

50 aniversario de la Unión Geofísica Mexicana

Volumen 1

Atmósfera



50 años de

Ge**ciencias**
en
México


ugm
1960 - 2010

2012

Monografía **5.1**

50 años de Geociencias en México

Raúl R. Castro Escamilla

División Ciencias de la Tierra, CICESE

María Tereza Cavazos Pérez

División de Oceanología, CICESE

Federico Graef Ziehl

División de Oceanología, CICESE

Blanca Emma Mendoza Ortega

Instituto de Geofísica, UNAM

José Manuel Romo Jones

División Ciencias de la Tierra, CICESE

Editores

Monografía No. 5

2012



1960-2010

ugm

Unión Geofísica Mexicana, A. C.

RECONOCIMIENTOS

En la realización de esta monografía participaron Lil Biddart Escobar, jefa de la biblioteca del CICESE, quien nos ayudó a completar la colección digital de Geofísica Internacional junto con Claudia Angélica Sánchez Morales y Edith Fernández Sinohue. Humberto Benitez, Daniel Peralta y Sergio Arregui colaboraron en la edición técnica y en la difusión digital. Maximiliano Lizárraga (Invisible Proyectos) estuvo a cargo de la edición gráfica.

La publicación de Geofísica Internacional no sería posible sin el trabajo editorial y el auspicio de Instituto de Geofísica de la UNAM. La Unión Geofísica Mexicana A.C., reconoce igualmente el apoyo incondicional del Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, CICESE.

Esta publicación fue financiada parcialmente gracias al apoyo del Conacyt (I010/293/2011 C-443/2011) y con fondos de la Unión Geofísica Mexicana, A.C.

PRESENTACIÓN

Con motivo del 50 aniversario de la Unión Geofísica Mexicana y de su revista, *Geofísica Internacional (GI)*, la mesa directiva 2010-2011 acordó publicar esta monografía conmemorativa que reúne una selección de artículos publicados en *GI* desde su iniciación en 1961.

Esta monografía consta de cuatro partes, cada una de las cuales incluye artículos de las disciplinas que establece el estatuto de la Unión: Ciencias de la Atmósfera, Ciencias Espaciales, Oceanografía y Limnología, y Ciencias de la Tierra. Los 54 artículos seleccionados cubren una amplia gama de tópicos de investigación relacionados con diversas regiones de México y realizados en su mayoría por geofísicos mexicanos.

En la primera parte presentamos una selección de artículos sobre Ciencias de la Atmósfera publicados desde 1964 sobre patrones de flujo superficial y de altura en México y estudios pioneros sobre el desarrollo de ciclones tropicales y la parametrización de nubes en modelos numéricos. En esta sección también se presentan artículos sobre el impacto de la erupción volcánica de El Chichón en la atmósfera y sobre los efectos de El Niño en México.

Los artículos seleccionados del área de Ciencias Espaciales cubren diferentes aspectos relacionados con la actividad solar y sus efectos en la magnetosfera, en la ionósfera y superficies terrestres, así como sobre los rayos cósmicos.

En la tercera parte incluimos artículos relacionados con Oceanografía y Limnología publicados en *GI* desde 1961 y que cubren estudios que van desde mareas y tsunamis hasta métodos para hacer mediciones oceanográficas y artículos de simulaciones numéricas que han permitido estudiar los fenómenos de circulación en el Golfo de México y en otros mares de la República.

Finalmente, presentamos en la cuarta parte de la monografía una selección de veinte artículos que tratan diversos aspectos geofísicos de la Tierra Sólida.

Esta selección intenta proporcionar un panorama general de los principales temas en geociencias que se han venido desarrollando en nuestro país en los últimos 50 años. Es un compendio que esperamos sea de utilidad para nuestra comunidad, particularmente para aquellos investigadores jóvenes y estudiantes que inician una carrera en alguno de estos temas.

José Manuel Romo Jones
División Ciencias de la Tierra
Departamento de Geofísica Aplicada, CICESE

Ensenada, Baja California, Julio de 2012

50 años de
Geociencias
en
México

Volúmen 1

Atmósfera

María Tereza Cavazos Pérez
División de Oceanología, CICESE

Editor

Ciencias atmosféricas

Prefacio

Posiblemente el autor más prolífico a la fecha en ciencias atmosféricas en *Geofísica Internacional (GI)* es el Dr. Julián Adem, quien fue el editor fundador de esta revista en enero de 1961, y también fue el presidente fundador de la Unión Geofísica Mexicana en noviembre de 1960. El modelo termodinámico de Adem, también conocido como Modelo Adem (Adem, 1962), se reconoce en la modelación numérica del clima como un precursor de los modelos terrestres de complejidad intermedia, porque aunque es mucho más simple que un modelo de circulación general (MCG), captura muchos aspectos de un MCG completo (McGuffie y Henderson-Sellers, 2001). El artículo original del Modelo Adem fue publicado en *Tellus* en 1962, pero Julián Adem contribuyó en muchas ocasiones en *GI* solo o con sus estudiantes y colaboradores, utilizando versiones mejoradas del Modelo Adem para predecir el clima del Hemisferio Norte en diversas escalas de tiempo. Para esta monografía seleccioné uno de esos artículos por su relevancia actual en la investigación del calentamiento global y cambio climático: "Efectos de retroalimentación del calentamiento inducido por el CO₂ atmosférico" (Adem y Garduño, 1998).

También seleccioné varios artículos de tres números de *GI* que fueron dedicados a temas especiales de gran significancia para la investigación atmosférica y para México: (i) Huracanes y meteorología tropical (Vol. 3-4, 1963, 1964), (ii) Efectos atmosféricos de la erupción del Volcán Chichón en 1982 (Vol. 23 (2-3), 1984) y (iii) Los efectos del El Niño en México (Vol. 42 (3), 2003).

Los cuatro artículos del primer grupo son parte de las Memorias de la III Conferencia sobre Huracanes y Meteorología Tropical que fueron publicados en dos volúmenes excelentes de *GI* (1964 y 1965). Los únicos dos mexicanos que publicaron en estas memorias fueron Julián Adem (1964) y Pedro Mosiño (1964). Este último presentó una de las primeras clasificaciones exhaustivas sobre los "Patrones de flujo superficial y de altura en México." Esta clasificación subjetiva de los patrones sinópticos fue producida usando compuestos diarios de cartas observadas de superficie y de 700 y 500 mb en una época en que los datos en malla no eran comunes. Muchos de los patrones sinópticos descritos en el artículo son todavía válidos y útiles.

Herbert Riehl (1963), considerado el padre de la meteorología tropical (Gray, 1998), dio la plática inaugural en la conferencia con el tema aspectos estacionarios de la circulación general tropical. Jules G. Charney, uno de los grandes fundadores de la meteorología dinámica moderna, también estuvo en la conferencia de la Ciudad de México. Charney dió dos pláticas en la conferencia, una de ellas con Arnt Eliassen sobre "El crecimiento de la depresión de un huracán: Un resumen." En esta presentación ellos invocan el concepto de inestabilidad condicional de segunda clase (CISK, por sus siglas en inglés) basado en la teoría de inestabilidad lineal. "En la depresión tropical el movimiento ascendente se organiza de tal forma que los cúmulos de nubes no compiten, pero cooperan para mantener la energía del sistema de gran escala; las celdas de cúmulos proveen la energía calorífica que le da vida a la depresión, y a su vez la depresión produce la convergencia de humedad de bajos niveles que entra a las celdas de cúmulos" (Charney y Eliassen, 1964).

En otra plática, Ooyama (1964) independientemente presentó un "Modelo dinámico para el estudio del desarrollo de un ciclón tropical." Usando un modelo de un ciclón de dos capas, Ooyama planteó la hipótesis de que la producción total de calor en una columna vertical de una nube convectiva era proporcional al suministro del vapor de agua hacia dentro de la columna por la convergencia de gran escala en la capa más baja de la atmósfera. Esta hipótesis es similar a la propuesta por Charney y Eliassen (1964), pero Ooyama reconoció explícitamente el flujo de masa de la nube mediante la representación de los efectos de calentamiento por las nubes convectivas introduciendo un parámetro de mezcla (*entrainment*) η . Años más tarde, Ooyama (1969) desarrollaría la primera simulación numérica exitosa de ciclones tropicales usando la parametrización de cúmulos ajustada de Kuo (1965).

Curiosamente en esta conferencia también estuvo Kuo, quien presentó una primera versión de lo que llegaría a ser su esquema de parametrización de cúmulos en la plática "Formación e intensificación de ciclones tropicales por convección profunda de cúmulos." Kuo (1964) propuso que el movimiento a escala de ciclón recibe calor y humedad de las celdas de cúmulos y su medio ambiente.

En la siguiente década, en 1973, Vol. 13 (2) de *GI*, Dieter Klaus publicó un artículo sobre las "Invasiones de aire frío en los trópicos a sotavento de las Montañas Rocallosas." Este artículo describe los patrones sinópticos asociados a diferentes tipos de frentes fríos o Nortes que afectan la República Mexicana y muestra la frecuencia de los patrones desde 1899 hasta 1960. Los patrones que encuentra Klaus son consistentes con trabajos mucho más recientes como el de Schultz *et al.* (1998).

El Dr. Ernesto Jáuregui es un climatólogo mexicano conocido internacionalmente por sus contribuciones a los estudios del clima urbano y, en particular, por sus estudios del clima de la Ciudad de México. En *GI*, Jáuregui ha contribuido con algunos artículos sobre clima urbano y sobre otros temas como climatología sinóptica y cambio climático. Para esta monografía, seleccioné un artículo que es representativo de su trabajo sobre el clima urbano de la Ciudad de México: "Variaciones de largo plazo de la visibilidad en la Ciudad de México" (Vol. 22 (3), 1983).

Los "Efectos atmosféricos de la erupción del Volcán Chichón en 1982" fueron rápidamente documentados en 42 artículos que se publicaron en dos números especiales de *GI* (Vol. 23 (2-3), 1984), cuyos editores invitados fueron Galindo, Hofmann y McCormick. Los artículos fueron el resultado de un simposio en la Asamblea General XVIII de la Unión Internacional de Geodesia y Geofísica que se llevó a cabo en Hamburgo en 1983. Por su inyección de materiales en la estratosfera, la erupción del Chichón es la segunda más grande del Siglo XX, después de la de Monte Pinatubo en 1991. Además, El Chichón ocurrió cuando se estaba formando uno de los dos eventos de El Niño más intensos del siglo XX, el de 1982-1983; la nube volcánica opacó la atmósfera y los sensores de los satélites no registraron a tiempo el Niño que se estaba formando. Para esta monografía, escogí el artículo de Galindo *et al.*: "Impacto atmosférico de las erupciones volcánicas de El Chichón en México" por analizar el impacto de este evento en el clima superficial de México.

El número 42 (3), 2003 de *GI* se dedicó a los "Efectos de El Niño en México." Este número fue una iniciativa de Badan y otros, como resultado de los impactos sin precedentes asociados al evento de El Niño 1997-1998. Con el apoyo del CONACYT se llevaron a cabo un gran número de estudios para analizar y documentar las relaciones causales de los posibles impactos de este evento en diferentes sectores del país. El resultado fueron 27 artículos sobre las teorías actuales de El Niño, teleconexiones, mecanismos e impactos en el clima terrestre, océano, ecosistemas marinos y terrestres, vegetación, procesos costeros y en la vulnerabilidad urbana. En particular, seleccioné el artículo de Antoine Badan "Los efectos de El Niño en México: Una encuesta" que hace una breve

descripción de todos los artículos de este número. También escogí el artículo de Víctor Magaña y colaboradores sobre el "Impacto de El Niño en la precipitación en México", por su relevante discusión sobre los diferentes mecanismos (entre ellos El Niño) asociados con la predictibilidad del clima en México. Magaña *et al.*, al igual que algunos autores de este número, muestran que hemos avanzado en el conocimiento y predicción de El Niño, pero también dejan ver que aún nos falta mucho por entender para poder predecir adecuadamente el clima de México y más aún, para entender los riesgos asociados a eventos hidrometeorológicos y climáticos y sus posibles impactos en la sociedad y en los ecosistemas.

Referencias

- Adem, J., (1962). On the theory of the general circulation of the atmosphere. *Tellus*, 14 (1), 102-115.
- Adem, J. (1964). On the thermal state of the troposphere-ocean-continent in the northern hemisphere. *Geofísica Int.*, 4 (4), 1-32.
- Galindo, I., D. J. Hofmann, y M. Patrick McCormick, 1984: Preface. *Geofísica Internacional*, 23 (2), 113.
- Gray, W., (1998). Dr. Herbert Riehl. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 67 (1-4), 3-4.
- Kasahara, A., (2000) Chapter 7: On the origin of cumulus parameterization. In D. Randall (Ed.) *General Circulation Model. Past, Present and Future*. International Geophysics Series, Vol. 40, Academic Press.
- Kuo, H. L., (1965). On the formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22, 40-63.
- McGuffie, K. and A. Henderson-Sellers, (2001). Forty years of numerical climate modeling. *Int. J. Climatol.*, 21, 1067-1109
- Ooyama, K., (1969). Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, 26, 3-40.
- Schultz, M. D., W. E. Bracken, and L. F. Bosart, (1998). Planetary- and synoptic-scale signatures associated with central American cold surges. *Mon. Wea. Rev.*, 126, 5-27.
- Riehl, H., (1963). Stationary aspects of the tropical general circulation. *Geofísica Int.*, 3 (3), 53-59.

María Tereza Cavazos Pérez

Departamento de Oceanografía Física, CICESE

Artículos seleccionados:

- Mosiffo, P. A., (1964). Surface weather and upper-air flow patterns in Mexico. *Geofísica Int.*, 4 (3), 117-168.
- Charney, J. G. and A. Eliassen, (1964). On the growth of the hurricane depression: A summary. *Geofísica Int.*, 4, (4), 223-230.
- Ooyama, K. (1964). A dynamical model for the study of tropical cyclone development, *Geofísica Int.*, 4 (4), 187-198.
- Kuo, H. L., (1964). Formation and intensification of tropical cyclones by deep cumulus convection. *Geofísica Int.*, 4, (4), 199-206.
- Klaus, D., (1973). Cold-air outbreaks invasions to the lee of the Rocky Mountains. *Geofísica Int.*, 13 (2), 99-143.
- Jauregui, E. (1983). Long term variations in the visibility of Mexico City. *Geofísica Int.*, 22 (3), 251-275.
- Galindo, I., J. A. Otaola and G. Zenteno, (1984). Atmospheric impact of the volcanic eruptions of El Chichon over México. *Geofísica Int.*, 23 (2), 373-383.
- Adem, J. and R. Garduño, (1998). Feedback effects of atmospheric CO₂-induced warming. *Geofísica Int.*, 37 (2), 55-70.
- Magaña, V., J. L. Vázquez, J. L. Pérez, and J. B. Pérez, (2003). Impacts of El Niño on precipitation in México. *Geofísica Int.*, 42 (3), 313-330.
- Badan, A., (2003). The effects of El Niño in Mexico: A survey. *Geofísica Int.*, 42 (3), 567-571.

Contenido

Surface weather and upper-air flow patterns in Mexico P. A. Mosiño	1
On the growth of the hurricane depression: A summary J. G. Charney, and A. Eliassen	53
A dynamical model for the study of tropical cyclone development K. Ooyama	61
Formation and intensification of tropical cyclones by deep cumulus convection H.L. Kuo	73
Cold-air outbreaks invasions to the lee of the Rocky Mountains D. Klaus	81
Long term variations in the visibility of Mexico City E. Jauregui	107
Atmospheric impact of the volcanic eruptions of El Chichon over México I. Galindo, J. A. Otaola and G. Zenteno	123
Feedback effects of atmospheric CO ₂ -induced warming J. Adem. and R. Garduño	129
Impacts of El Niño on precipitation in México V. Magaña, J. L. Vázquez, J. L. Pérez, and J. B. Pérez	145
The effects of El Niño in Mexico: A survey A. Badan	163

Surface weather and upper-air flow patterns in Mexico

P.A. Mosiño

Instituto de Geofísica, UNAM

INTRODUCCIÓN

Las condiciones del tiempo en México y las configuraciones del flujo aéreo superior concurrentes han sido objeto de gran discusión en el pasado, principalmente por falta de información sobre la atmósfera superior del territorio mexicano. Sin embargo, en los últimos años una continua mejoría de la red de observación de la atmósfera superior hizo posible el diseño de cartas de la atmósfera superior sobre México.

Cartas de la superficie y atmósfera superior que cubren los EE.UU. México, Centroamérica y aguas adyacentes, son analizadas continuamente en la Oficina Central Meteorológica de Radio Aeronáutica (RAMSA) en la ciudad de México desde su fundación en 1951. Estas cartas incluyen, además de capas del tiempo en la superficie, cartas de los niveles de presión 850, 700, 500, 400 mb.

Aunque en el Servicio Meteorológico Mexicano se han trazado durante mucho tiempo cartas de la superficie y por menos tiempo cartas del aire superior, no estuvieron dichas cartas a disposición del autor, quien por lo tanto tuvo que atenerse a las bien analizadas cartas que la RAMSA amablemente le proporcionó durante el período relativamente corto de 1951 a 1954 inclusive. Las cartas usadas fueron: mapas del tiempo diario de la superficie para 1200 y 2400 TGM, cartas diarias de 700 y 500 mb para 0300 y 1500 TGM.

LOS DATOS

A-Las cartas de la superficie. Los mapas del tiempo en la superficie trazados en varios centros de pronóstico en México no son apropiados para el estudio de configuraciones de flujo actual en este país, debido a la topografía que en gran medida hace los análisis del tiempo al nivel del mar de poca utilidad. Si consideramos que un 60% de México está sobre 1000 metros, entendemos por que no son representativas las isobaras al nivel del mar en territorio mexicano (ver Fig. 1).

Primero, las lecturas barométricas en estaciones sobre los 1000 metros no pueden reducirse exactamente al nivel del mar y segundo, las "isobaras al nivel del mar" que resultan de estas reducciones no son representativas del flujo aéreo a ningún nivel (Beckwith, W. B., 1946). Sin embargo, la inclusión de configuraciones isobáricas de superficie en este trabajo se ha considerado necesaria para establecer un lazo de unión

INTRODUCTION

The weather conditions in Mexico and their related free air flow patterns have been a matter of considerable conjecture in the past due mainly to lack, of upper air data for the Mexican region. However, in the last few years, continuous improvement of the upper-air observing network has made possible the drawing of fairly reliable upper air charts over Mexico.

Surface and upper air charts covering the United States, Mexico, Central America and adjacent waters are analyzed currently at the Main Meteorological Office of Radio Aeronáutica Mexicana, S. A. (RAMSA) in Mexico City since its foundation in 1951. These charts include, besides the surface weather maps, charts of the 850, 700, 500, 400 and 300 mb pressure levels.

Although surface charts have been drawn at the Mexican Meteorological Service for a long period, and upper air charts for a shorter period of years, these were not readily available to the author. He had therefore to rely upon the well analyzed charts which RAMSA kindly made available to him for the relatively shorter period from 1951 to 1954 inclusive. The charts used were: daily surface weather maps of 1200 and 2400 GMT; daily 700 and 500 mb charts for 0300 and 1500 GMT.

THE DATA

A-The surface charts. The surface weather maps drawn at several forecasting centers in Mexico are not suitable for the study of actual flow patterns in this country, because of topography which to a large extent renders the sea-level weather analysis of little use. If we consider that about 60% of Mexico lies above 1000 meters, we realize the reason for the non-representativeness of the sea level isobaras over the Mexican land area (see Fig. 1).

Firstly, pressure reading from stations above 1000 meters cannot be accurately reduced to sea level and, secondly, the "sea level isobaras" resulting from these reductions are not representative of the air flow at any level whatsoever (Beckwith, W. B., 1946). Nevertheless, the inclusion of surface isobaric patterns in this paper has been considered necessary in order to establish a link between the well-known sea-level as-

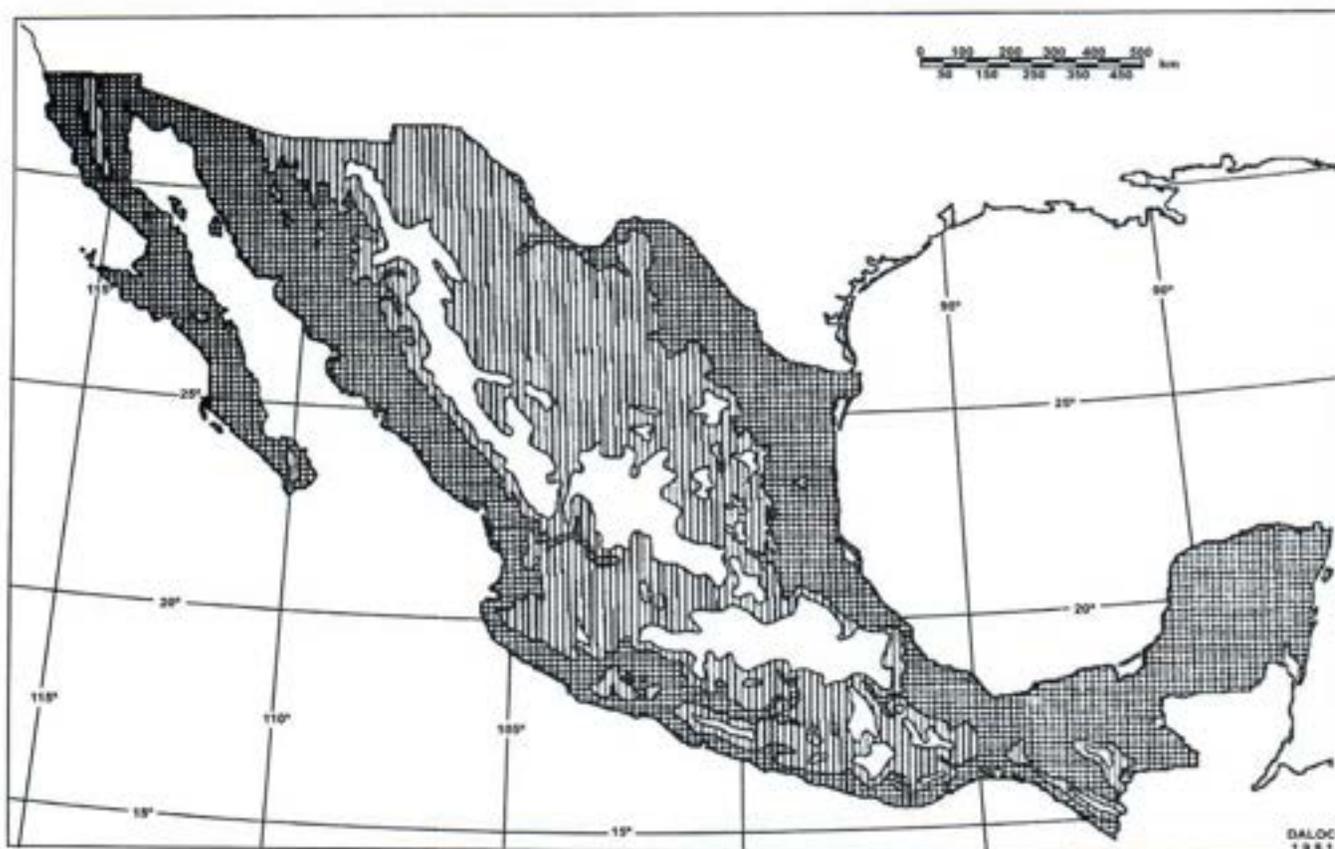


Fig. 1.-Mapa del relieve de México.

Fig. 1.-Contour map of Mexico.

entre los aspectos bien conocidos del tiempo al nivel del mar y los de altura.

Existen varias descripciones de configuraciones, por ejemplo las de Elpidio López (1922), Ernesto Domínguez (1931) y otros, que dan una buena idea de la sinóptica al nivel del mar en México.

B-Las cartas de la atmósfera superior. El estudio de las configuraciones del flujo como se representan en las cartas de la atmósfera superior son de considerable y mayor importancia para explicar el tiempo en México, particularmente sobre el área de la Altiplanicie donde los mapas de la superficie son de valor dudoso.

Por lo tanto, en este trabajo se puso mayor atención a las cartas de 700 y 500 mb que a la carta de la superficie, ya que desde los últimos años las primeras se han enriquecido considerablemente por la inclusión de nuevos globos piloto y estaciones de radio-sonda que operan actualmente (1963) en este país. La Fig. 2 indica la ubicación de tales estaciones.

La carta de 700 mb, aunque tiene que ver con una capa más cerca de la superficie que la de 500 mb y por lo tanto, mucho más sujeta a la influencia de fricción de picos de las altas montañas, ya muestra patrones definidos de flujo sobre

pects of the weather of Mexico and those aloft.

Several descriptions of patterns exist, for instance those by Elpidio López (1922), Ernesto Domínguez (1931), and others which give a good idea of sea-level synopsis of Mexico.

B-The upper-air charts. Of considerable greater importance in explaining the weather of Mexico, particularly over the plateau area where the surface maps are of a doubtful value, is the study of the flow patterns as depicted by the upper air charts.

Thus, in this paper more attention has been given to 700 and 500 mb charts than the surface chart, since during the last few years the former have been considerably enriched by the inclusion of new pilot balloon and radio sonde data. Fig. 2 shows the location of pilot balloon and radio-sonde stations operating at present (1963) in this country.

The 700 mb chart, although dealing with a layer nearer to the surface than the 500 mb, and therefore, much more subject to the influence of friction from the high mountain peaks, shows already definite patterns of flow over Mexico. The 500

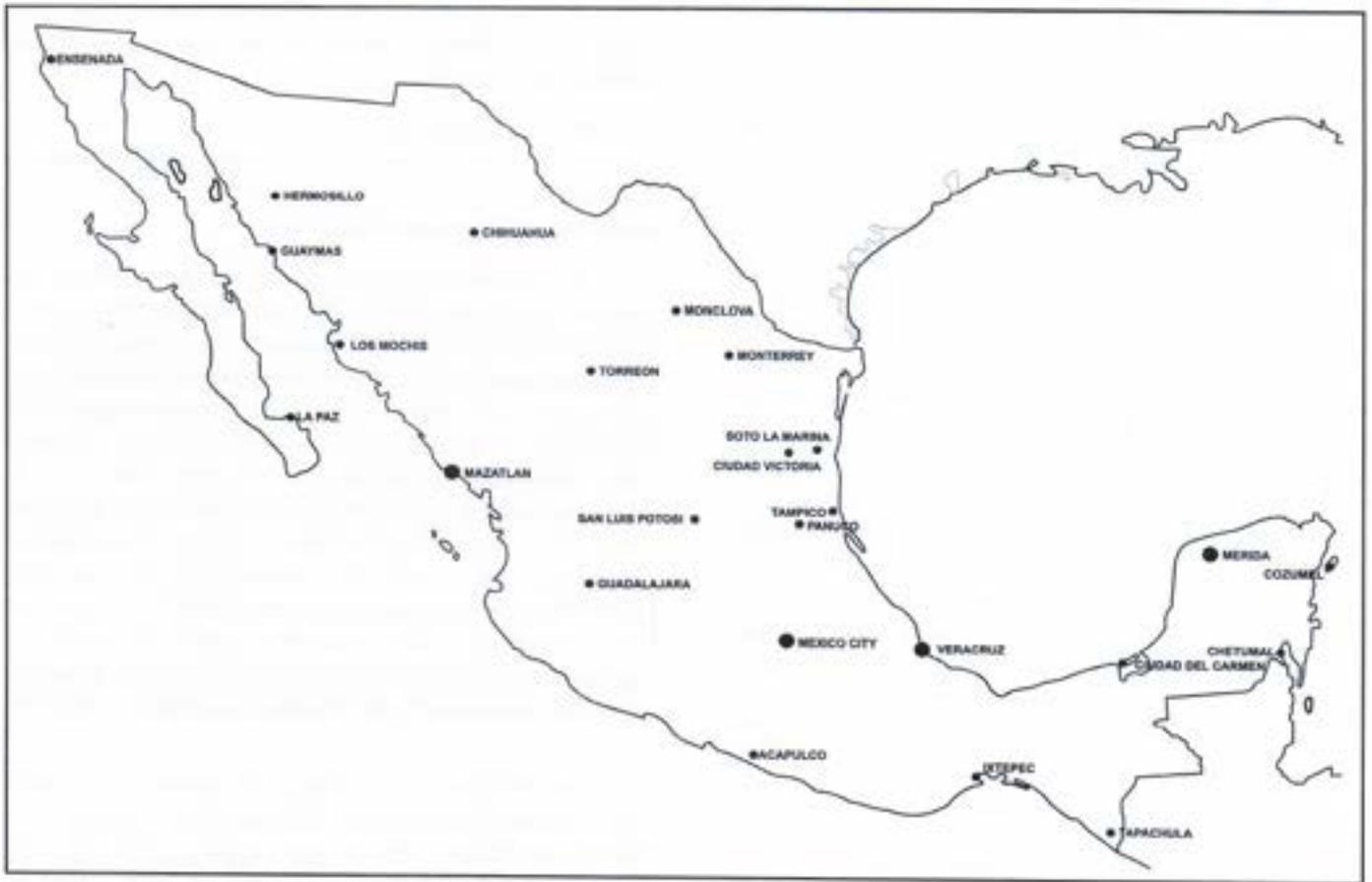


Fig. 2.-Ubicación de los observatorios de la atmósfera superior en México.

Fig. 2.-Location of the upper-air and radio sonde stations in Mexico.

México. La carta de 500 mb incluye generalmente menos observaciones de viento, pero donde hay suficientes datos de radio-sonda, indica patrones de flujo bastante confiables sobre México. En este país las observaciones de radio-sonda solo se hacen una vez al día, a las 0300 TGM.

mb chart generally includes less wind observations, but whenever there are enough radio-sonde data it gives fairly reliable flow patterns over Mexico. In this country radio-sonde observations are made only once a day, at 0300 GMT.

CLASIFICACIÓN Y FRECUENCIA DE CONFIGURACIONES DE FLUJO

La clasificación de configuraciones del flujo de la atmósfera superior e isobáricas en superficie que siguen está basada principalmente en la experiencia del autor en pronóstico para el área, durante los últimos 9 años. Esta experiencia puede operar en dos maneras; por un lado, el autor puede estar tentado a "probar sus propios puntos de vista" y por otro lado, una clasificación de tipo climática para el área de México se puede basar solamente en una experiencia de tal clase.

A-Clasificación de cartas de superficie. Las configuraciones isobáricas de la superficie que aparecen generalmente en el mapa regular del tiempo se han dividido en tres categorías principales, a saber: a) Situaciones Ciclónicas; b) Situaciones Anticiclónicas, y c) Situaciones "Nortes". Esta sencilla

CLASSIFICATION AND FREQUENCY OF FLOW PATTERNS

The classification of surface isobaric and upper-air flow patterns that follows is based mainly on the experience of the author in forecasting for the area during the last 9 years. This experience may operate in two ways: on the one hand, the author may be tempted "to prove his own views"; on the other hand, a weather type classification for the Mexican area can only be based on experience of this kind.

A-Classification of surface charts. The surface isobaric patterns currently shown in the regular weather map have been divided into three main categories, namely: (a) Cyclonic Situations; (b) Anticyclonic Situations, and (c) "Northern Situations". This simple classification follows the outline of

clasificación sigue el patrón de clasificaciones previas en los trabajos mencionados y se da aquí sólo como conexión con la bien conocida clasificación isobárica al nivel del mar.

Tuvimos gran dificultad en seleccionar los patrones que por experiencia se saben que existen y en rechazar los que son producto de una reducción artificial de presión al nivel del mar sobre la altiplanicie.

En realidad, la carta de la superficie no muestra las características de tales perturbaciones típicas pues por evidencia aerológica se sabe que las ondas del este cruzan el país durante la estación de lluvias. Las ondas del este llegan a la Altiplanicie Mexicana desde el Mar Caribe, pero mucho antes de que entren en el Golfo de México se hacen muy difíciles de ser localizadas en las cartas de superficie sin ayuda de las cartas de la atmósfera superior. La razón es probablemente la deflexión de las corrientes de aire por el macizo de la Altiplanicie, que modifica la forma de las isobaras a niveles más bajos. Solo ondas que son suficientemente profundas para ser evidentes a 700 mb o más alto, hacen sentir su presencia sobre la Altiplanicie y aún entonces las cartas de superficie no muestran distintamente su progresión occidental sobre esta parte del país, debido a los errores introducidos por la reducción de presión al nivel del mar.

El efecto de la reducción de presión al nivel del mar se manifiesta en las cartas de la superficie como una débil baja sobre la Altiplanicie Mexicana. Esta área de baja presión, que adopta la forma de un triángulo isósceles con su base angosta sobre el suroeste de los Estados Unidos, es una característica casi permanente del campo isobárico de superficie en esta parte del país. Esta baja presión sobre la Altiplanicie solo desaparece en ocasiones, generalmente cuando es borrada por una célula anticiclónica sobre el Golfo de México.

Por ello, en general, los tipos de superficie se han escogido sin tener en cuenta las isobaras al nivel del mar sobre la Altiplanicie. Esto ha hecho necesario seleccionar configuraciones isobáricas con características principales centradas fuera del terreno alto. Las pocas excepciones de esta regla se indicarán después. Las Figs. 3-12 muestran los tipos de superficie isobárica.

I-Situaciones ciclónicas

Tipo 1. "Depresión superficial sobre la Altiplanicie Mexicana" (ver Fig. 3). Aunque es similar a la depresión superficial que resulta de la reducción de presión al nivel del mar como se describe arriba, este tipo puede distinguirse del anterior por su forma elíptica con eje mayor orientado de NE a SW y existencia simultánea de una depresión cerrada a 700 mb sobre el área.

Tipo 2. El área de baja presión sobre el NE de México y Texas (Fig. 4), puede o no tener una onda frontal.

previous classifications in the papers mentioned above, and is given here merely in order to link up with the well known isobaric patterns at sea level.

We find considerable difficulty here in selecting those patterns which are known by experience to exist and in rejecting those which are product of the artificial reduction of pressure to sea level over the plateau area.

As a matter of fact, the surface chart does not show the features of such typical disturbances as the easterly waves that from aerological evidence are known to cross the country during the rainy season. The easterly waves approach the Mexican plateau from the Caribbean Sea, but long before they enter the Gulf of Mexico, they become very hard to locate in the surface charts without the help of the upper air charts. The reason for this is probably the deflection of the air currents by the plateau massif which in this way modifies the shape of the isobars at lower levels. Only waves which are deep enough to be evident at 700 mb or higher make their presence felt over the plateau, and even then the surface chart does not show distinctly their westerly progression over this part of the country because of the errors introduced by the reduction of pressure to sea level.

The effect of the reduction of pressure to sea level shows up in the surface charts in the shape of a weak low over the Mexican plateau. This low pressure area, which adopts the shape of an isosceles triangle with its narrow base over the southwestern United States, is an almost permanent feature of the surface isobaric field in this part of the country. Only occasionally this low over the plateau disappears; usually when it is overcome by an anticyclonic cell over the Gulf of Mexico.

Thus, in general, the surface types have been chosen disregarding the sea level isobars over the plateau. This has made it necessary to select isobaric patterns with main features centered outside the high terrain. The few exceptions to this rule will be pointed out below. Figs. 3-12 show the surface isobaric types.

I-Cyclonic situations

Type 1. "Surface low over the Mexican plateau" (see Fig. 3). Although similar to the surface low resulting from the reduction of pressure readings to sea level as described above, this type can be distinguished from the former by its elliptical shape with the major axis oriented from NE to SW and from the simultaneous occurrence of a closed low at 700 mb over the area.

Type 2. Low pressure area over northeastern Mexico and Texas (Fig. 4). This may have a frontal wave in it or not.

TABLA I.
FRECUENCIA DE TIPOS SUPERFICIALES

TABLE I.
FREQUENCY OF SURFACE TYPES

SITUACIONES CICLÓNICAS, ANTICICLÓNICAS Y DE "NORTE"
CYCLONIC, ANTICYCLONIC AND "NORTHERN" SITUATIONS

Tipos Types	ENE JAN		FEB FEB		MAR MAR		ABR APR		MAY MAY		JUN JUN		JUL JUL		AGO AUG		SEP SEP		OCT OCT		NOV NOV		DIC DEC	
	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%
1	2	0.8	0	0	2	0.8	2	0.8	2	0.8	0	0	0	0	0	0	1	0.4	0	0	0	0	1	0.4
2	2	0.8	4	1.7	12	4.9	2	0.8	8	3.3	0	0	5	2.1	2	0.8	0	0	2	0.8	1	0.4	4	1.7
3	3	1.2	9	3.8	9	3.8	0	0	5	2.1	3	1.5	8	3.3	10	4.1	19	8.4	13	5.5	15	6.3	7	2.9
4	34	13.7	32	13.6	48	19.9	35	15.5	79	32.9	24	11.5	2	0.8	2	0.8	0	0	13	5.5	13	5.5	13	5.5
5	98	39.5	95	40.3	112	46.1	136	60.2	106	44.2	74	35.4	35	14.4	61	26.2	40	17.7	104	43.9	110	46.4	108	44.6
6	0	0	0	0	0	0	1	0.4	3	1.2	69	33.1	118	48.8	106	43.3	84	37.2	15	6.3	3	1.3	0	0
7	0	0	0	0	0	0	1	0.4	0	0	23	13.4	74	30.6	61	24.9	66	29.2	13	5.5	0	0	0	0
8	30	12.1	40	16.9	27	11.2	23	10.2	19	7.9	4	2.0	0	0	0	0	7	3.1	17	7.2	34	14.4	41	17.0
9	42	16.9	48	20.3	30	12.5	26	11.5	18	7.5	0	0	0	0	0	0	7	3.1	46	19.5	44	18.6	59	24.4
10	37	14.9	8	3.4	1	0.4	0	0	0	0	7	3.4	0	0	0	0	2	0.8	14	5.9	15	6.3	9	3.7

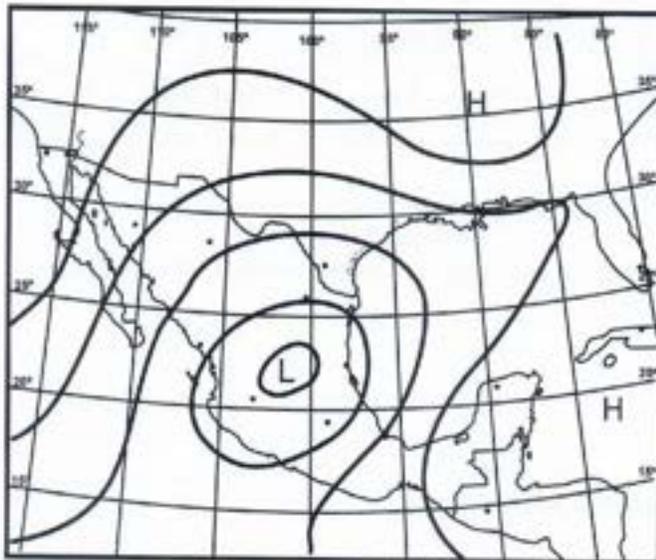


Fig. 3.-Tipo 1. Depresión superficial sobre la Altiplanicie.
Fig. 3.-Type 1. Surface low over the Plateau.

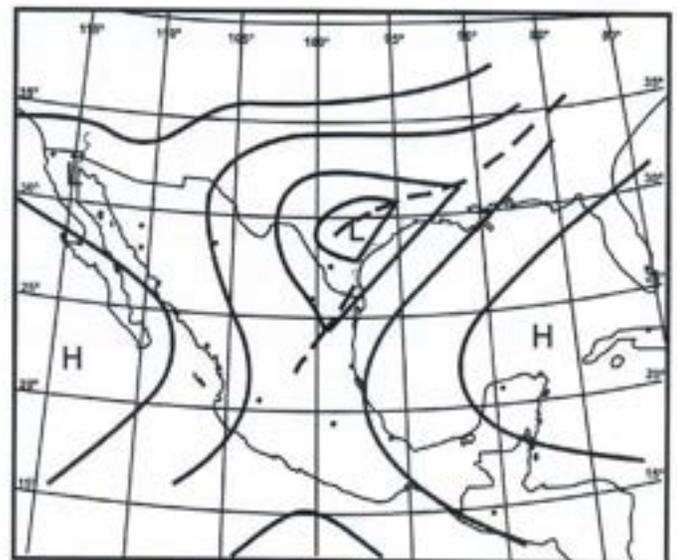


Fig. 4.-Tipo 2. Depresión sobre el NE de México. Puede alojar o no una onda frontal incipiente.
Fig. 4.-Type 2. Low over the NE part of Mexico. It may or may not contain a young frontal wave.

Tipo 3. Área de baja presión sobre el Golfo de México (Fig. 5). Esto puede mostrar una onda frontal o corresponder a un ciclón tropical).

Tipo 4. Depresión "superficial" sobre la altiplanicie oeste de los Estados Unidos (Fig. 6). Este tipo es la bien conocida baja del suroeste, citada en centros de previsión y literatura meteorológica de los Estados Unidos).

Tipo 5. "Vaguada de sotavento de la montaña" al E de la Sierra Madre Oriental, extendiéndose sobre el sur del Golfo de México (Fig. 7).

Type 3. Low pressure area over the Gulf of Mexico (Fig. 5). This may show a frontal wave in it or may correspond to a tropical cyclone.

Type 4. "Surface" low over the western plateau of the United States (Fig. 6). This type is the well known southwestern low quoted at forecasting centers and in meteorological literature of the United States.

Type 5. "Lee of the Mountain trough" E of the Sierra Madre Oriental, extending over the southern Gulf of Mexico (Fig. 7).

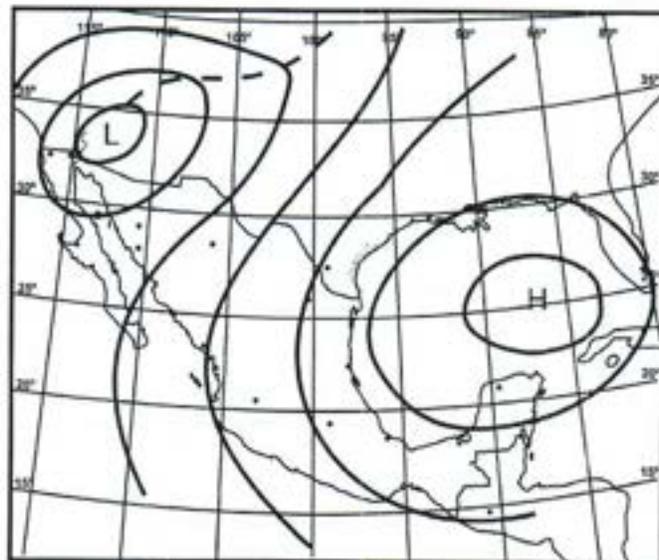
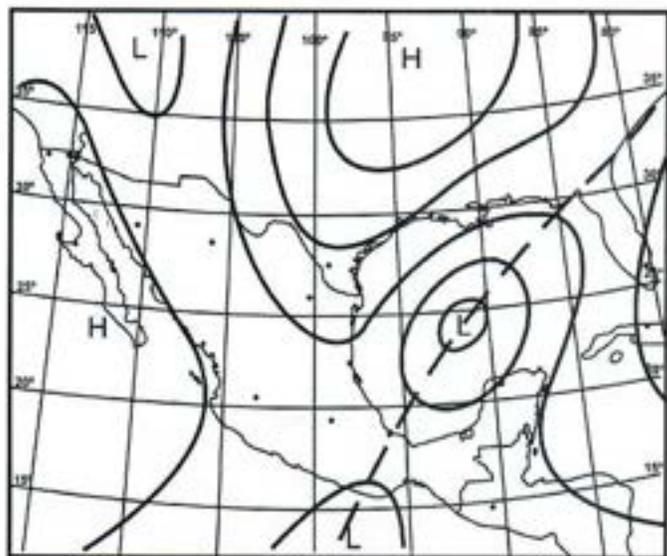


Fig. 5.-Tipo 3. Área depresionaria sobre el Golfo de México. Puede tener una onda frontal en invierno o corresponder a una depresión tropical en Verano.

Fig. 5.-Type 3. Low pressure area over the Gulf of Mexico. It may have a frontal wave in winter or belong to a tropical depression in summer.

Fig. 6.-Tipo 4. Depresión superficial sobre el oeste de EE. UU. (depresión del suroeste).

Fig. 6.-Type 4. Surface low over the western U. S. (southwestern low).

II-Situaciones anticiclónicas

Tipo 6. Celda anticiclónica centrada sobre el norte del Golfo de México separada del anticiclón Bermuda-Azores por una vaguada mayor.

Tipo 7. Anticiclón sobre el este de los Estados Unidos con una cresta que se extiende hacia el suroeste de México (Fig. 9).

II-Anticyclonic situations

Type 6. Anticyclonic cell centered over the northern Gulf of Mexico separated from the Bermuda-Azores anticyclone by a major trough (Fig. 8).

Type 7. Anticyclone over the eastern United States with a ridge extending southwestward over Mexico (Fig. 9).

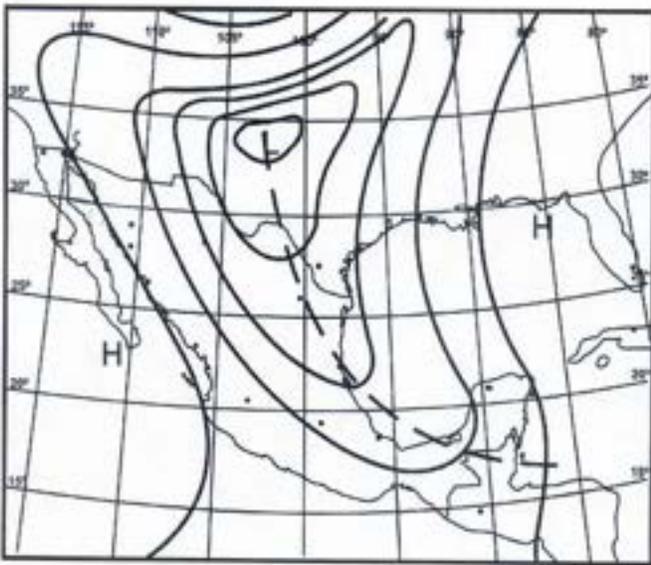


Fig. 7.-Tipo 5. "Vaguada de Sotavento de Montaña", al este de las Montañas Rocosas y de la Sierra Madre Oriental.

Fig. 7.-Type 5. "Lee of the Mountain Trough" east of the Rocky Mountain and the Sierra Madre Oriental.

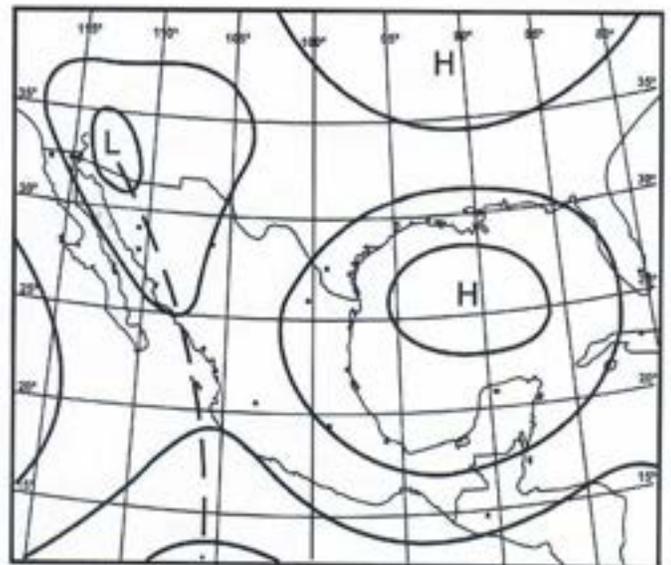


Fig. 8.-Tipo 6. Celda anticiclónica con centro sobre el norte del Golfo de México, separada de la alta de Bermuda-Azores por una vaguada extendida de N a S.

Fig. 8.-Type 6. Anticyclonic cell centered over the northern Gulf of Mexico, separated from the Bermuda-Azores High by a N-S extended trough.

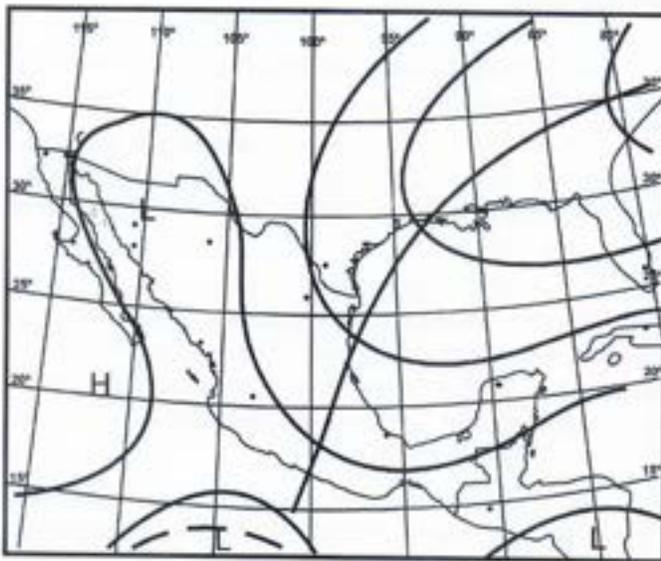


Fig. 9.-Cuña sobre el este de EE. UU. que puede ser la proyección occidental del anticiclón de Bermudas-Azores a México.

Fig. 9.-Type 7. Wedge over the Eastern U. S. which may be the western projection of the Bermuda-Azores anticyclone into Mexico.

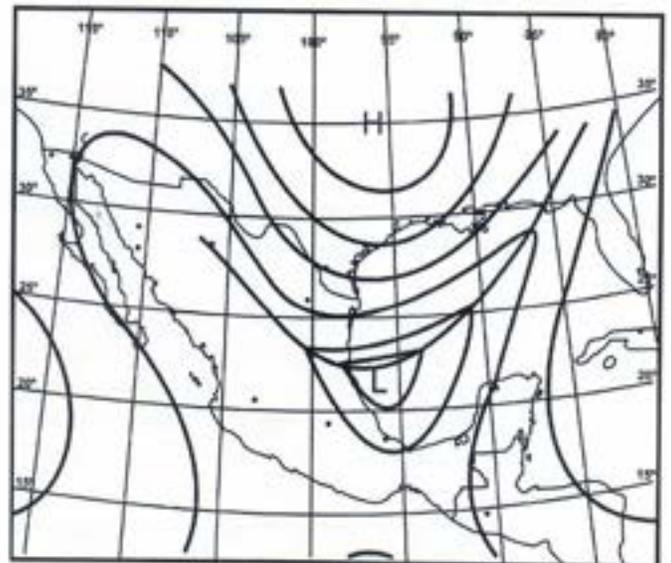


Fig. 10.-Tipo 8. El frente frío que forma el borde de la masa de aire polar avanza hacia el sur y ha pasado por Monterrey pero no ha llegado a Veracruz.

Fig. 10.-Type 8. The cold front that constitutes the edge of the cold air mass is advancing southward past Monterrey but not past Veracruz yet.

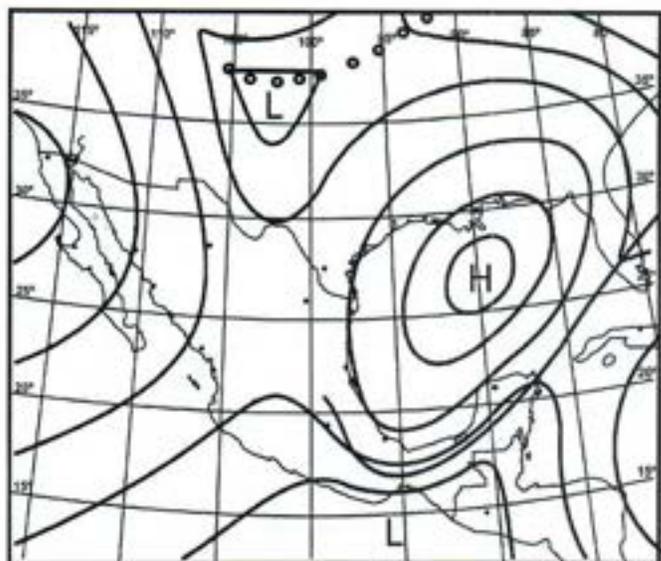


Fig. 11.-Tipo 9. Lo mismo que el tipo 8 excepto que el frente ha pasado Veracruz y avanza hacia el sureste sobre la Península de Yucatán. Una "Vaguada de Sotavento de Montaña" aparece al este de las Montañas Rocosas.

Fig. 11.-Type 9. The same as type 8 except that the front is past Veracruz and is advancing southeastward over the Yucatan Peninsula. A "Lee of the Mountain trough" is apparent east of the Rocky Mountains.

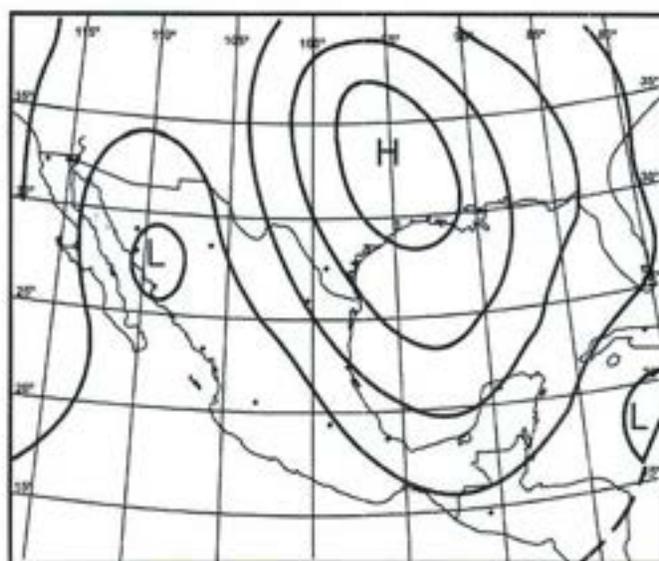


Fig. 12.-Tipo 10. Similar a los tipos 8 y 9, pero el frente abandona Yucatán y atraviesa Cuba. La alta detrás del frente frío tiene su centro sobre la porción del medio oeste de los EE. UU. o un poco al oeste sobre las Montañas Rocosas.

Fig. 12.-Type 10. Similar to Type 8 and 9, but the front is past Yucatan and is across Cuba. The High behind the cold front is centered over the middle west of the U.S. or slightly westward over the Rocky Mountains.

III-Situaciones de "norte"

Estos son los conocidos "Nortes" asociados con una entrada violenta de aire polar continental sobre el Golfo de México.

Tipo 8. Frente frío que avanza hacia el sur por la costa norte del Golfo de México, pasando por Monterrey, pero no por Veracruz y orientado de NE a SW a través del Golfo de México (Fig. 10).

Tipo 9. Igual al tipo 8, pero el frente ha pasado Veracruz y avanza por el sureste sobre la Península de Yucatán. El área de alta presión que sigue al frente frío está centrada sobre los Estados del Golfo en Estados Unidos, insinuándose una "vaguada de sotavento de las montañas" al E de las Montañas Rocosas en los Estados Unidos (Fig. 11).

Tipo 10. Similar al 9, pero el frente frío ha dejado la Península de Yucatán y se encuentra a través de Cuba: una área enorme de alta presión atrás del frente frío se halla centrada sobre el Medio Oeste de los Estados Unidos o algo más lejos hacia el W cerca de las Montañas Rocosas (Fig. 12).

B-Frecuencia de los tipos de superficie. En la Tabla I se dan frecuencias mensuales y frecuencias porcentuales mensuales de los tipos de superficie arriba mencionados. Sin embargo, se han puesto en forma gráfica para su discusión (Fig. 13). La característica más saliente de esta gráfica es la predominancia del tipo 5 durante todo el año excepto en los meses de Verano. Tiene un mínimo secundario en Invierno.

III-"Northern" situations

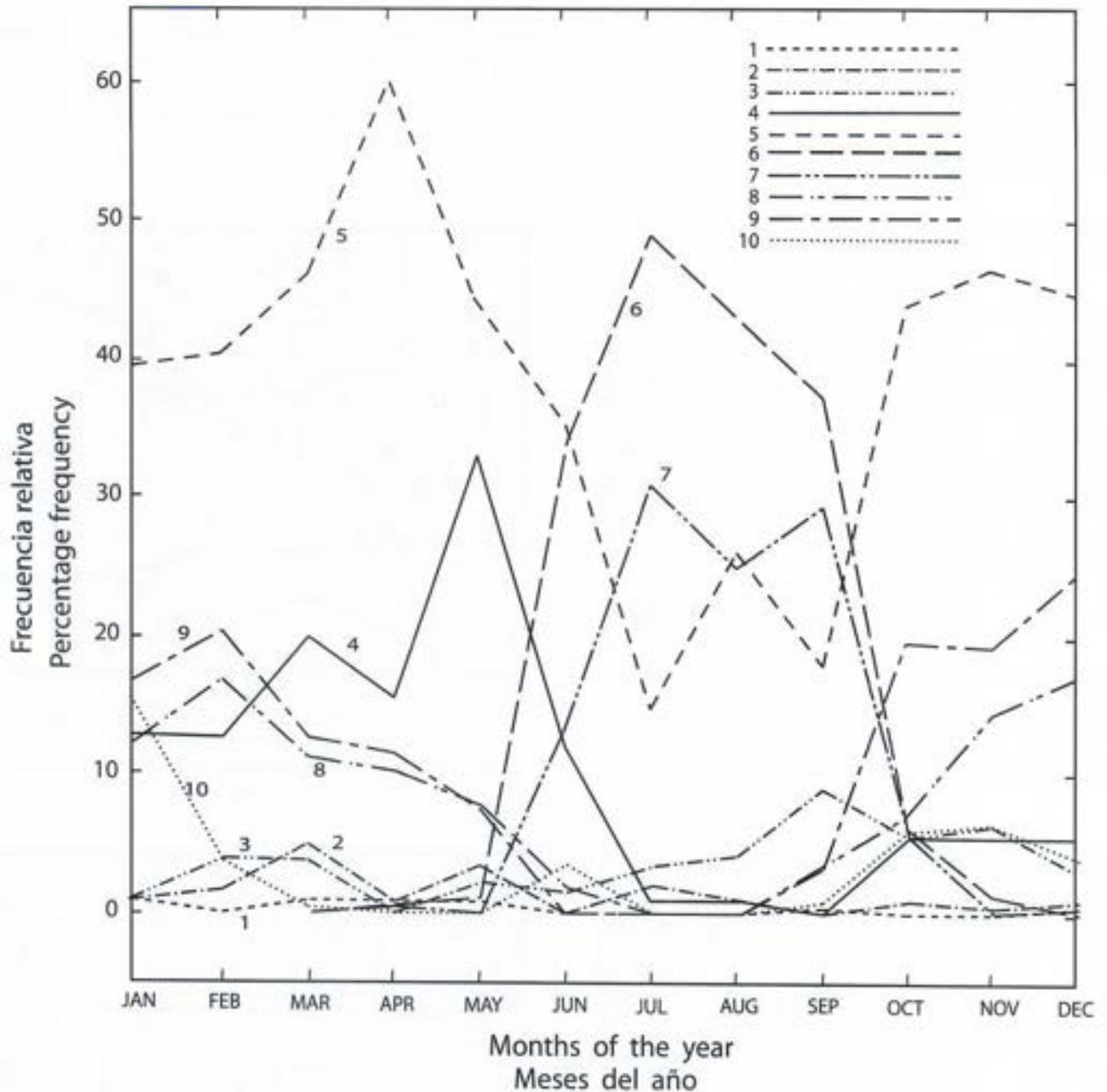
These are the familiar "Northern" associated with outbreaks of Polar Continental air over the Gulf of Mexico.

Type 8. Cold front advancing southwards along the northern Gulf coast of Mexico, past Monterrey, but not through Veracruz, oriented from NE to SW across the Gulf of Mexico (Fig. 10).

Type 9. The same as type 8, but the front has passed Veracruz and is advancing southeastwards over the Yucatan Peninsula. The high pressure area following the cold front is centered over the Gulf States of the United States, a "lee-of-the-mountain trough" being apparent E of the Rocky Mountains in the United States (Fig. 11).

Type 10. Similar to type 9, but the cold front has left the Yucatan Peninsula and is located across Cuba, an enormous high pressure area behind the cold front being centered over the Middle West of the United States or a little farther W near the Rocky Mountains (Fig. 12).

B-Frequency of surface types. In Table I, the monthly frequencies and the percentage monthly frequencies of the Surface Types mentioned above are given. For discussion, however, they have been shown in graphical form (Fig. 13). The most outstanding feature of this graph is the predominance of type 5 throughout the year except for the Summer months. It has a secondary minimum in Winter. The maximum frequency of this type occurs around



13.-Frecuencia porcentual de tipos superficiales.

Fig. 13.-Percentage frequency of surface types.

La frecuencia máxima de este tipo tiene lugar en Abril, con un máximo secundario en Noviembre. La pequeña punta en Agosto no debe pasarse por alto, ya que más años de datos pueden mostrar que es importante.

Después de trazar esta gráfica, pareció al autor que este tipo debió haber sido dividido en varios sub-tipos. El tipo 5 corresponde a una vaguada de sotavento de la montaña al E de la Sierra Madre Oriental que se extiende al sur del Golfo de México, lo que aparentemente da un flujo de aire marcada-

April, with a secondary maximum in November. The small peak in August seems large enough not to be disregarded, as more years of data may show that it is important.

After drawing this graph, it seemed to the author that this type should have been split into further sub-types. Type 5 corresponds to a "lee-of-the-mountain" trough E of the Sierra Madre Oriental, extending southwards into the southern Gulf of Mexico, which apparently gives a markedly divergent flow of air from SE to NW over the Gulf of Mexico and the Mexi-

mente divergente de SE a NW sobre el Golfo de México y las llanuras costeras de México. Debido al creciente gradiente de presión hacia el norte a lo largo de esta vaguada que contrarresta el efecto del cambio latitudinal del parámetro de coriolis y a que el flujo aéreo es paralelo a las principales cadenas de montañas, se puede esperar que este tipo ocasione una considerable subsidencia del aire sobre las llanuras costeras.

can coastal plains. Because of the increasing pressure gradient northward along this trough which counterbalances the effect of the latitudinal change of the coriolis parameter, and because air flow is parallel to the main mountain ranges, this type may be expected to account for considerable subsidence of the air over the coastal plains.

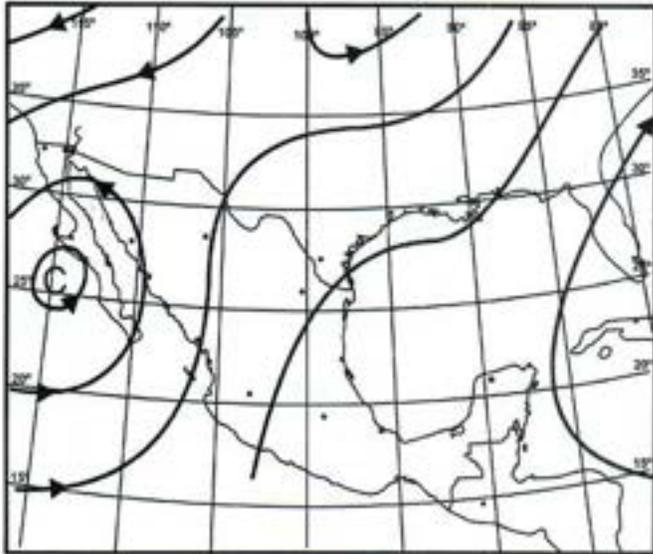


Fig. 14.-Tipo A. Baja fría sobre el NW de México abarcando la porción norte de la Altiplanicie.

Fig. 14.-Type A. Cold low over the NW of Mexico including part of the northern Plateau.

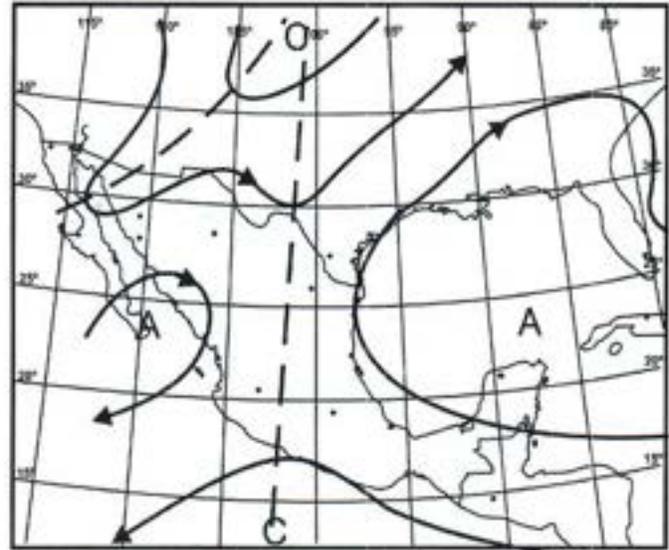


Fig. 15.-Tipo B. Sobre la Altiplanicie Mexicana con vaguada oblicua débil sobre el NW de México.

Fig. 15.-Type B. Over the Mexican Plateau with a weak slant trough over the NW of Mexico.

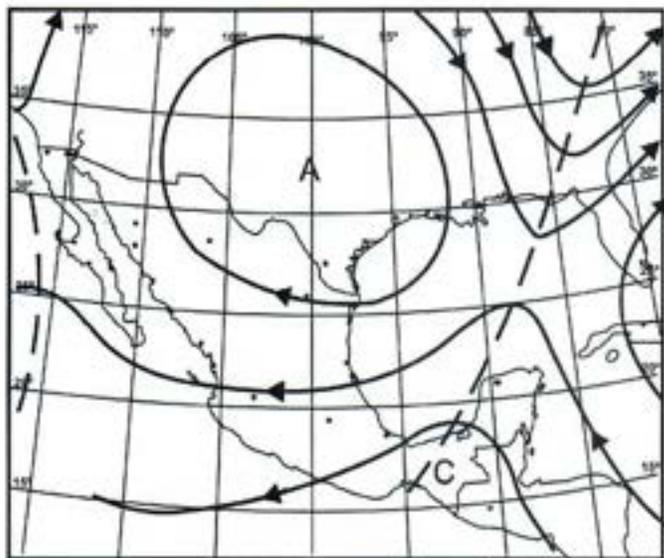


Fig. 16.-Tipo C. Vaguada alargada a través del Golfo de México formando una onda del Este sobre su porción sur.

Fig. 16.-Type C. Extended trough across the Gulf of Mexico giving rise to an Easterly wave over its southern portion.

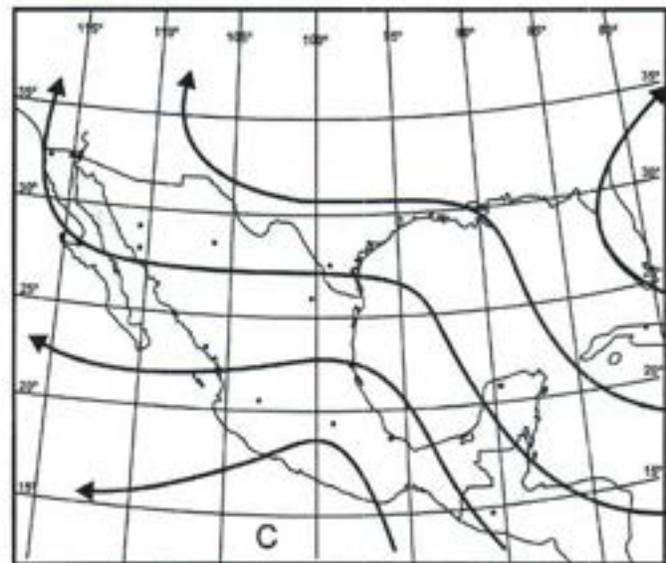


Fig. 17.-Tipo D. Onda del este separada de la vaguada de la Fig. 16 y que avanza hacia el oeste entre Veracruz y Guadalajara.

Fig. 17.-Type D. Easterly wave that has separated from the trough in Fig. 16, and is advancing westward between Veracruz and Guadalajara.

Los meses de Verano se distinguen por prevalecer los tipos 6 y 7, que son tipos anticiclónicos asociados a la aparición de los vientos alisios sobre el área y tienen trayectorias de aire burdamente perpendiculares a las principales cordilleras. Están, por lo tanto, conectados con un ascenso orográfico del aire húmedo e inestable, particularmente sobre la Sierra Madre Oriental.

The Summer months are marked by a prevalence of types 6 and 7, these are anticyclonic types associated with the appearance of the trades over the area and have air trajectories roughly perpendicular to the principal mountain ranges. They are, therefore, connected with orographic lifting of moist, unstable air, particularly over the Sierra Madre Oriental.

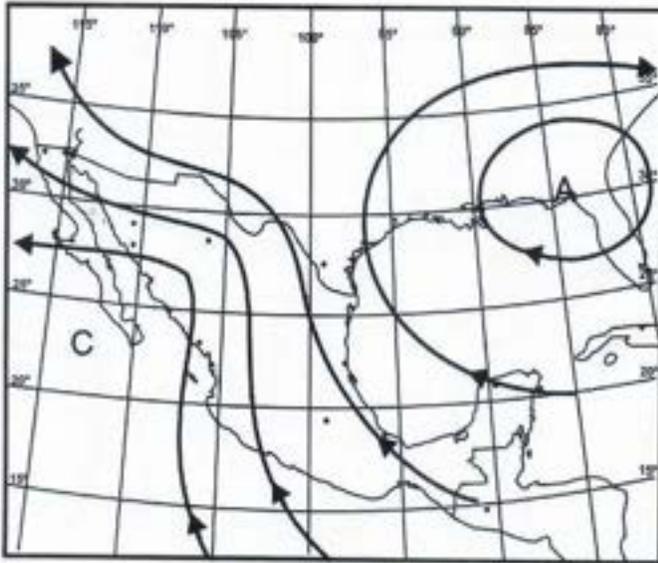


Fig. 18.--Tipo E. Onda del oeste que ha avanzado hasta los Estados del NW de la República Mexicana.

Fig. 18.--Type E. Easterly wave that has advanced to the NW states of the Mexican Republic.

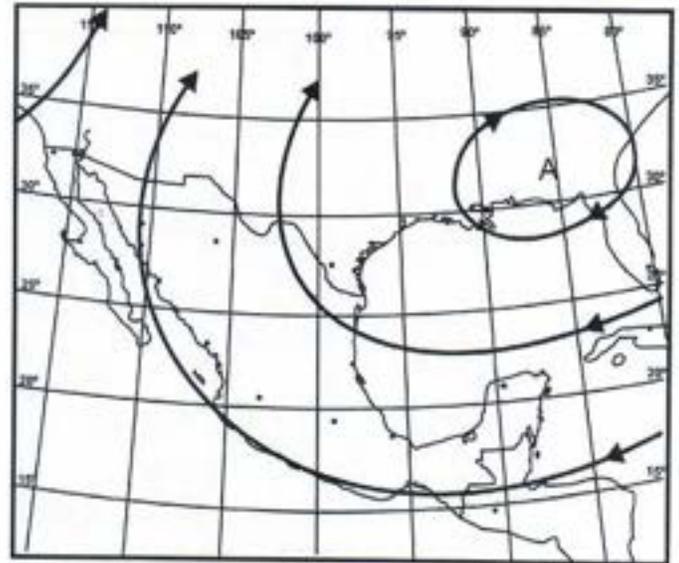


Fig. 19.-Tipo F. Flujo aéreo anticiclónico sobre México. Puede mostrar o no ligeras ondulaciones en su periferia de duración efímera que viaja con el viento.

Fig. 19.-Type F. Anticyclonic type of flow over Mexico. It may or may not show slight undulations along its periphery of short duration that travel with the wind.

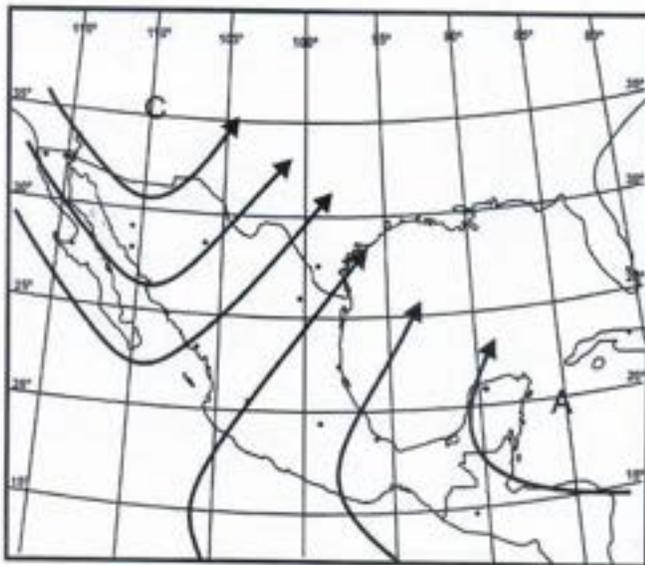


Fig. 20.-Tipo G. Vaguada mayor de N a S sobre el NW de México, con flujo aéreo al SW sobre la Altiplanicie.

Fig. 20.-Type G. N-S Major trough over NW of Mexico with SW flow over the Plateau.

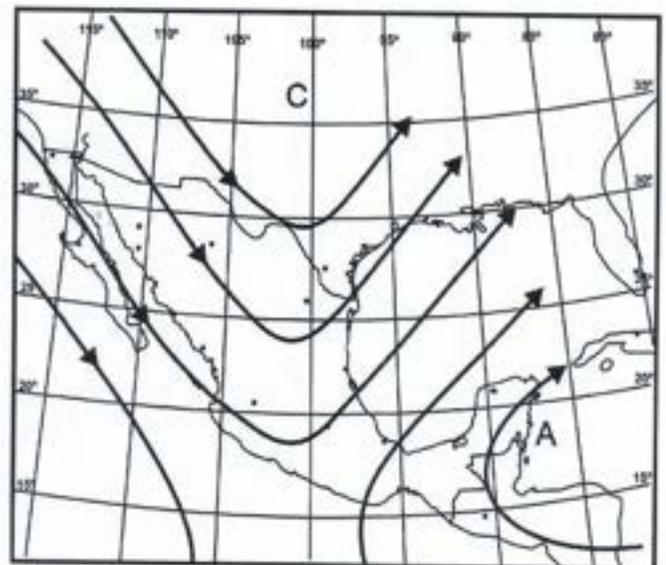


Fig. 21.-Tipo H. Vaguada mayor de N a S sobre el norte de la Altiplanicie.

Fig. 21.-Type H. N-S major trough over the northern Plateau.

Las situaciones de "Norte", como se muestra en las curvas de los tipos 8, 9 y 10, son la regla en los meses de invierno y en los cambios de estación. Sin embargo, en primavera estos tipos ocasionan el tipo 4, una depresión en el suroeste sobre los Estados colindantes de la altiplanicie oeste de los Estados Unidos. Las curvas de los tipos 8 y 9 van casi paralelas una a otra, pero se separan durante el Otoño. Las dos prevalecen sobre el tipo 4 durante esa estación.

"Northern" situations as shown by the curves of types 8, 9 and 10, are the rule in the winter months and during the transition seasons. However, in Spring these types give way to type 4, a southwestern low over the bordering states of the western plateau of the United States. The curves of types 8 and 9 run almost parallel to each other, but separate during the Fall. Both prevail over type 4 during this season.

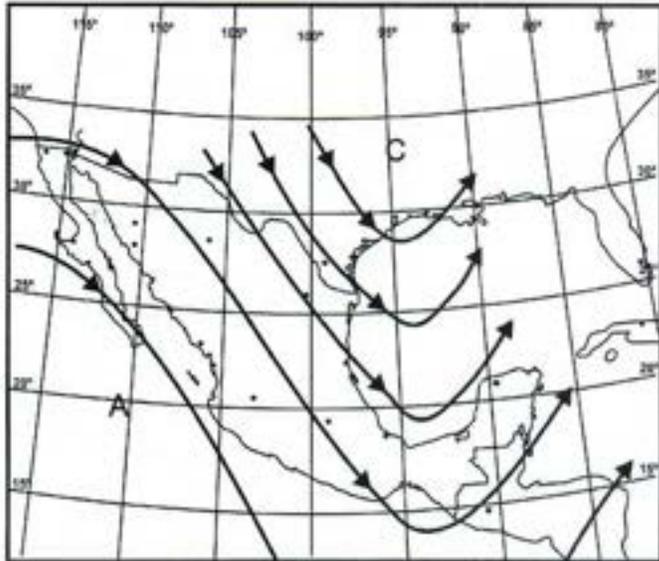


Fig. 22.-Tipo I. Vaguada mayor de N a S sobre la porción occidental del Golfo de México.

Fig. 22.-Type I. N-S major trough over the western part of the Gulf of Mexico.

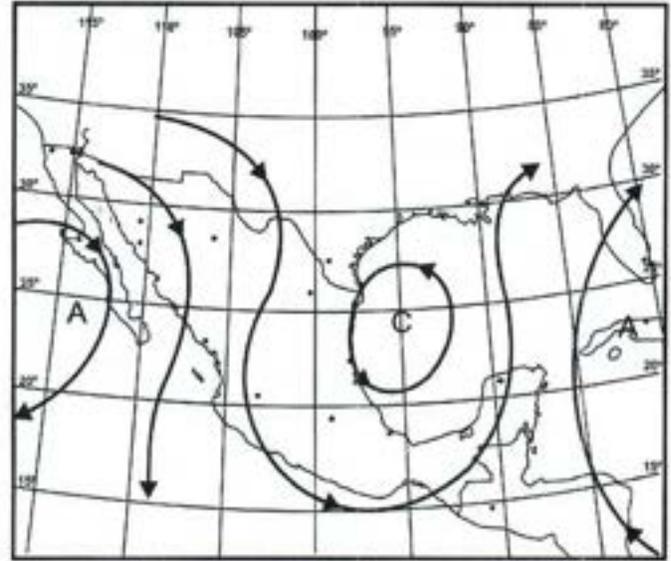


Fig. 23.-Tipo J. Circulación ciclónica cerrada sobre el oeste del Golfo de México.

Fig. 23.-Type J. Closed cyclonic circulation over the western Gulf of Mexico.

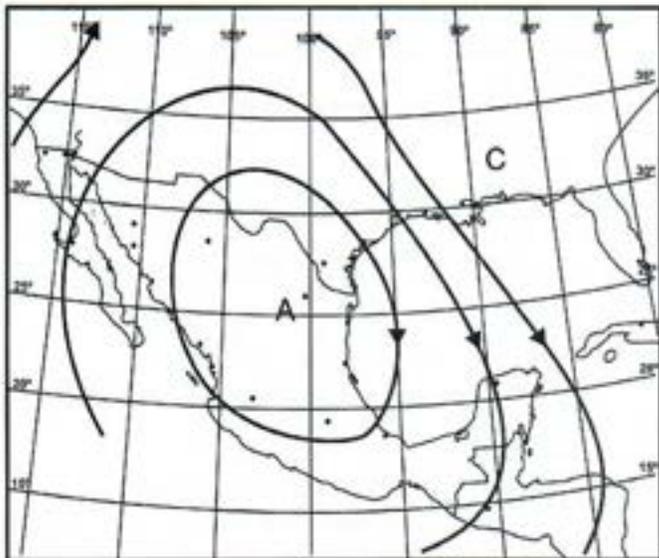


Fig. 24.-Tipo K. Anticiclón o cresta anticiclónica sobre la Altiplanicie Mexicana.

Fig. 24.-Type K. Wedge of anticyclonic circulation over the Mexican Plateau.

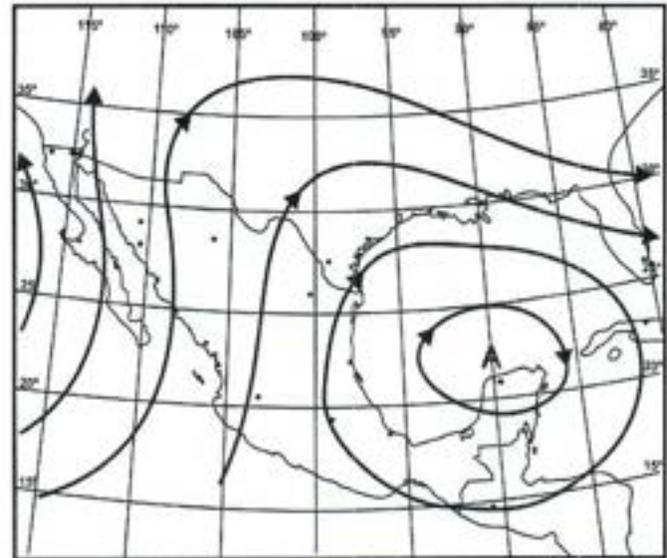


Fig. 25.-Tipo L. Anticiclón con centro en el Golfo de México que, junto con una baja fría fuera de la costa occidental de México origina flujo de aire hacia el sur sobre la Altiplanicie.

Fig. 25.-Type L. Anticyclone centered over the Gulf of Mexico that together with a cold low off the west coast of Mexico gives southerly flow of air over the Plateau.

Las situaciones de "Norte", como es bien sabido, están asociados con fuertes vientos de superficie sobre todo el Golfo de México. Pueden alcanzar la fuerza de huracán desde Veracruz y hacia el sur al Paso de Tehuantepec. Aunque se pensó una vez que estarían conectados con una depresión superficial en el sur del Golfo de México, se ha sugerido que los efectos de represamiento y desviación de la parte alta de la Sierra Madre Oriental sobre el aire polar continental relativamente

The "Northern" situations, as is well known, are associated with strong surface winds over the entire Gulf of Mexico. These may reach hurricane force from Veracruz southwards to the Tehuantepec Pass. Although they were once thought to be connected with a surface low in the southern Gulf of Mexico, it has been suggested that the deflecting and damming effects of the high Sierra Madre Oriental upon the relatively shallow Polar Continental air is responsible for these winds. This cold,

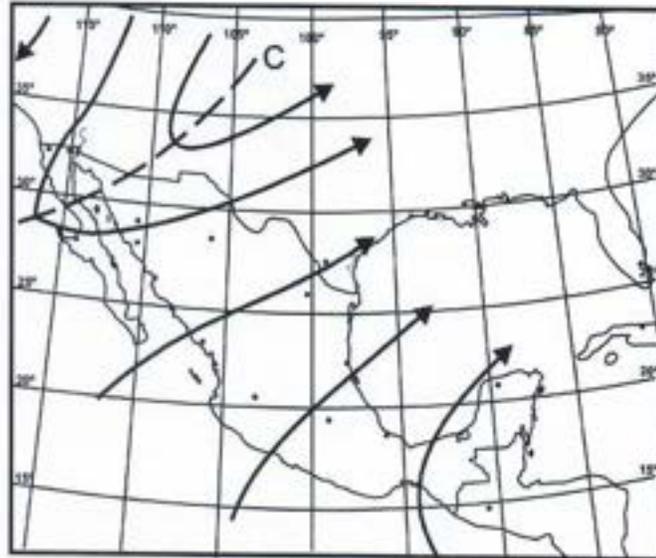


Fig. 26.-Tipo M. Vaguada oblicua sobre la parte noroeste del país con flujo del SW sobre la Altiplanicie.

Fig. 26.-Type M. Slant trough over the northwestern part of the country with SW flow over the Plateau.

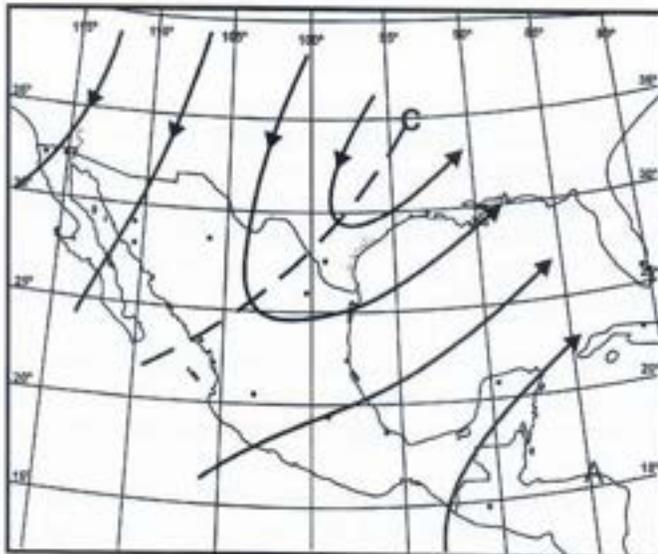


Fig. 27.-Tipo N. Vaguada oblicua sobre la mesa del Norte dando vientos del SW y W sobre la mesa central y vientos del NE sobre la porción NW de México.

Fig. 27.-Type N. Slant trough over the northern plateau area with SW and W winds over the central Plateau and NE winds over the NW portion of Mexico.

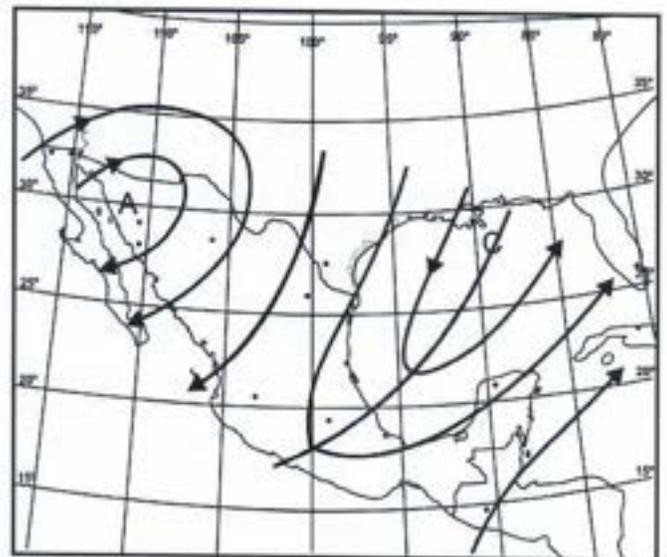


Fig. 28.-Tipo O. Vaguada oblicua sobre la parte sur de la Altiplanicie con celda o cresta anticiclónica sobre la porción NW del país.

Fig. 28.-Type O. Slant trough over the southern plateau with an anticyclonic cell or wedge over the NW part of the country.

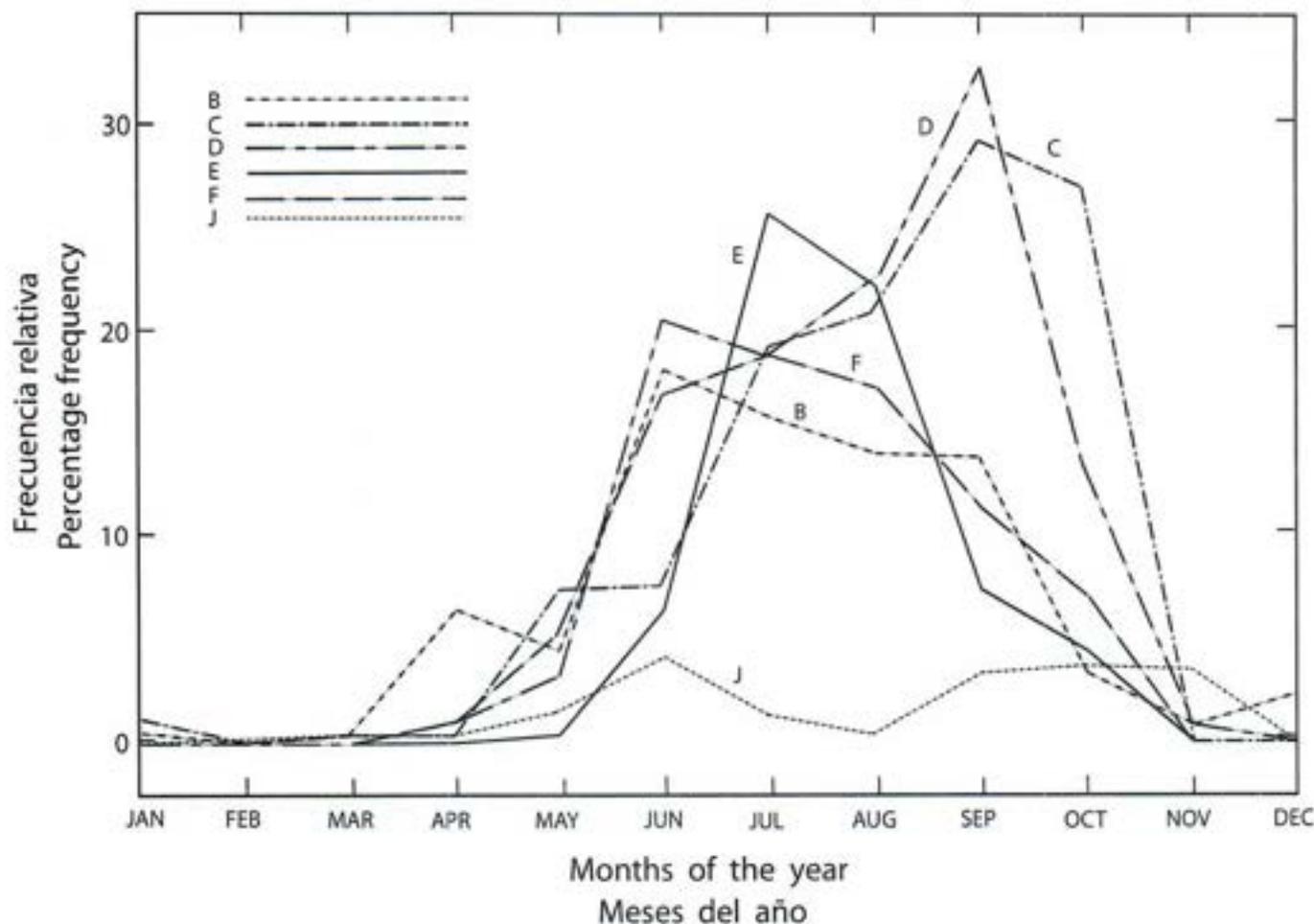


Fig. 29.-Frecuencia porcentual de tipos del este de flujo aéreo a 700 mbs.

Fig. 29.-Percentage frequency of Easterly types of air flow at 700 mbs.

poco profundo son los responsables de estos vientos. Este aire frío y estable, cuando es sometido a la circulación anticiclónica del área de alta presión detrás del frente frío, pierde su momento al encontrar los declives de la Sierra Madre Oriental y queda imposibilitado para pasar sobre esta barrera siendo absorbido enteramente por el gradiente de presión de norte a sur que ocasiona que sople a casi 90° a las isobaras. Este aire encuentra una salida natural por el Paso de Tehuantepec.

El tipo 4, con su máximo a comienzos de la Primavera, parece estar asociado con la bien conocida frecuencia máxima de depresiones frías sobre el sudoeste de los Estados Unidos durante esta estación.

El tipo 10, una persistente situación de "Norte", tiene una punta en Enero y una segunda punta en Noviembre. No se cree que la tercera punta en Junio sea significativa, aunque datos posteriores pudieran demostrar lo contrario.

Las curvas para los tipos 2 y 3, que son ciclónicas sobre el NE de México, Texas y el oeste del Golfo de México, corren paralelas una a otra, excepto por una predominancia del tipo 3

stable air, when subjected to the anticyclonic circulation of the high pressure area behind the cold front, loses its momentum in meeting the eastern slopes of the Sierra Madre Oriental and, unable to pass over the mountain barrier, is over taken entirely by the North-to-South-pressure gradient which causes it to blow at almost 90° to the isobars. This air finds a natural outlet through the Tehuantepec Pass.

Type 4, with its early spring maximum, seems to be associated with the well known frequency maximum of cold lows over the south-western United States during this season of the year.

Type 10, a persistent "Northern" situation, has a peak in January and a secondary peak in November. The third peak in June is not believed to be significant, though further data may show the opposite.

The curves for types 2 and 3, which are cyclonic over NE Mexico, Texas and the western Gulf of Mexico, run fairly parallel to each other, except for a predominance of type 3 during the late summer months and early Fall, which is believed to

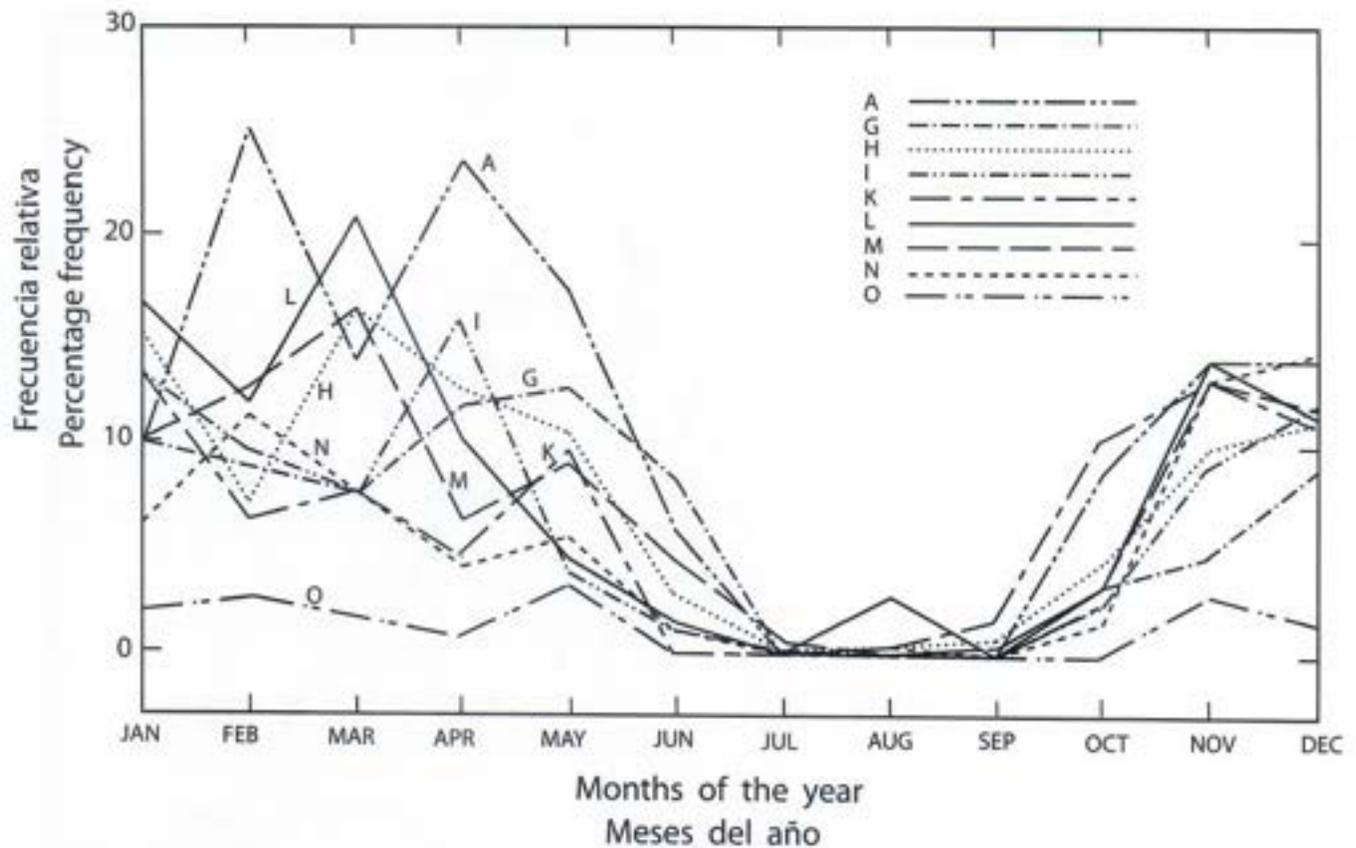


Fig. 30.-Frecuencia porcentual de tipos del oeste de flujo aéreo a 700 mbs.

Fig. 30.-Percentage frequency of Westerly types of air flow at 700 mbs.

durante los últimos meses del Verano y principios del Otoño, lo cual se cree asociado con ciclones tropicales sobre el Golfo de México. El resto son perturbaciones de carácter extra-tropical.

El tipo 1, el menos frecuente de todos, muestra un ligero aumento al comienzo de la Primavera junto con el tipo 4.

C-Clasificación de cartas de la atmósfera superior.

Aunque situado geográficamente en la franja tropical y subtropical del Hemisferio Norte, entre los 14° y 33° lat N, una gran porción de México y particularmente la Altiplanicie está sujeta estacionalmente lo mismo a vientos alisios que a occidentales. Este hecho, que es difícil de deducir por las cartas isobáricas al nivel del mar, está bien demostrado por las cartas de la atmósfera superior.

Durante el Invierno la base de los vientos occidentales baja a la superficie sobre la Altiplanicie Mexicana. En Verano, los vientos occidentales predominan en todo México. Las estaciones de transición son señaladas por una base inclinada de los vientos occidentales que intersecta la superficie en alguna parte entre el extremo sur y la parte norte de la Altiplanicie. Así, en ocasiones, la Altiplanicie Mexicana es dominada, al norte de cierta latitud, por los occidentales y al sur de esa latitud, por los alisios.

be associated with tropical cyclones over the Gulf of Mexico. The remainder are disturbances of an extra-tropical character.

Type 1, the less frequent of all, shows slight increase in early Spring, along with type 4.

C-Classification of upper-air charts. Although geographically located in the tropical and sub-tropical belts of the Northern Hemisphere, between the 11° and 33° of latitude N, a large portion of Mexico, particularly the plateau, is subjected seasonally both to the Trades and to the Westerlies. This fact, which is difficult to infer from the sea level isobaric charts, is shown well by the upper-air charts.

During the Winter the base of the Westerlies come down to the surface over the Mexican Plateau. In Summer the deep Easterlies prevail over all Mexico. The transition seasons being marked by a sloping base of the Westerlies that intersects the surface somewhere between the extreme southern and northern most portions of the Plateau. Thus at times, the Mexican Plateau is dominated, North of certain latitude, by the Westerlies and to the South of this latitude, by the Trade Winds.

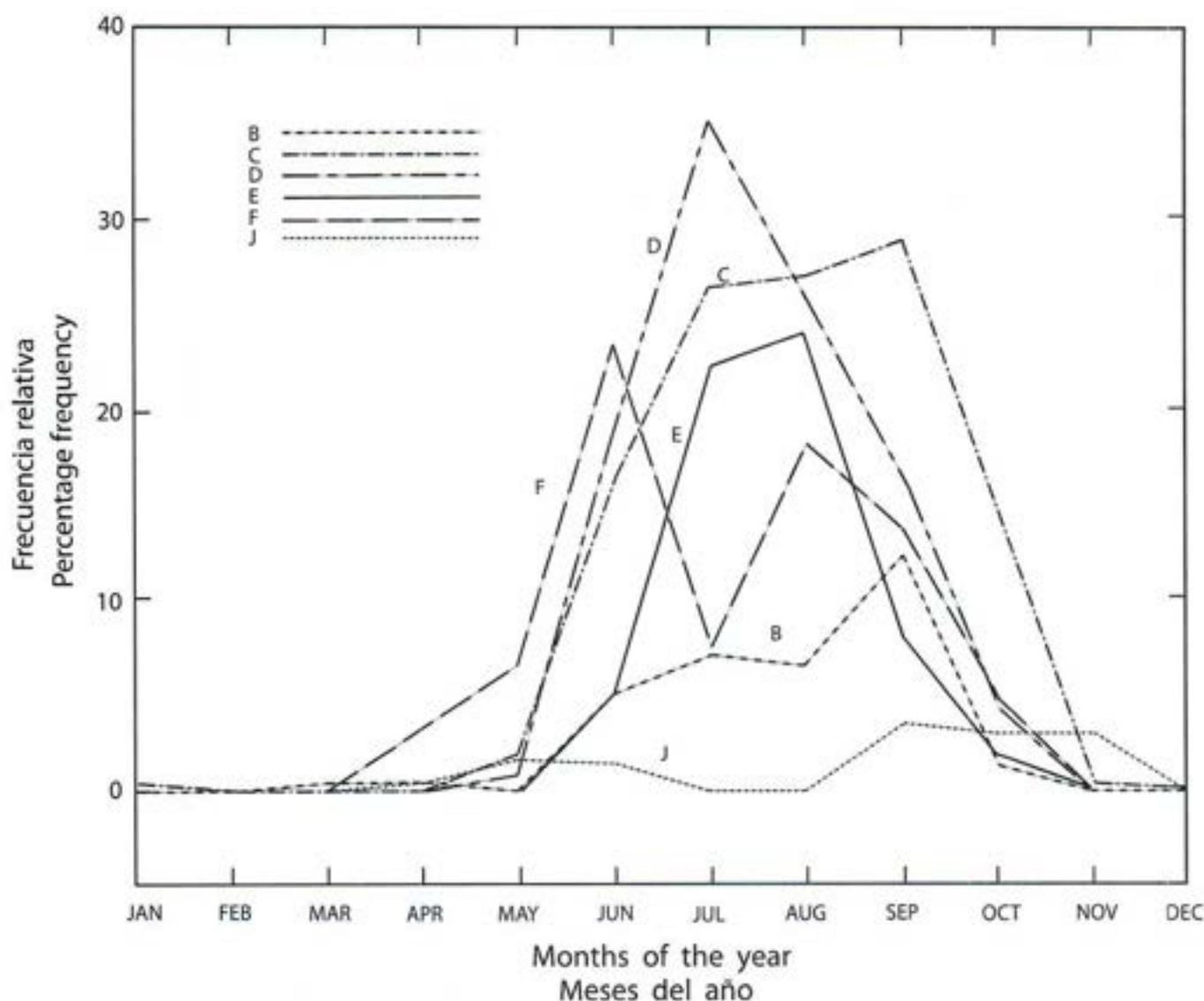


Fig. 31.- Frecuencia porcentual de tipos del este de flujo aéreo a 500 mbs.

Fig. 31.- Percentage frequency of Easterly types of air flow at 500 mbs.

Peculiares a ambos, los alisios y los occidentales, son los períodos en que estas corrientes básicas: a) se alinean, siendo sus movimientos principalmente de E a W, y b) se aflojan o serpentean alrededor de su posición latitudinal media. Estos son los llamados períodos de circulación de alto y bajo índice, frecuentemente mencionados en la literatura meteorológica de las latitudes medias. Estos términos, aunque generalmente se refieren a condiciones de circulación a través de una gama de longitud muy grande, se han interpretado localmente como: 1) una configuración casi recta del flujo de E a W (alto índice), que se llama Flujo Zonal o Movimiento Zonal, y 2) una configuración de flujo ondulante (de bajo índice) con cambios extremos en la latitud desde las crestas hasta las vaguadas, dando lugar a un intercambio meridional de aire de diferentes latitudes, por lo que se les ha dado el nombre de Movimiento

Peculiar to both Westerlies and Easterlies are the periods when these basic currents: a) straightened out, their motion being mainly E-W, and b) slacken, or meander around their mean latitudinal position. These are the so-called high and low index circulation periods, frequently quoted in middle latitude meteorological literature. These terms, although generally referring to circulation conditions throughout a large longitude range, have come to be interpreted locally as: 1) a nearly straight E-W flow pattern (High Index), which is called Zonal Flow or Zonal Motion, and 2) a meandering flow pattern (Low Index) with extreme changes in latitude from crests to troughs, giving rise to a meridional exchange or air from different latitudes, for which the name Meridional Motion or Meridional Flow has been coined. These terms have been adopted here for further reference. Table II shows the classification of upper-air

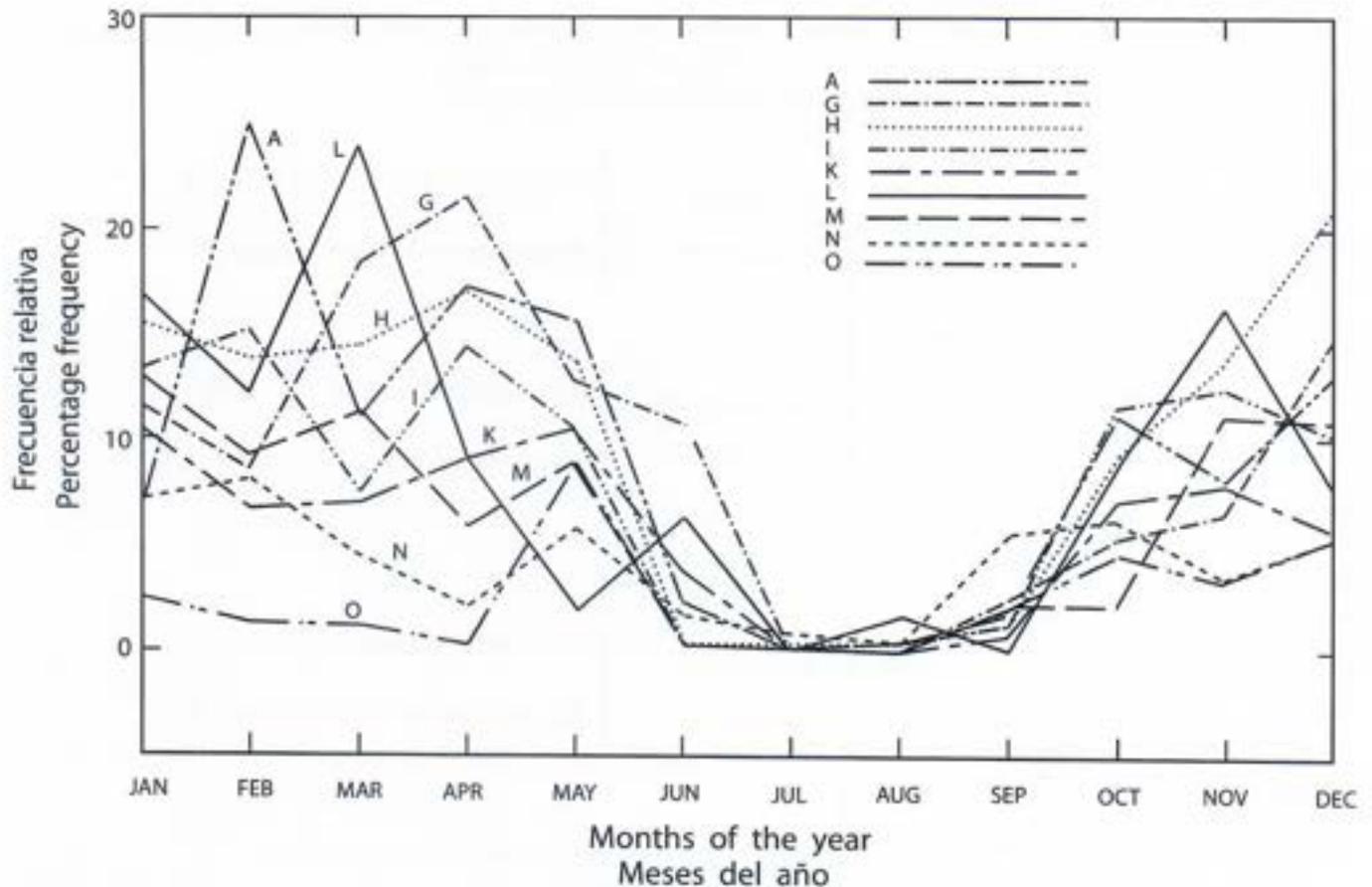


Fig. 32.-Frecuencia porcentual de tipos del oeste de flujo aéreo a 500 mbs.

Fig. 32.-Percentage frequency of Westerly types of air flow at 500 mbs.

Meridional o Flujo Meridional. Estos términos se han adoptado aquí como referencia posterior. La Tabla II muestra la clasificación de tipos de la atmósfera superior de acuerdo con estas características. La división de tipos en ciclónico y anticiclónico, de acuerdo con la curvatura de las líneas de corriente es tan obvia que no necesita discutirse.

La clasificación mostrada en la Tabla II ha sido usada para la configuración de flujo de 700 y 500 mh (Fig. 14-28), considerando que la línea divisoria entre los occidentales y los alisios a 500 mb siempre está al sur de su posición a 700 mb debido a la base inclinada de los occidentales.

D-Frecuencia de los tipos de altura. Las Tablas III y IV dan el porcentaje de frecuencia del tipo de flujo superior para cada mes del período 1951-1954 inclusive. Como referencia, las figuras basadas en los valores dados en las Tablas III y IV se han trazado. Estas muestran el porcentaje de frecuencia de las configuraciones del flujo de 700 y 500 mb para cada mes del año. Las Figs. 29 y 30 contienen las curvas de frecuencia para los tipos orientales y los occidentales a 700 mb respectivamente y las Figs. 31 y 32 las de 500 mb.

types according to these characteristics. The division of types into cyclonic and anticyclonic, according to the curvature of the streamlines is so obvious that hardly needs qualification.

The classification shown in Table II has been used both for the 700 and 500 mb flow patterns (Fig. 14-28), considering that the dividing line between Westerlies and Trades at 500 mb is always S of its position at 700 mbs on account of the sloping base of the Westerlies.

D-Frequency of upper-air types. Tables III and IV give the frequency and the percentage frequency of the upper-air flow types for each month of the period 1951-1954 inclusive. For ready reference, figures based on the values given in Tables II and IV have been drawn. These show the percentage frequency of the 700 and 500 mb flow patterns for each month of the year. Figs. 29 and 30 contain the curves of frequency for the Easterly and Westerly Types at 700 mb respectively and Figs. 31 and 32 those for the 500 mb.

TABLA II.

TABLE II.

CLASIFICACIÓN DE TIPOS DE FLUJO DE ALTURA
 CLASSIFICATION OF UPPER-AIR FLOW TYPES

TIPOS DE FLUJO OCCIDENTAL WESTERLY FLOW TYPES	{ FLUJO ZONAL ZONAL FLOW { FLUJO MERIDIONAL MERIDIONAL FLOW	{ CICLÓNICOS - CYCLONIC G, H, M ANTICICLÓNICOS - ANTICYCLONIC L
		{ CICLÓNICOS - CYCLONIC A, I, N ANTICICLÓNICOS - ANTICYCLONIC K, O
TIPOS DE FLUJO ORIENTAL EASTERLY FLOW TYPES	{ FLUJO ZONAL ZONAL FLOW { FLUJO MERIDIONAL MERIDIONAL FLOW	{ CICLÓNICOS - CYCLONIC D ANTICICLÓNICOS - ANTICYCLONIC F
		{ CICLÓNICOS - CYCLONIC E ANTICICLÓNICOS - ANTICYCLONIC C
TIPOS HÍBRIDOS MIXED TYPES	→ B, J	

I-Frecuencias de 700 mb

La característica más sobresaliente de las gráficas de 700 mb es la frecuencia máxima de los tipos C y D durante el Verano y fines del Otoño. El tipo C, una vaguada extendida a través del Golfo de México, sigue de cerca al tipo D, que corresponde a una onda del Este sobre la planicie central entre Veracruz y Guadalajara. Estos dos tipos están estrechamente conectados ya que, como se mostrarán en otra sección, las ondas del Este que atraviesan la Altiplanicie Mexicana parecen originarse en una vaguada mayor a través del Golfo de México. Esto podría explicar el curso paralelo de las curvas de frecuencia en la Fig. 29, descontando la ligera diferencia en frecuencias durante el período de principios del Otoño. Esto se debe a la interferencia de los ciclones tropicales que, cuando no eran suficientemente bien definidos arriba, se clasificaron como pertenecientes al tipo C.

I-700 mb frequencies

The most striking feature of the 700 mb graphs is the maximum frequency of types C and D during the Summer and late Fall seasons. Type C, an extended trough across the Gulf of Mexico, follows closely type D, which corresponds to an Easterly wave over the central plateau between Veracruz and Guadalajara. These two types are closely connected because, as will be shown in another section, Easterly waves that cross the Mexican Plateau seem to originate in a major trough across the Gulf of Mexico. This could account for the parallel course of the frequency curves in Fig. 29, disregarding the slight difference in frequencies during the early Fall period. This is due to the interference of tropical cyclones which, when not sufficiently well-defined aloft, were classified as belonging to type C.

TABLA III.
FRECUENCIA DE TIPOS DE ALTURA

700 mb

Tipos	ENE JAN		FEB FEB		MAR MAR		ABR APR		MAY MAY		JUN JUN		JUL JUL		AGO AUG		SEP SEP		OCT OCT		NOV NOV		DIC DEC	
	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%
A	25	10.1	59	25.2	35	14.1	56	23.7	43	17.5	15	6.3	0	0	1	0.4	0	0	20	8.6	33	14.2	36	14.4
B	1	0.5	0	0	1	0.4	15	6.4	11	4.5	42	17.8	37	15.6	34	13.8	33	13.6	8	3.3	2	0.8	6	2.4
C	3	1.2	0	0	0	0	1	0.4	18	7.4	18	7.6	45	19.0	51	20.7	70	28.9	65	26.7	0	0	0	0
D	0	0	0	0	0	0	2	0.8	8	3.3	48	20.3	44	18.6	55	22.3	78	32.3	31	12.8	2	0.8	0	0
E	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0.4	15	6.4	60	25.4	54	22.0	18	7.4	11	4.5	0	0	0	0
F	1	0.5	0	0	0	0	2	0.8	13	5.3	40	16.9	44	18.7	42	17.1	27	11.2	17	7.0	0	0	0	0
G	25	10.2	21	8.8	19	7.7	38	11.8	31	12.8	20	8.5	0	0	0	0	1	0.4	8	3.3	11	4.7	22	8.8
H	38	15.5	17	7.1	41	16.6	30	12.7	26	10.6	7	3.0	1	0.4	1	0.4	2	0.8	11	4.5	23	9.9	28	11.2
I	33	13.5	23	9.6	18	7.3	38	16.1	10	4.1	3	1.3	0	0	0	0	1	0.4	8	3.3	31	13.4	30	12.0
J	0	0	1	0.4	0	0	1	0.4	4	1.6	10	4.2	3	1.3	1	0.4	8	3.3	9	3.7	8	3.5	0	0
K	33	13.5	15	6.3	19	7.7	11	4.6	24	9.8	0	0	0	0	1	0.4	4	1.6	25	10.3	31	13.4	28	11.2
L	41	16.8	28	11.8	51	20.9	25	10.3	11	4.5	4	1.6	0	0	7	2.8	0	0	20	8.2	33	14.2	29	11.6
M	25	10.2	30	12.6	41	16.6	15	6.4	22	9.0	11	4.7	2	0.8	0	0	0	0	6	2.5	21	9.1	30	12.0
N	15	6.1	27	11.4	19	7.7	10	4.2	14	5.7	3	1.2	1	0.4	0	0	0	0	4	1.6	31	13.4	36	14.5
O	5	2.0	6	2.6	4	1.6	2	0.8	8	3.3	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	7	2.9	4	1.6

TABLE III.
FREQUENCY OF UPPER-AIR TYPES

TABLA IV.
FRECUENCIA DE TIPOS DE ALTURA

500 mb

Tipos	ENE JAN		FEB FEB		MAR MAR		ABR APR		MAY MAY		JUN JUN		JUL JUL		AGO AUG		SEP SEP		OCT OCT		NOV NOV		DIC DEC	
	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%	N	%
A	17	7.1	56	25.2	27	11.2	42	17.4	39	15.9	8	2.3	0	0	0	0	4	1.7	27	11.3	19	8.1	32	12.2
B	0	0	0	0	1	0.4	1	0.4	0	0	12	5.0	17	7.0	16	6.6	29	12.3	3	1.2	0	0	0	0
C	1	0.4	0	0	0	0	0	0	5	2.0	39	16.4	64	26.4	53	21.9	68	28.8	34	14.2	1	0.4	0	0
D	0	0	0	0	0	0	0	0	2	0.8	45	18.9	84	34.8	62	25.6	39	16.5	10	4.2	0	0	0	0
E	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	12	5.0	54	22.3	58	24.0	19	8.0	4	1.7	0	0	0	0
F	1	0.4	0	0	0	0	8	3.3	16	6.5	56	23.4	18	7.4	44	18.2	32	13.6	11	4.6	0	0	0	0
G	30	12.6	19	8.5	44	18.3	52	21.5	31	12.6	26	10.9	0	0	0	0	6	2.5	13	5.4	15	6.5	36	14.9
H	37	15.5	31	13.8	35	14.5	41	17.0	34	13.8	1	0.4	1	0.4	1	0.4	3	1.3	22	9.2	32	13.8	51	21.0
I	32	13.4	34	15.2	18	7.5	35	14.5	26	10.6	1	0.4	2	0.8	1	0.4	3	1.3	28	11.7	29	12.5	25	10.4
J	1	0.4	0	0	0	0	1	0.4	4	1.6	3	1.3	0	0	0	0	8	3.4	7	2.9	7	3.0	0	0
K	25	10.5	15	6.7	17	7.0	22	9.1	26	10.6	9	3.8	0	0	0	0	2	0.8	29	12.1	30	12.9	26	10.8
L	40	16.8	27	12.1	58	24.0	22	9.1	5	2.0	15	6.3	0	0	4	1.6	0	0	21	8.7	38	16.4	18	7.5
M	31	13.0	21	9.4	27	11.2	14	5.8	22	9.0	5	2.1	0	0	1	0.4	5	2.1	5	2.1	26	11.2	26	10.8
N	17	7.1	16	7.6	11	4.5	5	2.1	14	5.7														
O	6	2.4	3	1.3	3	1.2	1	0.4	22	9.0	2	0.8	0	0	0	0	5	2.1	11	4.6	8	3.4	13	5.4

TABLE IV.
FREQUENCY OF UPPER-AIR TYPES

Los tipos E y F muestran frecuencias altas durante el final de la Primavera y el Verano con sus direcciones casi paralelas. El tipo E corresponde a una onda occidental que ha cruzado la planicie central y continuado hacia el noroeste alrededor de una celda anticiclónica situada sobre los estados orientales del sur de los EE. UU. Este tipo muestra un máximo en Verano y su curva de frecuencia tiene más o menos el mismo eje de simetría del tipo D, pero con una frecuencia general menor durante el año.

El tipo F, un tipo de flujo anticiclónico, es muy frecuente durante los meses del Verano. Esto apoya la idea de que la circulación de principios del Verano sobre México es más bien anticiclónica, pero responsable de los chubascos y tronadas convectivas características de esa parte de la temporada de lluvias en el país. Por otro lado, los tipos ciclónicos asociadas con perturbaciones tropicales, más frecuentes a fines de Verano y principios de Otoño (ver curva C y D, Fig. 29) se sabe que son responsables de las lluvias más generalizadas de esta parte de la temporada de lluvias.

El tipo B, con un máximo a principios del Verano se encuentra casi durante todo el año. Este es un collado sobre la Altiplanicie que produce un flujo boreal cuesta abajo sobre la Sierra Madre Occidental y un flujo meridional a lo largo de la

Types E and F show high frequencies during late Spring and Summer with their trends almost parallel to each other. Type E corresponds to an easterly wave which has crossed the central Plateau and has continued north-westward around the anticyclonic cell located over the Eastern Gulf States of the U. S. This type shows a maximum in Summer and its frequency curve has about the same axis of symmetry as that of type D, but with a lesser overall frequency through the year.

Type F, an anticyclonic flow type, is very frequent during the Summer months. This supports the idea that the early Summer circulation over Mexico is mostly anticyclonic, but responsible nevertheless for the scattered convective thunder-showers which are characteristic of that part of the rainy season in this country. On the other hand, the cyclonic types associated with tropical disturbances, most frequent in late Summer and early Fall (see curve C and D, Fig. 29) are known to be responsible for the more widespread rains of this part of the rainy season.

Type B, with a maximum in early Summer is found almost throughout the year. This is a col over the Plateau that produces a northerly down-slope flow over the Sierra Madre Occidental and a southerly flow along the Sierra Madre Ori-

TABLA V.
ESTABILIDAD DE LOS TIPOS

TIPOS DE SUPERFICIE SURFACE TYPES											
	N	%		N	%		N	%		N	%
1 → 1	1	14.6	2 → 1	0	0	3 → 1	0	0	4 → 1	2	1.0
1 → 2	2	28.6	2 → 2	7	30.5	3 → 2	1	2.1	4 → 2	3	1.5
1 → 3	0	0	2 → 3	7	30.5	3 → 3	20	42.6	4 → 3	1	0.5
1 → 4	2	28.6	2 → 4	2	8.7	3 → 4	3	6.4	4 → 4	123	62.3
1 → 5	1	14.3	2 → 5	4	17.4	3 → 5	3	17.0	4 → 5	61	31.0
1 → 6	0	0	2 → 6	0	0	3 → 6	3	6.4	4 → 6	2	1.0
1 → 7	1	14.3	2 → 7	0	0	3 → 7	6	12.8	4 → 7	0	0
1 → 8	0	0	2 → 8	3	13.0	3 → 8	1	2.1	4 → 8	3	1.5
1 → 9	0	0	2 → 9	0	0	3 → 9	5	10.6	4 → 9	1	0.5
1 → 10	0	0	2 → 10	0	0	3 → 10	0	0	4 → 10	0	0

TABLE V.
STABILITY OF THE TYPES

	N	%		N	%		N	%		N	%
6 → 1	0	0	7 → 1	0	0	8 → 1	0	0	9 → 1	0	0
6 → 2	0	0	7 → 2	0	0	8 → 2	2	1.8	9 → 2	0	0
6 → 3	1	0.7	7 → 3	7	3.3	8 → 3	3	2.8	9 → 3	3	2.2
6 → 4	2	1.4	7 → 4	0	0	8 → 4	8	7.4	9 → 4	14	10.2
6 → 5	10	7.4	7 → 5	15	7.1	8 → 5	5	4.6	9 → 5	32	23.4
6 → 6	107	79.3	7 → 6	13	6.2	8 → 6	0	0	9 → 6	3	2.2
6 → 7	14	10.4	7 → 7	175	83.3	8 → 7	1	0.9	9 → 7	0	0
6 → 8	0	0	7 → 8	0	0	8 → 8	40	37.0	9 → 8	1	0.7
6 → 9	1	0.7	7 → 9	0	0	8 → 9	49	45.4	9 → 9	71	51.9
6 → 10	0	0	7 → 10	0	0	8 → 10	0	0	9 → 10	13	9.5
									10 → 10	22	62.8

TABLA V. (continuación)

TABLE V. (continuation)

700 mb

	N	%		N	%		N	%		N	%			
A → A	182	71.0	B → A	2	2.5	C → A	0	0	D → A	1	0.4	E → A	0	0
A → B	2	0.8	B → B	35	43.7	C → B	3	1.1	D → B	13	5.6	E → B	0	6.1
A → C	0	0	B → C	11	13.8	C → C	175	46.2	D → C	23	9.9	E → C	10	6.8
A → D	0	0	B → D	8	10.0	C → D	41	15.2	D → D	131	56.6	E → D	32	21.6
A → E	0	0	B → E	8	10.0	C → E	12	4.6	D → E	38	16.4	E → E	71	48.0
A → F	2	0.8	B → F	10	12.5	C → F	16	6.1	D → F	20	8.6	E → F	18	12.1
A → G	1	0.4	B → G	1	1.2	C → G	0	0	D → G	3	1.3	E → G	1	0.7
A → H	16	6.2	B → H	1	1.2	C → H	1	0.4	D → H	0	0	E → H	1	0.7
A → I	4	1.5	B → I	1	1.2	C → I	3	1.1	D → I	0	0	E → I	1	0.7
A → J	0	0	B → J	0	0	C → J	2	0.8	D → J	0	0	E → J	0	0
A → K	2	0.8	B → K	1	1.2	C → K	5	1.9	D → K	0	0	E → K	1	0.7
A → L	28	3.1	B → L	0	0	C → L	1	0.4	D → L	1	0.4	E → L	2	1.4
A → M	28	10.9	B → M	0	0	C → M	1	0.4	D → M	0	0	E → M	2	1.4
A → N	10	3.9	B → N	2	2.5	C → N	2	0.8	D → N	1	0.4	E → N	0	0
A → O	1	0.4	B → O	0	0	C → O	2	0.8	D → O	1	0.4	E → O	0	0

	N	%		N	%		N	%		N	%			
F → A	6	3.3	G → A	17	6.7	H → A	12	4.1	I → A	13	5.6	J → A	1	3.6
F → B	10	5.6	G → B	2	0.8	H → B	1	0.3	I → B	0	0	J → B	0	0
F → C	19	10.6	G → C	2	0.8	H → C	3	1.0	I → C	6	2.6	J → C	2	7.1
F → D	24	13.4	G → D	2	0.8	H → D	0	0	I → D	0	0	J → D	2	7.1
F → E	9	5.0	G → E	0	0	H → E	1	0.3	I → E	0	0	J → E	0	0
F → F	96	53.7	G → F	3	1.2	H → F	0	0	I → F	1	0.4	J → F	0	0
F → G	3	1.7	G → G	112	44.0	H → G	25	8.6	I → G	14	6.0	J → G	0	0
F → H	2	1.1	G → H	61	23.9	H → H	118	40.5	I → H	12	5.2	J → H	1	3.6
F → I	0	0	G → I	4	1.6	H → I	62	21.3	I → I	104	44.8	J → I	1	3.6
F → J	1	0.6	G → J	1	0.4	H → J	0	0	I → J	1	0.4	J → J	19	67.9
F → K	3	1.7	G → K	2	0.8	H → K	9	3.1	I → K	34	14.6	J → K	1	3.6
F → L	6	3.3	G → L	11	4.8	H → L	14	4.1	I → L	18	7.7	J → L	0	0
F → M	0	0	G → M	30	11.8	H → M	27	9.3	I → M	10	4.3	J → M	0	0
F → N	0	0	G → N	5	2.0	H → N	19	6.5	I → N	8	3.4	J → N	0	0
F → O	0	0	G → O	3	1.2	H → O	0	0	I → O	12	5.1	J → O	1	3.6

	N	%		N	%		N	%		N	%			
K → A	4	2.1	L → A	24	9.7	M → A	19	10.3	N → A	6	4.6	O → A	2	2.5
K → B	1	0.5	L → B	0	0	M → B	0	0	N → B	3	2.3	O → B	1	1.2
K → C	5	2.6	L → C	0	0	M → C	2	1.1	N → C	1	0.8	O → C	1	1.2
K → D	0	0	L → D	0	0	M → D	0	0	N → D	0	0	O → D	1	1.2
K → E	1	0.5	L → E	1	0.4	M → E	0	0	N → E	1	0.8	O → E	0	0
K → F	3	1.5	L → F	9	3.6	M → F	0	0	N → F	0	0	O → F	1	1.2
K → G	19	9.8	L → G	31	12.6	M → G	11	6.0	N → G	5	3.8	O → G	7	8.7
K → H	8	4.1	L → H	13	5.3	M → H	33	17.8	N → H	13	10.0	O → H	9	11.3
K → I	9	4.6	L → I	3	1.2	M → I	10	5.4	N → I	19	14.6	O → I	7	8.7
K → J	0	0	L → J	0	0	M → J	0	0	N → J	3	2.3	O → J	1	1.2
K → K	100	51.4	L → K	13	5.3	M → K	3	1.6	N → K	7	5.4	O → K	13	16.2
K → L	24	12.3	L → L	141	57.2	M → L	10	5.4	N → L	3	2.3	O → L	5	6.2
K → M	3	1.5	L → M	10	4.0	M → M	66	35.7	N → M	8	6.2	O → M	2	2.5
K → N	11	5.7	L → N	2	0.8	M → N	29	15.7	N → N	42	32.3	O → N	1	2.1
K → O	7	3.6			M → O	2	1.1	N → O	19	14.6	O → O	29	36.2	

TABLA V. (continuación)

TABLE V. (continuation)

500 mb

	N	%		N	%		N	%		N	%			
A → A	182	65.0	B → A	2	2.5	C → A	0	0	D → A	1	0.4	E → A	0	0
A → B	2	0.7	B → B	35	43.8	C → B	3	1.1	D → B	13	5.6	E → B	9	6.1
A → C	0	0	B → C	11	13.7	C → C	175	66.3	D → C	23	9.9	E → C	10	6.8
A → D	0	0	B → D	8	10.0	C → D	41	15.5	D → D	131	56.3	E → D	32	21.6
A → E	0	0	B → E	8	10.0	C → E	12	4.5	D → E	38	16.3	E → E	71	48.0
A → F	2	0.7	B → F	10	12.5	C → F	16	6.0	D → F	20	8.6	E → F	18	12.1
A → G	25	8.9	B → G	1	1.2	C → G	0	0	D → G	3	1.3	E → G	1	0.7
A → H	16	5.7	B → H	1	1.2	C → H	1	0.4	D → H	0	0	E → H	1	0.7
A → I	4	1.4	B → I	1	1.2	C → I	3	1.1	D → I	0	0	E → I	1	0.7
A → J	0	0	B → J	0	0	C → J	2	0.8	D → J	1	0.4	E → J	0	0
A → K	2	0.7	B → K	1	1.2	C → K	5	1.9	D → K	0	0	E → K	1	0.7
A → L	8	2.9	B → L	0	0	C → L	1	0.4	D → L	1	0.4	E → L	2	1.4
A → M	28	10.0	B → M	0	0	C → M	1	0.4	D → M	0	0	E → M	2	1.4
A → N	10	3.6	B → N	2	2.5	C → N	2	0.8	D → N	1	0.4	E → N	0	0
A → O	1	0.4	B → O	0	0	C → O	2	0.8	D → O	1	0.4	E → O	0	0

	N	%		N	%		N	%		N	%			
F → A	6	3.4	G → A	17	6.7	H → A	12	4.1	I → A	13	5.6	J → A	1	3.6
F → B	10	5.6	G → B	2	0.8	H → B	1	0.3	I → B	0	0	J → B	0	0
F → C	19	10.6	G → C	2	0.8	H → C	3	1.0	I → C	6	2.6	J → C	2	7.1
F → D	24	13.4	G → D	2	0.8	H → D	0	0	I → D	0	0	J → D	2	7.1
F → E	9	5.0	G → E	0	0	H → E	1	0.3	I → E	0	0	J → E	0	0
F → F	96	53.7	G → F	3	1.2	H → F	0	0	I → F	1	0.4	J → F	0	0
F → G	3	1.7	G → G	112	44.0	H → G	25	8.6	I → G	14	6.1	J → G	0	0
F → H	2	1.1	G → H	61	23.9	H → H	118	40.5	I → H	12	5.2	J → H	1	3.6
F → I	0	0	G → I	4	1.6	H → I	62	21.3	I → I	104	45.1	J → I	1	3.6
F → J	1	0.6	G → J	1	0.1	H → J	0	0	I → J	1	0.4	J → J	19	67.8
F → K	3	1.7	G → K	2	0.8	H → K	9	3.1	I → K	32	13.9	J → K	1	3.6
F → L	6	3.4	G → L	11	4.3	H → L	14	4.8	I → L	18	7.8	J → L	0	0
F → M	0	0	G → M	30	11.8	H → M	27	9.3	I → M	10	4.3	J → M	0	0
F → N	0	0	G → N	5	2.0	H → N	19	6.5	I → N	8	3.5	J → N	0	0
F → O	0	0	G → O	3	1.2	H → O	0	0	I → O	12	5.2	J → O	1	3.6

	N	%		N	%		N	%		N	%			
K → A	2	1.1	L → A	24	9.7	M → A	19	10.3	N → A	6	4.5	O → A	2	2.5
K → B	1	0.5	L → B	0	0	M → B	0	0	N → B	3	2.3	O → B	1	1.2
K → C	5	2.6	L → C	0	0	M → C	2	1.1	N → C	1	0.8	O → C	1	1.2
K → D	0	0	L → D	0	0	M → D	0	0	N → D	0	0	O → D	1	1.2
K → E	1	0.5	L → E	1	0.4	M → E	0	0	N → E	1	0.8	O → E	0	0
K → F	3	1.6	L → F	9	3.6	M → F	0	0	N → F	0	0	O → F	1	1.2
K → G	19	9.8	L → G	31	12.6	M → G	11	6.0	N → G	5	3.8	O → G	7	8.7
K → H	8	4.2	L → H	13	5.3	M → H	33	17.8	N → H	13	9.8	O → H	9	11.2
K → I	9	4.7	L → I	3	1.2	M → I	10	5.4	N → I	19	14.3	O → I	7	8.7
K → J	0	0	L → J	0	0	M → J	0	0	N → J	3	2.3	O → J	1	1.2
K → K	100	52.0	L → K	13	5.3	M → K	3	1.6	N → K	7	5.3	O → K	13	16.2
K → L	24	12.5	L → L	141	57.2	M → L	10	5.4	N → L	3	2.3	O → L	5	6.2
K → M	3	1.6	L → M	10	4.0	M → M	66	35.7	N → M	8	6.0	O → M	2	2.5
K → N	11	5.7	L → N	2	0.8	M → N	29	15.7	N → N	45	33.8	O → N	1	1.2
				0	0	M → O	2	1.1	N → O	19	14.3	O → O	29	36.2

Sierra Madre Oriental. Las ramas situadas más al norte y más al sur de esta circulación sobre la Altiplanicie son orientales y occidentales, respectivamente.

Las curvas de tipos M, H y L (Fig. 30) se siguen una a la otra durante la mayor parte del año, excepto por la pequeña punta del tipo L en Agosto. Estos tipos, una vaguada oblicua a través de la parte noroeste del país, una vaguada de norte a sur sobre la parte noreste de la Altiplanicie y una celda anticiclónica centrada sobre el sur del Golfo de México, respectivamente, tienen su frecuencia máxima al final del Invierno, con un máximo secundario al final del Otoño. Durante el período más caliente del año estos tipos casi nunca aparecen, explicándose que los tipos occidentales tomen su lugar.

Otro tipo cuya curva sigue de cerca las de los tipos anteriores, por lo menos durante la primera parte del Invierno, es el tipo I, una vaguada orientada de Norte a Sur en el Golfo de México. La curva de este tipo muestra, sin embargo, una dirección opuesta a fines del Invierno, teniendo un máximo de frecuencia al principio de la Primavera. Esta alta vaguada extendida se asocia a menudo con los tipos 8, 9 y 10 de la clasificación de superficie, que pertenece a incursiones del aire polar en el Golfo de México. Su temprano establecimiento en el Otoño es digno de mención, así como su ausencia durante la primera parte del Verano.

La curva del tipo A (Fig. 30), un vórtice de ciclón frío sobre el NW de México incluyendo el área norte de la Altiplanicie, no está bien definido en su dirección durante la estación fría como los otros tipos que se han discutido, pero tiene dos máximos a fines del Invierno y principios de Primavera con un máximo secundario a fines del Otoño. La existencia de este tipo puede ser causa de la mayoría de las lluvias de Invierno o las nevadas ocasionales sobre las cordilleras altas de la Sierra Madre Occidental y en los Estados de Sonora, Chihuahua y Durango.

Los tipos restantes de la clasificación de 700 mb son casi insignificantes en sus frecuencias anuales, aunque llegan a ser prominentes en una parte u otra del año. Otra característica más de las curvas en las Figs. 29 y 30 está en la presencia de prácticamente todos los tipos durante Mayo y Junio, una característica que enfatiza el carácter transitorio de estos meses. Algo similar ocurre en Octubre.

II-Frecuencias de 500 mb

Las Figuras 31 y 32 muestran las curvas de frecuencia para los tipos a nivel de 500 mb. El cuadro general de este nivel se asemeja al de los 700 mb, excepto por un curso menos definitivo de las curvas de frecuencia, cuyas puntas alternan una con otra en un modo más errático. Sin embargo, es notable que la importancia de los tipos C y D (Fig. 31) durante la parte más caliente del año, no disminuya mientras que el tipo E disminuye ligeramente, con una punta definitiva en Agosto. Por otro lado, los tipos F y B muestran una ligera disminución en

ental. The northernmost and the southernmost branches of this circulation over the plateau are respectively westerly and easterly.

The curves of types M, H and L (Fig. 30) follow each other during most of the year, except for a small peak of Type L in August. These types, a tilted trough across the northwestern part of the country, a North-to-South trough over the northeastern part of the Plateau and an anticyclonic cell centered over the southern Gulf of Mexico, respectively, have their maximum frequency late in the Winter season, with a secondary maximum in late Autumn. During the warmer period of the year these types are almost absent, this being the reason when the easterly types take over.

Another type whose curve follows fairly close those of the above types, at least during the first part of the Winter, is type I, a North-to-South westerly trough in the Gulf of Mexico. The curve of this type shows however, an opposite trend in late Winter, having a maximum of frequency in early Spring. This extended trough aloft is often associated with types 8, 9 and 10 of the surface classification, which belong to polar outbreaks into the Gulf of Mexico. Its early inception in Fall is worth noticing, as well as its absence during the first part of the Summer season.

The curve of type A (Fig. 30), a cold cyclonic vortex over NW Mexico including the northern plateau area, is not so well defined in its trend through the cold season as the other types already discussed, but it has two maxima in late Winter and early Spring with a secondary maximum in late Autumn. The occurrence of this type may account for most of the Winter rainfall and the occasional snowfalls over the high ranges of the Sierra Madre Occidental in the States of Sonora, Chihuahua and Durango.

The remaining types of the 700 mb classification are almost insignificant in their annual frequencies, although they become prominent at one time or other of the year. One further feature of the curves in Figs. 29 and 30 is the occurrence of practically all types during May and June, a feature which emphasizes the transitional character of these months. Something similar happens in October.

II-500 mb frequencies

Figures 31 and 32 show the frequency curves for the types at the 500 mb level. The overall picture at this level resembles that for the 700 mb, except for a less definite course of the frequency curves, whose peaks alternate each other in a more erratic way. However, it is remarkable that the importance of types C and D (Fig. 31) during the warmer part of the year is not diminished, while type E is slightly decreased, with a definite peak in August. On the other hand, types F and B show a slight decrease in their peak frequencies and about the same

sus frecuencias máximas y con la misma amplitud estacional que en el nivel de 700 mb ya discutido.

Las curvas de los tipos G, L y M (Fig. 32) se siguen de cerca a este nivel durante el año, guardando la misma relación con el tipo I que a nivel de 700 mb durante fines del Invierno. La frecuencia aumentada del tipo H durante la primera parte de esta estación al nivel de los 500 mb no tiene igual en el nivel de 700 mb. Esto se debe aparentemente a la intensificación con la altura de la vaguada oriental que representa el tipo H.

El tipo A aún guarda su curso general casi sin cambio durante el año, como en el nivel de 700 mb. Al nivel de 500 mb los meses de Mayo y Octubre todavía son los períodos de transición entre los tipos que caracterizan las partes más frías y más calientes del año.

ESTABILIDAD DE LOS TIPOS DE FLUJO SUPERFICIALES Y DEL AIRE SUPERIOR

El número de veces que un tipo particular cambió en otro, o no cambia durante el curso de 24 horas, es un índice de la estabilidad de ese tipo. La siguiente información se ha analizado teniendo eso en cuenta, en un intento por establecer cual es la secuencia normal de los eventos.

La Tabla IV contiene los resultados de esta investigación. Esta tabla se ha dividido en tres partes: superficie, 700 y 500 mb. Hay grupos de tres columnas cada uno correspondientes a cada tipo. La primera columna muestra todos los cambios posibles del tipo en otros o en sí mismo. La segunda columna muestra el número de cambios observado y la tercera columna, el porcentaje del total de ocasiones de ese tipo en que ocurre cada cambio particular.

Es claro por esta tabla que la mayoría de los tipos a todos los niveles muestran una alta persistencia, o como se dijo antes, un alto grado de estabilidad.

Consideremos los tipos de superficie. El tipo 7 es notable con 83.3 por ciento de casos sin cambio. Este tipo es seguido de cerca por el tipo 6 con 79.3%. Estos tipos son los más frecuentes durante el Verano y por lo tanto, se deduce que la estabilidad de las configuraciones de presión es muy alta durante esa parte del año. Las configuraciones de Invierno, sin embargo, son mucho más variables. Desechando el siempre presente alto grado de estabilidad de los tipos en todas las estaciones del año, puede uno decir que tipo sigue más frecuentemente a cualquiera buscando el siguiente al más alto porcentaje de casos de este tipo. Luego es claro que el tipo 4, por ejemplo, cambia muy a menudo al tipo 5 y viceversa. También que a menudo el tipo 5 cambia al tipo 8, teniendo este tipo el más bajo porcentaje de casos o cambio en sí mismo. A menudo es seguido por el tipo 9, el cual a su vez cambia ya sea en el tipo 4 o el 5 de nuevo.

seasonal range as at the 700 mb level previously discussed.

Curves of types G, L and M (Fig. 32) follow each other closely at this level throughout the year, keeping the same relation with type I as at the 700 mb level during the later part of the Winter. The increased frequency of type H during the first part of this season at the 500 mb level has no counterpart in the 700 mb level. This is apparently due to the intensification with height of the westerly trough which type H represents.

Type A still keeps its general course almost unchanged through the year, as at the 700 mb level. At the 500 mb level the months of May and October are still the periods of transition between the types which characterise the colder and the warmer parts of the year.

STABILITY OF THE SURFACE AND UPPER-AIR FLOW TYPES

The number of times which a particular type changes into another, or does not change during the course of 24 hours, is an index of the stability of that type. The present data have been analyzed with this in mind, in an attempt to establish what is the normal sequence of events.

Table IV contains the results of this investigation. This table has been divided into three parts: surface, 700 and 500 mb. Corresponding to each type there are groups of three columns each. The first column shows all the possible changes of the type into others or into itself. The second column shows the number of changes observed and the third the percentages of the total occasions of that type on which each particular change occurred.

It is apparent from this table that most of the types at all levels show a high persistence, or, as was said before, a high degree of stability.

Let us consider the surface types. A remarkable one is type 7 with 83.3 percent of the cases without change. This type is followed closely by type 6 with 79.3 percent. These types are the most frequent during the Summer and, therefore, it must be concluded that the stability of the pressure patterns is very high during that part of the year. The Winter patterns, however, are much more variable. Disregarding the ever-present high degree of stability of the types in all seasons of the year, one can tell which type follows most frequently a particular one by looking the next-to-the-highest percentage of cases for this type. Thus, it is clear that type 4, for instance, changes very often into type 5 and vice versa. Also, that not infrequently type 5 changes into type 8, this being the type with the lowest percentages of cases or changes into itself. It is followed more often by type 9, which in turn changes into either type 4 or 5 again.

En los niveles superiores es notable la estabilidad de los tipos. Aunque sus correspondientes porcentajes son menores en general que los de los de la superficie, hay varios más altos que un 50%, lo que demuestra que aún en las alturas, la persistencia de las configuraciones del flujo es muy alta.

Algunas secuencias claramente definidas son aparentes también en los niveles superiores. Por ejemplo, el tipo G cambia al tipo H, el tipo H en el I, el cual cambia al K, que a su vez cambia al L; L entonces cambia al G de nuevo. Los meteorólogos mexicanos están familiarizados con este ciclo de Invierno. En Verano se observa otra secuencia de repetición así: el tipo B es sucedido ya sea por C o por F; si es seguido por C, este cambia al D; D a su vez se torna en E y entonces alguno de ellos torna de nuevo a D o a F, lo que representa la otra alternativa. Si B es seguido por F, este cambia a D. Lo que muestra claramente la tendencia a una vaguada mayor que yace de N a S a través del Golfo de México para romperse en latitudes más altas en: A) una vaguada occidental y B) en latitudes inferiores en una onda oriental que viaja hacia el oeste de México. Esta onda es a veces capaz de penetrar hasta la costa del Pacífico o aún más lejos en Sonora y Baja California. Este notable ciclo de eventos ocurre en ambos niveles de 700 y 500 mb.

DISTRIBUCIÓN DE PRECIPITACIÓN ASOCIADA CON LA CONFIGURACIÓN SUPERFICIAL Y SUPERIOR

A-Generalidades. Por mucho tiempo los previsores del tiempo experimentados de México han sostenido que el factor principal que determina la distribución de las lluvias sobre el país es la topografía. Por otro lado, es obvio que el paso de las características principales de las configuraciones de flujo (frentes, vaguadas, ondas, etc.) sobre localidades particulares deben explicar al menos en parte, la distribución de las lluvias en las vecindades. Luego, se pensó que sería interesante probar la relación de estos dos factores separando el efecto de la topografía en la distribución de lluvias de la situación sinóptica, como se ilustra en función de los tipos discutidos en la primera parte de este trabajo.

Para hacer esto, se construyó una serie de cartas (que no se incluyen en este trabajo) mostrando el promedio de la cantidad de precipitación por día que da cada tipo, sobre las áreas de México. Estas cartas resultaron inadecuadas para el propósito de separar el efecto de la topografía del de la situación sinóptica. Sin embargo, mostraron claramente la importancia de la primera sobre la distribución de las lluvias. Se decidió, por lo tanto, trazar otro juego de cartas mostrando esta vez la distribución geográfica del *Porcentaje del Promedio Anual de Lluvias* lo que se podría atribuir a cada tipo -esperando eliminar así el efecto de la topografía, en alguna medida. Se hizo esto asociando las cantidades diarias de lluvias registradas en una estación con los tipos corrientes de flujo, tanto en la superficie como arriba, durante el período de cuatro años. Añadiendo la cantidad diaria adscrita a cada tipo, se obtuvieron cantidades

At the upper levels the stability of the types is remarkable. Although their corresponding percentages are lower in general than the surface ones, there are several higher than 50%, showing that even aloft the persistence of the flow patterns is very high.

Some clear-cut sequences are also apparent at the upper levels. For instance, type G changes into type H, type H into I; this changes into K, which in turn changes into L; L then changes into G again. Mexican meteorologists are familiar with this Winter cycle. In Summer another repeating sequence is observed as follows: type B is succeeded either by C or F; if it is followed by C, this changes into D; D in turn shifts to E and then either back again to D, or to F, which represents the other alternative. For if B is followed by F, this changes into D. This shows clearly the tendency for a major trough lying N-to-S across the Gulf of Mexico to break off at higher latitudes into: A) a westerly trough and B) at lower latitudes into an easterly wave that travels westward into Mexico. This wave is sometimes able to penetrate as far as the Pacific Coast or even further into Sonora and Lower California. This remarkable cycle of events occurs at both the 700 and 500 mb levels.

PRECIPITATION DISTRIBUTION ASSOCIATED WITH THE SURFACE AND THE UPPER-AIR PATTERNS

A-General. For a long time it has been the contention of experienced forecasters in Mexico that the main factor that determines the rainfall distribution over the country is the topography. On the other hand, it is obvious that the passage of the main features of the flow patterns (fronts, troughs, waves, etc.) over particular localities must account at least in part of the rainfall distribution in their neighborhood. Thus it was thought interesting to test the relation of these two factors by separating the effect of topography on the rainfall distribution from that due to the synoptic situation as depicted in terms of the types discussed in the first part of this paper.

In order to do this, a series of charts (not included in this paper) were constructed showing the average precipitation amount per day given by each type, over the Mexican land areas. These charts proved inadequate for the purpose of separating the effect of topography from that of the synoptic situation. However, they showed clearly the importance of the former on the rainfall distribution. It was decided, therefore, to draw another set of charts showing this time the geographical distribution of the *Percentage of the Mean Annual Rainfall* which could be attributed to each type -hoping thus to eliminate the effect of topography, in some measure. This was done by associating the daily rainfall amounts recorded at a station with the current flow types, both at the surface and aloft, during the four-year period. By adding the daily amounts ascribed to each type, yearly amounts were obtained at each station.

anuales en cada estación. Estas cantidades divididas por el promedio Anual de Lluvias de la estación, expresadas como un porcentaje, son las cifras cuyos isóneas aparecen en los siguientes mapas.

Se consideró que si el efecto de la topografía jugaba un papel tan importante en la distribución de las lluvias, la Lluvia Media Anual proporcionaría principalmente la medida de ese efecto. Por lo tanto, la división de las cantidades anuales, dadas por cada tipo en una estación, por la Lluvia Media Anual para la misma estación, quitaría o al menos reduciría el efecto de la topografía, dejando sólo, como única variable, el efecto de la situación sinóptica.

De este modo, las configuraciones formadas por las isóneas de porcentaje de lluvia media anual en los siguientes mapas se puede interpretar como establecer cuanto de la lluvia media anual explica cada tipo particular, en un lugar o área especial. En otras palabras, los mapas que siguen muestran donde se espera que la situación sinóptica afecte la distribución normal de lluvia para la estación y donde es probable que este efecto se note, además de la topografía.

B-Relación entre las configuraciones de lluvia y los tipos de superficie. Los más notables de estos son los correspondientes a los tipos 4, 5, 6, 7 y 9. El tipo 4, una área de baja presión sobre el suroeste de los Estados Unidos, es responsable en gran proporción de la precipitación anual sobre el norte de Baja California y el NE de México (Fig. 36).

La Figura 37 muestra el porcentaje de la lluvia media anual atribuido al tipo 5, con un máximo cerca de la frontera de los Estados Unidos y otra sobre el centro de la Altiplanicie; mientras que sobre el Golfo de México y las costas del Pacífico, un mínimo es aparente, particularmente sobre una gran parte del Golfo de California. Esta distribución de la lluvia parece estar relacionada con una convergencia horizontal del flujo del aire sobre la Altiplanicie y divergencia sobre las planicies costeras.

Las configuraciones de lluvias correspondientes a los tipos 6 y 7 (ver Figs. 38 y 39), son muy similares entre sí, con un máximo sobre la Sierra Madre Occidental y un máximo secundario sobre el sur de la costa sur del Pacífico de México, relacionados ambos aparentemente con la posición de una "lengua" de aire húmedo asociada con los tipos 6 y 7 en Verano, cuando estos tipos alcanzan máximo de frecuencia.

El tipo 9 (Fig. 41) muestra varios máximos más o menos a lo largo del parteaguas continental y resulta, junto con el tipo 8, aparentemente responsable de la escasez de precipitación en Invierno sobre la Altiplanicie Norte y de la gran precipitación sobre las llanuras costeras del sur del Golfo de México en los Estados de Tabasco y Veracruz. Una peculiaridad de estos tipos (Figs. 40, 41 y 42) es el máximo de lluvia sobre la porción del extremo NW de Baja California, que está en cierto modo relacionado con el hecho de que las condiciones de "Norte" representadas por los tipos 8, 9 y en su caso 10, están asocia-

These amounts divided by the Mean Annual Rainfall for the station, expressed as a percentage, are the figures whose iso-lines appear in the following maps.

It was considered that, if the effect of topography played such an important role in the distribution of rainfall, the Mean Annual Rainfall would mainly provide a measure of that effect. Therefore division of the yearly amounts, given by each type at a station, by the Mean Annual Rainfall for the same station would remove or at least reduce the effect of topography, leaving along the only variable the effect of the synoptic situation.

In this way, the patterns formed by the iso-lines of Percentage of Mean Annual Rainfall in the following maps can be interpreted as telling how much of the mean annual rainfall each particular type accounts for at a particular place or area. In other words, the maps that follow show where the synoptic situation is expected to affect the normal rainfall distribution for the season and where this effect is likely to be noticed, regardless of topography.

B-Relation between rainfall patterns and the surface types. Of these the more remarkable are those corresponding to types 4, 5, 6, 7 and 9. Type 4, a low pressure area over the southwestern United States, is apparently responsible for a large proportion of the annual precipitation over northern Baja California and NE Mexico (Fig. 36).

Figure 37 shows the percentage of the Mean Annual Rainfall attributed to type 5, with a maximum near the United States border and another over the central Plateau; while a minimum is apparent over both the Gulf of Mexico and the Pacific coasts, particularly over a large part of the Gulf of California. This rainfall distribution seems to be related to horizontal convergence of the air flow over the Plateau and to divergence over the coastal plains.

The rainfall patterns corresponding to types 6 and 7 (see Figs. 38 and 39), are very similar to each other, with a maximum over the Sierra Madre Occidental and a secondary maximum over the southern Pacific coast of Mexico, both seemingly related to the position of a moist tongue frequently associated with types 6 and 7 in Summer, when these types have their frequency peak.

Type 9 (Fig. 41) shows several maxima roughly along the continental divide and is, together with type 8, apparently responsible for the scanty Winter precipitation over the northern plateau and for the heavy precipitation over the coastal plains of the southern Gulf of Mexico in the States of Tabasco and Veracruz. A peculiarity of these types (Fig. 40, 41 and 42) is the rainfall maximum over the extreme NW portion of Baja California, which is in some way related to the fact that the "northern" conditions, represented by types 8, 9 and, for that

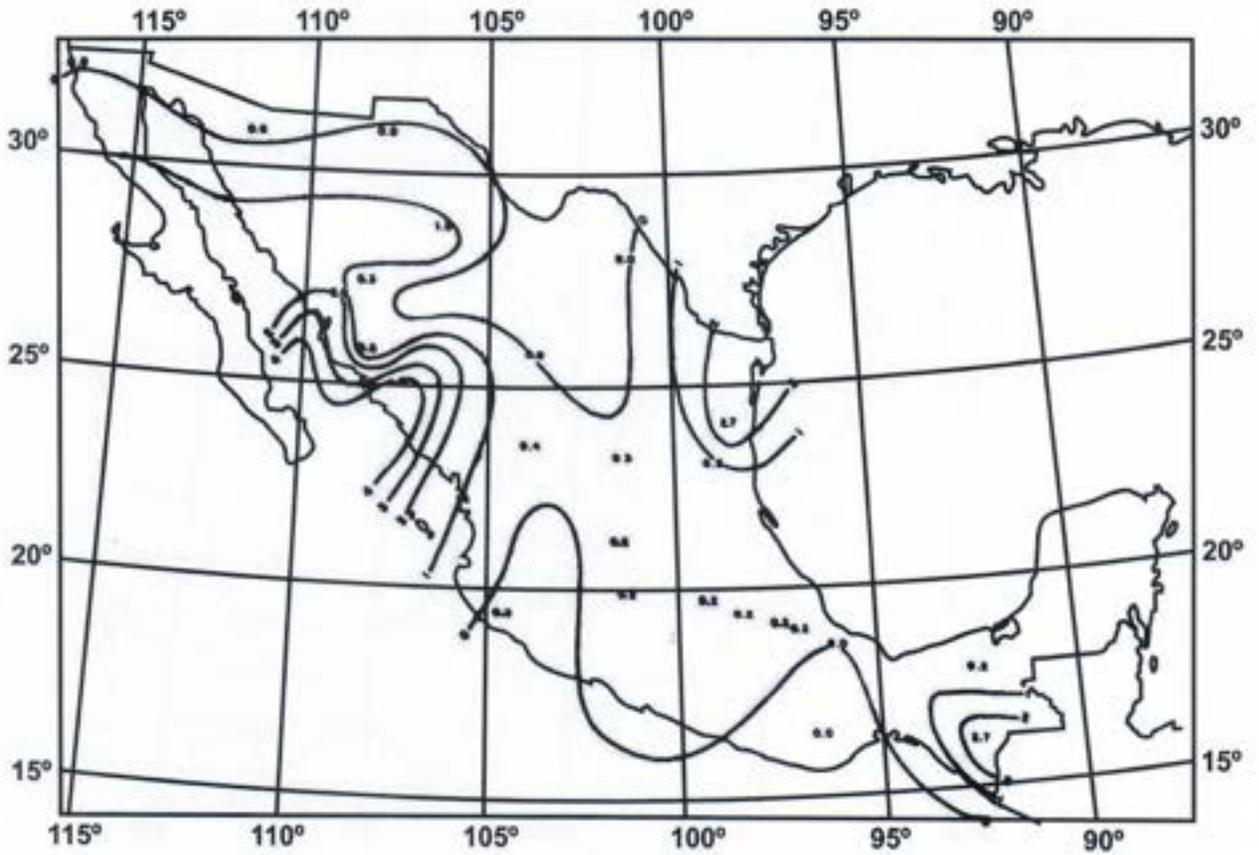


Fig. 33

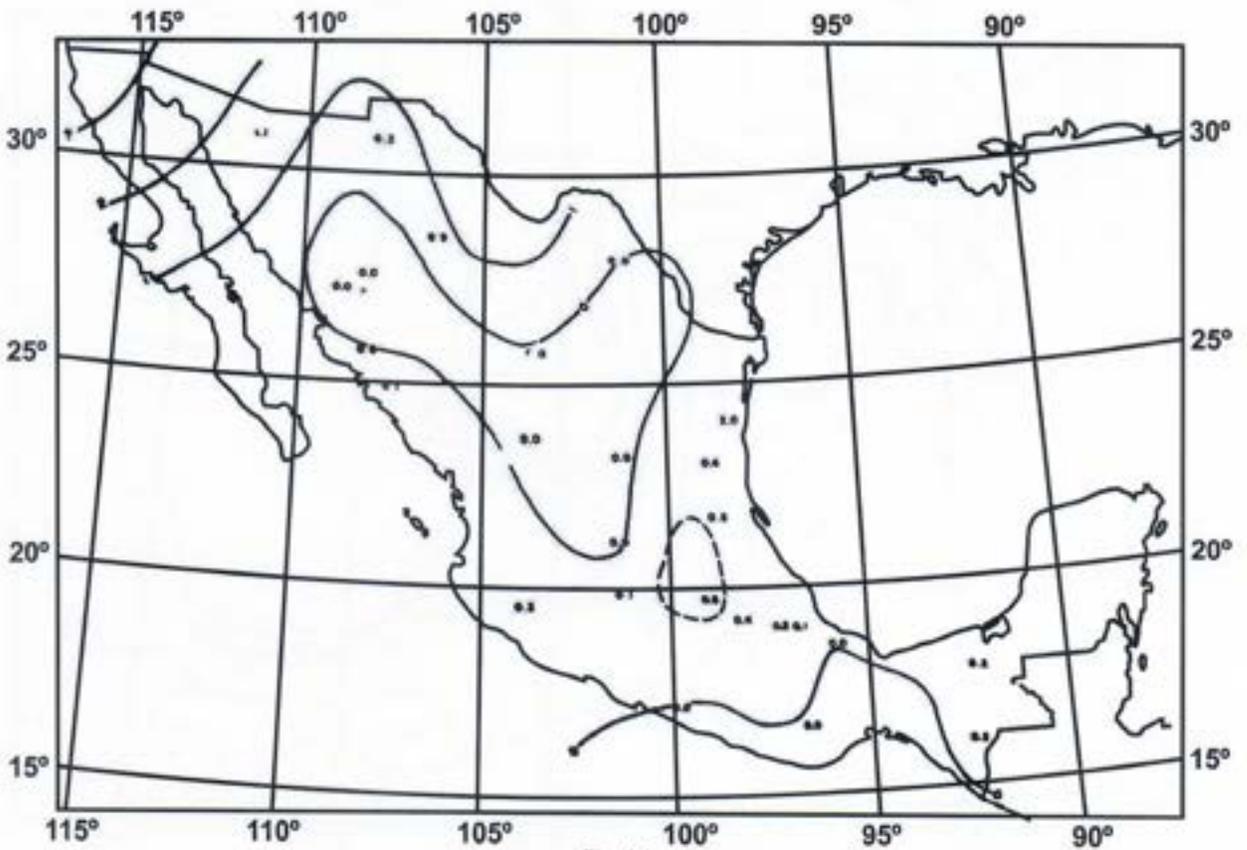


Fig. 34

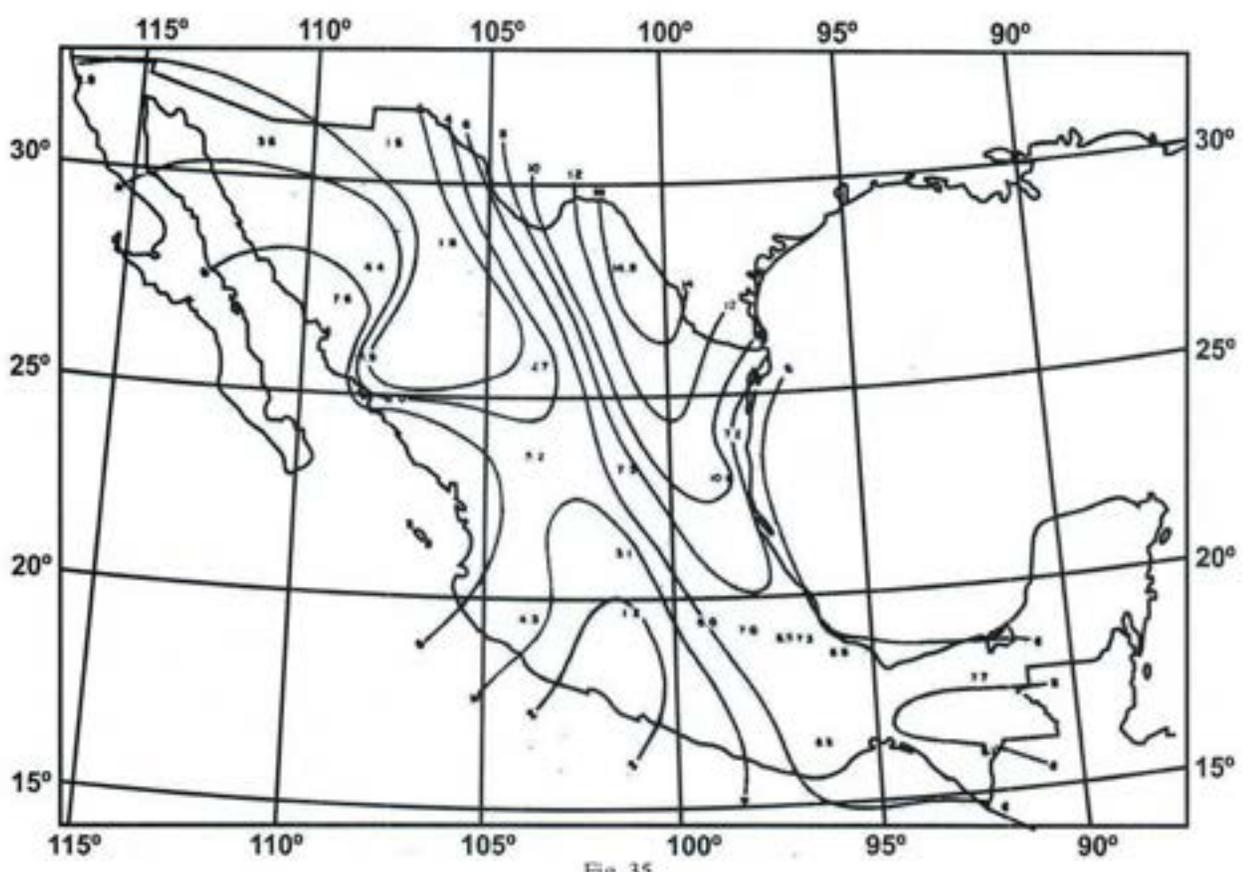


Fig. 35

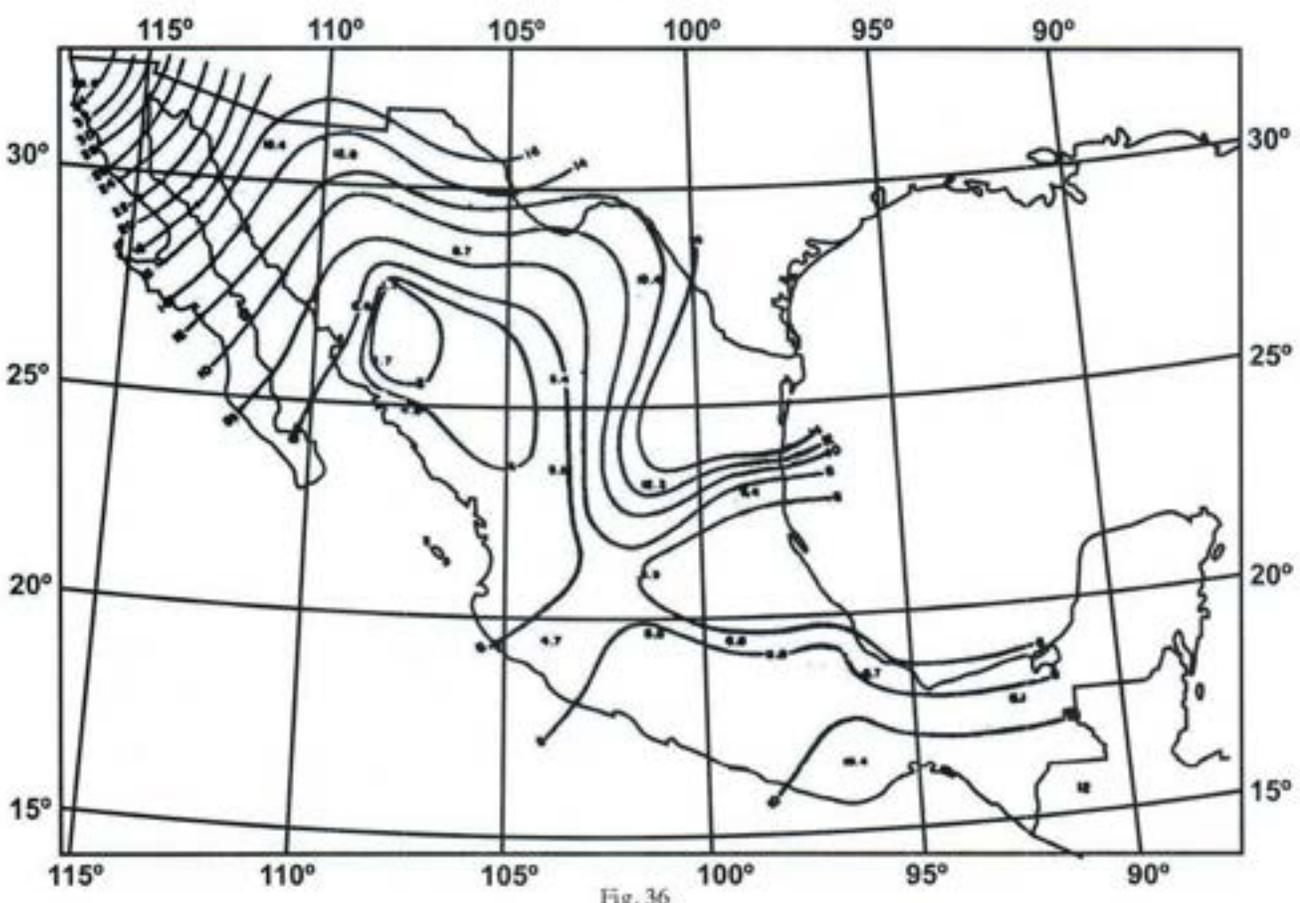


Fig. 36

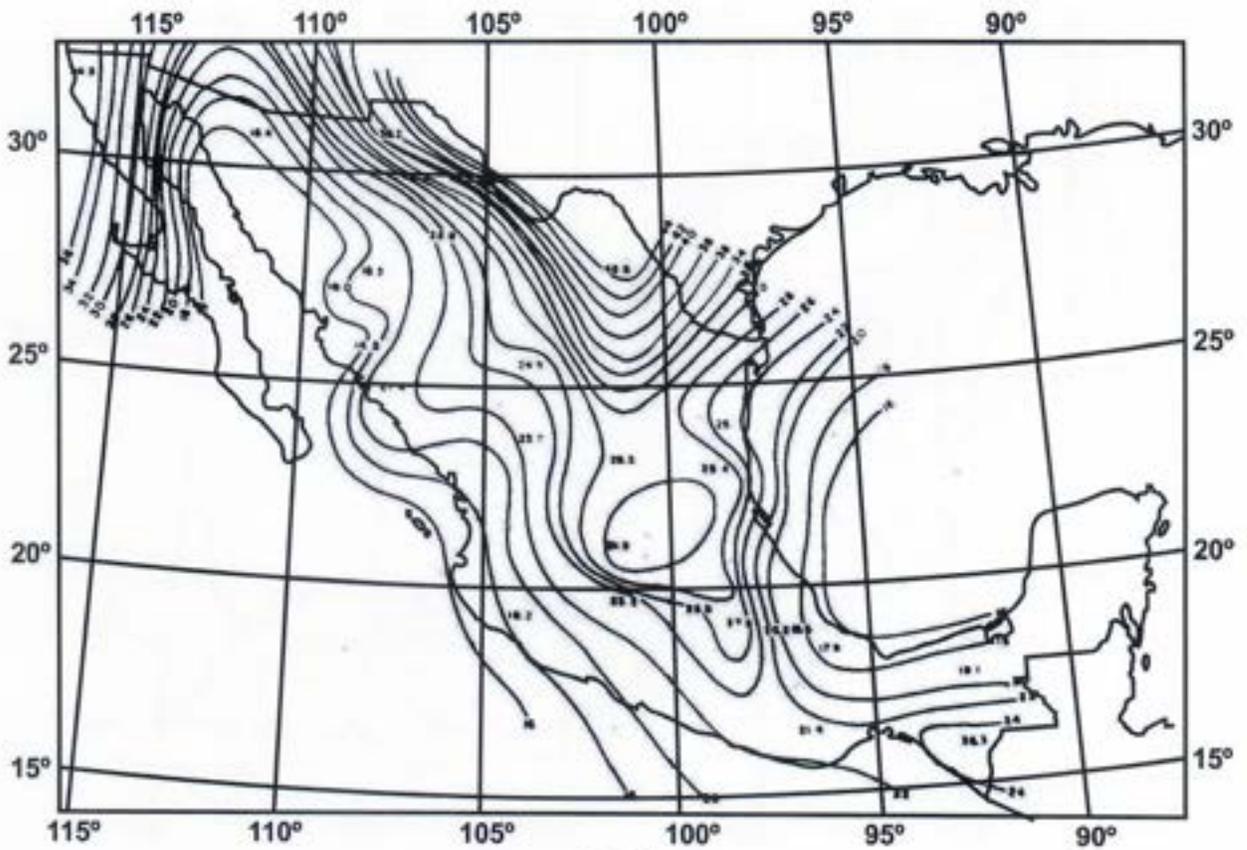


Fig. 37

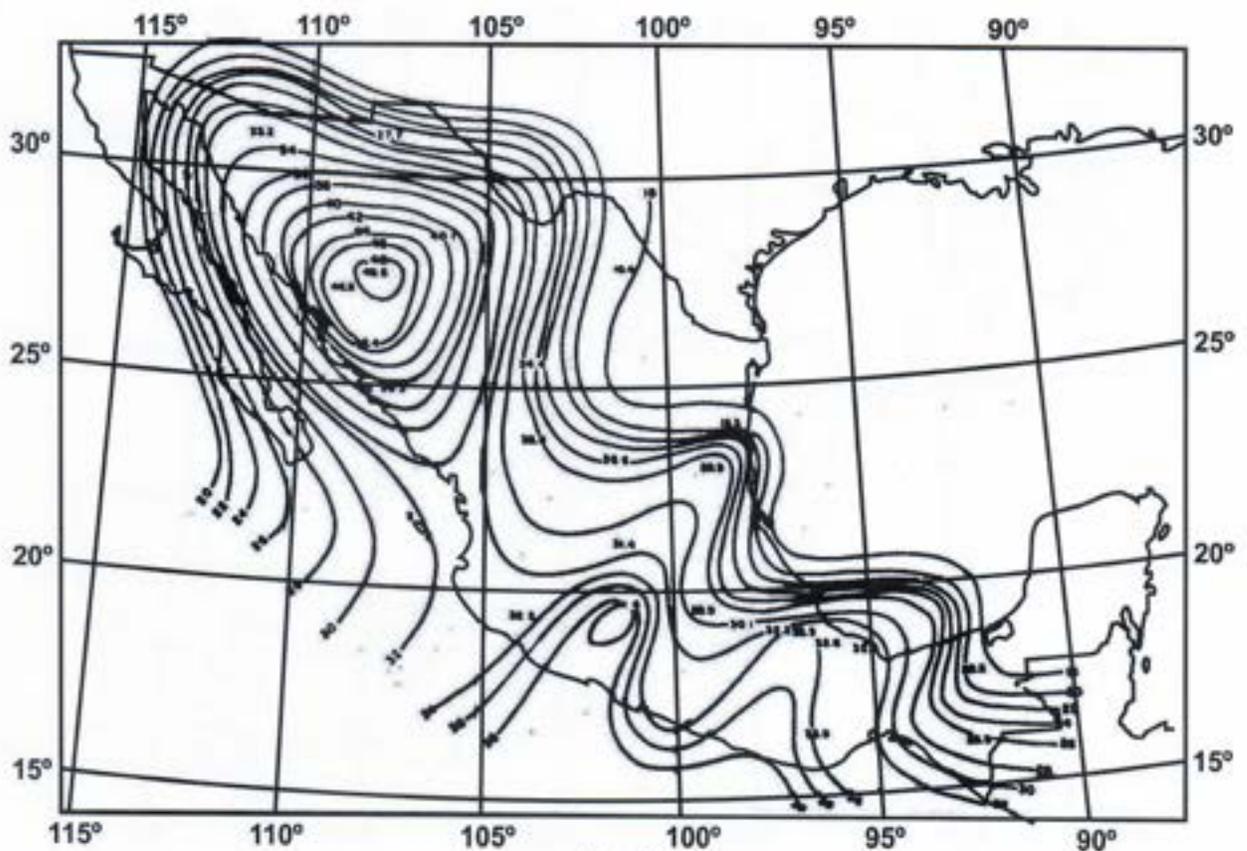


Fig. 38

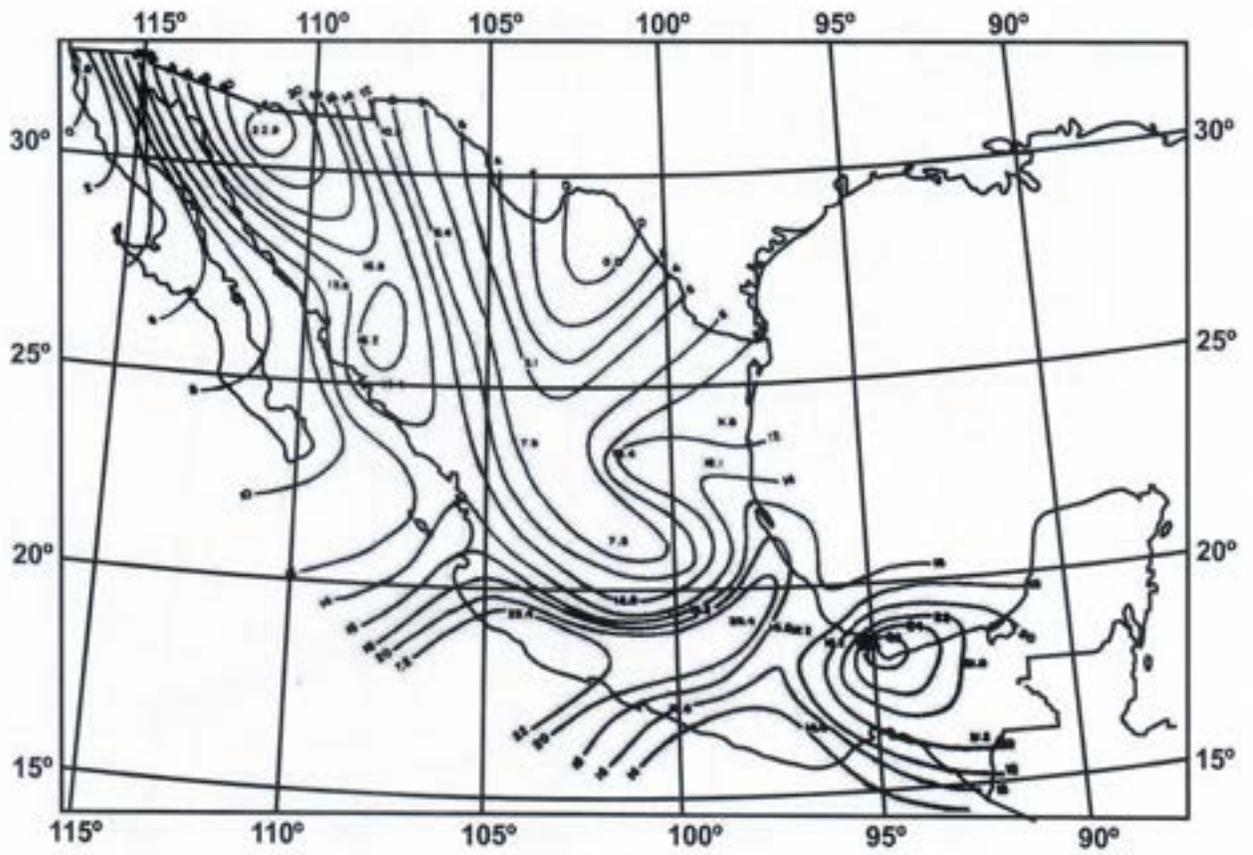


Fig. 45

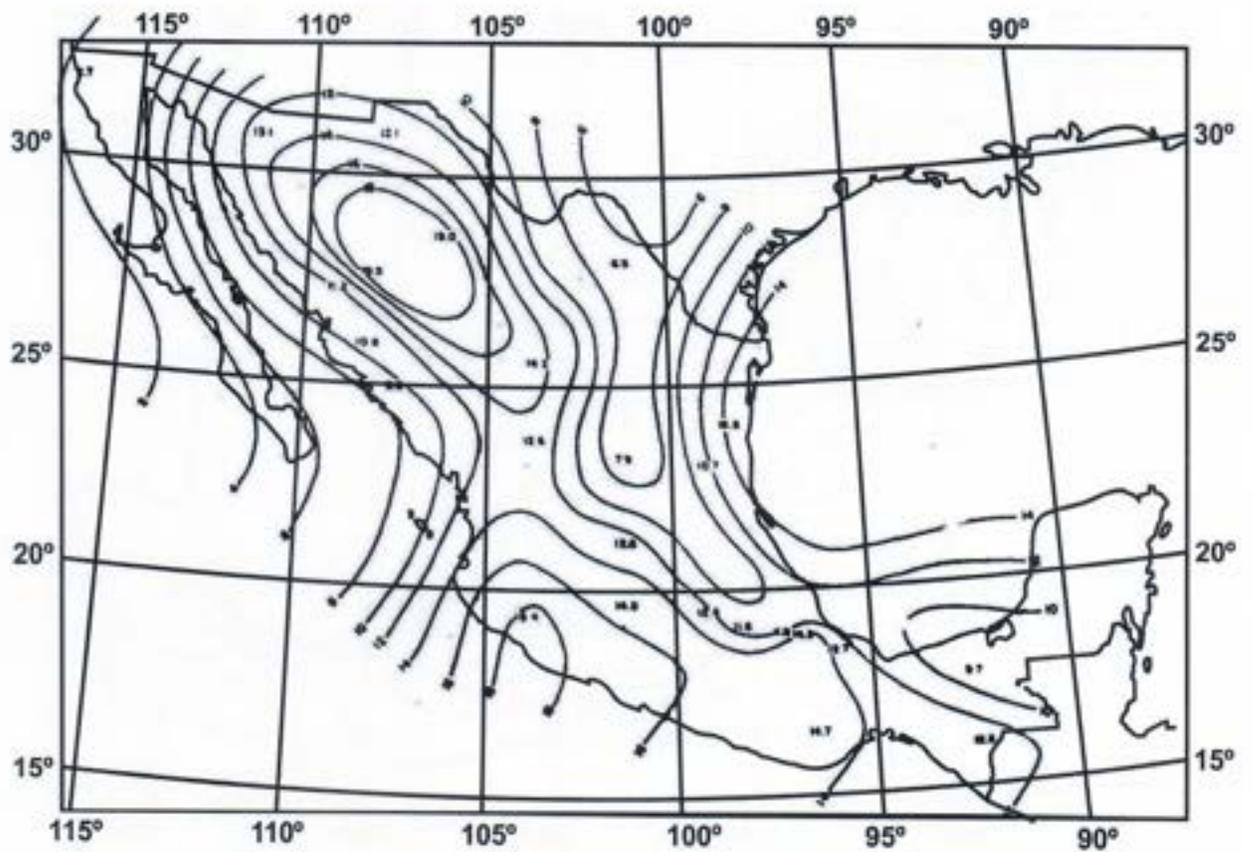


Fig. 46

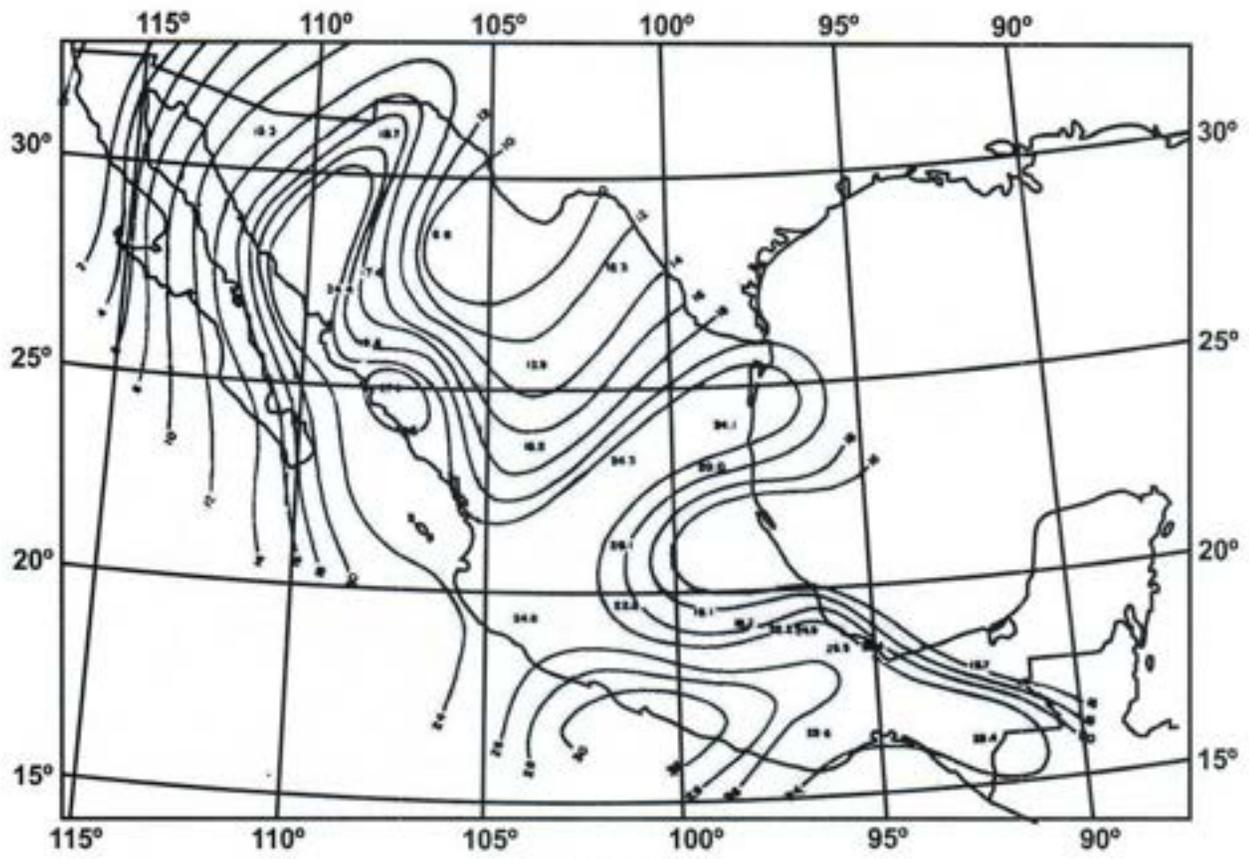


Fig. 47

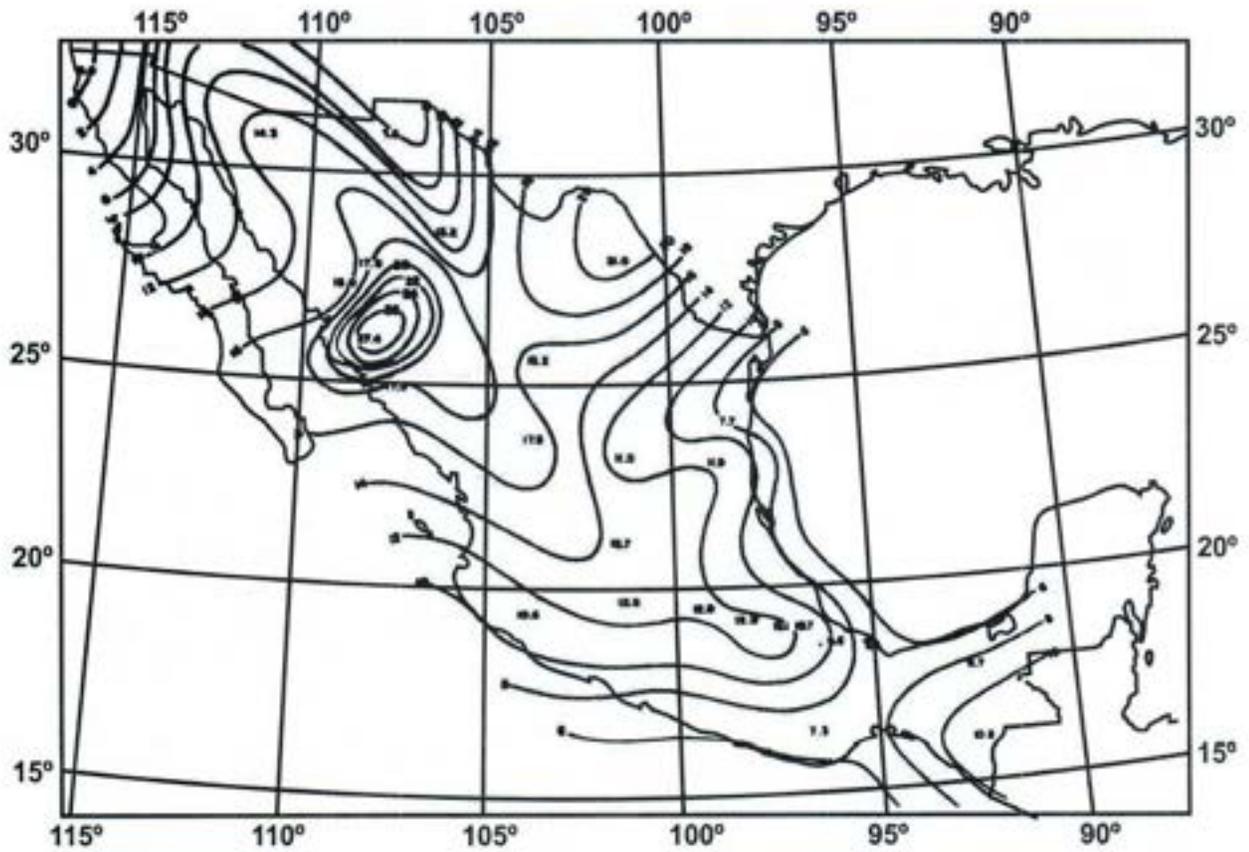


Fig. 48

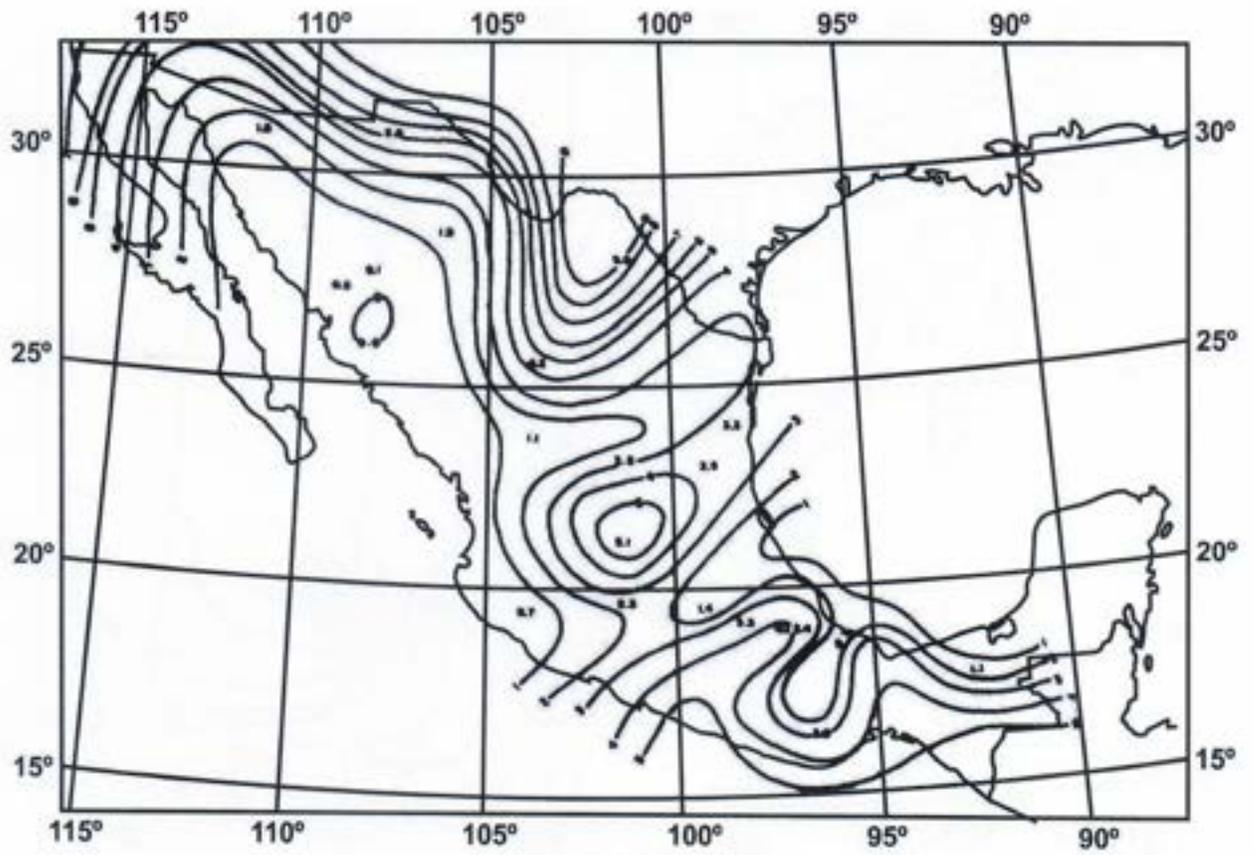


Fig. 49

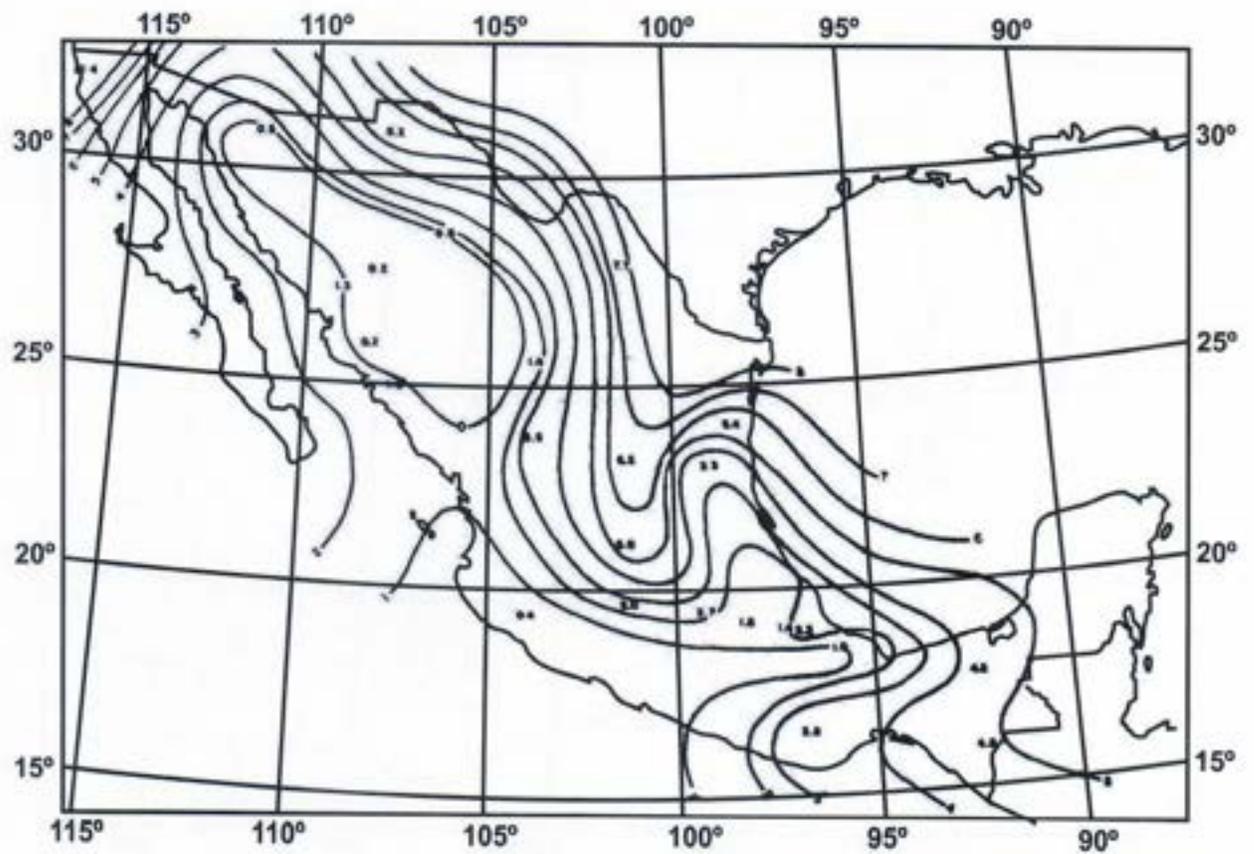


Fig. 50

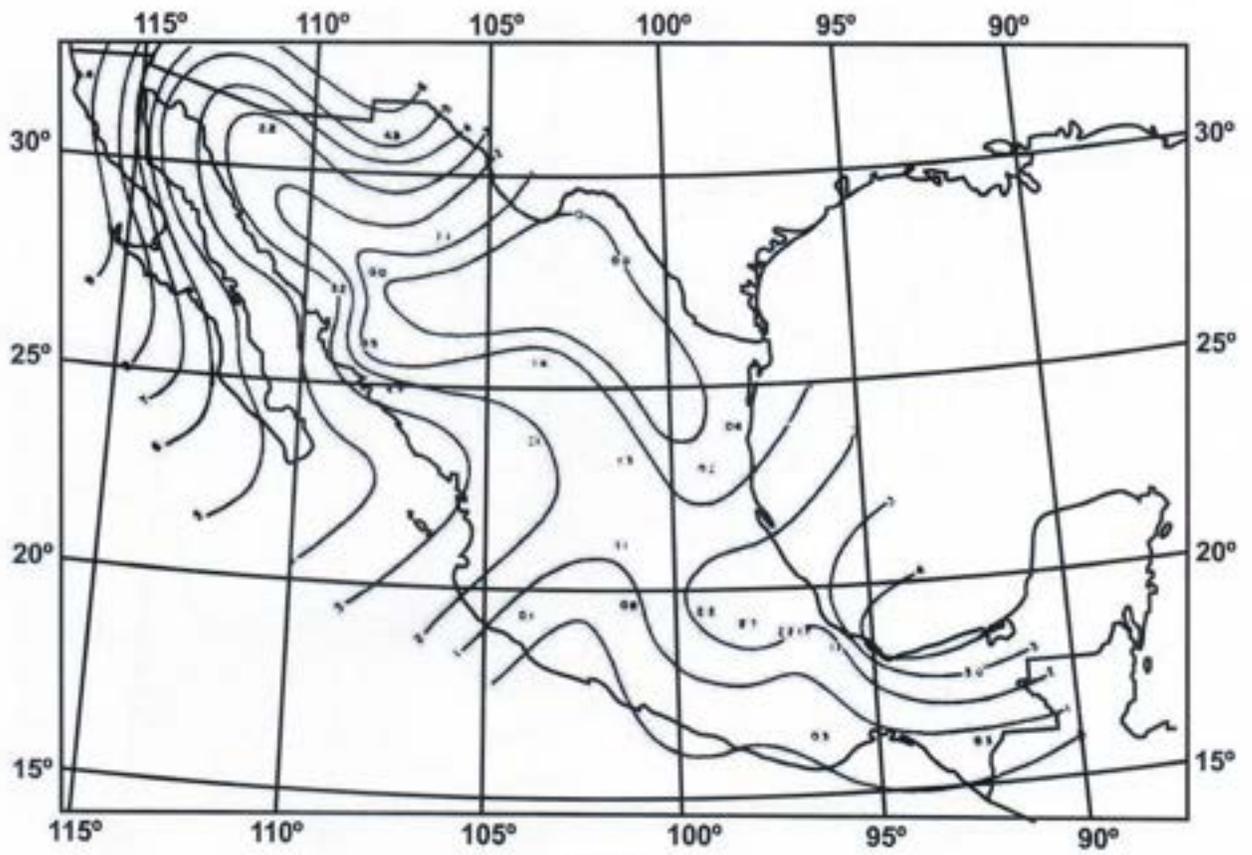


Fig. 53

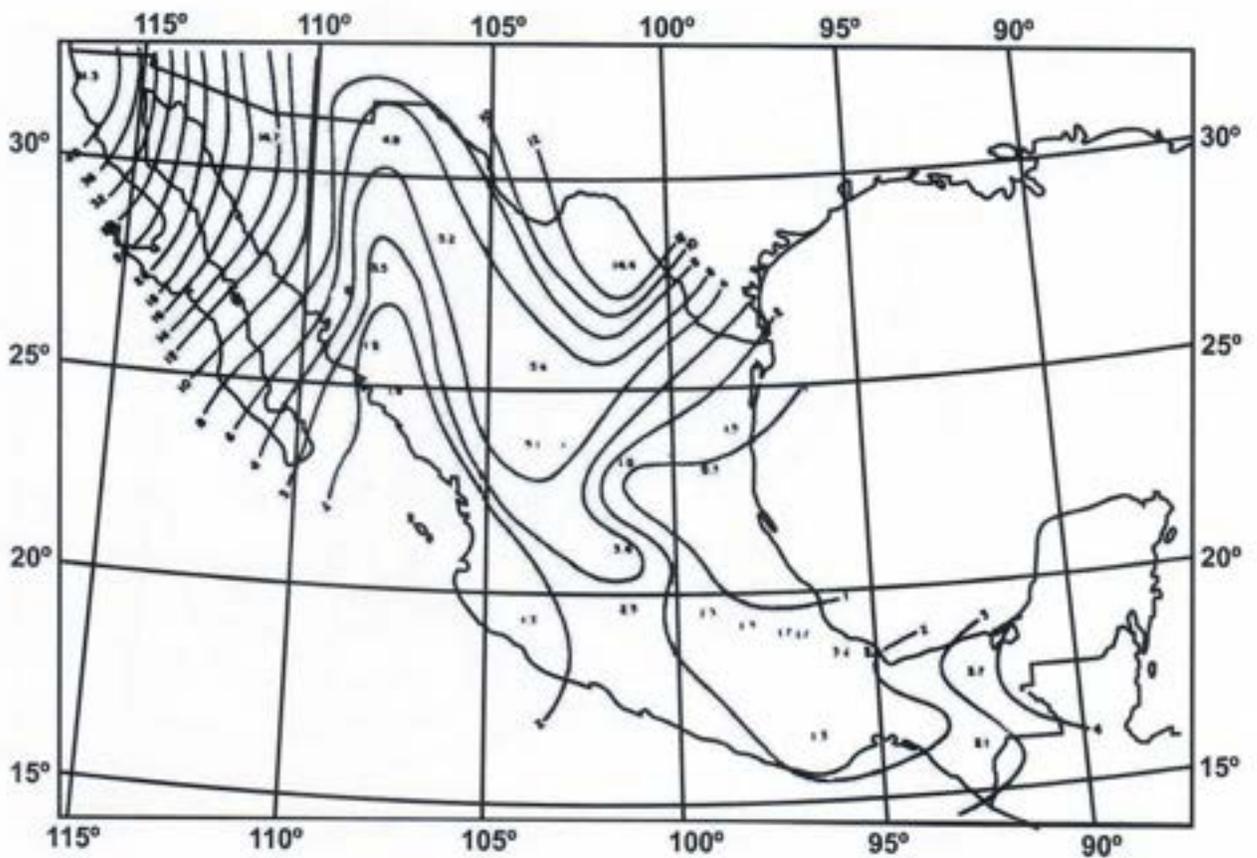


Fig. 54

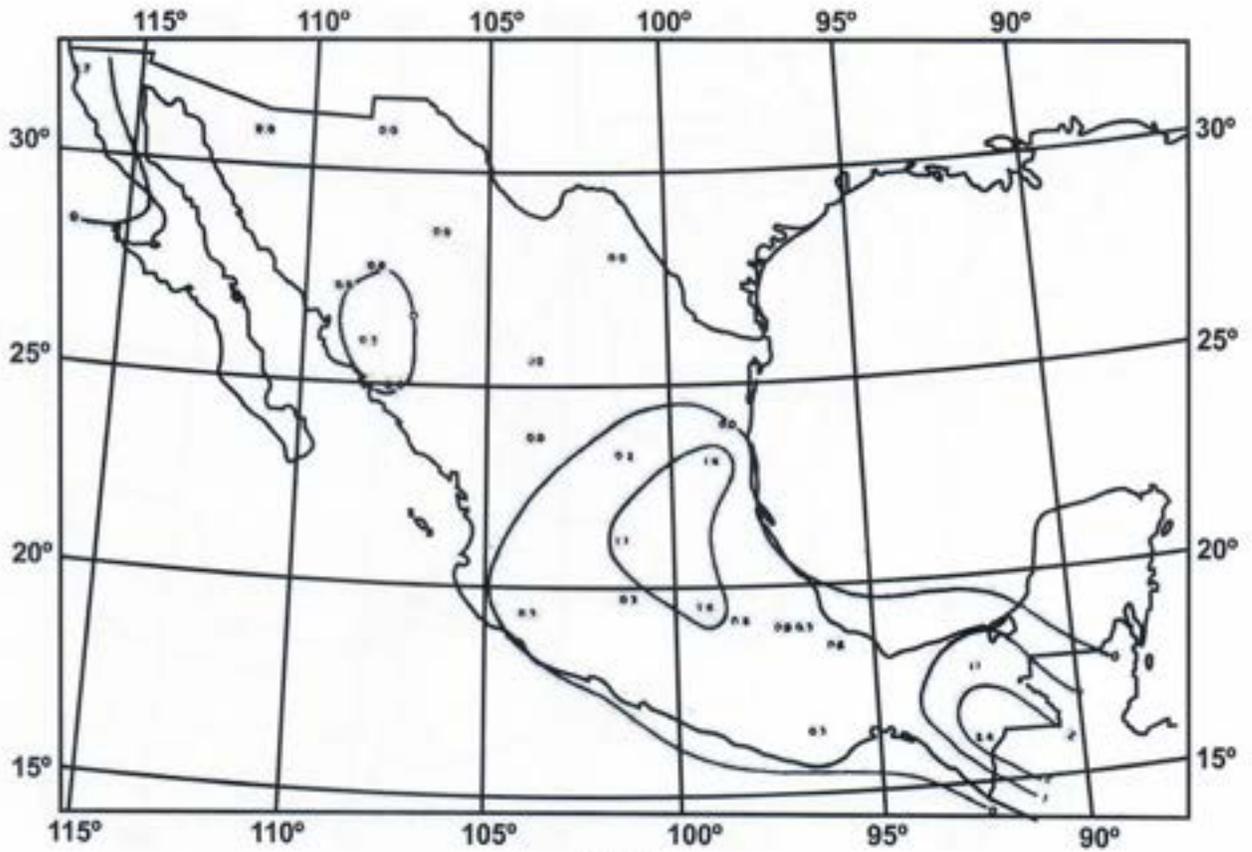


Fig. 57

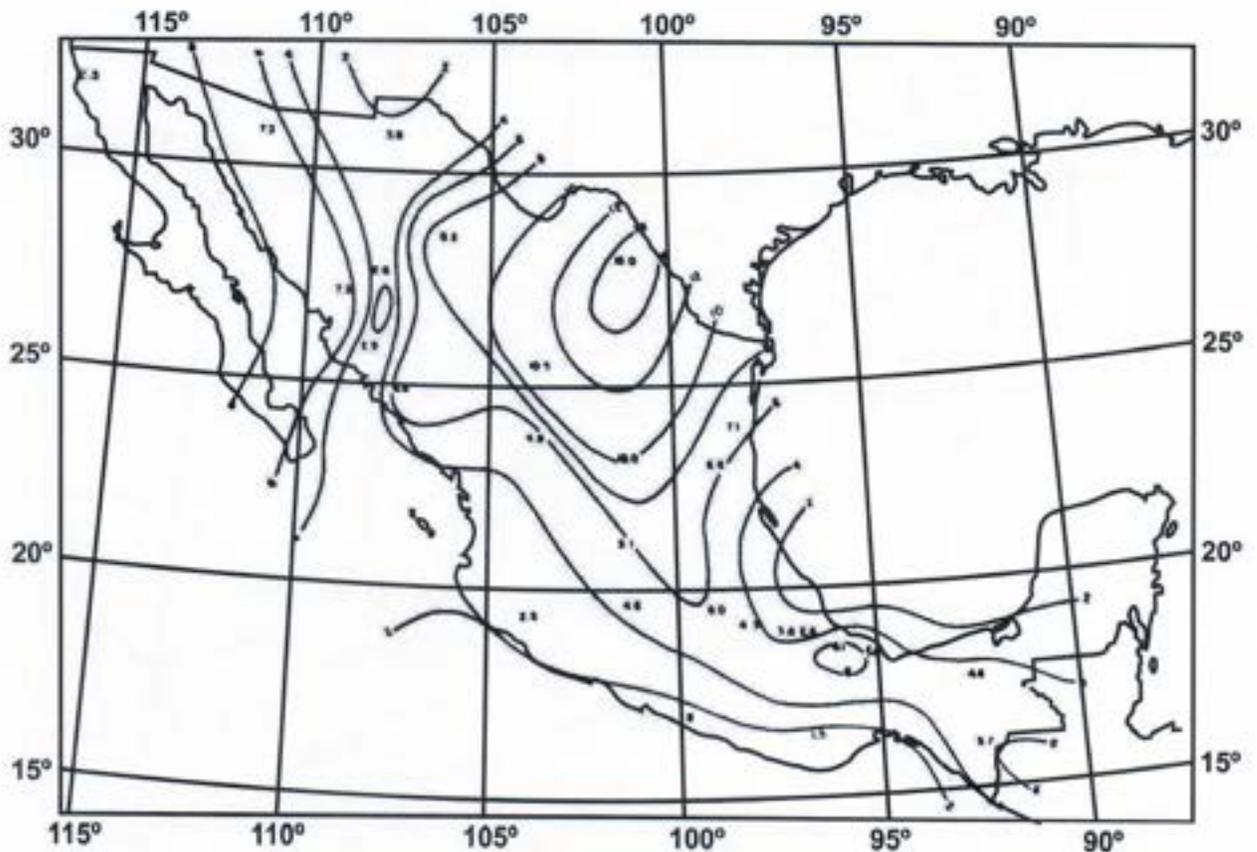


Fig. 58

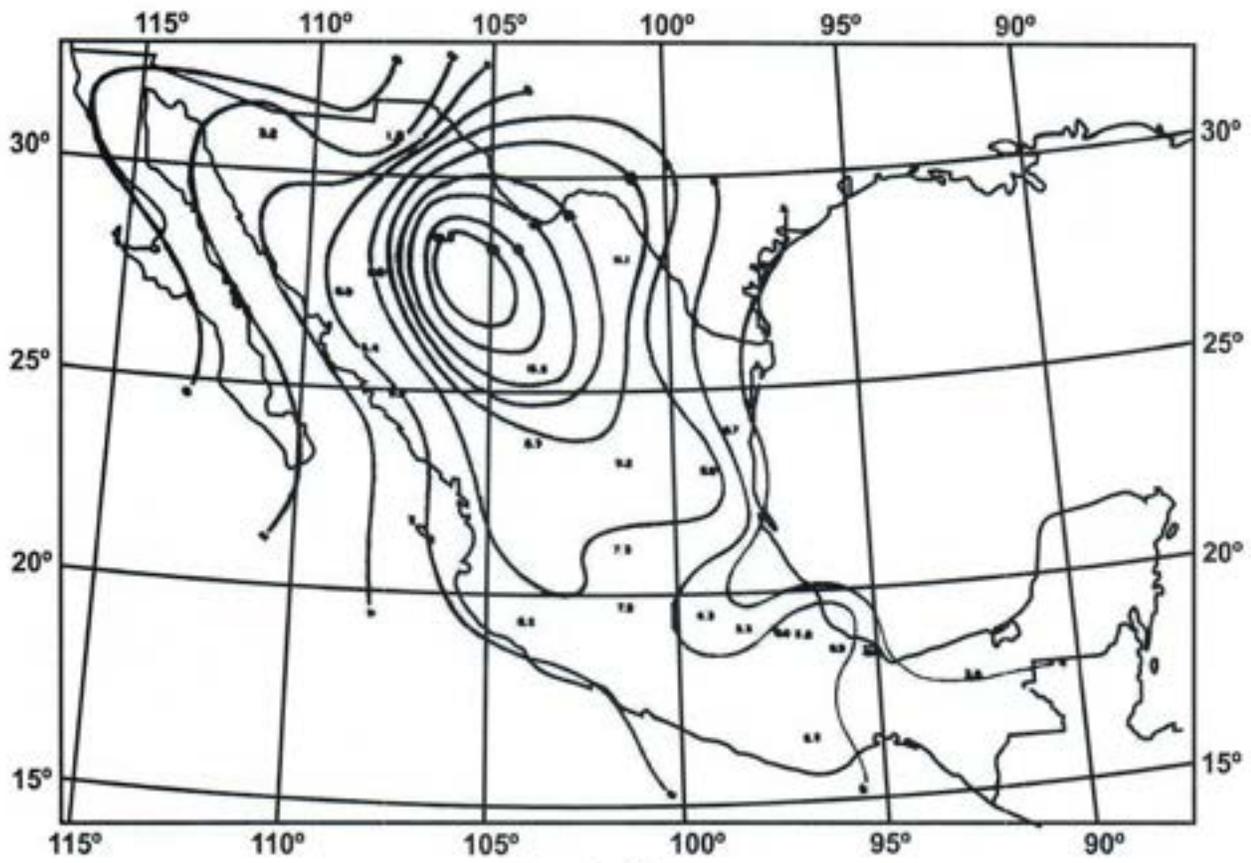


Fig. 59

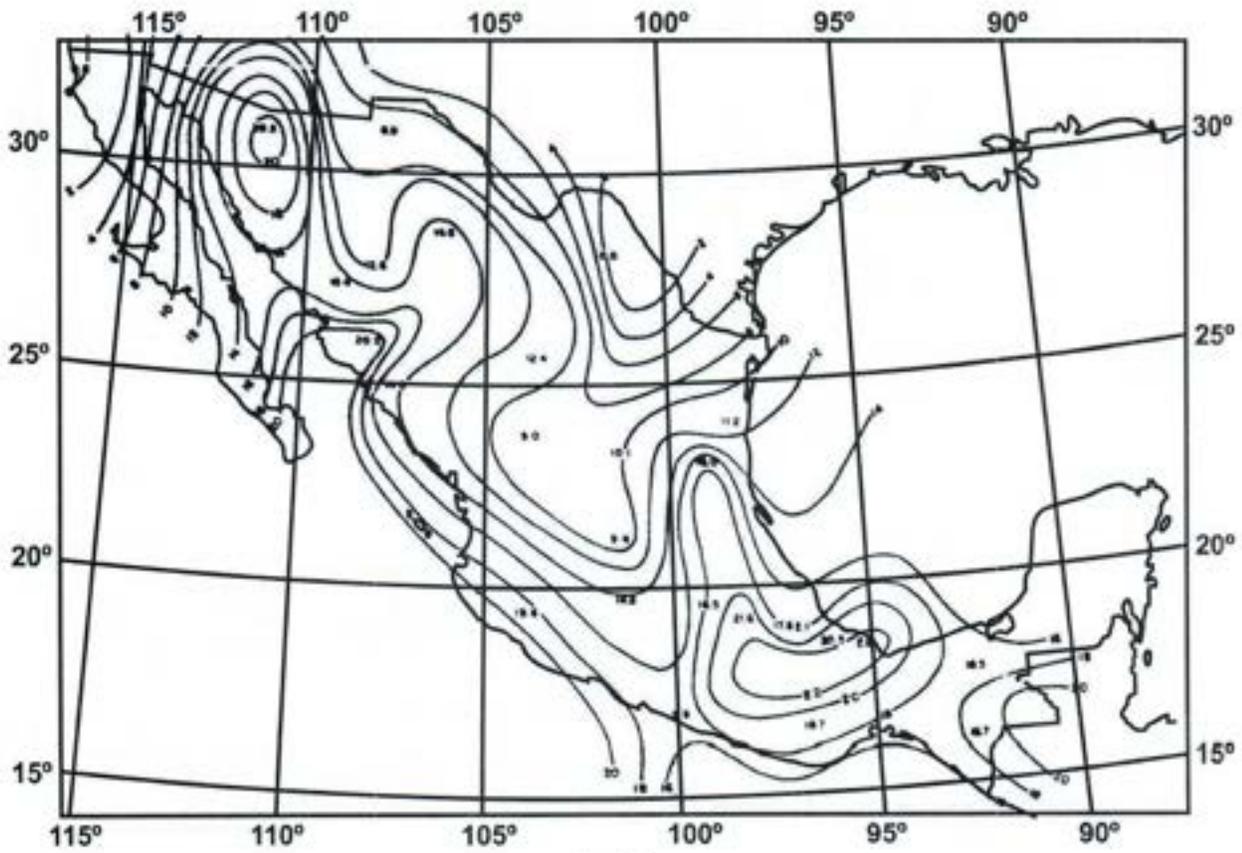


Fig. 60

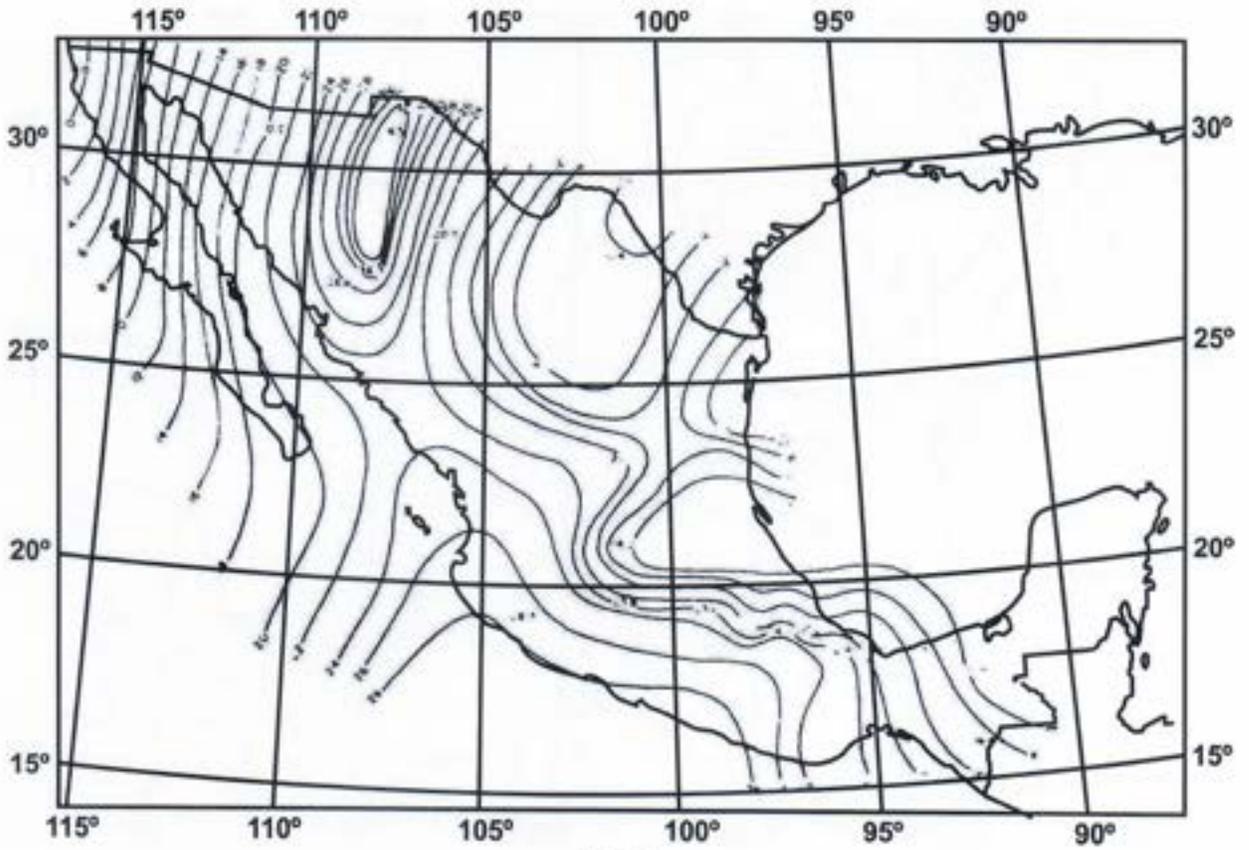


Fig. 61

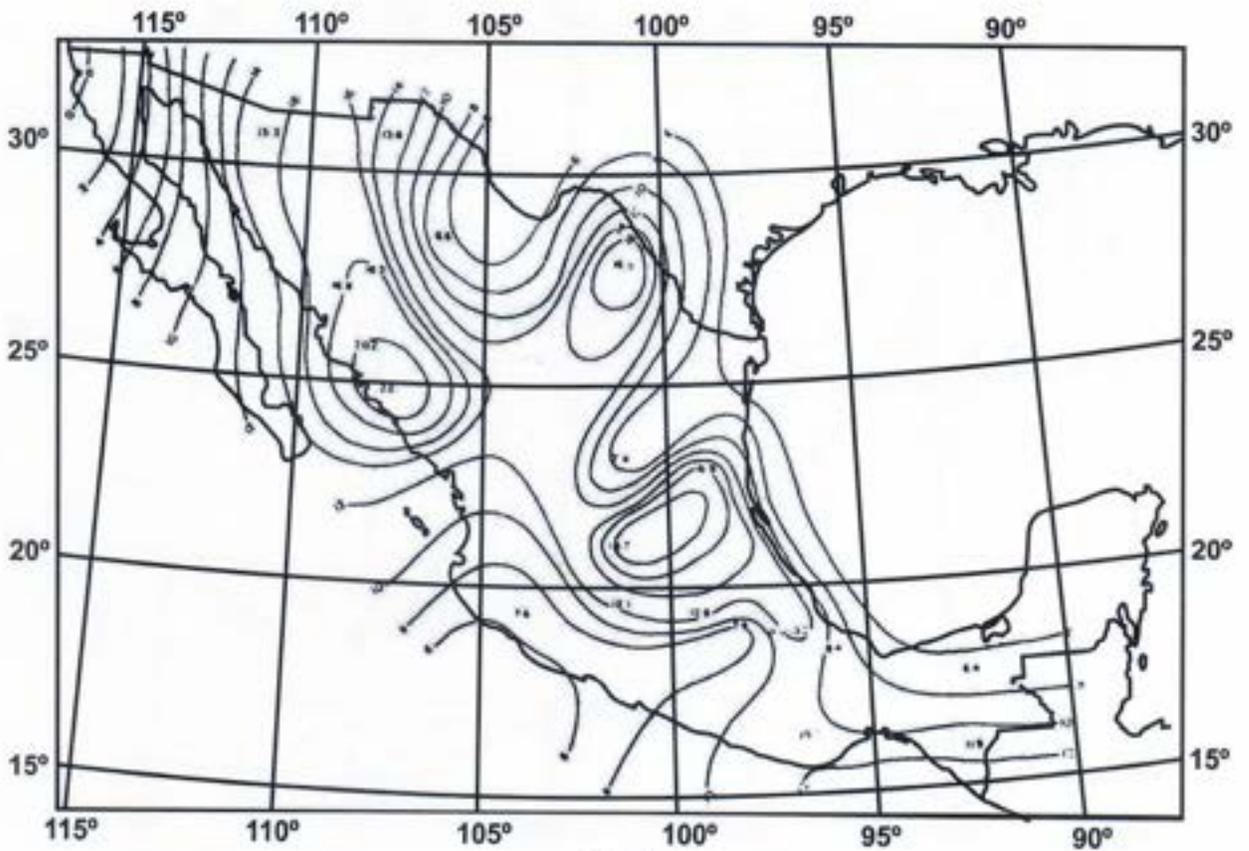


Fig. 62

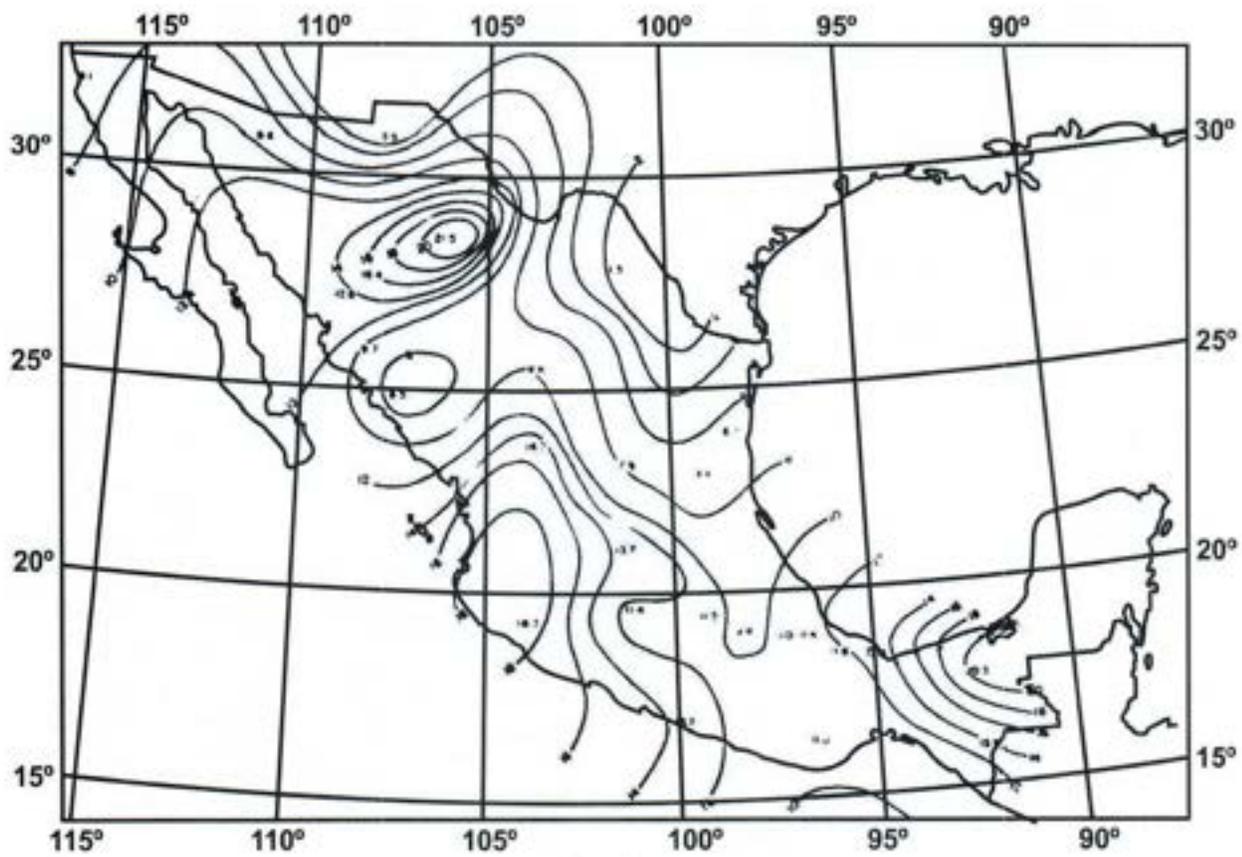


Fig. 63

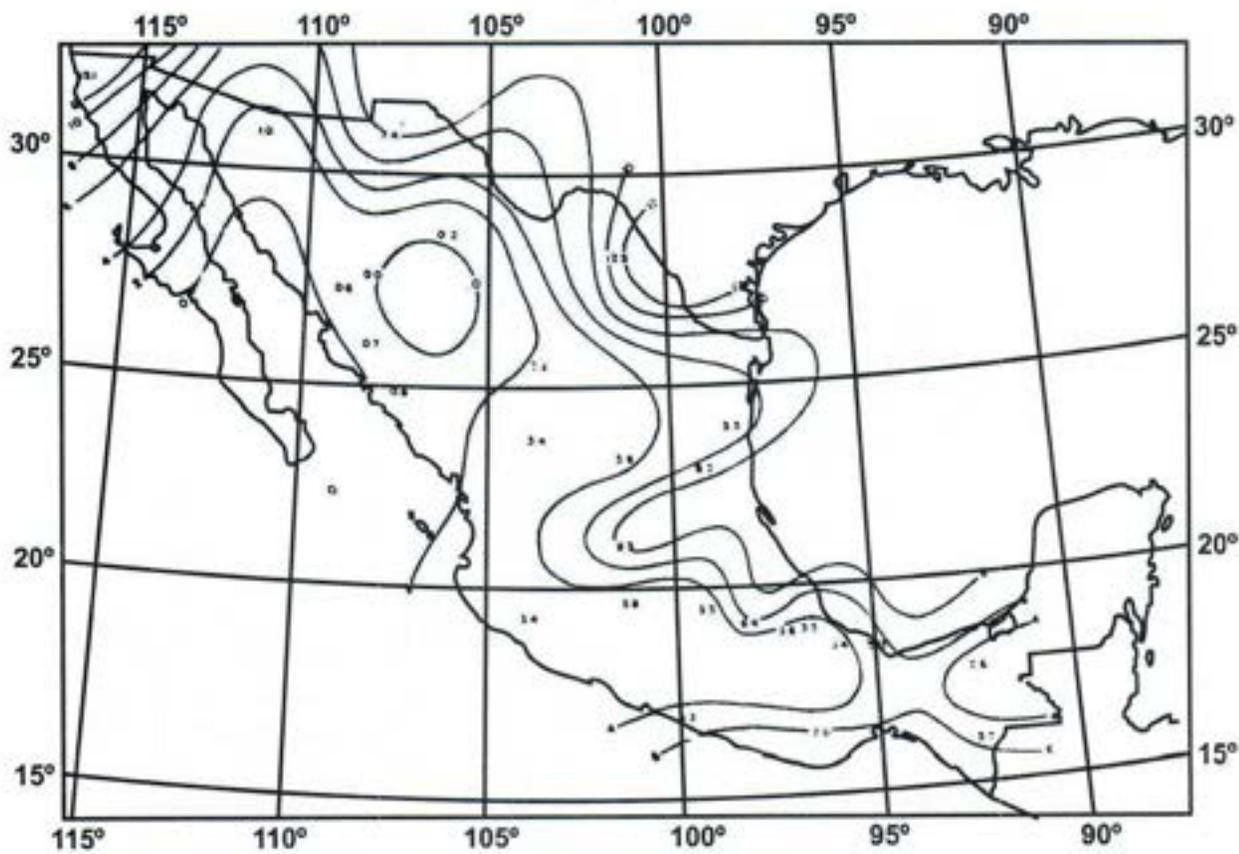
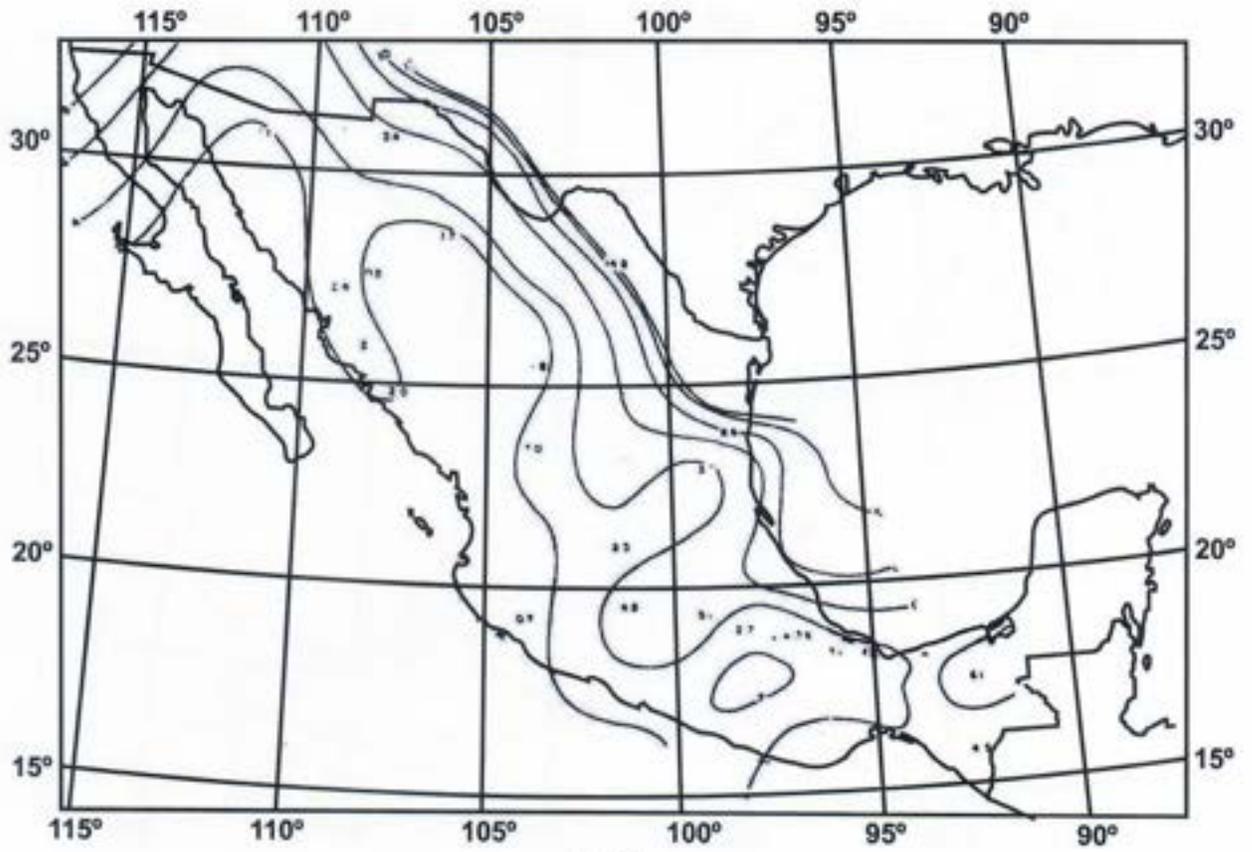


Fig. 64



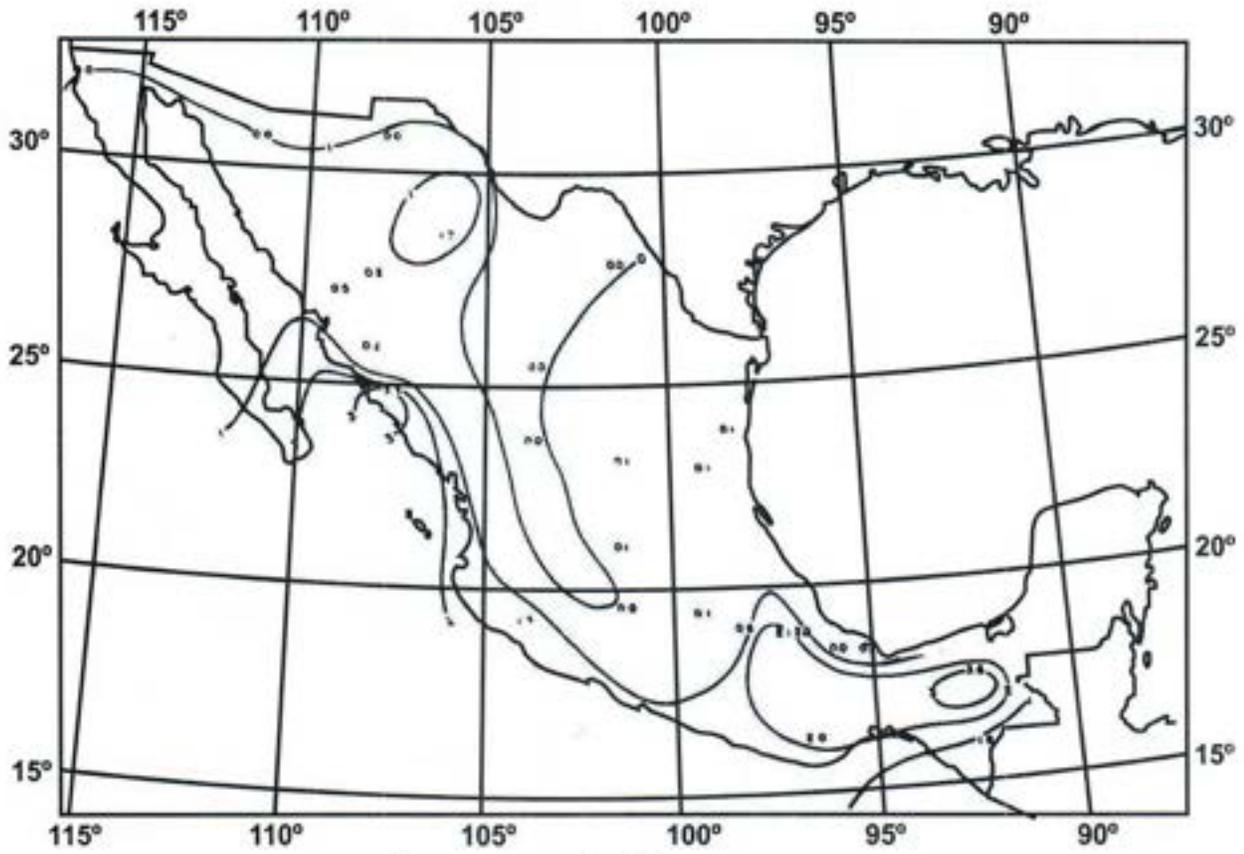


Fig. 67

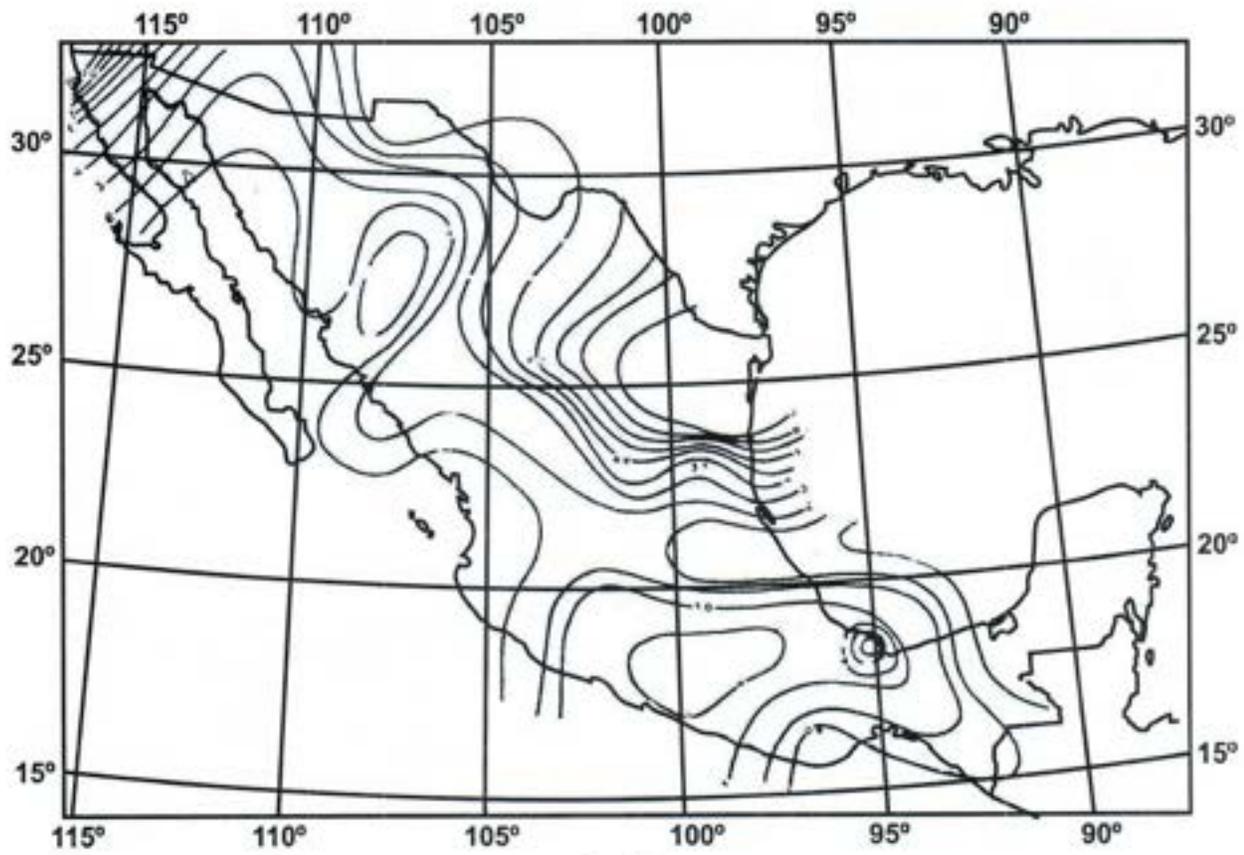


Fig. 68

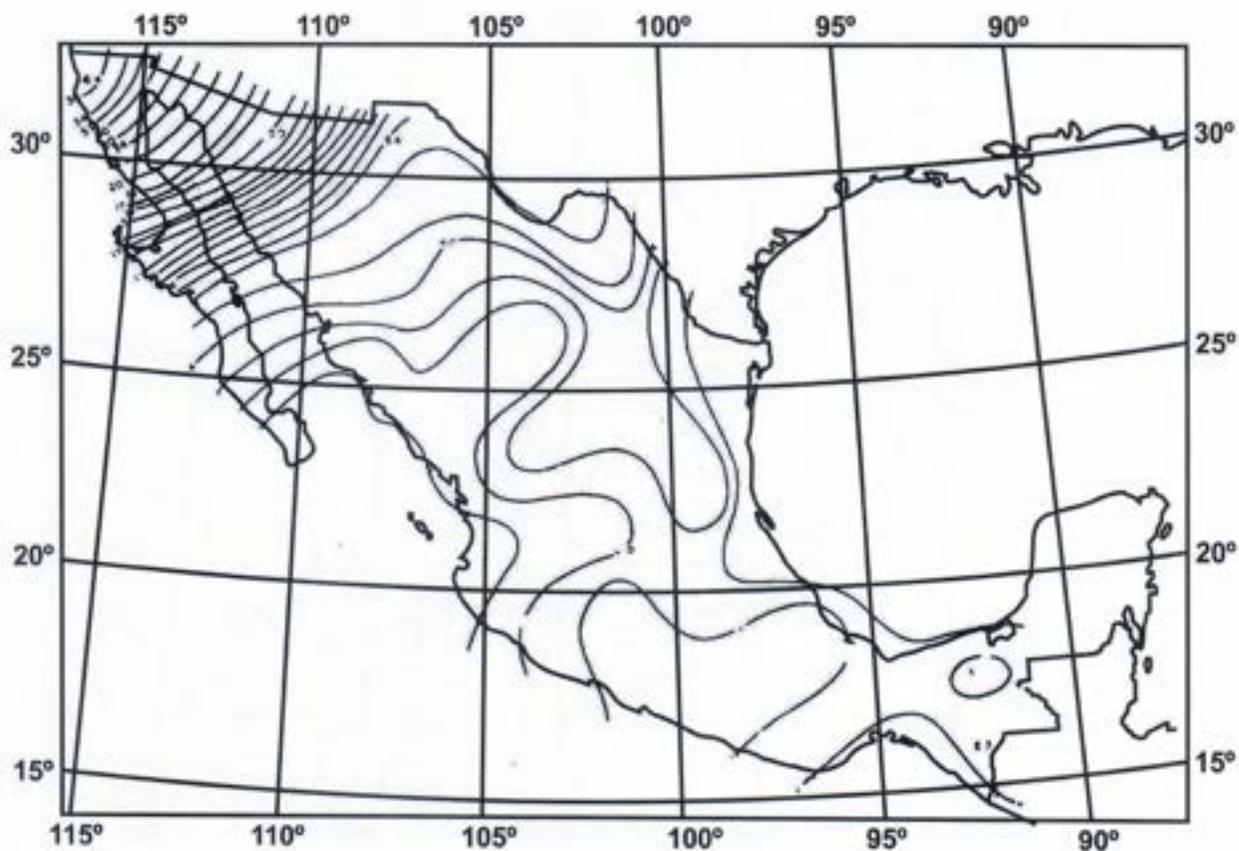


Fig. 69

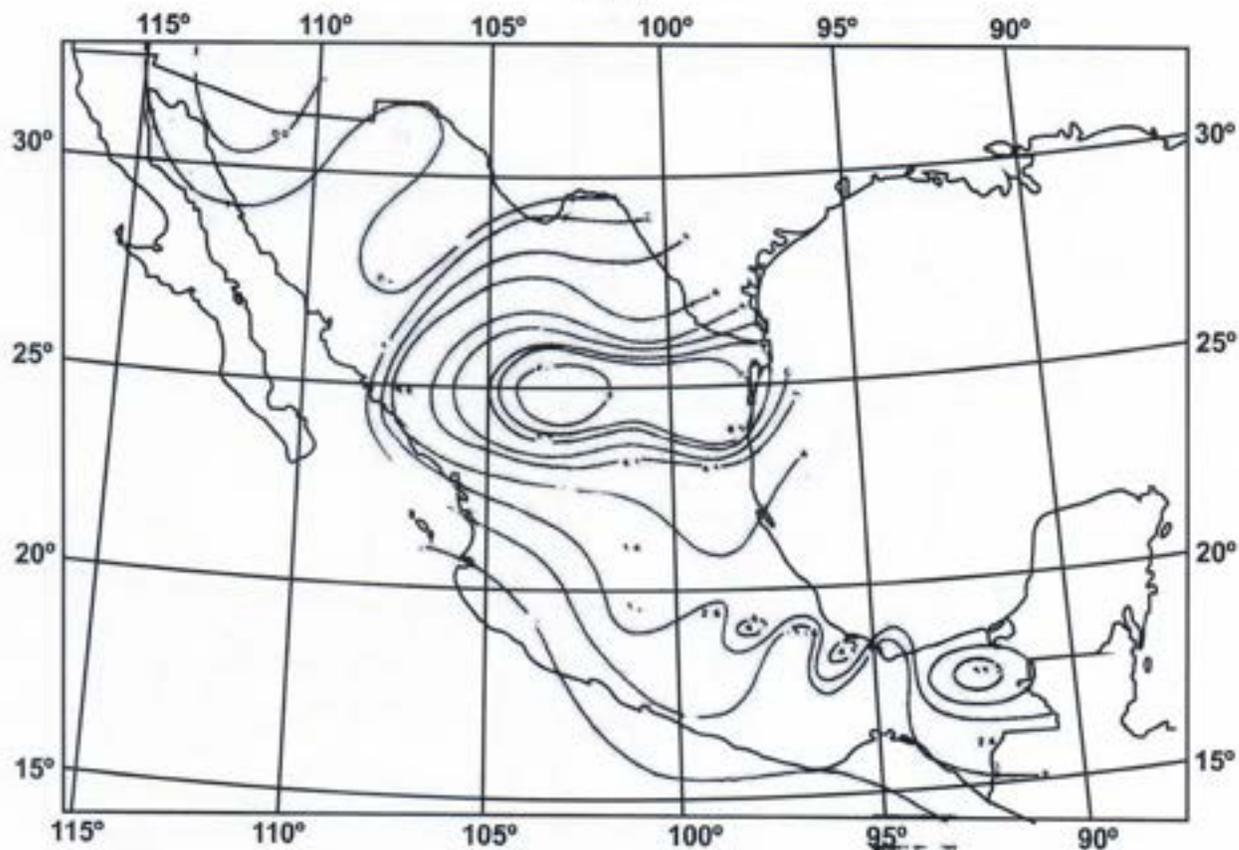


Fig. 70

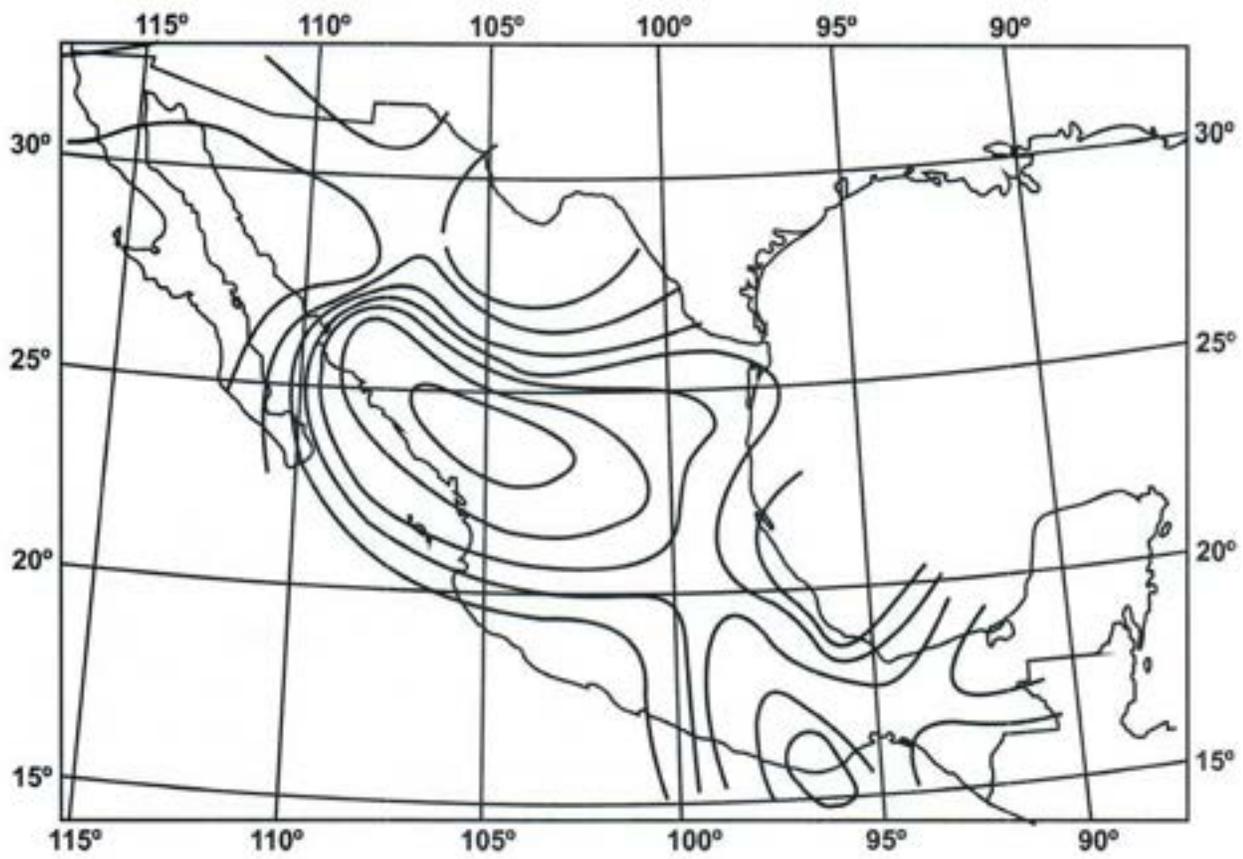


Fig. 71

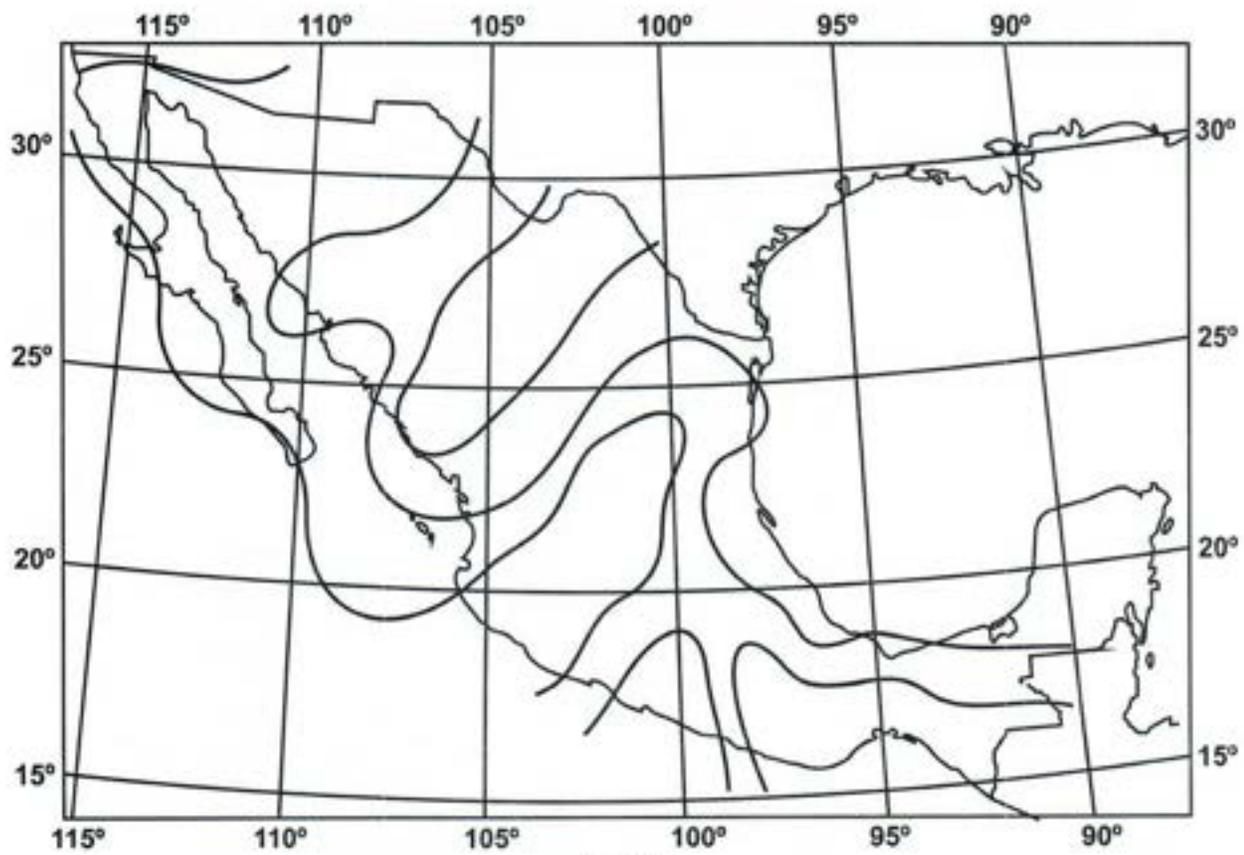


Fig. 72

das generalmente con la presencia de depresiones frías sobre esa porción del país.

C-Relación entre las configuraciones de lluvia y los tipos del aire superior

I-Tipos de 700 mb

Los mapas de porcentajes medios de lluvia anual dados por los tipos de aire superior se trazaron en la misma forma que para los tipos de superficie. En esta sección se discutirán las configuraciones de lluvia asociadas con los tipos de 700 mb.

Entre todas estas configuraciones hay algunas que son particularmente interesantes. Con el tipo C, por ejemplo, es notable (Fig. 45) que los máximos de lluvias caigan a lo largo de la costa del Pacífico mientras que las características principales del tipo están situadas sobre el Golfo de México. Sin embargo, hay un área de altos valores de porcentaje que se extiende desde el Pacífico hacia el Golfo, además del máximo sobre el Estado de Tabasco.

El tipo D (Fig. 46), una onda occidental a través del sur de la Altiplanicie tiene máximos de lluvia que no parecen estar correlacionados con las áreas de divergencia horizontal, asociadas generalmente con este tipo de perturbación. Esto mismo sucede con el tipo E (Fig. 47). Nótese el máximo de lluvias sobre la costa sur del Pacífico en México, bastante lejos de las características convencionalmente importantes de este tipo de flujo.

Otro grupo es el formado por los tipos G, H e I (Figs. 49, 50 y 51) correspondientes todos ellos a una vaguada del aire superior orientada de N a S a través del país. Aquí de nuevo, el máximo de lluvias no corresponde a la distribución convencional de divergencia horizontal en una vaguada mayor. El tipo I, sin embargo, tiene una distribución de lluvias muy similar a las dadas por los tipos de superficie 8 y 9 (Figs. 40 y 41), a los cuales corresponde a este nivel. Como con los tipos 8 y 9, el tipo I tiene un porcentaje máximo sobre la porción extrema NW de Baja California.

Los tipos K y L con dos anticiclones centrados aproximadamente sobre la Altiplanicie, dan una distribución de porcentaje de lluvia media anual (Figs. 53 y 54) similar al tipo I. Las configuraciones del flujo, siendo diferentes del tipo I, lo siguen a menudo, como se vio en una sección anterior y por lo tanto, se pueden tratar como parte de la misma secuencia de eventos.

En el caso del tipo L, el máximo de lluvias sobre la porción NW de Baja California es notable, siendo este tipo responsable de la mayoría de las lluvias de Invierno sobre esa parte del país. Es este un tipo anticiclónico, pero unas cuantas líneas de flujo encorvadas ciclónicamente, indican la existencia de un vórtice frío de baja latitud fuera de la costa de California.

Los tipos M, N, y O (Figs. 55, 56 y 57) correspondientes a vaguadas del aire superior orientadas de NE a SW a través

matter, type 10, are usually associated with the presence of cold lows over that portion of the country.

C-Relation between rainfall patterns and the upper-air types.

I-700 mb types

Maps of percentage Mean Annual Rainfall given by the upper-air types were drawn in the same way as for the surface types. In this section the rainfall patterns associated with the 700 mb types will be discussed.

Among all these patterns there are some which are particularly interesting. With type C, for instance, it is remarkable (Fig. 45) that the rainfall maxima should fall along the Pacific Coast while the main features of the type are located over the Gulf of Mexico. However, there is an area of high values of percentage stretching from the former into the latter, besides the maximum over the State of Tabasco.

Type D (Fig. 46), an easterly wave across the southern plateau has rainfall maxima which do not appear to be correlated with the areas of horizontal divergence usually related to this type of disturbance. The same is true for type E (Fig. 47). Notice the rainfall maximum over the southern Pacific Coast of Mexico quite far from the conventionally important features of this flow type.

Another group of types is that formed by types G, H and I (Figs. 49, 50 and 51) all of them corresponding to an upper-air trough oriented N-S across the country. Here again the rainfall maxima do not correspond to the conventional distribution of horizontal divergence in a major trough. Type I, however, has a distribution of rainfall very similar to those given by the surface types 8 and 9 (Figs. 40 and 41), to which it corresponds at this level. As with types 8 and 9, type I has a maximum of percentage over the extreme NW portion of Baja California.

Types K and L with two anticyclones centered approximately over the Plateau, give a distribution of percentage of mean annual rainfall (Figs. 53 and 54) similar to type I. Different as the flow patterns are from type I, they follow it very often, as was seen in a previous section, and so they may be regarded as part of the same sequence of events.

In case of type L, the rainfall maximum over the NW portion of Baja California is remarkable, this type being responsible of the majority of the Winter rainfall over that part of the country. This is an anticyclonic type, but a few cyclonically curved streamlines indicate the existence of a low-latitude cold vortex off the coast of California.

Types M, N and O (Figs. 55, 56 and 57), corresponding to upper air troughs slanting from NE to SW across the country, constitute another interesting group. Of these the most im-

del país, constituyen otro grupo interesante. De estos, el más importante es el tipo M que da una configuración de lluvias muy definida sobre todo México, con un máximo centrado cerca de Ciudad Victoria, en el Estado de Tamaulipas. Este centro está bastante adelante de la línea de vaguada situada sobre el área Chihuahua-Sonora donde existe en cambio un mínimo de lluvia. Esto indica de nuevo una distribución de lluvias en desacuerdo con el campo de divergencia horizontal asociado convencionalmente con este tipo de flujo, que se ejemplifica particularmente por el tipo N, aunque en este caso hay aún una faja de altos valores de porcentaje de lluvia media anual adelante y cerca de la línea de vaguada, parte del área de altos valores de porcentaje está bien detrás de la línea de vaguada. El tipo O (Fig. 57) siendo un tipo seco, es menos definido en su distribución de lluvias. La distribución de lluvias de los tipos A y B, se discutirá en relación con la distribución para el nivel de 500 mb.

II-Tipos de 500 mb

Señalaremos la diferencia entre las configuraciones de lluvias asociadas con los tipos de 700 mb y los de 500 mb con objeto de resaltar la influencia de los tipos de flujo del último nivel en la distribución de lluvias sobre México.

Las configuraciones de lluvia para los tipos de 500 mb son algo distintos de sus correspondientes a 700 mb. Esto no debe sorprendernos, pues si los tipos de flujo para ambos niveles son los mismos, su existencia en esos niveles no es simultánea debido al desplazamiento de los rasgos significativos de las isohipsas con la altura. Esto es más notable en Invierno cuando los gradientes de temperaturas horizontales hacen que los ejes de las vaguadas y de las crestas se corran hacia el oeste con altura, introduciendo un atraso en el tiempo de llegada sobre un lugar en particular de las características superiores con respecto a las inferiores.

Empezando con el tipo A a 500 mb (Fig. 58) nótese el máximo porcentaje sobre la porción NE de México. Sus valores centrales son casi los mismos que para el tipo de 700 mb que muestra el mismo máximo en más o menos el mismo lugar. Excepto por los valores inferiores sobre la porción norte de Baja California, es notable que a este nivel encontremos las mismas características en general que en el nivel anterior de 700 mb.

Otra similitud notable se encuentra entre los mapas de lluvias para el tipo B a ambos niveles; el perteneciente al tipo B a 500 mb (Fig. 59) es ligeramente similar a la correspondiente a 700mb (Fig. 44). Aquí el máximo elongado a 700 mb se vuelve un solo centro a 500 mb, pero su posición central sobre el área de la Altiplanicie es la misma, aunque su intensidad a 500 mb está muy disminuida.

Los mapas de distribución de lluvias para los tipos C y D son también algo similares a ambos niveles, como se hubiera podido esperar de estos tipos de Verano, ya que es ésta la estación en que los gradientes horizontales de temperatura alcanzan un mínimo sobre México.

portant is type M, which gives a very definite rainfall pattern over all Mexico, with a maximum centered near Ciudad Victoria in the State of Tamaulipas. This center is well in advance of the trough line which is located over the Chihuahua-Sonora area where there is instead a rainfall minimum. This again points to a rainfall distribution at variance with the field of horizontal divergence conventionally associated with this flow type. This is particularly exemplified by type N for, though in this case there is still a belt of high values of percentage of mean annual rainfall in advance of and near the trough line, part of the area of high values of percentage is well behind the trough line. Type O (Fig. 57) being a dry type, is less definite in its rainfall distribution. The rainfall distribution of types A and B, will be discussed in connection with the distribution for the 500 mb level.

II-500 mb types

We will point out the difference between the rainfall patterns associated with the 700 mb types and those at 500 mb in order to bring out the influence of the flow types at the latter level on the rainfall distribution over Mexico.

The rainfall patterns for the 500 mb types are somewhat distinct from their corresponding at 700 mb. This must not surprise anyone, because even if the flow types for both levels are the same; their occurrence at those levels is not simultaneous on account of the displacement of the contour features with height. This is most noticeable in Winter when the horizontal temperature gradients make the axis of troughs and wedges shift westward with height, introducing a lag in the time of arrival over a particular place of the upper features with respect to the lower ones.

Beginning with type A at 500 mb (Fig. 58) notice the maximum percentage over the NE portion of Mexico. Its center values are almost the same as for the 700 mb type which shows the same maximum at about the same place. Except for the lower values over the northern, end of Baja California, it is remarkable that at this level we find the same features in general as at the former 700 mb level.

Another striking similarity is found between the rainfall maps for type B at both levels. That belonging to type B at 500 mb (Fig. 59) is fairly similar to the corresponding one at 700 mb (Fig. 44). Here the split maximum at 700 mb becomes a single center at 500 mb, but their central position over the northern plateau area is the same, though its intensity at 500 mb is much diminished.

The maps of rainfall distribution for types C and D, are also fairly similar at both levels, as any one could have expected from these Summer types, since this is the season when the horizontal temperature gradients reach a minimum over Mexico.

Las configuraciones de lluvias para los tipos E y F a los 500 mb (Figs. 62 y 63) y a los 700 mb son, sin embargo, ligeramente diferentes, hecho que en general es explicado por un corrimiento de los centros de máxima y mínima presión con altura. Esta diferencia en la posición de los centros para estos tipos de Verano es difícil de explicar, pero señala un remanente del efecto topográfico, en los niveles inferiores.

Por otro lado, la similitud entre los mapas de lluvias a los dos niveles de 500 y 700 mb para los tipos G y H (Figs. 64 y 65) es sorprendente puesto que salvo por una faja de valores inferiores a 700 mb sobre el Estado de Oaxaca y que la configuración de 500 mb muestra en general valores más altos de las isolíneas que a 700 mb; estas líneas siguen paralelas entre sí a ambos niveles y muy de cerca.

Respecto a la distribución de las lluvias para los tipos I (Fig. 66) encontramos de nuevo aquí que no es obvia la correlación entre las configuraciones en ambos niveles en cuestión, excepto por el asomo de una máxima sobre las porciones del extremo NW y SE de México. Aparentemente el tipo J (Fig. 67) es de tan poca importancia para las lluvias del país que apenas puede uno mencionar la diferencia entre las configuraciones.

El tipo K, que aparentemente tiene una relación directa sobre la distribución de las lluvias sobre la porción NE de México, como se ilustra por la configuración a 500 mb (Fig. 68) no muestra la misma configuración a 700 mb para el cual falta el centro de máximo porcentaje sobre esa sección del país. Los máximos de lluvia en otras partes del país que aparece en la carta de los 500 mb son desplazados, o más bien sustituidos por un mínimo en la carta de los 700 mb. Sin embargo, hay un asomo de un máximo del porcentaje sobre el extremo de la porción NW de México en relación con este tipo a ambos niveles.

Pero, donde el máximo porcentaje sobre esa porción del país llega a su mayor importancia es en los mapas de lluvias para el tipo L (Fig. 69). Este es un tipo anticiclónico con signos de curvatura ciclónica en su borde oriental. Así, la coincidencia de ambos máximos sobre el mismo lugar a ambos niveles demuestra la naturaleza de los vórtices fríos que causa esa configuración de precipitación. Sobre el resto del país las isolíneas de porcentaje muestran configuraciones similares en ambos niveles, de acuerdo con las estructuras verticales de la atmósfera típicas de la presencia de depresiones frías sobre California.

La desemejanza entre las configuraciones de lluvias es la regla para el resto de los tipos a este nivel, como se ejemplificó en las Figs. 70, 71 y 72, correspondientes a los tipos M, N y O a 500 mb en comparación con los de 700 mb.

The rainfall patterns for types E and F at the 500 mb (Figs. 62 and 63) and at the 700 mb levels are, however, slightly different, a fact which in general is accounted for by a shift of the centers of the maximum and minimum pressure with height. This difference in position of the centers for these Summer types is hard to explain, but points out to a remnant of the topographic effect at the lower levels.

On the other hand, the similarity between the rainfall maps at both the 500 and 700 mb levels for types G and H (Fig. 64 and 65) is startling. Since, except for a band of lower values at 700 mb over the State of Oaxaca and that the 500 mb pattern shows in general higher values of the iso-lines than at 700 mb, these lines parallel each other at both levels very closely.

Regarding the rainfall distribution for type I (Fig. 66) here again we find no obvious correlation between the patterns at both levels in question, except for a hint of a maxima over the extreme NW and SE portions of Mexico. Apparently type J (Fig. 67) is of so little importance for the rainfall of the country that one can hardly mention the difference between the patterns.

Type K, which apparently has a direct bearing upon the rainfall distribution over the NE portion of Mexico, as depicted by the pattern at 500 mb (Fig. 68) does not show the same pattern at 700 mb for which the center of maximum percentage is lacking over that section of the country. The rainfall maxima in other parts of the country which appear at the 500 mb chart are displaced, or rather substituted by minima on the 700 mb chart. Nevertheless, there is a hint to a maximum of percentage over the extreme NW portion of Mexico in connection with this type at both the 500 mb and 700 mb levels.

But where the maximum percentage over that portion of the country becomes of outmost importance is in the rainfall maps for type L (Fig. 69). This is an anticyclonic type with signs of cyclonic curvature on its western border. Thus, the coincidence of both maxima over the same place at both level demonstrate the nature of the cold vortices that cause that precipitation pattern. Over the rest of the country the iso-lines of percentage show similar configurations at both levels, in accordance with the vertical structures of the atmosphere typical of the presence of cold lows over California.

The dissimilarity between the patterns of rainfall is the rule for the remainder of the types at this level as exemplified by Figs. 70, 71 and 72, corresponding to the types M, N and O at 500 mb, in comparison with those at 700 mb.

NOTAS SOBRE LA DISTRIBUCIÓN DE LA PRECIPITACIÓN EN MÉXICO

Antes de llegar a alguna conclusión, son necesarias unas cuantas notas sobre los fenómenos de la Altiplanicie Mexicana.

Es una característica sobresaliente del tiempo sobre la Altiplanicie Mexicana que la inestabilidad del aire a menudo parece ser liberada muy bruscamente -algunas veces sin el menor aviso de su origen, si sólo se atiende a la carta de superficie. Aquí las cartas de atmósfera superior son muy útiles para señalar un comienzo de desarrollo de la convección sobre la Altiplanicie.

Ya que si no se revelan signos de inestabilidad en la carta de superficie sobre las planicies costeras y los mares que rodean México, la experiencia ha demostrado que tales eventos meteorológicos están asociados con la existencia superior de ampliar corrientes de aire que traen consigo aire potencialmente inestable sobre la altiplanicie. Este aire, que no libera su inestabilidad potencial sobre el terreno bajo, puede hacerlo cuando es sujeto a levantamiento mecánico sobre la Altiplanicie o a calentamiento por debajo producido por la fuente de alto nivel proporcionada por el terreno alto.

La dirección y posición de esas corrientes son claramente dependientes de las configuraciones del flujo de aire superior y no de las configuraciones superficiales. Estas configuraciones, siendo de una escala mucho mayor y de un período mayor que las configuraciones superficiales, están íntimamente relacionadas con -si no idénticas- las grandes ondas planetarias. Luego, no es de sorprender que el ritmo de los cambios del tiempo sobre la altiplanicie mexicana sea establecido por la lenta progresión de vaguadas y crestas de aire superior más bien que por el paso de frentes o de otras características que alcanzan su más alta intensidad en la superficie. Este es el caso en Invierno, mientras que en Verano las ramas ecuatoriales de la circulación y la interrupción de los alisios son responsables de los cambios del tiempo sobre la Altiplanicie. Se ha observado que el paso de una vaguada oriental, por ejemplo, sobre la Altiplanicie Mexicana, toma cerca de una semana mientras que los frentes fríos solo toman unas cuantas horas en cruzar el Golfo de México en la superficie durante la estación fría del año. En Verano, la evolución de las ondas y vaguadas del este sobre la Altiplanicie es más lenta que en la superficie sobre el Mar Caribe. Todo esto indica la diferente escala de tiempo y espacio a la que pertenecen estas características. Sin embargo, debemos señalar una excepción a estas reglas: los ciclones tropicales, que siendo rasgos muy definidos en la superficie, aparecen también a niveles más altos sin perder su forma y características. Estas son estructuras de eje vertical embebidas, en corrientes de aire profundas.

REMARKS ON THE DISTRIBUTION OF PRECIPITATION IN MEXICO

Before we come to any conclusion, a few remarks about the characteristic weather phenomena of the Mexican Plateau would seem in order.

It is a striking feature of the weather over the Mexican Plateau that the instability of the air often seems to be released very suddenly - sometimes without the slightest warning or clue as to the source of instability, if attention is paid only to the surface chart. Here the upper-air charts are very useful in providing a hint to the development of convection over the Plateau.

For, even if no signs of instability are revealed by the surface chart over the coastal plains and the seas that surround Mexico, experience has shown that such meteorological events are associated with the existence aloft of broad air currents which bring moist, potentially unstable air over the Plateau. This air, which does not release its potential instability over lower ground becomes ready to do so when subject to mechanical lifting over the Plateau or to heating from below produced by the high level source provided by the higher ground.

The direction and position of those currents are clearly dependent upon the configurations of the air-flow aloft and not upon the surface patterns. These configurations, being of a much larger scale and of longer period than the surface patterns, are intimately related to -if not identical with- the long planetary waves. Thus, it is not surprising that the rhythm of the weather changes over the Mexican Plateau be set by the slow progression of upper-air troughs and ridges rather than by the passage of fronts or other features which attain their highest intensity at the surface. This is the case in Winter, while in Summer the Equatorial branches of the circulation and the interruption of the trades are responsible for the weather changes over the Plateau. It has been observed that the passage of a westerly trough, for instance, over the Mexican Plateau takes about a week whereas cold fronts take only a few hours to cross the Gulf of Mexico at the surface during the colder season of the year. In Summer the evolution of the easterly waves and troughs over the Plateau is slower than at the surface over the Caribbean. All this points to the different time and space scale to which these different features belong. However we must point out an exception to these rules: the tropical cyclones, which being very definite features at the surface are still apparent at higher levels without losing their shape and characteristics. These are deep structures imbedded in deep air currents.

CONCLUSIONES

La clasificación de las cartas de flujo de superficie y superior propuesta en este trabajo parece ser un instrumento útil para describir los cambios estacionales de la circulación atmosférica sobre México. La gran variación de la circulación durante la parte fría del año se refleja en el mayor número de tipos de casi igual frecuencia necesarios para describirlo.

Las curvas de frecuencia en las Figs. 29, 30, 31 y 32 muestran claramente el predominio de los tipos orientales durante la parte más caliente del año a todos los niveles y viceversa, la de los tipos occidentales durante la parte más fría del año. Los meses de transición entre las configuraciones orientales y occidentales parecen ser Mayo y Octubre.

El grado de persistencia de las situaciones del tiempo sobre México es notable. Algunas secuencias entre los tipos se muestran también por la tendencia a permanecer los mismos tipos de flujo sobre las áreas del territorio mexicano por largo tiempo, viniendo en apoyo de la experiencia en asignar un lento desenvolvimiento a esas latitudes a los rasgos sinópticos. Hubiera sido interesante ciertamente, hacer un estudio de la duración de las situaciones meteorológicas individuales.

Respecto a la segunda parte del trabajo, es notable que los tipos occidentales son siempre secos y los orientales son húmedos, a pesar de la curvatura del flujo y no obstante el hecho de que la mayoría de las corrientes occidentales han tenido una larga trayectoria sobre el Océano Pacífico. Es interesante notar que hay tipos anticiclónicos en Verano e Invierno, y por lo tanto durante todo el año, lo que da cantidades de lluvia relativamente grandes sobre el área del territorio mexicano. La razón de esto es la topografía que por levantamiento, represamiento y desviación del flujo del aire así como proporcionando una fuente de calor de alto nivel hace que las corrientes de aire liberen su humedad por levantamiento forzado y convergencia horizontal. Así, la topografía altera la distribución de la lluvia que de otro modo se esperaría que sucediera con los modelos convencionales en los trópicos.

Una excepción importante son las tormentas tropicales giratorias, que debido a su baja frecuencia no se han considerado aquí, pero que sin embargo, se sabe que causan grandes anomalías en la distribución estacional de las lluvias sobre la Altiplanicie Mexicana. Se necesita urgentemente hacer investigaciones posteriores a este respecto.

AGRADECIMIENTOS

El autor desea expresar su apreciación al Dr. C. C. Wallen, Director Auxiliar del Servicio Meteorológico de Suecia, en una misión de la UNESCO en la Universidad de México, quien fundó el Instituto de Ciencias Aplicadas, por su apoyo y por sus fructíferas discusiones. Esta también en deuda con el Dr. E. M. Fournier d'Albe, antiguo jefe de la Sección de Meteorología del Instituto, por su interés y financiamiento en esta

CONCLUSIONS

The classification of the surface and upper-air flow charts proposed in this paper appears to be a useful tool in describing the seasonal changes of the atmospheric circulation over Mexico. The greater variation of the circulation during the colder part of the year is reflected in the larger number of types of about equal frequency necessary to describe it.

The frequency curves in Figs. 29, 30, 31 and 32 show clearly the prevalence of the easterly types during the warmer part of the year at all levels and vice versa, that of the westerly types during the colder part. The months of transition between the westerly and easterly configurations seem to be May and October.

The degree of persistence of the weather situations over Mexico is remarkable. Some definite sequences among the types are also shown by the tendency to remain the same types of flow over the Mexican land areas for long times, coming this in support of experience in attaching to the synoptic features a slow development at these latitudes. It certainly would have been interesting to make a study of the duration of the particular weather situations.

As to the second part of the paper, it is remarkable that the westerly types are as a rule dry and the easterly wet, regardless of the curvature of the flow and in spite of the fact that most westerly currents have had a long trajectory over the Pacific Ocean. It is interesting to notice that there are anticyclonic types in both Summer and Winter, and for that matter throughout the year, which give relatively large amounts of rain over the Mexican land areas. The reason for this being the topography which through lifting, damming and deflecting of the air flow as well as providing a high level heat source, causes the air currents to release their moisture by forced lifting and horizontal convergence. Thus, topography alters the rainfall distribution that otherwise would be expected to occur with the conventional models of disturbances in the tropics.

An important exception to this is the tropical revolving storms which because of their low frequency have not been considered here, but which, nevertheless, are known to cause large anomalies in the seasonal rainfall distribution over the Mexican Plateau. Further research in this connection is badly needed.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author wishes to express his appreciation to Dr. C. C. Wallen, Assistant Director of the Swedish Meteorological Service, who on a mission of behalf of UNESCO at the University of Mexico, founded the Institute of Applied Science, for his encouragement and enlightening discussions. He is also indebted to Dr. E. M. Fournier d'Albe, former head of the Institute's Meteorological Section, for his interest and support

investigación. El Sr. Jorge de la Peña, miembro del Instituto, ayudó en la compilación y reducción de los datos de precipitación y el Sr. Lauro Ramírez dibujó las ilustraciones.

of this investigation. Mr. Jorge de la Peña of the Institute staff helped in the compilation and reduction of the precipitation data and Mr. Lauro Ramírez drew the illustrations.

BIBLIOGRAFÍA

- BECKWITH, W. B. 1946. Why Subterranean Isobars? *Bull. American Met. Soc.*, 27(8): 438-443, Lancaster, Pa.
- DOMÍNGUEZ, E. 1931. Los Tipos de Tiempo, *Geografía Física de la República Mexicana* (por Pedro C. Sánchez), Tacubaya, D. F., p. 52-54.
- LÓPEZ, E. 1922. Climatología de la República Mexicana, *Memorias de la Sociedad Científica Antonio Alzate*, 40:109-144.

BIBLIOGRAPHY

On the growth of the hurricane depression, a summary

Jule G. Charney¹ and Arnt Eliassen²

¹*Massachusetts Institute of Technology.*

²*University of Oslo.*

The complete article will appear in the Journal of Atmospheric Sciences, 21(1), 1964.

The work was supported by the National Science Foundation under Grant G 18985.

RESUMEN

Se demuestra que la corriente entrante friccional de aire húmedo en una atmósfera tropical condicionalmente inestable causa una perturbación de escala ciclónica de pequeña amplitud simétrica que se amplifica. El mecanismo de crecimiento comprende una interacción cooperativa entre las celdas de cumulus individuales y la perturbación a gran escala. Las celdas de cumulus en la región de la corriente entrante friccional proporcionan energía de calor latente a la perturbación y la perturbación proporciona humedad a las celdas de cumulus.

Un análisis a escala indica que es apropiado usar las ecuaciones de equilibrio para el macro-movimiento y en este caso el efecto de fricción sobre la capa de frontera de una perturbación a pequeña amplitud puede incorporarse como condición en la velocidad vertical en la cima de la capa de frontera friccional. Se argumenta que la humedad media en un sistema de nubes en cumulus convectivos en equilibrio estadístico con circulación a escala ciclónica es apreciablemente menor que su valor de saturación. Luego la atmósfera es gravitacionalmente estable para el proceso a macro-escala, aunque sea gravitacionalmente inestable para el proceso convectivo a micro-escala. La inestabilidad a macro-escala no es en consecuencia gravitacional, sino esencialmente dependiente de la fricción superficial, si bien recibe su energía del calor latente.

ABSTRACT

It is shown that the frictional in-draft of moist air in a conditionally unstable tropical atmosphere will cause a small-amplitude axially-symmetric disturbance of cyclone scale to amplify. The growth mechanism involves a cooperative interaction between the individual cumulus cells and the large-scale disturbance. The cumulus cells in the region of frictional in-draft supply the disturbance with latent heat energy, and the disturbance supplies the cumulus cells with moisture.

A scale-analysis indicates that it is appropriate to use the balance equations for the macro-motion, and in this case the effect of friction in the boundary-layer of a small amplitude disturbance may be incorporated as a condition on the vertical velocity at the top of the frictional boundary layer. It is argued that the mean humidity in a system of convecting cumulus clouds in statistical equilibrium with the cyclone-scale circulation is appreciably less than its saturation value. The atmosphere is then gravitationally stable for the macro-scale process, even though it is gravitationally unstable for the micro-scale convective process. The macro-scale instability is therefore not a gravitational instability but is one that depends essentially on surface friction, although it receives its energy from latent heat.

INTRODUCCIÓN

Las observaciones demuestran que antes que pueda convertirse la depresión tropical asimétrica de núcleo frío normal en huracán debe de alguna manera transformarse en depresión de núcleo cálido con mayor grado de simetría circular. En esa etapa parece que un mecanismo dinámico puede explicar su amplificación. Demostraremos en el presente artículo que la convergencia de la capa de frontera friccional hará que la convección de cumulus se acople al movimiento a gran escala de tal modo que le proporcione energía en grado siempre creciente.

Yanai (1961) ha dado pruebas en apoyo de la hipótesis de que la formación de la depresión de núcleo frío se debe a inestabilidad de la deformación horizontal en los estes tropicales. Se puede especular que para amplitudes suficientemente grandes, la convergencia friccional de humedad con sus efectos cuadráticos sobre los vientos de superficie superaran al mecanismo de inducción de energía y causarán tanto la creciente

INTRODUCTION

Observations show that before the normal cold-core, asymmetric tropical depression can grow into a hurricane it somehow must become transformed into a warm-core depression with a greater degree of circular symmetry. At that stage there appears to be a dynamical mechanism that can account for the amplification. We shall demonstrate in the present article that frictional boundary layer convergence will cause cumulus convection to be coupled to the large-scale motion in such a manner as to supply it with energy at an ever-increasing rate.

Yanai (1961) has given evidence in support of the hypothesis that the formation of the cold-core depression is due to horizontal shear instability in the tropical easterlies. One may speculate that for sufficiently large amplitudes, the frictional convergence of moisture, whose effect quadratically on the surface winds, will take over the energy supply mechanism and cause both the increasing symmetry and the continued

simetría como el continuo crecimiento. Nuestra presente demostración no se ocupa de dicho proceso para nada. Su propósito es meramente indicar la importancia probable de la fricción de superficie y la convección de cumulus acoplados en el mecanismo de amplificación de la depresión huracanada. También hemos estudiado el sistema de amplitud finita en colaboración con el Dr. Y. Ogura, pero en este caso uno de los problemas no resueltos es encontrar el mecanismo de la interacción friccional de superficie con grandes números de Rossby.

1. INESTABILIDAD DE LA DEPRESIÓN TROPICAL. LA DEPRESIÓN Y LA CONVECCIÓN DE CUMULUS COMO FENÓMENOS COOPERATIVOS. En analogía con la teoría de los ciclones extratropicales, es tentador atribuir la formación del huracán a alguna forma de inestabilidad hidrodinámica y de hecho se han propuesto varios mecanismos. El crecimiento de la perturbación se ha atribuido diversamente a la inestabilidad de discontinuidades de temperatura (inestabilidad frontal), de gradientes de temperatura horizontal (inestabilidad baroclínica), del momento angular decreciente radialmente a lo largo de superficies isentrópicas en un vórtice circular (inestabilidad rotacional) o a deformación horizontal con un extremo en el perfil de vorticidad absoluta (inestabilidad de Rayleigh). La última puede ser causa de la onda del este de núcleo frío, pero no ciertamente del huracán. En opinión de los autores no hay buenas pruebas citadas que indiquen que existen otras inestabilidades o si las hay, que puedan originar los movimientos observados. Sin embargo, hay una quinta clase de inestabilidad que indudablemente existe. Es la inestabilidad gravitacional asociada a un decremento en la entropía de aire saturado con la altura (inestabilidad condicional). Pero, la depresión puede no ser simplemente una mezcla convectiva a gran escala, ya que J. Bjerknes (1938) y E. Hoiland (1939) han demostrado que la inestabilidad condicional favorece la menor convección de cumulus a pequeña escala. Por ello consideramos la depresión prehuracanada y la celda de cumulus no en competencia para la misma energía, pues si la hubiera ganaría la celda de cumulus, sino ayudándose una a otra, proporcionando la celda de cumulus energía calórica para empujar la depresión y produciendo la depresión convergencia de humedad a bajo nivel en las celdas de cumulus. El propósito primario del presente trabajo es ciertamente demostrar que este tipo de interacción lleva a una autoamplificación a gran escala, que llamaremos *inestabilidad condicional de la segunda clase* en contraste con la inestabilidad condicional responsable de la convección de cumulus a pequeña escala.

2. EQUILIBRIO EN LA DEPRESIÓN PRE-HURACANADA. De acuerdo con la opinión actual, el huracán incipiente es una circulación forzada empujada por el calor liberado por convección organizada de cumulus y no una circulación libre producida por fuerzas boyantes en desequilibrio. Así, se puede pensar que el flujo a gran escala es casi-hidrostático y eliminar las fuerzas centrífugas y de Coriolis en desequilibrio, de modo que las fuerzas horizontales puedan considerarse aproximadamente en estado de gradiente o si el caso lo requiere, en equilibrio geostrófico.

growth. Our present demonstration does not treat this process at all. Its purpose is merely to indicate the probable importance of surface friction and the coupled cumulus convection in the amplification mechanism of the hurricane depression. We have also studied finite-amplitude systems in collaboration with Dr. Y. Ogura, but here one of the yet unsolved problems is to find the mechanism of the surface frictional interaction at large Rossby numbers.

1. INSTABILITY OF THE TROPICAL DEPRESSION. THE DEPRESSION AND CUMULUS CONVECTION AS COOPERATIVE PHENOMENA. In analogy with the theory of extratropical cyclones, it is tempting to ascribe the formation of the hurricane to some form of hydrodynamic instability, and in fact a number of such mechanisms have been proposed. The growth of disturbances has been variously attributed to the instability of temperature discontinuities (frontal instability), of horizontal temperature gradients (baroclinic instability), of radially decreasing angular momentum along isentropic surfaces in a circular vortex (rotational instability), or of horizontal shear with an extremum in the absolute vorticity profile (Rayleigh instability). The last may be responsible for the cold-core easterly wave but almost certainly not for the hurricane. In the opinion of the authors, no good evidence has been cited to indicate that the other instabilities exist, or if they did that they would give rise to the observed motions. There is, however, a fifth kind of instability that undoubtedly does exist. It is the gravitational instability associated with a decrease in the entropy of saturated air with height (conditional instability). Yet, the depression cannot be simply a large-scale convective overturning; for J. Bjerknes (1938) and E. Hoiland (1939) have shown that conditional instability favors the smallest possible scale of cumulus convection. We should look therefore upon the prehurricane depression and the cumulus cell, not as competing for the same energy, for in this competition the cumulus cell must win, but as supporting one another, the cumulus cell by supplying the heat energy for driving the depression, and the depression by producing the low-level convergence of moisture into the cumulus cells. Indeed, it is the primary purpose of the present paper to show that this type of interaction does lead to a large-scale self-amplification, which we may call *conditional instability of the second kind* to contrast it with the conditional instability responsible for small-scale cumulus convection.

2. BALANCE IN THE PRE-HURRICANE DEPRESSION. According to the present view, the incipient hurricane is a *forced* circulation driven by the heat released in organized cumulus convection, not a *free* circulation driven by unbalanced buoyancy forces. One may therefore assume that the large-scale flow is quasi-hydrostatic and discount unbalanced Coriolis and centrifugal forces, so that the horizontal forces may be considered approximately in a state of gradient or, as the case may be, geostrophic balance.

Las ecuaciones apropiadas para el flujo casi-equilibrado han sido derivadas por Charney (1948) y Eliassen (1949) para el caso en que las velocidades horizontales relativas sean pequeñas en comparación con velocidades de rotación de la Tierra (caso casi-geostrofico). Otras consideraciones más generales de ecuaciones de equilibrio se dan en trabajos de Bolin (1955), Charney (1955 a, b; 1962) y Thompson (1956). En el siguiente análisis suponemos que el flujo es un vórtice circular axialmente simétrico. Esos flujos fueron estudiados primero por Eliassen (1952).

Para los propósitos presentes, las condiciones de equilibrio gradiente e hidrostático pueden escribirse más simplemente

$$\frac{\partial c}{\partial z} = g(\ln q - \ln \bar{q})$$

$$\frac{\partial c}{\partial r} = \frac{m^2}{r^2}$$

donde r es la coordenada radial, z es la coordenada vertical, θ es la temperatura potencial y

$$c = \frac{p - \bar{p}}{\bar{r}} + \frac{f^2 r^2}{8}$$

$$m = rv + \frac{fr^2}{2}$$

Las barras denotan espacio horizontal y promedios de tiempo; f es el parámetro de Coriolis y v es velocidad tangencial.

Agregando las ecuaciones aproximadas para conservación de θ y m , el momento angular

$$\frac{d \ln q}{dt} = \frac{Q}{c_p \bar{T}}$$

$$\frac{dm}{dt} = 0$$

donde Q es el índice de entrada de calor por masa unitaria que asegura que la fricción actúa solamente en la capa de frontera de la superficie. La correspondiente ecuación de continuidad de masa simplificada es

$$\frac{\partial}{\partial r}(\bar{r} r u) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{r} r w) = 0$$

or

$$\bar{r} r u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad \bar{r} r w = \frac{\partial \psi}{\partial r}$$

donde u y w son las velocidades vertical y radial respectivamente y ψ es la fricción de corriente para el flujo en el plano $r-z$.

3. CALENTAMIENTO POR CONVECCION DE CUMULUS. La tarea más difícil en el análisis es describir las propiedades del transporte turbulento del campo de convección de cumulus en equilibrio estadístico por el movimiento de campo a gran escala. Ya que una teoría auto-consistente de convección de cumulus turbulentos en un campo medio anisotrópico no existe, es necesario usar parámetros en el proceso. Se hace especificando un simple parámetro empírico μ , que expresa el grado medio de saturación del aire en la región de convección activa.

The appropriate equations for quasi-balanced flow have been derived by Charney (1948) and Eliassen (1949) for the case where the relative horizontal velocities are small compared to the velocities of the Earth's rotation (quasi-geostrophic case). More general statements of the balance equations are given in papers by Bolin (1955), Charney (1955 a, b; 1962) and Thompson (1956). In the following analysis we assume that the flow is an axially-symmetric circular vortex. These flows were first studied by Eliassen (1952).

For the present purposes the conditions of hydrostatic and gradient balance may be written most simply

where r is the radial coordinate, z is the vertical coordinate, θ is the potential temperature, and

The bars denote horizontal space and time averages; f is the Coriolis parameter and v is the tangential velocity.

We add the approximate equations for conservation of θ and m , the angular momentum,

where Q is the rate of heat accession per unit mass, and it is assumed that friction act only in a surface boundary layer. The corresponding simplified mass continuity equation is

where u and w are the radial and vertical velocities respectively, and ψ is the stream friction for the flow in the $r-z$ plane.

3. HEATING BY CUMULUS CONVECTION. The most difficult task in the analysis is to describe the turbulent transport properties of the cumulus convection field in statistical equilibrium with the large-scale field of motion. Since a self-consistent theory of turbulent cumulus convection in an anisotropic mean field does not exist, one is forced to parametrize the process. This is done by specifying a single empirical parameter, μ , expressing the mean degree of saturation of the air in the region of active convection. If this parameter is known, and if one considers a

Si se conoce este parámetro y se considera la columna de aire cilíndrica vertical que se extiende a través de la atmósfera, cuya sección transversa horizontal sea bastante grande para contener varias celdas de cumulus, pero suficientemente pequeñas para considerarse como infinitesimales respecto a la depresión a gran escala, resulta posible calcular la convergencia de humedad a gran escala dentro de la columna y también el índice de precipitación y de cantidad de calor latente. Se supone que el calor latente se distribuye verticalmente en proporción al calor liberado de una porción de aire ascendente adiabáticamente húmedo y saturado.

En la zona de convección de cumulus activa de una depresión tropical el transporte vertical de humedad es $\bar{r} \bar{w} \bar{q}$, donde q es la humedad específica y la barra denota un promedio horizontal sobre una sección transversal de la micro-columna. Dicha cantidad no puede fácilmente relacionarse con \bar{w} y \bar{q} , ya que tanto w como q son cantidades altamente fluctuantes cuya covarianza es desconocida. Por otra parte, el flujo radial de humedad es dado casi por $\bar{r} \bar{u} \bar{q}$ para que el débil gradiente horizontal de \bar{q} y la pequeña extensión horizontal de las celdas de cumulus que causan las fluctuaciones de u y q no sean correlacionadas. Así, podemos expresar la convergencia horizontal de humedad como columna de unidad vertical por

$$-\int_0^{\infty} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{r} \bar{u} \bar{q}) dz$$

Entonces, suponemos que los micro-movimientos están en estado de equilibrio estadístico con relación al macro-movimiento de modo que la humedad específica \bar{q} sea una fracción conocida μ , de sus valores de saturación medios \bar{q}_s . Por falta de mejor conocimiento suponemos que μ es una constante menor que la unidad en la zona de convección.

4. LA FRICCIÓN DE SUPERFICIE COMO FUERZA CAUSAL INDIRECTA. Puede demostrarse que los cambios en un flujo casi-equilibrado con el tiempo son producidos solamente por fuentes de calor independientes, fuerzas friccionales o en el caso de flujo asimétrico por el transporte de masa y vorticidad en la parte equilibrada del flujo. Puesto que el flujo es aquí simétrico y que el calentamiento por condensación no es independiente del movimiento, deben considerarse los efectos de la fricción de superficie, encontrándose entonces que desempeña un doble papel: actuar para disipar energía cinética y por causa de la convergencia friccional en la capa de frontera superficial húmeda proporcionar también energía de calor latente al sistema. La disipación de energía es proporcional al índice de trabajo del esfuerzo de superficie en tanto que el aporte de energía es proporcional a la convergencia friccional, es decir, solamente al esfuerzo de superficie. Así, en las primeras etapas de la depresión tropical, cuando las velocidades tangenciales son pequeñas, la fricción actúa para aumentar la energía del sistema (Sin embargo, debe mencionarse que las velocidades tangenciales tendrán que ser suficientemente grandes para que sea importante la fricción).

vertical cylindrical column of air extending through the atmosphere whose horizontal cross-section is large enough to contain several cumulus cells and yet small enough to be regarded as infinitesimal with respect to the large-scale depression, it becomes possible to calculate the large-scale convergence of moisture into the column and hence the rate of precipitation and latent heat supply. The latent heat is assumed to be distributed in the vertical in proportion to the heat released from a parcel of saturated air ascending moist adiabatically.

In the active cumulus convection zone of a tropical depression the vertical transport of moisture is $\bar{r} \bar{w} \bar{q}$, where q is the specific humidity, and the bar denotes a horizontal average over a cross-section of the micro-column. This quantity cannot easily be related to \bar{w} and \bar{q} , since both w and q are highly fluctuating quantities whose covariance is unknown. On the other hand, the radial flux of moisture is closely given by $\bar{r} \bar{u} \bar{q}$, for the weak horizontal gradients of \bar{q} and the small horizontal extent of the cumulus cells cause the fluctuations of u and q to be uncorrelated. Thus, we may express the horizontal convergence of moisture into a vertical unit column by

We then suppose that the micro-motions are in a state of statistical equilibrium with respect to the macro-motion such that the specific humidity \bar{q} is a known fraction, μ , of its mean saturation values \bar{q}_s . For lack of better knowledge we assume that μ is a constant less than unity in the convection zone.

4. SURFACE FRICTION AS THE INDIRECT DRIVING FORCE. It can be shown that time changes in a quasi-balanced flow are produced only by independent heat sources, frictional forces, or, in the case of asymmetric flow, by the transport of mass and vorticity in the balanced part of the flow. Since the flow here is symmetric, and the condensational heating is not independent of the motion, one is led to consider the effects of surface friction. It is then found that friction performs a dual role: it acts to dissipate kinetic energy, but because of the frictional convergence in the moist surface boundary layer, it also acts to supply latent heat energy to the system. The energy dissipation is proportional to the rate of working of the surface stress, whereas the energy supply is proportional to the frictional convergence, i.e., to the surface stress alone. Thus, in the early stages of the tropical depression, when the tangential velocities are small, friction acts to increase the energy of the system (It should be mentioned, however, that the tangential velocities must be large enough for friction to be important).

Se ha demostrado por Charney y Eliassen (1949) que el efecto de la fricción de superficie en el flujo casi-geostrófico puede expresarse como condición de frontera sobre la velocidad vertical en la cima de la capa de frontera friccional. Ya que el flujo de perturbación es casi-geostrófico puede introducirse tal simplificación. Entonces, la velocidad vertical inducida friccionalmente encima de la capa de frontera es dada por

$$w_4 = \frac{1}{2} D_E z_4 \sin(2\alpha)$$

donde $D_E = \sqrt{2A/f}$ es una medida de la profundidad de dicha capa, A el coeficiente constante de viscosidad de turbulencia cinética, α el ángulo entre el viento geostrófico del superficie y las isobaras de superficie y ζ_s la vorticidad del viento geostrófico de superficie. Si $A = 10 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$, un valor sugerido por Brunt (1939) y $f = 0.377 \times 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$, correspondiente a una latitud de 15° , entonces $D_E = 730 \text{ m}$.

Puede derivarse una fórmula más general si se supone que la viscosidad de turbulencia es pequeña por encima de la capa de sub-frontera de esfuerzo constante. Así se obtiene para la función de corriente ψ_4 en la cima de la capa de frontera friccional (por integración de la ecuación horizontal de movimiento respecto a z),

$$y_4 = \frac{r\tau_s}{f+z_4}$$

donde τ_s es el esfuerzo de superficie. Sin embargo, puede comprobarse que esta fórmula sólo sirve para números de Rossby relativamente pequeños, es decir, para flujo casi-geostrófico. En consecuencia, no hay sino el previamente obtenido.

5. LA SOLUCIÓN DE LAS ECUACIONES DE PERTURBACIÓN. Las ecuaciones de movimiento son formuladas para un modelo a dos niveles en que m y θ son determinadas a 250, 750 y 1,000 mb (la cima de la capa de fricción) y ψ es determinado a 500 y 1,000 mb. Si $\psi = \psi(r) e^{st}$ y los valores a 500 y 1,000 mb son denotados por los índices 2 y 4 respectivamente, las ecuaciones de perturbación para ψ_2 y ψ_4 son

$$R \frac{d}{dR} \left(\frac{1}{R} \frac{dy_2}{dR} \right) \pm \frac{y_2}{L^2} = 0 \quad (1)$$

$$y_4 = (S+1)y_2$$

donde L es una longitud cuyo valor depende de la existencia o no-existencia de condensación, R es un radio no-dimensional, r/l y S la frecuencia no-dimensional de vuelo σ/ω . La longitud l y la frecuencia ω son dados por

$$L = \left(\frac{gH^2}{4f^2} \frac{\partial \ln q}{\partial z} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$w = \frac{D_E}{H} \sin(2\alpha)$$

donde H es la altura de escala $R\bar{T}_s/g$.

Se supone que tanto \bar{q} como \bar{q}_E , la temperatura

It has been shown by Charney and Eliassen (1949) that the effect of surface friction in quasi-geostrophic flow may be expressed as a boundary condition on the vertical velocity at the top of the frictional boundary layer. Since the perturbation flow is quasi-geostrophic this simplification can be introduced. The frictionally induced vertical velocity at the top of the boundary layer is then given by

where $D_E = \sqrt{2A/f}$ is measure of the depth of this layer, A is the (constant) kinematic eddy coefficient of viscosity, α the angle between the surface geostrophic wind and the surface isobars, and ζ_s the vorticity of the surface geostrophic wind. If $A = 10 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$, a value suggested by Brunt (1939) and $f = 0.377 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, corresponding to a latitude of 15° , then $D_E = 730 \text{ m}$.

A more general formula may be derived if one assumes that the eddy viscosity is small above the constant stress sub-boundary layer. One then obtains for the stream function ψ_4 at the top of the frictional boundary layer (by integration of the horizontal equations of motion with respect to z),

where τ_s is the surface stress. However, this formula can be shown to hold only for relatively small Rossby numbers, i.e., for quasi-geostrophic flow. It therefore reduces to the one previously obtained.

5. THE SOLUTION OF THE PERTURBATION EQUATIONS. The equations of motion are formulated for a two-level model in which m and θ are determined at 250, 750 and 1,000 mb (the top of the friction layer) and ψ is determined at 500 and 1,000 mb. If $\psi = \psi(r) e^{st}$ and the values at 500 and 1,000 mb are denoted by the subscripts 2 and 4 respectively the perturbation equations for ψ_2 and ψ_4 become

where L is a length whose value depends upon the occurrence or non-occurrence of condensation, R is a non-dimensional radius, r/l and S the non-dimensional frequency of flight σ/ω . The length l and frequency ω are given by

where H is the scale-height $R\bar{T}_s/g$.

It is assumed that both \bar{q} and \bar{q}_E , the equivalent poten

potencial equivalente en saturación, son funciones lineales de \bar{p} .

En la región $R < A$ de movimiento medio ascendente y condensación activa

$$L^2 = -1 + \frac{k\mu(S+3/2)}{S+1} = L_+^2$$

donde

where

$$k = 1 - \frac{d \ln \bar{q}_E}{d \ln q}$$

y en la región $R > A$ de movimiento medio descendente, donde el flujo es adiabático seco

and in the region $R > A$ of downward mean motion, where the flow is dry adiabatic,

$$L^2 = \frac{S+1}{S+1/2} = L_-^2$$

La solución de (1) para $R < A$, sujeta a la condición de desvanecimiento ψ_2 en $R = 0$, es

The solution of (1) for $R < A$, subject to the condition of vanishing ψ_2 at $R = 0$, is

$$y_+ = A_+ R J_1 \left(\frac{R}{L_+} \right)$$

y su solución para $R > A$, sujeta a la condición de desvanecimiento ψ_2 en $R = \infty$, es

and its solution for $R > A$, subject to the condition of vanishing ψ_2 at $R = \infty$, is

$$y_- = A_- R H_1^{(1)} \left(\frac{iR}{L_-} \right)$$

La continuidad de u y p en $r = A$, da entonces la ecuación de eigenvalores,

Continuity of u and p at $r = A$ then gives the eigenvalue equation,

$$\frac{J_1(A/L_+)}{J_0(A/L_+)} = i \frac{L_+}{L_-} \frac{H_1^{(1)}(iA/L_-)}{H_0^{(1)}(iA/L_-)} \quad (2)$$

relacionando S a los parámetros A y μ para κ dados. Encontramos $\kappa = 1.1$ por las condiciones en la atmósfera tropical en la latitud 15° en la estación de huracanes.

relating S to the parameters A and μ for given κ . From conditions in the tropical atmosphere at latitude 15° in the hurricane season we find $\kappa = 1.1$.

6. DISCUSIÓN DE RESULTADOS. La Fig. 1 contiene gráficas calculadas con la ecuación (2) de σ/ω como función de A/l para diferentes valores de μ . Tomando $f = 0.377 \times 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$, $\alpha = 15^\circ$, $\bar{p}_0 = 1,000 \text{ mb}$, $H = 8.0 \text{ Km}$, encontramos $D_E = \sqrt{2A/f} = 0.73 \text{ Km}$ y $\omega = \sin 2\alpha (D_E/H) f = 1.72 \times 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$. Dichos valores son usados para determinar las escalas de las cantidades dimensionales α y σ .

6. DISCUSSION OF RESULTS. Figure 1 contains graphs computed from equation (2) of σ/ω as a function of A/l for different values of μ . Taking $f = 0.377 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, $\alpha = 15^\circ$, $\bar{p}_0 = 1,000 \text{ mb}$, $H = 8.0 \text{ Km}$ we find $D_E = \sqrt{2A/f} = 0.73 \text{ Km}$ and $\omega = \sin 2\alpha (D_E/H) f = 1.72 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$. These values are used to determine the scales of the dimensional quantities α and σ .

En la figura puede verse que el valor máximo de σ queda en el rango $10^6 - 10^5 \text{ sec}^{-1}$, multiplicándose otras tantas veces en el rango de diez a un día para μ en el rango 0.7 - 0.8. Los índices de crecimiento se hacen mucho más altos al aproximarse μ a 1 y de hecho se hacen infinitos para α finita cuando $\mu > 1/\kappa = 0.91$. Sin embargo, los valores de μ mayores que 0.8 parecen ser no realísticos.

It is seen from the figure that the maximum value of σ lies in the range $10^6 - 10^5 \text{ sec}^{-1}$, giving an e-folding time in the range ten days to one day for μ in the range 0.7 - 0.8. The growth rates become much higher as μ approaches 1, and in fact become infinite for finite α when $\mu > 1/\kappa = 0.91$. However, values of μ larger than 0.8 appear to be unrealistic.

Si se supone que μ es 0.8, se obtiene el índice de multiplicación $\sigma^1 = 2.5$ días y el radio $a = 100 \text{ km}$ en que

If it is assumed that μ is 0.8, one obtain the e-folding time, $\sigma^1 = 2.5$ days and the radius, $a = 100 \text{ km}$ at which the growth rate levels off. These values are in the right range for

se nivelan los índices de crecimiento. Dichos valores están en el rango adecuado para la depresión pre-huracanada. A mucho más pequeños valores de α , la fricción ya no actúa para desestabilizar el sistema y σ debe disminuir en realidad como sucedería si K fuera a tender hacia cero con α . En consecuencia, podemos aceptar el orden de magnitud $\alpha = 100$ Km como aproximándose a la dimensión de la región convectiva activa de la perturbación inestable.

El índice de crecimiento $\sigma = 4.6 \times 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$, que corresponde a $\mu = 0.8$, está en marcado contraste con el valor $(-g \partial \ln \bar{q}_e / \partial z)^{-1} = 1.4 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ (indicado en la esquina superior izquierda de la figura por una barra horizontal) que se aproxima al valor de la celda de cumulus mientras el radio de corriente ascendente disminuye a cero. Por ello, se trata de dos fenómenos totalmente distintos, con inestabilidad gravitacional simple en un ambiente húmedo en un caso y con el sistema de cumulus en depresión cooperativa causados en el otro.

AGRADECIMIENTOS

Este artículo es una continuación del trabajo presentado por Charney en la Conferencia Técnica sobre Huracanes de la Sociedad Meteorológica Americana en Miami Beach, Florida, Noviembre 19-22, 1958 y elaborada en la 40ava. Reunión de Aniversario de la Sociedad Meteorológica Americana en Boston, Enero 19-22, 1960. En dicho trabajo se sugería que la depresión tropical y el sistema de nubes cumulus asociado pueden tratarse como fenómenos cooperativos con ayuda de las ecuaciones de equilibrio y que la fricción de superficie actúa como un mecanismo productor de energía. Se suponía que la humedad relativa media en la región de convergencia a bajo nivel era de 100%. Tal condición podría alcanzarse si no hubiese corrientes descendentes que rodean los paquetes ascendentes de aire saturado ni arrastre, aunque era una suposición físicamente no realística. Como resultado de una conversación con el Dr. K. Ooyama, los autores pusieron en consideración más cuidadosamente las propiedades de las celdas de cumulus en equilibrio estadístico con el macro-movimiento y por ello, llegaron a la conclusión de que la atmósfera puede permanecer gravitacionalmente estable para el macro-movimiento aún cuando sea gravitacionalmente inestable para los movimientos de micro-cumulus.

BIBLIOGRAFÍA

- BJERKNES, J. 1938. Saturated-adiabatic Ascent of Air through Dry-adiabatically Descending Environment. *Quart. Jour. Royal Meteor. Soc.*, 64.:325-330.
- BOLIN, B. 1955. Numerical Forecasting with the Barotropic Model. *Tellus*, 7:27-49.
- BRUNT, D. 1939. *Physical and Dynamical Meteorology*. Cambridge Univ. Press, 1 vol.
- CHARNEY, J. G. 1948. On the Scale of Atmospheric Motions. *Geof. Publ. (Oslo)*, 17(2):17 pp.
- 1955a. The Generation of Ocean Currents by Wind. *Jour. Marine Res.*, 14:477-498.
- 1955b. The Use of the Primitive Equations of Motion in Numerical Prediction. *Tellus*, 7:22-26.

the pre-hurricane depression. At very much smaller values of α friction no longer acts to destabilize the system, and σ should in reality decrease, as it would if K were to tend toward zero with α . We may therefore accept the order of magnitude $\alpha = 100$ Km as approximating the size of the active convective region of the unstable disturbance.

The growth rate $\sigma = 4.6 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$, corresponding to $\mu = 0.8$, is in marked contrast to the value $(-g \partial \ln \bar{q}_e / \partial z)^{-1} = 1.4 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ (indicated in the upper left corner of the figure by a horizontal bar) which is approached by that of the cumulus cell as the updraft radius diminishes to zero. One is dealing with two physically distinct phenomena, with simple gravitational instability in a moist environment on the one hand, and with the frictionally driven, cooperative depression-cumulus system on the other.

ACKNOWLEDGEMENTS

This article is a continuation of work presented by Charney at the Technical Conference on Hurricanes of the American Meteorological Society in Miami Beach, Florida, November 19-22, 1958, and elaborated at the 40th Anniversary Meeting of the American Meteorology Society in Boston, January 19-22, 1960. In this work it was suggested that the tropical depression and the associated cumulus cloud system can be treated as cooperative phenomena with the aid of the balance equations, and that surface friction acts as an energy producing mechanism. It was assumed that the mean relative humidity in the region of low-level convergence was 100%. Such a condition could be attained if there were no downdrafts surrounding the rising parcels of saturated air and no entrainment, but this was a physically unrealistic assumption. As a result of a conversation with Dr. K. Ooyama the authors were led to consider more carefully the properties of the cumulus cells in statistical equilibrium with the macro-motion, and thereby came to the conclusion that the atmosphere can remain gravitationally stable for the macro-motion even while it is gravitationally unstable for the micro- (cumulus) motions.

BIBLIOGRAPHY

- 1962. Integration of the Primitive and Balance Equations. In *Proc. Inter. Symp. Numerical Weather Prediction, Tokyo (Nov. 8-13, 1960)*, pp. 131-152.
- 1963. A Note on Large-Scale Motions in the Tropics. *Jour. Atmosph. Sci.*, 20(6)
- CHARNEY, J. G. & A. ELIASSEN. 1949. A Numerical Method for Predicting the Perturbations of the Middle-Latitude Westerlies. *Tellus*, 1(2) :38-54.
- ELIASSEN, A. 1949. The Quasi-Static Equations of Motion with Pressure as Independent Variable. *Geof. Publ. (Oslo)*, 17(3) :44 pp.
- 1952. Slow Thermally or Frictionally Controlled Meridional Circulations in a Circular Vortex. *Astro. Norvegica*, 5(2) :19-60.
- HÖILAND, E. 1939. On the Interpretation and Application of the Circulation Theorems of V. Bjerknes. *Arch. Math. og. Naturv.*, 42(5) :25-27.
- THOMPSON, P. D. 1956. A Theory of Large-Scale Disturbances in Non-Geostrophic Flow. *Jour. Meteor.*, 13:251-261.
- YANAI, M. 1961. Dynamical Aspects of Typhoon Formation. *Jour. Meteor. Soc. Japan*, Series II, 59(5) :282-309.

A dynamical model for the study of tropical cyclone development

Katsuyuki Ooyama²

¹*Contribution No. 15 of the Geophysical Sciences Laboratory, Department of Meteorology and Oceanography, New York University, New York 53, New York*

²*New York, University.*

RESUMEN

Se considera el desarrollo de un ciclón tropical como un proceso cooperativo entre la convección a escala de nubes como fuente de energía y el movimiento a escala de ciclón como mecanismo para organizar la convección de nubes. Para formular el acoplamiento entre ambas escalas de fenómenos diferentes solo en términos de campos a gran escala se elabora la hipótesis de que la distribución estadística y la intensidad media de la convección de nubes están gobernadas por la convergencia a gran escala del aire caliente y húmedo en una capa de superficie mientras la transferencia vertical de calor y masa debida a nubes se determina por un modelo hipotético de la misma convección de nubes. Tales hipótesis se incorporan en un sistema fluido que consiste en dos capas de fluido homogéneo incompresible de diferentes densidades y una capa de frontera que representa separadamente el efecto de fricción superficial. La circulación a gran escala de un ciclón tropical se representa por un vórtice simétrico casi equilibrado y circular y la circulación transversa en el vórtice es inducida por fricción interna y superficial y por efecto de la hipotética convección de nubes. Los resultados del análisis lineal de la perturbación en el modelo son bastante razonables. Sin embargo, los resultados de integración numérica indican la necesidad de mejorar algunas partes del modelo si va a reproducir un ciclón tropical completamente desarrollado.

ABSTRACT

The development of a tropical cyclone is viewed as a cooperative process between the cloud-scale convection as the energy source and the cyclone-scale motion as the mechanism of organizing the cloud convection. In order to formulate the coupling between the two different scales of phenomena in terms of the large scale fields alone, it is hypothesized that the statistical distribution and mean intensity of the cloud convection are controlled by the large scale convergence of the warm and moist air in a surface layer, while the vertical transfer of heat and mass due to the clouds are determined from a hypothetical model of cloud convection itself. These hypotheses are incorporated into a fluid system which consists of two layers of incompressible homogeneous fluid of different densities and a boundary layer to represent the effect of surface friction separately. The large scale circulation of a tropical cyclone is represented by a quasi-balanced and circular symmetric vortex, and the transverse circulation in the vortex is induced by internal and surface friction and by the effect of hypothesized cloud convection. The results of linearized perturbation analysis of the model are quite reasonable. However, the results of numerical integration indicate need of improvement in some part of the model, if a fully developed tropical cyclone is to be reproduced by the model.

INTRODUCCIÓN

Uno de los problemas de mayor interés en la dinámica de los ciclones tropicales es entender el proceso hidrodinámico a través del cual se desarrolla el movimiento a escala de ciclón utilizando la energía de calor latente liberado por nubes convectivas. Ya que la aceleración boyante en ascenso húmedo inestable sólo origina la convección a escala de nubes, no puede considerarse a la circulación a gran escala impulsada directamente por la fuerza boyante. La estabilidad estática a gran escala no es realmente inestable de manera necesaria en una capa profunda. Además, las condiciones para una posible inestabilidad dinámica quedan satisfechas en todo caso para una región bastante limitada dentro del ciclón. Por ello, no parece probable que el desarrollo del ciclón tropical pueda explicarse por completo a base de inestabilidad hidrodinámica. Más bien parece que la circulación ciclónica en su totalidad es un vórtice casi equilibrado e inducido por calentamiento diferencial debido a la distribución organizada de nubes convectivas.

Si este punto de vista es correcto el mecanismo básico para desarrollo de un ciclón tropical, excepto su estado incipiente como perturbación en alisios tropicales, depende de su

INTRODUCTION

One of the major problems of interest in the dynamics of tropical cyclones is to understand the hydrodynamical processes through which the cyclone-scale motion develops utilizing the latent heat energy released by convective clouds. Since the buoyant acceleration in unstable moist ascent is responsible only for cloud-scale convection, the large scale circulation cannot be considered driven directly by the buoyant force. The large scale static stability is, in fact, not necessary unstable in a deep layer. Furthermore, the conditions for possible dynamic instability are satisfied in, if any, a rather limited region within the cyclone. Therefore, it appears unlikely that tropical cyclone development can be explained entirely on the basis of hydrodynamic instability. It seems more likely that the cyclone circulation as a whole is a quasi-balanced vortex induced by the differential heating due to the organized distribution of convective clouds.

If this point of view is correct, the crucial mechanism for growth of a tropical cyclone, except for the incipient stage as a disturbance in the tropical easterlies, must lie in its own

propia habilidad para organizar la convección de nubes y para perpetuar el calentamiento diferencial manteniendo una fuente constante de humedad. Este mecanismo abarca varios tipos de procesos físicos, especialmente en dinámica de nubes y en interacción de frontera entre atmósfera y mar. Aunque ambos campos se estudian ahora de manera intensiva, lo que se sabe no parece requerir un experimento numérico total. No obstante, podemos comenzar investigando la dinámica de ciclones tropicales a lo menos en términos de rasgos a gran escala y simplificando o haciendo hipótesis sobre dichos procesos físicos.

Hasta hace poco los estudios dinámicos sobre ciclones tropicales se apoyaban en su mayoría en el común supuesto de que la liberación de calor latente valorado de manera directa en el movimiento a escala de ciclón podía substituir al papel energético de nubes convectivas. A la luz de frustrados experimentos en tales estudios parece ahora esencial en cualquier modelo dinámico que se incorpore el hecho observado de que el mecanismo primario para liberar calor latente es la libre convección en forma de nubes en cumulus, aunque el modelo no se refiera explícitamente a nubes individuales. Además de ese difícil problema de convección de nubes existe el viejo problema de transferencia turbulenta que también requiere formulación hipotética. Un modelo dinámico que debe construirse con varias hipótesis respecto a procesos insuficientemente conocidos es ciertamente menos preciso que lo deseado. Aunque cada hipótesis debe mejorarse con el progreso en campos específicos, los experimentos numéricos con tal modelo también permiten orientarse a otros desarrollos comprobando las consecuencias dinámicas de cualquier grupo particular de hipótesis seleccionadas.

SUPUESTOS BÁSICOS DEL MODELO

Para comprobar de manera específica nuestras opiniones básicas sobre desarrollo de ciclones especiales se ha construido un modelo simple. Consiste en dos capas principales de fluido homogéneo incompresible con diferentes densidades y una capa de frontera en el fondo, que se ha introducido para formular los efectos de fricción en la superficie del mar en forma sencilla. El movimiento de las capas principales se supone casi equilibrado y simétrico circularmente. La circunvalación transversa en el vórtice equilibrado es inducida por efectos simulados de nubes convectivas y fricción interna y superficial. El uso de fluido incompresible es una selección arbitraria para individualizar el modelo físicamente más que por cálculo. El modelo es muy similar hidrodinámicamente al modelo de Eliassen (1952) para la circulación general. Los rasgos principales que caracterizan al presente modelo como apropiado para ciclones tropicales son el tratamiento hipotético de la convección a escala de nube como fuente de energía para movimiento a gran escala y la naturaleza del acoplamiento entre ambos.

Una gran parte de la circulación de masa que entra en un ciclón tropical tiene lugar en una capa relativamente somera sobre la superficie del mar, como resultado de fricción superficial. Existiendo una alta temperatura potencial equivalente en dicha capa se desarrollarán altas nubes convectivas en la

ability to organize the cloud convection and to perpetuate the differential heating by maintaining a continuous supply of moisture. This mechanism involves various types of physical processes, especially those in cloud dynamics and in the boundary interaction between the atmosphere and the sea. Although both fields are currently under intensive study, the amount of available knowledge does not seem to warrant an all-inclusive numerical experiment at present. Nevertheless, we may start investigating the dynamics of tropical cyclones, at least in terms of large scale features, by simplifying or hypothesizing the involved physical processes.

Until recently, most of the dynamical studies of tropical cyclones were based on a common assumption that the release of latent heat evaluated directly from the cyclone scale motion could be substituted for the energetic role of convective clouds. In the light of the frustrating experiences in these studies, it now appears to be essential for any dynamical model to incorporate the observed fact that the primary mechanism of releasing the latent heat is the free convection in the form of cumulus clouds, even though the model may not explicitly refer to individual clouds. Besides this difficult problem of cloud convection, there is the long standing problem of turbulent transfer which also requires hypothetical formulation. A dynamical model which has to be constructed on a number of hypotheses concerning insufficiently known processes is certainly less precise than is desired. While each hypothesis should be improved with progress in specific fields, numerical experiments with such a model can also provide us with clues to further improvements by testing the dynamical consequences of any particular set of hypotheses chosen.

BASIC ASSUMPTIONS OF THE MODEL

In order to test our basic views on the development of tropical cyclones more specifically, a simple model has been constructed. It consists of two main layers of incompressible homogeneous fluid with different densities and a boundary layer at the bottom. The latter is introduced in order to formulate the effects of friction at the sea surface in a simplified way. The motion in the main layers are assumed to be quasi-balanced and circularly symmetric. The transverse circulation in the balanced vortex is induced by simulated effects of convective clouds and by internal and surface friction. The use of incompressible fluid is an arbitrary choice to discretize the model physically rather than computationally. The model is hydrodynamically very similar to Eliassen's (1952) model of the general circulation. The principal features which characterize the present model as an appropriate one for tropical cyclones are the hypothesized treatment of the cloud-scale convection as the energy source for the large scale motion and the nature of the coupling between them.

A large proportion of the inward mass flux in a tropical cyclone occurs in a relatively shallow layer above the sea surface as the result of surface friction. Because of the high equivalent potential temperature in this layer, tall convective clouds will develop in the region where the large scale surface

región en que converge la circulación entrante a escala de superficie. Sin embargo, el flujo vertical de calor y masa debido a nubes convectivas no puede ser determinado por las propiedades del campo a gran escala, a menos de suponer propiamente algún modelo de nube de convección y en tal periodo preliminar de nuestro estudio es preferible un modelo sencillo a otro complicado.

Cuando se levanta cierta porción de aire desde la capa de superficie y se inicia la condensación, se acelerará el movimiento ascendente en la tropósfera baja, donde el gradiente de temperatura es mayor que el correspondiente gradiente adiabático del aire húmedo. Sin embargo, la temperatura interior de la nube no es mucho más alta que en sus cercanías, como se esperaría del método clásico, ya que la aceleración produce arrastre dinámico del aire ambiental que no está saturado y requiere calor para continuar en la corriente ascendente. Por ello, la energía de calor latente liberada en la parte inferior de la nube no puede calentar el aire ambiental en los mismos niveles, pues el calor es llevado hacia arriba por la mayor corriente de masa dentro de la nube. Al desacelerarse la corriente ascendente en la parte superior de la nube, el aire que viene de abajo se convierte en aire ambiental a esos niveles.

Aplicando este simple cuadro de convección de nubes al presente modelo de ciclón debe asociarse la capa más baja con niveles de arrastre hacia nubes y la capa más alta con niveles de desprendimiento. Aunque ni la temperatura ni la humedad se consideran explícitamente en el modelo, el efecto energético de nubes convectivas puede introducirse por medio de circulación de masa a través de la interfase de ambas capas. Más específicamente, para cada masa unitaria de fluido desprendida desde la capa de superficie a la inferior, se suponen η unidades de masa que cambian de densidad y entran en las capas superiores. Puesto que el volumen específico de un fluido incompresible es en tales circunstancias análogo a la temperatura potencial de la atmósfera, la reducción en densidad del fluido corresponde al calentamiento diabático. El factor de arrastre η puede determinarse por el anterior modelo de nubes por analogía si los campos de temperatura y humedad a gran escala se suponen conocidos. Digamos que la temperatura potencial equivalente en promedio del aire superficial es $(\theta_p)_0$, el de la capa más baja es $(\theta_p)_1$ y el de la capa más alta $(\theta_p)_2$, el factor de arrastre puede expresarse por

$$\eta = \frac{(q_r)_0 - (q_r)_1}{(q_r)_2 - (q_r)_1} \quad (1)$$

Una estimación aproximada que se basa en los datos medios de verano sobre las Indias Occidentales (Jordan, 1958) da a η un valor entre tres y cuatro.

Debe notarse que las nubes convectivas se suponen aquí similares en su totalidad y alcanzando altura predeterminada. Normalmente, en modelos dinámicos de convección de nubes, se considera su altura como algo que puede predecirse más que manifestarse y a pesar de ello, para pronosticar específicamente la altura de una nube debe suponerse su dimensión horizontal. Consecuentemente, la presente discusión es más práctica que profunda. Sin embargo, las alturas de las nubes convectivas en un ciclón tropical no son ciertamente uniformes. En particular los pequeños cumulos pueden no ser importantes en términos de la cantidad de calor que producen, aunque pueden

inflow converges. However, the vertical flux of heat and mass due to the convective clouds cannot be determined from the large scale field properties, unless some model of cloud convection itself is assumed. At this preliminary stage of our study, a simple model is preferred to an elaborate one.

When a parcel of air is lifted from the surface layer and condensation starts, the upwards motion will be accelerated in the lower troposphere where the lapse rate is steeper than the moist adiabatic lapse rate of the parcel. However, the temperature inside the cloud is not so much higher than the surroundings as expected from the classical parcel method, because the acceleration results in dynamical entrainment of environmental air which is not saturated and requires heat to remain in the updraft. Therefore, the latent heat energy released in the lower part of the cloud is not considered to warm up environmental air at the same levels. Instead, the heat is carried upward by the increased mass flux inside the cloud. As the updraft is decelerated in the upper part of the cloud, the air pumped up from below is turned into environmental air at those levels.

In applying this simple picture of cloud convection to the present cyclone model, the lower layer is to be associated with the levels of entrainment into clouds and the upper layer with the levels of detrainment. Although neither temperature nor humidity is explicitly carried in the model, the energetic effect of convective clouds can be introduced by means of the mass flux across the interface of the two layers. More specifically, for each unit mass of fluid lifted into lower layer from the surface layer, η units of mass are assumed to change density and to enter the upper layer. Since the specific volume of an incompressible fluid is, in these circumstances, analogous to potential temperature of the atmosphere, reduction in density of the fluid corresponds to diabatic heating. The entrainment factor, η , can be determined through the above cloud model by analogy, if the large scale fields of temperature and humidity are assumed known. Namely, if the average equivalent potential temperature of the surface air is $(\theta_p)_0$, that of the lower layer $(\theta_p)_1$, and that of the upper layer $(\theta_p)_2$, the entrainment factor may be given by

A rough estimate, based on the summer mean data over the West Indies (Jordan, 1958), gives η a value between three and four.

It should be noted that convective clouds, here, are assumed all alike and to reach a predetermined height. Normally, in dynamical models of cloud convection, the cloud height is regarded as something to be predicted rather than to be given. However, in order to predict the height of a cloud specifically, an assumption has to be made about the horizontal dimension of the cloud. Therefore, the present approach is more practical, if not profound. However, the heights of convective clouds in a tropical cyclone are certainly not uniform. In particular, small cumuli may not be important in terms of the amount of heat they produce, but they can gradually modify environmental

modificar gradualmente los campos ambientales afectando la conducta de nubes más altas a largo plazo. En el presente modelo faltan ese y otros mecanismos que llevarían a la variación del factor de arrastre. Tan grande simplificación debe corregirse en el futuro.

FORMULACIÓN MATEMÁTICA DEL MODELO

A menos que sea indicado específicamente, las cantidades con índice 1 se refieren en lo que sigue a la capa inferior (de las dos capas principales) y con el índice 2 se refieren a la capa superior. El índice simbólico j se usará suponiendo $j = 1$ y 2 , cuando haya referencias por igual a las dos capas. El espesor de cada capa h_j , la componente tangencial de velocidad v_j y la componente radial u_j son función del tiempo t y del radio r . La densidad de la capa más baja se supone que sea la unidad y de la capa más alta θ ya que el valor absoluto de la densidad no es importante en este modelo. Al medir la estabilidad estática interna $\sigma = 1 - \theta$ debe resultar positiva.

La circulación de masa "diabática" entre la capa inferior y la superior, que representa el efecto de calentamiento por nubes convectivas por área unitaria, queda indicado por Q_2 . Para simular enfriamiento por otros procesos físicos puede introducirse la circulación de masa en dirección contraria Q_1 en favor de la generalidad. La ecuación de continuidad para cada capa puede expresarse como sigue

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} h_1 &= \frac{\partial}{\partial r} \psi_1 - (Q_2 - Q_1) + \frac{\partial}{\partial r} \psi_0 \\ \frac{\partial}{\partial t} h_2 &= \frac{\partial}{\partial r} \psi_2 + \frac{1}{\theta} (Q_2 - Q_1) \end{aligned} \quad (2)$$

donde ψ_1 y ψ_2 son las circulaciones radiales en volumen (positivas hacia adentro) por radio unitario en las dos capas principales que son definidas por

$$\psi_j = -h_j u_j r$$

y ψ_0 es la circulación radial en la capa de superficie. Ya que el espesor de la última capa se supone constante, la velocidad vertical w_0 por encima de la capa de superficie se expresa simplemente por

$$w_0 = \frac{\partial}{\partial r} \psi_0$$

Si la velocidad vertical w_0 es positiva puede suponerse que las nubes de convección crecen sobre tales áreas y que el calor y la masa son transportados por ellas a la capa superior. Por otra parte, si w_0 es negativa, no puede suponerse que haya actividad apreciable de convección de nubes. Así, bajo tales supuestos que introdujeron el factor de arrastre η , la circulación de masa diabática Q_2 queda expresada por

$$Q_2 = \begin{cases} h w_0 & \text{if } w_0 > 0 \\ 0 & \text{if } w_0 \leq 0 \end{cases} \quad (3)$$

Las ecuaciones de movimiento para la componente tangencial se expresan como sigue, al tomarse en cuenta variaciones en el espesor y supuesto cambio de masas entre ambas capas:

fields so that behaviors of taller clouds will be affected in the long run. In the present model, this and other mechanisms which would lead to variation of the entrainment factor is lacking. This oversimplification should be corrected in the future.

MATHEMATICAL FORMULATION OF THE MODEL

In the following, unless otherwise specified, quantities with the subscript 1 refer to those in the lower layer (of the two main layers) and quantities with the subscript 2 refer to those in the upper layer. The symbolic subscript j will be used, implying $j = 1$ and 2 , when references are equally made to both layers. The thickness of each layer, h_j , the tangential component of velocity v_j , and the radial component, u_j , are functions of time, t , and radius r . The density of the lower layer is assumed to be unity and that of the upper layer, θ , since the absolute value of density is not important in this model. A measure of internal static stability, $\sigma = 1 - \theta$, should be positive.

The "diabatic" mass flux from the lower layer to the upper, which represent the effect of heating by convective clouds per unit area, is denoted by Q_2 . In order to simulate cooling by other physical processes, the mass flux in the reverse direction, Q_1 , may be introduced for the sake of generality. The equation of continuity for each layer is, then, written as follows:

where ψ_1 and ψ_2 are radian in the two main layers, which are defined by

and ψ_0 is the radial flux in the surface layer. Since the thickness of the last layer is assumed to be a the vertical velocity, w_0 , at the top of the surface layer is simply given by

If the vertical velocity, w_0 , is positive, it is assumed that convective clouds grow over such areas and that heat and mass are transported by them to the upper layer. On the other hand, if w_0 is negative, no significant activity of cloud convection is assumed to occur. Then, under the previous assumptions which introduced the entrainment factor, η , the diabatic mass flux, Q_2 , is given by

The equations of motion for the tangential component are written as follows, due account being taken of the variation in the thickness and the assumed exchange of mass between the two layers:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} v_1 r &= \frac{f+z_1}{h_1} y_1 + \frac{1}{h_1} \left(Z_1 + \frac{\partial}{\partial r} L_1 \right) \\ \frac{\partial}{\partial t} v_2 r &= \frac{f+z_2}{h_2} y_2 + \frac{1}{q h_2} \left(-Z_2 + \frac{\partial}{\partial r} L_2 \right) \end{aligned} \quad (4)$$

donde la vorticidad ζ_j , la transferencia vertical de inercia angular debida a deformacion vertical y cambio de masa Z_j y la transferencia radial debida a vórtices laterales L_j , se definen como sigue

$$\begin{aligned} z_j &= \frac{\partial}{\partial r} (v_j r) \\ Z_j &= r(v_2 - v_1)(m - Q_j) \\ L_j &= \int_0^r h_j r^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_j}{r} \right) \end{aligned}$$

Se supone en la anterior que las fuerzas de fricción son lineales con coeficiente constante μ , λ_1 y λ_2 . El esfuerzo tangencial debido a deformación vertical en la interfase es dado por $\mu(v_2 - v_1)$ en tanto que λ_1 y λ_2 son los coeficientes de viscosidad cinemática de vórtice en las capas respectivas que se deben a vórtices latentes.

El papel más importante de las ondas de gravedad en un ciclón tropical lo tienen las ondas de gravedad internas inestables, las cuales pueden originar nubes convectivas libres. Puesto que sus efectos se toman en cuenta, todas las ondas de gravedad pueden eliminarse en el modelo, el cual pretende representar solamente los cambios lentos. Tal eliminación se logra generalmente usando la ecuación de balance y, en el caso de simetría circular, la ecuación de balance se reduce a la ecuación de gradiente del viento.

where the vorticity ζ_j , the vertical transfer of angular momentum due to the vertical shear and the mass exchange, Z_j , and the radial transfer due to the lateral eddies, L_j , are defined as follows:

In the above, frictional forces are assumed to be linear with constant coefficients, μ , λ_1 and λ_2 . The tangential stress due to vertical shear at the interface is given by $\mu(v_2 - v_1)$, while λ_1 and λ_2 are the kinematic eddy viscosity coefficients due to the lateral eddies in the respective layers.

The most important role of gravity waves in a tropical cyclone is played by unstable internal gravity waves which give rise to the free convective clouds. Since their effects are taken into account otherwise, all the gravity waves may be eliminated in the model, which is intended to represent only the slowly changing fields. This elimination is achieved generally by the use of the balance equation and, in the case of circular symmetry, the balance equation is reduced to the gradient wind equation

$$\left(f + \frac{v_j}{r} \right) v_j = \frac{\partial}{\partial r} \phi_j \quad (5)$$

donde f es el parámetro de Coriolis y los geopotenciales ϕ_j se definen por

$$\begin{aligned} f_1 &= g(h_1 + q h_2) \\ f_2 &= g(h_1 + h_2) \end{aligned} \quad (6)$$

Ya que la condición de equilibrio (5) se supone constante para todo tiempo, las circulaciones radiales ψ_1 y ψ_2 deben determinarse de tal manera que la variación en tiempo de las velocidades tangenciales pronosticadas por (4) y de los campos de espesor por (2) sean consistentes con (5).

Las condiciones de consistencia se obtienen en la siguiente forma:

where f is the Coriolis parameter, and the geopotentials ϕ_j are defined by

Since the balance condition (5) is assumed to hold for all time, the radial fluxes ψ_1 and ψ_2 should be determined in such a way that the time variation of the tangential velocities predicted by (4) and the time variation of the thickness fields predicted by (2) are consistent with (5).

The consistency conditions are obtained in the following form:

$$\begin{aligned} r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (y_1 + q y_2) \right) - A_1 y_1 &= B_1 \\ r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (y_1 + y_2) \right) - A_2 y_2 &= B_2 \end{aligned} \quad (7)$$

donde where

$$A_j = \left(f + \frac{2v_j}{r} \right) (f + z_j) (g h_j)^{-1}$$

por los términos del lado derecho B_1 y B_2 , no contienen ψ_1 y ψ_2 , y representan combinaciones de los términos forzados térmico y friccional. Para resolver (7) para las circulaciones radiales, pueden suponerse las siguientes condiciones de frontera:

$$y_j = 0 \quad \text{at} \quad r = 0$$

donde r_{\max} es un radio suficientemente grande. Si tanto A_1 como A_2 son positivos, las partes homogéneas de (7) poseen una integral positiva definida que permite una solución única, bajo las condiciones de frontera dadas. En los cálculos reales la vorticidad absoluta en la capa superior se hace negativa en un intervalo limitado de radios. Sin embargo, no ha introducido dificultad para resolver una ecuación en diferencias finitas análoga a (7). Debe notarse que la unicidad de la solución analítica en este caso, también puede demostrarse si la magnitud del A_2 negativo es pequeña.

Para una especificación completa del presente modelo se requiere otra ecuación que determina la circulación que ingresa en la capa de superficie. Charney y Eliassen (1949) introdujeron un método aproximado para determinar el transporte de masa trans-isobárico en la capa de frontera planetaria sin calcular detalladamente la estructura del viento pero manteniendo la aproximación casi-geostrofica. El mismo método fue usado también por Eliassen (1959) en su estudio de frontogénesis. Si ese método aproximado se aplica al presente caso de un flujo casi-balanceado, circularmente simétrico, la circulación radial friccional ψ_0 debe determinarse por la ecuación

$$(f + z_1) \psi_0 = C_D |v_1| v_1 r \quad (8)$$

donde la componente tangencial del esfuerzo de superficie se supone proporcional al cuadrado de viento gradiente y C_D es el coeficiente de arrastre.

Sin embargo, por desgracia los resultados de la integración numérica con el modelo muestran que la validez de la aproximación (8) es cuestionable ya que la circulación calculada crece mucho. Más adelante se comentará este aspecto en el trabajo.

ANÁLISIS LINEAL DE LA PERTURBACIÓN EN EL MODELO

El presente modelo del desarrollo de ciclones tropicales supone una perturbación pre-existente de fuerza finita antes de que actúen los mecanismos considerados. Consecuentemente, el modelo no puede aplicarse a una etapa muy temprana de las perturbaciones tropicales, aunque todavía sea útil e interesante examinar algunas de sus características dinámicas por medio de un sistema linealizado de ecuaciones, sobre el supuesto que las amplitudes de campos de movimiento son infinitamente pequeñas. Para no borrar el efecto de fricción superficial del sistema linealizado, el esfuerzo de superficie se supone proporcional a la velocidad del viento. En favor de la simplicidad, pero sin alterar el carácter básico del modelo linealizado, puede

and the right-hand side terms, B_1 and B_2 , do not contain ψ_1 and ψ_2 , and represent combinations of the thermal and the frictional forcing terms. In order to solve (7) for the radial fluxes, the following boundary conditions may be assumed:

$$y_j = 0 \quad \text{at} \quad r = r_{\max}$$

where r_{\max} is a sufficiently large radius. If both A_1 and A_2 are positive, the homogeneous parts of (7) possess a positive-definite integral, from which uniqueness of the solution under the given boundary conditions is easily proved. In actual numerical computations, the absolute vorticity in the upper layer has been found to become negative in a limited interval of radii. However, it has not caused any difficulty in solving a finite-difference analogue of the equations (7). It may be noted here that uniqueness of the analytical solution in such a mixed case also can be demonstrated if the magnitude of negative A_2 is small.

For a complete specification of the present model, one more equation is required in order to determine the surface layer inflow. Charney and Eliassen (1949) introduced an approximate method which determines the cross-isobaric mass transport in the planetary boundary layer without computing detailed wind structure and still maintaining the quasi-geostrophic approximation. The same method was used again by Eliassen (1959) in his study of frontogenesis. If this approximate method is applied to the present case of a circular symmetric, quasi-balanced flow, the frictional radial flux, ψ_0 , is to be determined from the equation

where the tangential component of the surface stress has been assumed to be proportional to the square of the gradient wind and C_D is the drag coefficient.

Unfortunately, however, results of numerical integration with the model has shown that validity of the approximation (8) becomes questionable as the computed circulation grows fairly strong. Further comments on this will be given later in the paper.

THE LINEAR PERTURBATION ANALYSIS OF THE MODEL

The present model for tropical cyclone development assumes a pre-existing disturbance of finite strength before the mechanisms considered in the model take over. Therefore, the model should not be applied to a very early stage of tropical disturbances. However, it is still useful and interesting to examine some dynamical characteristics of the model, by means of the linearized system of equations, under the assumption that amplitudes of motion fields are infinitesimally small. In order not to wash out the effect of surface friction of the linearized system, the surface stress is assumed to be proportional to the wind speed. For the sake of simplicity, but without altering the basic character of the linearized model, slab symmetry on

suponerse una placa simétrica en coordenadas cartesianas. Así, la ecuación (8) será reemplazada por

$$f y_0 = k v_1$$

donde k es el coeficiente lineal de fricción. Para facilitar el trabajo matemático, aunque no sea necesario, la fórmula condicional (3) se reemplaza por

$$Q_2 = h w_0$$

para cualquier signo de w_0 . El enfriamiento Q_1 es igual a cero.

Ya que el modelo de análisis lineal, incluyendo la forma sinusoidal de las soluciones, es uniforme, no se reproducirán aquí los detalles. La ecuación característica de la tasa de desarrollo γ se obtiene en la forma

$$a\gamma^2 + b\gamma + c = 0$$

donde los coeficientes a , b y c dependen de las constantes físicas del modelo y de la escala horizontal de una perturbación. Se demuestra que ninguna raíz de la ecuación cuadrática puede ser positiva o tener una parte real positiva sin $\eta \leq 1$, pues los tres coeficientes son entonces positivos. Por ello,

$$h > 1$$

es una condición necesaria para que una perturbación se desarrolle. Por definición el factor de arrastre η cuando es menor que la unidad implica que el aire en la capa superficial no tiene una cantidad suficiente de calor latente para levantarse hasta la capa superior. Por tal razón, el anterior criterio implica la posible existencia de altas nubes convectivas libres es necesaria para el desarrollo de una perturbación a escala de ciclón.

Se obtiene una expresión simple del coeficiente de desarrollo al suponer que todas las fricciones internas equivalen a cero. A la escala de una perturbación, la anchura media de la región de movimiento ascendente l puede usarse si se asume que ambas capas son del mismo espesor constante H cuando no hay perturbación. Introdúzcase el radio de deformación interna de Rossby R definido por

$$R = \sigma g H / f^2$$

donde σ es la medida previamente definida de estabilidad estática interna. Si $\sigma = 0.1$, $g = 9.8 \text{ m seg}^{-2}$, $H = 5 \text{ Km}$ y $f = 5 \times 10^{-5} \text{ seg}^{-1}$, el radio de deformación R es de 1,400 Km. Introdúzcase también el parámetro escalar no dimensional q definido por

$$q = \left(\frac{2}{\rho} \right) \left(\frac{l}{R} \right)$$

El índice de desarrollo se escribe, pues, como

$$g = \frac{k}{H} \frac{(h-1) - q^2}{1 + 2q^2 + \sigma q^4}$$

Es claro otra vez en este caso especial que ninguna perturbación se desarrollaría a menos que $\eta > 1$. Para perturbaciones de unos cuantos cientos de kilo metros (en que $q^2 \ll 1$), los coeficientes de desarrollo son casi independientes de sus

cartesian coordinates may be assumed. Then, the equation (8) is replaced,

where k is the linear friction coefficient. For the sake of mathematical expediency, although it is not necessary, the conditional formula (3) is replaced by

for either sign of w_0 . Cooling, Q_1 , is taken to be zero.

Since the method of linear analysis, including the sinusoidal form of solutions, is standard, details will not be reproduced here. The characteristic equation for the growth rate, γ , is obtained in the form

where the coefficients a , b and c depend on the physical constants of the model as well as on the horizontal scale of a disturbance. It is shown that no root of the quadratic equation can be positive or have a positive real part if $\eta \leq 1$, because all three coefficients are, then, found positive. Therefore,

is a necessary condition for a disturbance to grow. From its definition, the entrainment factor, η , of less than unity implies that the air in the surface layer does not have a sufficient amount of latent heat to lift itself to the upper layer. Therefore the above criterion implies that the possible existence of tall, free convective clouds is necessary for the growth of a cyclone-scale disturbance.

A simple expression of the growth rate is obtained if all internal frictions are assumed to be zero. For the scale of a disturbance, the half width of the region of ascending motion, l , may be used. Assume that the two layers are of the same constant thickness, H , when undisturbed. Introduce Rossby's radius of internal deformation, R , defined by

where σ is the previously defined measure of internal static stability. If $\sigma = 0.1$, $g = 9.8 \text{ m sec}^{-2}$, $H = 5 \text{ Km}$ and $f = 5 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ the radius of deformation, R , is 1,400 Km. Introduce, also, the non-dimensional scale parameter, q , which is defined by

The growth rate is, then, written as

It is clear, again in this special case, that no disturbance would grow unless $\eta > 1$. For disturbances of a few hundred kilometers (for which $q^2 \ll 1$), the growth rate is almost independent of their scales. For larger disturbances, the inertial stability

escalas. Para perturbaciones mayores la estabilidad inercial debida a la rotación terrestre se hace más efectiva y por ello, cuando $\eta > 1$ λ puede hacerse negativo para perturbaciones muy grandes cuyas escalas son comparables a R o mayores.

Cuando las fricciones internas, especialmente la viscosidad de vórtices laterales se toman en cuenta, las perturbaciones muy pequeñas se hacen peculiares. En la Fig. 1 se muestran ejemplos numéricos del coeficiente de desarrollo en función de la escala horizontal para diversos valores de η . Los valores supuestos de constantes físicas, además de los ya mencionados, son: la viscosidad de vórtices laterales, $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^3 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$; el coeficiente de fricción lineal para esfuerzos de superficie $k = 1.5 \times 10^{-2} \text{ m seg}^{-1}$ (correspondiente a $C_D = 1.5 \times 10^{-3}$ con velocidad de viento de 10 m seg^{-1}) y el coeficiente para el esfuerzo en la interfase $\mu = 10^3 \text{ m seg}^{-1}$.

Los coeficientes de desarrollo máximo del orden de 10^6 to 10^5 seg^{-1} (o el factor de multiplicación de uno a varios días) parece muy razonable para la etapa de desarrollo de ciclones tropicales. Sin embargo, ya que las curvas de coeficientes de desarrollo se aplanan mucho para la escala entre 50 y 500 Km, no tiene caso discutir cuál escala se prefiere. Para determinar el verdadero tamaño de un ciclón tropical, la no-linealidad del problema parece ser un factor importante.

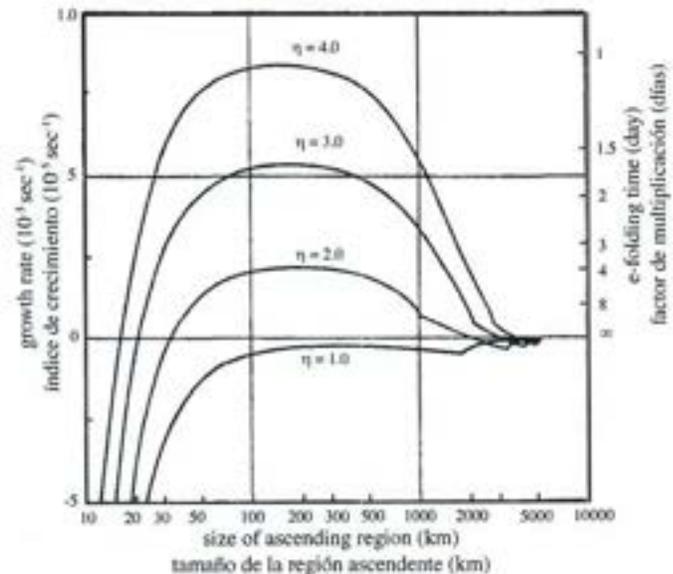
Fig. 1. Índice de crecimiento de una perturbación de pequeña amplitud en función del tamaño horizontal.

Fig. 1. The growth rate of a small amplitude disturbance as a function of the horizontal size.

due to the earth's rotation becomes more effective. Therefore, when $\eta > 1$, the growth rate decreases as the scale increases and eventually becomes negative for very large disturbances whose scales are comparable to R or greater.

When internal frictions, especially the lateral eddy viscosity, are taken into account, very small disturbances become damped. Numerical examples of the growth rate as a function of the horizontal scale are shown in Fig. 1 for various value of η . The assumed values of physical constants, besides those already mentioned, are: the lateral eddy viscosity, $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^3 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$; the linear friction coefficient for surface stress, $k = 1.5 \times 10^{-2} \text{ m sec}^{-1}$ (corresponding to $C_D = 1.5 \times 10^{-3}$ with wind speed of 10 m sec^{-1}); and the coefficient for stress at the interface, $\mu = 10^3 \text{ m sec}^{-1}$.

The maximum growth rates of the order of 10^6 to 10^5 sec^{-1} (or the e-folding time of one to a few days) seem to be quite reasonable for the developing stage of tropical cyclones. However, since the growth rate curves are almost flat for the scale between 50 and 500 Km, it has little sense to argue about the most preferred scale. In determining the actual size of a tropical cyclone, non-linearity of the problem is likely to be an important factor.



ALGUNOS RESULTADOS DE INTEGRACIÓN NUMÉRICA

La integración de tiempo en el modelo comienza con un débil vórtice dado. Las distribuciones de la velocidad tangencial o del espesor de cada capa pueden especificarse como condición inicial. La distribución concurrente del resto de los campos está determinada según la ecuación diagnóstica mencionada antes. Cada grupo de ecuaciones para previsión (2) o (4) puede aplicarse para pronosticar el nuevo espesor o los campos de velocidad para un pequeño período de tiempo, ya que los flujos radiales ψ_1 y ψ_2 se determinan de tal manera que ambos pronósticos sean mutuamente consistentes.

SOME RESULTS OF NUMERICAL INTEGRATION

The time integration of the model begins with a given weak vortex. The distribution of either the tangential velocity or the thickness of each layer may be specified as the initial condition. The concurrent distributions of all the other fields are determined from the diagnostic equations previously given. Either set of prognostic equations (2) or (4) may be applied to predict the new thickness or velocity fields for a small time period, because the radial fluxes, ψ_1 and ψ_2 , are determined in such a way that both predictions are mutually consistent.

Se repiten en su totalidad los procedimientos para adelantar la integración en tiempo. Los cálculos se hacen con los análogos en diferencias finita de las ecuaciones diferenciales.

Se ha hecho la integración numérica para varios casos con diferentes grupos de valores de constantes físicas, especialmente del coeficiente de arrastre, la viscosidad de vórtices laterales y el factor de arrastre y también con algunas condiciones iniciales diversas. Durante el crecimiento inicial de un vórtice débil los resultados calculados generalmente concuerdan en cada caso con lo que puede esperarse de los resultados del análisis linealizado. Sin embargo, al continuar el crecimiento, los campos de velocidad calculados para cada uno dan lugar a peculiares distribuciones radiales. En las Figuras 2 y 3 se muestran los resultados numéricos en un caso de ejemplo.

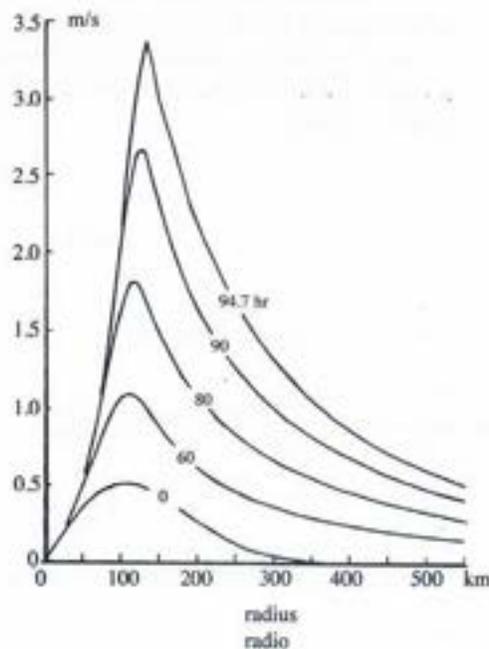


Fig. 2. Desarrollo de velocidades tangenciales de la capa inferior (izquierda) y de la capa superior (derecha).

Los valores adoptados para algunas constantes físicas en dicho caso son: $C_D = 1.5 \times 10^3$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^3 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-1}$, $\eta = 3.0$. Las distribuciones iniciales de velocidades tangenciales, v_1 y v_2 , se muestran en las curvas marcadas con 0 (hora) en los diagramas derecho e izquierdo de la Fig. 2, respectivamente. El crecimiento de los movimientos circulares es muy lento al principio, pero se acelera de modo gradual al aumentar v_1 , pues el esfuerzo de superficie es proporcional al cuadrado de v_1 . Después de alcanzar el máximo v_1 , a unos 15 m seg^{-1} o algo así, el crecimiento se acelera catastróficamente y el cálculo se detiene en 94.7 horas desde el principio.

La causa directa para la detención es el desarrollo de irregularidades del cálculo. Sin embargo, la verdadera causa de la dificultad claramente parece estar en la misma formulación

The whole procedures are repeated to advance the integration further in time. Actual computations are made with the finite-difference analogues of the differential equations.

Numerical integration has been performed for several cases with different sets of values of the physical constants, especially of the drag coefficient, the lateral eddy viscosity and the entrainment factor, and also with a few different initial conditions. During the initial growth from a weak vortex in each case, the computed results are generally in agreement with what may be expected from the results of the linearized analysis. However, as further the growth continues, the computed velocity fields in every case develop into peculiar radial distributions. The numerical results of an exemplary case are shown in Figures 2 and 3.

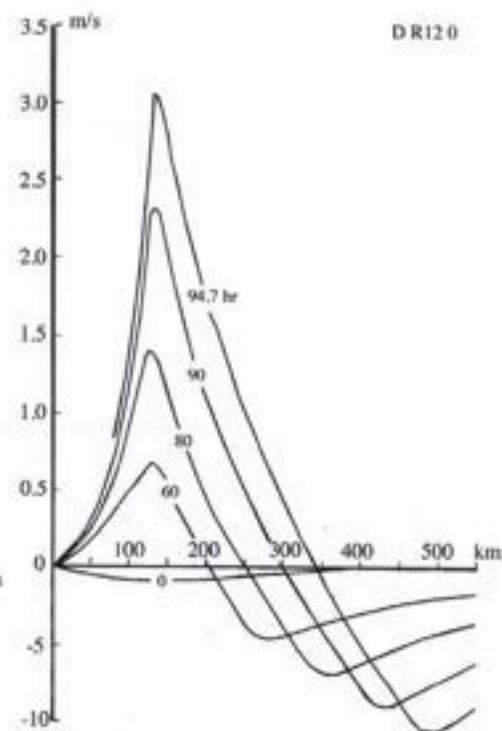


Fig. 2. Development of tangential velocities of the lower layer (left) and of the upper layer (right).

The adopted values of some of the physical constants in this case are: $C_D = 1.5 \times 10^3$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 10^3 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$, $\eta = 3.0$. The initial distributions of the tangential velocities v_1 and v_2 , are shown by the curves marked with 0 (hour) on the left and right diagrams of Fig. 2, respectively. The growth of the circular motions is very slow initially, but gradually accelerated as v_1 increases, because the surface stress is proportional to the square of v_1 . After the maximum v_1 reaches about 15 m sec^{-1} or so, the growth is catastrophically accelerated and the computation is brought to a halt at 94.7 hours after the start.

The direct cause for the halt is development of computational irregularities. However, the real cause for the trouble clearly seems to lie in the formulation of the model itself. As seen from the lower part of Fig. 3, the almost discontinuous

del modelo. Como puede verse en la parte inferior de la Fig. 3, el casi discontinuo cambio en ψ_0 , cerca de 130 Km desde el centro, indica que el área de w_0 positivo y en consecuencia, el área de convección activa de nubes están confinadas en una región anular muy angosta. La tendencia hacia la estrecha región de convección de nubes ya es aparente en la distribución de ψ_0 en 60 horas, mucho antes de desarrollarse las irregularidades del cálculo.

En tanto que el efecto de estrechamiento es un resultado de todas las hipótesis interrelativas en el modelo formulado, el eslabón más débil del modelo parece ser la formulación de la corriente de entrada de la capa de superficie. La fórmula aproximada (8) se basa en el supuesto de que el momento angular disipado por el esfuerzo de superficie se compensa localmente por la clara advección del momento angular absoluto, debido al flujo radial. En otras palabras, no se toman en consideración el balance del momento angular del flujo de masa vertical o del esfuerzo de vórtice en la cima de la capa de superficie. Una estimación burda muestra que la contribución del primero es despreciable si la divergencia o convergencia de ψ_0 es tan grande como en la Fig. 3.

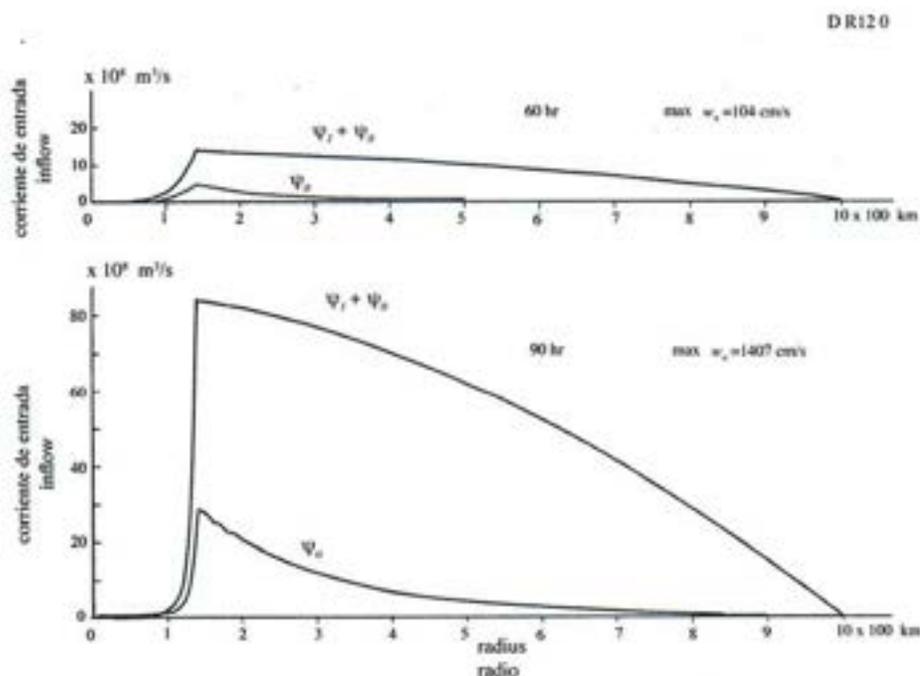


Fig. 3. Distribuciones de flujos radiales a 60 horas y a 90 horas. Esta figura se refiere al mismo caso de la Fig. 2.

Han sido ensayados unos cuantos tipos de modificaciones en la fórmula (8). Las distribuciones resultantes de campos de velocidad demuestran ser muy sensibles a dichas modificaciones, indicándose algunos resultados interesantes en la Fig. 4 con el uso de una fórmula alterna

$$\left(f + \frac{v_1}{r}\right) \psi_0 = C_D |v_1| v_1 r$$

en lugar de (8) y además, con un débil supuesto para introducir una variación de espacio-tiempo del factor de arrastre depen-

change in ψ_0 at about 130 Km from the center indicates that the area of positive w_0 and, therefore, the area of active cloud convection are confined in a very narrow annular region. The tendency toward the pinched region of cloud convection is already apparent in the distribution of ψ_0 at 60 hours, long before the computational irregularities develop.

While this pinch effect is a result of all the interlocking hypotheses which have been formulated into the model, the weakest link of the model seems to be the formulation of the surface layer inflow. The approximate formula (8) is based on the assumption that the angular momentum dissipated by the surface stress is locally compensated by the net advection of the absolute angular momentum due to the radial flux. In other words, no contribution to the angular momentum budget from the vertical mass flux or from the eddy stress at the top of the surface layer is taken into account. A rough estimate shows that the contribution from the former alone is anything but negligible if the divergence or convergence of ψ_0 is as large as shown in Fig. 3.

Fig. 3. Distributions of the radial fluxes at 60 hours and at 90 hour^s. This figure refers to the same case as Fig. 2.

A few types of modifications of formula (8) have been tried. The resulting distributions of velocity fields have proved to be quite sensitive to such modifications. Some interesting results such as shown in Fig. 4 have been obtained with the use of an alternative formula

in lieu of (8) and, in addition, with a crude assumption to introduce space-time variation of the entrainment factor depending

diente de los campos de espesor calculados. Sin embargo, queda una dificultad teórica para considerar consistentes en este caso tanto la integral del momento angular como la integral de energía. Los resultados en la Fig. 4 deben considerarse provisionales.

El presente modelo, si va a considerarse como propuesto específicamente para un ciclón tropical, resulta defectuoso. Pero es el principio de un nuevo encaramiento para entender mejor los ciclones tropicales desde el punto de vista dinámico. Debe hacerse más trabajo siguiendo este tratamiento.

on the computed thickness fields. However, there remains a theoretical difficulty in making both the angular momentum integral and the energy integral consistent in this case. The results shown in Fig. 4 should be considered tentative.

The present model, if it is regarded as a specifically proposed model of a tropical cyclone, has proved to be defective. However, this is the beginning of a new approach toward a better understanding of tropical cyclones from the dynamical side. More work has to be done on this general line of approach.

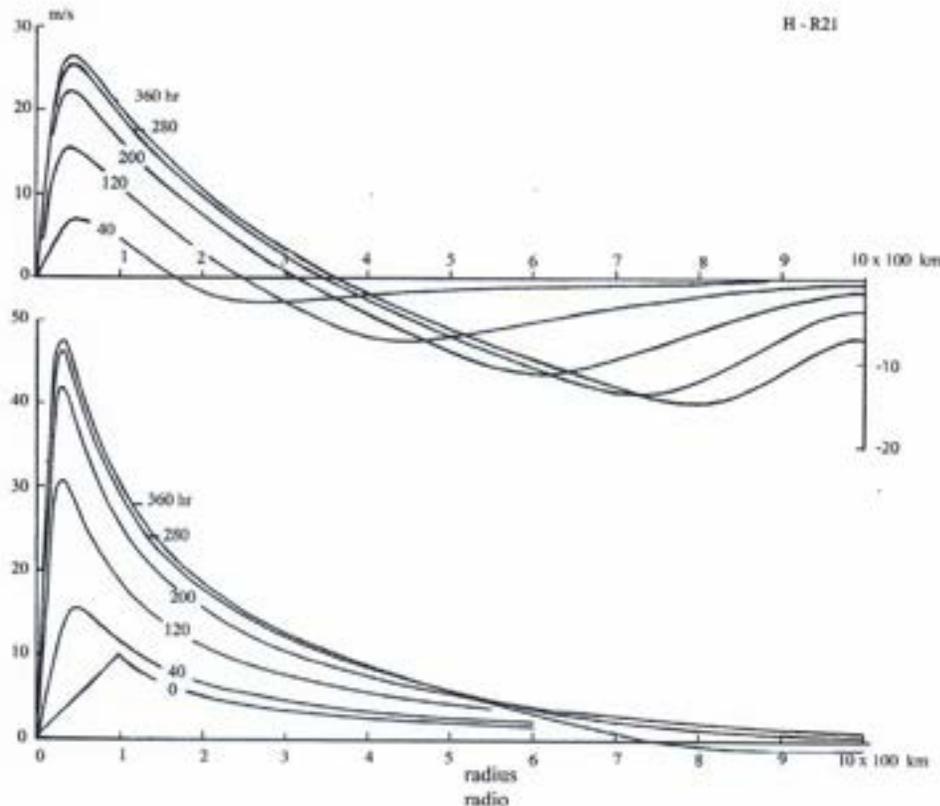


Fig. 4. Desarrollo de velocidades tangenciales (Resultados tentativos de un modelo modificado).

Fig. 4. Development of tangential velocities. (Tentative results of a modified model).

AGRADECIMIENTOS

Este estudio fue posible por el apoyo de la National Science Foundation bajo el Subsidio MSF-G16837.

BIBLIOGRAFÍA

- CHARNEY, J. G. & A. ELIASSEN. 1949. A Numerical Method for Predicting the Perturbations of the Middle Latitude Westerlies. *Tellus*, 2 :38-54.
- ELIASSEN, A. 1952. Slow Thermally or Frictionally Controlled Meridional Circulation in a Circular Vortex. *Astrophysica Norvegica*, 5:19-60.
- 1959. On the Formation of Fronts in the Atmosphere. In *The Atmosphere and the Sea in Motion*, New York (Rockefeller Institute Press), 277-287.
- JORDAN, C. L. 1958. Mean Soundings for the West Indies Area. *Jour. Meteorology*, 15:91-97.

ACKNOWLEDGEMENTS

This study was made possible through the support of the National Science Foundation under Grant NSF-G 16837.

BIBLIOGRAPHY

On formation and intensification of tropical cyclones by deep cumulus convection

H. L. Kuo
The University of Chicago.

LIBERACIÓN DE CALOR LATENTE POR CONVECCIÓN PROFUNDA DE CUMULUS

Está bien establecido que la principal fuente de energía para desarrollo de ciclones tropicales es la liberación de calor latente de condensación. Hablando en general, el calor latente puede ser liberado por medio de dos mecanismos enteramente diferentes, a saber, (i) por movimiento vertical medio y (ii) por convección profunda de cumulus a menor escala.

El método de incluir el calor latente en el estudio de movimientos a gran escala adoptando el primer mecanismo es bien conocido; consiste simplemente en obtener Q_e de la fórmula usual

$$Q_e = -L \frac{dq_s}{dt} = -Lw \frac{\partial q_s}{\partial p} \quad (1)$$

para $q > q_s$ y $w < 0$
for and

$Q_e = 0$ para $q < q_s$ y $w > 0$
for and

e incluirla como término de calentamiento en la ecuación termodinámica. Esta formulación sirve bien en regiones con estratificación absolutamente estable. Sin embargo, cuando se aplica a regiones con estratificación condicionalmente inestable, este tipo de liberación de calor latente desarrolla celdas de convección de banda estrecha y fuerte en la región ascendente saturada (vease Kuo, 1961).

Para vencer esta dificultad en nuestro modelo dinámico de huracán, suponemos en cambio que el calor latente es liberado por el segundo proceso, esto es, por convección profunda de cumulus, de acuerdo con los resultados de observación obtenidos por Malkus y Riehl (1960).

Con objeto de calcular los cambios de las distribuciones de T y q resultantes de esa convección profunda de cumulus, se hacen las siguientes suposiciones respecto a tales convecciones:

RELEASE OF LATENT HEAT BY DEEP CUMULUS CONVECTION

It is well established that the main energy source for the development of tropical cyclones is the release of latent heat of condensation. Broadly speaking, latent heat can be released through two entirely different mechanisms, namely (i) by mean vertical motion, and (ii) by small scale, deep cumulus convection.

The method of including the latent heat in the study of large scale motions on the assumption of the first mechanism is well known; it is simply to obtain Q_e from customary formula

and include it as a heating term in the thermodynamic equation. This formulation works well in regions of absolutely stable stratification. However, when applied to regions of conditionally unstable stratification, this type of latent heat release results in the development of strong, narrow band convection cells in the saturated ascending region (see Kuo, 1961).

To overcome this difficulty in our dynamic hurricane model, we assume instead that the latent heat is released by the second process, that is, by deep cumulus convections, in accordance with the observational results obtained by Malkus and Riehl (1960).

In order to be able to compute the changes of the distributions of T and q resulting from such deep cumulus convection, the following assumptions concerning such convections are made:

- (i) La convección de cumulus ocurre siempre en regiones de capa profunda con estratificación condicionalmente inestable y convergencia de nivel bajo medio.
- (ii) Tales movimientos convectivos llevan aire de superficie a todos los niveles hasta gran altura, de modo que dentro de la nube, las distribuciones verticales de temperatura y coeficiente de mezcla son los de humedad adiabática a través del nivel de condensación.
- (iii) La base de la nube está al nivel de condensación del aire de la superficie y su cima se extiende hasta el nivel donde la humedad adiabática a través del nivel de condensación encuentra el perfil de temperatura circundante o algo más arriba.
- (iv) Hay una continua mezcla del aire de la nube y aire circundante en el mismo nivel de modo que el calor y la humedad transportados por el aire de la nube son impartidos al aire circundante.

Se mostrará que con estas suposiciones los cambios de T y de q del campo medio en cada punto pueden ser determinados a partir de la temperatura (T) y el coeficiente de mezcla (q) de la nube, el del aire circundante y la acesión total de humedad a una columna unitaria de aire por medio de advección y evaporación.

De la ecuación de transporte para el coeficiente de mezcla, obtenemos la siguiente acesión total de vapor de agua en una columna unitaria de aire por medio de advección y difusión,

$$\frac{p_0}{g} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{p_0}{g} \int_0^1 \frac{\partial q}{\partial t} dz = \frac{p_0}{g} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \int_0^1 vq dz + \frac{gC_d V_0}{TY_0} (q_e - q_0) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(Ar \frac{\partial q}{\partial r} \right) \right\} \quad (2)$$

donde $z = p/p_0$.

Nuestro siguiente problema es determinar cuánta acesión de humedad es precipitada y cuanta queda almacenada en la atmósfera para aumentar su humedad. Y a que dentro de la nube-cumulus la temperatura es T_c y el coeficiente de mezcla es q_c , los incrementos de temperatura y de coeficiente de mezcla del aire de la nube relativo al aire circundante son dados respectivamente por (ver Fig. 1).

$$d_p T = T_c - T \quad (3a)$$

$$d_p q = q_c (T_c - T) \quad (3b)$$

- (i) Cumulus convections always occur in regions of deep layer of conditionally unstable stratification and mean low level convergence.
- (ii) Such convective motions bring surface air to all levels up to a great height, so that inside the cloud the vertical distributions of temperature and mixing ratio are that of the moist adiabat through the condensation level.
- (iii) The base of the cloud is at the condensation level of the surface air and the top extends to the level where the moist adiabat through the condensation level meets the environmental temperature profile, or somewhat higher.
- (iv) There is a continuous mixing of the cloud air and the environmental air at the same level, so that the heat and moisture carried up by the cloud air are imparted to the environmental air.

It will be shown that, with these assumptions, the change of T and q of the mean field at every point can be determined from the temperature (T) and the mixing ratio (q) of the cloud, that of the environmental air and the total accession of moisture to a unit column of air through advection and evaporation.

From the transport equation for the mixing ratio we obtain the following total accession of water vapor into a unit column of air through advection and diffusion:

Our next problem is to determine how much of this accession of moisture is precipitated out and how much is stored up in the atmosphere to increase its humidity. Since inside the cumulus cloud the temperature is T_c and the mixing ratio is q_c , the increases of temperature and mixing ratio of the cloud air relative to the environmental air are respectively given by (see Fig. 1)

(3a)

(3b)

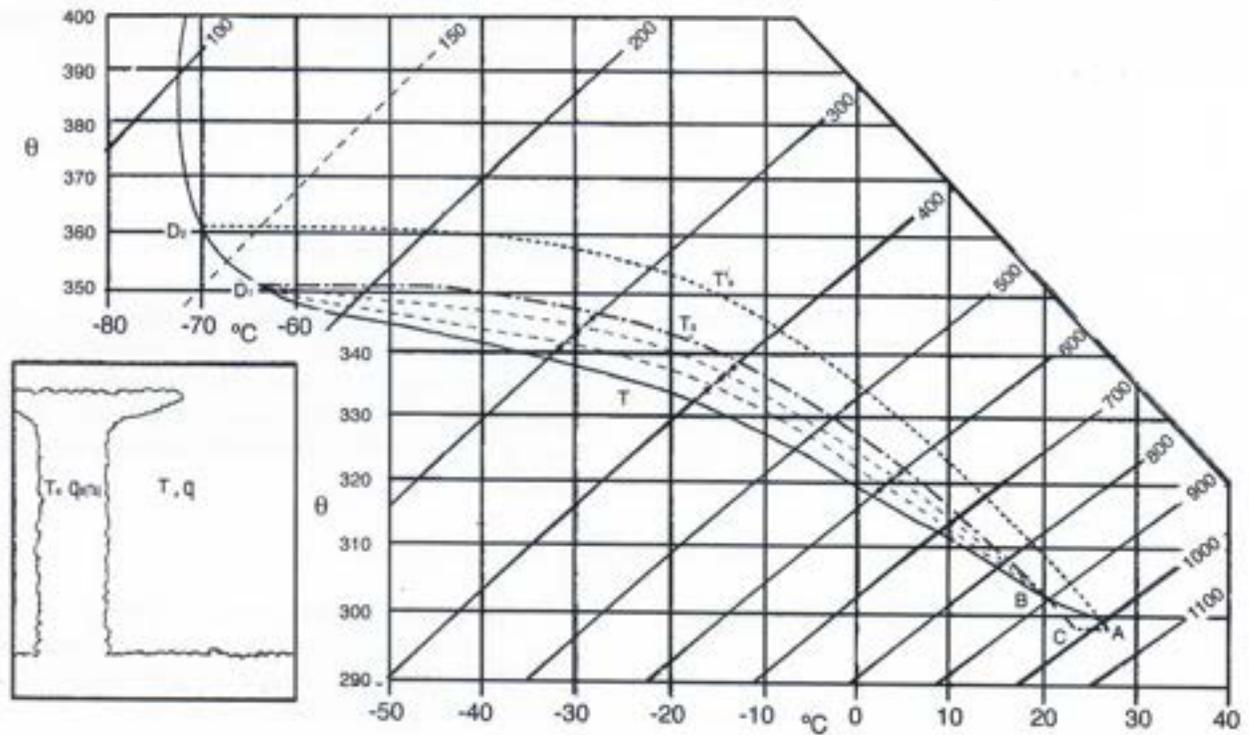


Fig. 1.-Distribuciones verticales de T , q y T_s y $q_s(T_s)$ y calentamiento por liberación de calor latente.

Fig. 1.-Vertical distributions of T , q and T_s and $q_s(T_s)$ and the heating by latent heat release.

Suponiendo que la subida de la temperatura $d_p T$ es producida por liberación de calor latente in situ, entonces una cantidad de vapor de agua $d_p q$ debió condensarse como agua líquida y precipitarse del aire, lo cual es dado por

$$d_p q = \frac{c_p (T_s - T)}{L} \quad (3c)$$

Luego, para cambiar una masa unitaria del aire circundante en un aire de nube-cumulus, se necesita la siguiente accesión de vapor de agua

$$dq = d_p q + d_p q = q_s(T_s) - q + \frac{c_p}{L} (T_s - T) \quad (4)$$

Integrando esta expresión sobre la masa total de la nube sobre un área unitaria obtenemos la accesión total de humedad necesaria para lograr las distribuciones de temperatura y humedad de la nube cumulus, lo que es dado por

$$\frac{p_0}{g} \overline{dq_z} = \frac{p_0}{g} (\overline{d_p q} + \overline{d_p q}) = \frac{p_0}{g} \int_{z_c}^{z_t} \left\{ \frac{c_p}{L} (T_s - T) + q_s(T_s) - q \right\} dz \quad (5)$$

donde z_t y z_c son valores de z en la cima y fonda de la nube, respectivamente.

Assuming that the rise of temperature $d_p T$ is brought about by the release of latent heat in situ, then an amount of water vapor $d_p q$ must have been condensed into liquid water and precipitated out of the air, which is given by

Thus, to change a unit mass of the environmental air into the cumulus cloud air the following accession of water vapor is needed

Integrating this expression over the total mass of the cloud over a unit area we obtain the total accession of moisture needed to bring about the temperature and moisture distributions of the cumulus cloud, which is given by

where z_t and z_c are the values of z at the top and bottom of the cloud, respectively.

Por otro lado, la verdadera adición de humedad a la columna de aire durante un intervalo de tiempo Δt por advección y evaporación de la difusión inferior y horizontal, es

$$\frac{p_0}{g} \overline{dq_1} = \frac{p_0}{g} \frac{\overline{dq_1}}{\Delta t} \Delta t \quad (6)$$

donde $\frac{\overline{dq_1}}{\Delta t}$ está dado por la ecuación (2).

Antes de que haya tenido lugar la completa saturación, podemos tomar Δt suficientemente pequeño para que $\overline{dq_1}$ sea menor que $\overline{dq_2}$; bajo tales condiciones, el abastecimiento de humedad $\overline{dq_1}$ es insuficiente para producir nubes cumulus en toda la región y por lo tanto, solo una fracción l del cielo estará cubierta por nubes cumulus, lo cual es dado por

$$l = \frac{\overline{dq_1}}{\overline{dq_2}} \quad (7)$$

Nótese que si tomamos la duración del cumulus individual como nuestro Δt en la ecuación (6), entonces el coeficiente l representará realmente el porcentaje medio de la cubierta de nubes cumulus del cielo en el tiempo que estamos considerando.

De acuerdo con nuestra suposición (iv), la convección de cumulus va acompañada por fuerte turbulencia que ocasionará una completa mezcla del aire de la nube con el aire circundante. Suponiendo que en el tiempo $t + \Delta t$ la temperatura del aire circundante antes de mezclarse es T^* , entonces la temperatura media después de la mezcla es dada por

$$\begin{aligned} T_{t+\Delta t} &= T_t + (l-1)T^* \\ &= T^* + (T_t + T^*)l \\ &= T^* + \Delta T_{Q_e} \end{aligned} \quad (8)$$

donde ΔT_{Q_e} es aumento de temperatura resultante de la liberación de calor latente in situ. Ya que T^* es la temperatura del aire en $t + \Delta t$ cuando no hay calor latente liberado, es dada por

$$T^* = T_t - \Delta t \left\{ \frac{\partial(vrT)}{r\partial r} + \frac{\partial(wT)}{\partial z} - \frac{wT}{z} - \Delta_1(K_1\Delta T) - \frac{Q_e}{c_p} \right\} \quad (9)$$

Similarmente, encontramos que el valor de q en el tiempo $t + \Delta t$ después de la mezcla es dado por

$$q_{t+\Delta t} = q^* + l(q_s(T_t) - q^*) \quad (10)$$

donde q^* es el coeficiente de mezcla del aire circundante.

Ya que el cambio de temperatura $\Delta T(Q_e)$ en la ecuación (8) resulta de la liberación de calor latente de condensación, el índice de adición de calor latente Q_e al sistema de gran escala está dado por

On the other hand, the actual accession of moisture to the column of air during a time interval Δt by advection and evaporation from below and horizontal diffusion is

where $\frac{\overline{dq_1}}{\Delta t}$ is given by eq. (2).

Before complete saturation has taken place, we can always take Δt small enough so that $\overline{dq_1}$ is less than $\overline{dq_2}$; in this condition the supply of moisture $\overline{dq_1}$ is insufficient to produce cumulus clouds in the whole region, and therefore only a fraction l of the sky will be covered by cumulus cloud, which is given by

Note that if we take the duration of the individual cumulus as our Δt in eq. (6), then the ratio l will actually represent the average percentage cumulus-cloud coverage of the sky at the time under consideration.

According to our assumption (iv), the cumulus convection is accompanied by strong turbulence which is to bring about a complete mixing of the cloud air with the surrounding air. Assuming that at time $t + \Delta t$ the temperature of the environment air before mixing is T^* , then the mean temperature after mixing is given by

where ΔT_{Q_e} is temperature increase resulting from the release of latent heat in situ. Since T^* is the temperature of the air at $t + \Delta t$ when no latent heat is released, it is given by

Similarly, we find the value of q at time $t + \Delta t$ after mixing is given by

where q^* is the mixing ratio of the environmental air.

Since the temperature change $\Delta T(Q_e)$ in eq. (8) results from the release of latent heat of condensation, the rate of accession of latent heat Q_e to the large-scale system is given by

$$\begin{aligned}
 Q_e - c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) Q_e &= c_p (T_s - T) \frac{l}{\Delta r} \\
 &= c_p (T_s - T) \frac{\partial q_1}{\partial t} / \frac{\partial q_2}{\partial r}
 \end{aligned}
 \quad (11)$$

Así el cambio de distribución de temperatura del sistema a gran escala se puede obtener incluyendo Q_e como dado por (11) en la ecuación termodinámica.

Debe señalarse que T_s y $q_s(T_s)$ de la humedad adiabática representa por medio del nivel de condensación los valores límites de T y q que se pueden obtener por la liberación de calor latente, por lo tanto son indicadores de la intensidad máxima de las tormentas tropicales que se desarrollan por medio de este proceso.

MODELOS DINÁMICOS

Se han construido dos modelos dinámicos para estudiar la formación de tormentas tropicales basados ambos en el mismo proceso físico discutido arriba, pero con aproximaciones distintas. En el primer modelo, solo se supone equilibrio hidrostático. Los desarrollos del sistema son estudiados por integración de dos ecuaciones de movimiento y la ecuación termodinámica y la ecuación- q directamente.

En el segundo modelo, se supone un equilibrio permanente de viento-gradiente entre el gradiente de presión radial, la fuerza de Coriolis y la fuerza centrífuga. El desarrollo del sistema en este modelo se lleva a cabo por la ecuación termodinámica y la ecuación- q junto con un pronóstico del viento tangencial en la capa de frontera de la superficie, en tanto que la función de corriente ψ para el flujo meridional se obtiene de la siguiente ecuación diagnóstica:

$$A \nabla_r^2 \psi + C \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + B \left[2r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) - \frac{1-n}{rz} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right] + H = 0
 \quad (12)$$

$$A = -Rz^{n-1} \frac{\partial q}{\partial z}, \quad B = Rz^{n-1} \frac{\partial q}{\partial z}, \quad C = \left(f + \frac{2u}{r} \right) \left(f + \frac{\partial u}{r \partial r} \right)$$

$$\begin{aligned}
 H &= \frac{R}{C_p z} \frac{\partial a}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(f + \frac{2u}{r} \right) \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + K_r \nabla_r^2 u \right] \right] + \\
 &+ \frac{R}{z} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(B_z \frac{\partial^2 T}{\partial z \partial r} \right) + B_r \nabla_r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right]
 \end{aligned}
 \quad (12a)$$

Tanto en la ec. (12a) como en la termodinámica, el índice de calor no-adiabático Q se supone dado por Q_e de la ec. (11). Una aproximación de dos capas en este modelo debe integrarse primero, lo que convierte a (12) en una ecuación monodimensional en r .

Thus the change of temperature distribution of the large scale system can be obtained by including Q_e as given by (11) in the thermodynamic equation.

It may be pointed out that T_s and $q_s(T_s)$ of the moist adiabat through the condensation level represent the limiting values of T and q that can be attained by the release of latent heat, therefore they are indicators of the maximum intensity of the tropical storms developing through this process.

DYNAMIC MODELS

Two dynamical models have been constructed for the study of the formation of tropical storms, both are based on the same physical processes discussed above, but with different approximations. In the first model, only hydrostatic equilibrium is assumed. The developments of the system are studied by integrating the two equations of motion and the thermodynamic equation and the q -equation directly.

In the second model, permanent gradient-wind balance between the radial pressure gradient, the Coriolis force and the centrifugal force is assumed. The development of the system in this model is carried by the thermodynamic equation and the q -equation, together with a prediction of the tangential wind in the surface boundary layer, whereas the stream function ψ for the meridional flow is obtained from the following diagnostic equation:

Both in eq. (12a) and in the thermodynamic equation the non-adiabatic heating rate Q is assumed to be given by Q_e of eq. (11). A two layer approximation of this model is being integrated first, which simplifies (12) into a one-dimensional equation in r .

ANÁLISIS DE ESTABILIDAD DE LOS MODELOS DINÁMICOS

Se ha llevado a cabo un análisis lineal de la estabilidad del sistema simétrico-circular y se encontró que el índice de crecimiento ν es dado por

$$\nu = \left\{ -C \pm \frac{A}{2a^2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2aB}{A} \right)^2} \mp 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{K\rho^2}{a^2}$$

donde A, B, C son dados por (11a), K es la viscosidad de vortice horizontal y a es la longitud horizontal de semi-onda.

STABILITY ANALYSIS OF THE DYNAMIC MODELS

A linear analysis of the stability of the circular-symmetric system has been carried out and it is found that the growth rate ν is given by

where A, B, C are given by (11a), K is the horizontal eddy viscosity and a is the horizontal half-wave length.

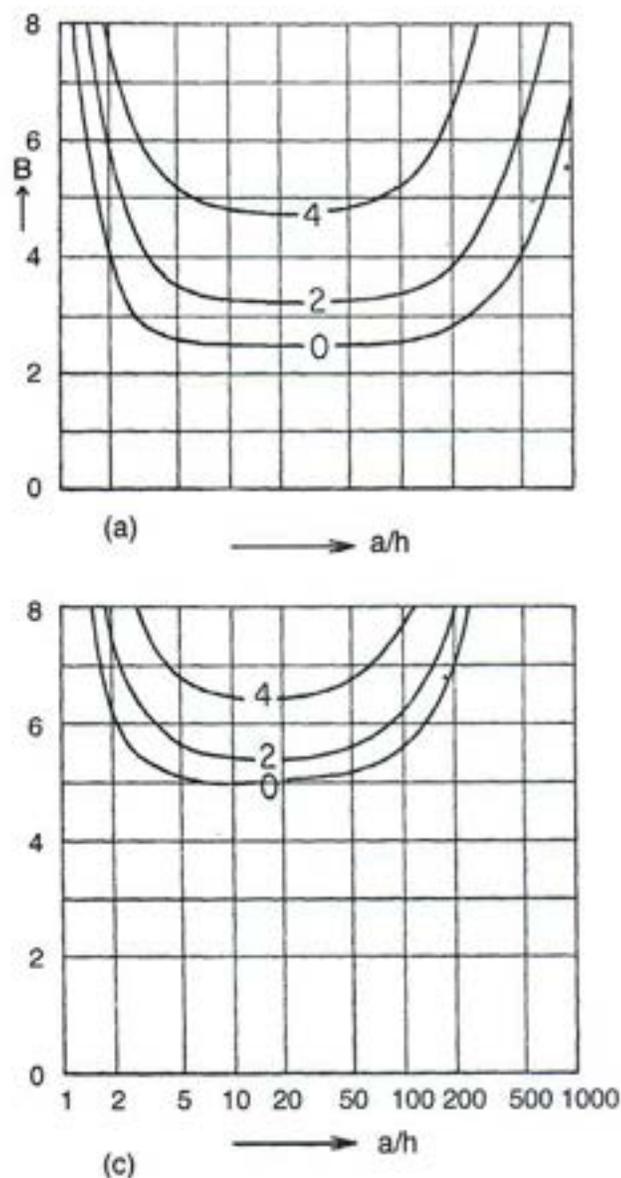


Fig. 2.-Valores del coeficiente de crecimiento en 10^{-5} seg^{-1} .

- | | | |
|---|--------------------------------|--|
| a | $A = 10^{-4} \text{ seg}^{-2}$ | $C = 6.25 \times 10^{10} \text{ seg}^{-2}$ |
| b | $A = 10^{-5} \text{ seg}^{-2}$ | $C = 6.25 \times 10^{10} \text{ seg}^{-2}$ |
| c | $A = 10^{-4} \text{ seg}^{-2}$ | $C = 2.5 \times 10^9 \text{ seg}^{-2}$ |
| d | $A = 10^{-5} \text{ seg}^{-2}$ | $C = 2.5 \times 10^9 \text{ seg}^{-2}$ |

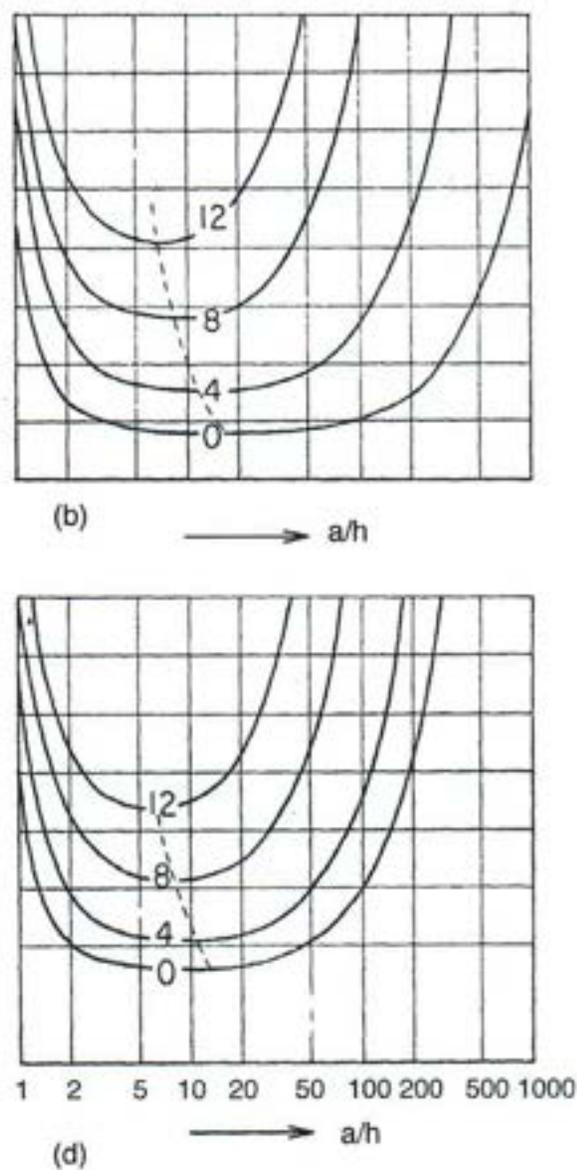


Fig. 2.-Values of the growth rate in 10^{-5} sec^{-1} .

- | | | |
|---|--------------------------------|--|
| a | $A = 10^{-4} \text{ sec}^{-2}$ | $C = 6.25 \times 10^{10} \text{ sec}^{-2}$ |
| b | $A = 10^{-5} \text{ sec}^{-2}$ | $C = 6.25 \times 10^{10} \text{ sec}^{-2}$ |
| c | $A = 10^{-4} \text{ sec}^{-2}$ | $C = 2.5 \times 10^9 \text{ sec}^{-2}$ |
| d | $A = 10^{-5} \text{ sec}^{-2}$ | $C = 2.5 \times 10^9 \text{ sec}^{-2}$ |

Esta ecuación muestra que la inestabilidad se puede producir cuando ya sea que A o C o ambas son negativas o cuando B está sobre un cierto valor crítico, correspondiente a inestabilidades dinámicas, estáticas y baroclínicas respectivamente. De particular interés es la inestabilidad asociada con el gradiente de temperatura radial, representado por B . El índice de crecimiento que corresponde a varios valores B está representado en la Fig. 2. Se ve que el coeficiente de crecimiento máximo está asociado con perturbaciones cuya longitud de semi-onda es casi 10-30 veces la profundidad d , que es como el radio de la región ascendente de las tormentas tropicales.

Otro resultado significativo de este análisis de estabilidad es que la liberación de calor latente representado por (11) induce inestabilidad en modo similar al efecto de B , por lo tanto la convergencia a bajo nivel tiene una tendencia auto-excitante si se puede liberar suficiente calor latente. Así, el gradiente de temperatura radial puede ser generado una vez que el proceso de liberación de calor latente haya sido puesto en acción.

BIBLIOGRAFÍA

- KUO, H. L. 1961. Convection in Conditionally Unstable Atmosphere. *Tellus*, 13:441-459.
 MALKUS, J. S. AND H. RIEHL. 1960. On the Dynamics and Energy Transformations in Steady-State Hurricanes. *Tellus*, 12:1-20.

This equation shows that instability may arise when either A or C or both are negative, or when B is above a certain critical value, corresponding to dynamic, static and baroclinic instabilities, respectively. Of particular interest is the instability associated with the radial temperature gradient represented by B . The growth rate corresponding to various B -values are represented in Fig. 2. It is seen that the maximum growth rate is associated with perturbations whose half-wave length is about 10-30 times the depth d , which is about the radius of the ascending region of the tropical storms.

Another significant result of this stability analysis is that the release of latent heat represented by (11) induces instability in a way similar to the effect of B , therefore the low level convergence has a self-exciting tendency if enough latent heat can be released. Thus the large radial temperature gradient can be generated once the latent heat releasing process has been set in action.

BIBLIOGRAPHY

Las invasiones de aire frío en los trópicos a sotavento de las montañas rocallosas

Dieter Klaus¹

¹Instituto de Geografía, Universidad de Bonn.

México, D. F., 1 de abril de 1973

RESUMEN

El transporte meridional máximo de energía tiene lugar entre los 35° y los 55° de latitud en el Hemisferio Norte por medio de mecanismos complejos de intercambio. Uno de estos mecanismos lo constituyen las invasiones de aire frío (Nortes) en la región tropical de Norteamérica (México y Centroamérica) y que tienen su origen a sotavento de las Montañas Rocallosas. Se hace una descripción de los diversos tipos de frentes fríos que cruzan por nuestro país y se examina su frecuencia; además se ofrece una interpretación del intercambio de calor resultante.

ABSTRACT

Most of the meridional energy transport in the Northern Hemisphere, is carried out by the wind systems of large storms traveling between 35° and 55°. Barriers such as the Rocky Mountains channel cold air outbreaks (Nortes) that sweep over tropical North-America (Mexico and Central-America) producing there maximum meridional heat flow. A description and frequency of several types of cold outbreaks crossing over Mexico is made; the resulting heat exchange is also examined.

El valor medio global de la radiación neta del sistema Tierra-Atmósfera ($E_s + e_s$) es nulo. El desvío positivo anual de este valor medio es de 260×10^{12} Kwh/d en la faja latitudinal comprendida entre 40°N y 40°S, mientras que la desviación negativa en las zonas que se encuentran fuera de la región ecuatorial asciende a 130 Kwh/d (Sellers, 1965). Puesto que la superficie entre 40°N y 40°S asciende a 300×10^6 Km² y el resto es solo 200×10^6 Km², el flujo de energía que llega al suelo en los trópicos (40°N - 40°S) es considerablemente mayor que el flujo de energía radiante despedido por la superficie en las áreas polares y templadas, lo cual produciría, por una parte, un calentamiento de las regiones tropicales y por otra, un enfriamiento de las áreas polares. Pero tal fenómeno no se observa, por lo que debe existir un transporte de energía (además del realizado por las corrientes oceánicas) mediante la circulación atmosférica meridional, en determinadas circulaciones casi estacionarias superficiales así como en la altura (ver Bjerknes y Solberg, 1922).

El transporte máximo de energía meridional tiene lugar entre los 35° y 55° de latitud en el Hemisferio Norte por medio de mecanismos sumamente complejos de intercambio. En el presente trabajo se hace un intento de describir las invasiones de aire frío (Nortes) en los trópicos que ocurren a sotavento de las Montañas Rocallosas; además se hace una interpretación del intercambio de calor resultante.

Bolin (1950) ha demostrado que cuando una corriente horizontal limitada choca normalmente contra una barrera orográfica, existe una velocidad crítica según la cual la co-

rriente se desvía al desbordarse sobre la barrera. Si la velocidad de la corriente es menor que la crítica, la corriente se desvía anticiclónicamente ante el obstáculo de modo que progresa corriente arriba. La velocidad crítica se calcula según la fórmula:

$$C_{cr} = \frac{f_0}{D_0} \int_{x_1}^{x_1 + \Delta x} h dx$$

donde: f_0 : 10^{-4} seg⁻¹; parámetro de Coriolis
 D_0 : 10 km; altura de la atmósfera
 x : 1000 km; extensión horizontal de la Cordillera
 h : 2000 m; altura de la misma

Cuando se aplican los valores correspondientes a las Montañas Rocallosas a 40° lat. N en la fórmula se obtiene una velocidad $C_{cr} = 20$ m seg⁻¹ (Bolin, 1950). Si los vientos polares del oeste tienen una velocidad menor de 20 m/s, se desvían anticiclónicamente frente a las Montañas Rocallosas según una corriente del este. En estas condiciones se observa en la región de Baja California la formación de las llamadas 'bajas frías' (cut-off lows). En la Fig. 1 los vientos polares del oeste a 500 mb tienen sobre Los Angeles una velocidad de sólo 10 nudos (5 m/s). La corriente se desvía por el efecto mencionado encontrándose con la corriente de chorro sub-tropical, hacia el sur de Baja California, lo que resulta, en una separación en forma de gota de aire frío, de una porción de la corriente.

El 12/1/1969 (Fig. 2) llega a las Rocallosas la corriente de los vientos polares con una velocidad de 60 nudos (30 m/s).

El resultado es sólo un ligero desvío anticiclónico de la corriente a 500 mb que produce una vaguada viento abajo de las Rocallosas a 80°-90° de longitud W.

Charney y Eliassen (1949), así como Scherhag (1948) han demostrado que esta vaguada del este de las Rocallosas tiene un carácter casi estacionario. Mosiño (1963) en su clasificación de tipos de tiempo en la altura sobre México, encontró que estas vaguadas de sotavento de las Rocallosas tienen una frecuencia en invierno de 30-40% (tipo G: 10%, tipo H: 10-15%, tipo I: 10-15%), mientras que el tipo de tiempo de altura correspondiente a una 'gota de aire frío' (cut-off low) sobre la Baja California (tipo A de Mosiño) tiene una frecuencia de 20%.

La separación anticiclónica de la corriente en la altura sobre las Rocallosas y la formación de una vaguada a barlovento de este sistema montañoso se pueden explicar con claridad.

Si se considera que la tropopausa representa un límite superior de la tropósfera, más o menos impenetrable, una columna de aire que se extendiera desde la superficie del suelo hasta la tropopausa, al encontrarse con un obstáculo y fluir sobre éste, reduciría su altura correspondientemente. Esta reducción de la altura de la columna tendría que ser compensada por una extensión horizontal mayor de la columna al momento de cruzar el obstáculo. El efecto de la aceleración de Coriolis sobre la masa de aire que fluye hace que esta adopte una dirección anticiclónica.

En el lado de sotavento de las Rocallosas las columnas de aire vuelven a extenderse verticalmente lo que resulta en una convergencia horizontal del aire en la porción inferior de la columna. De este modo se origina una baja presión y una curvatura ciclónica de las líneas de flujo a sotavento de las Rocallosas. Estas consideraciones conducen al siguiente resultado: los vientos fuertes polares del oeste que llegan a las Montañas Rocallosas o a la Altiplanicie Mexicana inducen, viento abajo y en los niveles inferiores, una zona de baja presión; mientras que sobre las mismas montañas se origina un área de alta presión. El tipo 5 (vaguada de sotavento de la montaña) señalado por Mosiño (1963) es característico del fenómeno descrito arriba y tiene, según este autor, una frecuencia de 40 a 60% durante los meses de invierno. En los meses de verano, cuando estos vientos fuertes del oeste se desplazan hacia el norte y casi desaparecen de la altiplanicie Mexicana, la frecuencia del tipo 5 se reduce a un 10%.

Petterssen (1956) ha demostrado que a sotavento de las montañas, en la cercanía de la vaguada, tienen lugar procesos ciclogénéticos. De este modo se intensifica la vaguada de sotavento en las áreas donde los vientos y la altura del obstáculo montañoso son máximos.

De este modo se originan durante el verano, en Alberta (Canadá), y en el invierno, en Colorado, la máxima ocurrencia

de ciclones a sotavento de las Rocallosas (Figs. 3 y 4). En la región intermedia entre Colorado y Alberta sólo se observan estos ciclones ocasionalmente. Lo anterior es válido en relación con la posición media de verano e invierno de la corriente de chorro, es decir, la zona de velocidades máximas de vientos del oeste en los niveles altos, que en invierno se localizan entre los 35°-40° de latitud N y en el verano se desplazan a 50-55° N (Chang, 1972). La corriente de chorro se mueve en forma repentina, de su posición de verano a la que ocupa en el invierno. Con la corriente de chorro se desplazan las áreas ciclogénéticas que se observan a sotavento de las montañas (Petterssen, 1956). Los ciclones de la región de Alberta (Fig. 4) se desplazan rara vez hasta la Altiplanicie Mexicana. Pero los ciclones de Colorado se mueven hacia el sur invadiendo los trópicos y afectando el territorio mexicano.

En las Figs. 5a-h se muestra una invasión de aire polar típica originada en un ciclón del área de Colorado. Puede apreciarse en la Fig. 5a con claridad la vaguada de sotavento originada por la corriente superior de vientos del oeste al nivel de 500 mb. El aire frío se mueve con la celda de alta presión, desplazándose meridionalmente según el eje alargado de la baja de sotavento de la Sierra Madre Oriental. En la vecindad de esta área ciclónica elongada empuja la masa de aire frío con fuerza (Figs. 5c, d) hacia la Altiplanicie y sobre el Golfo de México. En la Fig. 5c se puede apreciar que en Veracruz el 10/1/69 a las 00:00 GMT sopla ya el viento de la dirección norte. Este viraje de la dirección del viento, que tan frecuentemente se observa en la planicie costera mexicana, antes de la llegada del frente frío propiamente dicho, se explica por la propagación de los vientos hacia abajo. El aire frío se desplaza en sentido horizontal hasta unos 2-300 km (Portig, 1963), por delante del aire caliente, al mismo tiempo que se intensifica la baja de sotavento de la Sierra Madre Oriental. Así, el aire caliente desplazado por el aire frío ocasiona que los vientos soplen del norte antes que llegue la masa de aire frío (Fig. 5c). Con el borde delantero del aire frío se desplaza hacia el sur también la zona de vientos máximos. Al nivel de 500 mb se genera una vaguada en la altura ocasionada por el espesor considerable del aire frío (Fig. 5g). En esta forma la corriente deja de fluir verticalmente sobre el obstáculo que representa la Sierra Madre. La vaguada superficial de sotavento que produce la Sierra desaparece en estas condiciones con lo cual se hace más lento el movimiento del frente a sotavento de la Sierra (Figs. 5d, e, f, g).

En la Fig. 6 (del 24/3/69: 00:00 GMT) aparece un frente frío ubicado entre Brownsville y Veracruz. En los niveles de 500 y 200 mb el ciclón se encuentra bajo el área delantera de la vaguada en la altura. En la Fig. 6 se puede apreciar la inclinación del eje de la vaguada en dirección oeste. Para caracterizar la corriente al nivel de 500 mb se han trazado las isohipsas de 5520 y 5560 m geopotenciales. Mientras que la velocidad de la corriente en la altura es de 70 nudos, la vaguada se desplaza a solo 30 nudos en dirección este. Puesto que la velocidad de propagación de la onda es menor que la

velocidad de la corriente, las partículas de aire se mueven en trayectorias de curvatura ciclónica. Considerando el punto A detrás de la vaguada en la altura (Fig. 6) las trayectorias de las partículas de aire se curvan anticiclónicamente (punto B) corriente abajo. Si se considera solamente la porción de la vorticidad absoluta debida a la curvatura, la vorticidad relativa aumenta en el área de curvatura ciclónica (entre A y B) mientras que decrece en la región de curvatura anticiclónica. En efecto, si se aplica la ecuación de la vorticidad absoluta (Rossby, 1940) se tiene:

$$\frac{f + \zeta}{\Delta p} = \text{const.}$$

donde: f : parámetro de Coriolis

ζ : vorticidad relativa

Δp : extensión vertical de la columna de aire

En las líneas de flujo detrás del eje (Fig. 6) f disminuye, mientras que ζ aumenta debido a la curvatura ciclónica cerca del eje de la vaguada. En general, el decrecimiento de f es menor que el aumento de ζ (Palmen y Newton, 1969). Para que se mantenga constante la vorticidad absoluta Δp debe aumentar, lo que significa que detrás del eje de la vaguada en la altura existe un área de convergencia al nivel de 500 y 200 mb. Delante del eje de la vaguada la curvatura del flujo es anticiclónica por lo que ζ disminuye mientras que f aumenta (para el caso de $V > C$). El resultado es una disminución de Δp , es decir, un área de divergencia en la altura.

La zona de convergencia en la altura detrás del eje de la vaguada significa una expansión vertical en los niveles superiores de la tropósfera (500 y 200 mb) que resulta en movimientos verticales descendentes debajo de los 500 mb; por otra parte, la divergencia en la altura por delante de la vaguada produce movimientos ascendentes (Fig. 6).

Si se aplica la ecuación de la vorticidad absoluta en las líneas de flujo superficiales (Fig. 6) se podrá apreciar que en la región anticiclónica cubierta por aire frío, en la porción occidental de México, decrecen tanto f como ζ , disminuyendo así Δp . Esta divergencia superficial conduce a un encogimiento vertical de la masa de aire frío, en la porción oeste del frente, y corresponde con la convergencia trasera de la vaguada en la altura. El frente frío tiende así a disolverse prematuramente debido al calentamiento adiabático de la masa de aire subsidente en esta región de México, así como en la parte oriental del frente (Figs. 5e y f). Particularmente sobre el Golfo de México, y a pesar del empuje del aire frío hacia el sur y el consiguiente decrecimiento de f , no se produce un encogimiento vertical puesto que las partículas de aire con trayectoria ciclónica (Fig. 6) se desplazan hacia el sur. El decrecimiento de f sobrecompensa o excede al aumento de ζ . Por lo que el espesor de Δp aumenta, manteniéndose constante la vorticidad absoluta.

Según este modelo, en la porción suroeste de la masa

de aire frío se acusa divergencia en los niveles bajos, mientras que al nivel de 200 mb y a veces 500 mb, aparece una corriente convergente. El aire frío en el cuadrante SW de la corriente y, en particular, en el área del frente caliente, se puede distinguir por la convergencia en los niveles inferiores y una divergencia en la altura.

Es comprensible que este modelo se presente con un sinnúmero de modificaciones. Así, ocurre rara vez, por ejemplo, la presencia de una convergencia en la altura en la parte trasera de la vaguada durante las primeras etapas del ciclón. Basta un desarrollo débil de la amplitud de la onda en la altura para que prevalezca (sobre el factor de curvatura ciclónica), en la parte trasera de la vaguada una fuerte divergencia de velocidad; el resultado es una divergencia fuerte en la altura. En estos casos pueden las masas de aire frío llegar hasta la porción SW de México sin haberse encogido verticalmente y, en consecuencia, sin haber sufrido calentamiento adiabático. En tales casos se observa un descenso de temperatura de 10°C o más.

Las vaguadas en la altura al nivel de 500 y 200 mb, caracterizadas por una extraordinaria amplitud y por un lento desplazamiento, se apartan también del modelo. En estos casos el lado trasero de la vaguada se caracteriza por una muy intensa convergencia en la altura debido a la fuerte curvatura ciclónica de las líneas de corriente. Las masas de aire frío en las capas inferiores se encuentran directamente debajo del lado trasero de estas ondas estacionarias animadas de fuertes movimientos descendentes. Estos movimientos descendentes dan lugar al calentamiento adiabático del aire frío, reduciéndose los contrastes térmicos en la vecindad del frente frío. Palmén (1951) ha estimado para el caso $\zeta = 0$ una contracción vertical de 60% entre los 60° y 20° de latitud N. Esto significa que una partícula de aire que se encuentre a 60°N al nivel de 300 mb al desplazarse hacia el sur hasta una latitud de 20° descende hasta los 730 mb, es decir, baja 6500 m. Esto corresponde a una elevación adiabática de temperatura de 65° aproximadamente. Si la temperatura de la partícula a 300 mb en la latitud 60°N es de unos -55°C, al descender ésta a 730 mb y a una latitud de 20°N su temperatura subiría hasta los 10°C. Temperaturas de este orden de magnitud se observan a esta altura sobre México durante el invierno. La advección de masas de aire frío no resulta así, en muchos casos, en un descenso de temperatura. Sólo en los niveles bajos, donde no es posible el encogimiento vertical de las columnas de aire, permanece un colchón de aire frío como resultado de las bajas temperaturas iniciales de las masas de aire frío. Los frentes fríos de este tipo corresponden a los llamados *catafrentes*. Estos frentes se distinguen porque la velocidad del viento es aparentemente mayor que la velocidad de desplazamiento del frente frío. Además, las masas de aire frío muestran sólo una ligera pendiente cerca del catafrente por lo que el viento no varía de dirección con la altura sino ligeramente.

Todas estas características se cumplen siempre en la región de México para aquellos frentes que se vuelven casi

estacionarios. En estos casos se encuentra México, puesto que el eje de la vaguada en la altura, así como el frente frío en general a los 80° a 90° de longitud oeste (Tablas 1 a 4), debajo de la parte trasera de la vaguada en la altura.

Al comparar la Fig. 5b con la 5e, f y g se puede apreciar que el frente frío de superficie se desplaza sólo muy lentamente en los intervalos de 6 horas después del 10/1/69 a las 12:00 GMT. La velocidad del viento sobrepasa a la de propagación del frente y particularmente el 11/1/69 a las 00.00 GMT se encuentra México debajo del lado trasero de la vaguada en la altura (Fig. 5g).

En las Figs. 7a y b aparecen los cambios de temperatura correspondientes observados en la vertical sobre Veracruz y México al paso del frente. Se aprecia que el enfriamiento del aire en Veracruz el 11/1/69 sólo ocurre hasta el nivel de 700 mb y, como consecuencia de esta falta de profundidad, el aire frío en la Altiplanicie Mexicana sólo produce un ligero descenso de la temperatura (Fig. 7b). En la parte central de la Altiplanicie Mexicana no se producen precipitaciones asociadas al paso de este frente.

En contraste con esta invasión de aire polar, en la Fig. 8a se muestra otro caso: el de los días 16-18/3/69 en que la porción central de la Altiplanicie se encuentra bajo la parte de-

lantera de una vaguada incipiente en la altura. La vaguada está inclinada en dirección NE-SW lo que conduce a una advección de humedad en los niveles superiores. Por consiguiente la temperatura desciende marcadamente a todos los niveles, desde la superficie hasta los 5-40 mb; al mismo tiempo que aumenta considerablemente la humedad entre los 800 y 400 mb. La disminución de temperatura tiene lugar también en forma ligera el 19/3/69 en la Altiplanicie. En particular puede apreciarse claramente un aumento de la humedad arriba del nivel de 550 mb que termina sin embargo abruptamente al llegar a la altura de la inversión de los alisios. Aun así, basta esta humedad, en conjunción con los movimientos ascendentes delante de la vaguada y el 18 y 19/3/69 se producen lluvias considerables en los valles elevados de la Altiplanicie Mexicana.

Ilustrativa es la distribución del viento y de la precipitación para el 18/3/69 en la región del valle Puebla-Tlaxcala (Fig. 8d). Es de advertir que el viento superficial no sopla de la dirección norte, sino del sur. En el valle de Puebla-Tlaxcala soplan normalmente del sur vientos del valle durante el día. Los fuertes nublados del 18/3/69 (Fig. 8d) impiden, desde luego, la formación de esta circulación local debido a la falta de insolación. Más bien este viento del sur tiene un origen sinóptico como resultado de una área de baja presión (Fig. 8a), que en parte también permanecía el 18/3/69 en el occidente de la Altiplanicie.

Región 8a

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	7	6	10	8	1	—	1	—	—	2	3	8
1900	6	5	7	8	8	—	1	—	—	5	5	9
1901	4	7	4	8	4	2	—	1	2	3	1	8
1902	12	16	13	6	4	3	—	—	7	6	8	9
1903	8	9	17	5	10	13	—	4	—	7	6	5
1904	4	3	3	12	10	1	2	4	4	2	4	6
1905	6	8	11	7	5	—	4	—	2	3	4	7
1906	3	6	7	4	4	1	10	2	1	3	8	7
1907	5	3	7	9	5	2	1	—	5	2	10	7
1908	5	7	6	8	1	4	2	1	1	3	2	7
1909	5	6	16	7	11	2	1	1	2	4	13	11
1910	9	7	7	9	8	4	—	10	2	4	6	4
1911	6	6	14	12	3	1	2	2	1	6	8	17
1912	8	5	12	9	6	1	—	—	6	8	4	6
1913	6	13	11	3	12	4	1	4	3	6	4	11
1914	6	8	6	7	8	1	1	4	4	7	14	10
1915	5	8	7	5	6	1	4	8	5	9	6	6
1916	7	4	4	11	6	4	1	—	9	1	5	13
1917	11	9	14	8	8	7	3	—	2	3	4	7
1918	8	7	9	13	2	—	—	—	7	3	5	6
1919	7	7	9	6	16	7	4	2	1	3	9	9
1920	6	7	8	9	5	8	—	1	2	2	11	3
1921	5	6	6	7	2	—	—	—	1	5	3	10
1922	11	13	10	11	6	—	1	1	5	3	11	5

(continúa)

(continuación)

1923	7	—	8	9	6	4	4	4	8	9	4	7
1924	10	5	10	9	4	3	12	1	10	3	5	9
1925	11	8	11	3	5	—	—	1	2	7	9	4
1926	4	4	9	4	7	2	2	—	2	4	8	11
1927	5	8	9	3	5	4	3	2	3	5	3	3
1928	8	11	7	6	2	5	—	2	8	3	5	8
1929	5	8	3	6	6	3	1	1	1	4	9	7
1930	4	9	7	4	6	1	—	—	11	1	2	9
1931	2	9	7	4	2	—	—	2	—	—	1	8
1932	3	5	4	7	9	—	—	4	4	4	5	12
1933	6	9	4	10	5	—	2	—	—	1	2	7
1934	15	9	5	5	1	—	—	6	2	7	6	5
1935	4	8	6	10	6	1	—	—	4	3	6	7
1936	7	7	11	3	—	—	—	—	1	3	3	10
1937	16	10	13	2	5	—	2	—	5	1	6	5
1938	10	6	5	3	7	1	3	1	3	2	6	6
1939	7	13	5	7	1	—	—	—	—	—	—	—
1940	—	—	—	11	6	7	6	2	6	12	12	7
1941	9	4	15	8	3	4	1	1	3	2	7	8
1942	8	5	3	2	6	3	—	2	2	4	7	10
1943	6	6	8	7	7	1	—	2	6	4	7	7
1944	7	10	10	9	4	—	4	2	8	8	11	4
1945	8	7	—	—	—	—	1	1	2	7	10	17
1946	17	12	10	6	4	2	2	2	3	2	14	9
1947	11	8	4	10	7	1	3	—	5	3	17	9
1948	10	3	15	3	6	—	—	1	4	7	11	8
1949	8	5	6	4	1	—	—	2	1	10	5	9
1950	5	6	3	3	4	4	—	—	3	3	1	8
1951	10	7	4	4	3	1	—	—	3	3	5	2
1952	7	8	14	7	8	—	—	2	6	4	6	13
1953	5	6	2	2	7	—	1	8	6	3	6	16
1954	8	6	6	4	4	1	—	—	3	6	7	7
1955	11	8	1	9	2	4	—	—	—	10	8	7
1956	8	8	11	4	3	1	—	—	1	3	9	8
1957	4	9	9	5	6	1	1	3	12	10	15	11
1958	14	23	19	12	9	2	—	4	6	12	9	16
1959	3	9	7	3	9	2	—	1	—	5	3	3
1960	5	4	6	1	7	—	—	—	5	2	7	—

Región 8 b

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	2	3	3	3	4	5	2	—	4	2	2	3
1900	2	2	4	6	3	1	1	1	2	2	4	5
1901	7	4	3	2	4	6	—	3	4	1	2	—
1902	3	—	—	—	—	—	2	8	8	8	—	4
1903	—	1	3	1	2	5	2	1	2	3	1	2
1904	1	1	—	—	—	5	—	—	2	1	1	1
1905	3	2	3	2	5	2	1	6	1	1	—	4
1906	—	—	3	2	5	—	2	2	1	6	2	5
1907	3	1	—	1	3	3	2	—	5	2	7	2
1908	2	2	1	3	3	2	2	2	3	2	3	2
1909	4	1	—	1	8	3	3	2	2	—	—	2

(continúa)

(continuación)

1910	3	—	—	—	3	3	2	2	—	2	—	3
1911	1	—	3	2	1	6	1	—	3	7	—	1
1912	2	1	2	3	3	2	1	1	1	4	2	—
1913	2	—	1	1	1	1	3	5	—	2	1	1
1914	1	1	3	2	2	2	5	1	2	5	2	1
1915	1	—	2	2	—	1	1	3	1	2	3	1
1916	—	4	—	2	5	3	3	1	2	—	3	3
1917	1	3	3	1	1	3	1	7	3	3	3	1
1918	2	3	5	1	1	6	2	1	—	1	3	4
1919	2	3	3	4	5	2	2	2	1	2	3	4
1920	5	1	2	3	7	1	1	4	—	2	5	4
1921	1	1	1	4	2	4	1	1	—	5	5	1
1922	3	—	—	3	—	—	1	2	1	3	2	1
1923	1	1	2	4	2	1	3	2	1	—	1	—
1924	4	1	2	1	7	2	5	1	5	4	2	1
1925	2	2	3	2	2	—	2	3	1	6	1	1
1926	6	2	1	2	4	6	2	5	1	1	2	3
1927	3	2	6	2	3	2	3	7	2	2	—	—
1928	2	2	—	2	—	3	1	4	3	4	3	3
1929	4	3	5	3	2	3	4	3	—	1	2	—
1930	1	2	1	1	2	3	—	—	8	4	1	6
1931	2	3	3	1	1	1	—	2	—	1	1	—
1932	4	4	4	4	3	2	—	—	1	3	6	2
1933	—	3	1	5	3	—	3	2	—	2	4	2
1934	3	2	5	3	3	1	1	—	—	2	4	3
1935	3	1	2	6	—	3	1	2	2	6	3	3
1936	2	4	4	4	2	2	—	1	3	3	3	3
1937	2	2	3	1	2	4	4	1	3	5	1	1
1938	—	1	3	1	2	3	6	1	6	3	1	1
1939	1	3	2	4	3	—	—	—	—	—	—	—
1940	—	—	—	—	5	3	1	2	1	1	3	5
1941	5	2	3	9	3	2	—	3	4	5	1	8
1942	1	3	3	1	3	1	1	1	—	4	1	3
1943	3	3	2	4	4	—	3	2	4	1	—	2
1944	2	3	2	2	1	1	3	5	2	3	2	3
1945	3	4	—	—	—	—	1	1	—	5	1	1
1946	1	1	3	7	2	—	2	4	4	1	2	2
1947	2	2	2	5	4	4	3	1	4	5	6	—
1948	3	6	—	4	3	—	1	—	—	2	2	—
1949	3	1	2	2	3	2	1	—	6	3	3	4
1950	2	1	2	3	1	1	2	5	3	3	6	3
1951	1	1	4	3	2	2	—	1	1	2	1	2
1952	3	2	3	1	3	2	1	2	1	3	2	3
1953	2	6	2	7	2	2	1	3	6	2	1	1
1954	2	1	2	1	3	3	—	1	4	—	1	5
1955	3	3	3	7	2	4	—	—	6	2	1	—
1956	3	—	2	3	2	—	—	—	—	2	5	—
1957	1	2	3	3	1	1	—	3	1	3	1	—
1958	1	—	—	1	2	2	—	7	7	8	12	7
1959	2	2	2	3	1	1	—	2	1	1	1	—
1960	2	1	2	2	2	2	—	1	3	2	2	2

Tabla 1: Frecuencia mensual de los frentes fríos de superficie en las regiones 8a y 8b indicadas en la Fig. 9 para el periodo 1899-1960.

Región 9a

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	8	3	—	—	—	—	—	—	—	1	—	3
1900	1	1	1	—	—	—	—	—	—	—	2	4
1901	3	—	1	3	—	—	—	—	—	1	—	—
1902	1	8	6	3	—	—	—	—	—	—	1	6
1903	1	1	5	5	1	1	—	—	—	—	2	1
1904	5	5	3	5	11	1	—	—	—	2	6	5
1905	1	1	1	1	—	—	—	—	—	1	—	1
1906	2	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1
1907	—	—	—	2	1	—	—	—	—	—	—	—
1908	—	2	1	1	—	—	—	—	—	3	3	1
1909	1	2	4	4	—	—	—	—	—	—	—	1
1910	—	—	1	1	—	—	—	—	—	2	—	—
1911	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2	7	5
1912	—	4	2	1	—	—	—	—	1	1	1	1
1913	3	5	1	2	—	—	—	—	1	1	—	—
1914	4	—	1	4	—	—	—	—	2	2	1	10
1915	1	3	—	—	—	—	—	—	—	—	1	10
1916	1	1	1	—	—	—	—	1	—	—	3	—
1917	1	—	4	2	5	—	—	—	—	1	1	—
1918	1	1	—	—	—	—	—	—	—	—	2	1
1919	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1
1920	1	1	—	—	—	—	—	—	—	—	1	2
1921	—	7	2	7	1	—	—	—	—	2	—	2
1922	6	4	2	4	—	—	—	—	2	3	2	3
1923	3	3	7	2	5	—	—	—	2	1	3	4
1924	6	2	3	2	—	—	—	—	1	—	—	1
1925	2	—	1	1	—	—	—	—	—	1	—	1
1926	2	2	1	6	1	—	—	—	—	—	1	1
1927	1	1	—	1	—	—	—	—	—	—	1	4
1928	1	3	2	1	—	—	—	—	—	—	—	2
1929	—	1	1	—	—	—	—	—	—	1	2	2
1930	4	1	1	—	—	—	—	—	—	2	—	4
1931	1	1	2	3	—	—	—	—	—	—	—	1
1932	1	2	1	—	—	—	—	—	—	2	3	2
1933	2	—	2	1	—	—	—	—	—	—	—	—
1934	—	1	2	—	—	—	—	—	1	—	—	—
1935	1	1	1	—	—	—	—	—	1	—	1	—
1936	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—	—	1
1937	2	4	4	3	5	—	—	—	—	—	2	1
1938	3	2	—	2	1	—	—	—	—	—	2	1
1939	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1940	—	—	—	—	—	—	—	—	1	1	2	3
1941	1	3	—	1	—	—	—	—	—	—	5	2
1942	3	5	6	1	1	—	—	—	1	—	5	5
1943	2	4	3	—	—	—	—	—	—	1	3	2
1944	5	1	3	—	—	—	—	—	—	4	1	2
1945	1	—	—	—	—	—	—	—	1	4	1	3
1946	2	4	6	3	—	—	—	—	—	—	1	1
1947	1	3	3	—	—	—	—	—	—	—	1	9
1948	—	1	3	—	—	—	—	—	—	5	6	2
1949	2	—	—	1	—	—	—	—	—	2	2	—
1950	—	1	—	1	—	—	—	—	—	—	1	—
1951	—	2	1	—	—	—	—	—	—	—	4	3

(continúa)

(continuación)

1952	1	3	3	4	-	-	-	-	-	3	2	4
1953	2	1	-	-	-	-	-	-	1	1	3	1
1954	3	3	1	-	1	-	-	-	-	1	3	2
1955	4	5	3	1	-	-	-	-	-	1	1	2
1956	1	5	1	-	-	-	-	-	-	1	1	-
1957	-	3	6	-	-	-	-	-	1	4	2	2
1958	3	3	5	3	-	-	-	-	-	-	-	3
1959	4	-	5	2	-	-	-	-	1	2	2	5
1960	3	6	5	2	1	-	-	-	-	1	1	-

Región 9b

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	1	6	1	4	-	-	-	-	-	4	6	4
1900	2	2	2	-	1	-	-	-	-	-	5	6
1901	3	2	1	4	2	-	-	-	-	2	1	3
1902	1	3	1	3	-	-	-	-	-	2	5	3
1903	5	1	2	6	2	2	-	-	5	6	7	6
1904	5	1	5	7	9	-	-	-	1	3	5	6
1905	7	3	5	1	1	-	-	-	-	2	1	8
1906	4	8	3	-	-	-	-	-	-	1	1	1
1907	-	3	1	1	-	-	-	-	1	2	-	-
1908	4	4	1	-	2	-	-	-	-	-	3	2
1909	2	5	8	5	-	-	-	-	-	2	1	2
1910	7	1	4	7	1	-	-	-	-	-	2	-
1911	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	7	1
1912	4	4	2	-	1	-	-	-	1	1	4	3
1913	1	3	4	4	2	-	1	-	2	2	3	1
1914	2	4	4	2	-	-	-	-	1	1	3	9
1915	7	2	5	-	1	1	-	-	-	7	5	7
1916	2	3	5	5	1	-	-	-	1	4	5	4
1917	2	2	1	4	2	1	-	-	-	-	1	5
1918	6	-	-	-	-	-	-	-	-	1	4	7
1919	9	1	1	-	-	-	-	-	-	-	-	1
1920	2	3	2	1	-	-	-	-	-	-	1	1
1921	3	3	-	1	2	-	-	-	-	2	4	3
1922	2	1	5	2	-	-	-	-	-	2	1	1
1923	3	1	-	1	2	-	-	-	-	4	1	6
1924	2	5	5	1	2	-	-	-	-	4	1	6
1925	2	3	3	1	1	-	-	-	-	-	5	2
1926	3	3	2	4	2	-	-	-	-	2	4	2
1927	2	1	1	1	1	-	-	-	-	-	3	2
1928	3	3	1	7	5	-	-	-	-	-	1	8
1929	1	1	2	1	1	-	-	-	-	1	-	6
1930	3	3	3	-	-	-	-	-	-	1	-	-
1931	4	3	5	1	-	-	-	-	-	1	-	-
1932	2	-	3	1	2	-	-	-	-	2	2	-
1933	1	1	4	3	-	-	-	-	-	-	1	-
1934	2	1	3	-	-	-	-	-	1	-	-	1
1935	-	2	2	3	-	-	-	-	-	1	5	1
1936	1	-	4	-	1	3	-	-	-	1	-	3

(continúa)

(continuación)

1937	—	3	1	2	1	—	1	—	—	2	4	2
1938	2	1	1	1	—	—	—	—	—	2	1	4
1939	2	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—	—
1940	—	—	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—
1941	1	3	2	—	4	—	—	—	—	—	6	—
1942	—	3	3	4	—	—	—	—	1	—	2	2
1943	7	2	1	—	—	—	1	—	—	3	2	3
1944	4	3	2	2	2	—	—	—	—	2	2	1
1945	4	2	—	—	—	—	—	—	—	4	5	3
1946	4	6	2	4	2	2	—	—	—	—	7	1
1947	5	2	2	—	—	—	—	—	—	1	2	3
1948	3	3	1	—	—	—	—	—	—	4	—	3
1949	—	1	1	2	2	2	—	—	—	—	5	2
1950	—	1	2	1	—	—	—	—	—	—	2	3
1951	4	1	2	1	—	—	—	—	—	3	1	1
1952	1	—	—	—	2	—	—	—	—	1	2	1
1953	—	—	1	—	—	—	—	—	—	1	—	1
1954	1	1	1	—	—	—	—	—	—	1	4	4
1955	6	3	5	2	—	—	—	—	—	4	3	1
1956	1	1	1	1	—	—	—	—	—	—	2	2
1957	—	1	7	—	—	—	—	—	1	3	1	9
1958	9	1	4	1	—	—	—	—	—	5	2	7
1959	1	—	3	2	—	—	—	—	—	—	1	1
1960	—	2	2	—	1	—	—	—	—	—	3	—

Tabla 2: Frecuencia mensual de los frentes fríos de superficie en las regiones 9a y 9b indicadas en la Fig. 9 para el periodo 1899-1960.

Región 10a

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	1	2	4	—	—	—	—	—	—	—	1	2
1900	3	3	5	—	2	—	—	—	—	—	1	2
1901	3	3	1	7	—	—	—	—	—	1	4	—
1902	7	4	5	4	1	—	—	—	—	3	3	8
1903	1	—	—	4	3	1	—	—	—	3	7	2
1904	1	8	3	3	2	1	—	—	—	1	5	1
1905	2	2	1	—	—	—	—	—	—	—	3	—
1906	—	1	3	2	—	—	—	—	—	—	—	—
1907	2	—	—	4	—	—	—	—	—	6	4	3
1908	2	2	3	—	—	—	—	—	—	—	—	1
1909	2	1	5	1	—	—	—	—	—	—	1	3
1910	2	1	2	3	—	—	—	—	—	1	—	1
1911	1	—	—	2	—	—	—	—	—	—	3	3
1912	2	7	—	—	—	—	—	—	—	—	2	—
1913	—	—	—	3	2	—	—	—	—	—	—	2
1914	5	2	6	2	2	—	—	—	—	—	7	—
1915	4	7	2	3	—	1	—	—	—	3	2	4
1916	1	4	4	1	2	2	—	—	—	2	3	—
1917	—	3	3	4	3	—	—	—	—	—	3	4
1918	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	—

(continúa)

(continuación)

1919	6	1	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1920	3	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2
1921	5	2	—	3	4	—	—	—	—	1	1	5
1922	3	4	4	2	—	—	—	—	—	1	2	3
1923	5	—	1	—	4	—	—	—	—	3	2	1
1924	2	3	4	4	—	—	—	—	—	—	1	—
1925	—	1	2	2	—	—	—	—	—	—	2	—
1926	1	4	6	1	—	—	—	—	—	2	2	—
1927	1	—	3	1	—	—	—	—	—	1	1	3
1928	4	1	3	4	5	—	—	—	—	—	—	8
1929	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	2
1930	—	5	9	—	—	—	—	—	—	6	—	5
1931	8	7	2	1	—	—	—	—	—	—	4	—
1932	—	—	2	2	—	—	—	—	—	—	9	2
1933	—	—	1	2	—	—	—	—	—	—	1	—
1934	—	1	6	1	—	—	—	—	—	—	1	3
1935	1	3	—	4	—	—	—	—	—	2	2	4
1936	—	—	7	2	1	—	—	—	—	—	—	—
1937	—	—	1	2	—	—	—	—	—	—	3	7
1938	1	1	—	1	—	—	—	—	—	—	3	1
1939	1	—	4	1	—	—	—	—	—	—	—	—
1940	—	—	—	—	2	—	—	—	—	—	1	—
1941	4	—	6	4	3	—	—	—	—	—	2	—
1942	4	6	2	2	—	—	—	—	—	—	1	6
1943	1	1	2	—	—	—	—	—	—	3	1	2
1944	6	—	3	3	—	—	—	—	—	1	5	7
1945	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	5	6
1946	5	1	4	5	1	—	—	—	—	—	—	—
1947	—	4	1	—	—	—	—	—	—	1	—	3
1948	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1
1949	2	—	1	—	—	1	—	—	1	—	1	—
1950	—	—	—	1	—	—	—	—	—	—	2	2
1951	—	6	2	1	—	—	—	—	—	—	4	1
1952	6	5	—	3	—	—	—	—	—	2	3	5
1953	5	—	—	1	—	—	—	—	—	1	3	4
1954	5	4	3	—	—	—	—	—	—	—	1	2
1955	2	2	—	1	—	—	—	—	—	—	1	2
1956	2	—	2	4	—	—	—	—	—	—	1	—
1957	—	—	3	—	—	—	—	—	—	1	—	—
1958	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1959	2	—	—	1	1	—	—	—	—	—	1	4
1960	3	4	2	2	—	—	—	—	—	—	2	—

Región 10b

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	2	—	1	6	2	1	1	2	2	5	5	3
1900	1	1	3	5	4	—	1	2	3	1	1	1
1901	3	4	3	6	—	—	—	—	1	3	4	5
1902	2	—	2	1	—	—	—	—	—	—	3	2
1903	2	4	3	1	3	5	1	—	2	3	4	3
1904	2	1	2	1	1	—	—	2	1	3	5	3
1905	3	1	4	2	1	—	1	1	5	6	4	1

(continúa)

(continuación)

1906	4	5	3	2	2	1	—	—	2	3	5	4
1907	1	3	4	1	—	2	—	—	1	4	3	3
1908	4	2	—	1	—	1	1	—	1	1	3	6
1909	2	1	2	1	2	—	—	—	—	5	5	2
1910	3	1	5	2	4	—	—	—	1	3	4	6
1911	1	3	2	2	—	—	—	—	—	3	2	3
1912	2	1	4	1	1	—	—	—	—	2	5	5
1913	4	—	1	2	—	—	—	—	1	6	6	6
1914	1	1	3	1	2	—	—	—	3	—	4	—
1915	2	1	4	2	—	1	—	5	1	4	4	7
1916	—	2	1	—	1	2	—	—	1	—	6	3
1917	6	3	2	3	1	—	—	—	1	—	2	3
1918	3	2	1	3	2	—	1	—	1	2	4	4
1919	1	4	5	6	—	1	1	—	—	1	3	3
1920	3	3	3	2	2	1	—	—	—	—	4	4
1921	1	2	1	2	1	6	—	—	1	—	1	2
1922	1	2	2	2	3	—	—	—	1	3	5	2
1923	2	1	—	3	1	1	—	—	1	2	5	7
1924	1	4	4	3	—	—	—	1	3	7	4	1
1925	3	4	2	7	1	1	—	1	3	1	3	3
1926	3	4	3	—	2	1	—	—	1	3	2	2
1927	2	2	1	4	1	—	—	—	—	—	3	3
1928	1	1	2	3	3	1	—	—	2	1	5	2
1929	5	3	4	2	1	—	—	—	—	8	4	3
1930	1	5	4	7	3	1	—	—	1	6	5	3
1931	—	1	—	1	2	—	—	—	—	2	1	1
1932	3	1	3	3	4	—	1	—	4	—	1	—
1933	2	2	2	2	—	3	3	—	1	1	2	3
1934	3	3	—	2	2	4	—	—	—	2	5	1
1935	2	2	4	3	4	1	—	—	—	1	1	3
1936	5	4	2	3	2	—	—	—	1	—	3	—
1937	—	1	3	4	1	—	—	—	—	—	2	2
1938	4	4	3	4	1	1	—	—	2	5	4	5
1939	2	1	1	1	1	3	—	—	—	—	—	—
1940	—	—	—	—	—	1	2	—	2	2	1	—
1941	4	6	2	2	3	—	—	—	3	3	—	3
1942	2	1	6	6	2	—	—	—	1	1	3	—
1943	2	2	1	—	1	—	—	—	—	—	1	2
1944	7	1	3	1	2	—	—	4	4	4	6	4
1945	5	2	—	—	—	—	—	—	1	4	—	1
1946	1	—	—	—	2	1	—	—	—	7	—	6
1947	3	3	4	—	—	—	1	—	—	—	7	—
1948	3	2	2	3	1	—	—	—	1	1	—	—
1949	2	1	4	—	1	1	—	1	1	4	4	5
1950	3	6	3	6	1	—	—	—	—	1	3	2
1951	5	1	4	1	2	—	—	—	—	—	—	2
1952	—	3	3	1	2	1	—	1	1	2	4	1
1953	4	4	2	4	1	—	—	—	—	1	2	1
1954	2	2	5	1	—	—	1	1	—	3	4	2
1955	—	2	2	3	1	1	—	—	1	1	2	2
1956	2	3	1	4	3	—	1	—	—	4	5	3
1957	—	3	5	7	1	1	—	—	—	4	—	1
1958	5	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—	—
1959	4	1	5	4	1	2	—	2	5	5	3	3
1960	5	10	7	3	1	1	—	—	2	—	2	—

Tabla 3: Frecuencia mensual de los frentes fríos de superficie en las regiones 10a y 10b indicadas en la Fig. 9 para el periodo 1899-1960

Región 8c

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	2	2	2	3	7	5	12	16	8	7	8	3
1900	6	3	-	3	6	5	8	13	3	11	2	1
1901	1	2	1	-	5	6	4	10	10	6	5	10
1902	2	-	3	1	-	-	1	7	5	10	2	1
1903	5	5	4	-	3	4	12	3	7	3	3	2
1904	-	-	-	2	2	5	9	6	7	5	4	2
1905	-	5	5	1	4	7	5	6	12	8	6	4
1906	3	2	2	10	1	9	6	3	9	6	2	1
1907	2	4	5	3	8	5	5	10	4	6	4	4
1908	1	2	-	4	4	9	11	11	6	12	5	
1909	1	2	-	3	5	2	1	5	15	5	2	2
1910	3	1	4	7	5	9	8	7	11	9	8	6
1911	-	1	2	3	7	4	6	7	-	6	5	1
1912	3	1	3	1	4	12	5	8	6	5	-	5
1913	3	1	4	1	1	11	3	3	7	3	4	4
1914	-	-	1	1	4	6	1	4	5	10	4	3
1915	2	2	1	3	4	7	12	11	8	-	2	-
1916	3	-	-	2	2	5	7	13	4	10	6	-
1917	5	2	1	2	2	4	6	4	14	9	4	1
1918	2	5	4	5	7	11	7	8	7	7	1	1
1919	2	-	2	2	5	10	4	9	12	11	5	4
1920	5	2	7	2	2	6	9	7	15	6	3	1
1921	8	3	6	3	8	11	10	13	9	2	2	7
1922	3	1	1	4	12	10	8	6	3	3	5	1
1923	1	4	4	1	3	9	3	4	7	1	9	5
1924	3	3	2	3	7	4	5	11	7	6	8	5
1925	8	4	1	5	4	4	10	16	13	6	4	8
1926	3	2	5	1	2	11	12	7	13	9	6	4
1927	4	3	2	9	7	2	11	11	9	7	3	4
1928	1	2	3	1	2	7	5	8	7	7	5	2
1929	8	6	5	3	5	12	10	12	11	5	9	1
1930	5	4	2	3	8	8	10	17	1	6	8	2
1931	5	5	1	8	11	12	6	9	7	10	6	10
1932	4	5	7	7	3	14	15	13	15	5	4	7
1933	4	7	5	3	7	11	2	10	7	5	7	4
1934	5	-	3	5	11	6	14	7	14	7	6	9
1935	4	3	2	2	12	12	11	16	18	7	6	4
1936	5	3	1	4	7	5	20	13	3	12	12	4
1937	7	3	3	7	13	8	7	11	8	4	4	8
1938	6	5	5	9	6	10	7	20	11	5	8	3
1939	10	6	2	5	4	13						
1940					7	8	8	6	6	2	9	
1941	4	5	-	2	6	2	4	11	9	9	2	4
1942	6	2	5	6	9	9	12	4	11	9	4	5
1943	1	5	4	1	4	4	7	15	4	9	8	4
1944	3	3	2	3	8	6	5	8	5	-	1	4
1945	4	5					10	11	12	3	2	1
1946	2	3	2	-	6	5	3	5	8	2	2	4
1947	1	1	-	4	8	7	10	21	7	6	4	2
1948	4	3	1	9	2		5	6	9	3	5	6
1949	9	8	7	7	11	4	7	7	7	4	1	3
1950	6	4	7	4	2	11	9	8	6	8	3	9

(continúa)

(continuación)

1951	3	1	4	4	9	7	4	14	4	2	4	6
1952	5	5	3	8	5	11	15	9	16	14	8	1
1953	4	6	5	4	7	7	10	4	7	7	2	4
1954	1	4	3	8	7	9	7	4	9	2	4	2
1955	2	—	3	3	8	7	9	8	8	6	2	4
1956	6	3	2	—	6	10	1	3	15	16	2	6
1957	5	3	8	10	7	12	4	9	2	—	2	—
1958	—	—	—	—	7	1	—	—	—	—	—	—
1959	4	4	7	4	10	10	6	13	10	5	8	7
1960	10	1	5	7	6	4	10	7	9	6	3	—

Región 9c

año	mes											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899	3	2	2	7	7	5	—	1	5	3	2	5
1900	6	3	2	2	9	3	2	8	3	8	5	7
1901	4	5	5	1	1	4	1	6	8	10	3	6
1902	3	—	1	3	1	—	—	5	7	5	1	—
1903	9	5	3	6	4	2	6	2	5	6	5	6
1904	6	—	3	2	4	5	2	3	5	9	—	7
1905	4	2	6	2	2	2	1	—	6	6	11	3
1906	5	6	4	4	5	6	—	—	5	6	6	8
1907	6	6	4	4	4	4	2	5	3	4	5	8
1908	12	10	2	5	3	6	2	4	7	11	4	3
1909	4	4	—	4	6	3	5	3	4	11	5	7
1910	2	5	7	7	9	7	1	—	4	5	10	12
1911	2	3	3	2	5	3	5	5	5	7	2	4
1912	6	5	6	5	7	8	2	3	3	8	3	4
1913	4	4	6	10	4	4	4	—	5	5	6	6
1914	1	4	5	7	4	3	3	—	8	10	3	1
1915	2	2	5	3	10	6	3	7	6	5	4	—
1916	3	3	3	7	3	2	—	1	3	4	7	5
1917	5	4	3	3	—	—	1	3	6	6	8	3
1918	4	6	5	6	6	6	5	4	6	6	6	6
1919	4	8	4	7	1	1	2	3	12	1	9	6
1920	2	6	9	7	5	4	—	3	6	12	5	10
1921	3	5	4	2	1	4	2	6	8	10	8	4
1922	3	1	1	3	1	—	1	1	3	5	7	7
1923	3	5	5	4	2	3	—	2	4	3	4	5
1924	8	6	4	5	4	3	3	6	8	9	4	3
1925	3	7	4	9	8	3	—	3	8	3	7	3
1926	7	3	7	3	5	7	4	3	3	7	4	4
1927	5	2	6	4	5	1	—	1	6	6	1	3
1928	3	6	5	5	3	4	3	3	10	5	3	3
1929	3	4	3	5	8	2	3	4	4	14	3	5
1930	2	2	3	7	9	6	9	3	3	8	7	5
1931	5	2	3	4	8	5	5	4	6	6	9	8
1932	5	7	5	9	4	2	3	14	7	9	3	3
1933	9	5	5	8	14	8	1	—	3	7	5	8
1934	6	7	3	9	5	1	7	2	6	8	7	7
1935	10	5	7	8	5	3	1	1	2	4	4	7

(continúa)

(continuación)

1936	7	6	4	9	4	5	1	1	4	3	8	6
1937	1	3	5	6	11	2	—	2	1	10	10	4
1938	5	4	8	3	3	4	4	3	3	12	5	5
1939	2	4	7	4	6	6						
1940					4	6	2	2	4	11	3	5
1941	7	6	4	7	7	3	3	2	3	—	8	6
1942	4	5	5	3	4	4	6	1	3	7	8	3
1943	1	4	7	7	—	1	3	4	10	4	4	2
1944	3	2	2	4	1	6	4	2	4	8	2	1
1945	3	5					3	3	4	4	1	4
1946	1	1	2	1	3	5	—	—	1	11	—	4
1947	3	1	7	8	2	2	1	4	9	6	6	2
1948	4	3	6	2	4		5	5	5	5	3	9
1949	—	6	3	7	3	4	1	2	3	9	5	5
1950	6	5	7	3	4	—	3	3	7	2	4	4
1951	5	4	5	7	1	3	1	4	1	7	7	5
1952	3	1	5	8	4	4	3	3	4	9	9	2
1953	4	5	9	7	2	1	1	—	6	6	4	6
1954	5	6	5	2	7	8	1	2	1	10	5	5
1955	1	3	4	4	4	6	2	2	4	8	6	4
1956	2	4	1	6	2	2	1	1	3	1	5	4
1957	7	5	11	7	5	5	—	—	—	14	—	1
1958	—	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—
1959	9	7	8	5	3	4	5	6	2	5	6	11
1960	10	5	6	7	8	6	3	2	5	9	6	6

Tabla 4: Frecuencia mensual de los frentes fríos de superficie en las regiones 8c y 9c indicadas en la Fig. 9 para el periodo 1899-1960.

Estos ejemplos permiten distinguir los siguientes tipos de 'Nortes' en México:

1. Los *catafrentes* caracterizados por masas de aire frío de poca profundidad vertical y ubicados debajo del lado trasero de la vaguada en la altura (a 500 y 200 mb); están asociadas con poca nubosidad y precipitación en el Altiplano.

2. Los *anafrentes* que se distinguen por masas de aire frío de mayor profundidad en la vertical, arriba de los cuales se localiza la parte delantera de la vaguada a 500 y 200 mb y que van asociadas con abundantes nubes cumuliformes y con lluvias.

3. En los meses de marzo, abril y mayo los frentes fríos sobre la Altiplanicie Mexicana se disuelven, a pesar de que sobre ellos se encuentre el lado delantero de la vaguada en la altura (Fig. 8a). Los alisios poco profundos del Golfo de México, arriba de los cuales se encuentra el lado delantero de la vaguada, dan por resultado aumento de nublados cumuliformes y lluvias en la Altiplanicie de México y en particular en los flancos orientales de la Sierra Madre.

4. A menudo se intensifican los frentes en la Altiplanicie Mexicana después de haberse debilitado. Esta intensificación de los contrastes térmicos frontales esta relacionada con los cambios de posición del eje de la vaguada. Si el lado delantero se ubica sobre el frente la divergencia en la altura impide los movimientos descendentes de la masa de aire frío y los contrastes térmicos se vuelven más marcados.

La inclinación NE-SW de la vaguada en la altura se observa con más frecuencia en los meses de transición, puesto que la inclinación de la vaguada en la altura es el resultado de una disminución de la velocidad en la corriente de los vientos zonales del oeste. Preferentemente, en los casos de ejes poco inclinados NE-SW de la vaguada, México se encuentra en el lado delantero de la vaguada cubierto por nubes que luego se precipitan.

Mosíño (1963) denomina las vaguadas inclinadas como los tipos M, N, y 0 y estima que su frecuencia máxima es de 5 a 10% para los meses de noviembre y abril-mayo.

En las tablas 1-4 aparece la frecuencia de los frentes

fríos para el periodo 1899-1960. Se distinguen 8 tipos de Nortes según el área donde se presenta el frente frío. En la Fig. 9 se señalan los límites de estas áreas para las cuales se calculó la ocurrencia de los frentes, apoyándonos en los trabajos de Jáuregui (1971) y de Mosiño (1963). Los frentes que desde el NW alcanzan la costa oriental de México se clasificaron como tipo 8a, cuando se encontraban entre Brownsville y Veracruz, y fueron tipo 9a en el área sur contigua y así sucesivamente (ver Fig. 9). Esta distribución espacial de la frecuencia de los frentes por áreas permite observar las variaciones de los pasos frontales a lo largo del año.

En la Tabla 8a se puede advertir que la frecuencia de los frentes es máxima durante el invierno con un mínimo en el verano. Al comparar la frecuencia de los tipos 8a y 8b con los 8c, se advierte que la frecuencia de los frentes en la costa oriental de los E.U. (tipo c) es máxima en verano, mientras que los frentes del tipo 8a y 8b desaparecen en el verano. Esto se encuentra en completa concordancia con lo encontrado por Petterssen (1949) en el sentido de que el área de ciclogénesis se desplaza en el verano de 35° - 40° - 55° N.

Al comparar la frecuencia de los tipos 8c, 9c con el 10b se aprecia que los frentes fríos predominantes en las áreas 8c y 9c se vuelven estacionarios y sólo rara vez alcanza a ocupar el área 10b. Esto se encuentra en concordancia con las posiciones casi estacionarias de la vaguada en la altura a 500 y 200 mb, cuya parte delantera se encuentra sobrepuesta a los tipos 8c y 9c. Además, se explica la alta frecuencia de los tipos 8c y 9c por el hecho de que los frentes fríos en su sector SW, y debido, además, a la curvatura ciclónica de las líneas de flujo, pueden avanzar bastante más al sur sin que desaparezca el contraste térmico.

Una evaluación de la frecuencia del tipo 9a permite concluir que sin duda los 'Nortes' de este tipo tienen una frecuencia máxima en diciembre, enero y febrero, mientras que en los meses de transición de abril y mayo, así como en octubre y noviembre no desaparecen totalmente.

Puesto que en estos meses los contrastes de temperatura de la masa de aire polar son bastante más considerables que en los meses invernales, es de suponerse que los factores sinópticos, tales como la inclinación SW-NE de la vaguada en la altura, contribuyen a conservar los contrastes térmicos en estos meses. Aún los tipos 10a se observan con una frecuencia relativamente alta en estos meses de transición, mientras que estos y los tipos 9a desaparecen totalmente en el verano.

En general, se puede afirmar que el desplazamiento espontáneo de la corriente de chorro polar hacia el norte, así como la desaparición total de la corriente de chorro subtropical durante el verano, tienen lugar claramente en estos meses. La posición inclinada NE-SW de la vaguada superior, tan frecuente en los meses de transición, explica, por otra parte, la frecuencia relativamente elevada de los frentes fríos en dicha estación.

En las Figs. 10a y 10f aparecen las fotos de satélite para el periodo 8/1/69 - 13/1/69 donde se han trazado las isohipsas (en decímetros geopotenciales) correspondientes a la superficie de 500 mb. Las flechas señalan la dirección del viento geostrofico a 500 mb.

El día 8/1/69 (Figs. 5a-h) la corriente a 500 mb es casi paralela a los círculos de latitud. Una banda de nubes a sotavento de las Rocallosas señala la formación de un ciclón. El día 9/1/69 (Fig. 5) es visible la banda nubosa asociada a la invasión de aire frío en el Golfo de México.

Con el empuje del aire frío hacia el sur aumenta la amplitud de la onda hacia el este de las Rocallosas. En tanto que el lado trasero de la vaguada permanece despejado debido a la convergencia en la altura y a la divergencia superficial, el frente frío se encuentra el 10/1/69 (Fig. 5) bajo la parte delantera de la vaguada caracterizada por abundante nubosidad. Además, el 11/1/69 la amplitud de la onda a 500 mb se incrementa, mientras que el eje de la vaguada se mueve un poco más hacia el este. El 12/1/69 ya no se aprecia ningún aumento en la amplitud. El eje de la vaguada se desplaza en este día nuevamente hacia el este. La banda nubosa continua de los días anteriores parece haberse disuelto. El frente frío se ha ubicado en el área 9c (Fig. 9). El 13/10/69 parece que la amplitud de la onda ha disminuido. Sólo algunas áreas nubosas aisladas en la vecindad de la parte delantera de la vaguada señalan el lugar del frente estacionario. El lado trasero de la vaguada en la altura se encuentra encima del área libre de nubes como en los días anteriores. Una excepción la constituyen los flancos orientales de la Sierra Madre (Figs. 10e y 10f). Aquí los vientos del anticiclón migratorio soplan del este contra la Sierra Madre Oriental produciendo una nubosidad que es independiente de la distribución de la convergencia en la altura que caracteriza la parte trasera de la vaguada.

La secuencia característica es como sigue:

1. Una corriente casi zonal existe inicialmente.
2. Desarrollo de una perturbación ondulatoria a 500 mb.
3. Formación de nubes en el lado delantero de la vaguada.
4. Crecimiento de la amplitud de la onda después del desarrollo de la nubosidad.
5. La desaparición de las nubes y de la perturbación ondulatoria es seguida de la formación de una nueva onda al este de las Rocallosas. Para la formación de esta perturbación ondulatoria es muy importante además de la velocidad de la corriente del oeste la distribución meridional de la temperatura.

Se puede determinar asimismo, con la velocidad crítica (Bolin, 1950) el gradiente térmico meridional para el aire húmedo y libre de nubes, a 45° de lat. N y 5 500 m de altura (Fortak, 1971), mediante la fórmula:

$$-\frac{\Delta t}{\Delta y} = \frac{R}{ag} (t + 273.76) \left[\frac{g}{C_p} - \left(-\frac{\Delta t}{\Delta h} \right) \right]$$

donde: y : coordenada horizontal con norte positivo
 t : temperatura, $t = -13^\circ\text{C}$ a 45° lat. N , temperatura media.
 g/C_p : gradiente adiabático de temperatura, $0.98^\circ\text{C}/100\text{ m}$
 $\Delta t/\Delta h$: gradiente adiabático verdadero, $\Delta t/\Delta h = 0.5^\circ\text{C}/100\text{ m}$
 a : radio de la Tierra, $6.37 \cdot 10^6\text{ m}$
 R : Constante de estado del aire, $R = 287\text{ m}^2\text{ seg}^{-2}\text{ K}^{-1}$.

Al sustituir en la fórmula se tiene: $-\Delta t/\Delta y = 6^\circ\text{C}/1000\text{ km}$.

Al excederse estos valores críticos del gradiente meridional de temperatura, la corriente estable casi zonal se transforma en inestable al mismo tiempo que se intensifica una onda de sotavento inducida. En el este de las Rocallosas es suficiente que los valores sean de $4^\circ - 4.5^\circ\text{ C}/1000\text{ km}$ para que se produzca una perturbación ondulatoria. Puesto que cuando prevalece la corriente zonal no hay intercambio de calor entre las latitudes templadas y tropicales, el aire tibio (frío) tropical (polar) queda represado en su área de origen. En esta forma comienza a crecer el gradiente meridional de temperatura hasta alcanzar el valor crítico C_c de $4 - 4.5^\circ\text{C}/1000\text{ km}$ al este de las Rocallosas. La perturbación ondulatoria se intensifica, debido al exceso sobre el gradiente crítico, aumentando así la amplitud de la onda. Por medio de esta perturbación ondulatoria se establece así un transporte de masas de aire frío hacia el sur (lado trasero) y de aire tibio (lado delantero) hacia el norte. En promedio este crecimiento de la amplitud continúa hasta ser suficiente para que el intercambio meridional se realice, reduciéndose así el embalse de aire frío (caliente).

Una vez terminado el intercambio, se estabiliza la perturbación permaneciendo casi estacionaria. Como resultado de la advección de vorticidad (por la distribución de la convergencia en la altura) asociada a la onda, se produce la formación de nubes en la parte delantera de la vaguada. El gradiente térmico vertical se vuelve más inestable debido a la liberación de calor latente, y cambia de $0.5^\circ\text{C}/100\text{ m}$ a menos de $0.5^\circ\text{ C}/100\text{ m}$. Puesto que el gradiente térmico vertical depende de los factores de la fórmula anterior, aumenta $-\Delta t/\Delta y$ con los gradientes térmicos verticales húmedos, hasta alcanzar $3.5^\circ\text{C}/1000\text{ km}$.

Esto significa que la amplitud de longitud de la perturbación ondulatoria estabilizada $-\Delta t/\Delta y = 4.5^\circ\text{C}/1000\text{ km}$, para el caso de una atmósfera sin nubes se vuelve inestable ($-\Delta t/\Delta y = 3.5^\circ\text{C}/1000\text{ km}$), es decir, se renueva, siempre que esté seguida de un aumento en la amplitud, hasta que el transporte meridional de calor se haya adaptado a los nuevos gradientes críticos meridionales de temperatura. Cuando esto ocurre (Fig. 10b) la amplitud de la onda permanece invariable.

El transporte de calor meridional continuo durante vari-

os días resulta en una disminución del gradiente térmico meridional. Como consecuencia, se debilitan tanto la intensidad del viento como la nubosidad (Fig. 10e), con lo cual el gradiente adiabático húmedo cambia a adiabático seco. En esta forma crece $-\Delta t/\Delta y$ de $-3.5^\circ\text{C}/1000\text{ km}$ a $4.5^\circ\text{C}/1000\text{ km}$. Sin embargo, esto significa que, puesto que aun un gradiente meridional de $3.5^\circ\text{C}/1000\text{ km}$ no puede sostenerse después de un intercambio meridional, las suposiciones sobre la formación de la onda en la altura no se cumplen. La perturbación ondulatoria muere (Fig. 10f) volviendo a renovarse en unos días la corriente zonal, pura. Esta corriente zonal impide el transporte meridional, produciendo una intensificación del contraste térmico meridional. Finalmente, se alcanza de nuevo el gradiente térmico meridional crítico, desarrollándose una perturbación ondulatoria a 500 mb .

Las fases anteriormente descritas se repiten cíclicamente en 4-6 semanas (ciclo del índice zonal). De la frecuencia de los frentes en las tablas 1-4 no puede deducirse el número mensual de invasiones de aire polar puesto que los frentes pasan de una a otra área definida. La experiencia demuestra que un frente frío cruza en menos de 14 horas el área 8a durante el invierno. Sólo uno de cada dos o tres frentes necesita más de 24 horas para cruzar de Monterrey a Veracruz. La frecuencia del tipo 8a puede, por lo tanto, tomarse *grosso modo* como la correspondiente a las invasiones de aire polar.

Tabla 5. Frecuencia media de los frentes fríos que cruzan el área designada por 8a que comprende de Monterrey a Veracruz

Mes	E	F	M	A	M	O	N	D
Tab. 1	7.5	7.5	8.3	6.6	5.9	4.5	6.7	8.0
Mosiño	3.7	5.0	3.5	2.8	2.3	2.2	4.3	5.1
Jáuregui	5.5	4.6	4.7	3.3	3.7	3.0	4.1	4.3

La frecuencia encontrada es mayor que las obtenidas por Mosiño (1963) y por Jáuregui (1972) por lo que estos autores deben haber contado solamente los frentes que se encontraban entre Monterrey y Veracruz sobre territorio mexicano. El área 8a (Fig.9) comprende también frentes que cruzan hacia el sur del Golfo de México sin tocar la costa. En esta forma se ve que de dos a tres frentes fríos cruzan el Golfo sin alcanzar la Altiplanicie. El menor número de frentes que registra Mosiño ya ha sido explicado por Jáuregui (1972).

De los datos de la Tabla 5 se desprende que, en promedio, estas invasiones de aire polar sobre el occidente del Golfo de México tienen un ritmo de 5-7 días. El ciclo del índice zonal anteriormente mencionado y que es el resultado del gradiente crítico meridional de temperatura acusa una periodicidad de 4 a 6 semanas, por lo que sólo una invasión de aire frío por mes puede explicarse por este ciclo. Palmén (1951) ha demostrado que, debido a lo llano del terreno, el aire frío que se mueve hacia el sur, en el área de Texas y su vecindad, prefiere separarse de la fuente de aire frío. Esta separación es el resultado de la contracción vertical de la masa de aire que es particularmente

fuerte en el área de transición tierra-mar debido al contraste de la fricción superficial.

En la mayoría de los casos se desarrolla un nuevo frente frío al norte de esta separación o estrangulamiento, que se desplaza hacia el NE asociado a una nueva perturbación. Este estrangulamiento y la invasión de aire frío resultante ocurren en una onda larga pre-existente que se mantiene por varios días casi estacionaria.

Las ondas largas quedan así por encima de otras ondas más pequeñas que tienen una frecuencia de 5-7 días. La velocidad de propagación de las perturbaciones ondulatorias puede calcularse para 45° lat. N y un número de ondas $N = 3$, según la fórmula de C. G. Rossby (1939):

$$C = U - \frac{V}{N^2}$$

donde: C : velocidad de la onda

U : velocidad zonal media a 45° lat. N y 5 km de altura (15 m/seg = 1300 km/d)

V : velocidad de un punto sobre la Tierra a 45° lat. N (2800 km/d)

N : número de ondas circumpolares ($n = 7$)

Si se escoge como unidad de velocidad km/d, (1 m/seg = 86.4 km/d) y se sustituyen los valores en la fórmula, resulta: $C = 729$ km/d (ver Fortak, 1971, p. 216). Para una vuelta alrededor de la Tierra a 45° lat. N una onda necesita en estas condiciones $28\ 000/729$ d = 38.41 d. En un lugar fijo de la Tierra cada $38.41/7$ d = 5.49 d se presenta una onda en la altura. Mientras que en las latitudes medias estas ondas en la altura están asociadas a tiempo de baja presión (nublado y lluvioso) en la parte delantera de la vaguada, y a tiempo de alta presión (despejado) en la parte trasera de la vaguada, en el caso de México esta secuela no se presenta debido a la ubicación más hacia el sur del país y a la influencia extraordinaria del terreno.

Estas consideraciones teóricas constatan el ritmo de 5 a 7 días de las invasiones de aire polar (tiempo anticiclónico). Los argumentos muestran que en el área al este de las Rocallosas el intercambio de calor global es extremadamente activo. Un análisis de las isotermas reducidas al nivel del mar para los meses de invierno (Atlas Climatológico de México, 1939) muestra que las isotermas en México no tienen una orientación zonal en el invierno, sino que adoptan una dirección NW-SE. Esta orientación coincide con la que resulta de la posición media del lado trasero de la vaguada en la altura. Si se considera a este respecto la costa oriental de los Estados Unidos, se podría apreciar claramente que en el área delantera de la vaguada la temperatura media mensual en invierno es considerablemente más elevada (ver Florida) que la que le correspondería según su latitud. Esta posición media de la vaguada en la altura constituye también desde el punto de vista climatológico una ayuda para explicar la distribución espacial de la temperatura media mensual durante el invierno.

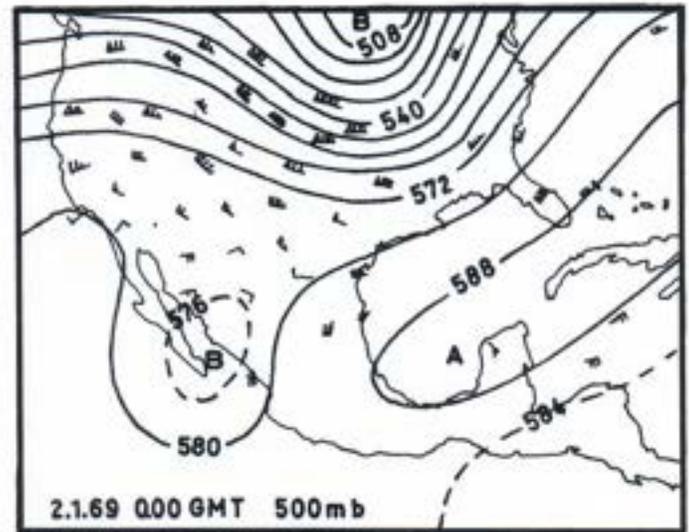


Figura 1. Cambio en la dirección de la corriente de los vientos polares del oeste en la vecindad de Baja California con intensidades del viento de 10 nudos.

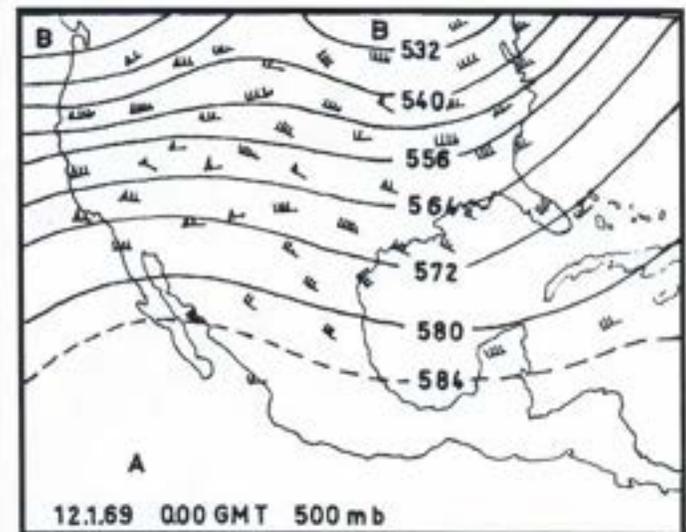


Figura 2. Desviación anticiclónica de los vientos polares del oeste al nivel de 500 mb en la vecindad de Baja California con velocidad de viento de 60 nudos.

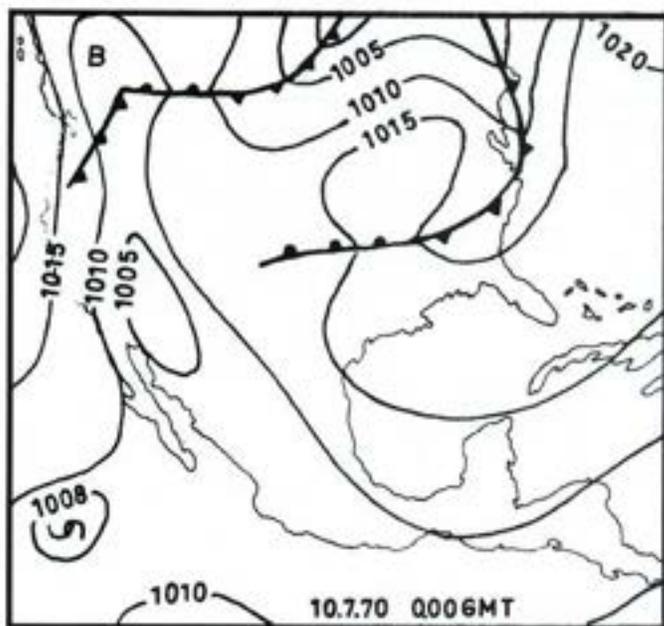


Figura 3: Posición típica del ciclón de Alberta.

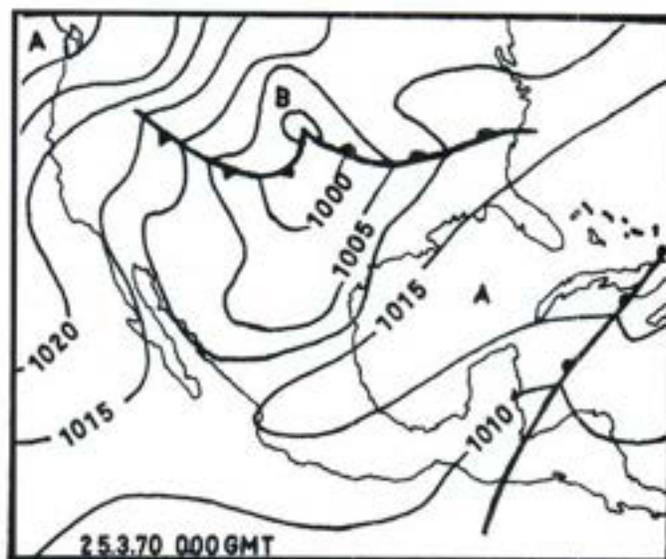
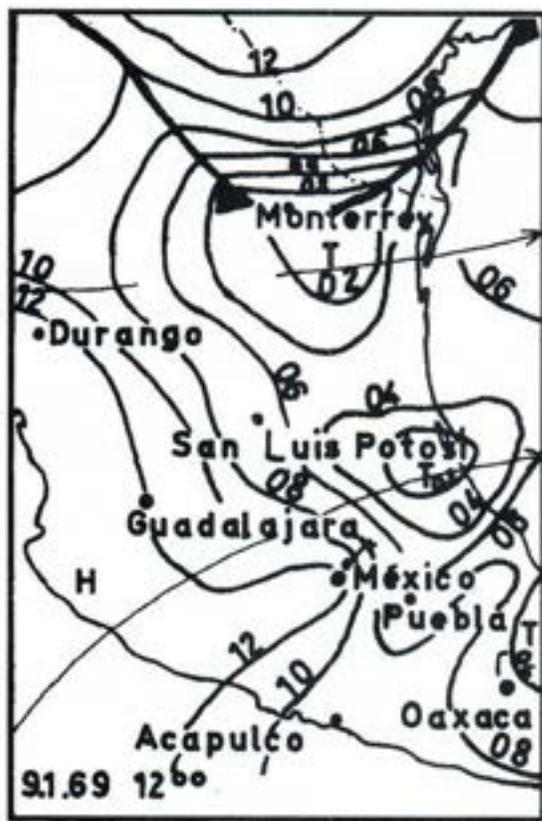


Figura 4: Posición típica del ciclón de Colorado.

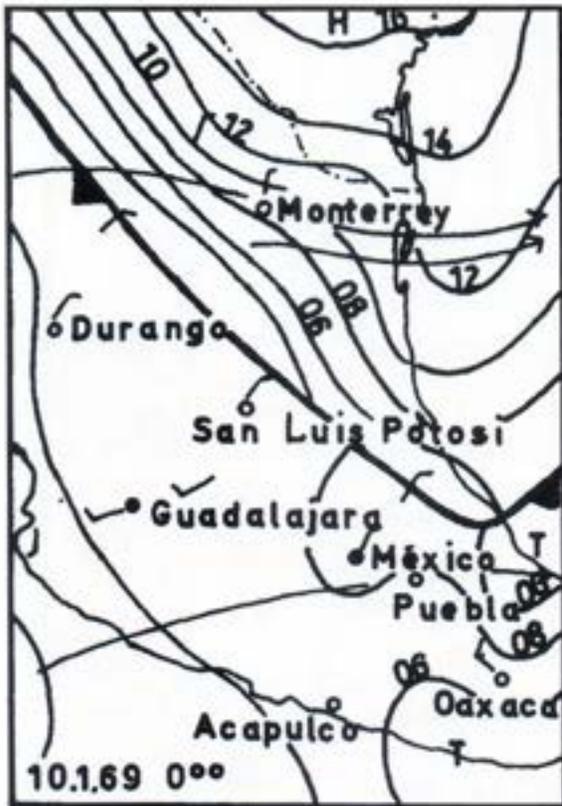


a

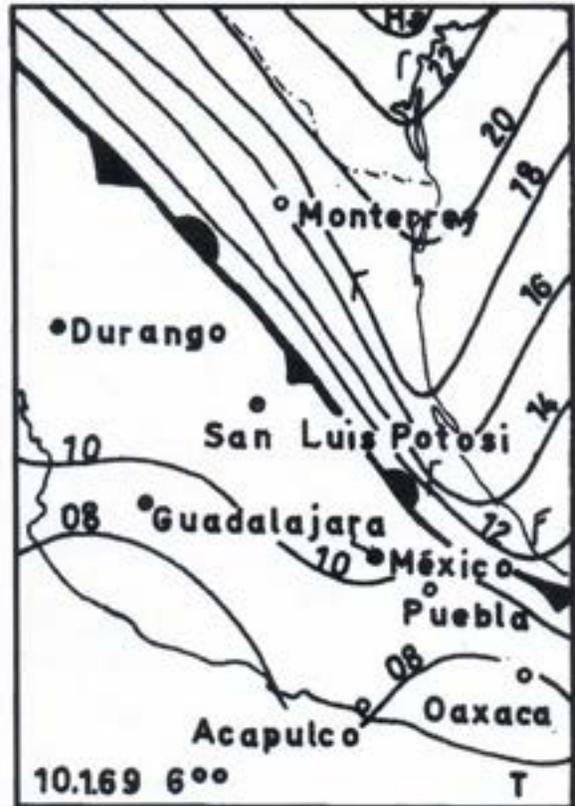


b

Figura 5:



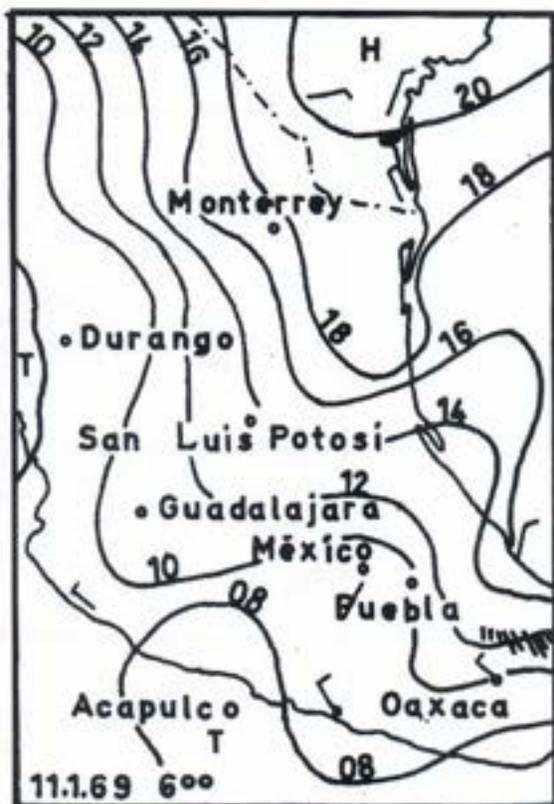
c



d



e



f

Figura 5. (cont.)

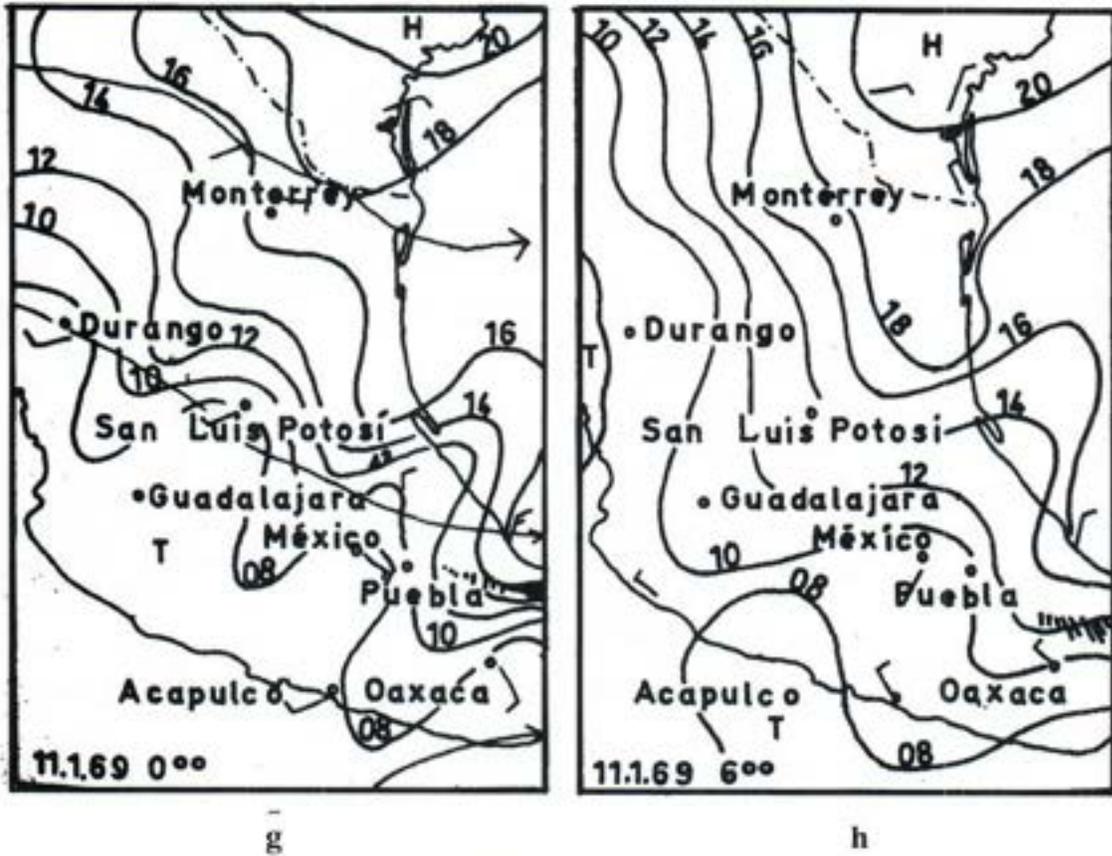


Figura 5. (cont.)

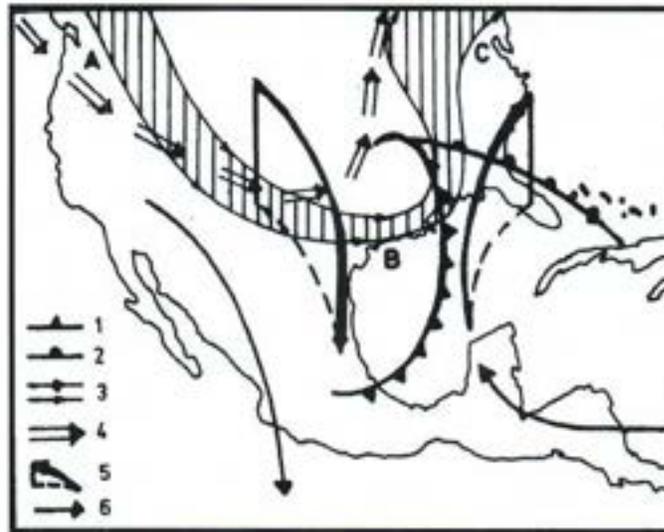


Figura 6. Modelo tridimensional de una invasión de aire polar. (1: frente frío, 2: frente caliente, 3: velocidad máxima, 500 mb, 4: corriente de choro, 5: trayectorias tridimensionales, 6: vientos de superficie).

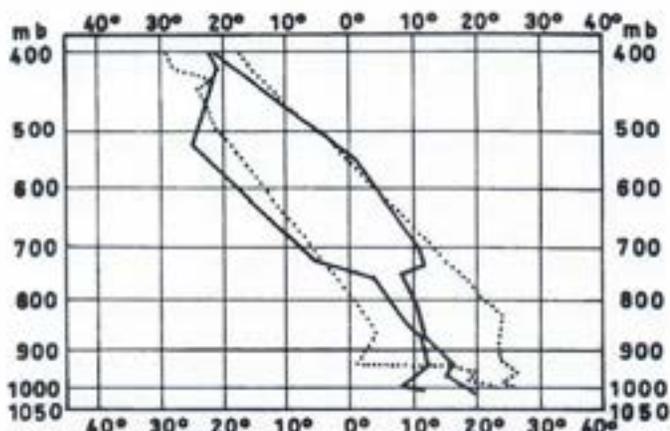


Figura 7a. Variación en la vertical de la temperatura del aire de 10.1.69 (punteado) al 11.1.69 (línea continua) 0.00 GMT en Veracruz.

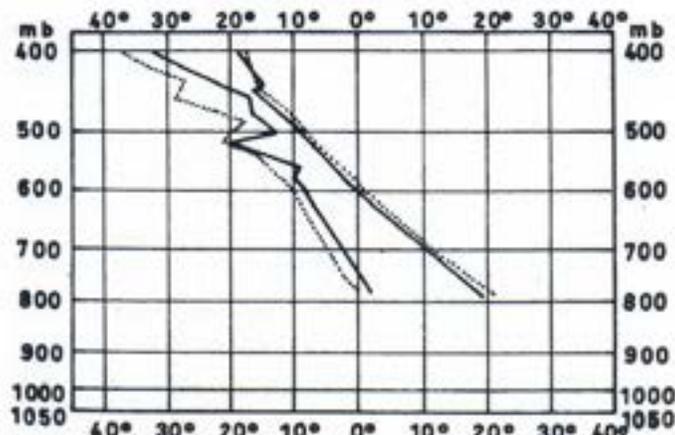


Figura 7b. Cambio en la vertical de la temperatura del aire del 10.1.69 (punteado) al 11.1.69 (línea continua) 0.00 GMT en la Ciudad de México.

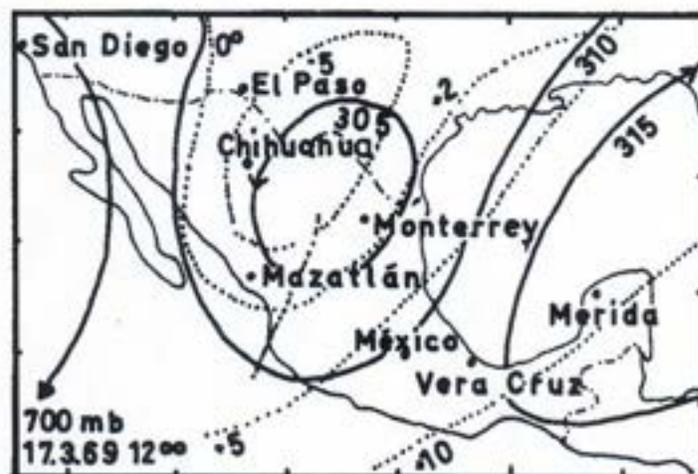
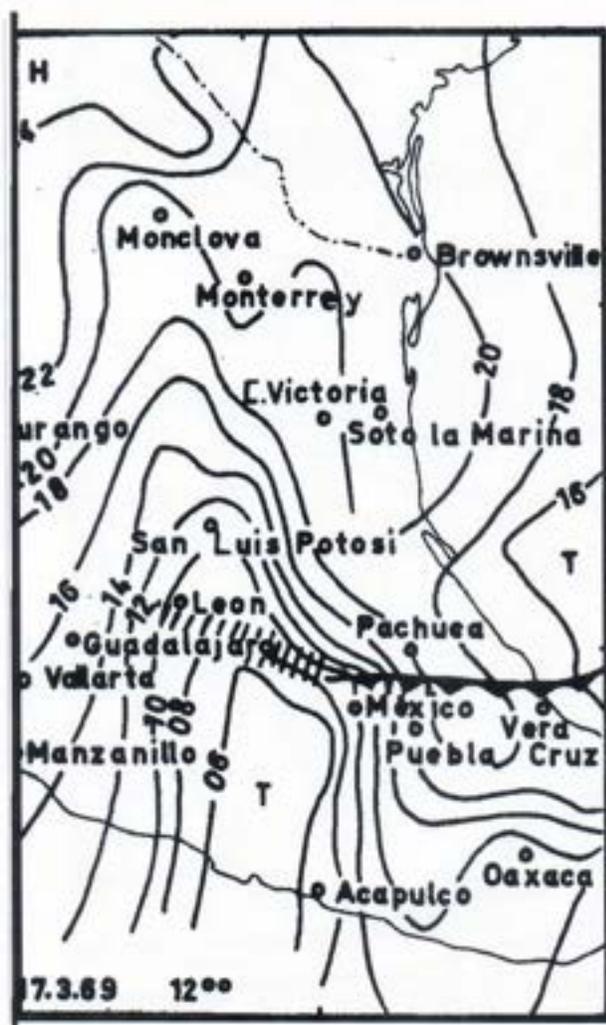


Figura 8a. Invasión de aire polar del 17.3.69 a las 12.00 GMT.

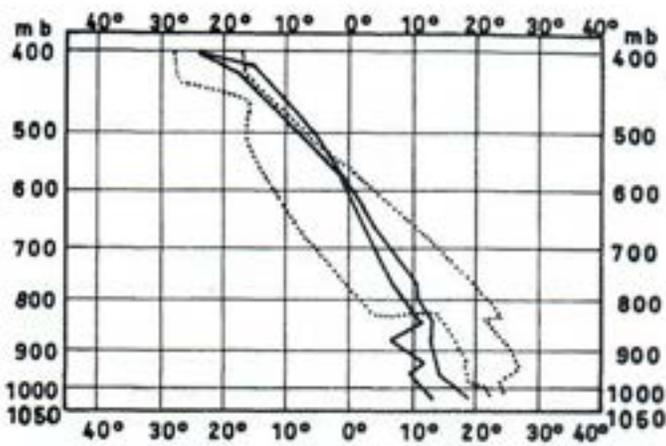


Figura 8b. Cambio en la vertical de la temperatura del aire del 16.3.69 (punteada) al 19.3.69 (línea continua). 0.00 GMT en Veracruz.

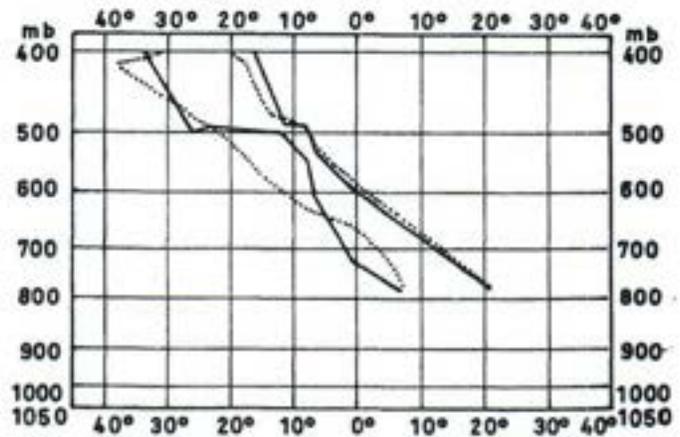


Figura 8c. Cambio en la vertical de la temperatura del aire del 19.3.69 (punteada) al 20.3.69 (línea continua) a las 0.00 GMT en la Ciudad de México.

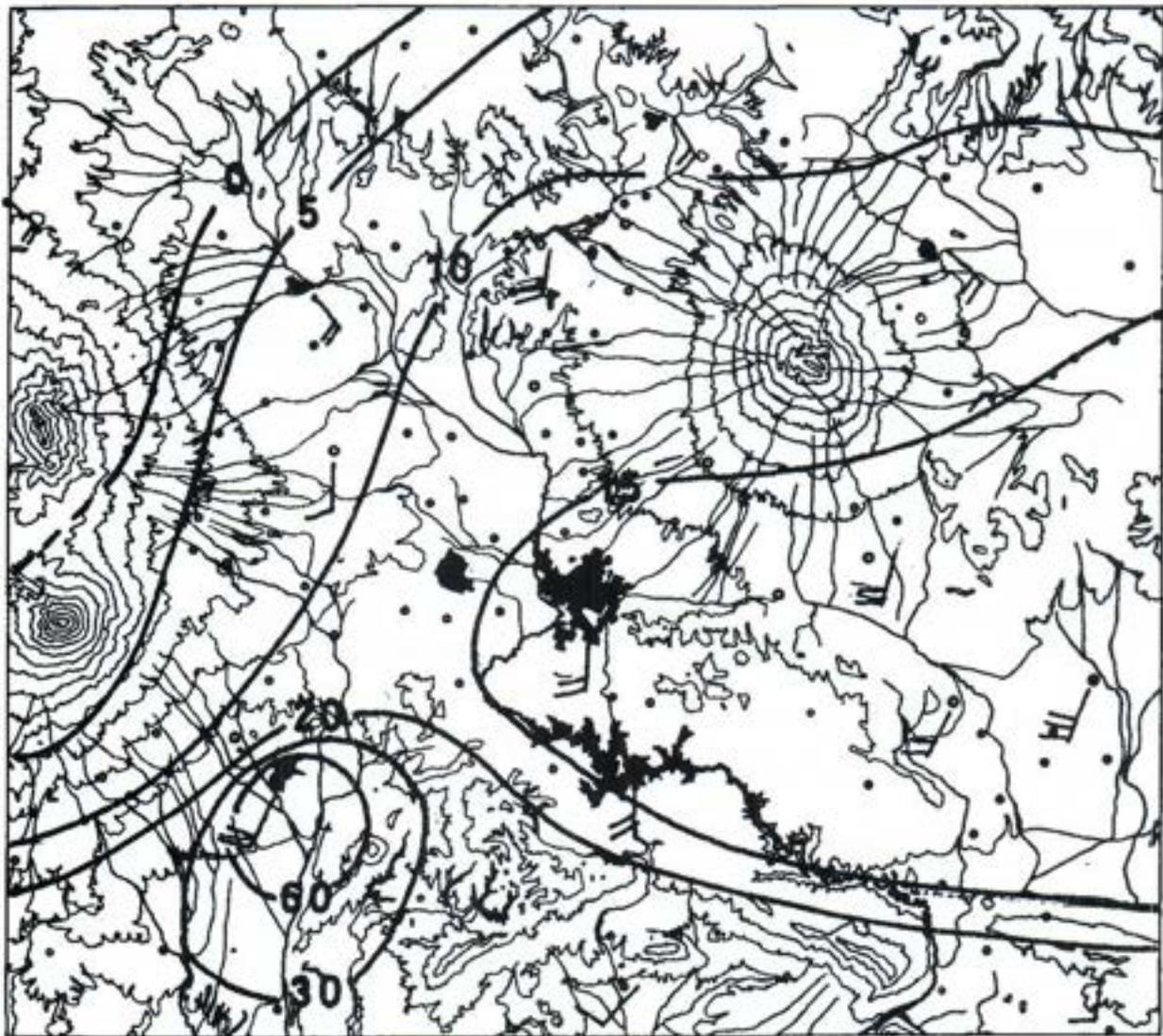


Figura 8d. Vientos de superficie y distribución de la precipitación del 18.3.69 en el valle de Puebla-Tlaxcala.

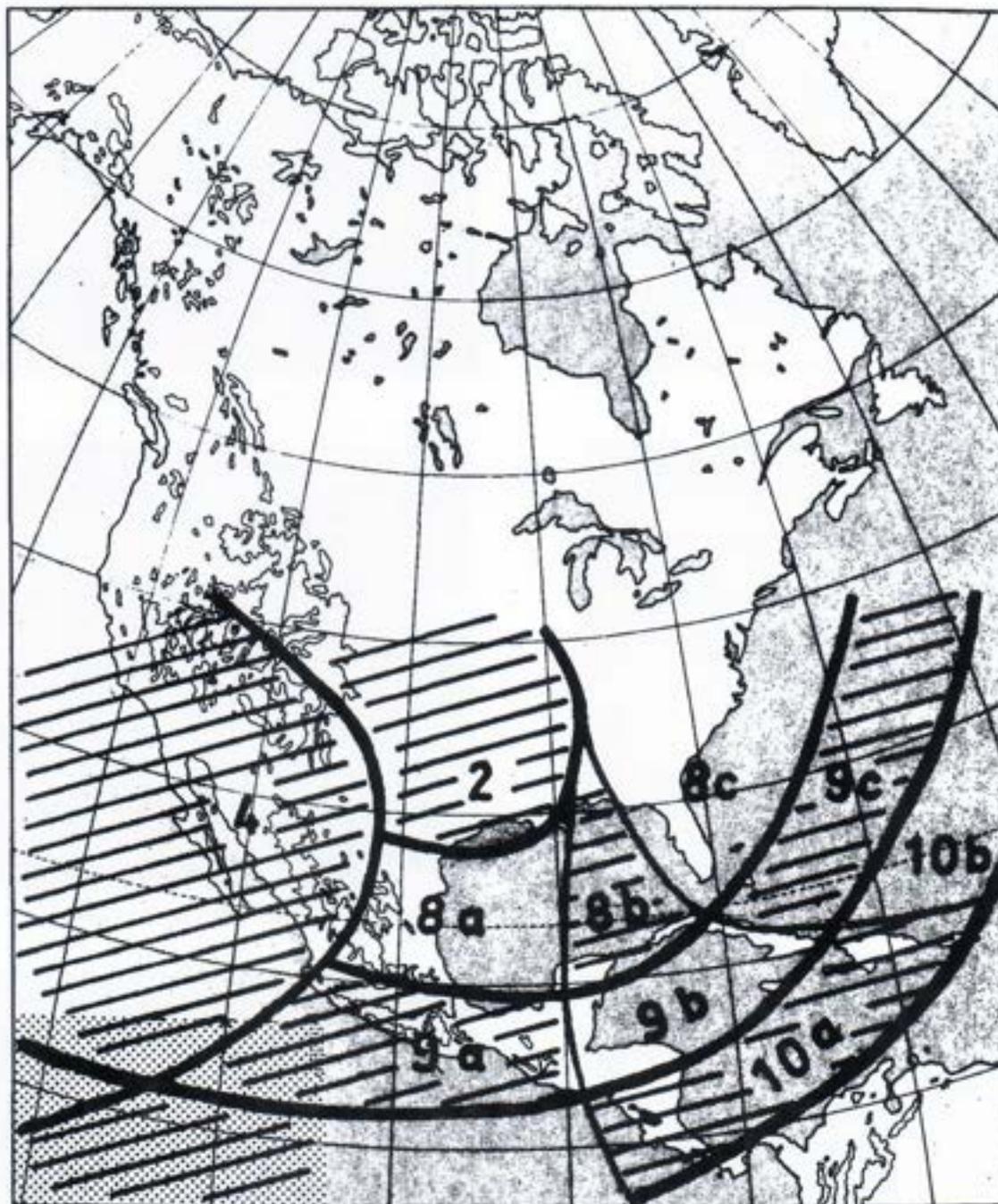
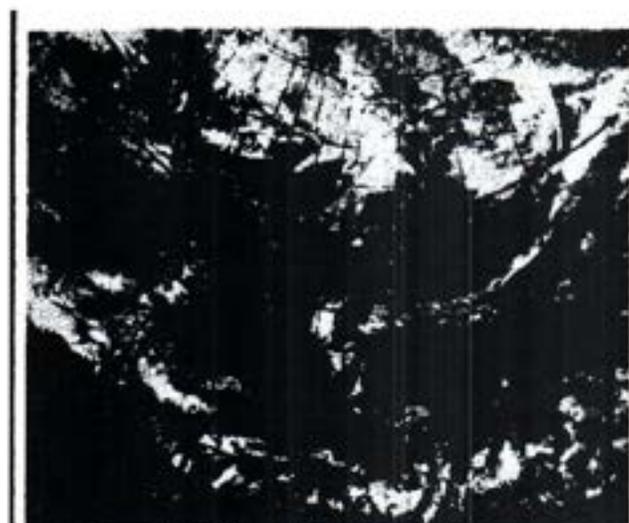
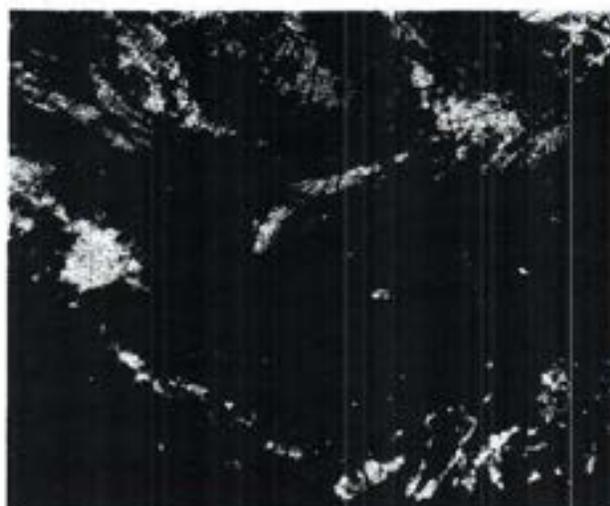


Figura 9. Límite de las regiones para la determinación de la frecuencia de los diversos tipos de frentes fríos.



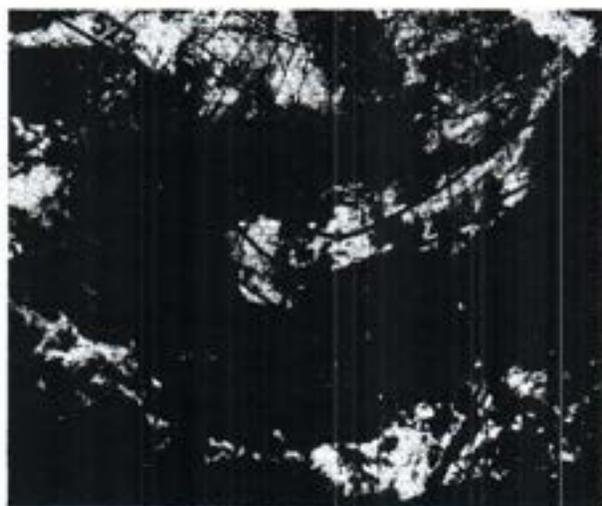
8.1.1969, 22.09.09 GMT (116°W)



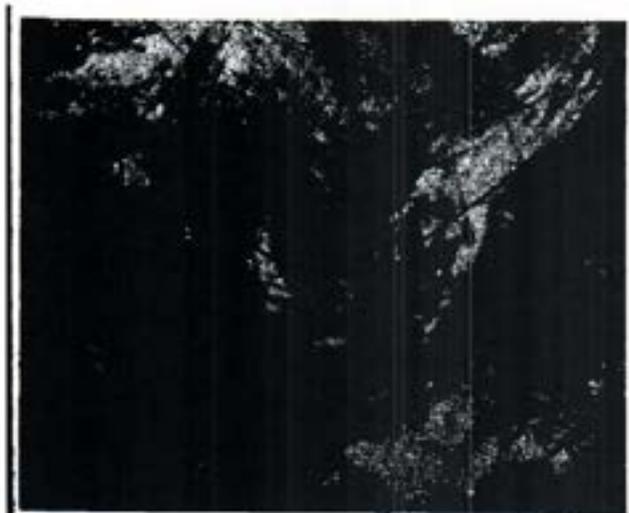
9.1.1969, 21.09.09 GMT (101°W)



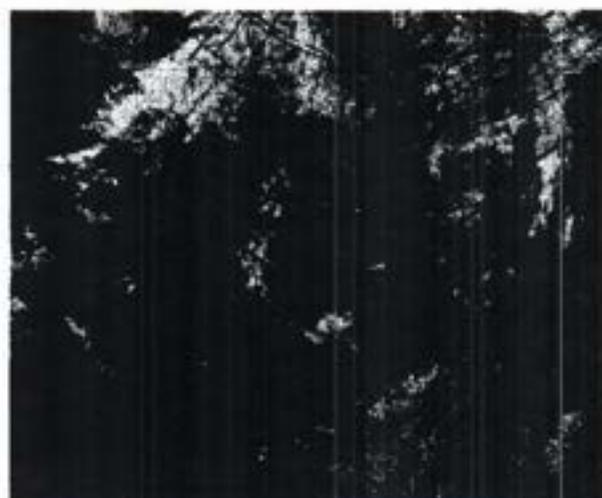
10.1.1969, 22.04.15 GMT (114°W)



11.1.1969, 21.04.06 GMT (99°W)



12.1.1969, 21.09.10 GMT (113°W)



13.1.1969, 20.09.02 GMT (98°W)

Figura 10. Fotografías de satélite para el periodo del 8.1.69 al 13.1.69. La altura de las isohipsas de la superficie de 500 mb está dada en decámetros geopotenciales.

© Dieter Klaus, Instituto de Oceanografía y Geografía Física, Universidad de Sevilla, España. Todos los derechos reservados. No se permite la explotación económica ni la transformación de esta obra. Queda permitida la impresión en su totalidad.

BIBLIOGRAFIA

- BOLIN, B., 1950. On the influence of the earth's orography on the westerlies, *Tellus*, No. 2/3:189-191.
- CHANG JEN-HU, 1972. *Atmospheric Circulation Systems and Climates*, Honolulu, Hawaii.
- CHARNEY, J. G., and A. ELIASSEN, 1949. A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus* 1, No. 2:38-55.
- FORTAK, H., 1971. *Meteorologie*. Berlin, Darmstadt.
- JAUREGUI, E., 1972. Variaciones de largo periodo de los tipos de tiempo de superficie de México. *Bol. del Inst. Geogr. UNAM*, Vol. 4:9-22.
- MOSIÑO, P. A., 1963. Tiempo superficial y configuraciones del flujo aéreo superior en México. *Geofísica Internacional*, 4(4): 117-168.
- PALMEN, E., 1951. The aerology of extratropical disturbances. *Compendium of Meteorology, Amer. Meteorol. Soc.*: 599-620.
- PALMEN, E., and C. W. NEWFON, 1969. *Atmospheric Circulation Systems*. New York and London.
- PETTERSSEN, S., 1950. Some aspects of the general circulation of the atmosphere. *Cent. Proc. Roy. Meteor. Soc.*: 120-155.
- PETTERSSEN, S., 1956. *Weather Analysis and Forecasting*, 2nd. Ed. Vol. 1, New York.
- PORTIG, W. H., 1958. *Nortes und ihre Vorhersage mit Bordmitteln, Der Seewart*, pp. 159-164.
- ROSSBY, C. G., 1939. Relations between variations in the intensity of the zonal circulation and displacements of the semipermanent centers of action. *Journ. of Marine Research*, 2: 38-55.
- ROSSBY, C. G., 1940. Planetary flow pattern in the atmosphere. *Quart. Journ. Roy. Meteor. Soc.*, Sup. 66: 68-87.
- SELLERS, W. D., 1965. *Physical Climatology*. Univ. of Chicago Press, Chicago, Illinois.
- Atlas Climatológico de México*, Servicio Meteorológico Mexicano, 1939.

Variaciones de largo periodo de la visibilidad en la ciudad de México

E. Jáuregui O.¹

¹*Instituto de Geografía, UNAM, 04510, México, D. F., MÉXICO.*

Recibido: 11 de junio, 1982; Aceptado: 5 de julio, 1983.

RESUMEN

Se examinan las variaciones de largo periodo de la visibilidad horizontal en dirección del centro de la Ciudad de México.

La transparencia del aire se ha deteriorado en general, en el periodo 1937-75, sin embargo, en la segunda mitad de los años setenta, se observa un incremento en la visibilidad promedio. Este aumento se debe a una disminución de la frecuencia de visibilidades malas (menores de 1 km) y a una mayor frecuencia de visibilidades regulares (de 2 a 10 km).

Este cambio coincide en general con el tiempo a partir del cual las autoridades sanitarias de la ciudad comenzaron a tomar medidas para controlar y reducir las emisiones de contaminantes del aire.

ABSTRACT

Visibility data for a 43 year period is used to determine changes in the transparency of air in Mexico City. On the average a general decrease in visibility is observed. During the 1940's average visibilities (at noon) were from 4 to 10 km decreasing steadily to 1 to 2 km up to the first half of the seventies. However, the five year average variation of visibility for the second half of the seventies shows a marked increase. When five year average frequency of various visibility categories was determined, a significant decrease in the frequency of low (bad) visibilities during the 1975-79 period was observed. Also, an increase in the frequency of intermediate (1 to 10 km) visibilities was noted for the above mentioned period. The observed changes in visibility toward a better air quality, could be related to actions taken by sanitation authorities in reducing pollution.

INTRODUCCIÓN

Las partículas muy finas de polvo, así como los aerosoles que flotan en el aire de las ciudades, son los contaminantes más persistentes debido a su estabilidad y a su velocidad de caída casi despreciable. Es sabido que estas partículas finas en suspensión producen (junto con otros gases) la bruma urbana (smog) reduciendo la transparencia del aire.

En ocasiones la disminución de la visibilidad se usa, en forma cualitativa, para juzgar el grado de contaminación atmosférica. En un trabajo anterior (Jáuregui, 1969) se examinaron las variaciones de la transparencia del aire, ocurridas hasta el año 1967 en Tacubaya.

En el presente estudio se utilizan los datos de visibilidad del aire observados en Tacubaya desde la década de los años treinta para examinar las variaciones ocurridas desde entonces hasta el presente, y en esta forma poder juzgar si los cambios observados en los últimos años se pueden atribuir a las acciones tomadas por las autoridades sanitarias, para reducir en general las emisiones (vehiculares e industriales) hacia la atmósfera urbana de la Ciudad de México.

LA VISIBILIDAD Y LA TURBIEDAD DEL AIRE

La *visibilidad* se define como la mayor distancia en una dirección dada, en la cual puede distinguirse un objeto oscuro prominente contra el horizonte. La *visibilidad predominante* es aquella que prevalece en más de la mitad del horizonte (Hueschke, 1959).

Las partículas suspendidas en el aire reducen la visibilidad al dispersar y absorber la luz que viene de un objeto y de su fondo, aminorando el contraste entre ambos. Por otra parte, las partículas en suspensión dispersan la luz en la trayectoria de la visual, iluminando el aire a lo largo de ésta y, en consecuencia, disminuyendo el contraste entre el objeto y su fondo. La dispersión de la luz en la línea de la visual tiene mayor efecto sobre la visibilidad cuando las partículas son de tamaños de 0.1 a 1 micra. Las partículas que se encuentran en esta categoría de tamaños provienen principalmente de combustiones y de aerosoles fotoquímicos (Air Quality Criteria for Particulate Matter, 1971). Asimismo, este rango de tamaños de partículas queda comprendido dentro de los tamaños llamados respirables (el rango completo va de 0.1 a 5-10 micras. Suess, 1979) por lo que no tan solo es significativo en la reducción

de la visibilidad, sino también por los efectos desfavorables que sobre la salud tienen al penetrar profundamente en el aparato respiratorio. Algunas de estas partículas que pasan del tracto respiratorio a la linfa, la sangre o el sistema gastrointestinal pueden tener efectos en otras partes del organismo.

Si se desea mayor precisión en la estimación de la visi-

bilidad se recurre al concepto de *alcance visual*, que se define como la distancia desde un punto de observación hasta la cual el contraste entre un objeto negro y el fondo brillante tienen una relación de 0.02. Esta razón de contraste es la mínima para poder distinguir un objeto a la distancia sin ayuda óptica.

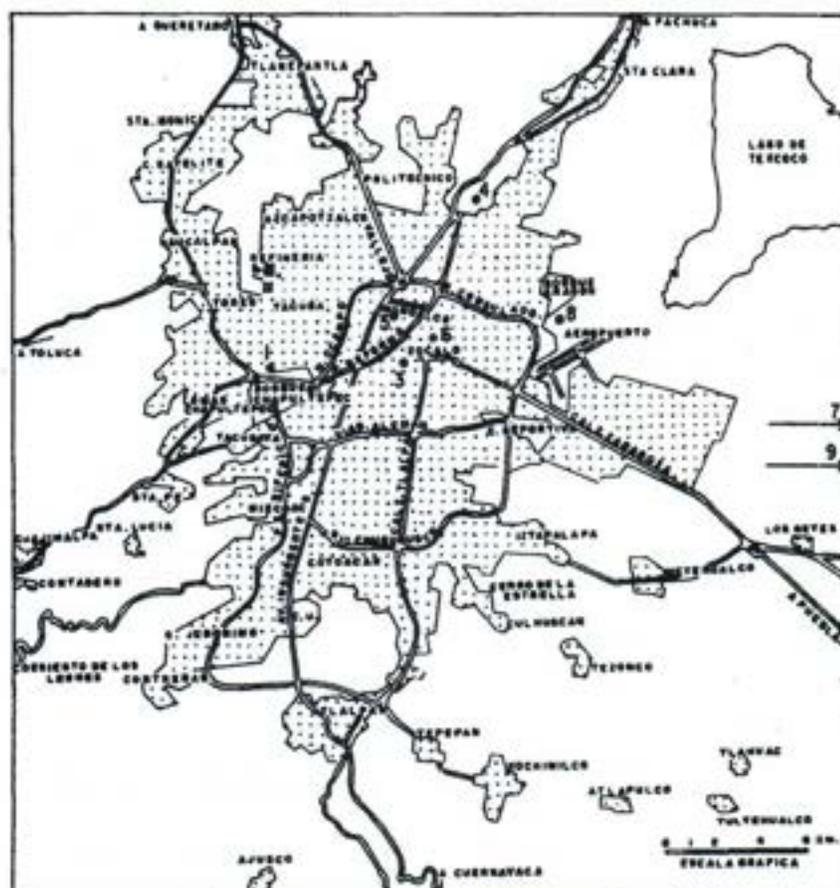


Fig. 1. Puntos de referencia para la estimación de la visibilidad en el primer cuadrante desde Tacubaya (ver tabla 2).

El *alcance visual* está relacionado con el coeficiente de extinción atmosférica σ (Johnson, 1954) por la relación siguiente y para una longitud de onda de 0.55μ :

$$V = \frac{\ln(0.02)}{\sigma} = \frac{3.912}{\sigma}$$

en donde σ tiene dos componentes, una debida a la extinción por las moléculas de aire, σ_A , y la otra originada por la extinción por las partículas en suspensión en el aire urbano, σ_p . Sin embargo, para visibilidades de unos cuantos kilómetros como las que se observan en la ciudad de México $\sigma_p \gg \sigma_A$ y la extinción está determinada casi completamente por σ_p .

Una relación aproximada entre el alcance visual V (en km) y la concentración de partículas en suspensión G , (en

micro gramos/ m^3) está dada por la expresión (Air Quality Criteria for Particulate Matter, 1970):

$$V = \frac{A \times 10^3}{G} \quad (1)$$

donde $A = 1.2_{0.6}^{2.4}$, siendo 1.2 la media geométrica.

La relación anterior no es válida para humedades mayores de 70%.

Los valores de A se han obtenido empíricamente (AQCPM, 1970) de observaciones en diversas condiciones de contaminación en ciudades de los Estados Unidos.

Si aplicamos la fórmula (1) para una visibilidad de 4 km

en la Ciudad de México, las concentraciones resultantes pueden variar de 150 a 600 microgramos/m³, que es una gama demasiado amplia y quizá excesiva en su límite superior.

Para determinar valores más apropiados de *A* a nuestro medio, en la ciudad de México se requeriría hacer observaciones simultáneas del alcance visual (por medio de un nefelómetro, por ejemplo) y de la concentración de partículas en suspensión de la fracción respirable.

LOS DATOS

Las observaciones de visibilidad se han llevado a cabo en forma rutinaria en el Observatorio de Tacubaya desde finales de la década de los años treinta. Se determina la visibilidad (cada hora del día) que prevalece en cada uno de los cuatro cuadrantes: el primero, del N al E, el segundo del E al S, el tercero del S al W y el cuarto del W al N. Para determinar la visibilidad el observador cuenta con referencias visuales a diversas distancias. Una vez estimada la visibilidad predominante en cada cuadrante (en km) la codifica, según una clave que va del 1 al 8, como sigue:

Tabla 1

Clave para codificar la visibilidad en el Observatorio de Tacubaya

clave	km	clave	km
1	< 0.5	5	4-10
2	0.5-1.0	6	10-15
3	1.0-2.0	7	15-20
4	2.0-4.0	8	> 20

Una vez codificada la visibilidad, se anotan los cuatro números correspondientes a la observación horaria en los cuatro cuadrantes. A partir del año 1975 se abandonó el uso de la clave y la visibilidad se asienta directamente en km. Para homogeneizar los datos, este último periodo se ha traducido a la clave.

El cuadrante que se seleccionó para hacer el presente análisis fue el comprendido entre el Norte y el Este, ya que entre estas direcciones queda comprendido el centro de la ciudad, donde usualmente la nube de contaminantes es más densa (Jáuregui, 1979). Algunos de los puntos prominentes en este cuadrante son:

Tabla 2

Puntos de referenda para estimar la visibilidad desde Tacubaya en el primer cuadrante

Punto de referencia	Distancia (km)	Dirección	Localización en figura 1
Hotel Presidente Chapultepec	2.5	N	1
Castillo de Chapultepec	2.0	NNE	2
Torre Latinoamericana	6.7	NE	3
Cerro Gachupín (La Villa)	14.0	NE	4
Torres Tlatelolco	8.0	NE	5
Catedral	7.5	ENE	6
Cerro Tlaloc	45.0	E	7
Carro Peñón (Aeropuerto)	12.7	ENE	8
Volcán Ixtlacchuatl	60.0	ENE	9
Palacio de los Deportes	10	E	10
Peñón del Marqués	16	E	11

La observación escogida para el análisis de visibilidad fue la correspondiente a las 10 de la mañana ya que por una parte, a esa hora la turbidez del aire debida a la concentración de partículas (fracción respiratoria) alcanza un máximo (figura 2), y por otra, la humedad del aire está en general por debajo de la saturación (figura 3) de modo que no se podrían atribuir los cambios observados en la visibilidad a una mayor o menor frecuencia de nieblas. Además, a esta hora queda descartada

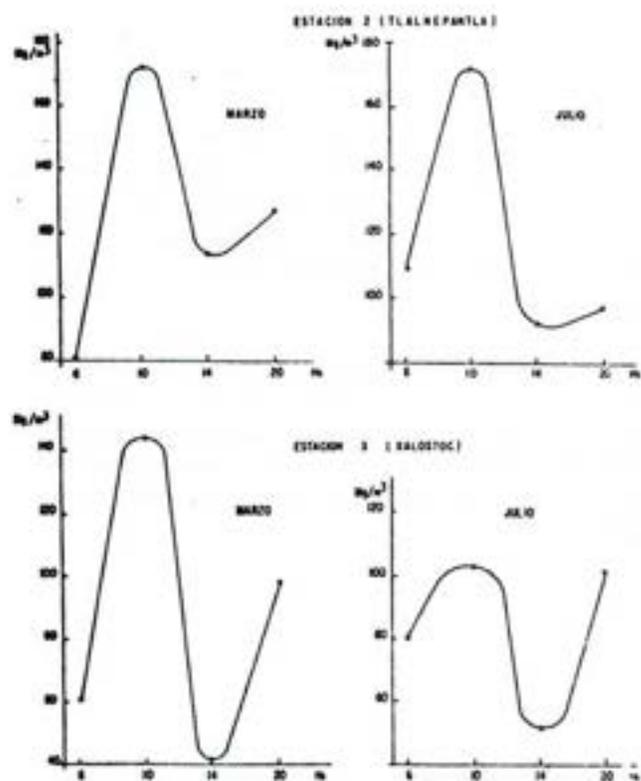


Fig. 2. Variación diurna del polvo en suspensión fracción respiratoria en dos puntos al N de la ciudad (promedios de 10 días centrales del mes)

la posibilidad de que las variaciones registradas en la visibilidad se pudieran adjudicar a variaciones en la frecuencia de tolvaneras, que normalmente se presentan después del mediodía, según se aprecia en la tabla 3.

Se advierte en la tabla 3 que más de la mitad (66%) de las tolvaneras ocurren entre las 14 y 18 hs y entre las 14 y 20 hs, se observó el 84% del total durante la década. Sólo el 1% ocurrió a las 10 de la mañana.

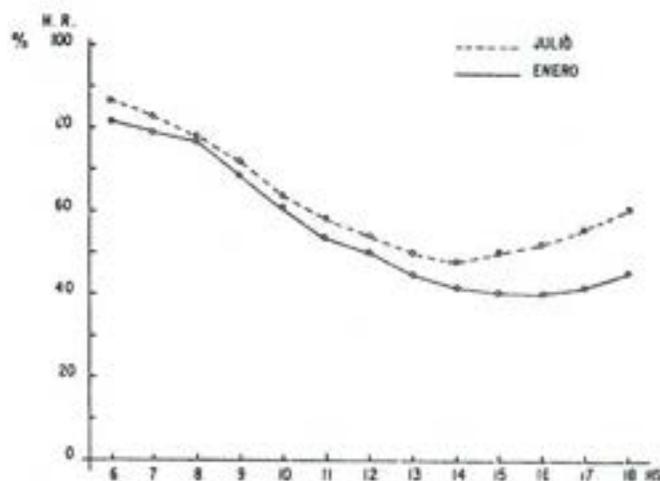


Fig. 3. Humedad relativa (en %) en Tacubaya en enero y julio de 1979

Tabla 3

Frecuencia de tolvaneras observadas en Tacubaya a diversas horas del día. Periodo 1970 - 79.

Periodo del día	10-11	11-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22 hs
No. de eventos	4	9	32	70	140	58	4
Frec. (%)	1	3	10	22	44	18	1

FLUCTUACIONES DE LA VISIBILIDAD PROMEDIO

En la figura 4 se muestran las curvas de los valores mensuales promedio de la visibilidad observada desde el Observatorio de Tacubaya, a las 10 A.M., para el periodo de 1937 a 1979. Se advierte en general una tendencia decreciente en la mayoría de los meses. Mientras que en la década de los años cuarenta la visibilidad (a las 10 am) observada era de 4 a 10 km (clave 5), para los años cincuenta había decrecido a 2-4

km (clave 4). En los años sesenta y principios de los setenta el decrecimiento continuo y las visibilidades se redujeron a 1 - 2 km (clave 3) aproximadamente.

En el segundo quinquenio de los años setentas se advierte un incremento en los valores medios de la visibilidad en casi todos los meses (excepto en el último trimestre).

Los cambios que ha sufrido la visibilidad, señalados arriba y basados en la inspección de las curvas de la figura 4, solo pueden ser muy generales y subjetivos.

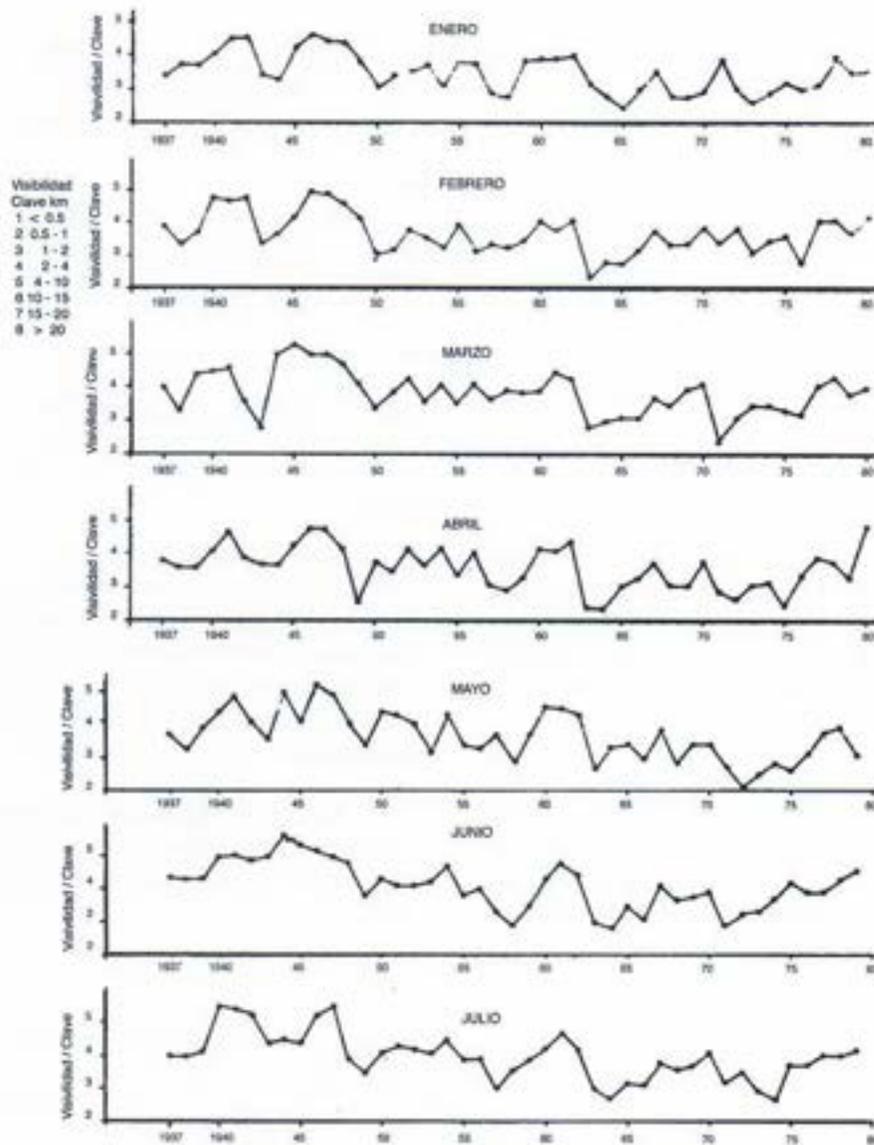
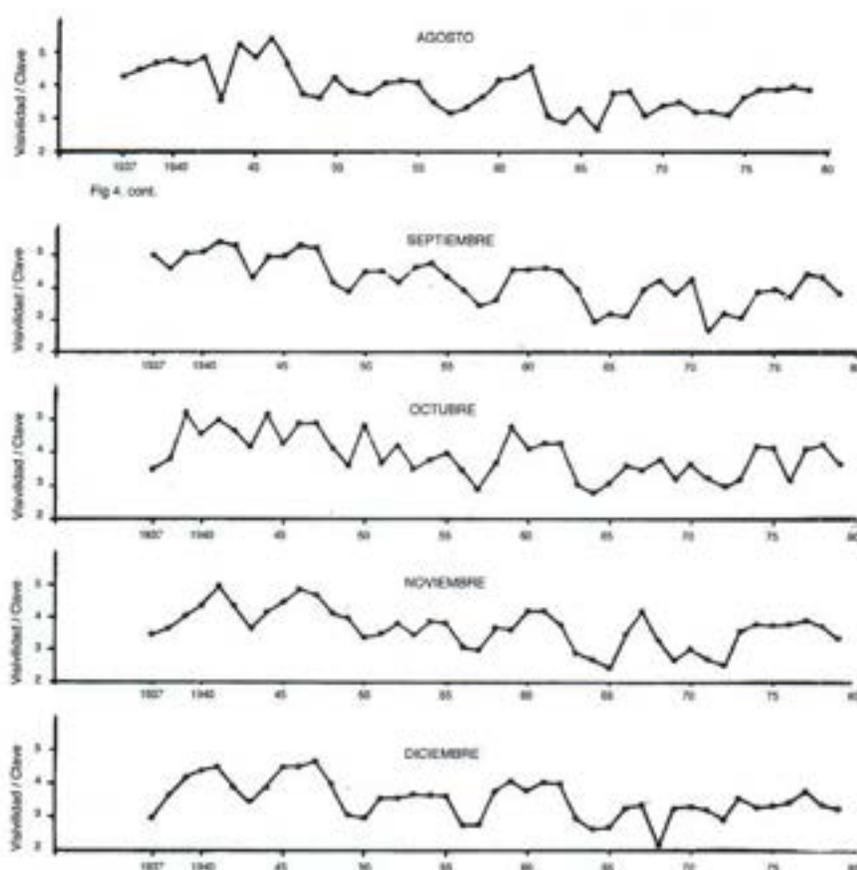


Fig. 4 . Visibilidad en Tacubaya, promedio a las 10 am periodo 1937-80



Con objeto de ver si se podían precisar un poco mejor los años en que se manifiestan los cambios en la serie de datos, se utilizó el método de las desviaciones acumulativas respecto al promedio. Este método consiste, como su nombre lo sugiere, en acumular las diferencias de cada valor de la visibilidad respecto al promedio para todo el periodo.

Los resultados para el mes de enero aparecen en la figura 5. En esta gráfica, se aprecia que hasta 1948 (la primera década del periodo) la visibilidad se mantuvo por arriba del promedio. La meseta entre 1949 - 1962 (con un pequeño valle al final), señala el primer cambio importante en el deterioro de

la visibilidad durante la década de los años cincuenta. El quiebre de la curva entre 1963 y 1977 acusa el periodo más largo en el que la transparencia del aire continuó desmejorándose por una frecuencia creciente de valores, menores que el promedio. Finalmente a partir de 1977 se observa nuevamente un cambio de pendiente que indica el inicio de un aumento de la transparencia del aire capitalino.

Las gráficas de las desviaciones acumulativas de la visibilidad para otros meses del año fueron en general, semejantes a la del mes de enero, con excepción de los últimos meses del año.

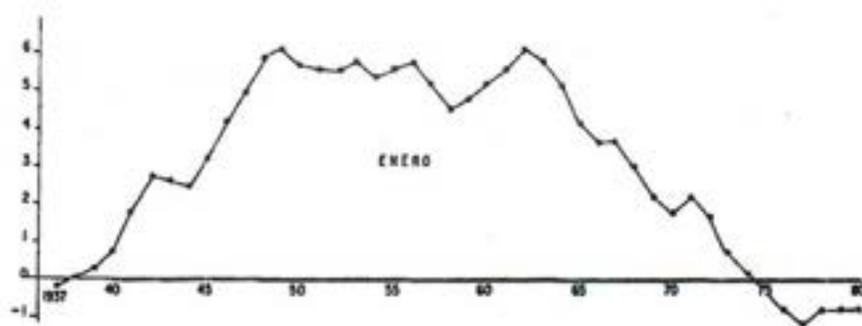


Fig. 5. Desviaciones acumulativas del promedio de la visibilidad a las 10 a.m. en enero.

VARIACION POR QUINQUENIOS DE LOS PROMEDIOS DE VISIBILIDAD

a) *Década de los años setenta*

De los cambios que se observaron en la curva de desviaciones acumulativas de la visibilidad de la figura 5, el más interesante es el último, ocurrido en el segundo quinquenio de los años setentas. Al comparar los dos quinquenios de esta década los promedios de las categorías de la visibilidad en el último quinquenio resultan consistentemente mayores que los correspondientes al primer quinquenio, como se aprecia en la tabla 4.

Los incrementos en la visibilidad del segundo quinquenio respecto al anterior varían de menos de 10% (febrero,

abril, diciembre) entre 18 y 30% que son la mayoría (enero y de mayo a septiembre); el mayor incremento se registró en el mes de mayo (30%). En el promedio de todos los meses el mejoramiento de la visibilidad fue de un 12% entre los dos quinquenios.

Se aplicó la prueba *t* de Student para determinar la significancia de los incrementos observados entre los dos quinquenios.

En la mayoría de los casos las diferencias de las categorías de visibilidad mensual entre los dos quinquenios, resultaron estadísticamente significativos al nivel de 0.1 %, dicho de otro modo, los aumentos de la visibilidad observados en el segundo quinquenio (respecto del primero) de los años setenta, no pueden ser atribuidos al azar.

Tabla 4

Valores promedio mensuales de las categorías de visibilidad en Tacubaya para los quinquenios 1970-74 y 1975-79

	E	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	Año
1970-1974	3.1	3.5	3.3	3.2	2.7	3.4	3.2	3.3	3.4	3.5	3.1	3.3	3.3
1975-1979	3.4	3.7	3.9	3.4	3.5	4.2	3.9	3.9	4.0	3.8	3.7	3.4	3.7
Incremento (%)	10	6	18	6	30	24	22	18	18	9	19	3	12

b) *Décadas de los años cuarenta, cincuenta y sesenta*

Se podría pensar que la tendencia de la visibilidad a aumentar, observada al final de los años setenta se notó también en las décadas anteriores. Sin embargo, la tendencia de la visibilidad en dicho periodo de 30 años fue consistentemente decreciente.

Esto se aprecia en la tabla 5 donde aparecen los promedios quinquenales de la visibilidad en Tacubaya para cada mes del año, así como su variación porcentual a partir del primer quinquenio de la década de los años cuarenta.

En la figura 6, construida con datos de la tabla 5, se puede apreciar un decrecimiento de los valores (especialmente en el periodo de lluvias mayo-octubre) de la visibilidad del se-

gundo quinquenio, respecto del primero en las décadas de los años cuarenta, cincuenta y sesenta. El decrecimiento mayor ocurre en la década de los años sesenta, cuando la visibilidad decreció en el promedio anual un 1.3% (tabla 5). En la década de los años cincuenta la reducción de la visibilidad fue de un 8% en el promedio anual. Finalmente, en la década de los años cuarenta, si bien se observó un decrecimiento de la visibilidad en los meses de lluvia (tabla 5), durante el periodo de seca hubo incrementos de la transparencia del aire, los que quizá se debieron, en parte, a una mayor incidencia de invasiones de aire polar en la segunda mitad del decenio.

Por otra parte, durante los años cuarenta los cambios en el volumen de emisiones (vehiculares y de fuentes fijas) no fueron tan drásticas como en las décadas subsecuentes.

Tabla 5

Promedios mensuales de la visibilidad en Tacubaya (10 am) por quinquenios

Quinquenio	E	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	Año
1940-44	3.9	4.3	4.1	4.0	4.4	5.1	5.0	4.7	5.0	4.7	4.3	4.0	4.5
45-49	4.3	4.6	4.8	4.1	4.3	4.8	4.5	4.5	4.7	4.4	4.4	4.2	4.5
%	+36	+7	+17	+3	-2	-6	-10	-4	-14	-6	+2	+5	0
1950-54	3.4	3.4	3.9	3.9	4.0	4.3	4.2	4.1	4.5	4.0	3.6	3.5	3.9
55-59	3.4	3.5	4.0	3.4	3.6	3.5	3.7	3.6	3.9	3.8	3.4	3.4	3.9
%	0	+3	+3	-13	-10	-19	-12	-12	-13	-5	-3	-3	-8
1960-64	4.1	3.5	4.3	3.5	3.9	3.9	3.8	3.8	4.1	3.7	3.6	3.5	3.3
65-69	2.9	3.3	3.5	3.3	3.3	3.6	3.5	3.4	3.6	3.5	3.2	3.0	3.3
%	-29	-6	-19	-6	-15	-8	-8	-11	-12	-5	-11	-14	-13

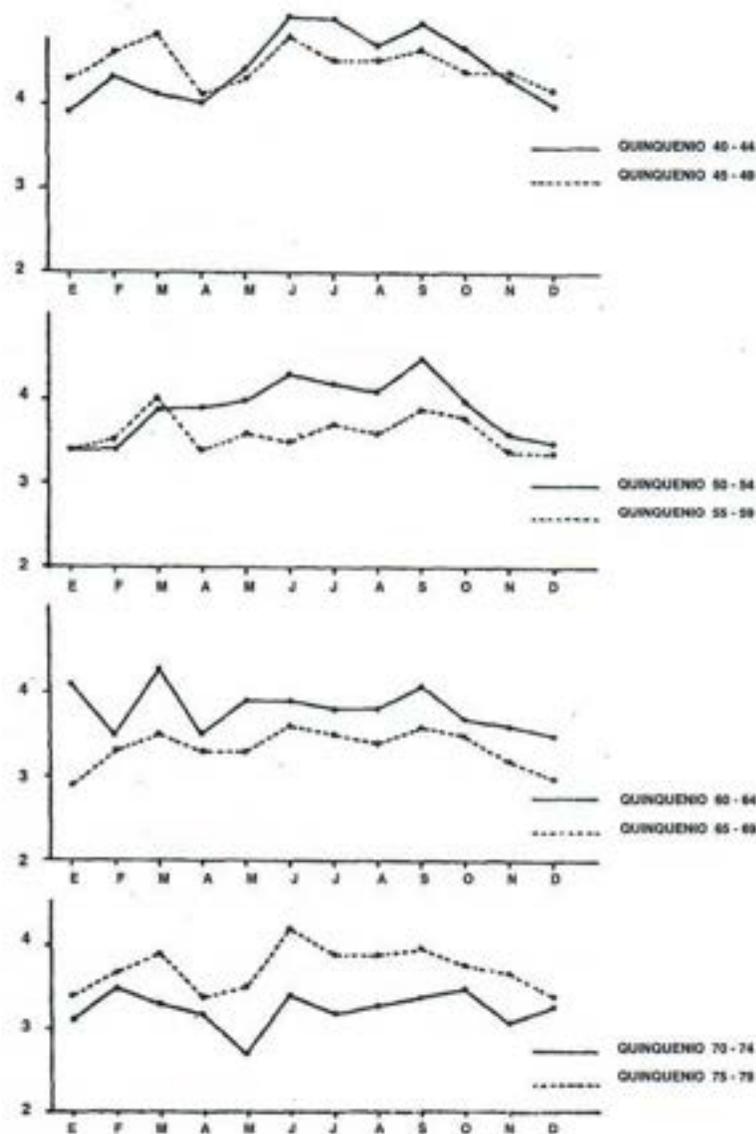


Fig. 6. Variación de la visibilidad promedio en Tacubaya.

VARIACIÓN DE LA FRECUENCIA DE DIVERSAS CATEGORÍAS DE VISIBILIDAD EN TACUBAYA

Con objeto de examinar con más detalle el origen de los incrementos en los valores promedio de la visibilidad en los dos últimos quinquenios, se determinó la frecuencia quinquenal de las diversas categorías de visibilidad para cada mes. Los resultados aparecen en la tabla 6 y gráficamente en la figura 7. Se puede apreciar que en la mayoría de los meses los incrementos de los promedios de la visibilidad en el segundo quinquenio (respecto del primero) de los años setenta, se debieron, por una parte a una disminución considerable (de 20% o más) en la frecuencia de las categorías 2 (visibilidad entre 0.5

y 1 km) y por otra, a un aumento de la frecuencia de visibilidades 4 y 5 correspondientes a alcances visuales de 2 a 10 km.

En resumen, en el último quinquenio ha disminuido la frecuencia de visibilidades muy malas (menores de 1 km), al mismo tiempo que se ha incrementado la frecuencia de visibilidades intermedias (de 1 - 10 km). En la misma figura 7 se puede apreciar que las visibilidades mayores de 10 km continuaron siendo infrecuentes en ambos quinquenios de los años setenta, lo que significa que si bien ha habido un cambio significativo consistente en una mejoría en la transparencia (y consecuentemente en una reducción de la contaminación) atmosférica en la capital en el último quinquenio, dicho cambio no ha sido drástico sino muy gradual y por lo tanto, casi imperceptible para los habitantes de la ciudad.

Tabla 6

Frecuencia relativa mensual de las categorías de visibilidad en Tacubaya (1er. cuadrante) para los quinquenios de la década 1970- 79 (en%) (a las 10 am)

Categoría	E		F		M		A		M		J		Clave (km)
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	
1	4	4	1	6	2	1	0	2	3	5	1	1	0.5
2	45	16	28	12	37	5	41	16	51	13	33	5	0.5-1
3	15	36	22	29	22	31	23	36	30	30	27	22	1-2
4	20	30	32	26	21	39	21	34	9	34	24	35	2-4
5	11	12	8	18	7	18	8	10	6	16	4	30	4-10
6	4	2	2	6	6	6	4	1	1	2	5	3	10-15
7	2	0	4	2	1	0	0	0	1	0	4	4	10-20
8	0	0	3	1	4	0	2	0	0	0	3	1	20

Categoría	J		A		S		O		N		D		Clave (km)
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	
1	1	1	0	0	1	0	2	0	3	3	3	3	0.5
2	39	10	34	5	33	12	35	14	40	17	31	22	0.5-1
3	20	24	31	26	25	19	19	27	25	23	28	32	1-2
4	27	31	21	45	21	33	21	32	20	34	25	25	2-4
5	10	30	7	23	10	29	10	22	6	17	5	17	4-10
6	1	2	5	0	6	5	6	3	2	4	4	1	10-15
7	2	2	3	1	1	1	4	2	2	1	3	1	15-20
8	1	0	0	1	1	1	3	0	2	1	1	0	20

a - quinquenio 1970-74

b - quinquenio 1975-79

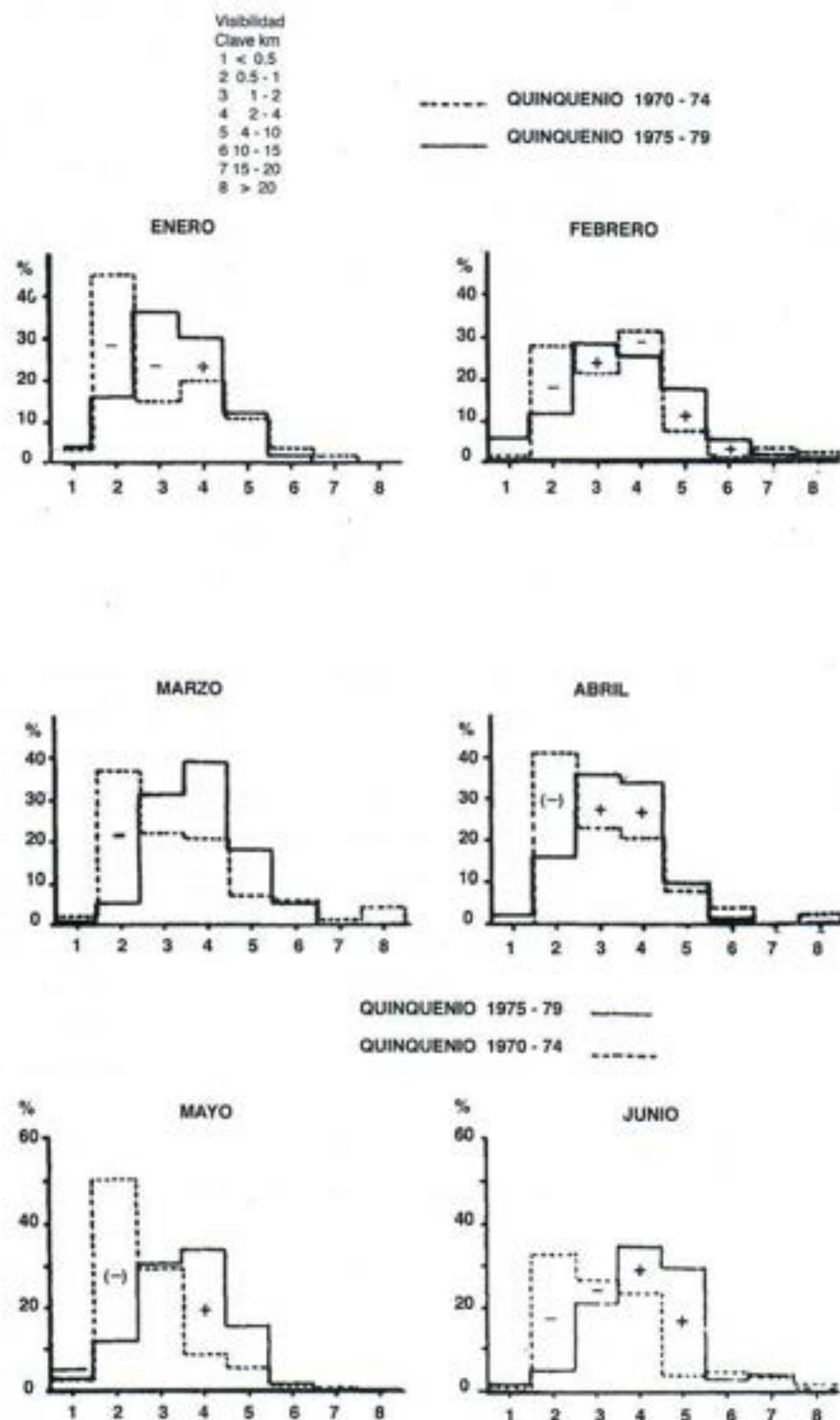


Fig. 7. Frecuencia de las categorías de visibilidad en Tacubaya para quinquenio de la década 1970 - 79 (10 a.m.).

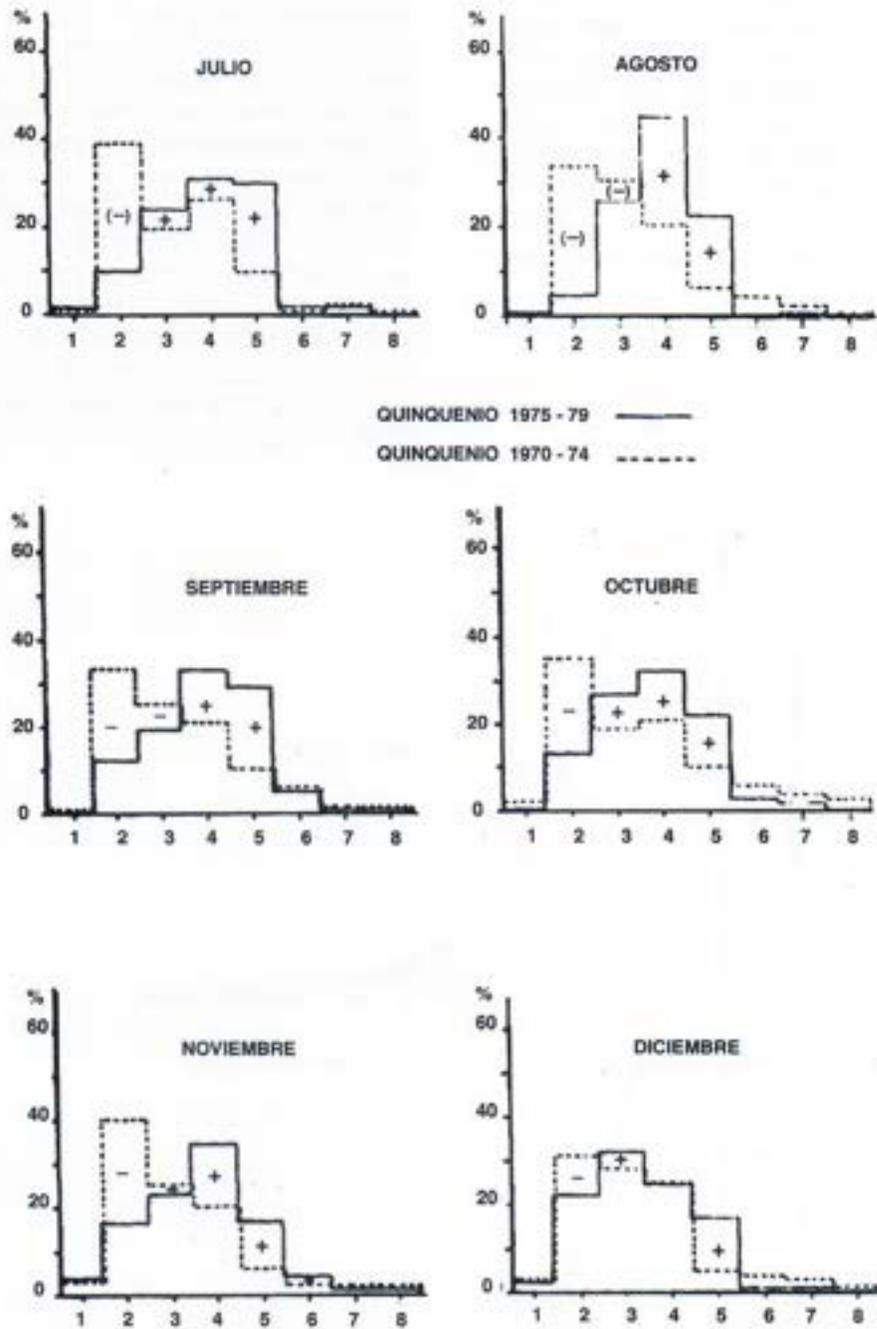


Fig. 7. (Continuación)

FRECUENCIA ACUMULADA DE LAS CATEGORÍAS DE VISIBILIDAD EN TACUBAYA EN LA DÉCADA DE LOS AÑOS SETENTA

Otra forma de mostrar los cambios ocurridos en la frecuencia de las visibilidades es por medio de las frecuencias acumuladas. En la figura 8 aparecen las distribuciones de las frecuencias acumuladas de las categorías de visibilidad en Tacubaya para los dos quinquenios de los años setenta. Puede apreciarse que la *mediana* de todos los valores de visibilidad aumentó en el segundo quinquenio (1975-79) respecto del primero. Este incremento fue más acentuado (de 3.4 a 4.4) en el semestre de lluvias (mayo - octubre) que durante la estación seca.

VARIACIÓN DE LA FRECUENCIA DE LAS CATEGORÍAS DE VISIBILIDAD EN EL PERIODO 1950-69

Como comprobación de los resultados anteriores, se compararon las frecuencias de las visibilidades de los dos quinquenios de la década de los años cincuenta y sesenta, cuando no existía regulación sobre las emisiones a la atmósfera (vehiculares y de fuentes fijas). Sólo se muestran los resultados, para la década de los años cincuenta (figura 9) ya que para los años sesenta se obtuvieron resultados semejantes. En el segundo quinquenio de la década de los años cincuenta aumentó la frecuencia de las visibilidades malas (categorías 1, 2 y 3), mientras permaneció invariable o disminuyó la frecuencia de las visibilidades regulares de 4 a 10 km (categorías 4 y 5). Esas diferencias fueron en la mayoría de los meses, estadísticamente significativas (en junio, julio y agosto, al nivel de 0.1 %) por lo que puede afirmarse que en dicha década de los años cincuenta, la transparencia del aire se deterioró considerablemente en la segunda mitad del decenio.

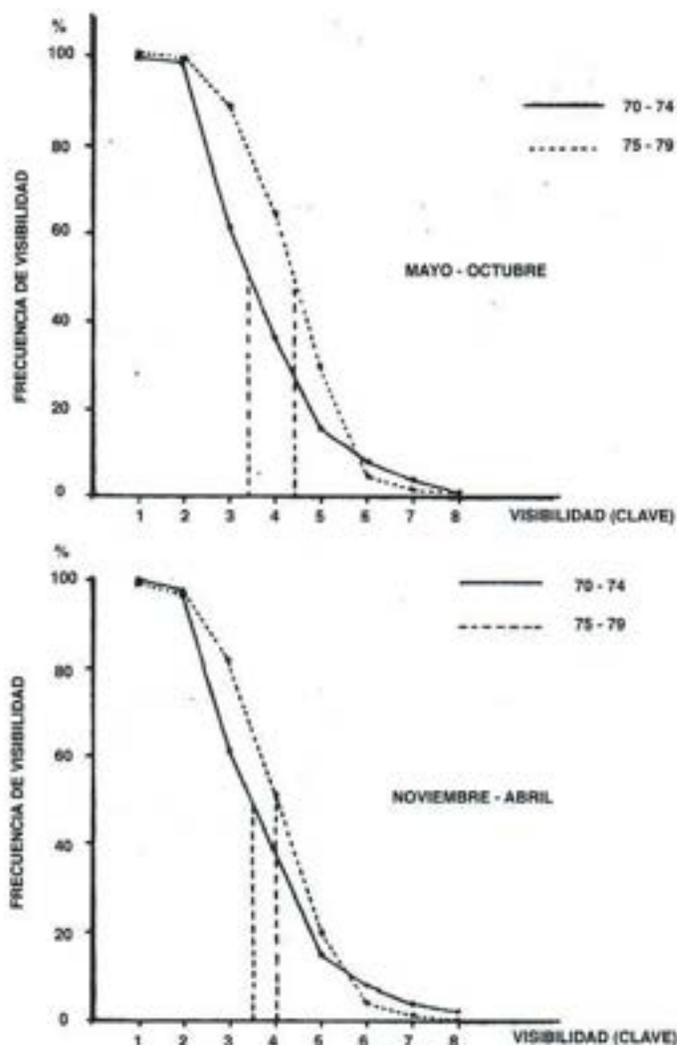


Fig. 8. Distribución de la frecuencia acumulada de las categorías de la visibilidad en Tacubaya (1er cuadrante) para los quinquenios 1970-74 y 1975-79.

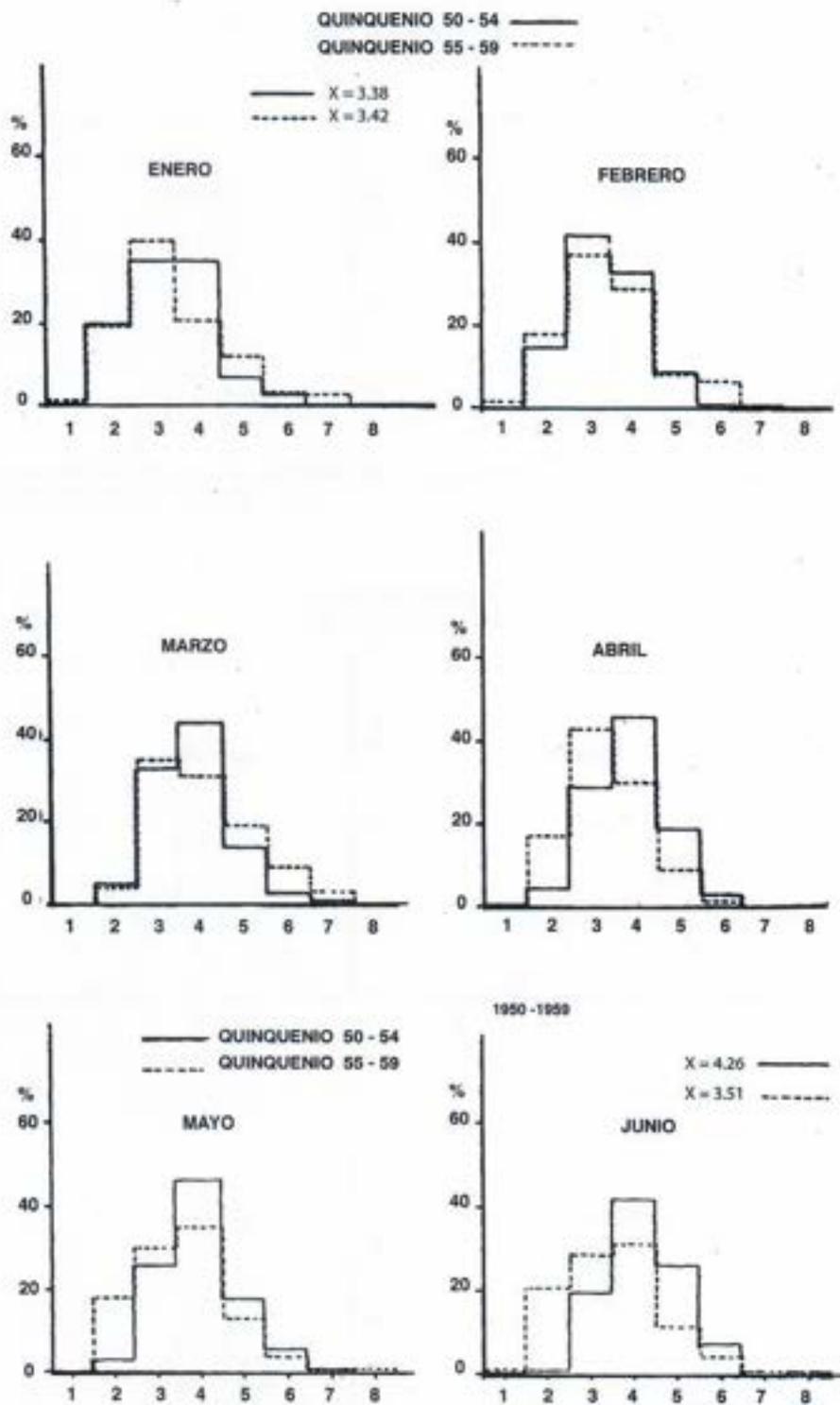


Fig. 9 . Frecuencia de las categorías de visibilidad en Tacubaya para quinquenio de la década 1950 - 59 (10 a.m.).

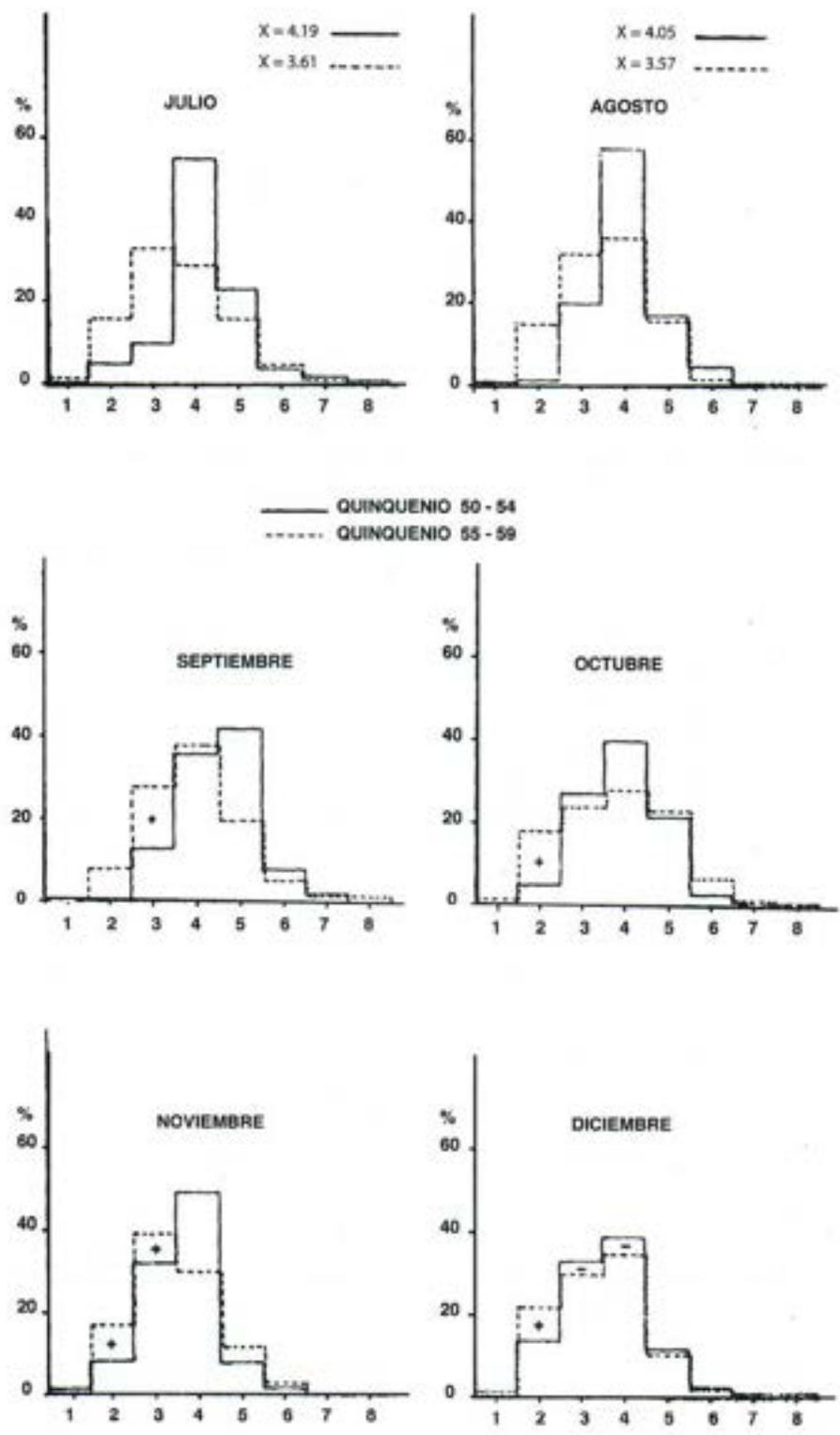


Fig. 9. (Continuación)

LA INTENSIDAD DEL VIENTO Y LA VISIBILIDAD

Es sabido el efecto que sobre la transparencia del aire tienen los movimientos turbulentos del aire. Mientras mayor sea la velocidad del viento, mayor será la dilución y transporte de los contaminantes que flotan en el aire de la Ciudad de México. En consecuencia, los cambios en la transparencia del aire examinados en las secciones anteriores podrían ser atribuidos a fluctuaciones de largo periodo de la intensidad del viento en el área que ocupa la ciudad. Así, el mejoramiento de la visibilidad en el último quinquenio de los años setenta, podría haberse originado por una mayor frecuencia de vientos más vigorosos.

Para dilucidar este punto se determinó el coeficiente de correlación entre la intensidad media (semestre nov-abr) del viento en Tacubaya y la visibilidad media correspondiente (a las 10 am), para el periodo 1941 - 1979. El coeficiente de correlación fue de 0.46. Elevando al cuadrado este coeficiente se obtiene el coeficiente de determinación que indica que solo un 21 % del total de las variaciones de la visibilidad pueden ser explicadas por las fluctuaciones de la intensidad del viento. Las variaciones de largo periodo de la visibilidad y el viento se muestran en la figura 10.

FRECUENCIA DE LAS CATEGORÍAS DE VISIBILIDAD EN EL PRIMER TERCIO DEL AÑO 1980

Al comparar la frecuencia de categorías de visibilidad correspondientes a los primeros cuatro meses del año 1980, respecto a la observada en el quinquenio 1970-74, se obtienen

las mismas tendencias que destacan al comparar los dos quinquenios de la década de los años setenta, aunque en este caso quizá más acentuadas (figura 11). Se advierte en esta figura la reducción acentuada (mayor de 20%) que ha ocurrido en los cuatro primeros meses del año 1980 de la frecuencia de visibilidades malas (categorías 2 y 3) respecto de la correspondiente al quinquenio 1970-74. Coincidentemente, se aprecia un aumento de las frecuencias de visibilidades regulares (categorías 4 y 5, de 2 a 10 km), permaneciendo poco frecuentes las visibilidades buenas (categorías 6, 7 y 8, de 10 a más de 20 km).

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se examinan las variaciones ocurridas en la visibilidad horizontal en el Observatorio de Tacubaya, y en dirección del centro de la ciudad, durante el periodo 1937-1979.

La transparencia del aire capitalino se ha deteriorado durante dicho periodo mientras que al principio del periodo las visibilidades promedio fluctuaban de 4 a 10 km, al principio la década de los años setenta, éstas se habían reducido a 1 o 2 km. En la segunda mitad de los años setenta se advierte un incremento de las visibilidades promedio. Este aumento respecto del primer quinquenio de los años setenta resultó ser estadísticamente significativo.

El incremento observado en las visibilidades promedio se debe a una disminución de la frecuencia de visibilidades malas (menores de 1 km) y a un aumento en la frecuencia de visibilidades regulares (de 2 a 10 km). La frecuencia de visibilidades buenas (a las 10 am) ha permanecido baja, es decir, el cambio que se puede advertir entre las visibilidades de la década pasada (los setentas) ha sido muy gradual, pero

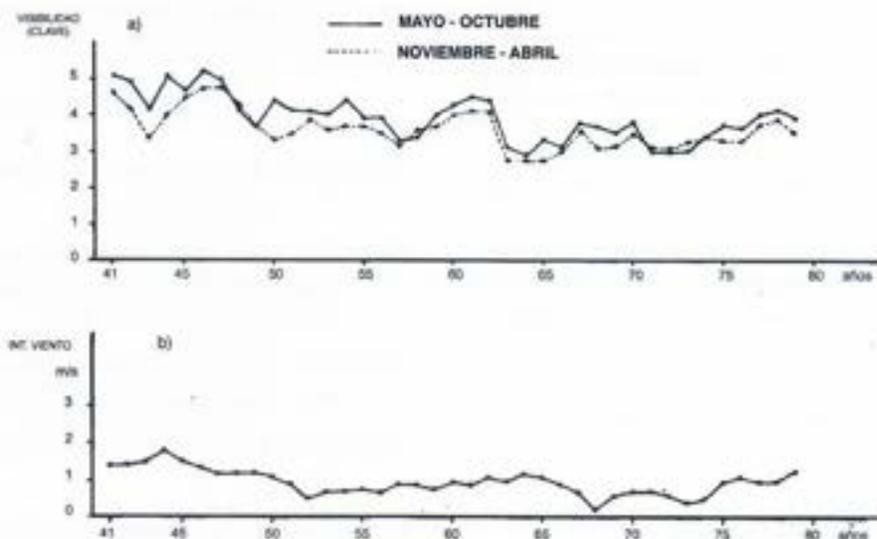


Fig. 10. Fluctuaciones de la visibilidad (10 a.m.) a) y de la intensidad media del viento b) en Tacubaya para periodo 1941 - 79

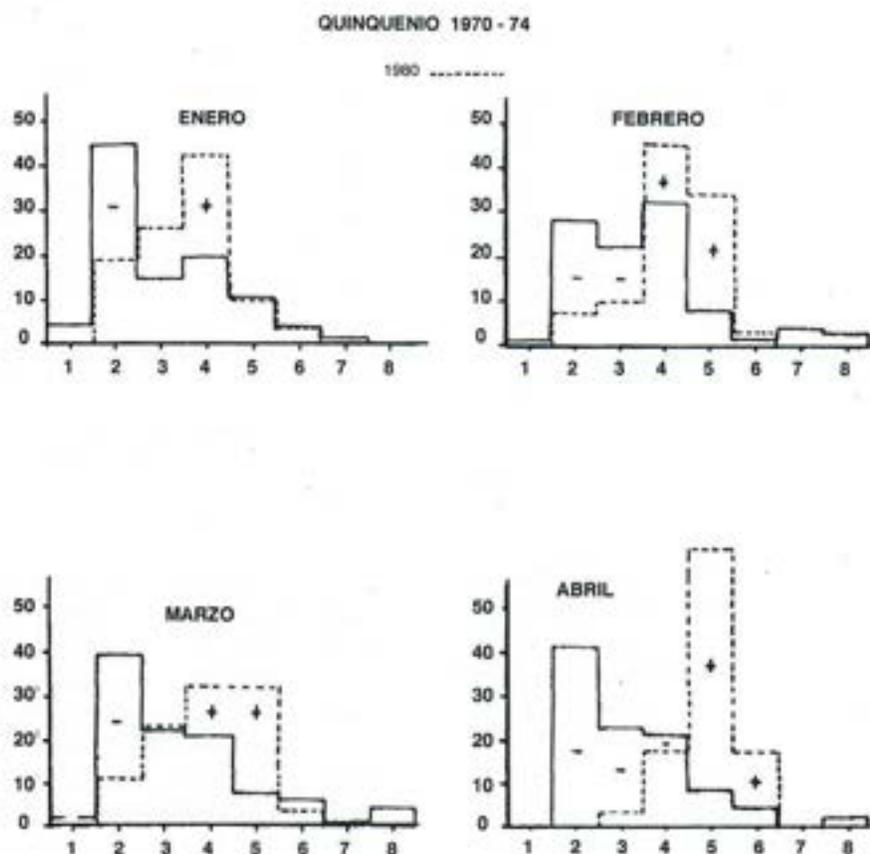


Fig. 11. Variaciones de las frecuencias de categorías de visibilidad en el primer tercio de 1980 respecto del quinquenio 1970 - 74.

en la dirección de un mejoramiento de la transparencia del aire capitalino. Los mismos resultados se observan al comparar el primer cuarto del año 1980 con el primer quinquenio de los años setenta.

Al correlacionar las variaciones de la visibilidad promedio con la intensidad del viento se llega a la conclusión de que sólo el 20% de dichas fluctuaciones se pueden explicar por variaciones en la intensidad del viento observado en la Ciudad de México.

Los resultados anteriores llevan a la conclusión de que la reducción de la frecuencia de las visibilidades bajas observadas a partir de 1976-77 en la ciudad, no puede ser atribuida completamente al azar o a las fluctuaciones en la intensidad de los vientos locales y que quizá tenga su origen en las medidas que para regular y reducir las emisiones (vehiculares y de fuentes fijas) fueron tomadas por las autoridades sanitarias, las cuales comenzaron a tomar efecto a partir del último tercio de la década de los años setenta.

AGRADECIMIENTOS

El autor agradece las facilidades otorgadas para la ex-

tracción de los datos al Director del Servicio Meteorológico Nacional. El Lic. Francisco Cruz tuvo a su cargo la colección, procesado y tabulación de la información climatológica, así como la revisión del texto y las figuras. La Sra. Cristina Medina se encargó del trabajo estenográfico. Asimismo, el Lic. Juan Vidal procesó y graficó los datos a partir de 1970.

BIBLIOGRAFÍA

- HUSCHKE, R. (ed.), 1959. Glossary of Meteorology. Amer. Meteor. Soc., 638 pp.
- JÁUREGUI, E., 1969. Aspectos meteorológicos de la contaminación del aire en la ciudad de México. *Ing. Hidr. en México*, 23 (1), 17-28.
- JÁUREGUI, E., 1979. Distribución espacial y temporal del SO_2 en la ciudad de México. SMA/DGS At/03 - 78.
- JOHNSON, J., 1954. Physical Meteorology. The MIT Press, 68-104.
- SUESS, M. 1979. An approach to air quality monitoring. *Atm. Env.*, 13, 211-221.

Atmospheric impact of the volcanic eruptions of El Chichón over México

I. Galindo*, J.A. Otaola*, G. Zenteno*

*Instituto de Geofísica, UNAM, C.P. 04510, Mexico, D. F., México

Accepted: February 20, 1984

RESUMEN

En el presente trabajo reportamos los efectos observados en la troposfera sobre el territorio mexicano después de las erupciones del volcán Chichón. En el estudio se utilizaron los registros de temperatura del aire de cinco observatorios, así como las observaciones de radiación solar y turbiedad atmosférica realizadas en la Ciudad de México.

Los resultados, a partir de los datos observacionales, muestran que de mayo-junio 1982 a marzo-abril 1983 se observó en todos los observatorios una tendencia al enfriamiento de la temperatura en superficie. Al final del enfriamiento, se presentó un calentamiento abrupto en el verano de 1983 concomitante a una extinción importante de la radiación solar directa y la correspondiente elevación de la turbiedad del aire. El enfriamiento regional observado está de acuerdo con los resultados de los modelos sobre efectos atmosféricos de erupciones volcánicas, basados en la transferencia radiativa. Al analizar conjuntamente nuestros resultados con aquellos logrados mediante aviones de reconocimiento de la NASA y los sondeos de globos estratosféricos efectuados durante el mismo período, se llega a la conclusión de que este calentamiento regional, asociado a una importante extinción de la radiación solar, podría deberse al descenso masivo a la troposfera de los aerosoles volcánicos estratosféricos

ABSTRACT

In the present study we report the tropospheric effects observed on the Mexican territory of El Chichón volcano eruptions. We have used in the study, the air surface temperature records of five observatories as well as solar radiation and atmospheric turbidity measurements made in Mexico City. The results show that from May-June 1982 to March-April 1983, a temperature cooling trend was observed in all the Observatories, followed by an abrupt warming in the summer of 1983 concomitant to an important extinction of direct solar radiation and the corresponding elevation of atmospheric turbidity. The observed regional cooling is in agreement with the results of radiative transfer models on atmospheric effects of volcanic eruptions. The joint analysis of our results together with those reported from NASA aircraft observations and those of stratospheric balloons performed at the same time period, points out to the conclusion that this regional tropospheric warming associated to an important solar radiation extinction, may be due to the massive descent into the troposphere of the stratospheric volcanic aerosols.

INTRODUCTION

During the eruptive process of the Mexican volcano El Chichón (17.3° N, 93.2° W), between March 28 and April 4, 1982, large amounts of volcanic materials were injected into the stratosphere: about 10⁷ metric tons of sulfuric acid soon developed in the stratosphere (Hofmann and Rosen, 1983a; McCormick and Swissler, 1983).

The injection of sulfuric gases and particles into the stratosphere, their latitudinal and longitudinal propagation and the formation of the volcanic aerosol layers, were followed by active and satellite-borne remote sensors (Bandein and Fraser, 1982).

The Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) was the first satellite that recorded the eruptions. After the first eruption the cloud spread both NE and SW. Due to the tropospheric westerly drift a relative low-altitude aerosol cloud reached soon Cuba (Mojena and García, 1984),

however, it was a second component which reached the stratosphere and propagated both to Central Mexico and the Pacific Ocean coasts. This stratospheric component drifted westward encircling the earth in about three weeks (Robock and Matson, 1983). Although the dust cloud appeared to stretch out in longitude it exhibited very little latitudinal motion, remaining several months in the latitudinal band from 10°S to 30°N (Matson and Robock, 1984).

The above important fact was later corroborated by lidar remote measurements carried out by several aircraft missions covering latitudes from 90°N to 56°S (McCormick *et al.*, 1984). Through the use of balloon borne optical particle counters, it was also possible to study the formation of two stratospheric aerosol layers, one of very large droplets (main mode radius 0.3 μm) at 25 km and a larger one of nearly the same concentration but of lesser size (main mode radius 0.15 μm) at about 18 km (Hofmann and Rosen, 1983b). Due to the optical properties of such volcanic sulfuric aerosol layers, there was a substantial solar radiation absorption in the tropical

stratosphere. This gave place to important stratospheric warming, during the summer and autumn of 1982, at the 50 and 30-mb levels between 10°S and 30°N (Labitzke *et al.*, 1983, and Quiroz, 1983a).

In the present study we report the observed effects due to the long-term permanence of the stratospheric sulfur-rich aerosol layer on the Mexican territory. We have studied the air surface temperature departures from normals as well as the behavior in time of the observed changes in the incoming solar radiation and atmospheric turbidity.

DATA

Surface temperatures recorded at five observatories of the Mexican National Meteorological Service, from 1962 to 1983,

were used in the present study. Monthly mean temperatures over the period 1962-1981 were computed and used as monthly "normals". The considered observatories, their monthly normals (\bar{X}_i) and corresponding standard deviations (s_i) are given in Table 1.

We have also used solar radiation and atmospheric turbidity data, as determined by the Ångström turbidity coefficient β , recorded from 1975 to 1983 at the Solar Radiation Observatory of the Instituto de Geofísica (UNAM) located at the University campus in Mexico City.

The monthly normals of these two parameters over the period 1975-1981, and the corresponding standard deviations are given in Table 2. These values are based on measurements made between the 10:00 and 14:00 hrs. local time.

Table 1
Surface Temperature Data:
Monthly Normals and Standard Deviations
(in °C) (Means: January 1962 - December 1981)

OBS	JAN	FEB	MAR	APR	MAY	JUN	JUL	AUG	SEP	OCT	NOV	DEC
ENS	13.8 1.49	14.1 1.43	14.2 1.38	15.6 1.36	16.8 1.40	18.3 1.66	20.3 1.36	21.6 1.48	20.9 1.59	18.8 1.50	16.3 1.40	14.3 1.45
MER	23.0 1.23	23.5 1.11	26.2 1.20	27.9 1.00	28.9 1.06	28.2 1.02	27.6 0.89	27.6 0.98	26.8 1.61	25.9 0.84	24.2 0.98	23.1 1.09
TAC	13.2 0.89	14.6 0.90	16.9 1.64	18.1 1.27	18.4 0.70	17.2 1.21	16.1 0.55	16.3 0.57	16.0 0.49	15.3 0.83	14.3 0.96	13.4 0.71
VER	21.3 1.02	21.5 1.07	23.5 1.15	25.9 0.74	27.3 1.33	27.7 0.91	27.6 1.03	27.9 0.52	27.6 0.53	26.6 0.77	24.4 1.10	22.5 1.11
ACA	26.2 0.76	26.2 0.83	26.5 0.69	27.2 0.52	28.4 1.04	28.4 0.68	28.5 0.58	28.3 0.76	27.9 0.72	28.0 0.57	27.6 0.67	26.7 0.74

ENSENADA (ENS) (31.51° N 116.37° W 13 m a.s.l.)
MERIDA (MER) (20.59° N 89.39° W 9 m a.s.l.)
TACUBAYA (TAC) (19.23° N 99.08° W 2,308 m a.s.l.)

VERACRUZ (VER) (19.12° N 96.08° W 16 m a.s.l.)
ACAPULCO (ACA) (16.50° N 99.55° W -10 m a.s.l.)

Table 2
Solar Radiation and Atmospheric Turbidity Data:
Monthly Normals and Standard Deviations
(Means: January 1975 - December 1981)

	JAN	FEB	MAR	APR	MAY	JUN	JUL	AUG	SEP	OCT	NOV	DEC
(W/m ²)	775.1 144.4	800.9 138.8	788.3 120.7	725.5 135.3	629.3 129.1	716.5 152.8	656.5 137.4	655.8 129.1	696.9 126.3	690.0 141.6	713.7 134.6	707.4 136.0
β	0.132 0.111	0.140 0.108	0.157 0.097	0.222 0.133	0.303 0.141	0.221 0.149	0.261 0.138	0.269 0.128	0.225 0.122	0.227 0.135	0.178 0.099	0.169 0.101

METHOD ANALYSIS

In order to study the impact on the troposphere of the March-April 1982 eruptions of El Chichón volcano, we have compared the 1982-1983 magnitudes of the departures of the monthly values of surface temperatures, solar radiation and atmospheric turbidity, from the smoothed monthly normals which represent the seasonal trends. This was done in order to carry out the analysis on data that are trend-free. As the data cover 12-month periods, the method used to determine the seasonal trends was the harmonic analysis of the monthly normals. For the temperature data, the seasonal trends were computed using the first two harmonics, while for the solar

radiation and atmospheric turbidity data, which are influenced mainly by the prevalent air pollution, the first four harmonics were used. The magnitude of the departures are given in Tables 3 and 4. Since the distributions of the monthly departures, for each of the parameters studied, were proved to be essentially normal in character (the autocorrelation coefficients at lag one month between points were not significant at the 95% confidence level), we have applied the usual procedure of standardization to our data. In this way, each data series of departures for each calendar month is expressed in the form of departure/standard deviation ratios. The standardization makes all departures statistically comparable in magnitude and permits a probability evaluation of their statistical significance.

Table 3
Monthly Temperature Departures (1982 - 1983) (in °C) from Smoothed Normals

OBS	YEAR	JAN	FEB	MAR	APR	MAY	JUN	JUL	AUG	SEP	OCT	NOV	DEC
ENS	1982	-1.6	-0.1	-0.6	-0.4	-0.3	-1.6	-1.3	-1.3	-0.4	-0.6	-1.8	-2.2
	1983	-0.5	0.0	-0.2	-0.6	-0.2	-0.1	-0.5	1.2	1.8	1.0	-0.5	-0.4
MER	1982	1.9	1.5	0.4	1.2	0.3	0.4	-0.3	0.0	-0.2	-0.5	0.0	0.2
	1983	-0.9	-1.9	-2.4	-1.2	1.4	0.6	-0.8	0.0	0.5	0.4	0.1	0.8
TAC	1982	1.6	0.3	1.1	1.6	0.0	1.6	0.0	0.7	1.0	0.2	0.6	0.6
	1983	0.7	-1.2	-0.2	1.5	3.2	2.6	0.3	0.8	0.3	0.2	1.2	1.1
VER	1982	1.5	0.5	0.6	0.8	0.3	1.3	0.2	0.2	0.0	-0.1	-0.3	-0.1
	1983	-0.6	-0.2	-0.4	-1.2	0.2	1.5	-0.1	0.6	0.0	-0.5	0.4	0.3
ACA	1982	-0.7	0.4	0.1	0.8	0.6	0.3	0.2	1.3	0.1	-0.2	-0.2	-0.7
	1983	0.2	-1.0	-1.3	-1.0	-0.2	1.2	0.4	1.0	-0.4	0.2	0.0	-0.2

Table 4
Monthly Departures (1982 - 1983) of direct solar radiation (W/m²) and the Ångström β turbidity coefficient from Smoothed Normals

	YEAR	JAN	FEB	MAR	APR	MAY	JUN	JUL	AUG	SEP	OCT	NOV	DEC
Δ (W/m ²)	1982	191.2	190.5	175.8	88.6	152.1	-184.2	-163.2	-82.3	-124.9	-134.6	-152.8	-172.3
	1983	131.2	67.7	74.6	91.4	-219.8	-39.1	-136.7	66.3	-6.3	-23.7	-34.9	-38.4
$\Delta\beta$	1982	0.129	0.127	0.128	0.053	0.122	0.172	0.148	0.057	0.098	0.093	0.097	0.135
	1983	0.070	0.029	0.032	0.065	0.239	0.003	0.096	0.030	-0.049	0.023	0.012	0.002

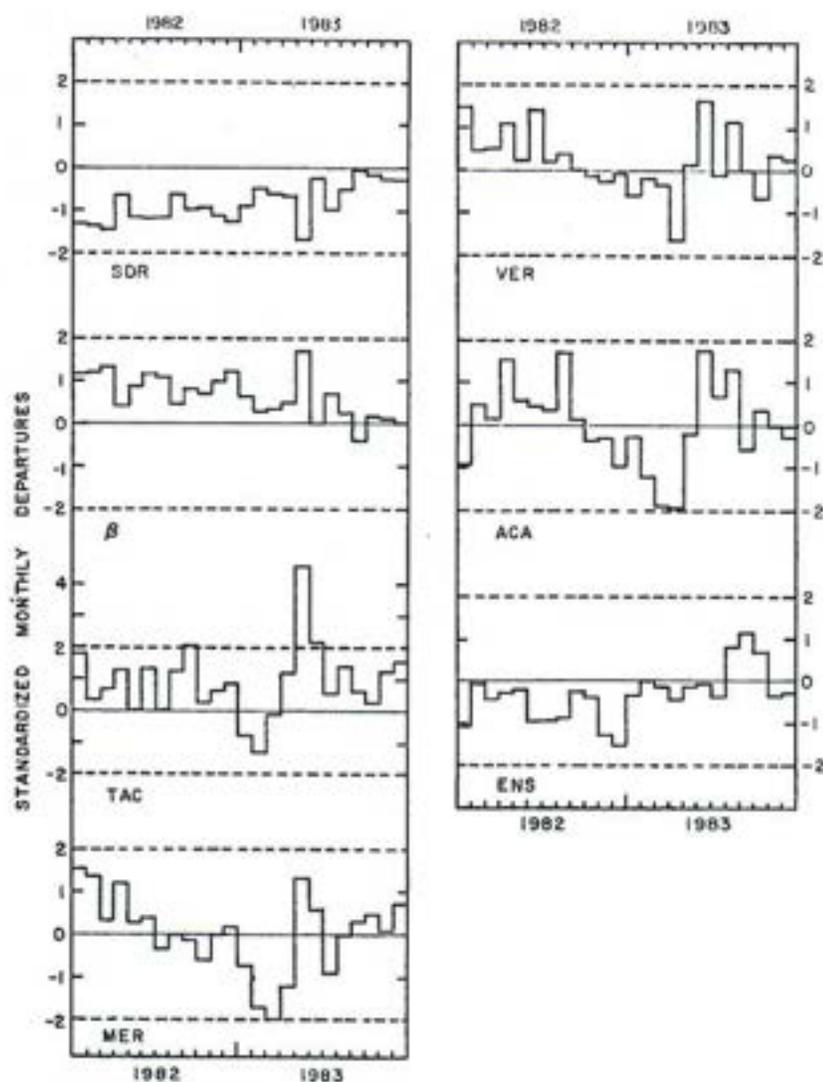


Fig. 1. Standardized monthly departures from normals during the years 1982 and 1983 for data given in Tables 1 and 2. The dashed lines represent the 95% confidence levels.

Figures 1 show these standardized departures. The dashed lines in these figures represent departures equal to twice the standard deviation.

RESULTS AND DISCUSSION

Inspection of the monthly departures profiles in Figures 1 reveals a number of features that deserve comment, notably as follows:

1. During the summer of 1982, following the eruptions of El Chichón, the temperature departures, between 32°N and 16°N on the Mexican territory, were in general positive, becoming larger (approximately +1.6°C in Tacubaya and +1.3°C in Veracruz) in June. Nevertheless, all the values are well within the range ($|x/s| \leq 2.0$) of the data of the previous

20 years. The same is true for the solar radiation and atmospheric turbidity departures. These transient effects on surface temperature after an eruption were also observed during the Saint Helens eruptions by Robock and Mass (1982).

2. A general cooling trend started in May-June 1982 (one to two months after the eruptions) and ended in February-March 1983. This cooling trend, most clearly seen in Mérida, Acapulco and Veracruz, and which lasted for nearly one year, was found to be statistically significant when the Spearman rank correlation (r_s) test was applied. In fact this test, which measures randomness against the alternative of trend, did not produce a single significant result such as those found in 1982-1983, during the previous 20 years of observations.

This result can be explained in terms of theoretical results which have predicted important effects upon climate by volcanic eruptions (Pollack *et al.*, 1976; Harshvardhan and Cess, 1976; McCracken and Luther, 1984; Robock, 1984) if one takes into account the experimental findings by NASA aircraft missions (McCormick *et al.*, 1984) and the optical particle measurements made on balloon ascents (Hofmann and Rosen, 1984). These measurements confirmed the existence of two stratospheric layers, one below 20 km moving slowly towards higher latitudes, and another above 20 km constrained to a latitudinal belt between about 10°S and 30°N for approximately 6 months.

Due to the size of the stratospheric aerosol at 25 km (main mode radius $\sim 0.3 \mu\text{m}$), we believe that this layer was the responsible of the observed cooling trend. The physical explanation is straightforward and has been given by Hansen *et al.* (1978) using a one dimensional radiative-convective model. The sulfuric acid is highly reflective to solar radiation and thus tends to decrease the amount of solar radiation absorbed by the earth-atmosphere system. The aerosols, on the other hand, also interact with the thermal radiation as it was observed with the Solar Mesosphere Explorer Satellite (Barth *et al.*, 1983), causing a warming of the system via a greenhouse effect. However, the size of the aerosols imply a very small optical thickness in the infrared for the greenhouse effect to exceed the albedo effect. Hence, a decrease in the tropospheric temperature is expected.

During the whole period of the cooling trend, the solar radiation field showed a slow tendency to recover, while the turbidity coefficient showed a corresponding decreasing tendency.

3. The end of the cooling trend, in February-March 1983, was marked by a sudden increase of temperature, with the maximum being reached in May-June 1983. This temperature increase was coincident with a drastic diminution of the direct solar radiation (approximately 150 W/m^2) and a rapid increase of the Ångström turbidity coefficient. These departures were even greater than those observed the year before, after the eruptions of El Chichón.

The above observational facts may be related to the removal processes of the volcanic stratospheric aerosol particles. Hofmann and Rosen (1983a) found that the two aerosol layers were decaying exponentially with time decay of the order of 8.5 and 7.6 months for the layers at 25 km and 15 km, respectively. These results imply that during May-June 1983, about 60% of the aerosol mass density was removed from the stratosphere and spreading latitudinally, partially descending into the troposphere. The results of the NASA aircraft mission of May 11-17, 1983 show the highest aerosol backscatter ratio, at $\lambda = 0.6943 \mu\text{m}$ for an altitude between 18-21 km (Figs. 20 to 23, McCormick *et al.*, 1984).

The latter fact may be associated with the increased solar radiation extinction at the ground. To complete a greenhouse effect that would explain all these observational results, one needs to have information on infrared radiation. Unfortunately, we do not have it.

CONCLUSIONS

The observational results here reported show the following facts:

- 1) A regional (16°- 30°N) cooling trend at the ground which started in May-June, 1982 and ended in March-April 1983. The highest negative anomaly was present during winter of 1982-1983. These results are in agreement with most of the results predicted with theoretical models of atmospheric impact of volcanic eruptions.

- 2) A regional (16°- 30°N) short-period warming at the ground after the cooling trend during May-June 1983. The warming is simultaneously present with extinction of solar radiation and increase of atmospheric turbidity. When one compares these results with those experimental ones, determined from balloon ascents and aircraft platforms, it is found that this tropospheric short period warming may be due to the descent into the troposphere of the volcanic (H_2SO_4) stratospheric aerosol during the removal processes. To consider a greenhouse effect it would be necessary to study infrared radiation which we do not have at present at our disposal.

- 3) While the observed low-level cooling over Mexico appears to be a plausible effect of the volcanic eruptions, it is difficult to disentangle this regional cooling from hemispheric warming and cooling patterns evidently associated with the 1982-83 El Niño (Quiroz 1983b, Rasmusson and Hall, 1983). These patterns were characterized by bands of warming in the tropics (the tropospheric warming being greatest in the east Pacific), cooling near 30°N (see negative anomalies in Ensenada), and intense warming over middle to high latitudes of the North American and Eurasian continents (see Figs. 8, 15, 23 and 24 of Quiroz 1983b). Data available after winter 82-83 (Quiroz, private communication, 1984) indicate a dampening of these patterns by summer 1983, consistent with the change in sign of the surface temperature anomalies observed over Mexico.

ACKNOWLEDGEMENTS

We would like to express our gratitude to Mr. J. L. Bravo, A. Vivar, V. Valderrama and Miss H. Góngora, from our Institute, and Miss. G. Carrillo, from the National Meteorological Service, who kindly provided us the meteorological data.

BIBLIOGRAPHY

- BANDEEN, W. R. and R. S. FRASER Eds. Radiative Effects of the El Chichón Volcanic Eruption: Preliminary Results Concerning Remote Sensing. NASA Tech. Memo. 84959, 102 pp. Greenbelt, MD.
- BARTH, C. A., R. W. SAUNDERS, R. J. THOMAS, G. E. THOMAS, B. M. JAKOSKY and R. A. WEST, 1983. Formation of the El Chichón Aerosol Cloud, *Geophys. Res. Lett.*, 10, 993-996.
- HANSEN, J. E., W-CH. WANG and A. A. LACIS, 1978. Mount Agung Eruption Provides Test of a Global Climatic Perturbation, *Science*, 199, 1065-1068.
- HARSHVARDHAN and R. D. CESS, 1976. Stratospheric Aerosols: Effect upon Atmospheric Temperature and Global Climate. *Tellus*, 20, 1-9.
- HOFMANN, D. J. and J. M. ROSEN, 1983a. Stratospheric Sulfuric Acid Fraction and Mass Estimate for the 1982 Volcanic Eruption of El Chichón. *Geophys. Res. Lett.*, 10, 313-316.
- HOFMANN, D. J. and J. M. ROSEN, 1983b. Balloonborne Particle Counter Observation of the El Chichón Aerosol Layers at the 0.01 - 1.8 μm Radius Range. Report No. AP-77, Dept. of Physics, University of Wyoming.
- HOFMANN, D. J. and J. M. ROSEN, 1984. Balloonborne Particle Counter Observations of the El Chichón Aerosol Layers in the 0.01 - 1.8 μm Radius Range. This issue.
- LABITZKE, K., N. NAUJOKAT and M.P. McCORMICK, 1983. Temperature Effects on the Stratosphere of the April 4, 1982 Eruption of El Chichón, Mexico. *Geophys. Res. Lett.*, 10, 24-26.
- MATSON, M. and A. ROBOCK, 1984. Satellite Detection of the 1982 El Chichón Eruptions and Stratospheric Dust Cloud, this issue.
- McCORMICK, M.P. and T. J. SWISLER, 1983. Stratospheric Aerosol Mass and Latitudinal Distribution of the El Chichón Eruption Cloud for October 1982, *Geophys. Res. Lett.*, 10, 877-880.
- McCORMICK, M.P., T. J. SWISLER, W. H. FULLER, W. H. HUNT and M. T. OSBORN, 1984. Airborne and Ground-Based Lidar Measurements of the El Chichón Stratospheric Aerosol from 90°N to 56°S. *Geof. Intern.*, this issue.
- McCRACKEN, M. C. and F. M. LUTHER, 1984. Preliminary Estimate of the Radiative and Climatic Effects of the El Chichón Eruption, this issue.
- MOJENA, E. and O. GARCIA, 1984. Propagación sobre Cuba de la Nube de Ceniza de las Erupciones del Volcán Chichón, marzo-abril, 1982. This issue.
- POLLACK, J. B., O. B. TOON, C. SAGAN, A. SUMMERS, B. BALDWIN and W. Van CAMP, 1976. Volcanic Explosions and Climatic Change: A Theoretical Assessment. *J. of Geophys. Res.*, 81, 1071-1083.
- QUIROZ, R., 1983a. The Isolation of Stratospheric Temperature Change Due to the El Chichón Volcanic Eruption from Non-Volcanic Signals. *J. of Geophys. Res.*, 88, 6773-6780.
- QUIROZ, R., 1983b. The Climate of the "El Niño" winter of 1982-3, a season of extraordinary climatic anomalies. *Monthly Weather Review*, III, 1685-1706.
- QUIROZ, R., 1984. Private Communication.
- RASMUSSEN, E. M. and J. M. HALL, 1983. El Niño, the great equatorial Pacific Ocean Warming Event of 1982 - 83, *Weatherwise*, 36, 166-175.
- ROBOCK, A. and C. MASS, 1983. Large Short-Term Surface Temperature Effects, *Science* 216, 628-630.
- ROBOCK, A. and M. MATSON, 1983. Circumglobal Transport of the El Chichón Volcanic Dust Cloud. *Science*, 221, 195-197.
- ROBOCK, A., 1984. Climate Model Simulations of the Effects of the El Chichón Eruption, this issue.

I. Galindo*, J. A. Otaola* and G. Zenteno*
 *Instituto de Geofísica, UNAM,
 C.P. 04510, México, D. F., México

Feedback effects of atmospheric CO₂-induced warming

Julián Adem^{1,2} and René Garduño²

¹ Member of El Colegio Nacional, México.

² Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM, México, DF, México.

Received: November 15, 1997; accepted: February 11, 1998.

RESUMEN

Utilizando un modelo termodinámico del clima, se lleva a cabo un estudio sobre los cambios en la temperatura y precipitación debidos a una duplicación del contenido atmosférico de CO₂ y sobre la importancia relativa, en la temperatura, de los mecanismos de retroalimentación asociados con los aumentos de vapor de agua, nieve-hielo y nubosidad. Los factores de retroalimentación del modelo termodinámico son similares a los de los modelos de Hansen et al. (1984) y Schlesinger (1986). El factor de retroalimentación de los tres mecanismos combinados es 4.0. Los resultados dependen en forma importante del contenido de vapor de agua en la banda del CO₂ (12-19 μ). El aumento de temperatura debido a la duplicación de CO₂ es igual a 1.2° C cuando existe vapor de agua en dicha banda y es igual a 3.5° C cuando no hay vapor de agua. Los resultados muestran que una posible causa de las grandes diferencias en las soluciones obtenidas con diferentes modelos podrían ser las discrepancias en la cantidad y distribución del vapor de agua en la atmósfera, y en el tratamiento de su efecto en la banda del CO₂.

PALABRAS CLAVE: CO₂ atmosférico, calentamiento, retroalimentadores.

ABSTRACT

Using a thermodynamic climate model, temperature and precipitation changes due to a doubling of atmospheric CO₂ content, including the corresponding feedback temperature increases of water vapor, snow-ice, and cloudiness, are evaluated. The feedback factors of the thermodynamic model are similar to those of Hansen et al. (1984) and Schlesinger (1986). The feedback factor of all three mechanisms combined is 4.0. The results depend mainly on the content of water vapor in the CO₂ band (12-19 μ). The temperature increase due to a doubling of CO₂ is 1.2° C when there is water vapor in the band, and 3.5° C when there is no water vapor. Therefore, a possible cause of the strong differences in the solutions obtained by different models is the discrepancy in the amount and distribution of water vapor in the atmosphere, and in the treatment of its effect in the CO₂ band.

KEY WORDS: Atmospheric CO₂, warming, feedbacks.

1. INTRODUCTION

The effect on the surface temperature of an increase in atmospheric CO₂ has been discussed by many authors, using a variety of models. Tricot and Berger (1987), extended Schlesinger's (1984) summary. Figure 1, reproduced from their paper, includes our earlier results (Adem and Garduño, 1984). The figure shows the change of surface air temperature for a doubling of CO₂ concentration in the atmosphere, according to different authors, using energy balance models (EBMs), radiative-convective models (RCMs) and general circulation models (GCMs). The values vary from 0.5° to 5.5° C. It is essential to carry out numerical experiments to determine the possible causes of such a wide range of values.

Using the Adem Thermodynamic Climate Model (ATM), we carry out numerical experiments to evaluate the feedback effects for increases of the atmospheric water vapor, snow-ice on oceans and continents, and cloud cover, due to a doubling of the CO₂. We use a version of ATM with an annual cycle of snow-ice (Adem, 1982), which has been modified to conserve the water in the system (Adem and Garduño, 1984).

In the earlier experiments (Adem and Garduño, 1982,

1984) we had used different estimates (Yamamoto and Sasamori, 1958, 1961) for the emission spectrum of CO₂, and the H₂O feedback was not included. In the present work we use new spectra (Smith, 1969; Garduño and Adem, 1988) of CO₂ and H₂O for wavelengths longer than 12 μ , and a Ramanaathan (1976) type spectrum for wavelengths shorter than 12 μ for H₂O. As for the cloud-temperature feedback, instead of the former treatment (Adem, 1982), we now use a parameterization of relative humidity as a function of the horizontal extent of cloudiness (Adem, 1967), plus the assumption that the relative humidity remains fixed (Garduño and Adem, 1993). Finally, the snow-ice-temperature feedback is performed by coupling the 0° C computed surface (ocean or continental ground) isotherm to the boundary of the horizontal extent of snow-ice (Adem, 1982).

The model generates tropospheric, surface ocean, and continental ground temperatures, as well as the precipitation.

The region of integration of ATM includes nearly all Northern Hemisphere (NH). The variables are computed monthly.

2. DESCRIPTION OF THE MODEL

The model consists of an atmospheric layer of about 9

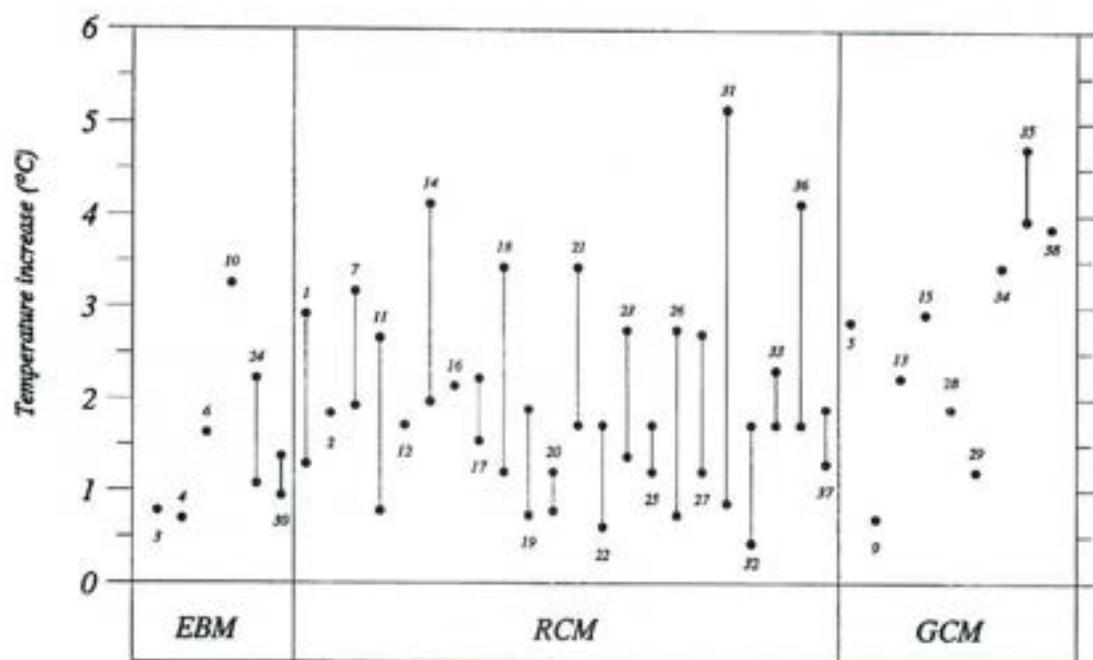


Fig. 1. The change of surface air temperature (in °C) for doubling the CO₂ concentration as simulated by energy balance models (EBMs), radiative-convective models (RCMs) and general circulation models (GCMs). This figure was adapted and modified by Tricot and Berger (1987) from a previous one by Schlesinger (1984). The results are numbered in chronological order: 1 Manabe and Wetherald (1967), 2 Manabe (1971), 3 Rasool and Schneider (1971), 4 Weare and Snell (1974), 5 Manabe and Wetherald (1975), 6 Temkin and Snell (1976), 7 Augustsson and Ramanathan (1977), 8 Rowntree and Walker (1978), 9 Ohring and Adler (1978), 10 Ramanathan *et al.* (1979), 11 Hunt and Wells (1979), 12 Ackerman (1979), 13 Potter (1980), 14 Wang and Stone (1980), 15 Manabe and Wetherald (1980), 16 Ramanathan (1981), 17 Charlock (1981), 18 Hansen *et al.* (1981), 19 Hummel and Kuhn (1981a), 20 Hummel and Kuhn (1981b), 21 Hummel and Reck (1981), 22 Hunt (1981), 23 Wang *et al.* (1981), 24 Chou *et al.* (1982), 25 Hummel (1982a), 26 Hummel (1982b), 27 Lindzen *et al.* (1982), 28 Schlesinger (1983), 29 Washington and Meehl (1983), 30 Adem and Garduño (1984), 31 Wang *et al.* (1984), 32 Somerville and Remer (1984), 33 Lal and Ramanathan (1984), 34 Washington and Meehl (1984), 35 Hansen *et al.* (1984), 36 Ou and Liou (1985), 37 Gutowski *et al.* (1985), and 38 Wetherald and Manabe (1986).

km high which includes a cloud layer, an oceanic layer of 50 to 100m in depth and a continental layer of negligible depth. The basic prognostic equations are those of conservation of thermal energy as applied to this atmosphere—ocean—continent system.

The vertically integrated equation of thermal energy for the atmospheric layer is (Adem, 1965a):

$$c_n a_0 \frac{\partial T'_m}{\partial t} + A_D + W_T = E_T + G_3 + G_2 \quad (1)$$

where t is the time, T'_m is the deviation of the mean atmospheric absolute temperature from a constant value T_m , $T_m \gg T'_m$; c_n is the specific heat of air at constant volume. And

$$a_0 = \int_0^H \rho_0^* dz, \quad A_D = c_v M_a \cdot \nabla T'_m \quad \text{and} \quad M_a = \int_0^H \rho_0^* v_H^* dz$$

where H is the constant height of the model atmosphere (i.e. the top of the troposphere), ∇ is the two-dimensional horizontal gradient operator, z is the vertical coordinate and r^* is the density given by

$$r^* = r (1 + b(H - z) / (T_m - bH/2))^{b-1}$$

where

$$g = \frac{g}{Rb}$$

$T_m = T_{mo} + T'_m$, r is a fixed constant density at $z = H$, b is the lapse rate used in the atmospheric layer, g is the acceleration of gravity, R is the gas constant, v_H^* is the horizontal component of the wind, and r_0^* is the value of r^* obtained by replacing T_m by T_{mo} .

In (1) E_T is the rate at which energy is added by radiation, G_2 is the rate at which heat is added by vertical turbulent transport from the surface, and G_3 is the rate at which heat is added by condensation of water vapor in the clouds. The local rate of change of thermal energy is $c_n a_0 \partial T'_m / \partial t$, the advection of thermal energy by the mean wind is A_D and the horizontal transport of heat by transient eddies is W_T .

The equation used for the ocean layer (Adem, 1970a) is

$$ht_s c_s \frac{\partial T'_s}{\partial t} = E_s - G_2 - G_3 \quad (2)$$

where $T'_s = T_s - T_{so}$ is the departure of the surface ocean absolute temperature T_s from a constant value T_{so} , where $T_{so} \gg T'_s$,

τ_0 is a constant density and c_0 is the specific heat, h is the depth of the layer, E_0 is the rate at which energy is added by radiation, G_2 is the rate at which sensible heat is lost to the atmosphere by vertical turbulent transport, and G_3 is the rate at which heat is lost by evaporation.

Over continents, (2) reduces to

$$O = E_0 - G_2 - G_3$$

If we use parameterizations for $E_0, E_1, G_2, G_3, G_4, A_0$ and W_T , then the different components that appear in (1) and (2) are expressed as linear functions of T'_0 and T'_m or of their first and second derivatives with respect to the map coordinates x and y .

The parameterizations of the heating and transport components require the use of physical laws and conservation principles supplemented by observed data, so that the formulas used are semi-empirical.

3. PARAMETERIZATION OF ATMOSPHERIC RADIATION

Using a method similar to the one developed by Adem (1962) and Adem and Garduño (1982, 1984) we obtain:

$$E(T) = sT^4 - (1-a_1)F(T, 2m, 8.3m) - (1-a_2)F(T, 8.3m, 12m) - \sum_{n=12}^{18} (1-a_n)F(T, nm, (n+1)m) \quad (3)$$

where $E(T)$ is the atmospheric emission at temperature T for clear sky. The function $F(T, l_1, l_2)$ is given by

$$F(T, l_1, l_2) = \int_{l_1}^{l_2} c_1 l^{-5} e^{-c_2/l} T dl = \left[c_1 e^{-c_2/l} T \left(\frac{T}{c_2 l^3} + \frac{3T^2}{c_2^2 l^2} + \frac{6T^3}{c_2^3 l} + \frac{6T^4}{c_2^4} \right) \right]_{l_1}^{l_2} \quad (4)$$

where l is the wavelength $s = 8.215 \times 10^{-10} \text{ cal cm}^{-2} (\text{°K})^{-4} \text{ min}^{-1}$, $c_1 = 5.538 \times 10^{-3} \text{ cal m}^4 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ and $c_2 = 14350 \text{ m}^{\circ}\text{K}$.

In formula (3), the coefficients a_1 and a_2 are the absorptivity values due to H₂O, computed as in Ramanathan (1976), for the intervals (2m, 8.3m) and (8.3m, 12m), respectively; and $a_{12}, a_{13}, a_{14}, a_{15}, a_{16}, a_{17}$ and a_{18} are the absorptivities due to CO₂ and H₂O, which are computed using Smith (1969) and Adem (1967) in the way described by Garduño and Adem (1988).

The integral in Eq. (4) is evaluated by Boltzmann's formula which is an approximation for small values of l in the exact formula due to Planck. The error increases as l increases, so that it is less than 0.1%, 0.9%, 2.9% and 5.0% for l smaller than 8 m, 12, 16, and 19 m, respectively.

If $T = T_0 + T'$, where $T_0 \gg T'$, Eq.(3) becomes (Adem, 1962)

$$E(T) = E(T_0) + \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{T=T_0} T' \quad (5)$$

Since T is in degrees Kelvin, T' is for atmospheric temperatures usually much smaller than T_0 . Therefore the linear formula (5) is a good approximation to (3) and is used in the model.

We assume that there is a cloud layer, of variable horizontal extent e , that radiates as a black body with a temperature of 261° K. Furthermore we assume that the surface of the Earth radiates as a black body and that it absorbs short wave radiation from the sun and sky according to the Savino—Ångström formula. Making a balance of radiation as in Adem (1962), we obtain

$$E_T = A_2^* T_m' + (A_3 + eD_3) T_s' + A_6 + eD_6' + (a_2' + eb_2) I \quad (6)$$

and

$$E_s = B_2^* T_m' + B_3 T_s' + B_6 + eB_7 + (Q + q)_0 [1 - (1-k)e] (1-a) \quad (7)$$

where $A_2^*, A_3, A_6, D_3, D_6', B_2^*, B_3, B_6, B_7$ are constants; a_2' and b_2 are functions of latitude and season; $(Q + q)_0$ is the total radiation received by the surface with clear sky, k is a function of latitude, I is the insolation, and a is the surface albedo (Adem, 1962, 1964a, 1964b).

4. ABSORPTIVITY FOR WAVELENGTHS LESS THAN 12 μ

On computing a_1 and a_2 in Section 3, and according to Kirchhoff's law, we use Ramanathan's (1976) emissivity formulas:

$$a_1 = 0.59 \left(\frac{T_1}{T} \right)^{0.4} \left(1 - \frac{0.5}{1 + b_1 \sqrt{U_1}} - \frac{0.5}{1 + b_2 \sqrt{U_1}} \right) \quad (8)$$

and

$$a_2 = [0.272 + d_2 (T - T_2)] [1 - \exp(-d_1 U_2)] \quad (9)$$

where

$$U_1 = \int \frac{P}{P_0} \sqrt{\frac{T_1}{T}} dU_A \quad (10)$$

and

$$U_2 = \frac{1}{e_0} \int (e + cP) dU_A \quad (11)$$

The integrals in (10) and (11) are taken vertically across the atmosphere, although their integrand is significant only in the lowest few kilometers. U_A is the water vapor amount in cm if it was a liquid at STP conditions (some authors call this unit cm-atm; both are numerically the same as g cm⁻²). U_A is also called precipitable water; T and P are the atmospheric temperature and pressure, respectively; e is the par-

tial pressure of water vapor, P_0 is the STP pressure ($1.013 \times 10^6 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-2}$); and $T_1, T_2, b, b_2, c, d_1, d_2$ and e_0 are constants.

In order to evaluate (10) and (11), we express all variables in terms of T ; for this purpose we use the following formulas from ATM (Adem, 1967; Garduño and Adem, 1988):

$$dU_A = R_1 F(T) dT \quad (12)$$

and

$$P = P_a \left(\frac{T}{T_a} \right)^g \quad (13)$$

where

$$F(T) = \left(0.5e + \sum_{i=0}^2 f_i T^i \right) \sum_{i=1}^3 n_i T^i$$

T_a and P_a are the temperature and pressure at the bottom of the atmosphere.

$$f_0 = \sum_{i=0}^2 A_i \left(\frac{T_a}{b} \right)^i$$

$$f_1 = -\frac{1}{b} \left(A_1 + 2A_2 \frac{T_a}{b} \right)$$

$$f_2 = \frac{A_2}{b^2}$$

$r_a, A_0, A_1, A_2, n_1, n_2, n_3$ and n_3 are constants.

Furthermore,

$$e(T) = F(T)T \quad (14)$$

Now, we substitute (12) and (13) in (10), obtaining

$$U_1 = k_1 \int_{T_2}^{T_1} T^h F(T) dT \quad (15)$$

where

$$\begin{aligned} k_1 &= R_1 \sqrt{T_1 T_a^g} \\ T_h &= T_a - bH \\ h &= g - 0.5 \end{aligned}$$

Substituting (12), (13) and (14) in (11), we get

$$U_2 = \frac{R_1}{e_0} \int_{T_2}^{T_1} \left[cP \left(\frac{T}{T_a} \right)^g + F(T)T \right] F(T) dT \quad (16)$$

where U_1 and U_2 from (15) and (16) are in cm.

The climatic parameters are taken as annual and global averages; these (normal) values are:

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

$$P_a = P_0$$

$$b = 6.5 \times 10^{-5} \text{K cm}^{-1}$$

$$e = 0.5$$

$$H = 9 \times 10^5 \text{cm}$$

For T , in (8) and (9), we take the value of the "equivalent" temperature for H_2O , computed by Garduño and Adem (1988), which is 275.6°K .

The values of U_1 and U_2 from (15) and (16) are substituted in (8) and (9) to get the absorptivity from 2 to 12μ . These values of a_1 and a_2 yield the basic (normal) atmospheric spectrum (in that interval), which is representative of the whole Earth and full year, corresponding to the present global and annual averages of the climatic parameters. This spectrum interacts with the climate through these five parameters. When the climate changes (for example, as a consequence of an increment in the atmospheric CO_2 content, externally imposed, as in the experiments presented in this paper), T_a , b and e are allowed to increase. To compute the increments (anomalies) $T_a DN$, bDN and eDN we assume P_a and H fixed; nevertheless P is allowed to increase by means of T_a in (13). Using the increased (abnormal) values of T_a , b and e , the corresponding increased (abnormal) values of the absorptivities a_1 and a_2 are computed.

The atmospheric spectra, computed as explained in sections 3 and 4, are shown in Figure 2, for present and doubled CO_2 amounts. Part A is the spectrum for CO_2 alone, B is for H_2O and part C for both gases combined.

5. OTHER PARAMETERIZATIONS

As in previous papers (Adem, 1982; Adem and Garduño, 1984), we use for G_2 , G_3 and G_5 the formulas

$$G_1 = G_{2N} + G_2 DN \quad (17)$$

$$G_3 = G_{3N} + G_3 DN \quad (18)$$

$$G_5 = G_{5N} + G_5 DN \quad (19)$$

where G_{2N} , G_{3N} and G_{5N} are prescribed seasonal climatological normal values, and $G_2 DN$, $G_3 DN$ and $G_5 DN$ are the corresponding anomalies which are computed internally in the model.

The conservation of water vapor in an atmospheric column of unit area requires that

$$G_3 - G_5 = LE' \quad (20)$$

where L is the heat of vaporization and E' includes the horizontal transport and the storage of water vapor terms (Adem, 1968).

Substituting (18) and (19) in (20) we find

$$(G_{3N} - G_{5N}) + (G_3 DN - G_5 DN) = L(E'_N + E' DN) \quad (21)$$

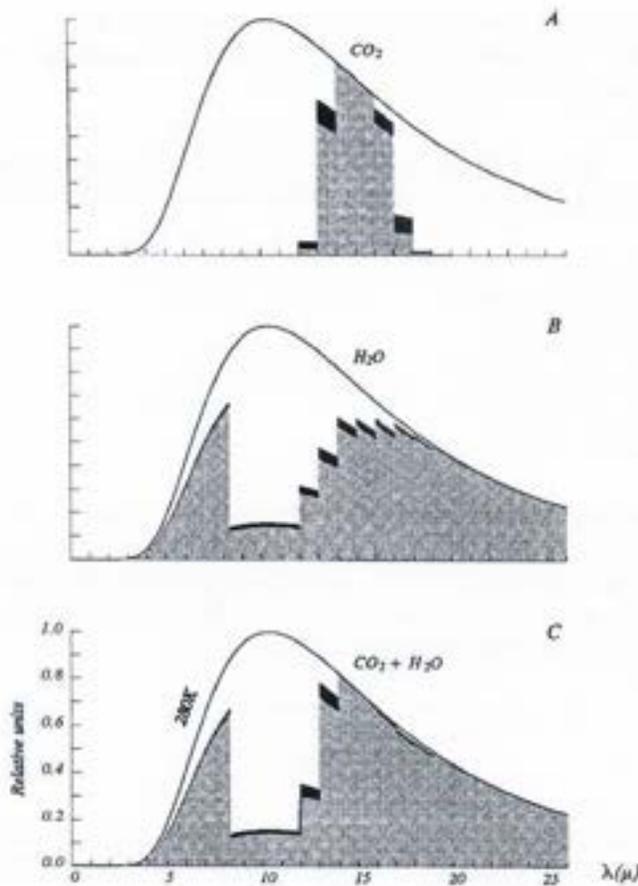


Fig. 2. Atmospheric emission spectra used in our models: normalized energy emitted as a function of wave length (λ). The shaded area is the energy emitted by the atmosphere for present CO₂ content, and the black area is the increase due to doubling the CO₂. Parts A and B are the spectra for CO₂ alone and for water vapor alone, respectively, and part C is the spectrum for both gases combined. The spectra are illustrated with the Planck's curve for 280° K, but this temperature is a variable in the models.

where E' is written as the sum of a normal value E'_N and an anomaly $E'DN$.

Equation (20) is assumed to be valid for normal values, therefore

$$G_{3N} - G_{5N} = LE'_N \quad (22)$$

Subtracting (22) from (21),

$$G_3DN - G_5DN = LE'DN$$

We assume that

$$G_3DN = G_5DN \quad (23)$$

This assumption implies that the anomaly of transport and storage of water vapor is taken as zero. However, since G_{3N} and G_{5N} are prescribed so that (22) is satisfied, the normal value of the transport and storage (E'_N) is retained. There-

fore the equation of conservation of water vapor is satisfied under the assumption that $E'_N \gg E'DN$.

For G_2DN we use the formula

$$G_2DN = K_3 |V_n| \left[(T'_i - T'_{2s}) - (T'_m - T'_{ms}) \right] \quad (24)$$

where T'_{2s} and T'_{ms} are the computed normal values of T'_i and T'_m , respectively; K_3 is a constant and $|V_n|$ is the prescribed normal surface wind speed. This linearized formula was derived by Clapp *et al.* (1965) and has been used in previous experiments (Adem, 1965a, 1982).

In these experiments we had used the formula

$$G_3DN = 2G_2DN \quad (25)$$

which implied a Bowen ratio of 2 for the anomalies.

For the horizontal wind the following formula is used (Adem, 1982):

$$n_H^* = n_{Nab}^* + (n^* - n_N^*) \quad (26)$$

where n_{Nab}^* is the observed geostrophic wind and $n^* - n_N^*$ is the computed anomaly of the wind, in which the two components of n^* are computed from the formulas

$$u^* = -\frac{R}{fT} \left(T_0 + (H-z) \left(b - \frac{g}{R} \right) \right) \frac{\partial T'_m}{\partial y_1} \quad (27)$$

$$v^* = -\frac{R}{fT} \left(T_0 + (H-z) \left(b - \frac{g}{R} \right) \right) \frac{\partial T'_m}{\partial x_1} \quad (28)$$

where u^* and v^* are the components along the x_1 and y_1 axes (x_1 to east, and y_1 to north), and f is the Coriolis parameter; also $T_0 = T_{m0} - bH/2$.

To compute the components of the normal horizontal wind v_N^* , Eqs. (27) and (28) are used with the normal value T_{m0} instead of T'_m .

The advection by mean wind (A_D) is given by Adem (1970b):

$$A_D = (F_8)_0 J(T'_m, p_{Nab}) + (F_8^*)_0 J(T'_m, T_{Nab}) - (F_8^*)_0 J(T'_m, T_{mN}) \quad (29)$$

where $(F_8)_0$, $(F_8^*)_0$ and $(F_8^*)_0$ are constants and

$$T_{Nab} = -b(H - H_{7Nab}) + T_{7Nab}$$

$$p_{Nab} = p_{7Nab} (T_{Nab}/T_{7Nab})^g$$

where H_{7Nab} is the normal observed 700mb height, T_{7Nab} is the normal observed 700mb temperature and $p_{7Nab} = 700\text{mb}$.

The horizontal turbulent transport is

$$W_T = -c_n a_0 K \nabla^2 T'_m \quad (30)$$

where ∇^2 is the two-dimensional horizontal Laplacian operator and K is the "Austausch" coefficient, which is taken as a constant equal to $3 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. This value of K is of the same order of magnitude as for the migratory cyclones and anticyclones of the middle latitudes, which are considered as turbulent eddies (Defant, 1921; Clapp, 1970).

The precipitation anomalies are computed externally from the empirical formula (Clapp *et al.*, 1965)

$$S = S_N + L \left[b(T'_m - T'_{mN}) + d'' \left(\frac{\partial T'_m}{\partial x} - \frac{\partial T'_{mN}}{\partial x} \right) + c'' \left(\frac{\partial T'_m}{\partial y} - \frac{\partial T'_{mN}}{\partial y} \right) \right] \quad (31)$$

where S_N is the normal seasonal value, and b , d'' and c'' are functions of x , y and season.

A brief description of this formula is given by Adem (1996).

6. WATER VAPOR AND CLOUDINESS FEEDBACKS

In these experiments, the computation of the coefficients a_i ($i = 1, 2, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18$), in Eq. (3), which includes the water vapor feedback, is carried out as an average over the integration region and in the year instead of at each of the grid points and for each month, as follows:

First we obtain the coefficients a_i for the computation of the normal case, using the Smith (1969) formula for $i = 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18$ as described by Garduño and Adem (1988).

The values used to compute a_i are

$$\begin{aligned} U_{BN} &= 260 \text{ cm} \\ U_{AN} &= 2.4 \text{ cm} \\ T_{SN} &= 288^\circ \text{K} \\ P_{SN} &= P_0 \\ b_N &= 6.5^\circ \text{K km}^{-1} \\ H &= 9 \text{ km} \\ e_N &= 0.5 \end{aligned}$$

where U_{BN} is the normal (present) CO_2 content, U_{AN} is the normal atmospheric H_2O content, T_{SN} is the normal surface air temperature; P_{SN} is the normal surface air pressure, b_N is

the normal lapse rate, and e_N is the normal fractional cloudiness. The coefficients a_1 and a_2 are computed using the Ramanathan (1976) approach (Section 4).

For the abnormal case, we compute a_i for i from 12 to 18, in Eq. (3), using Smith's (1968) formula with the values

$$\begin{aligned} U_B &= 2U_{BN} \\ U_A &= U_{AN} + U_A DN \\ T_S &= T_{SN} + T_S DN \\ P_S &= P_{SN} + P_S DN \\ b &= b_N + b DN \\ e &= e_N + e DN \end{aligned}$$

where U_B is twice the present atmospheric CO_2 content, and $U_A DN$, $T_S DN$, $P_S DN$, $b DN$ and $e DN$ are the increases, due to the doubling of the CO_2 , of the atmospheric H_2O , the surface temperature, the surface pressure, the lapse rate and the horizontal extent of cloudiness, respectively.

The cloud cover e is included as

$$e = e_N + e DN \quad (32)$$

where e_N is the observed normal seasonal cloudiness and $e DN$ is the internally computed anomaly which is given by

$$e DN = -1.26 T_m DN \quad (33)$$

where $e DN$ is in percent and $T_m DN$ in Kelvin degrees.

Eq. (33) is semi-empirical and is based on the assumption that the relative humidity remains fixed. The detailed derivation is given by Garduño and Adem (1993). This provides the cloud feedback, which is also evaluated as an average over the integration region and the year.

The surface albedo a is generated internally in the model by coupling the computed 0°C surface (continental ground or ocean) isotherm with the boundary of the snow—ice cover, as described by Adem (1981, 1982). This coupling yields the snow—ice—temperature feedback used in the present experiments.

7. METHOD OF SOLUTION

In (1), $\partial T'_m / \partial t$ is replaced by $(T'_m - T'_{mp}) / \Delta t$, where T'_{mp} is the value of T'_m in the previous month and Δt is the time interval, taken as a month. Similarly, $\partial T'_s / \partial t$ in (2) is replaced by $(T'_s - T'_{sp}) / \Delta t$, where T'_{sp} is the value of T'_s in the previous month.

Using these backward finite differences and substituting the parameterizations of the heating and transport terms (6), (7), (17), (18), (23), (24), (25), (29) and (30) in (1) and (2), the problem is reduced to solving two equations with two unknowns T'_m and T'_s . Eq. (2) can be combined with (1) to yield a single second-order elliptic differential equation in T'_m :

$$k\nabla^2 T'_m + F_1 \frac{\partial T'_m}{\partial x} + F_2 \frac{\partial T'_m}{\partial y} + F_3 T'_m = F_4 \quad (34)$$

where F_1, F_2, F_3 and F_4 are functions of the map coordinates and a ; and F_4 is also a function of T'_{sp} and T'_{sp} .

We first compute the normal case, using normal initial and boundary conditions; then the abnormal case, using the abnormal initial and boundary conditions, and the computed normal fields on which, according to eqs. (24) and (29), the abnormal variables depend, namely on $T'_s, T'_m, \partial T'_m/\partial x$ and $\partial T'_m/\partial y$.

Due to the form of the parameterizations, for the normal case Eq. (34) is reduced to an equation of the same type but with coefficients F_{1N}, F_{2N}, F_{3N} and F_{4N} which are different from F_1, F_2, F_3 and F_4 . Furthermore, in the normal case, G_2, G_3, G_5, e and n^* are prescribed as observed normal values $G_{2N}, G_{3N}, G_{5N}, e_N$ and n_{Nob}^* ; and therefore, the model computes only the anomalies of these variables. For the normal and abnormal cases $T'_m, T'_s, E_s, E_T, A_D$ and a are generated as full variables, except for T'_s in the oceans, where only the anomaly is computed, and where normal observed values are used for the normal case.

The boundary condition for (34) is $T'_m = T'_{mnb} + (T'_{mb} - T'_{mNB})$ where T'_{mnb} is the normal observed temperature at the middle of the model's atmospheric layer; and T'_{mb} and T'_{mNB} are, respectively, the abnormal and the normal solutions of (34) when the horizontal transport terms are neglected (i.e., $T'_{mb} = F_4/F_3$ and $T'_{mNB} = F_{4N}/F_{3N}$). Therefore, a variable boundary condition, which includes a computed anomaly, is used instead of a fixed one with zero anomaly.

To solve (34) we prescribe, besides the boundary conditions, the surface ocean and 700 mb temperatures in the previous interval (T'_{sp} and T'_{sp}) and the initial surface albedo (a_p).

We start the computations in August. Both for the normal and the abnormal cases, we use as initial condition the observed July normal values of the surface ocean temperatures and the 700mb temperatures (T'_{sp} and T'_{sp}), and the surface albedo in August. For the i th month ($i > 1$) we use for T'_{sp} and a_p the 700mb temperature and the surface albedo computed in the $i-1$ th month; and for T'_{sp} we use $(T'_{sNob})_{i-1} + [(T'_s)_{i-1} - (T'_{sN})_{i-1}]$ where $(T'_{sNob})_{i-1}$ is the normal observed surface ocean temperature in the $i-1$ th month, and $(T'_s)_{i-1}$ and $(T'_{sN})_{i-1}$ are the normal and abnormal ocean temperatures computed in the previous month, respectively.

The data, coefficients, region of integration and grid points used in the computations are described in previous papers (Adem 1964a,b; 1965b, 1970a,b). To obtain T'_m , Eq. (34) is solved as a finite difference equation by the Liebmann relaxation method (Thompson, 1961). T'_s and the other variables are obtained by direct substitution of T'_m in the corresponding equations described above.

The computation of the feedback effect by atmospheric water vapor, explained in Section 6, would require an iterative procedure between the climate anomaly and the spectral increment; first the climate anomaly due to CO₂ doubling is computed without the water vapor feedback, which is used to compute the spectral increment; then a new anomaly is computed including this increment, and so on, until both the anomaly and the increment reach stable values. In order to abridge this iteration, we attempt to guess the final climate anomaly, and we test it for a consistent spectral increment; if not, we try another guess.

As we have seen, the climatic parameters needed to compute the atmospheric long wave spectrum, i.e. the absorptivities $a_1, a_2, a_{12}, \dots, a_{18}$ due to H₂O and CO₂, are T_a, P_a, b, e and H . In addition, only the atmospheric CO₂ content (U_a) is necessary to compute the spectrum. Using the normal present values of these 6 parameters (denoted with the subindex N) the basic spectrum is computed.

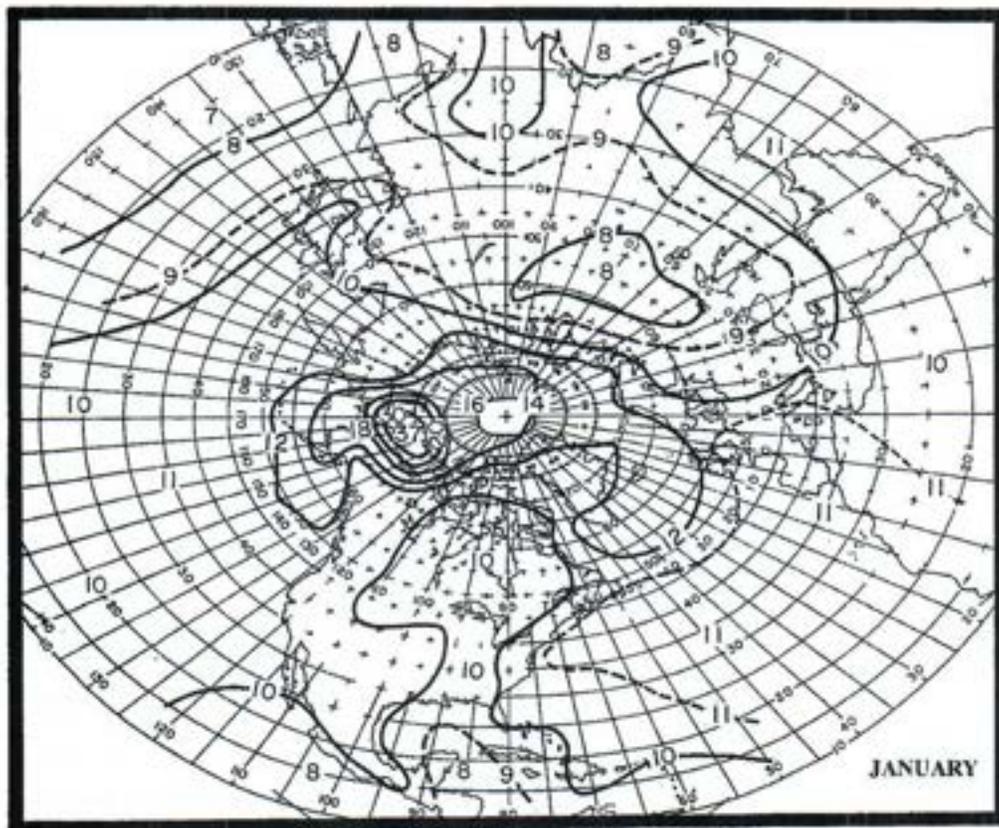
When a climatic change is externally forced, the absorptivities change due to the change in atmospheric H₂O content (U_a). Thus, the climate change is wholly characterized by the surface temperature anomaly ($T_s DN$), because the increments $T_s DN, b DN$ and $e DN$ are function only of $T_s DN$, when P_a and H remain fixed.

Our external forcing is the CO₂ doubling, i.e. $U_a DN = U_{aN}$ or $U_a = 2U_{aN}$, where variables with no subindexes mean abnormal values. In order to find the equilibrium anomaly $T_s DN$, we attempt a first guess $\langle T_s DN_{1g} \rangle$, where $\langle \rangle$ denotes the annual average over the total region of integration. We compute the corresponding values of $\langle T_a DN_{1g} \rangle, \langle b DN_{1g} \rangle$ and $\langle e DN_{1g} \rangle$, and introduce them in the formulas from Adem (1967), Smith (1969) and Ramanathan (1976), to compute the absorptivities a_i ; this spectrum is then used to compute $T_s DN_1$. If $\langle T_s DN_1 \rangle \neq \langle T_s DN_{1g} \rangle$ we try a new value $\langle T_s DN_{2g} \rangle$ using a linear interpolation, and so on until $\langle T_s DN_1 \rangle = \langle T_s DN_{1g} \rangle$.

8. RESULTS

The output of the model consists in a dozen of maps for each variable, for the months of the year. Here we show only the maps of the increase of surface temperature and precipitation due to a doubling of CO₂, for January, April, July and October, computed by means of the complete model including all feedbacks. These maps are presented in Figures 3A to 4D.

A



B

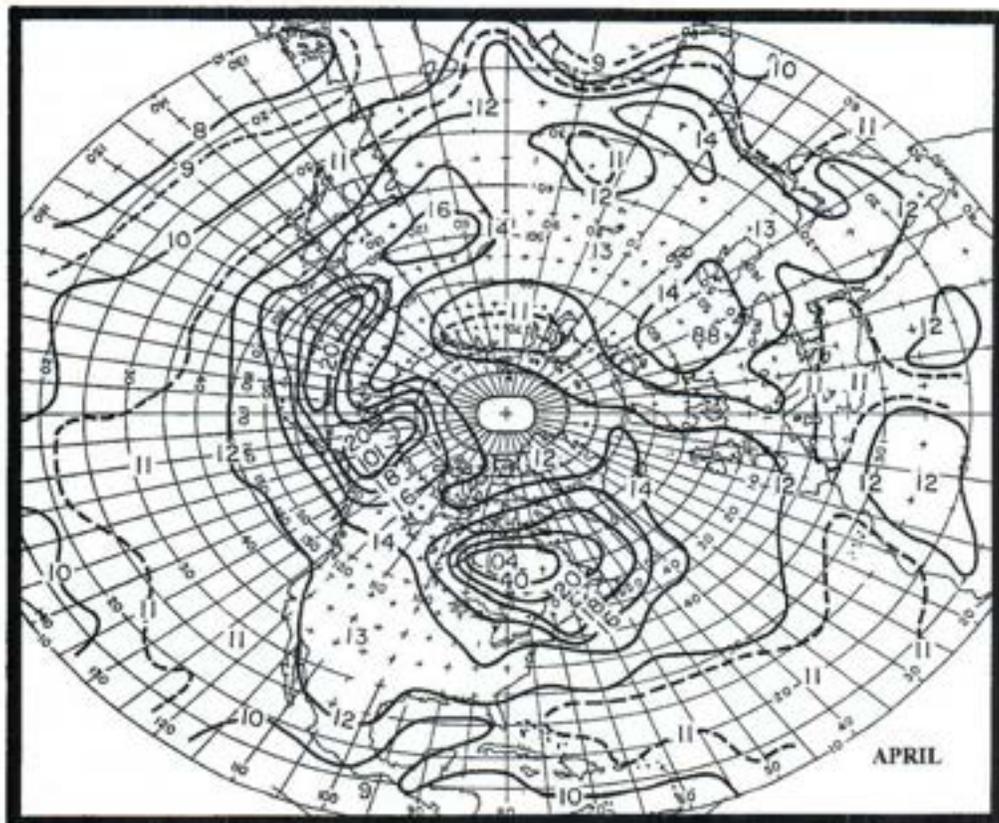
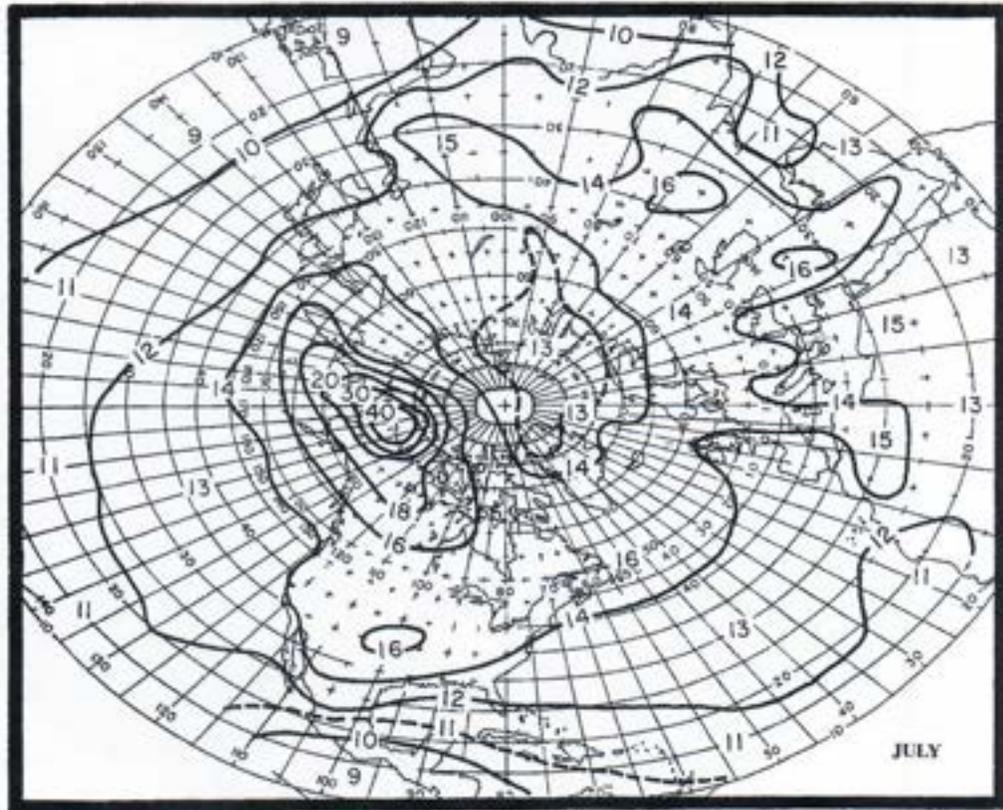


Fig. 3. Increase in the surface temperature for January (part A), April (B), July (C) and October (D), in tenths of $^{\circ}\text{C}$, due to a doubling of the atmospheric CO_2 , computed with our model ATM1 (in which the water vapor acts in all the wave lengths of the atmospheric spectrum) for case 8 (with the three feedbacks included).

C



D

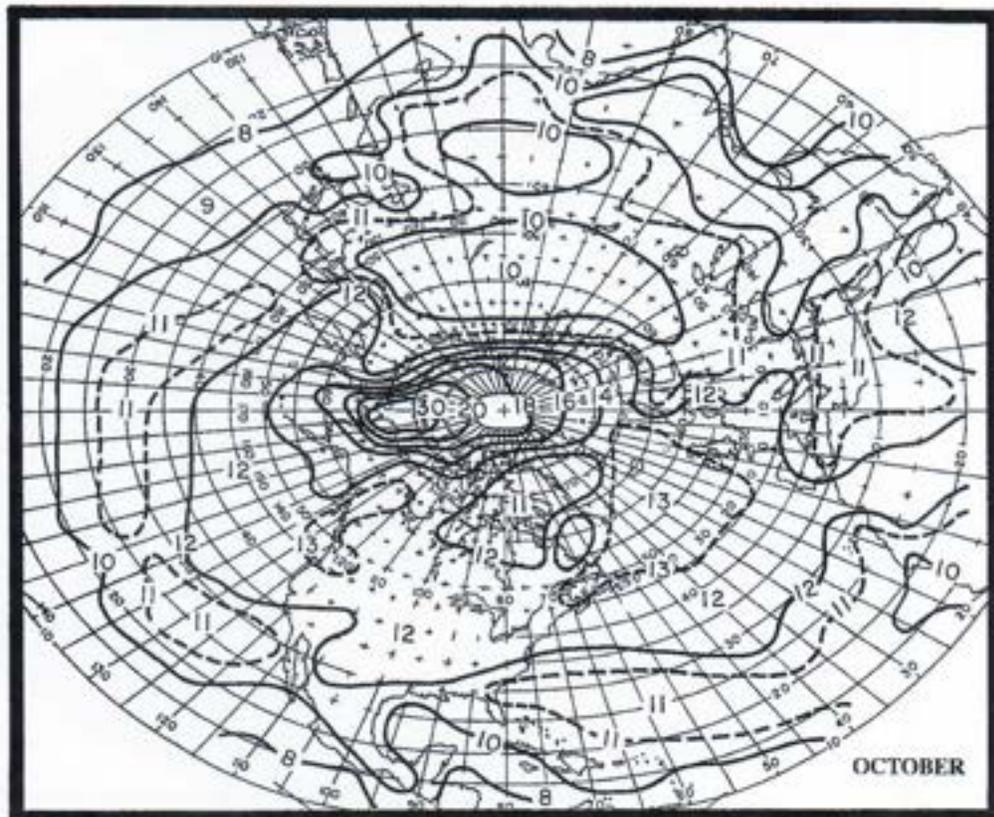
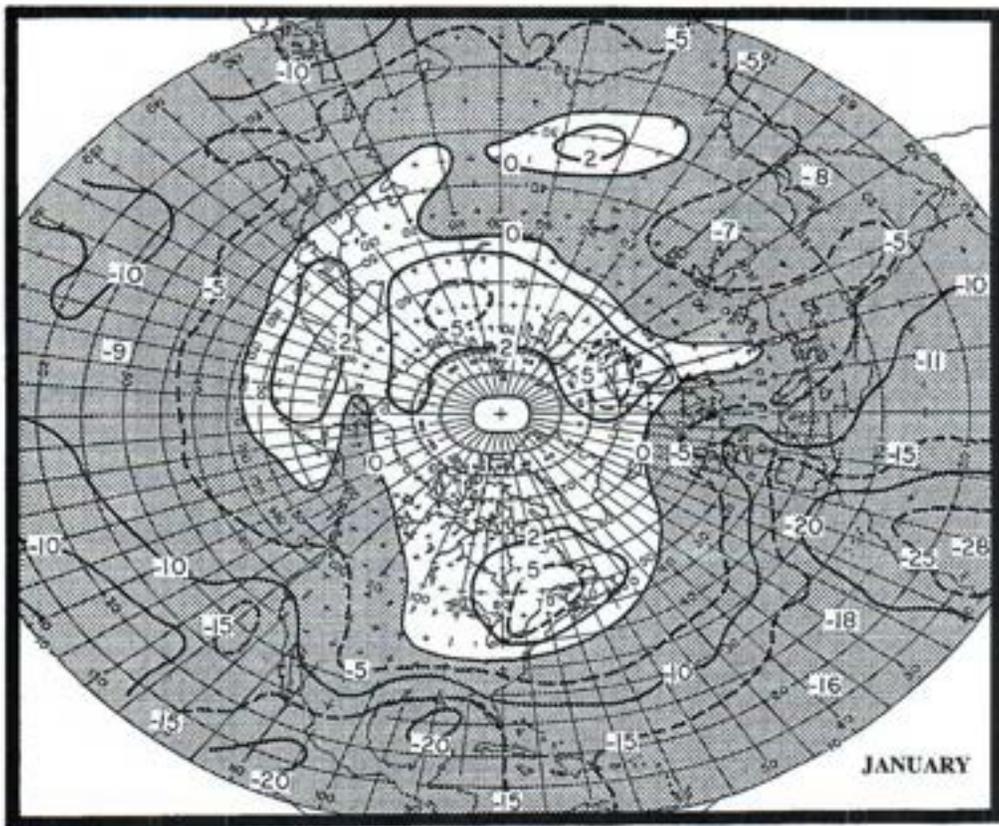


Fig. 3. (Cont.)

A



B

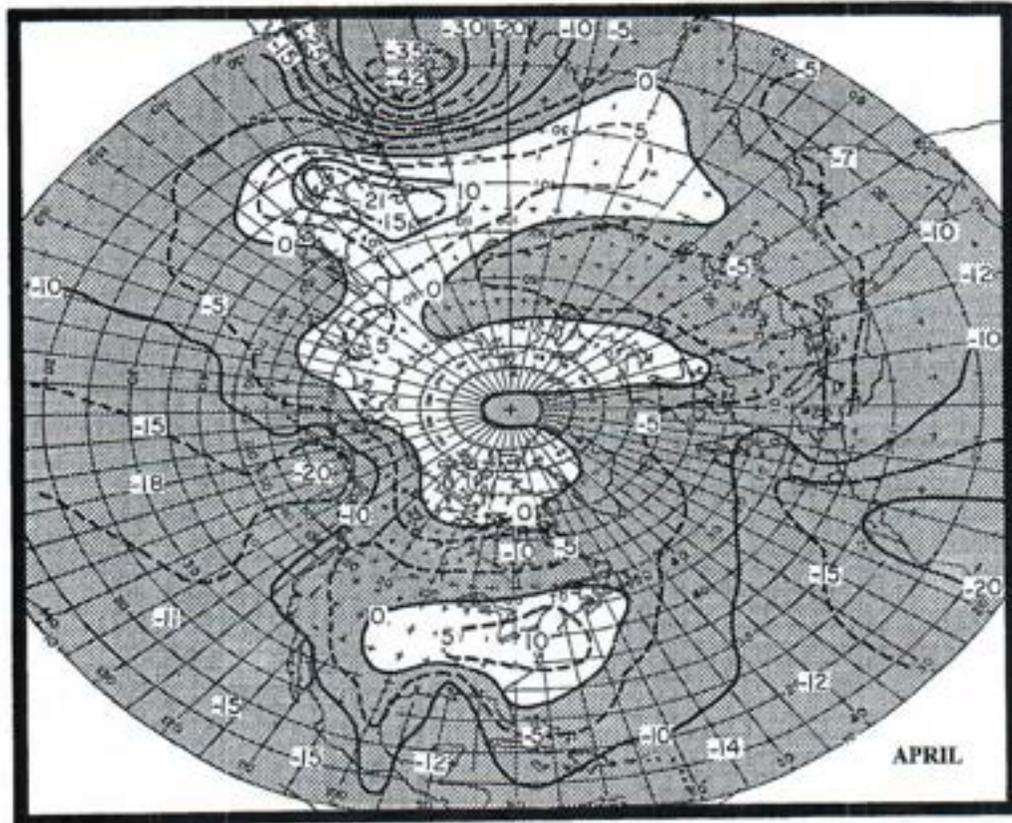
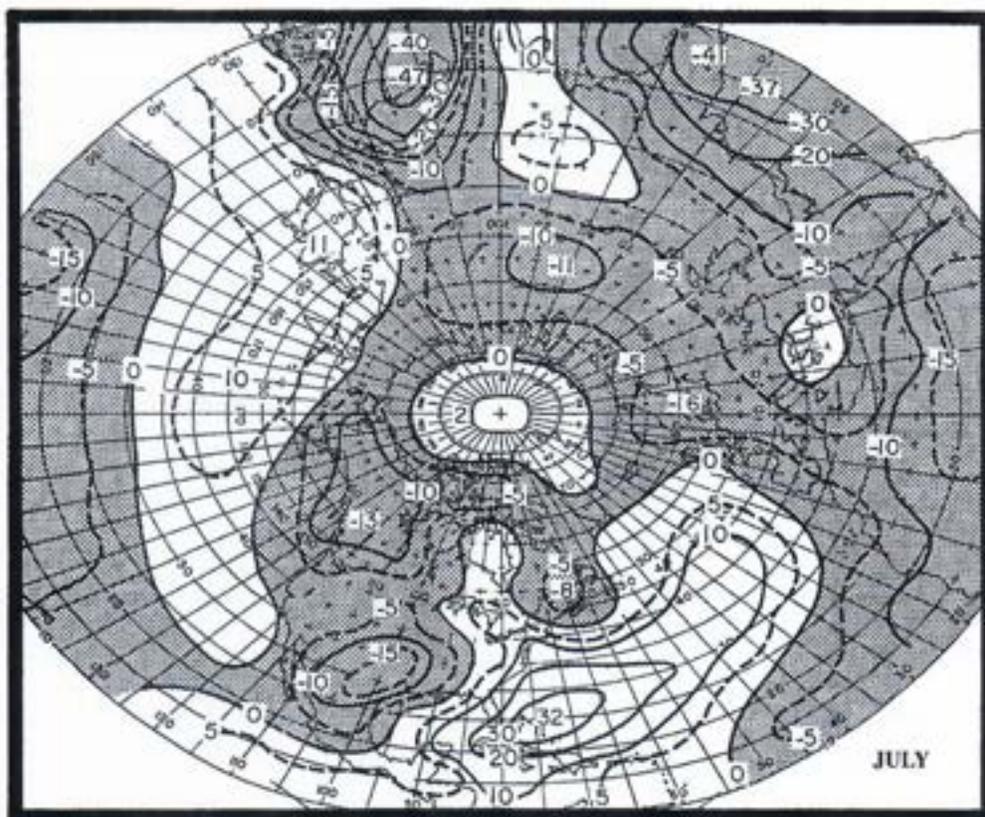


Fig. 4. Increase in the precipitation for January (part A), April (B), July (C) and October (D), in mm/month, due to a doubling of the atmospheric CO_2 , computed with our model ATMI (in which the water vapor acts in all the wave lengths of the atmospheric spectrum) for case 8 (with the three feedbacks included).

C



D

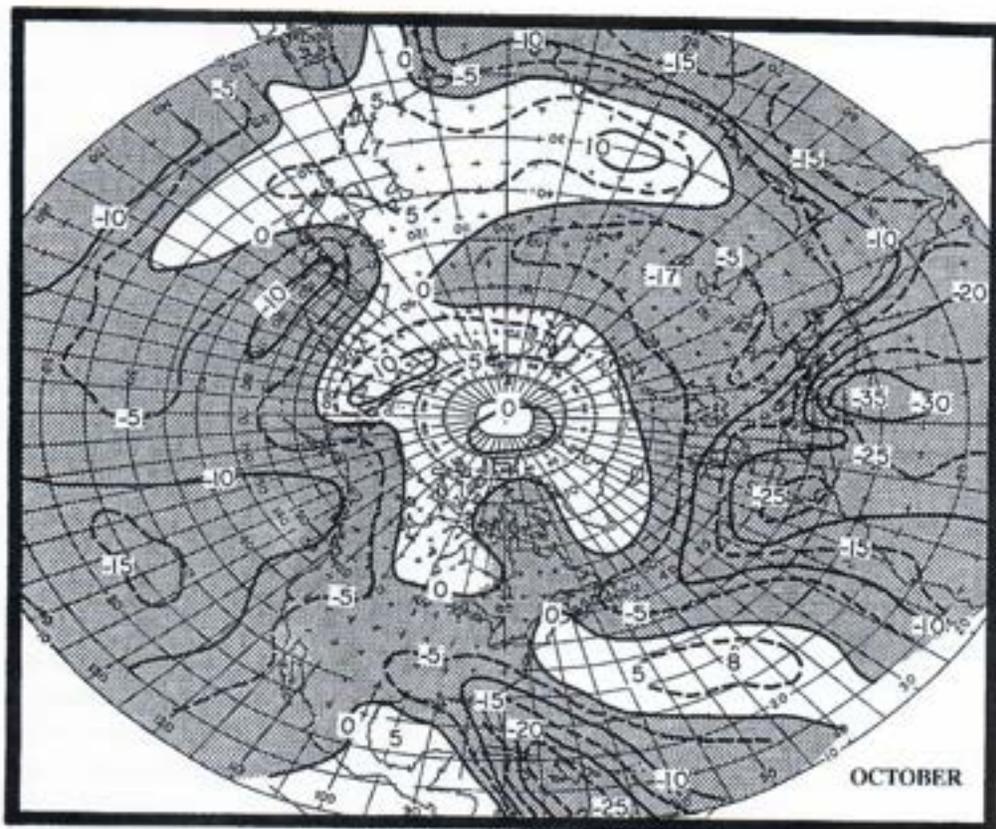


Fig. 4. (Cont.)

Table 1

Increase of surface temperature in °C and feedback factor due to doubling the atmospheric CO₂, resulting from our models (ATM1 and ATM2), and from the models of Hansen *et al.* (1984), and Schlesinger (1986), denoted HM and SM, respectively. Case 1 is without feedback mechanisms, case 8 includes the three (namely, the increases of water vapor, snow-ice and cloudiness), cases 2, 3 and 4 have one feedback and 5, 6 and 7 have two. ATM1 is our model with water vapor radiatively acting in all the wave lengths of the atmospheric spectrum, in ATM2 the water is absent from the band where the CO₂ acts (12-19 μ). Feedback factor is defined as the ratio of the temperature increase in one case, divided by that of case 1. In the last column appears the ratio of temperature increase from one of our models by the other.

Case	Feedbacks included	Temperature increase (° C)				Feedback factor				
		ATM1	ATM2	HM	SM	ATM1	ATM2	HM	SM	ATM2/ ATM1
1	(Δ CO ₂)	0.3	0.8	1.2	1.35	1	1	1	1	2.7
2	+ Δ H ₂ O	0.4	1.1	2.0	1.94	1.3	1.4	1.7	1.4	2.8
3	+ Δ cloud	0.4	1.3	1.6	1.38	1.3	1.6	1.3	1.0	3.3
4	+ Δ snow/ice	0.4	1.2	1.3	1.56	1.3	1.5	1.1	1.2	3.0
5	+ Δ H ₂ O + Δ cloud	0.8	1.7	3.2	1.81	2.7	2.1	2.7	1.3	2.1
6	+ Δ H ₂ O + Δ snow/ice	0.5	1.8		2.39	1.7	2.3		1.8	3.6
7	+ Δ cloud+ Δ snow/ice	0.6	2.2			2.0	2.8			3.7
8	+ Δ H ₂ O+ Δ cloud+ Δ snow/ice	1.2	3.5	4.2		4.0	4.4	3.5		2.9

In order to evaluate the feedback effects, we present a comparative study of the annual NH averages of the computed surface temperature increase (Table 1). The second column in the table specifies the feedback mechanisms, case 1 includes no feedback and case 8 includes all three feedbacks, namely increments of H₂O, snow-ice and clouds. The other cases include one or two feedback mechanisms.

The third column shows the temperature increase computed using the model with H₂O for all wavelengths of the emission spectrum, denoted by ATM1. When there is no feedback the increase of temperature is 0.3° C, and when the three mechanisms are included the increase is 1.2° C; for only one feedback the increase is 0.4° C in all three cases. When two feedbacks are included the increase is 0.8° C for the combination of H₂O plus clouds, 0.5° C for H₂O plus snow-ice, and 0.6° C for clouds plus snow-ice.

In the next column, called ATM2, we show the corresponding values for a model in which H₂O is absent in the CO₂ band. The increase is 0.8° C without any feedback and 3.5° C with all three mechanisms. When there is only one feedback the increase is 1.1, 1.3 and 1.2° C for H₂O (only in 0-12 μ and 19 μ - ∞ bands), clouds, and snow-ice. When there are two feedbacks, the increase is 1.7, 1.8 and 2.2° C for the

cases H₂O plus clouds, H₂O plus snow-ice and clouds plus snow-ice, respective.

In the fifth and sixth columns we find the corresponding values of surface air temperature increase as computed by Hansen *et al.* (1984), and by Schlesinger (1986). In the seventh, eighth, ninth and tenth columns we list the feedback factors defined as the quotient of the temperature increase in each case divided by that of case 1, for models ATM1, ATM2, HM and SM, respectively. A comparison of the four models shows that the factors are similar. Thus, the solutions are almost proportional to the temperature increases for case 1 (in which the feedback is excluded), namely, 0.3, 0.8, 1.2 and 1.35° C for ATM1, ATM2, HM and SM, respectively.

In cases 5, 6 and 7 when we have a combination of two feedbacks, inclusion of snow-ice (6 and 7) yields the largest factors for ATM2 and the smallest for ATM1, which suggests that the snow-ice effect depends non-linearly on the temperature change, since much larger feedback factors are obtained for larger increases of temperature.

The total feedback factor, which includes the three mechanisms and corresponds to case 8, is 4.0 and 4.4 for our

models ATM1 and ATM2, respectively, and 3.5 for HM.

The last column shows the ratio ATM2/ATM1. When H₂O is absent from the CO₂ band, the increase of temperature is about three times larger than when it is present. This strong difference is due to the radiative interaction of H₂O with CO₂, which reduces the net effect of doubling the CO₂. This reduction can be seen from the atmospheric emission spectra used in the model (Figure 2), where the shaded area is the energy emitted by the atmosphere for current CO₂ content, and the black area is the increase due to doubling the CO₂. Parts A and B are the emission spectra for CO₂ alone and for H₂O alone, respectively, and part C is the spectrum corresponding to the combined effect of both gases. The black area in the CO₂ band (12–19 μ) is larger in the spectrum for CO₂ alone (part A) than for CO₂ and H₂O combined (part C), as the presence of H₂O in these interval reduces the effect of CO₂ doubling, because the spectrum of CO₂ plus H₂O gets closer to Planck's curve, and there is no room for larger increases in the spectrum. This saturation effect limits the temperature increase due to the increase of CO₂, as mentioned by other authors (Kiehl and Ramanathan, 1982; Ellsaesser, 1984, 1990; Lindzen, 1990).

Figure 1 presents the values obtained by several authors using different models. Hansen *et al.* (1984) value is number 35 and is one of the largest; our own earlier value (Adem and Garduño, 1984), is number 30, and our new one, falls in the same range, on the lower side of the solutions. Most values fall between the values obtained with our model, depending on whether the H₂O is present or absent in the CO₂ interval, i.e., 1.2° to 3.5° C. Considering that "the 12–18 μ H₂O continuum absorption is neglected in most model studies" (Kiehl and Ramanathan, 1982), we conclude that the interaction of H₂O and CO₂ in this band could be a possible cause of the discrepancies in the values shown in this figure.

9. CONCLUSIONS

1. The feedback factors of the Adem Thermodynamic Model are similar to those of Hansen *et al.* (1984), and Schlesinger (1986), except for Schlesinger's cloudiness factor, which is very close to unity, and produces a relatively small effect. The feedback factor due to all three mechanisms (H₂O, snow-ice and clouds) is 4.0 and 4.4 for our model, and 3.5 for Hansen *et al.*
2. The presence of H₂O in the CO₂ band (12–19 μ) prevents the increase of temperature due to the saturation of the band, because the combined effect of CO₂ and H₂O yields an absorptivity that approaches unity, as in the black body case.
3. While the feedback factors are similar, the increase of temperature due to a doubling of CO₂ is equal to 1.2° C when H₂O is present in the CO₂ band, and 3.5° C when

there is no H₂O. The corresponding value of Hansen *et al.* is 4.2° C. The strong difference in these values appears to depend on the corresponding values (0.3, 0.8 and 1.2°C), obtained before the three feedbacks are applied, which depend crucially on the content of H₂O in the CO₂ band. In conclusion, one possible cause of the strong difference in the solutions obtained by different models could be the discrepancies in the amount and distribution of H₂O in the atmosphere, and specially in the treatment of the effect of H₂O in the CO₂ band from 12 to 19 μ .

ACKNOWLEDGEMENTS

We are indebted to J. Zintzún, A. Aguilar, M. E. Grijalva, T. del Cid and R. Meza for their help in the preparation of this paper.

BIBLIOGRAPHY

- ACKERMAN, T. P., 1979. On the effect of CO₂ on atmospheric heating rates. *Tellus*, *31*, 115–123.
- ADEM, J., 1962. On the theory of the general circulation of the atmosphere. *Tellus*, *14*, 102–115.
- ADEM, J., 1964a. On the normal thermal state of the troposphere-ocean-continent system in the Northern Hemisphere. *Geofis. Int.*, *4*, 3–32.
- ADEM, J., 1964b. On the physical basis for the numerical prediction of monthly and seasonal temperatures in the troposphere-ocean-continent system. *Mon. Wea. Rev.*, *92*, 91–104.
- ADEM, J., 1965a. Experiments aiming at monthly and seasonal numerical weather prediction. *Mon. Wea. Rev.*, *93*, 495–503.
- ADEM, J., 1965b. Preliminary model for computing midtropospheric and surface temperatures from satellite data. *J. Geophys. Res.*, *70*, 376–386.
- ADEM, J., 1967. Parameterization of atmospheric humidity using cloudiness and temperature. *Mon. Wea. Rev.*, *95*, 83–88.
- ADEM, J., 1968. A parametric method for computing the mean water budget of the atmosphere. *Tellus*, *20*, 621–632.
- ADEM, J., 1970a. On the prediction of mean monthly ocean temperature. *Tellus*, *22*, 410–430.
- ADEM, J., 1970b. Incorporation of advection of heat by mean winds and by ocean currents in a thermodynamic model for long-range weather prediction. *Mon. Wea. Rev.*, *98*, 776–786.
- ADEM, J., 1981. Numerical simulation of the annual cycle of climate during the ice ages. *J. Geophys. Res.*, *86*, 12015–12034.
- ADEM, J., 1982. Simulation of the annual cycle of climate

- with a thermodynamic numerical model. *Geofis. Int.*, 21, 229-243.
- ADEM, J. and R. GARDUÑO, 1982. Preliminary experiments on the climatic effect of an increase of the atmospheric CO₂ using a thermodynamic model. *Geofis. Int.*, 21, 309-324.
- ADEM, J. and R. GARDUÑO, 1984. Sensitivity studies on the climatic effect of an increase of atmospheric CO₂. *Geofis. Int.*, 23, 17-35.
- AUGUSTSSON, T. and V. RAMANATHAN, 1977. A radiative convective model study of the CO₂ climate problem. *J. Atmos. Sci.*, 24, 448-451.
- CHARLOCK, T. P., 1981. Cloud optics as a possible stabilizing factor in climate change. *J. Atmos. Sci.*, 38, 661-663.
- CHOU, M. D., L. PENG and A. ARKING, 1982. Climate studies with a multilayer energy balance model, Part II: the role of feedback mechanisms in the CO₂ problem. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2657-2666.
- CLAPP, P. F., S. H. SCOLNIK, R. E. TAUBENSEE, and F. J. WINNINHOFF, 1965. Parameterization of certain atmospheric heat sources and sinks for use in a numerical model for monthly and seasonal forecasting. Unpublished study of Extended Forecast Division, U. S. Weather Bureau, Washington, D. C. (copies available for interested persons).
- CLAPP, P. F., 1970. Parameterization of macroscale transient heat transport for use in a mean-motion model of the general circulation. *J. Appl. Meteorol.*, 9, 554-563.
- DEFANT, A., 1921. Die Zirkulation der Atmosphäre in den gemässigten Breiten der Erde. *Geog. Ann.*, 3, 209-266.
- ELLSAESSER, H. W., 1984. The climatic effect of CO₂: A different view. *Atmos. Environ.*, 18, 431-434.
- ELLSAESSER, H. W., 1990. A different view of the climatic effect of CO₂ - Updated. *Atmósfera*, 3, 3-29.
- GARDUÑO, R. and J. ADEM, 1988. Interactive long wave spectrum for the thermodynamic model. *Atmósfera*, 1, 157-172.
- GARDUÑO, R. and J. ADEM, 1993. Parameterization of cloudiness as a function of temperature for use in a thermodynamic model. *World Resource Review*, 5, 246-253.
- GUTOWSKI, W. J., W. C. WANG and P. H. STONE, 1985. Effects of dynamic heat fluxes on model climate sensitivity: meridional sensible and latent heat fluxes. *J. Geophys. Res.*, 90(D7), 13081-13086.
- HANSEN, J., D. JOHNSON, A. LACIS, S. LEBEDEFF, P. LEE, D. RIND and G. RUSSELL, 1981. Climate impact of increasing atmospheric carbon dioxide. *Science*, 213, 957-966.
- HANSEN, J., A. LACIS, D. RIND, G. RUSSELL, P. STONE, I. FUNG, R. RUEDY and J. LERNER, 1984. Climate sensitivity: analysis of feedback mechanisms. In: Climate processes and climate sensitivity. Eds.: J. E. Hansen and T. Takahashi, Maurice Ewing series 5. American Geophysical Union, Washington, D. C. 130-163.
- HUMMEL, J. R., 1982a. Surface temperature sensitivities in a multiple cloud radiative-convective model with a constant and pressure dependent lapse rate. *Tellus*, 34, 203-208.
- HUMMEL, J. R., 1982b. Anomalous water-vapor absorption: implications for radiative-convective models. *J. Atmos. Sci.*, 39, 879-885.
- HUMMEL, J. R. and W. R. KUHN, 1981a. Comparison of radiative-convective models with constant and pressure dependent lapse rates. *Tellus*, 33, 254-261.
- HUMMEL, J. R. and W. R. KUHN, 1981b. An atmospheric radiative-convective model with interactive water vapor transport and cloud development. *Tellus*, 33, 372-381.
- HUMMEL, J. R. and R. A. RECK, 1981. Carbon dioxide and climate: the effects of water transport in radiative-convective models. *J. Geophys. Res.*, 86 (C12), 12035-12038.
- HUNT, B. G., 1981. An examination of some feedback mechanisms in the carbon dioxide climate problem. *Tellus*, 33, 78-88.
- HUNT, B. G. and N. C. WELLS, 1979. An assessment of the possible future climate impact of carbon dioxide increases based on a coupled one-dimensional atmospheric-oceanic model. *J. Geophys. Res.*, 84, 787-791.
- KIEHL, J. T. and V. RAMANATHAN, 1982. Radiative heating due to increased CO₂: the role of H₂O continuum absorption in the 12-18 μm region. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2923-2926.
- LAL, M. and V. RAMANATHAN, 1984. The effects of moist convection of water vapor radiative processes on climate sensitivity. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2238-2249.
- LINDZEN, R. S., 1990. Some coolness concerning global warming. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 71, 288-299.
- LINDZEN, R. S., A. Y. HOU and B. F. FARRELL, 1982. The role of convective model choice in calculating the climate impact of doubling CO₂. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1189-1205.
- MANABE, S., 1971. Estimate of future changes in climate due to increase of carbon dioxide concentration in the air. In: Man's impact on the climate, Eds. W. H. Mathews, W. W. Kellogg and G. D. Robinson, MIT Press, Cambridge, Massachusetts. 249-264.

- MANABE, S. and R. T. WETHERALD, 1967. Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *J. Atmos. Sci.*, 24, 241-159.
- MANABE, S. and R. T. WETHERALD, 1975. The effect of doubling the CO₂ concentration on the climate of a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, 32, 3-15.
- MANABE, S. and R. T. WETHERALD, 1980. On the distribution of climate change resulting from an increase in CO₂-content of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 37, 99-118.
- OHRING, G. and S. ADLER, 1978. Some experiments with a zonally averaged climate model. *J. Atmos. Sci.*, 35, 186-205.
- OU, S. C. S. and K. N. LIOU, 1985. Cumulus convection and climatic temperature perturbation. *J. Geophys. Res.*, 90 (D1), 2223-2232.
- POTTER, G. L., 1980. Zonal model calculation of the climatic effect of increased CO₂. In: Environmental and climatic impact of coal utilization, Eds. J. J. Singh and A. Deepak, Academic Press, New York, 433-454.
- RAMANATHAN, V., 1976. A radiative transfer within the Earth's troposphere and stratosphere: a simplified radiative-convective model. *J. Atmos. Sci.*, 33, 1330-1346.
- RAMANATHAN, V., 1981. The role of ocean-atmosphere interactions in the CO₂ climate problem. *J. Atmos. Sci.*, 38, 918-930.
- RAMANATHAN, V., M. S. LIAN and R. D. CESS, 1979. Increased atmospheric CO₂: zonal and seasonal estimates of the effect on the radiation energy balance and surface temperature. *J. Geophys. Res.*, 84, 4949-4958.
- RASOOL, S. I. and S. H. SCHNEIDER, 1971. Atmospheric carbon dioxide and aerosols: effects of large increases on global climate. *Science*, 173, 138-141.
- ROWNTREE, P. R. and J. WALKER, 1978. The effects of doubling the CO₂ concentration on radiative-convective equilibrium. In: Carbon dioxide, climate and society, Ed. J. Williams, Pergamon, Oxford, 181-191.
- SCHLESINGER, M. E., 1983. A review of climate model simulations of CO₂-induced climatic change, Rep. 41, Climatic Research Institute, Oregon State University, Corvallis.
- SCHLESINGER, M. E., 1984. Climate model simulation of CO₂-induced climatic change. *Adv. Geophys.*, 26, 141-235.
- SCHLESINGER, M. E., 1986. Equilibrium and transient climatic warming induced by increased atmospheric CO₂. *Clim. Dyn.*, 1, 35-51.
- SMITH, W. L., 1969. A polynomial representation of carbon dioxide and water vapor transmission. ESSA Tech. Rep. NESC 47.
- SOMERVILLE, R. C. J. and L. A. REMER, 1984. Cloud optical thickness feedbacks in the CO₂ climate problem. *J. Geophys. Res.*, 89 (D6), 9668-9672.
- TEMKIN, R. L. and F. M. SNELL, 1976. An annual zonally-averaged hemispherical climate model with diffuse cloudiness feedback. *J. Atmos. Sci.*, 33, 1671-1685.
- THOMPSON, P. D., 1961. Numerical weather analysis and prediction, Macmillan, New York.
- TRICOT, Ch. and A. BERGER, 1987. Modelling the equilibrium and transient responses of global temperature to past and future trace gas concentrations. *Clim. Dyn.*, 2, 39-61.
- WANG, W. C. and P. H. STONE, 1980. Effect of ice-albedo feedback on global sensitivity in a one-dimensional radiative-convective climate model. *J. Atmos. Sci.*, 37, 545-552.
- WANG, W. C., W. B. ROSSOW, N. S. YAO and M. WOLFSON, 1981. Climate sensitivity of a one-dimensional radiative-convective model with cloud feedback. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1167-1178.
- WANG, W. C., G. MOLNAR, T. D. MITCHELL and P. H. STONE, 1984. Effects of dynamical heat fluxes on model climate sensitivity. *J. Geophys. Res.*, 89, (D3), 4699-4711.
- WASHINGTON, W. M. and G. A. MEEHL, 1983. General circulation model experiment on the climatic effects due to a doubling and quadrupling of carbon dioxide concentration. *J. Geophys. Res.*, 88, 6600-6610.
- WASHINGTON, W. M. and G. A. MEEHL, 1984. Seasonal cycle experiment on the climate sensitivity due to a doubling of CO₂ with an atmospheric general circulation model coupled to a simple mixed-layer ocean model. *J. Geophys. Res.*, 89, (D6), 9475-9503.
- WEARE, B. C. and F. M. SNELL, 1974. A diffuse thin cloud structure as a feedback mechanism in global climatic modeling. *J. Atmos. Sci.*, 31, 1725-1734.
- WETHERALD, R. T. and S. MANABE, 1986. An investigation of cloud cover change in response to thermal forcing. *Clim. Change*, 8, 5-23.
- YAMAMOTO, G. and T. SASAMORI, 1958. Calculation of the absorption of the 15 μ carbon dioxide band. Sci. Rep. Tohoku Univ., Fifth Ser. 10, No. 2.
- YAMAMOTO, G. and T. SASAMORI, 1961. Further studies on the absorption of the 15 μ carbon dioxide band. Sci. Rep. Tohoku Univ., Fifth Ser. 12, No. 1.

Julián Adem^{1,2} and René Garduño²

¹ Member of El Colegio Nacional, México.

² Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM, CU, 04510 México, DF, México.

Impact of El Niño on precipitation in Mexico

Víctor O. Magaña, Jorge L. Vázquez, José L. Pérez and Joel B. Pérez
Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM, México, D. F., México

Received: September 3, 2000; accepted: July 15, 2002

RESUMEN

La ocurrencia y características de El Niño/Oscilación del Sur (ENOS) han sido documentadas extensivamente. Es bien sabido que El Niño es capaz de modificar los patrones normales del clima alrededor del mundo. El Niño, y su contraparte La Niña, modifican también los patrones de precipitación en México. En general, durante inviernos El Niño (La Niña), la precipitación aumenta (disminuye) en el noroeste de México, mientras que disminuye (aumenta) en el Istmo de Tehuantepec. El desplazamiento hacia el sur de la corriente de chorro subtropical y el aumento en el número de Nortes sobre la parte sur del Golfo de México constituyen algunos de los mecanismos que modulan la variabilidad del clima invernal. Por otro lado, la señal El Niño en verano en México se refleja como déficit de precipitación. Existen varios mecanismos asociados con El Niño que resultan en anomalías negativas de precipitación sobre la mayor parte de México. Una subsidencia reforzada por causa de un desplazamiento hacia el sur de la Zona Inter Tropical de Convergencia (ZITC), alisios más intensos de lo normal, un menor número de ciclones tropicales en los Mares Intra Americanos y una reducción en la humedad relativa pueden resultar en severas sequías. Estos elementos se combinaron en el verano de 1997 para producir grandes pérdidas socioeconómicas relacionadas con El Niño. Por otra parte, durante años La Niña, las condiciones del clima en México regresan a la normal e incluso pueden resultar en una precipitación por encima de la media. Los actuales esquemas de predicción del clima parecen ser suficientemente buenos para proveer información climática útil para la planeación de ciertas actividades socioeconómicas.

PALABRAS CLAVE: Clima mexicano, El Niño, México, precipitación, Nortes y huracanes.

ABSTRACT

ENSO is capable of affecting normal climatic patterns around the world. El Niño, and its counterpart, La Niña, modify the normal precipitation patterns in Mexico. In general, during El Niño (La Niña) winters, precipitation increases (decreases) over northwestern Mexico, while it decreases (increases) in the region around the Isthmus of Tehuantepec. A southward shift in the position of the subtropical jet stream increases the number of Northerners over the southern part of the Gulf of Mexico. A summer El Niño causes a deficit in precipitation. Various mechanisms, associated with El Niño, result in negative precipitation anomalies over most of Mexico. Enhanced subsidence associated with a southward shift of the Inter Tropical Convergence Zone (ITZC), more intense trade winds, a decreased number of tropical cyclones over the Intra Americas Seas (IAS) and reduced relative humidity, may result in severe droughts. These elements produced major socioeconomic losses during the summer of 1997 that could be directly related to El Niño. During La Niña years, climate conditions return to normal or result in enhanced precipitation. Current seasonal prediction schemes appear to be skillful enough to provide useful information in the planning of certain socioeconomic activities.

KEY WORDS: Mexican climate, El Niño, Mexico, precipitation, Northerns and hurricanes.

INTRODUCTION

Much of Mexico exhibits a monsoonal climate, with a rainy season during the summer months and a relatively dry season in winter. Fluctuations in precipitation or temperature are associated with cold fronts or Northerners during winter (Magaña and Vázquez, 2000), and hurricanes and easterly waves during summer (Amador and Magaña, 2000, Magaña, 1999). The best known planetary scale phenomenon that alters global climate is El Niño/Southern Oscillation (ENSO).

As the number of natural disasters increases, mostly in relation to hydro-meteorological extreme conditions, more

people are affected (Figure 1). The need for accurate long range predictions of precipitation or temperature has led to relate El Niño and La Niña phenomena to regional climate. Agriculture, forestry, water management and the health sector demand more detailed climate diagnostics and prognostics of extreme climate conditions. The cost of the 1982-83 El Niño event for Mexico and Central America is estimated at about six hundred million dollars (NOAA, 1994). The El Niño event of 1997-1998 resulted in an even more dramatic economic loss, of the order of two billion dollars for Mexico alone (Delgado et al., 1999). The social costs, in terms of loss of life or people who migrate due to anomalous conditions associated with ENSO, represent a major problem for government agencies.

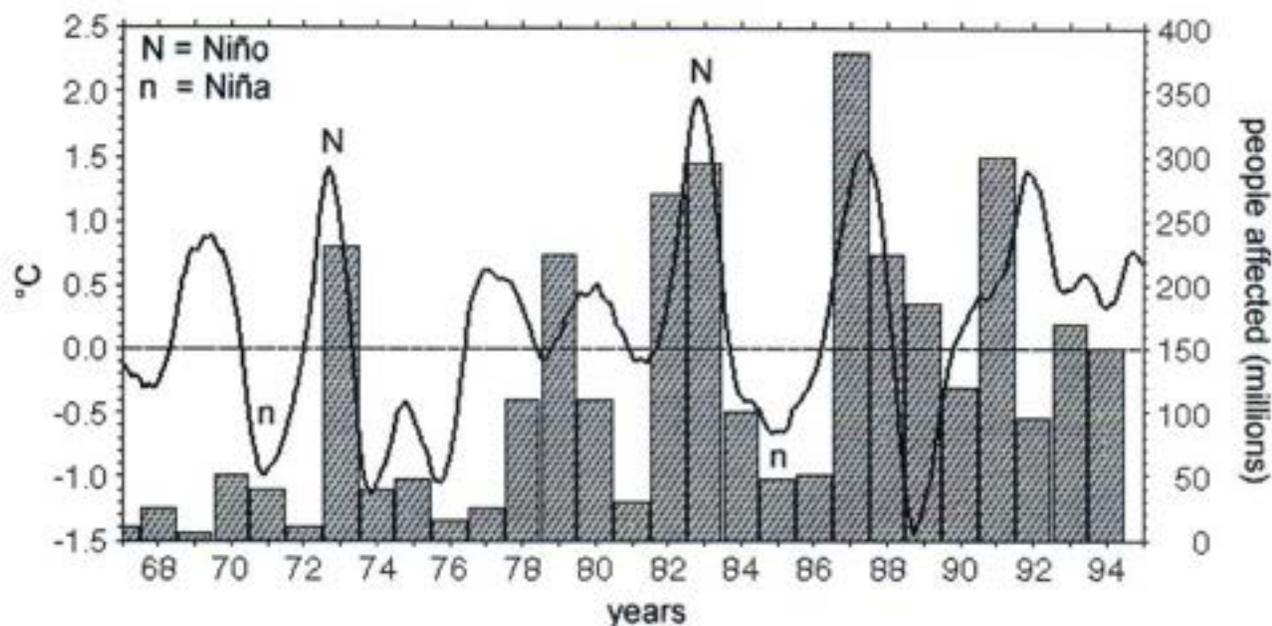


Fig. 1. Number of people affected by natural disasters of all kinds (histogram), and sea surface temperature anomalies in the eastern Pacific (solid line).

Numerous studies on climate variability concentrate on sea surface temperature (SST) anomalies associated with ENSO. These anomalies in SST have proven to be important enough as to reflect global climate variability on an interannual time scale. The existence of relationships between SST in the central-eastern Pacific and precipitation anomalies around the world (e.g., Ropelewsky and Halpert, 1987) has led to constant monitoring and long term forecasts of SSTs in this region (e.g., Anderson *et al.*, 1998). SSTs are nowadays used to predict precipitation anomalies at regional and even local scales.

The enhanced monitoring system for the tropical Pacific, known as the Tropical Ocean Atmosphere (TAO) array, has resulted in substantial progress in our understanding of the ENSO phenomenon. Higher quality monitoring of SSTs and observations of deeper layers of the ocean, allow to skillfully predict El Niño or La Niña conditions several months in advance (e.g., Penland and Matrosova, 1994). Through the analysis of previous ENSO events and their relationships to precipitation, temperature or other observed fields, seasonal prediction schemes have been developed to survey climate variability at various spatial scales (Magaña and Quintanar, 1997). The use of analogues (Barry and Perry, 1973) or multiple regression schemes have become popular tools to generate predictions of precipitation based on the SST forecasts for the Pacific and the Atlantic. Although such simple methods have proven to be useful, a better understanding of the dynamics involved in such relationships is necessary to improve the quality of the forecasts for the planning of socioeconomic activities.

Descriptions of the ENSO phenomenon and its impacts in global climate have been given in a large number of papers (e.g., Díaz and Markgraf, 1994). However, only a few studies have examined the characteristics of the ENSO signal over Mexico during winter and summer (e.g., Cavazos and Hastenrath, 1990; Magaña and Quintanar, 1997). It was not until the intense El Niño event of 1997-98 that the scientific activity related to the impacts of El Niño substantially increased. In most cases, the ultimate goal of these studies has been to better predict seasonal climate anomalies at a regional level.

General Circulation Models (GCMs) are capable to simulate the large scale response of the tropical and extratropical atmosphere to anomalous SSTs over the eastern equatorial Pacific (Mechoso *et al.*, 1987). Such response basically corresponds to quasi-stationary Rossby waves over the extratropics and equatorial Rossby waves over the tropics. But Ting *et al.* (1996) have found that current GCMs do not properly simulate the phase of these quasi stationary waves, because of the inherent internal variability of the midlatitudes, leading to errors in the predicted climate anomalies under El Niño or La Niña conditions. They suggest that the characteristics of the forcing (location and intensity), along with the mean circulation, are crucial to better determine the phase of the ENSO extratropical response.

In recent years, regional climate numerical models begun to be developed to obtain climate anomalies at a mesoscale level (Giorgi, 1990). These models consist of a me-

mesoscale model nested in a GCM. The latter provides the boundary conditions for the mesoscale model to simulate the interaction of the flow with higher spatial resolution boundary conditions (topography and land use). In every case, regional climate simulations require that the large scale atmospheric conditions be properly given in order to generate small-scale climate anomalies.

A prerequisite to improve the quality of seasonal climate predictions, either through the use of statistical or dynamical models, is the understanding of the mechanisms that control climate variability at a regional level. The importance of ENSO as a major modulator of interannual climate variability in Mexico and other parts of the world, requires an analysis of the mechanisms that connect SST anomalies in the eastern Pacific with precipitation or temperature anomalies. Furthermore, it is necessary to determine the extent to which climate variability may be explained in terms of El Niño or La Niña signals only.

In the present paper, the impacts of the ENSO phenomenon in regional precipitation anomalies over Mexico and Central America are documented. Some dynamical mechanisms involved in the teleconnections between the eastern Pacific and Mexican climate anomalies are examined. Finally, the potential to elaborate seasonal climate predictions based on El Niño signal is discussed, in terms of the needs of information needed in the planning of socioeconomic activities.

2. DATA AND METHODOLOGY

Monthly mean data from the reanalysis of meteorological fields prepared by the National Environmental Prediction Center (NCEP) (Kalnay *et al.* 1996) for the 1958-1999 period have been used for the study of atmospheric circulations over the Mexico, Central America and the Caribbean region. These data include horizontal winds (u, v) and vertical velocity (ω) fields on 2.5×2.5 grids at 12 vertical pressure levels. Monthly sea surface temperature (SST) data for the same periods were obtained from the Reynolds (1998) analysis.

A key element in the present study is the precipitation database. This monthly precipitation gridded data set was constructed using various sources of data, including:

- a) Station data for the US, Mexico, Central America and the Caribbean for the 1958-1999 period, taken from the Mexican Weather Service, the Central American Weather Services, and the archives of NCAR.
- b) Precipitation estimates from the NCAR/NCEP Reanalysis for oceanic regions.

These data have been analyzed using a Kriging method (Dingman *et al.*, 1988). The interpolation has been performed in a 0.5×0.5 grid. The climatology of precipitation compared well with other precipitation data sets (e.g., Legates and Willmott, 1990), with differences no larger than 10% over some oceanic regions. Since the information for Mexico and Central America was much larger (over 3000 stations for the region) than the ones used in the other analyses, there is confidence that the fine spatial structure of the precipitation patterns is well captured with the present scheme.

For the diagnostic analysis, monthly mean anomalies were constructed by subtracting the mean fields for particular summer or winter ENSO periods, from the corresponding mean climatological field. Throughout the rest of the study, the winter season will be defined as December, January and February, while the summer season will correspond to June, July, August and September.

The analysis consists of creating composite patterns of various fields, for six El Niño winters (1965-66, 1972-73, 1982-83, 1986-87, 1991-92 and 1997-98) and summers (1965, 1972, 1982, 1986, 1991, and 1997), and for six La Niña winters (1964-65, 1970-71, 1973-74, 1975-76, 1988-89, 1998-99), and summers (1964, 1970, 1973, 1975, 1988, 1998), in order to determine composite anomalies during ENSO. It is clear there is inter El Niño or inter La Niña variability. This issue is discussed throughout the text.

3. THE ENSO SIGNAL IN PRECIPITATION

a) Climatology

The climate of the northern hemisphere (NH) tropical Americas is characterized by relatively well defined dry and wet seasons. The former takes place during winter, while the latter occurs in summer (Figure 2). However, in some regions, as the northern part of the Baja California peninsula or Sonora, the rainy season takes place during the winter months. In other regions, precipitation occurs throughout most of the year, as in the Isthmus of Tehuantepec, or the Caribbean coast of Central America.

Winter climate over the entire region is largely associated with the passage of midlatitude frontal systems, often propagating into the Intra Americas Seas (IAS), constituting the so-called Northerns (Trasviña and Barton, 1997). These systems produce drastic changes in surface temperature along the coast of the Gulf of Mexico, and at times, result in precipitation, enhanced by the orographic effect of the Sierra Madre.

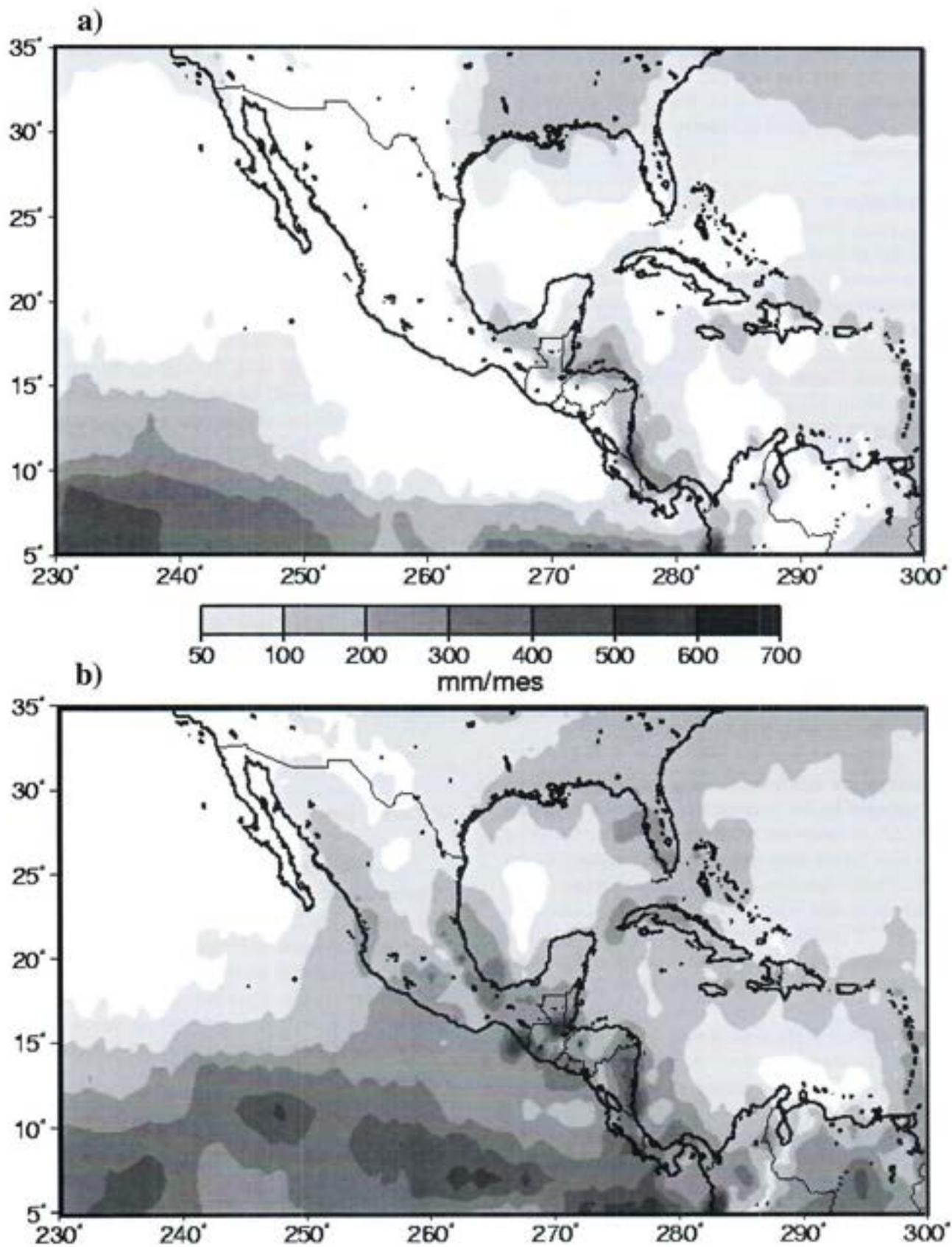


Fig. 2. Seasonal precipitation (mm/month) for a) winter (December, January and February) and b) summer (June, July, August and September).

During summer, tropical convective activity, as in the Inter Tropical Convergence Zone (ITCZ), the Mexican monsoon, easterly waves or tropical cyclones, constitutes the element that results in substantial summer precipitation. When summer climate variability is studied, the presence of two warm pools, one over the northeastern Pacific (off the coast of Mexico) and one over the IAS should be considered. In the former, convective activity is intense, constituting the ITCZ. In the latter, tropical convection is relatively weak due to intense subsidence. The relatively low precipitation over the IAS may be considered abnormal for a warm pool region. The other important element that determines the characteristics of precipitation is the interaction of the topography with the trade winds, which leads to differentiated precipitation patterns in the Caribbean and Pacific coasts of Central America.

One of the peculiarities of the annual cycle of precipitation in this region is the relative minimum in precipitation in the middle of the summer rainy season. The Mid-Summer Drought (MSD) or Canicula, is observed over southern Mexico and Central America (Magaña *et al.*, 1999). It appears to be related to the fluctuations in sea surface temperature (SST) over the northeastern tropical Pacific, which are in turn modulated by the effects of incoming solar radiation, low-level winds and precipitation. During the MSD (July and August), the trade winds intensify, generating intense precipitation along the Caribbean coast of Central America. Actually, the intensification of the trade winds over the Caribbean is related to an enhancement of the low-level jet over the Caribbean. This barotropically unstable low-level jet has been suggested as responsible for the amplification of some circulation anomalies that result in tropical cyclones over the eastern Pacific (Molinari *et al.*, 1997).

b) Winter precipitation anomalies

Changes in winter precipitation over Mexico and Central America are related to fluctuations in frontal and Northern activity. These systems propagate along the jet stream over the Pacific (Figure 3a.). During El Niño years, the anomalous convective heating over the central/eastern Pacific generates a quasi-stationary Rossby wave known as the Pacific North American (PNA) pattern (Horel and Wallace, 1981), with cyclonic circulations off the coast of California and the northern coast of the Gulf of Mexico (Figure 3b). As a result, more frontal systems reaching southern California and the northwestern part of Mexico, produce enhanced precipitation (Figure 4a).

Over central Mexico, the changes in the circulation correspond to enhanced westerlies, i.e., an intense subtropical jet stream through which midlatitude systems may propagate. As a result, midlatitude cyclone activity increases over

the IAS, and more Northerns over the Gulf of Mexico and Caribbean Sea pass through (Magaña and Vázquez, 2000). It is interesting that a larger number of Northerns over the Gulf of Mexico results in negative anomalies in precipitation over the Isthmus of Tehuantepec region (Figure 4a). It may be speculated that the more frequent passage of Northerns implies drier conditions over the Isthmus of Tehuantepec and the Caribbean coast of Central America, since the atmosphere does not have enough time to moisten as to produce precipitation when the following system crosses. More midlatitude waves may result in more frequent cold and dry winds that reflect in a negative precipitation anomaly during El Niño winters. Additional options should be explored to explain why El Niño and more Northerns result in less than normal precipitation in the Tehuantepec region.

When the precipitation anomalies during La Niña winters are analyzed (Figure 4b), they appear to be just opposite to those observed during El Niño. However, given the non-linear nature of the climate system, this is not absolutely correct. As a matter of fact, the non-linear character of climate implies for instance, that not all El Niño winter anomalous conditions are equal. There is substantial inter-ENSO variability that reflects as fluctuations in the characteristics (phase and wavelength) of the quasi-stationary Rossby wave over North America (Hoerling and Kumar, 1997) and consequently, in the anomalous precipitation patterns for every El Niño event (Figure 5). There is some uncertainty on whether changes in the phase and amplitude of these quasistationary waves correspond to real inter-ENSO variability via teleconnections or internal variability of the mid-latitude circulation. According to Hoerling *et al.* (1997) the signal of anomalous SST during ENSO is small over most of the extratropics and therefore, the potential for modestly useful seasonal predictions based solely on SST information is limited to North America. This result limits the potential to make use of prediction of winter precipitation in northwestern Mexico, which would be highly useful in water administration (Magaña and Conde, 2000). Inter ENSO variability makes some El Niño events to result in negative winter precipitation anomalies, and consequently, in no substantial increases in streamflow (Figure 6) and dam levels (not shown).

The negative anomalies in Central America appear to be mostly related to enhanced subsidence resulting from the anomalously intense convective activity in the equatorial eastern Pacific through a direct circulation of the Walker cell type (Webster 1994).

c) Summer precipitation anomalies

During El Niño summers, negative precipitation anomalies dominate over most of Mexico and the Pacific coast of Central America (Figure 7a). Frequently, these negative

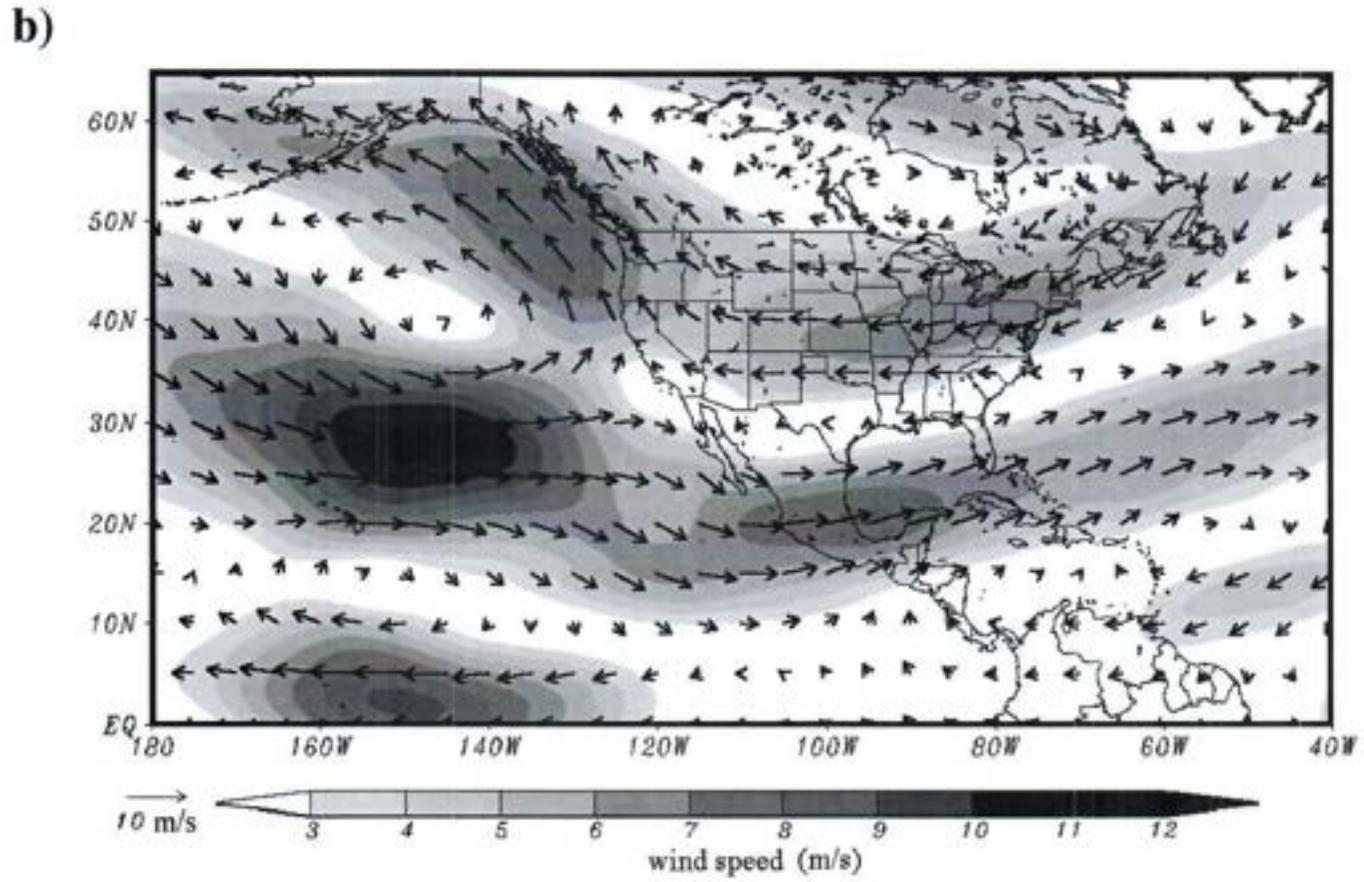
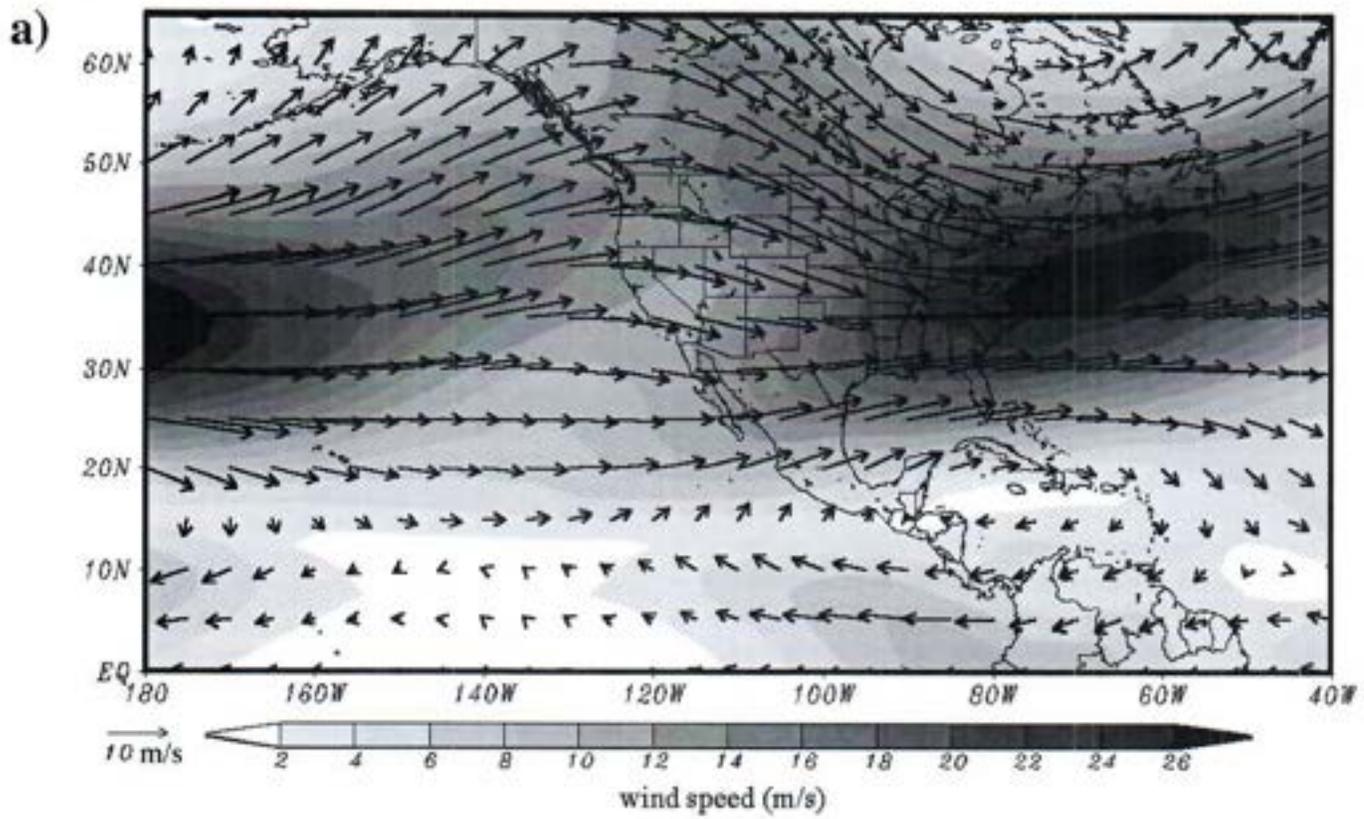
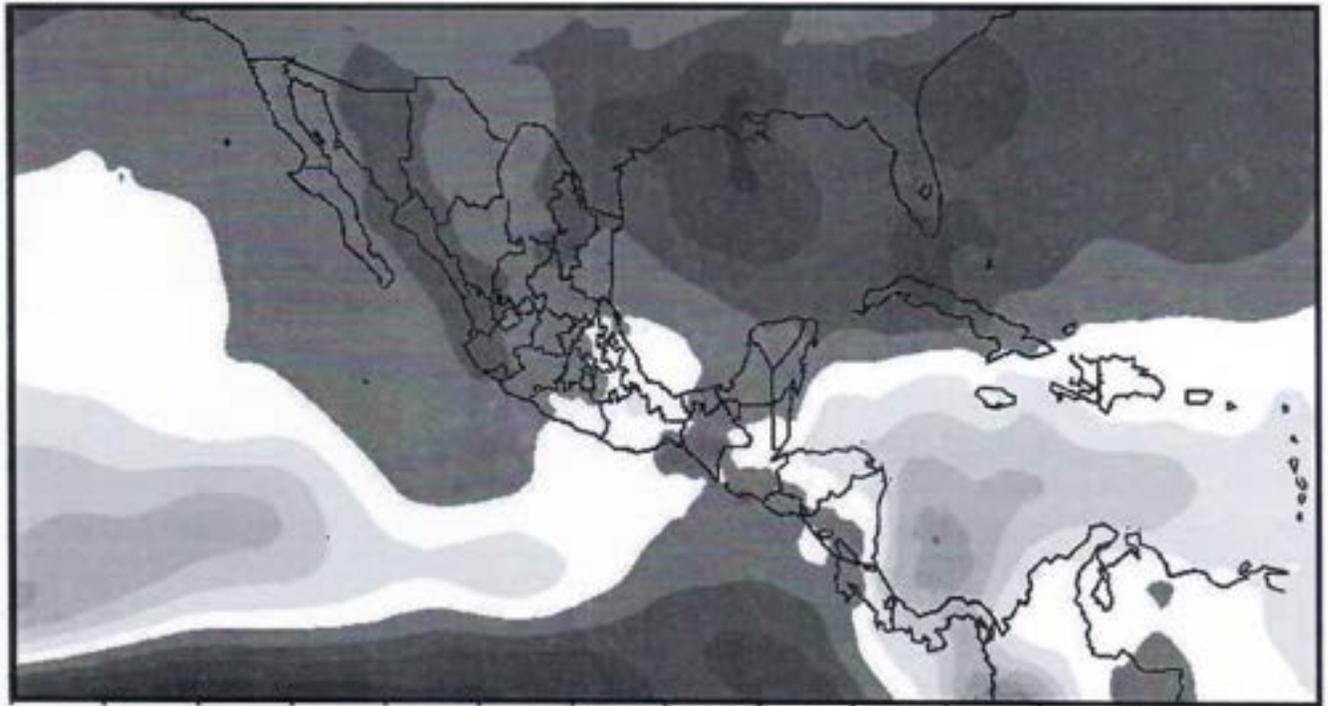


Fig. 3. a) Mean winter atmospheric circulation at 500 mb, and b) composite pattern of atmospheric circulation anomalies at 500 mb during El Niño winters.

a)



b)

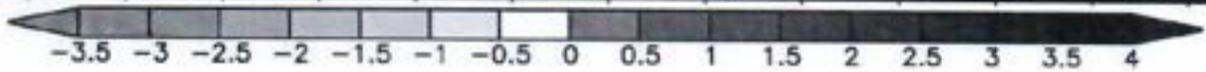
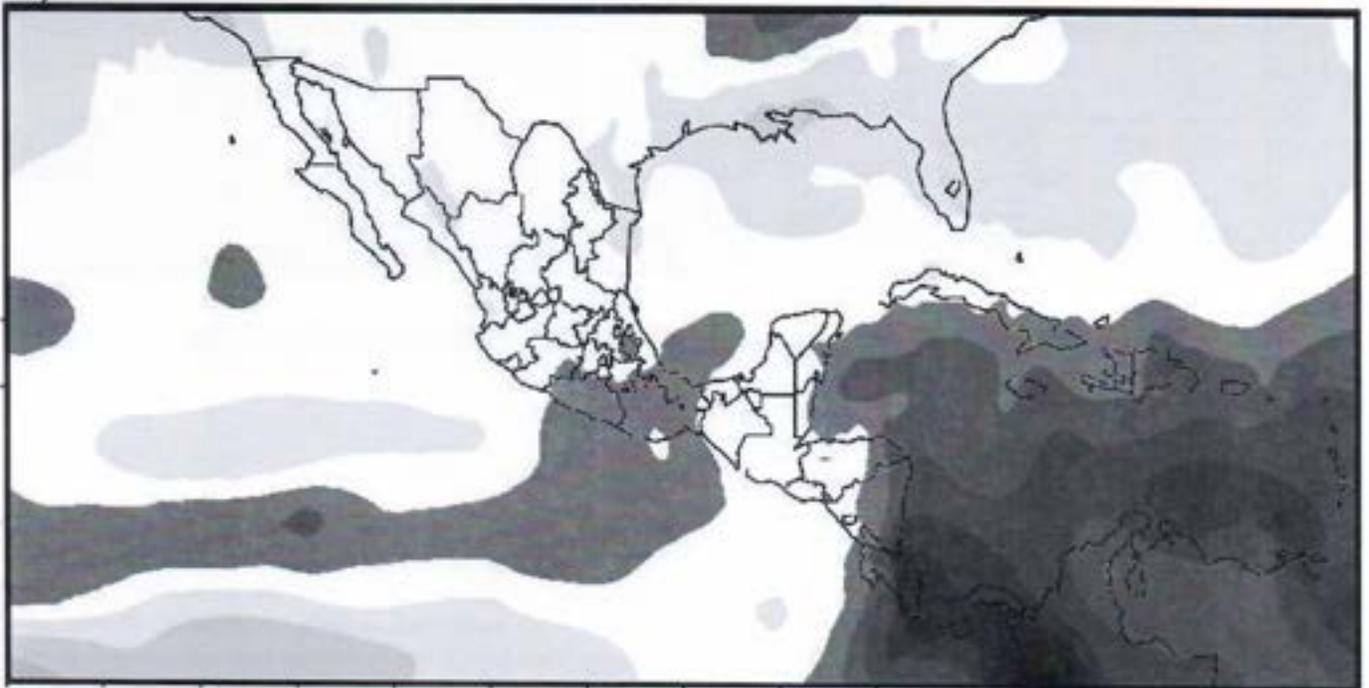


Fig. 4. Composite pattern of precipitation anomalies (mm/day) during a) El Niño and b) La Niña winters.

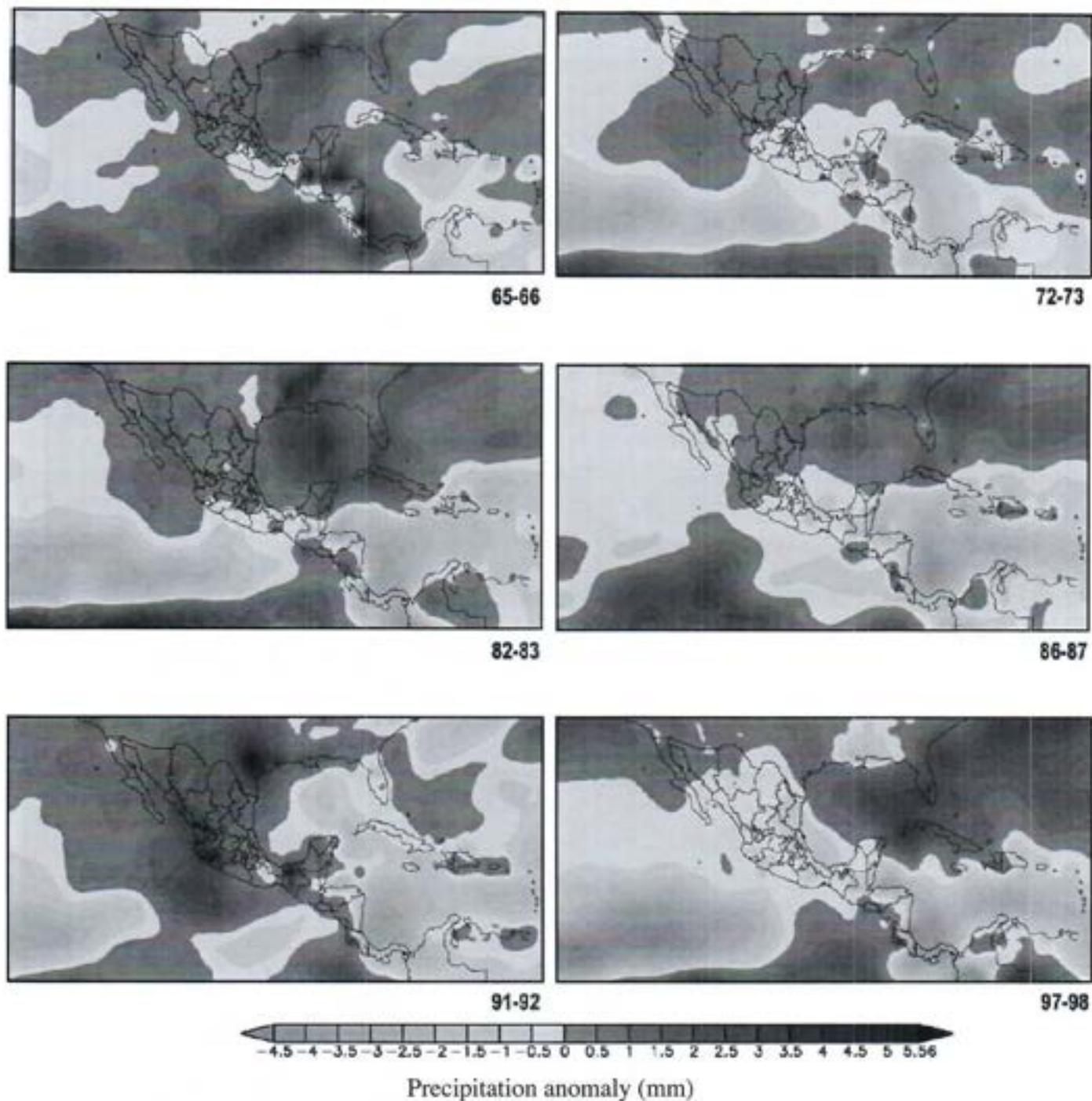


Fig. 5. Precipitation anomalies for various El Niño winters.

anomalies in precipitation constitute a drought. The increased number of El Niño events during the nineties has led to reduced water availability, particularly over northern Mexico, and severe losses in various economic activities. On the other hand, during La Niña events, precipitation is close to normal over most of Mexico and in some cases, it exceeds the climatological mean (Figure 7b). It is interesting to note that the northwestern region, where the Mexican monsoon appears (Douglas *et al.*, 1993), negative precipitation anomalies

exist either during El Niño or La Niña summers. Precipitation anomalies over this region do not appear to be related to SST anomalies in the eastern Pacific (Koster *et al.*, 2000). Therefore, more in depth studies are needed to unveil the mechanisms that control the interannual variability of the Mexican monsoon.

In order to determine why negative anomalies in precipitation appear during El Niño summers, it is necessary to

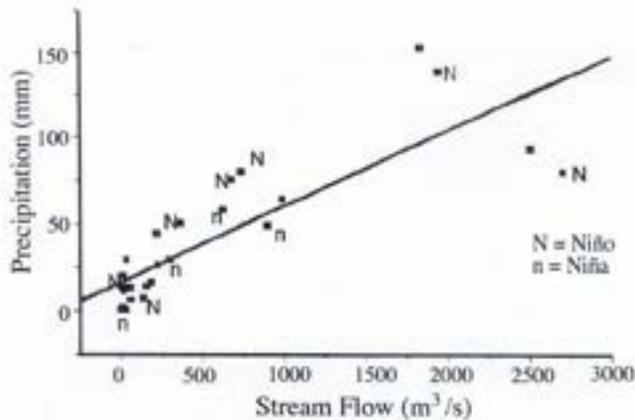


Fig. 6 Dispersion relationship between precipitation (mm) and streamflow (m^3/s) at Huites Hydrological station between Sonora and Sinaloa, for various Decembers. 'N' denotes El Niño events and 'n', La Niña events.

consider the various factors that modulate precipitation. These factors include:

- i) The presence of the Inter Tropical Convergence Zone (ITCZ) in the eastern Pacific around $10^\circ N$ (Figure. 8).
- ii) The existence of a low-level jet over the Caribbean Sea, along which easterly waves propagate, and whose interaction with topography over Central America result in intense precipitation along the Caribbean coast of Central America.
- iii) Hurricane activity in the IAS and the northeastern Pacific.
- iv) Convective activity in the Mexican monsoon region.

The meridional SST gradient over the eastern Pacific, between the cold tongue region and the warm pool off the coast of Mexico, weakens due to the positive SST anomaly associated with El Niño. Therefore, low-level moisture convergence does not occur around $10^\circ N$ as usual, but tends to remain closer to the equator (Figure 9a), as observed by Magaña and Quintanar (1997). Therefore, during El Niño summers, the ITCZ remains closer to the equatorial eastern Pacific (Walliser and Gautier 1993), and most of Mexico exhibits a relatively dry atmosphere that implies a deficit in precipitation. In addition, intense convection around $5^\circ N$ produces a intense local Hadley cell with anomalously strong subsidence over northern and central Mexico that inhibits the development of deep convective activity (Figure 9a).

Over the Caribbean Sea, the low-level jet strengthens resulting in increased orographic forcing and precipitation along the Caribbean coast of Central America (Amador and Magaña, 2000). The intense easterly flow appears to result in subsidence along the Pacific coast of Central America and a regional deficit in precipitation.

During La Niña summers, the SST anomalies around

the tropical eastern Pacific are almost the opposite to those observed during El Niño events. The meridional gradient in SST in the northeast Pacific increases and anomalously intense moisture convergence occurs around $10^\circ N$ (Figure 9b). During this period, an intense ITCZ forms around this latitude, closer to the southern coast of Mexico, which allows the occurrence of more frequent southerly moisture surges that produce enhanced precipitation over southern and central Mexico. In contrast to El Niño, during La Niña summers, subsidence over most of Mexico is weak allowing the establishment of deep convective activity over most of the country.

It should be stated that the changes in vertical velocity associated with El Niño and La Niña are always negative around northwestern Mexico, in agreement with the hypothesis that interannual climate variability over this region is not directly related to fluctuations in SST over the eastern Pacific. In fact, the mechanisms that control the interannual variability of the North American monsoon are yet to be explored. The North American Monsoon Experiment (NAME), to be conducted during the second half of this decade, may provide some answers to this problem.

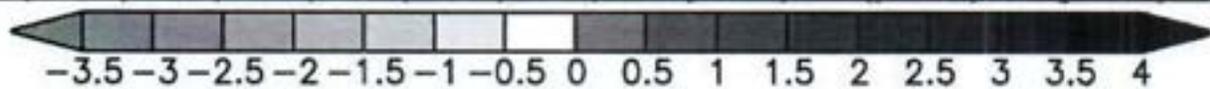
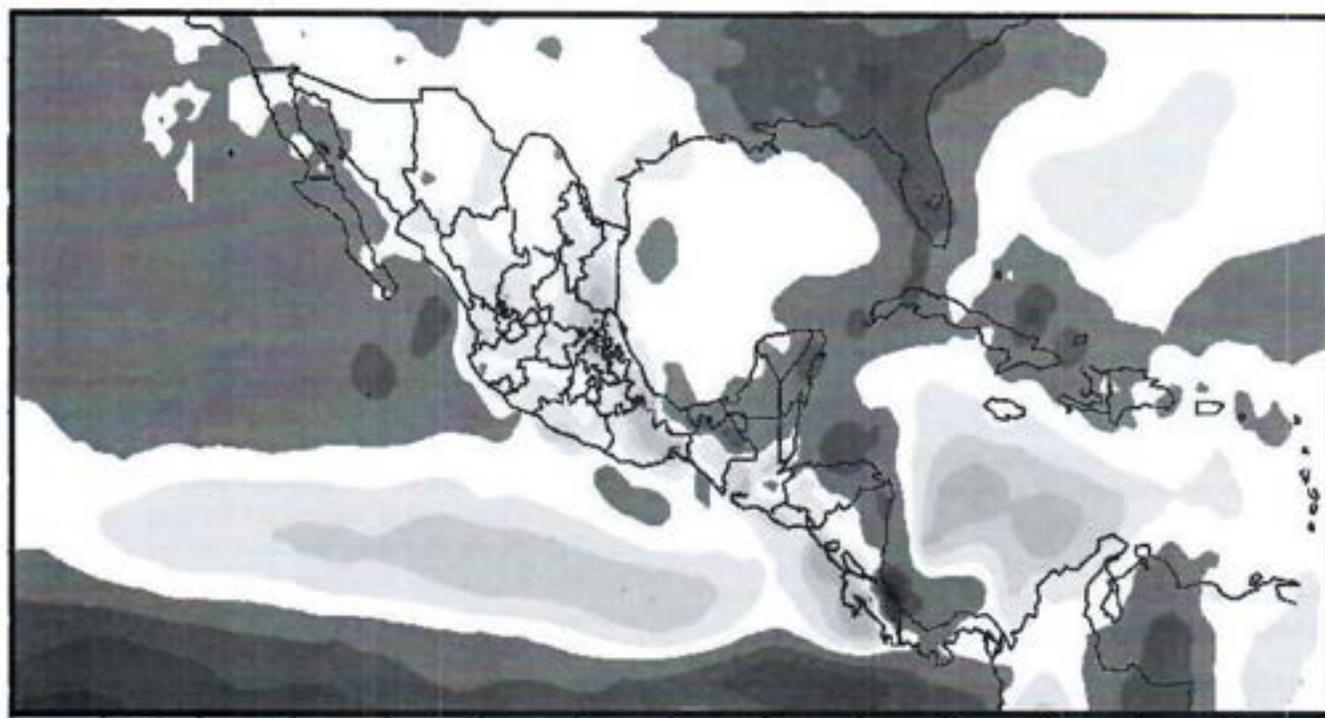
d) El Niño and hurricanes around Mexico

The relationship between hurricane activity and El Niño has been explored by a large number of authors since the eighties (e.g., Gray, 1984). The problem on the relationship of SST anomalies in the tropical eastern Pacific and hurricane activity around the world is subject of active research. It is unclear whether El Niño modulates the number of tropical cyclones over the eastern Pacific (Figure 10a), as it does over the IAS, where less tropical cyclones are observed during El Niño years (Figure 10b).

The lack of statistical relationships between the number of hurricanes in the eastern Pacific and ENSO does not imply that El Niño does not affect the characteristics of the tropical cyclones in this region. It has been documented that the warmer the ocean, the larger the maximum potential intensity of the hurricanes (De Maria and Kaplan, 1994). In other words, warmer SSTs result in increased potential for a hurricane to have more intense winds. Hurricanes do not always reach that maximum potential intensity, since this depends on other dynamical factors.

Among the dynamical mechanisms that have been proposed to explain changes in hurricanes activity in relation to El Niño or La Niña, regional SST anomalies, vertical wind shear (difference in zonal wind between 200mb and 850 mb) or humidity in the atmosphere have been considered (precipitable water) (Figure 11). The strengthening in the low-level jet in the Caribbean Sea increases the vertical wind shear and consequently inhibits the formation of tropical cyclones (tropical storms or hurricanes). The intense low-level jet enhances

a)



b)

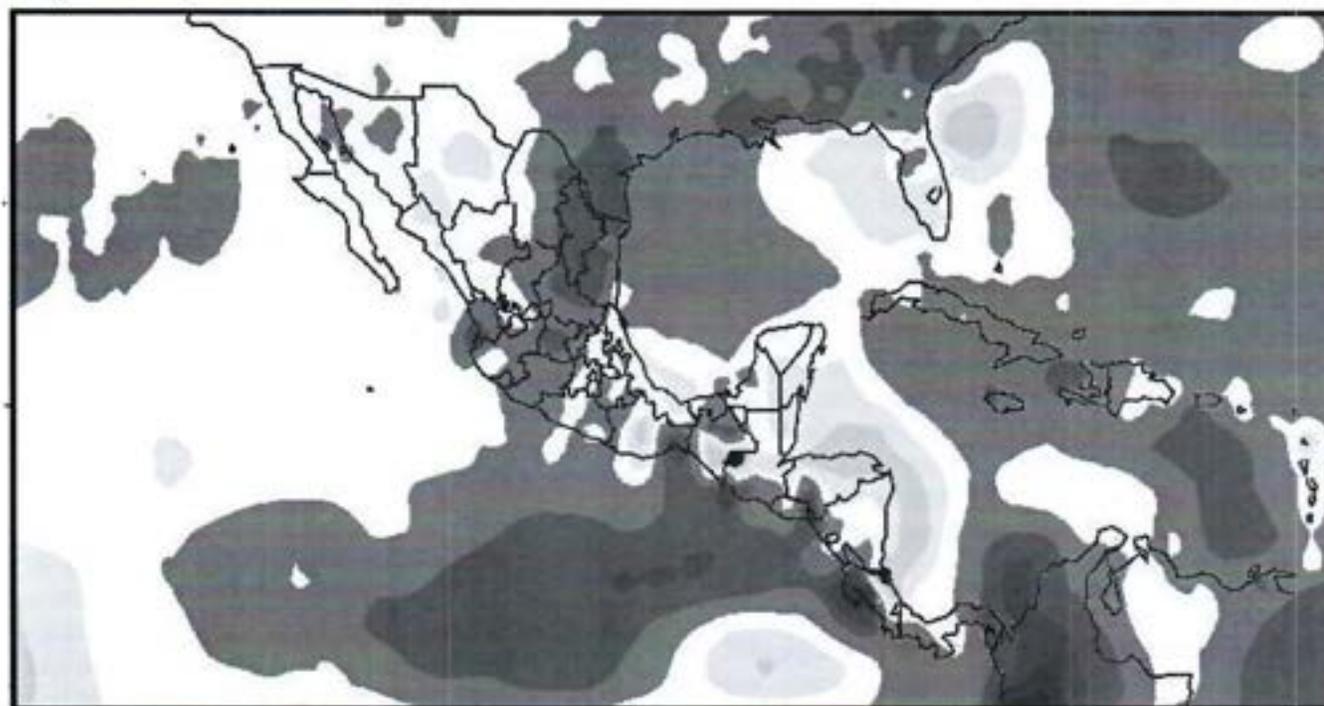


Fig. 7. As in Fig. 4, but for summer.

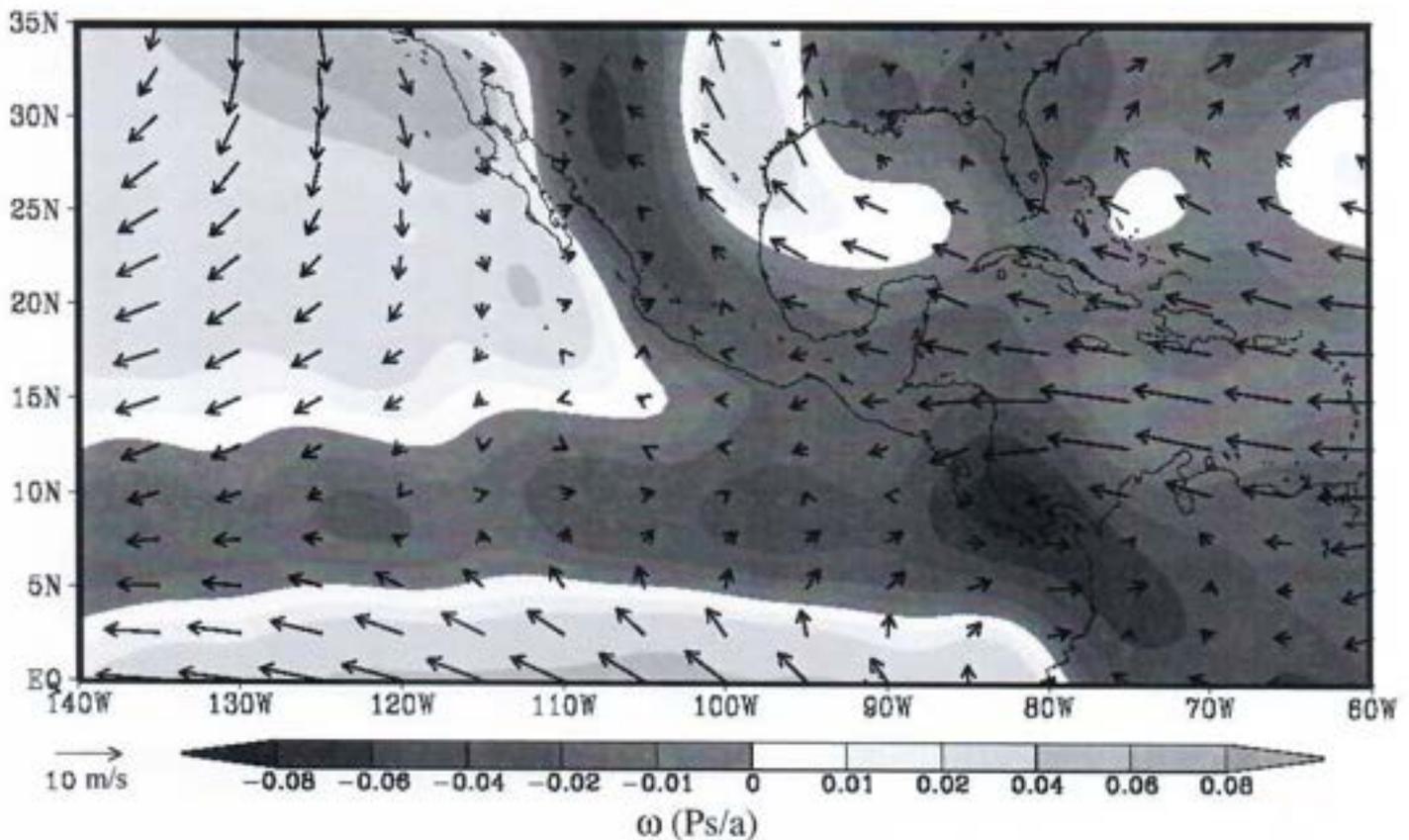


Fig. 8. Mean summer atmospheric circulation at 925 mb and vertical p -velocity ω at 700 mb (Pa/s). Dark (light) shadings correspond to ascending (descending) motions.

Ekman pumping along the northern South American coast resulting in a negative anomaly in SSTs that may partially contribute to the decrease in the number of tropical cyclones in this region (Amador and Magaña, 2000). The Caribbean region does not show a significant difference in precipitable water between El Niño or La Niña summers.

In the northeast tropical Pacific, the SSTs significantly increase (up to 3°C) during El Niño, the wind shear slightly decreases and no major changes occur in precipitable water. Therefore, the main change in the environment that may affect hurricane activity in the eastern Pacific is related to the SSTs and changes in the maximum potential intensity of tropical cyclones (De Maria and Kaplan 1994). In this context, it may be speculated that the large intensity reached by hurricane Pauline in October 1997 may be associated with the increase in SST along the Mexican Pacific coast due to El Niño. Even more, hurricanes that last longer (more than seven days) are more frequent during El Niño than during non-El Niño years (not shown).

As one of the most important source for precipitation, hurricane variability largely impacts the summer rainfall in Mexico, particularly over the northeastern region (Tamaulipas). It is not clear what percentage of the Mexican precipita-

tion is associated with the passage of hurricanes; but, a single hurricane may lead to a positive seasonal precipitation anomaly at a regional level. In this context, the larger the hurricane activity in the IAS, the better the chances to have a good rainy season, as during La Niña summers.

4. SEASONAL PRECIPITATION PREDICTIONS BASED ON THE ENSO SIGNAL

The relationships between ENSO and precipitation in Mexico may explain up to 40% of the total seasonal variability in rainfall, particularly over southern Mexico (Magaña *et al.*, 1999). For instance, correlation between summer precipitation over the southern part of Oaxaca and ENSO indices is above 0.6. The importance of El Niño in recent year has led the meteorological community to elaborate seasonal and even monthly predictions of precipitation anomalies for Mexico based on predicted SSTs. Two basic methods have been followed: analogous and multiple linear regression equations. Until recently, the use of other statistical tools, such as neural networks or even the use of regional climate models (Giorgi, 1990) has not substantially improved the skill of the simpler statistical tools.

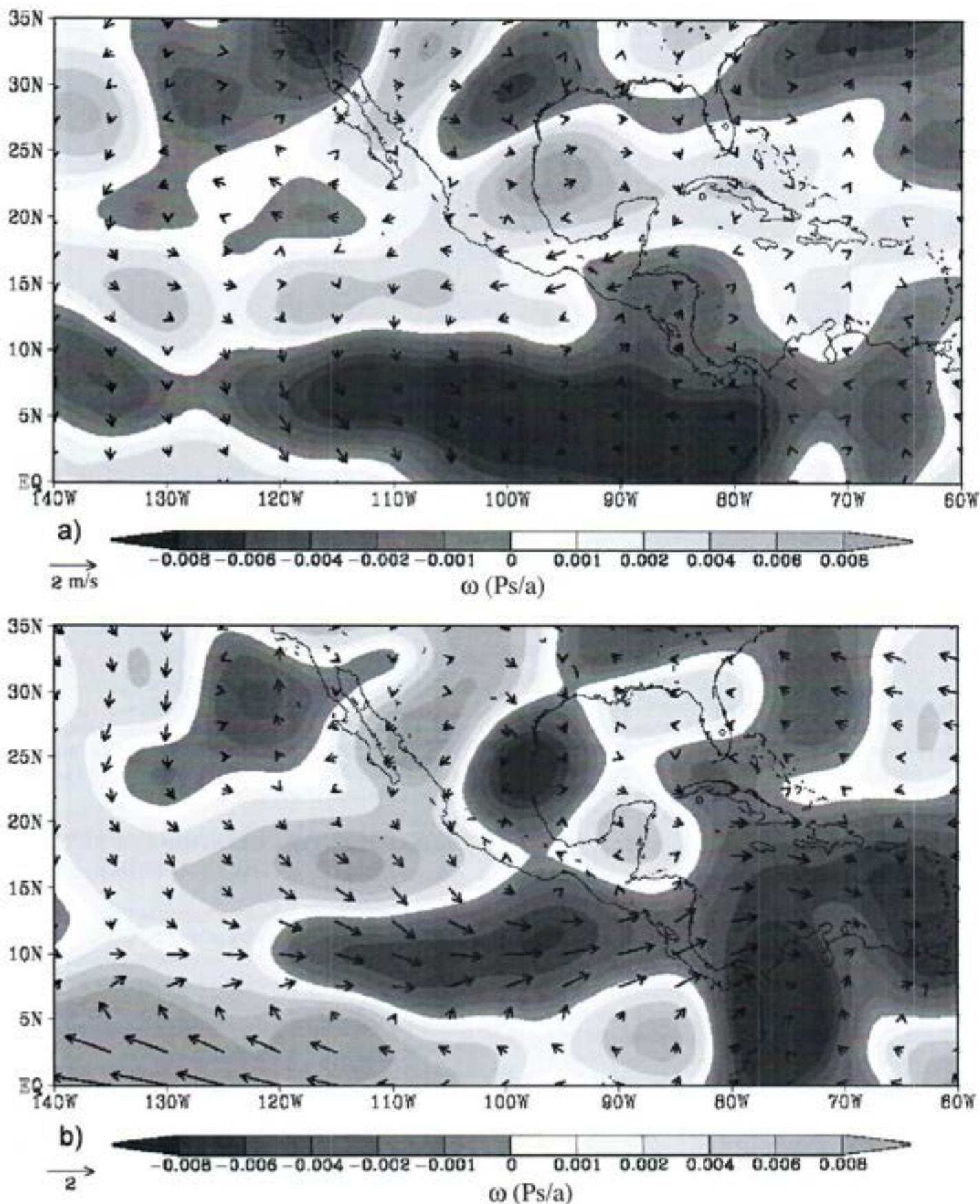


Fig. 9. Composite circulation anomalies (u,v) at 925 mb and vertical p -velocity π at 700 mb (Pa/s) during a) El Niño and b) La Niña summers.

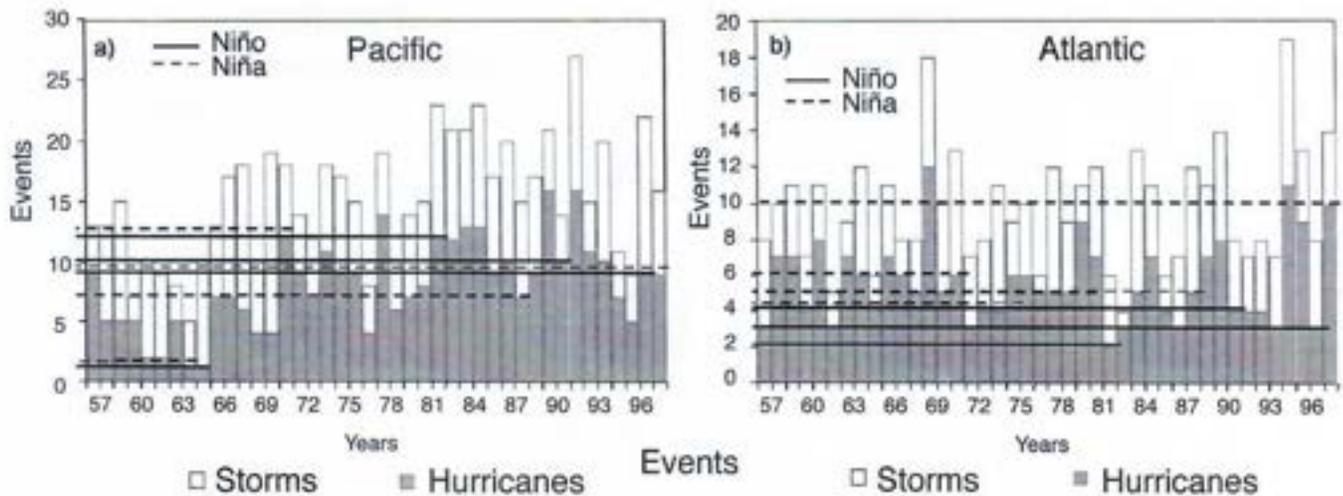


Fig. 10. Number of tropical cyclones, storms (white bars) and hurricanes (dark bars) for the 1957-1998 period a) for the northeastern Pacific and b) for the Caribbean Sea. Solid lines indicate El Niño years. Dashed lines correspond to La Niña years.

Given the availability of SST predictions for the Pacific, the use of analogues to predict rainfall anomalies has been widely used, as in the Mexican Weather Service. However, trends in climate or even interdecadal variability have made this method relatively unreliable, particularly when the El Niño or La Niña signals are weak (Conde *et al.*, 1999). In order to have relatively skillful predictions at a regional level, the ENSO signal needs to be sufficiently strong as to modulate the large-scale precipitation pattern. This was the case of the summer of 1998, when a rapid transition from positive to negative SST anomalies in the eastern Pacific resulted in relatively good monthly precipitation predictions even at a local level (Figure 12). Multiple regression schemes, based on global SST predictions, take into account more predictors than simply El Niño or La Niña signals. This appears to be particularly useful when El Niño forcing does not exist and other factors, such as easterly wave activity, play a more important role in the characteristics of the rainy season.

It appears, nonetheless, that the future of regional climate predictions will rely on the use of improved Regional Climate Models. Preliminary experiments show that a crucial element to obtain reliable predictions at regional spatial scales is the adequate simulation of the boundary conditions by the GCMs (Magaña and Pérez, 1998). For instance, an error of 5° in longitude in the phase of the PNA pattern would result in large errors in the simulated precipitation for winter in northwestern Mexico, given the strong relationship between these factors. Current GCMs do not appear to be capable of reproducing such details of the large-scale circulation, probably because of the internal variability of the midlatitude circulations themselves (Hoerling and Kumar, 1997).

5. SUMMARY AND CONCLUSIONS

During winter, El Niño results in positive precipitation anomalies over northwestern Mexico, and negative precipitation anomalies around the Isthmus of Tehuantepec. The changes in the circulation associated with the PNA pattern force the subtropical jet stream to enhance over south central Mexico. Such change in the large-scale circulation increases Northern activity over the IAS. It is not clear, however why the more frequent passage of Northerns results in negative anomalies in precipitation around southern Mexico and the Caribbean coast of Central America.

Positive precipitation anomalies in northwestern Mexico during winter turn out to be of great importance for the recovery of water levels in dams (Magaña and Conde, 2000). However, the large inter-ENSO variability in the region of Sonora and Chihuahua makes the prediction of winter precipitation anomalies a real challenge. Given the socioeconomic importance of El Niño for the winter climate in the region, more in depth analyses of the mechanisms that control the phase and wavelength of quasi-stationary waves such as the PNA pattern are necessary.

The negative winter precipitation anomaly signal during La Niña appears to be more robust over most of northern Mexico. The anomalous precipitation pattern may even constitute a reliable seasonal prediction during these periods, as during the winter 1999-2000.

El Niño summers usually result in negative precipitation anomalies over most of Mexico and Central America. The elements that force such precipitation deficit include:

i) a southward shift ($2^\circ - 3^\circ$) in the ITCZ over the eastern Pacific;

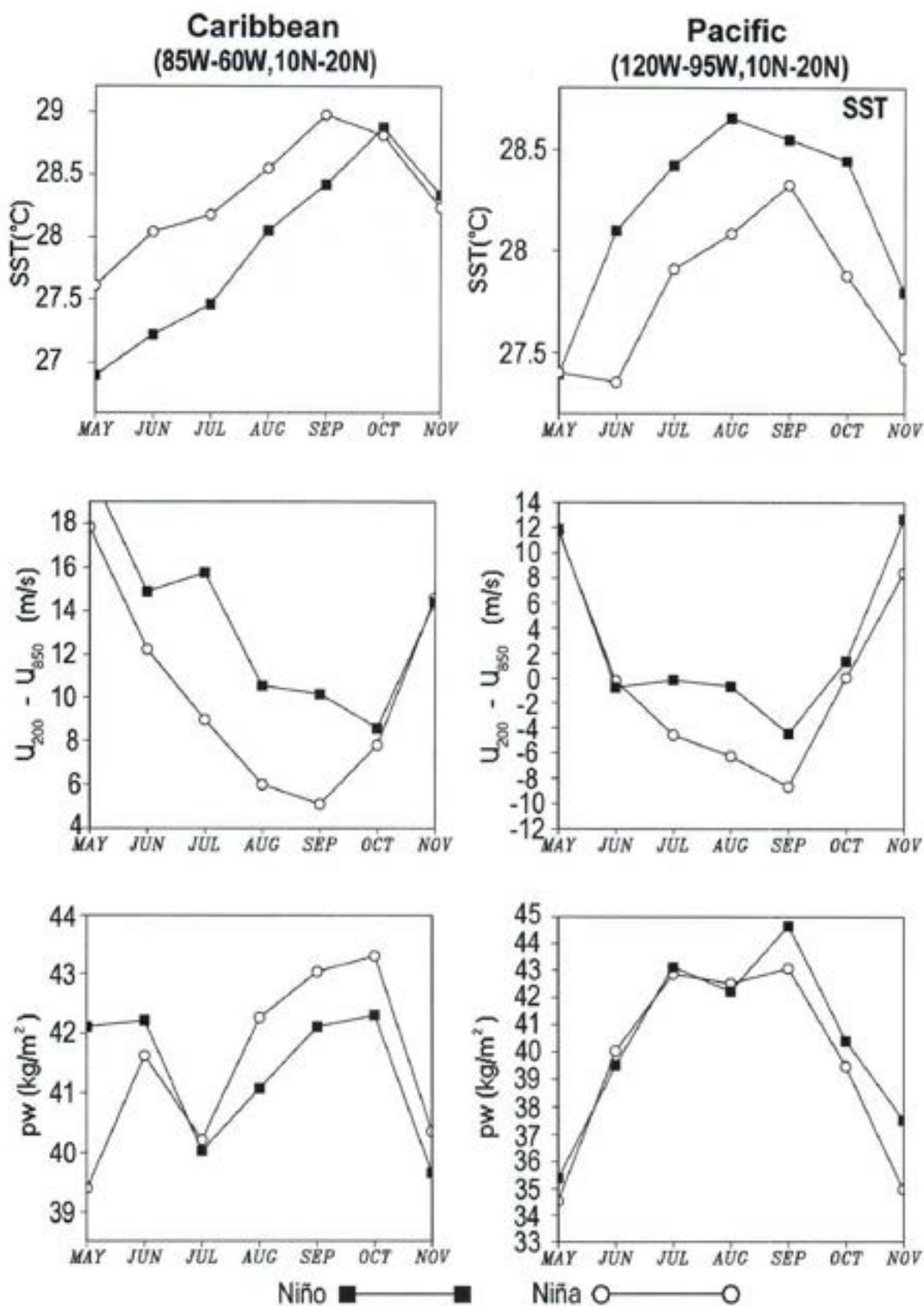


Fig. 11. Area averaged monthly composite values of SST (°C), vertical wind shear (u at 200 mb – u at 850 mb) (m/s), and precipitable water, for El Niño (solid squares) and La Niña (open circles), a) in the Caribbean Sea, and b) in the northeastern Pacific.

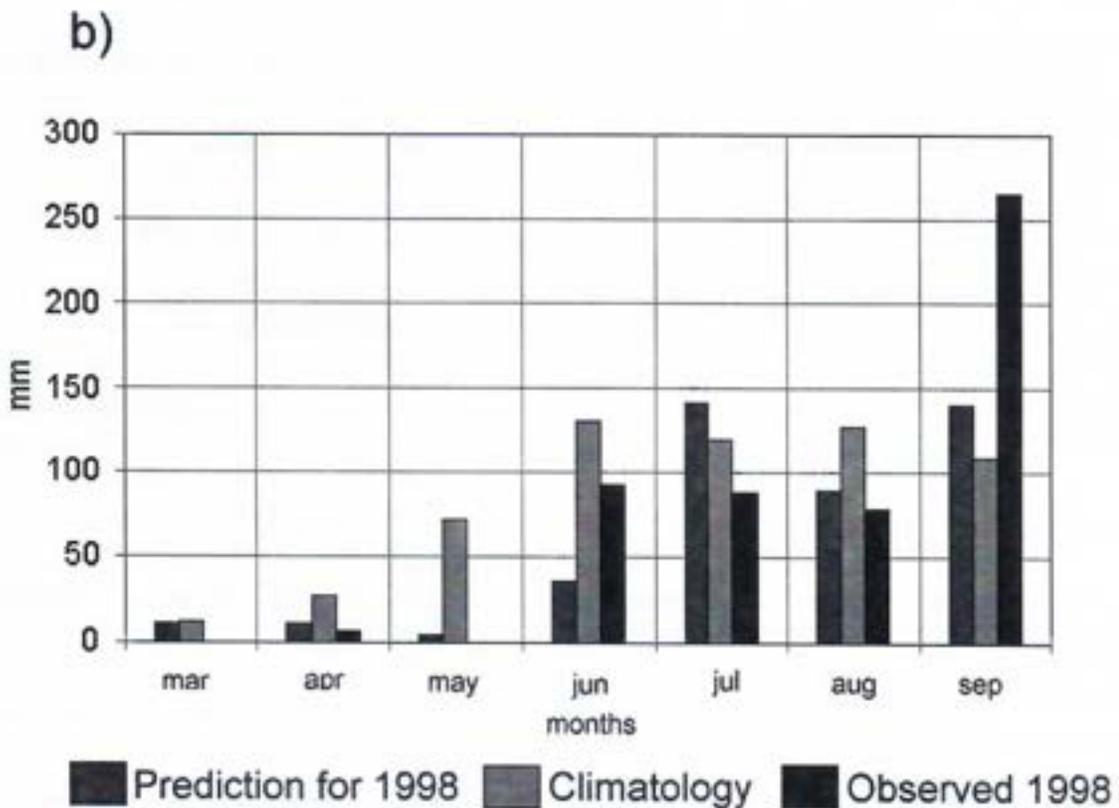
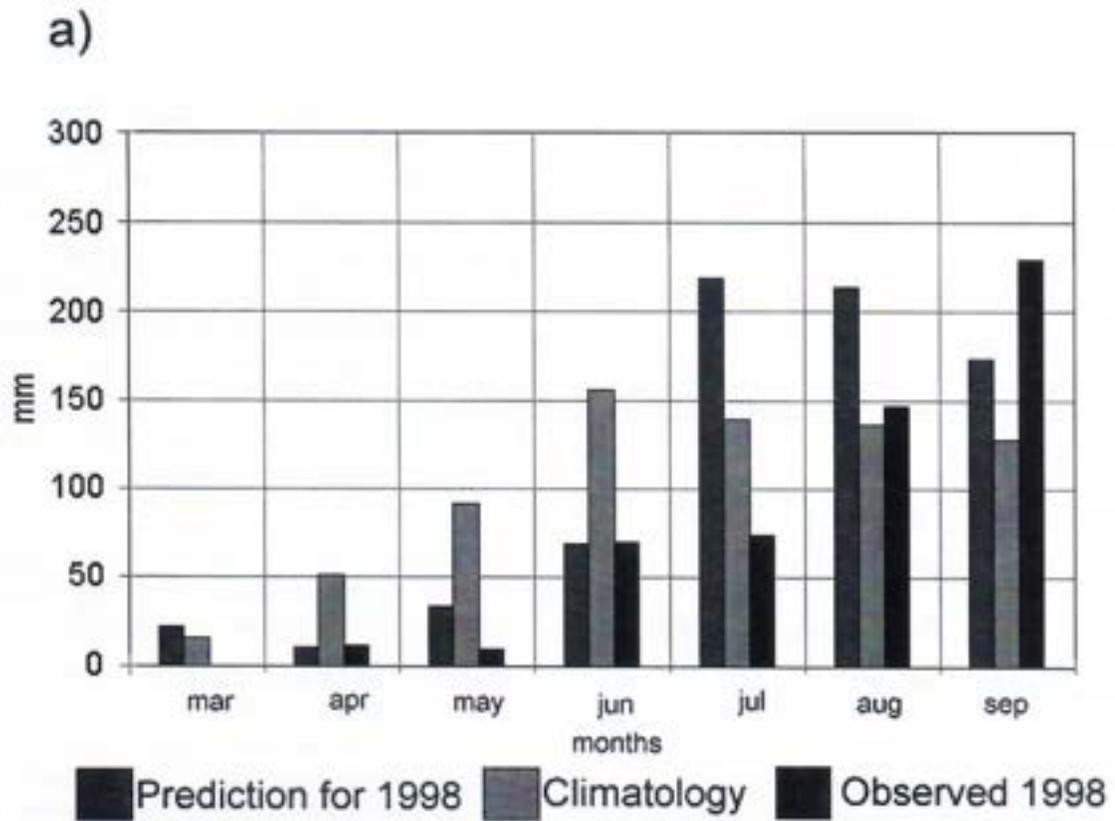


Fig. 12. Monthly precipitation forecasts for a) Apizaco and b) Ixtacuixtla, in the state of Tlaxcala. Dark bars correspond to predicted precipitation (mm), light bars correspond to mean precipitation (mm) and black bars correspond to observed precipitation (mm).

- ii) enhanced subsidence over northern Mexico; and
- iii) a stronger low-level jet over the Caribbean, which in turn results in a more intense wind shear over the IAS and fewer tropical cyclones.

The intense low-level jet intensifies the coastal upwelling over the northern coast of South America leading to negative SST anomalies over the eastern Caribbean. Therefore, the Caribbean low-level jet acts as a link between the eastern Pacific and the IAS.

During La Niña summers, precipitation returns to normal or is even above the climatological mean as a result of:

- i) an ITCZ around 10°N,
- ii) weaker trade winds over the IAS,
- iii) weaker subsidence over northern Mexico, and
- iv) a recovery in the number of hurricanes in the Atlantic.

There are some regions though, that appear to be relatively insensitive to the occurrence of La Niña or El Niño. For instance, during summer, northwestern Mexico may exhibit precipitation deficit either during El Niño or La Niña years. The mechanisms that control interannual climate variability over this region are unclear. In fact, this region shows low or null predictability based on SSTs only.

The experience of a severe drought during the intense 1997-1998 El Niño event had a tremendous impact in the socioeconomic activities of Mexico. The estimated costs of the event in the Mexican economy are of the order of 2 billion dollars. Forest fires, losses in agriculture, fisheries, and other disasters have made the Mexican authorities to reflect on the importance of adequate seasonal climate predictions. The recent advances on the prediction of ENSO, and our increased understanding of the mechanisms that control climate variability in Mexico have resulted in skillful seasonal precipitation prediction schemes. Therefore, products of diagnostic and prognostic models are becoming an important tool in the planning of some socioeconomic activities.

6. ACKNOWLEDGEMENTS

This research was supported by the Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) with a grant of El Niño project. Additional support was provided by the InterAmerican Institute for Global Change Research (IAI), and the National Autonomous University of Mexico (PAPIIT-100697 and PAPIIT-IN122001). The valuable comments from Ernesto Caetano are highly appreciated.

7. BIBLIOGRAPHY

- AMADOR, J. A. and V. MAGAÑA, 2000. The low-level jet and convective activity in the Caribbean. Reprints of the 24th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology. Ft. Lauderdale, Fla. 29 May – 2 June, 2000, 114-115.
- ANDERSON, D. L. T., E. S.SARACHIK, P. J. WEBSTER and L. M. ROTHSTEIN, 1998. The TOGA decade. Reviewing the progress of El Niño research and prediction. American Geophysical Union. (Reprints from the *J. Geophys. Res.*)
- BARRY, R. G. and A. H. PERRY, 1973. Synoptic climatology. Methods and applications. Methuen and Co. Ltd. London, 555p.
- CAVAZOS, T. and S. L. HASTENRATH, 1990. Convection and rainfall over Mexico and their modulation by the Southern Oscillation. *Int. J. Clim.*, 10, 377-386.
- CONDE, C., R. M. FERRER, R. ARAUJO, C. GAY, V. MAGAÑA, J. L. PÉREZ, T. MORALES and S. OROZCO, 1999. El Niño y la agricultura. In: Los Impactos de El Niño en México. V. Magaña (editor). Dirección General de Protección Civil, Secretaría de Gobernación. México. 238 p. (In Spanish) Copies available.
- DELGADILLO, J., D. RODRÍGUEZ and T. AGUILAR, 1999. Los aspectos económicos y sociales de El Niño. In: Los Impactos de El Niño en México. V. Magaña (editor). Dirección General de Protección Civil, Secretaría de Gobernación. México. 238 p. (In Spanish) Copies available.
- DE MARIA, M. and J. KAPLAN, 1994. Sea surface temperatures and the maximum intensity of Atlantic tropical cyclones. *J. Clim.*, 7, 1325-1334.
- DIAZ, H. F. and V. MARKGRAF, 1992. El Niño: Historical and paleoclimatic aspects of the Southern Oscillation. Cambridge University Press. 476p.
- DINGMAN, S. L., D. M. SEELEY-REYNOLDS and R. C. REYNOLDS III, 1988. Application of Kriging to estimating mean annual precipitation in a region of orographic influence. *Bull. Am. Wat. Res. Assoc.*, 24, 329-339.
- DOUGLAS, M. W., R. A. MADDOX, K. W. HOWARD and S. REYES, 1993. The Mexican monsoon. *J. Clim.*, 6, 1665-1677.
- GIORGI, F., 1990. On the simulation of regional climate using a Limited Area Model nested in a General Circulation Model. *J. Clim.*, 3, 941-963.
- GRAY, W. M., 1984. Atlantic seasonal hurricane frequency. Part I: El Niño and 30 mb Quasi Biennial Oscillation influences. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 1649-1668.

- HOERLING, M. P. and A. KUMAR, 1997. Why do North American climate anomalies differ from one El Niño event to another?. *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1059-1062.
- HOERLING, M. P., A. KUMAR and M. ZHONG, 1997. El Niño, La Niña, and the nonlinearity of their teleconnections. *J. Clim.*, 10, 1769-1786.
- HOREL, J. D. and J. M. WALLACE, 1981. Planetary scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 813-829.
- KALNAY, E., M. KANAMITSU, R. KISTLER, W. COLLINS, D. DEAVEN, L. GANDIN, M. IREDELL, S. SAHA, G. WHITE, J. WOOLLEN, Y. ZHU, M. CHELLIAH, W. EBISUZAKI, W. HIGGINS, J. JANOWIAK, K. C. MO, C. ROPELEWSKI, J. WANG, A. LEETMAA, R. REYNOLDS, R. JENNE and D. JOSEPH, 1996. The NCEP/NCAR 40-year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77, 437-471.
- KOSTER, R., M. J. SUAREZ and M. HEISER, 2000. Variance and Predictability of Precipitation at Seasonal-to-Interannual Timescales. *J. Hydrometeor.*, 1, 1, 26-46.
- LEGATES, D. R. and C. J. WILLMOTT, 1990. Mean seasonal and spatial variability in gauge corrected global precipitation. *Int. J. Climatol.*, 10, 111-127.
- MAGAÑA, V., 1999. El Clima y El Niño. In: Los Impactos de El Niño en México. V. Magaña (editor). Dirección General de Protección Civil, Secretaría de Gobernación. México. 238 p. (In Spanish) Copies available.
- MAGAÑA, V. and J. L. VÁZQUEZ, 2000. Interannual variability of Northern activity over the Americas. Reprints of the 24th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology. Ft. Lauderdale, Fla. 29 May - 2 June, 2000, 116-117.
- MAGAÑA, V. and C. CONDE, 2000. Climate and freshwater resources in northern Mexico: Sonora, a case study. Environmental Monitoring and Assessment. KLUWER Academic Publishers. 61, 167-185.
- MAGAÑA, V., J. A. AMADOR and S. MEDINA, 1999. The mid-summer drought over Mexico and Central America. *J. Clim.*, 12, 1577-1588.
- MAGAÑA, V. and J. L. PÉREZ, 1998. Usos de un modelo de mesoescala en la dinámica atmosférica regional de México. *GEOUNAM*. Vol 5, 1. Oct. 1998, 33-39.
- MAGAÑA, V. and A. I. QUINTANAR, 1997. On the use of General Circulation Models to study regional climate. Proceedings of the Second UNAM-CRAY Supercomputing Conference, 39-48, Cambridge University Press.
- MECHOSO, C. R., A. KITO, S. MOORTHY and A. ARAKAWA, 1987. Numerical simulations of the atmospheric response to a sea surface temperature anomaly over the equatorial eastern Pacific Ocean. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2936-2956.
- MITCHELL, D. L., D. IVANOVA, R. RAVIN and K. REDMOND, 2000. Relationships between northern Gulf of California Sea Surface Temperatures and Arizona summer rainfall. Reprints of the 24th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology. Ft. Lauderdale, Fla. 29 May - 2 June, 2000, J29-J30.
- MOLINARI, J., D. KNIGHT, M. DICKINSON, D. VOLLERO and S. SKUBIS, 1997. Potential vorticity, easterly waves and eastern Pacific tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 2699-2708.
- NOAA, 1994. Report to the Nation. El Niño and Climate Prediction. 24 p.
- PENLAND, C. and L. MATROSOVA, 1994. A balance condition for stochastic numerical models with application to the El Niño/Southern Oscillation. *J. Clim.*, 7, 1352-1372.
- REYNOLDS, R. W., 1988. A real-time global sea surface temperature analysis. *J. Clim.*, 1, 75-86.
- ROPELEWSKI, C. F. and M. S. HALPERT, 1987. Global and regional scale precipitation patterns associated with the El Niño/Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 1606-1626.
- STENSRUD, D. J., R. L. GALL and M. NORDQUIST, 1997. Surges over the Gulf of California during the Mexican monsoon. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 417-437.
- TING, M., M. P. HOERLING, T. XU and A. KUMAR, 1996. Northern Hemisphere teleconnection patterns during extreme phases of the zonal-mean circulation. *J. Clim.*, 9, 2614-2632.
- TRASVIÑA, A. and E. D. BARTON, 1997. Los 'Nortes' del Golfo de Tehuantepec: Dinámica del océano costero. Capítulo 2 de la Monografía de la Unión Geofísica Mexicana 3, 'La Oceanografía Física en México' (In Spanish).
- WALISER, D. E. and C. GAUTIER, 1993. A satellite derived climatology of the ITCZ. *J. Clim.*, 6, 2162-2174.
- WEBSTER, P. J., 1994. The role of hydrological processes in the atmosphere. *Rev. Geophys.*, 32, 427-476.

Víctor O. Magaña, Jorge L. Vázquez, José L. Pérez and Joel B. Pérez

Centro de Ciencias de la Atmósfera, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510 México, D. F., México
Email: victormr@servidor.unam.mx

The effects of El Niño in Mexico: A survey

Antonio Badan

Departamento de Oceanografía Física, CICESE, Ensenada, Mexico

Received: April 16, 2003; accepted: May 23, 2003

RESUMEN

La ubicación geográfica de México lo sitúa entre los países más expuestos a la expresión de El Niño en latitudes medias y bajas. Los efectos de El Niño se encuentran en la mayor parte de los mares costeros, en la atmósfera y, por ende, en tierra, alterando casi todas las formas de actividad humana en México. Los mares costeros perciben una 'tropicalización', en la que las aguas más cálidas y las especies tropicales migran hacia latitudes mayores a lo largo de la costa del Pacífico y del Golfo de California; los organismos motiles se ven desplazados o compiten en un ambiente nuevo, los organismos sésiles se agotan o mueren. El Niño, al tiempo que incrementa la precipitación en los estados del norte, reduce las lluvias en el resto del país; mientras algunas ciudades sufren inundaciones y deslizamientos de tierra y el desierto florece, la mayor parte de México padece la sequía, las cosechas de productos básicos disminuyen y las ciudades del centro del país acusan calores extremos y humedad reducida. Los retos que surgen de los estudios en este volumen incluyen el entender la respuesta del entorno a otras fluctuaciones climáticas de gran escala y sus interacciones, tanto para mitigar los efectos catastróficos de los eventos extremos que resulten, como para desarrollar modelos ambientales que induzcan a la búsqueda de formas sustentables de la actividad económica y social.

PALABRAS CLAVE: El Niño, México, clima, fluctuaciones.

ABSTRACT

Mexico's geographical location makes it one of the countries most exposed to the low and mid-latitudes expressions of El Niño. The effects El Niño are to be found almost everywhere in the ocean, in the atmosphere, and by natural extension, on land, affecting most forms of activity in Mexico. The coastal ocean undergoes a 'tropicalization', with warmer water and tropical species found at higher latitudes along the Pacific coast and in the Gulf of California; motile organisms are displaced or must compete in a new environment, sessile organisms are depleted or die off. El Niño increases rainfall over the northern states, but reduces precipitation elsewhere in the country; as some cities suffer floods and landslides and the desert blooms, most of Mexico suffers the effect of drought, yields of basic crops are reduced, and mainland cities sustain the warmest and driest conditions. The challenges that arise from the studies in this volume include understanding the response to other large-scale climatic fluctuations and their interactions, both to mitigate the catastrophic effects of extreme events, and to better model the response of the environment to properly design sustainable forms of economic and social activity.

KEY WORDS: El Niño, Mexico, climate, fluctuations.

1. MOTIVATION

El Niño is a climatic event of global consequences that starts as an anomalous warming in the equatorial Pacific off South America and in the eastern Tropical Pacific in general, and results principally from a rearrangement of the surface layers when the Trade winds, usually swift easterlies over the entire equatorial region, weaken, cease, or reverse. Various oceanic (wave propagations and atmospheric (teleconnections) processes contribute to the establishment of the anomalous thermal and sea surface elevation fields. The consequences of El Niño on the environment and its social and economic repercussions are important and widespread.

In the early months of 1997, the Equatorial Pacific showed signs of an impending massive El Niño, and as a consequence of the early predictions, the event received enormous and unprecedented press coverage, drawing attention

to the need to mitigate its catastrophic effects around the world, but also to factor its modulating effects on economic endeavors in order to enhance economic productivity. The effects of El Niño in Mexico were poorly understood, limited to some isolated observations of a probable causal relationship between large-scale weather fluctuations and the departure from 'normal' conditions of some environmental conditions, such as the annual regional rainfall, the success or failure of individual crops, or the fluctuations in the location and catches of a particular fishery.

Whether Mexico undergoes some influence of El Niño is no longer a matter of investigation. Even as the studies reported in this volume were getting under way, the presence of the 1997-98 event was evident everywhere, from the higher incidence of hurricanes in the Pacific, warmer waters offshore, to floods in some Baja California cities, and depleted reservoirs pretty much everywhere else. Since then, number of publications have compiled the effects of El Niño

in Mexico (Magaña *et al.*, 1999; Escobar *et al.*, 2001), as has happened in Peru (Tarazona and Castillo, 1999) and elsewhere; the subject of El Niño has even been popularized (Nash, 2002). The geographical location of Mexico, downstream along the coastal waveguide from the equatorial source of El Niño, and in between the subtropical jet stream and the Inter-Tropical Convergence Zone, makes it a primary target for the several effects of El Niño. The studies reported here, beyond documenting impacts of El Niño, quantify its effects on specific environments and provide a generalized picture of their response to climatic fluctuations. The challenge that arises from their results is to better understand the entire spectrum of climatic fluctuations, the interactions of various temporal and spatial scales, and to formulate specific policies to mitigate their potentially destructive effects, while harnessing their beneficial influence. Section 2 gives an overview of the results of the studies conducted under this special program to document the effects of El Niño in Mexico, section 3 offers a discussion of the main conclusions, and section 4 outlines some policies that might be adopted to better confront the challenge of climatic fluctuations in our environment.

2. A SUMMARY OF RESULTS IN THIS VOLUME

El Niño results from intricate ocean-atmosphere interactions and its own inherent physics, which sustain some of its outstanding and basic features, such as duration, intermittency, and phase locking to the seasonal cycle, many of which remain poorly understood. The volume begins with a survey by *Sheinbaum* of prevailing theories on the subject. (Hereafter, references in italics are of papers found in this volume, as opposed to regular citations in the bibliography).

The most clearly perceived effect of El Niño in Mexico, as elsewhere, is its direct influence on the weather. *Magaña et al.*, explain that during El Niño, a southward shift of the jet stream and of the Inter-Tropical Convergence Zone, together with more intense trade winds and fewer tropical cyclones over the western Atlantic, are followed by an increase of northerly winds over the southern Gulf of Mexico and a lower relative humidity. Precipitation is usually greatly diminished over most of Mexico, often resulting in severe droughts, except over the northern states where winter rains tend to be more abundant. A return to 'normal' conditions or a reverse scenario is brought about during La Niña. Records of the weather fluctuations are preserved in a number of natural media; five tree ring width chronologies, ranging in length from 101 to 155 years (*Martijena*), all had significant correlations with precipitation records from Baja California and California and with an ENSO-related index from instrumental records. Precipitation is able to explain from 8 to 57% of the variation in tree growth. On long-term scales, *Herguera et al.* track tropical oceanographic variability on decadal timescales for the past three centuries through ocean-driven

feedbacks to show that winter sea surface temperatures are much more sensitive than summer temperatures to changes introduced by El Niño. Changes in winter SSTs on interannual to decadal timescales seem to be modulated by low-frequency ENSO variability, possibly through higher frequency and intensity of El Niño/La Niña events that temporarily lock surface ocean temperatures into warm/cold decadal periods in the Gulf of California.

In the ocean, El Niño effects appear most common off the Pacific coast and in the Gulf of California, the coast line being the meridional waveguide that conducts equatorial signals to higher latitudes. Monthly surveys off the coast of mainland Mexico by *Filonov et al.* show that a northward penetration along the coast of large amounts of warmer, fresher water of tropical origin occurred about one month after the manifestations of El Niño were reported in the eastern Tropical Pacific. Satellite observations in the region of the mouth of the Gulf of California (*Aguirre-Gómez et al.*) confirm the warming by about 3 to 5° C during El Niño and a reduction of the upwelling off Cabo Corrientes. Farther north, in the southern portion of the California Current, *Lavaniegos et al.* report a strong presence of tropical copepods at the peak of the El Niño, associated with a decrease of zooplankton biomass and only a moderate increase of integrated chlorophyll *a*. Similar positive SST anomalies were found in Magdalena Bay (*Palomares-García et al.*), with a maximum of +4.4 °C in the summer of 1997; zooplankton biomass was half that of the El Niño of 1982-83, with a chlorophyll maximum in late spring to early summer, and a minimum in winter. Temperate species of copepods from the California Current were found in the cool phase preceding El Niño, while tropical species appeared during the active phase of the event. The abundance of both temperate and tropical small pelagic fishes dropped from a half to one order of magnitude from previous reports. Kelp beds on two reefs off the western coast of Baja California also collapsed during El Niño (*Guzmán del Proo et al.*), most probably because of the thermal stress; of course, benthic invertebrates who depend on the kelp for food, such as the juvenile abalone, also suffered drastic reductions in their populations, but benthic invertebrates who do not rely on the kelp for food, such as spiny lobsters, can in turn increase in numbers. Whether this is due to a reduced competition, increased food availability, or the stimulating effects of the higher temperatures remains unclear. Populations recovered quickly, usually within a year or two as conditions returned to normal, but should nonetheless remain unexposed to fishing pressures while under the influence of El Niño. In another fundamental observation, the whale population in Laguna San Ignacio appeared to be unaffected by El Niño in terms of the number of single whales and dead calves (*Urban et al.*), but the mother-calf pairs were significantly fewer and dead adult whales were more abundant, suggesting the modified weather patterns impacted the whale's nutrition sources. Finally,

Ochoa indicates that El Niño might have an influence on the spectrum of toxins produced by red tides off Mexico, with important consequences on coastal populations and wildlife.

Expressions of El Niño were also prevalent in the Gulf of California. *Lavín et al.* document statistically significant positive sea surface temperature anomalies associated to El Niño, especially to the 1997-98 event, and cold anomalies related to La Niña, some of which appear related to the large scale thermal structure of the eastern Tropical Pacific, though others may originate only from local atmospheric forcings. Off the Bay of La Paz, over Espíritu Santo seamount, *Amador-Buenrostro et al.* report the unusual presence of Equatorial Surface Water during the El Niño; a 120 km diameter cyclonic eddy in Farallón basin presses an intense and narrow coastal jet flowing north along the Baja California coast, with convergence of the flow over the seamount. The mixed layer deepened to 70 m and sea surface temperature was about 2 °C higher than normal. El Niño also favors migration of tropical fishes to Espíritu Santo seamount (*Muhlía-Melo et al.*), increasing the diversity of adult species but decreasing the diversity of larval assemblages, even though more than 50 percent of larval fishes during El Niño conditions belong to mesopelagic species of tropical affinity. The benthic sessile communities were exposed to a considerable thermal anomaly during the summer and about 30 percent of the corals experienced bleaching, accompanied by a severe 60 percent mortality (*Iglesias et al.*). Coral bleaching was less severe in areas where they are normally exposed to higher temperatures, suggesting an adaptive capability; corals located in shallow areas experienced higher incidence of bleaching than those in deeper water, probably because of temperature stratification rather than differences in light conditions. The coral associated fauna also showed variations related to coral bleaching and mortality. Farther north within the Gulf of California, in Bahía Concepción, higher temperatures in the water column, lower nutrient and peridinin concentrations, and a 2 to 3 month delay of the onset of stratification indicate the influence of Equatorial Surface Water inhibiting the proliferation of dinoflagellate groups during El Niño 1997-98 (*López-Cortés et al.*). Near the large islands of the Gulf of California, *Pacheco-Ruiz et al.* show that kelp beds and seaweed populations collapse with the warming caused by El Niño, recovering quickly, usually within a year or two; they confirm the cause to be thermal rather than an increased irradiance. In the extreme northern Gulf of California, waterbirds nesting on Isla San Jorge, at La Purinera and on Isla Montague, and the sea lions on Isla San Jorge, also reacted strongly to El Niño (*Mellink*). Brown boobies on San Jorge ceased breeding and left the island, replaced by a large influx of blue footed boobies, and increased nesting of least, elegant, and royal terns and black skimmers on Montague. Sea lions at Isla San Jorge about doubled, but the number of pups they produced remained about the same. During 1999, Heereman's gulls, which had stopped breeding on San Jorge,

and Brandt's cormorants, which had never been reported there, were all on the island in 1999. La Niña conditions brought about population levels prevalent before El Niño.

Lakes and other inland bodies of water also reflect the changes of weather associated to El Niño. *Alcocer and Lugo* document such effects on tropical Lake Alchichica, a warm monomictic lake, which result in a narrower and slightly colder hypolimnion, larger thermal changes along a shallower thermocline, a warmer epilimnion, a delay of hypoxic/anoxic condition in the hypolimnion, a thinner hypolimnetic anoxic layer, and a more modest spring cyanobacterial bloom. But *Caballero et al.* have shown that the lake sediments are poor record-keepers of environmental series because the high pH and alkalinity of the lake destroy diatoms and pigments stored in the sediments. In a different realm, there have been fewer studies of the Caribbean and Gulf of Mexico suitable for the detection of a possible El Niño effect off the Atlantic coast of Mexico, where expressions of El Niño are themselves probably smaller. Nonetheless, *Escobar* is able to show an increase of episodic carbon inputs into the sediments of the shelf and slope of the southwestern Gulf of Mexico, through pulses of phytodetrital material that originates from increased wind-induced mixing of the upper water column, and lead to a significant increase of macrofaunal biomass during El Niño, an interesting example of a possible teleconnection over the isthmus of middle America.

The economic impacts of El Niño are felt through its effects on the primary production sectors, agriculture and fisheries, and on its impact on the urban environment, mainly through increased environmental hazards. An important consequence of El Niño is the variation of the yields of traditional crops, such as maize and beans. A very interesting crop-growth model by *Tiscareño et al.*, activated with climatic parameters, maps the regions of Mexico that are sensitive to weather changes and susceptible of crop yield variations resulting from deviations in air temperature and precipitation during El Niño and La Niña years. Some of these results are confirmed by the study of *Salinas-Zavala and Lluch-Cota*, who show that yields of winter-grown wheat under irrigation in the state of Sonora, while depending largely on technological advances, still report larger yields during El Niño because of increased precipitation. Similarly, *Cortés-Calva and Álvarez-Castañeda* find that the effects of altered patterns of rainfall and temperature on rodent populations in desert habitats is most evident in a grazing pasture, with a larger population resulting from increased rainfall and a much smaller population during droughts, probably because of the significant change in the availability of perennial. These effects are much reduced in an undisturbed natural reserve.

On the urban front, *Tereshenko et al.* extract the expression of El Niño in the spectra of temperature and pre-

precipitation in various cities, including Guadalajara, Manzanillo, Guanajuato, Mexicali and Ensenada, and on the water levels of Lake Chapala, which reflect to a large extent the integral processes occurring within the Lerma-Chapala watershed. Periods of 2 to 7 years in the spectra are thought to be related to El Niño, whereas periods of 9 to 22 years might reflect solar influence. For the metropolitan area of Guadalajara, an El Niño year causes a significantly larger number of hours with temperatures over 25°C; higher-than-normal temperatures began in March 1998, and a relative humidity below 30 percent prevailed from late January till June of the same year. Near another large urban area, *Lizárraga et al.* document the intensive beach erosion that occurred off Rosarito during the winter of 1998 as a result of a very energetic wave regime and higher water levels caused by El Niño, requiring a long period of mild wave conditions to restore the initial profile height. Flooding and the destruction of several houses in the backshore resulted, and the recreational and protection capabilities of the beach were severely curtailed. The importance of the beach on the local economy evidences the need for the continuous monitoring of weather conditions. Finally, *Winckell and Le Page* provide a pilot study of the hydrologic response of the basins that include the city of Tijuana and the characterization by means of a Geographical Information System of the hazards resulting from the considerable rainfall brought about by the 1997-98 El Niño, provide an assessment of the actions needed to mitigate the dangers of future extreme meteorological events.

3. DISCUSSION

El Niño consists of a rearrangement of large-scale oceanic and atmospheric patterns and its consequences. Off Mexico, the coastal ocean is invaded by tropical water and accompanying species, which replace in part, and compete, with the organisms usually present; it equates a virtual equatorward shift of several degrees of latitude, as it were, a 'tropicalization' of the coastal ocean. Since atmospheric features in reality shift to the south, the virtual latitudinal displacement for land-based systems appears to be in the opposite direction, as the usually moist and tropical portions of Mexico become temporarily drier, and the arid north and northwest acquire rainy weather characteristics more typical of, say, northern California or western Europe (*Cavazos and Hastenrath, 1990*). It would, in effect, be as if the country tore apart, the oceans moved south and the land slid north. The response of the ecosystems is very fast; tropical species colonize temperate waters within months, exuberant vegetation covers the usually arid northwest, and most of Mexico wilts under the effects of drought. The return to 'normal' or La Niña conditions is equally rapid. The effects of an El Niño cycle can thus be considerable.

As the studies reported here have made clear, the response to El Niño is important and fast in the sense that

changes occur in a fraction of the El Niño cycle itself. This illustrates the susceptibility of the environment to climatic changes in general, of which El Niño is but one major component. Climatic fluctuations occur on many temporal and spatial scales (an excellent overview of some of these other oscillations may be found in *Higgins et al., 2003*). El Niño is the prevalent example of interannual changes; variations that appear to arise from the configuration of major oceanic basins, such as the North Pacific Oscillation or the North Atlantic Oscillation, seem to cause fluctuations on decadal scales; and intraseasonal fluctuations, such as the Madden-Julian oscillation, introduce variations on scales from one to three months. Much of the complexity of the weather, and the difficulty of its prediction, as well as the new challenge in understanding the effects of climatic changes, clearly arise from the interactions of the components of this very rich spectrum of fluctuations.

El Niño variations are smaller than the seasonal signal, and longer-term fluctuations are usually smaller than El Niño, but the superposition of all signals produces extremes which could bring environmental systems to the limit of their resiliency and to the brink of irreversible disruption. Identifying these limits is extremely important and an added challenge to the understanding of the effects of climatic fluctuations, because adding the human component to the natural causes can increase natural hazards to catastrophic levels, and the natural evolutive behavior of an ecosystem can be altered beyond repair, such as causing the collapse of an otherwise sustainable industry, or the extinction of species.

Natural hazards arise from the change in regimes, as the environment shifts from one state of equilibrium to another. The ground becomes unstable as rains exceed the basic absorption capacity of the soil, and the grasses that remain from exceptional rains are prone to brush or forest fires that can devastate large land surfaces. But, as was pointed by *Arntz (1984)* for Peru, not all effects of El Niño are damaging. Positive aspects of climatic fluctuations, usually less publicized than their harmful effects, are also many and important to be recognized for a proper response to weather fluctuations. The tropicalization of the coastal ocean causes some populations to rejuvenate and eliminate unadapted elements, excessive rains replenish aquifers, extreme temperatures keep unwanted pests in check, and some of the vegetation requires the wild fires to reproduce. Much more than a simple cause for catastrophic events, climatic variations are an important part of the complex background that sustains our environment. A thorough understanding of its elements is a fundamental condition for its proper management.

4. SOME IMPLICATIONS FOR PUBLIC POLICY

The purpose of funding the studies contained in this volume was to assess and quantify the effects of El Niño in Mexico with the combined aim of documenting the scien-

tific relevance of the process and to draw some practical conclusions in terms of public policy. Begging the forgiveness of the specialists in the field who might approach the subject differently, this section lists some policy actions that appear desirable in light of what we now know about the effects of climatic fluctuations. Many have been mentioned before, others may seem self-evident, but all remain to be implemented at least in a thorough way. The list is also probably incomplete.

- 1. Environmental monitoring.** No sound policies can be established without adequate environmental information on different time scales. The gathering of long-term series of the fundamental environmental variables, such as weather information, sea level, sea surface temperatures, and biogeochemical responses remains a critical goal.
- 2. Data banks.** A proper data center for environmental information needs to be established, which should gather, process and verify the quality of the data, and make them readily available to public and private users.
- 3. Predictive modeling.** The technology exists to develop complex operational numerical models with predictive capabilities. Most lacking is a weather model, which should interface with those in use in the United States, and should assimilate the data from the numerous weather buoys already deployed in the North Pacific. Other operational models that need to be developed include one for agricultural production and risks (fire, frost, diseases), environmental hazards, such as fires, floods, landslides, and socioeconomic models, whose discussion I shall leave to specialists.
- 4. Conservation and restoration.** The natural state of the environment is an expression of the ecological adaptation to a limited set of deterministic and stochastic ranges of climatic conditions. Extreme climatic events can topple that state into another equilibrium range to which organisms and human societies must adapt, although the nature of these new conditions remains largely unknown before they occur. Thus, one of the challenging endeavors for the future security and welfare of human societies has to do with the use and relation to the environment. Natural areas should be preserved to maintain the global biodiversity patterns, severely altered regions should be restored as much as possible, and new development should take place with the best understanding possible of what conditions abrupt climatic changes might create. This makes environmental, social, and economic sense.

Finally, it is imperative to underline that the social consequences of El Niño and other climatic fluctuations lie at the end of the chain of, and are the most important, of the reactions of natural systems to environmental variations. A proper discussion of that subject is beyond the scope of this

work and of the author's field, but the careful study of the social response to climatic variations is indeed a fundamental and timely question that needs to be addressed.

ACKNOWLEDGEMENTS

Dr. Carlos Bazdresch, then Director General of CONACYT, provided his unwavering support, always expressed in his unmistakable style. Focusing this program on a special, timely topic, with the funds to be managed directly by the leading investigator, proved that administrative costs can be reduced considerably and the response time to an event of interest minimized. I am honored by the trust given to me by Dr. Bazdresch. Many people contributed to the success of the project, but I am particularly indebted to R. Herrera, M. Lavín, D. Perló, and I. Best. This paper was improved substantially by the comments of J. C. Herguera and T. Cavazos.

BIBLIOGRAPHY

- ARNTZ, W., 1984. El Niño and Peru: Positive aspects *Oceanus*, 27, 36-39.
- CAVAZOS, T. and S. HASTENRATH, 1990. Convection and rainfall over Mexico and their modulation by the Southern Oscillation. *Int. J. Cim.*, 10, 377-386.
- ESCOBAR, E., M. BONILLA, A. BADAN, M. CABALLERO and A. WINCKELL (comps.), 2001. Los Efectos del Fenómeno de El Niño en México, 1997-1998. CONACYT, México, 245 pp.
- HIGGINS, R. W., A. DOUGLAS, A. HAHMANN, E. H. BERBERY, D. GUTZLER, J. SHUTTLEWORTH, D. STENSRUD, J. AMADOR, R. CARBONE, M. CORTEZ, M. DOUGLAS, R. LOBATO, J. MEITIN, C. ROPELEWSKI, J. SCHEMM, S. SCHUBERT, and C. ZHANG, 2003. Progress in Pan American CLIVAR research: The North American monsoon system. *Atmósfera*, 16, 29-65.
- MAGAÑA, V. O. (Ed.), 1999. Los Impactos de El Niño en México. SEP. CONACYT. 229 pp.
- NASH, J. M., 2002. El Niño: Unlocking the Secrets of the Master Weather-Maker. Warner Books, Inc. New York. 340 pp.
- TARAZONA, J. and E. CASTILLO (Eds.), 1999. El Niño 1997-98 y su impacto sobre los ecosistemas marino y terrestre. *Rev. Peru. Biol.*, num. extr. 186 pp.

Antonio Badan

Depto. de Oceanografía Física, CICESE, Ensenada, Mexico
Email: abadan@cicese.mx

Contenido

Volumen 2, Espacio exterior

On the theoretical predicted flux profiles over polar caps and their comparison with observations R. Gall and S. Bravo	1
Long-term solar variability deduced from changes in the atmospheric ¹⁴ C production rate J.A. Otaola and G. Zenteno	13
Geomagnetic storms forecast using IPS observations S. Bravo and A. Hewish	17
The Earth's magnetosphere: an introduction J.G. Roederer	21
Ionospheric measurements conducted during the July 11, 1991 solar total eclipse at the ionospheric station "El Cerrito", Mexico H. Pérez de Tejada	27
The role of fluctuational acceleration in the generation of solar particles J. Pérez-Peraza and A. Gallegos-Cruz	33
Relationship between solar activity and myocardial infarctions in Mexico City B. Mendoza and R. Díaz-Sandoval	55
Magnetic-field aligned electric fields in collisionless space plasmas – a brief review Carl-Gunne Fälthammar	59
Heliospheric consequences of solar activity in geophysical and interplanetary phenomena J.F. Valdés-Galicia, A. Lara and D. Maravilla	75
Chicxulubites: a new class of meteorites? A. Poveda and G. Cordero	81
Dynamical evolution of magnetic flux ropes in the solar wind M.S. Nakwacki, S. Dasso, P. Démoulin and C.H. Mandrini	87

Contenido

Volumen 3, Oceanografía y Limnología

Concerning a remarkably sharp peak in the sea level spectra at Acapulco W. Munk and H. Cepeda	1
On the wind driven circulation in the Gulf of Tehuantepec and its effects upon surface temperatures G. I. Roden	11
The M_2 tide in the Gulf of Mexico N. Grijalva	29
Note on the countercurrent in the Yucatan channel and the western Cayman sea I. Emilsson	41
La marea y el nivel del mar a lo largo de la costa occidental de México G. Godin, R. de la Paz, N. Rodríguez and M. Ortiz	47
Variación estacional de balance geostrófico en la región ecuatorial M. Figueroa and P. Ripa	59
Simulación de la circulación en la Bahía de Campeche M. A. Monreal-Gómez y D. A. Salas de León	77
Preliminary experiments on the prediction of sea surface temperature anomalies in the Gulf of Mexico J. Adem, E. E. Villanueva and V. M. Mendoza	89
A technique for fast conductivity-temperature-depth oceanographic surveys A. E. Filonov, C.O. Monzón and I.E. Tereschenko	101
A fast preliminary estimation model for transoceanic tsunami propagation M. Ortiz, E. Gómez-Reyes and H. S. Vélez-Muñoz	107
Sea surface temperature anomalies in the Gulf of California M. F. Lavín, E. Palacios-Hernández and C. Cabrera	121
Effects of El Niño on the dynamics of Lake Alchichica, central Mexico Javier Alcocer and Alfonso Lugo	135
Tidal currents in the Yucatan channel F. Carrillo González, J. Ochoa, J. Candela, A. Badan, J. Sheinbaum and J. I. González Navarro	141

Contenido

Volumen 4, Tierra sólida

Comportamiento transitorio de la interfase de dos líquidos inmiscibles limitados al espacio poroso entre dos esferas concéntricas I. Herrera and W.C. Knudsen	1
Una red de bases modernas para control de gravedad en las Américas central y del Sur G.P. Wollard, J. Monges and J.A. Kozlosky	13
Sismicidad y tectónica de la región norte del Golfo de California, México. Resultados preliminares C. Lomnitz, F. Moser, C.R. Allen, J.N. Brune and W. Thatcher	43
Earthquakes in the Gulf of California recorded using land-based recordings of moored hydrophone arrays J.N. Brune, S. De la Cruz, H. Bradner, C. Villegas, I. Reid, M. Reichle, A. Nava, M. Lozada and P. Silva	57
Radiometric determination of Uranium, Thorium and Potassium in some rocks of the Guanajuato mineral district, Mexico S. Pal, D.J. Terrel and E. Herrero	61
Magnetic comparison of explosion craters and volcanic cones R. Alvarez, L. Maupome and A. Tejera	65
Oaxaca, Mexico, earthquake of 29 november 1978: A preliminary report on spatio-temporal pattern of preceding seismic activity and mainshock relocation Ponce, L., K.C. McNelly, V. Sumin, J. González, A. Del Castillo, L. González, E. Chael and M. French	79
Captura y procesamiento de datos magnetoteluricos J.M. Romo, M. Martínez, H. Fabriol, R. Vega, R. Fernández, and R. Vázquez	91
Analysis of the eruptive history of the volcan de Colima, Mexico (1560-1980) F. Medina	101
Paleomagnetism and tectonics of Mexico Urrutia-Fucugauchi, D.J. Moran-Zenteno and E. Cabral-Cano	113
Inversion unidimensional de datos de polarización inducida para medios con contraste pequeño en resistividad Esparza, F.J. and E. Gómez-Treviño	129
Aplicación de la aproximación circular en la estimación de estructuras sísmicas bidimensionales Traslosheros, J.C., J. Frez, J.A. Madrid and C. Rebollar	137
Preliminary crustal structure of the coast of Guerrero, Mexico, using the minimum apparent velocity of refracted waves Suárez, G., J.P. Ligorria and L. Ponce	163
Paleomagnetic and isotope data from southern Mexico and the controversy over the pre-neogene position of Baja California Bohnel, H., D. Morán-Zenteno, P. Schaaf, and J. Urrutia-Fucugauchi	169
Estudio magnético y de resistividad en los alrededores de la Pirámide del Sol, Teotihuacán, México Chávez, R., L. Manzanilla, N. Peralta, A. Tejero, G. Cienfuentes and L. Barba	179

Seismic structure between the Pacific coast and Mexico City from the Petatlán earthquake (Ms7.6) aftershocks C. Valdés and R.P. Meyer	193
Southwest migration of the instantaneous Rivera-Pacific Euler pole since 0.78 Ma W.L. Bandy, V. Kostoglodov and C.A. Mortera-Gutiérrez	219
Measurements of upper mantle shear wave anisotropy from stations around the southern Gulf of California van Benthem, S.A.C., R.W. Valenzuela, M. Obrebski and R.R. Castro	237
An exploratory study for rapid estimation of critical source parameters of great subduction-zone earthquakes in Mexico S.K. Singh, X. Pérez-Campos, A. Iglesias and J.F. Pacheco	255
The 1982 eruption of El Chichón volcano, Mexico. Eyewitness of the disaster S. De la Cruz, and A.L. Martin del Pozz	271



ugm

1960 - 2010



geofisica
UNAM

CICESE