



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

“INTERACCIÓN DE TRANSIENTES – FLUJO MEDIO ATMOSFÉRICO
SOBRE LAS ALBERCAS DE AGUA CALIENTE DE LAS AMÉRICAS”

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:

LUIS EDUARDO HERRERA AZTEGUI

DIRECTOR DE TESIS:

DR. VÍCTOR ORLANDO MAGAÑA RUEDA
INSTITUTO DE GEOGRAFÍA, UNAM

CIUDAD DE MÉXICO, MARZO 2020



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

Al Dr. Víctor Magaña, por brindarme la oportunidad de trabajar con su grupo de investigación, siempre teniendo tanto observaciones objetivas y críticas hacia el trabajo, como sentido del humor.

Al Dr. Ernesto Caetano, que igualmente ha tenido conmigo la disposición de escuchar ideas y exponer las suyas objetivamente.

A los sinodales miembros del jurado, por orden alfabético: Dr. Jorge Amador, Dr. Víctor Mendoza, Dr. José Antonio Salinas y Dr. Julio Sheinbaum, por haber revisado mi trabajo de tesis, así como por sus amables sugerencias.

Al Ing. Gustavo Vázquez Cruz su apoyo con sugerencias de métodos y datos.

A los compañeros del grupo, por orden cronológico: David Zermeño, Matías Méndez, Edgar Méndez, Carolina Neri, Christian Domínguez, Luis Galván, Emmanuel Zúñiga, Clemente López-Bravo, Armenia Franco, Boris Comi, Roberto Hernández, Santos Martínez, Héctor Robles, Violeta Piña, Tania Pérez y Moisés López su amistad. Espero no omitir en esta ocasión a nadie, si lo hiciera pido su comprensión.

A mi familia.

A CONACYT su apoyo de beca.

Índice general

Índice de figuras y tablas.....	6
Capítulo 1: Introducción.....	10
1.1. La región.....	10
1.2. Interacciones	12
1.3. Ciclo anual: temperatura superficial del mar (SST), precipitación y vientos.....	13
1.4. Procesos del clima en el verano boreal.....	17
1.5. Variabilidad del clima de verano: ENSO, PDO, AMO.....	25
1.6. Objetivo y estructura de la tesis.....	27
Capítulo 2.....	29
2.1. Métodos, datos y procedimientos	29
2.2. Sobre la inestabilidad barotrópica	32
Capítulo 3.....	38
3.1. Interacción océano-atmósfera sobre la región de los IAS	38
3.2. Flujos de calor océano-atmósfera	46
3.3. Procesos dinámicos asociados a la MSD.....	49
3.4. Conclusiones y retos	54

Capítulo 4.....	59
4.1. Interacción entre flujo medio y transientes.....	59
4.2. Energía Cinética de Perturbación	71
4.3. Forzamiento de transientes en el flujo medio	76
4.4. Discusión sobre la inestabilidad barotrópica	82
Capítulo 5: Conclusiones.....	83
Referencias.....	87
Apéndice: Artículos	99

Índice de figuras y tablas

Fig. 1.1 Mapa de la región de Mesoamérica (gris) y los IAS (azul).....	11
Fig. 1.2 Cambio de posición de las albercas de agua caliente observando la temperatura superficial del mar (°C): a) mayo, b) junio, c) julio, d) agosto, e) septiembre y f) octubre. Promedios de SST V2 (Reynolds et al., 2002).....	14
Fig. 1.3 Climatología (2003-2013) de precipitación acumulada (mm) en julio, sobre las Américas tropicales (CMORPH).....	15
Fig. 1.4 Climatología del vector viento (flechas) y su magnitud (contornos) a 925 hPa para julio (1979-2016) ERA-Interim	16
Fig. 1.5 Climatología de viento zonal ($m s^{-1}$) para junio, julio y agosto (2003-2013), con datos diarios de radiosondeo (12Z) en la Isla de San Andrés	22
Fig. 1.6 a) Distribución de la separación (días) entre los dos máximos de precipitación, para el Pacífico (región MSD en rojo) y para la región del Caribe central (en azul). Cada serie de precipitación (GPCP) fue suavizada con series de Fourier (1981-2010). Esquemas que ejemplifican la ocurrencia de los máximos de precipitación para: b) el Pacífico tropical del NE y c) para el mar Caribe central	24
Fig. 1.7 Diagrama de dispersión entre viento zonal (m/s) en 925 hPa y 75°W, 15°N e Índice Niño 3.4 (°C) sólo para el mes de julio (1980-2009), NCEP	26
Fig. 2.1 Comparativo de datos diarios de viento zonal (m/s) entre datos de ERA-Interim (rojo) y datos de radiosondeo (12Z) en la Isla de San Andrés (azul), para cuatro años: 2003, 2005, 2011, 2013; en 925 hPa.....	31
Fig. 2.2 Perfil teórico simétrico de una corriente zonal.....	36

Fig. 3.1 Tasa de precipitación (mm/día) media mensual para el periodo 1998-2007 para seis puntos (96.25°W, 16.25°N), (93.75°W, 16.25°N), (91.25°W, 16.25°N), (91.25°W, 13.75°N), (88.75°W, 13.75°N), (86.25°W, 11.25°N) (líneas delgadas) y su promedio espacial (línea gruesa). Las barras grises corresponden al periodo julio-agosto (GPCP) ...	38
Fig. 3.2 Diagrama Hovmöller de la climatología de precipitación (1979-2005) en pentadas (GPCP) en mm/día, temperatura superficial del mar (°C) líneas rojas y viento a 925 hPa promediado semanalmente entre 12.5 y 15°N desde 140 a 60°W (Méndez, 2006)	40
Fig. 3.3 Histograma de la precipitación mensual media (mm) en estaciones de la costa en Centroamérica	41
Fig. 3.4 Dispersión entre temperatura superficial del mar SST(°C) en el eje horizontal y precipitación (mm) en el eje vertical, con datos de 1981-2010 en pentadas, promedios por área de 2.5° x 2.5°. GPCP	43
Fig. 3.5 Dispersión entre temperatura superficial del mar SST(°C) y precipitación PCP(mm), para cuatro diferentes áreas a lo largo de la longitud 13.5°N, desde el Pacífico del este central hasta el mar Caribe. Los símbolos (columna derecha) corresponden a los meses entre 1981-2010, línea sólida negra es el promedio climatológico que muestra la secuencia del ciclo anual. (a) 116.5°W, (b) 96.5°W, (c) 81.5°W y (d) 63.5°W. GPCP.....	44
Fig. 3.6 Agua precipitable promedio (kg m ⁻²) en la región (10°N – 15°N) y (100°W – 90°W). NCEP (1979-2018)	45
Fig. 3.7 Diagrama Hovmöller de la temperatura oceánica media (°C) desde la superficie hasta una profundidad de 200 m, (a) sobre la alberca caliente del Pacífico tropical NE (96.5°W, 13.5°N) y (b) sobre el mar Caribe del oeste-central (81.5°W, 13.5°N). Levitus 98	47
Fig. 3.8 Climatología del ciclo anual del flujo de calor latente (Wm ⁻²) a lo largo de 13.5°N desde 140°W a 60°W. Da Silva 94.....	48
Fig. 3.9 Corte transversal vertical del campo omega (hPa s ⁻¹) x 10 ⁻² a lo largo de 12.5°N entre 120°W y 60°W durante (a) junio, (b) julio, (c) agosto y (d) septiembre. NCEP (1981-2010) ...	50
Fig. 3.10 Diferencias mes a mes del campo omega (hPa s ⁻¹) x 10 ⁻² a 850 hPa: (a) julio menos junio, (b) agosto menos julio y (c) septiembre menos agosto. NCEP (1981-2010)	51
Fig. 3.11 Esquema que muestra las circulaciones asociadas a la intensificación de la MSD y del CLLJ durante el mes de julio (Herrera et al., 2013; Hidalgo et al. 2015)	52
Fig. 3.12 Divergencia (x10 ⁻⁶ s ⁻¹) para 700 hPa durante el mes de julio (climatología), NCEP (1981-2010)	53
Fig. 3.13 Sección transversal de la divergencia (x10 ⁻⁶ s ⁻¹), centrada en 72.5°W de longitud, durante el mes de julio (climatología), NCEP (1981-2010)	54
Fig. 3.14 Altura geopotencial (m) y viento (m/s) a 925 hPa, en a) junio y b) julio. Climatología (1968-1996). i) y ii) corresponden a la región de salida (75°W, 15°N) y de entrada del CLLJ (47.5°W, 15°N) respectivamente.....	56
Tabla 3.1 Variación del radio de deformación de Rossby 2πL _R en la región del CLLJ, para varios diferentes valores característicos de N (la frecuencia de Brunt-Vaisala, H la	

profundidad del disturbio (km), f el parámetro de Coriolis y η la vorticidad absoluta.....58

Fig. 4.1 Climatología de los perfiles meridionales de viento zonal mensual, con longitud fijada a 75°W y en 925 hPa. Utilizando: a) datos de NCEP y b) de ERA-Interim.....61

Fig. 4.2 Variación latitudinal de la vorticidad absoluta media ($\times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$), para julio con longitud fijada a 75°W y en 925 hPa. Puntos denotan donde se cumple el criterio de inestabilidad barotrópica. Utilizando datos de NCEP.....62

Fig. 4.3 Perfiles meridionales de viento zonal (m s^{-1}), para julio con longitud fijada a 75°W y en 925 hPa. Utilizando datos de NCEP (línea sólida negra) y con ajuste con una función $U(y)=A \text{sen}^2(y)$ interiormente (línea con guiones gris) y exteriormente (línea sólida gris).....63

Fig. 4.4 a) Perfil meridional de viento zonal: climatología (línea delgada negra) y aproximación por series de Fourier para mayo (línea gris gruesa) y junio (línea azul gruesa), con datos NCEP64

Fig. 4.4 b) Igual que la anterior pero para julio (línea azul gruesa) y agosto (línea gris gruesa), NCEP.....64

Fig. 4.4 c) Igual que la anterior pero para septiembre (línea azul gruesa) y octubre (línea gris gruesa), NCEP.....65

Fig. 4.5 a) Perfil meridional de viento zonal: climatología (línea delgada negra) y aproximación por series de Fourier para mayo (línea gris gruesa) y junio (línea azul gruesa), con datos ERA-Interim65

Fig. 4.5 b) Igual que la anterior pero para julio (línea azul gruesa) y agosto (línea gris gruesa), ERA.....66

Fig. 4.5 c) Igual que la anterior pero para septiembre (línea azul gruesa) y octubre (línea gris gruesa), ERA.....66

Fig. 4.6 Coeficientes de las series de Fourier para cada perfil mensual meridional de viento zonal aproximado, usando datos de NCEP (arriba) y ERA-Interim (abajo)67

Fig. 4.7 Dispersión de las tasas de crecimiento (μ_{ci}) en el eje vertical contra longitud de onda (L) en el eje horizontal, de disturbios amplificados para el perfil de velocidad climatológico de julio a 925 hPa, fijado en 75°W usando datos de: **a)** NCEP y **b)** ERA-Interim68

Fig. 4.8 Tasas de crecimiento ($\times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$) de disturbios amplificados en función del viento zonal (U) y la longitud de onda (L) para la climatología de mayo a octubre. Tomando 20 niveles, de 7-30°N, con datos NCEP69

Fig. 4.9 Tasas de crecimiento ($\times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$) de disturbios amplificados en función del viento zonal (U) y la longitud de onda (L) para la climatología de mayo a octubre. Tomando 20 niveles, de 9-26.5°N, con datos ERA70

Fig. 4.10 PKE (m^2s^{-2}) en 700 hPa usando transientes de alta frecuencia ($(3-10 \text{ días})^{-1}$) para **a)** mayo, **b)** junio, **c)** julio, **d)** agosto, **e)** septiembre y **f)** octubre. NCEP72

Fig. 4.11 Diferencias mensuales de PKE (m^2s^{-2}) en 700 hPa usando transientes de alta frecuencia ($3-10 \text{ días}^{-1}$) para a) junio menos mayo, b) julio menos junio, c) agosto menos julio, d) septiembre menos agosto y e) octubre menos septiembre. NCEP	73
Fig. 4.12 Sección transversal vertical de la climatología de PKE (m^2s^{-2}) usando transientes de alta frecuencia ($3-10 \text{ días}^{-1}$) para julio, fijando la longitud en $75^\circ W$. ERA.	74
Fig. 4.13 Razón de precipitación (mm/día) julio a octubre: 1981, 1988, 1985, 1993, 1999 menos 1980, 1986, 1990, 1994, 1997 y 2001 (Tomado de Salinas, 2006)	75
Fig. 4.14 Esquema de patrones de flujos de momento (contornos), circulación inducida (vectores punteados) y signo de la función de corriente inducida (+/-). a) Flujo meridional de momento y su circulación como dipolo. b) La varianza de la velocidad v' menos la varianza de la velocidad zonal u' , y la circulación como un cuadrupolo. c) Respuesta total al forzamiento por transientes. Para un jet del este, tomado de Orlanski (1998)	78
Fig. 4.15 a) Flujo meridional de momento zonal (m^2s^{-2}) y b) Diferencia de las varianzas meridional y zonal (m^2s^{-2}), para transientes de alta frecuencia ($3-10 \text{ días}^{-1}$) en 700 hPa, para el mes de julio. Con datos NCEP	79
Fig. 4.16 Respuesta total del forzamiento por transientes (m^2s^{-2}), utilizando datos de: a) NCEP y b) ERA-Interim, para transientes de alta frecuencia ($3-10 \text{ días}^{-1}$) en 700 hPa, para el mes de julio; c) esquema de dipolo para la suma	80
Fig. 4.17 Climatología del vector viento (flechas) y su magnitud (contornos) a 925 hPa para julio. Desviación del flujo en la región de salida del CLLJ (líneas rojas) y desviación del flujo al norte del Caribe por NASH (línea azul). ERA	81
Fig. 5.1 Ciclo anual de la precipitación promedio ($mm \text{ día}^{-1}$) para CMAP (negro), observaciones GPCP (puntos negros); ensamble promedio de simulaciones CMIP3 20C (verde) y CMIP3 A1B (puntos verdes), simulación CTL para ICTP AGCM (azul) y A1B (puntos azules) en ($9^\circ-24^\circ N$, $95^\circ-60^\circ W$). Rauscher et al. 2011.....	85
Fig. 5.2 Ciclo anual observaciones (línea sólida), promedio CMIP (guiones), promedio AMIP (puntos). En rojo el promedio de los modelos que capturan MSD y en azul el promedio de los modelos sin MSD: a) viento zonal; b) Precipitación promediada en el área $10^\circ-25^\circ N$, $90^\circ-55^\circ W$; c) SLP; d) Gradiente de SLP en $12.5^\circ-17.5^\circ N$, $70^\circ-80^\circ W$; e) SST y f) Gradiente de SST en $12^\circ-16^\circ N$, $70^\circ-80^\circ W$. Martin y Schumacher 2011.....	86

Capítulo 1: Introducción

1.1. La región

Entender los procesos atmosféricos que generan clima en Mesoamérica para diversas escalas espaciales y temporales es importante para producir información climática que ayude a la planeación de diversas actividades socioeconómicas (Anderson, 1991; Imbach et al. 2010). Mejor entendimiento de la dinámica del clima regional permitirá hacer mejoras a los modelos de circulación atmosférica y mejores pronósticos climáticos. De igual manera, los estudios de procesos que resultan en clima y su representación en modelos, permiten establecer en qué medida los escenarios de cambio climático regional resultan de los procesos identificados en la actualidad.

La región mesoamericana abarca desde el centro de México hasta el sur de Centroamérica. Dicho dominio se define en términos geográficos y de similitudes culturales, por lo que algunos estudios extienden dicha región incluso hasta algunas zonas de Colombia. Pero la región mesoamericana y la región del Caribe también tienen similitudes en cuanto al tipo de fenómenos que determinan su clima (e.g., la

actividad de ciclones tropicales en el Caribe o el flujo de humedad de los vientos alisios sobre el mar Caribe). Por ello, se puede hablar del clima de las Américas tropicales en su parte norte, incluyendo a los mares intra americanos (IAS, por sus siglas en inglés), las islas del Caribe y la región mesoamericana (Fig. 1.1).



Fig. 1.1 Mapa de la región de Mesoamérica (gris) y los IAS (azul).

La región de estudio tiene un clima con una temporada de lluvias que se extiende de forma general de mayo a octubre. Los principales sistemas meteorológicos que producen lluvias en estos meses son: la zona de convergencia intertropical (ITCZ, por sus siglas en inglés), las ondas del este, los ciclones tropicales, frentes fríos y otros fenómenos de mesoescala como tormentas convectivas (Magaña et al. 1999, Giannini, et al. 2000). El clima observado en la región, en términos de temperatura y precipitación es el resultado de diversos procesos dinámicos y físicos. En el primer caso, destacan las interacciones entre condiciones de diversas escalas de espacio y tiempo: trópicos- extra trópicos (e. g. Schultz et al. 1998), transientes- flujo medio (Molinari et al. 1997). En el segundo caso, los flujos entre el océano y la atmósfera son parte esencial del clima de la región por tratarse de una zona rodeada por las llamadas albercas de agua caliente tropicales (Wang y Enfield, 2001, 2003).

1.2. Interacciones

La riqueza de fenómenos de interacción flujo medio con perturbaciones atmosféricas, océano-atmósfera y trópicos-extra trópicos, hace de la región de las Américas tropicales una zona de interés científico para las ciencias de la atmósfera, lo que ha despertado el interés por realizar proyectos de gran escala alrededor del tema: ECAC (Ambrizzi y Magaña, 2002), EPIC (Bretherton et al. 2004), IASCLIP (referencia al final), VAMOS-CLIVAR (Amador, 2008, más referencias al final). A pesar de dichos esfuerzos, los retos para entender el clima y su variabilidad en esta zona permanecen.

Las interacciones entre circulaciones atmosféricas tanto zonales como meridionales en la región de los IAS, la convección tropical y temperatura de superficie del mar, representan un ejemplo de intercambio de energía (calor sensible, calor latente, energía cinética), humedad y momento entre el océano y la atmósfera en escalas de tiempo cortas (ciclones tropicales), de semanas, meses y años. En escalas intraestacionales, dichos procesos resultan en variaciones características de la región mesoamericana que se manifiestan en lo que conocemos como la canícula o veranillo (e. g., Herrera et al. 2015). Las condiciones climáticas de gran escala varían en periodos relativamente largos y se manifiestan en la Oscilación Decadal del Pacífico o la Oscilación Multidecadal del Atlántico (PDO y AMO respectivamente, por sus siglas en inglés). AMO y PDO modulan condiciones regionales del clima relacionadas con variaciones interanuales como El Niño-Oscilación del Sur (ENSO, por sus siglas en inglés) o condiciones de sequía en Norteamérica (Méndez y Magaña, 2010). Lo anterior da muestra de la gran variedad de procesos de interacciones océano-atmósfera en escalas de tiempo que van de meses a décadas.

1.3. Ciclo anual: temperatura superficial del mar (SST), precipitación y vientos

La región de los IAS se caracteriza por la presencia de vientos alisios, cuyas fluctuaciones en intensidad y dirección determinan en gran medida el clima de la región. En la mayor parte de Mesoamérica la amplitud del ciclo anual de la temperatura es relativamente pequeña. Sin embargo, las fluctuaciones estacionales de la precipitación son tan marcadas que se puede hablar de un clima con lluvias intensas entre mayo y octubre y una temporada seca entre noviembre y abril. Las fluctuaciones estacionales e interanuales de las precipitaciones están en gran medida relacionadas con las características de los vientos, el transporte de humedad y su interacción con la topografía. La existencia de dos albercas de agua caliente rodeando Mesoamérica es un elemento clave para entender las lluvias.

La región de los IAS alcanza temperaturas de superficie del mar mayores a los 28°C en los meses de verano boreal, al igual que lo que ocurre en el Pacífico NE frente a las costas de México, desde los meses de primavera hasta el otoño. La dinámica de las SST en las dos albercas de agua caliente no es coherente, por lo que, además de estar separadas por una extensión continental estrecha espacialmente (Fig.1.2), muestran un comportamiento diferente en sus características oceanográficas (Herrera et al. 2015). La convección tropical sobre el mar Caribe es por lo general poco intensa excepto en el SW de esta región (Amador 1998, 2008), lo que da como resultado una precipitación anual en algunas regiones (Caribe del este) inferior a 400 mm/año, lo que puede considerarse anormal para estas latitudes (Albignat y Reed, 1980). En contraste, la precipitación anual al sur de la alberca de agua caliente del Pacífico del este puede ser mayor a los 2000 mm/año. Así, aunque se trata de dos albercas de agua caliente en el sentido de SST>28°C, el tipo de clima en cada zona puede ser contrastante.

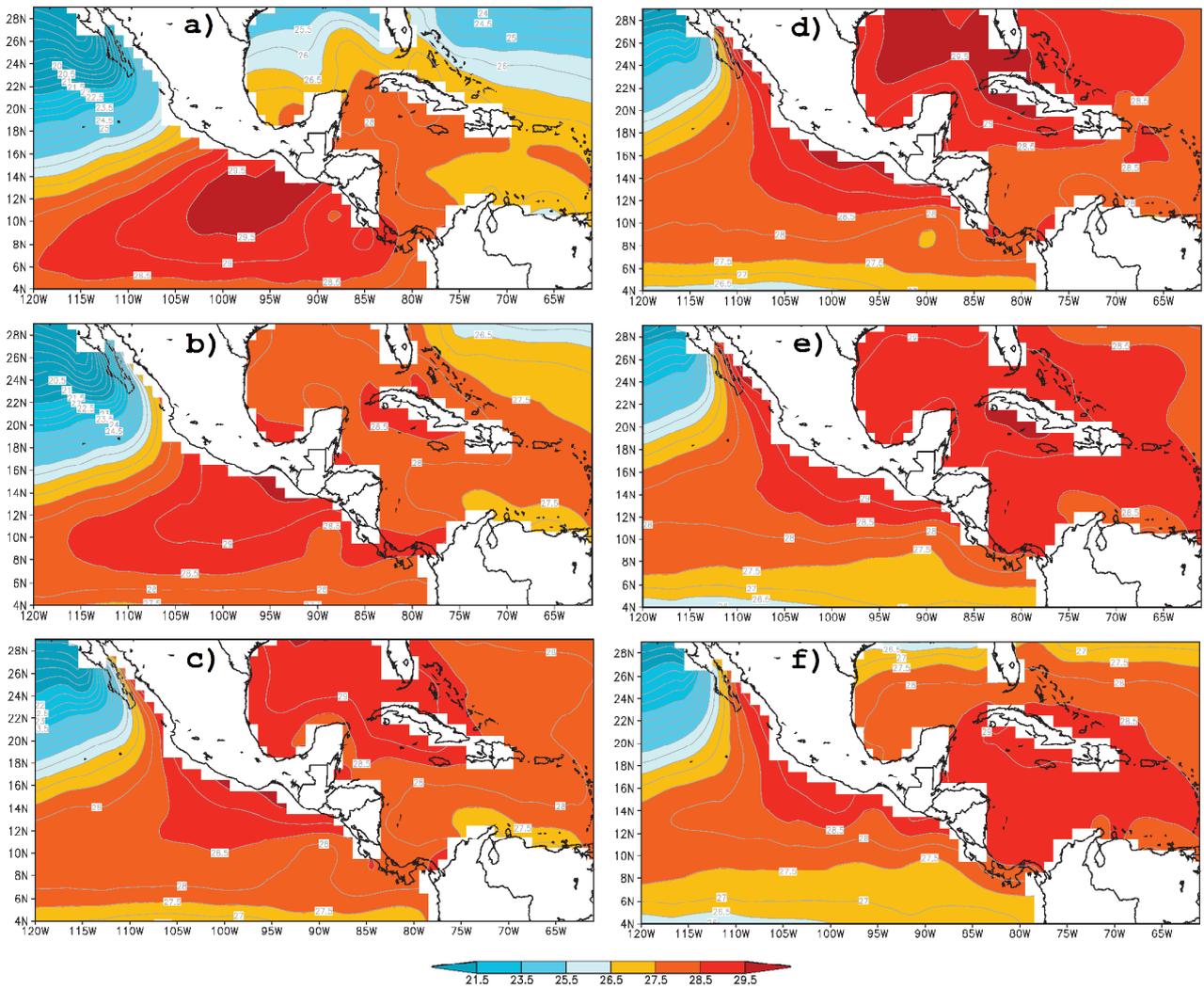


Fig. 1.2 Cambio de posición de las albercas de agua caliente observando la temperatura superficial del mar (°C): **a)** mayo, **b)** junio, **c)** julio, **d)** agosto, **e)** septiembre y **f)** octubre. Promedios de SST V2 (Reynolds et al., 2002).

La evolución de la actividad convectiva en la región es marcada. La temporada de lluvias en la mayoría de los IAS y Mesoamérica tiene lugar en verano, esto es, entre mayo y octubre. Durante julio y agosto, el clima en la región Pacífico de Mesoamérica es menos lluvioso, lo que se conoce como la Sequía del Medio Verano (MSD, por sus siglas en inglés) (Magaña et al., 1999). En septiembre y octubre, las precipitaciones aumentan nuevamente alcanzando un segundo máximo. La lluvia en la región disminuye a fines de octubre-noviembre. En algunas regiones de la costa

caribeña de América Central hay precipitaciones abundantes durante prácticamente todo el año, con un máximo en julio, cuando se presenta la MSD en el resto de la zona. La precipitación máxima en la región se localiza en lugares específicos de Mesoamérica (Fig. 1.3).

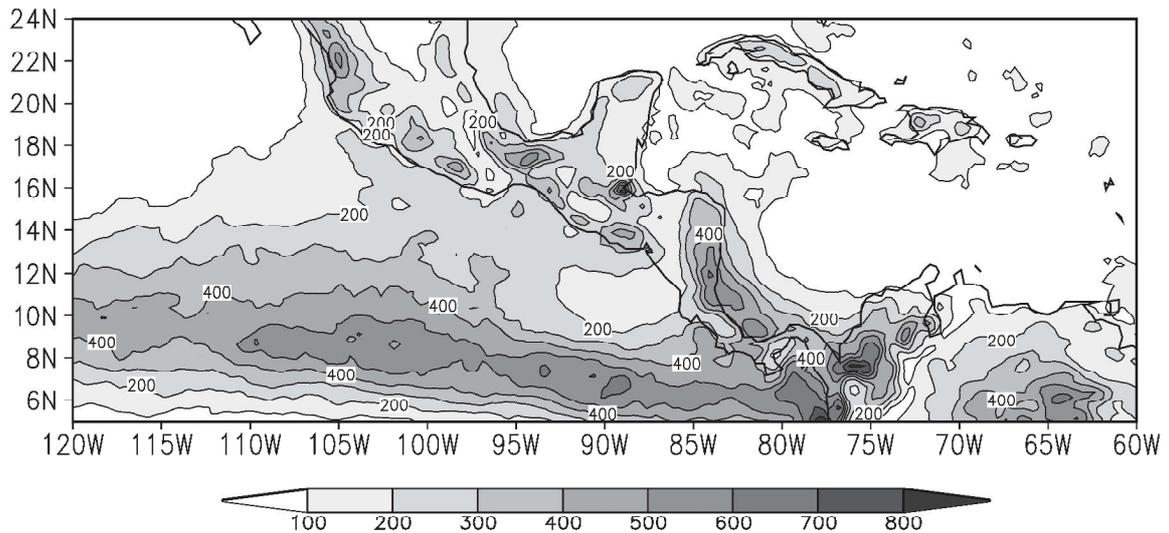


Fig. 1.3 Climatología (2003-2013) de Precipitación acumulada (mm) en julio, sobre las Américas tropicales (CMORPH).

Es en julio cuando los vientos alisios sobre el mar Caribe alcanzan un máximo en la parte baja de la troposfera, generando lo que muchos consideran una corriente en chorro (Amador, 1998, 2008). El llamado Jet del Caribe de niveles bajos (CLLJ, por sus siglas en inglés) está presente durante la mayor parte del año sobre el mar Caribe y constituye una de las características de circulación más importantes en la región de los IAS. El CLLJ es un viento intenso cerca de los 925 hPa, que alcanza velocidades de alrededor de 15 m/s, y comienza desde las Antillas Menores hasta la costa del Caribe de Nicaragua (Fig. 1.4). Latitudinalmente el CLLJ se extiende entre 10 y 15°N. En invierno, el CLLJ también puede observarse pero con una intensidad menor (Maldonado et al., 2016). Aunque algunos tratan de explicar esta circulación como resultado de un balance geostrófico con el campo de presión de la alta subtropical del Atlántico (Wang et al. 2007), diversos diagnósticos indican que su

origen es diferente (Herrera et al. 2015). Es necesario un balance de momento preciso para establecer la fuente de momento del CLLJ.

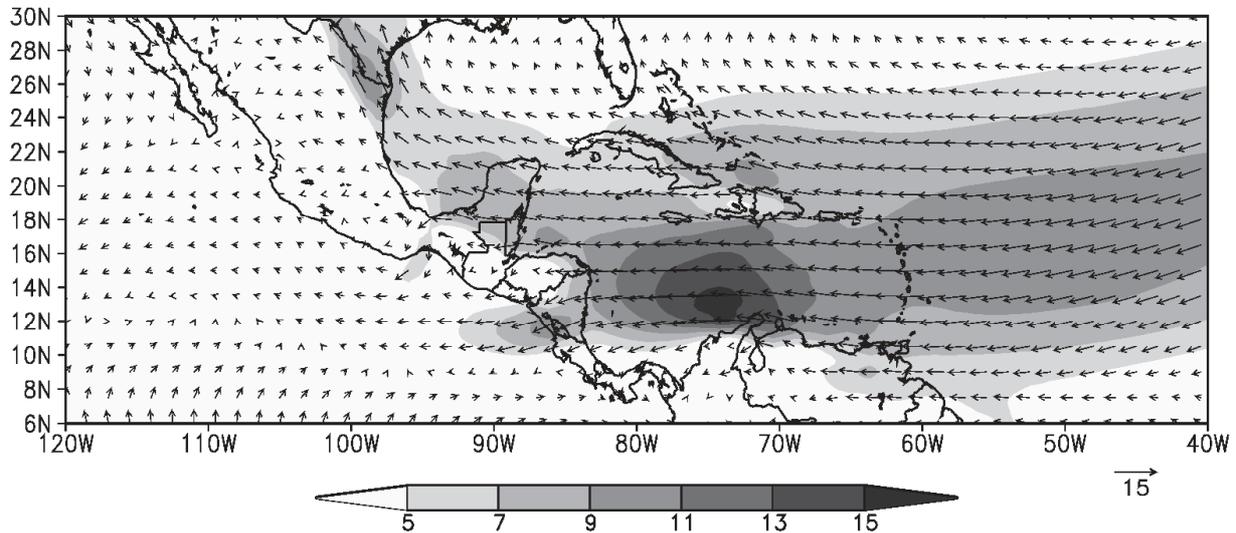


Fig. 1.4 Climatología del vector viento (flechas) y su magnitud (contornos) a 925 hPa para julio (1979-2016) ERA-Interim.

Los vientos intensos del CLLJ producen transporte de Ekman en la costa del Caribe de América del Sur, lo que se traduce en afloramientos de agua relativamente fría con temperaturas de superficie del mar relativamente menos cálidas frente a las costas de Venezuela que en el resto del mar Caribe. En la región de entrada del CLLJ hay divergencia en los niveles bajos, SSTs < 28°C, pero sobre todo subsidencia atmosférica que resultan en poca convección profunda. Sólo el paso de transientes como las ondas del este o los ciclones tropicales logran generar movimientos ascendentes intensos y precipitación importante en el Caribe. En la región de salida del CLLJ se tiene convergencia en niveles bajos que se traduce en máximos de precipitación frente a Costa Rica y Nicaragua, con más de 4000 mm/año (Amador, 1998, 2008).

1.4. Procesos del clima en el verano boreal

a) Las albercas de agua caliente sobre las Américas tropicales

Se conoce como albercas de agua caliente a áreas persistentes de océano que presentan SST igual o mayor a 28°C, en donde la actividad convectiva tiende a ser intensa como en el Pacífico del oeste (Webster, 1994). Sin embargo, en la zona de las Américas tropicales, la alberca de agua caliente en el Caribe no sigue el comportamiento que relaciona una mayor SST con mayores precipitaciones (Wang y Enfield, 2001, 2003). Incluso, en la alberca de agua caliente del Pacífico NE el patrón espacial de actividad convectiva no coincide espacialmente con la estructura de la zona con SST>28°C. Lo anterior implica que no se puede explicar las lluvias en Mesoamérica a partir de la termodinámica de la zona (relación de Clausius-Clapeyron), sino que es necesario añadir los procesos dinámicos.

El ciclo anual y las variaciones interanuales en el clima de México, Centroamérica y el Caribe presentan un comportamiento coherente respecto al inicio y término de la temporada de lluvias y los años secos o húmedos. Sin embargo, también es importante mencionar que existen ciertas relaciones temporales fuera de fase en las lluvias dominadas por flujo de humedad del Caribe o por flujo de humedad del Pacífico. Aumentos en precipitaciones en el lado del océano Pacífico parecen corresponder con disminuciones en el lado del mar Caribe del Istmo Centroamericano (Magaña et al., 1999). La evolución de las SSTs parece crear un contexto de fondo en donde las circulaciones de niveles bajos inducen humedad hacia el continente que al interactuar con la topografía se traducen en lluvias. Las variaciones intraestacionales en la actividad convectiva dependen de la actividad de transientes atmosféricos (e. g., ondas del este).

La dinámica de la actividad convectiva en la ITCZ controla gran parte de las lluvias en la zona centro-sur de México y en Centroamérica. La celda de Hadley local en el Pacífico del este genera subsidencia que inhibe la convección en el norte de México.

Similarmente, la celda de circulación casi estacionaria entre la ITCZ de Pacífico NE y el Caribe inhibe los movimientos ascendentes profundos que podrían generar lluvias intensas en el Caribe. Esta subsidencia hace que aparezcan pocas nubes del tipo cumulonimbus en el Caribe central y la precipitación sea poca, aun cuando se trata de una región tropical con gran contenido de humedad atmosférica (Magaña y Caetano, 2005; Durán-Quesada et al., 2010, 2017).

Los flujos de calor latente en el Pacífico del este y en el mar Caribe indican una relación con el comportamiento mensual de la actividad convectiva regional. En pocas palabras, los mares proveen de humedad a la atmósfera de las Américas tropicales pues se trata de albercas de agua caliente con flujos de calor latente importantes (Durán-Quesada et al., 2010, 2017). La ocurrencia de lluvias escasas o fuertes es por tanto controlada por procesos dinámicos de la zona. Sin embargo, tratándose de interacciones océano-atmósfera es necesario analizar, no sólo cómo las albercas de agua caliente determinan los procesos convectivos y de circulación atmosférica en niveles bajos (Lindzen y Nigam, 1987), sino que también es necesario analizar cómo las circulaciones atmosféricas locales afectan la estructura de las albercas de agua caliente y su cantidad de calor.

La evolución de la MSD en donde las lluvias presentan un comportamiento bimodal en el tiempo constituye una oportunidad para analizar la respuesta de la componente oceánica a variaciones en la intensidad de vientos superficiales, cambios en la cantidad de radiación solar que llega a la superficie o el efecto mismo de las lluvias en el océano (Webster, 1994). En el caso de las albercas de agua caliente de las Américas se han realizado estudios para conocer cómo es el ciclo anual de los flujos de calor latente y su relación con las lluvias de la región, para conocer su impacto en la atmósfera (Amador et al., 2006, 2016a, 2016b).

b) Ondas del este y ciclones tropicales

Dado que la sola presencia de albercas de agua caliente no es suficiente para explicar la actividad convectiva en las Américas tropicales, es necesario analizar los procesos dinámicos que inducen lluvias en la zona. Las ondas del este, al igual que los ciclones tropicales son fenómenos atmosféricos asociados con lluvias intensas en las Américas tropicales (Serra et al. 2010, Domínguez y Magaña, 2018). Las ondas del este son un tipo de perturbación atmosférica, con zonas de alta y baja presión correspondientes a ondas tipo Rossby modificadas por la convección. Su importancia como mecanismos generadores de lluvia en Mesoamérica ha sido documentada desde los años 1960s. Incluso, algunas teorías proponen que son responsables de inducir lluvias en el noroeste mexicano en relación con el monzón de Norteamérica (Stensrud et al., 1993). Con frecuencia, las ondas del este en el Caribe se convierten en ciclones tropicales que son la expresión más extrema de actividad convectiva sobre las Américas tropicales.

Las ondas del este en los IAS se mueven hacia el oeste con una velocidad de fase entre $6-12 \text{ ms}^{-1}$, tienen una longitud de onda que oscila entre los 2000 y 4000 km y un periodo entre 3-10 días (Salinas, 2006; Serra et al. 2010). Su guía de propagación se ubica entre los 10°N y los 20°N aunque algunos trabajos sugieren que se tienen dos guías de onda en dos latitudes diferentes saliendo desde África. La temporada de lluvias de verano en Mesoamérica está relacionada positivamente con la actividad de ondas del este en los IAS (Salinas, 2006). Sin embargo, hasta la fecha es poco claro qué determina una mayor o menor actividad de ondas del este sobre los IAS, pero es probable que esto esté determinado por las características del CLLJ (Stensrud, 1996). Dado que se trata de ondas modificadas por la convección es importante analizar tanto las características del flujo en el que se desarrollan, como la condición de frontera subyacente relacionada con la condición de las SST.

Riehl (1945) fue uno de los primeros en presentar un estudio detallado de la estructura tridimensional de las ondas del este en el Caribe. Desde entonces, varios estudios han documentado que entre junio y octubre se presenta la mayor actividad de estos transientes atmosféricos (Yanai, 1961; Reed y Recker, 1971; Burpee, 1972; Thorncroft y Hodges, 2001; entre otros). Amador (1998), reconoció que el CLLJ es barotrópicamente inestable lo que permite dar o recibir energía de perturbaciones atmosféricas del tipo de ondas del este, es decir, lleva a interacciones entre el flujo medio y los llamados transientes atmosféricos. Salinas (2006), encontró incluso una estacionalidad en la interacción de este tipo sobre el Caribe, determinante en la dinámica de la MSD.

Dado que las ondas del este están relacionadas con las características del flujo medio en el que se desplazan, es importante analizar si su actividad varía sobre el Caribe y Pacífico del este en relación con la señal de la MSD. Un jet como el CLLJ puede aportar energía a las ondas del este, pero también puede tomar energía de éstas dependiendo de su intensidad y de las características mismas de las ondas. Salinas (2006) sugiere que las ondas del este son el mecanismo mediante el cual el CLLJ se intensifica o debilita, por lo que la relación que guarda el proceso interacción transientes- flujo medio debe ser establecida si se intenta explicar la evolución intraestacional de las lluvias en las Américas tropicales.

Las ondas tropicales son el origen de aproximadamente el 60% de los ciclones tropicales del Atlántico y de aproximadamente el 85% de los huracanes intensos (Categoría 3 y mayores) del Atlántico (Landsea, 1993). Los ciclones tropicales se originan en sistemas de baja presión donde las SST y la evaporación son lo suficientemente altas, y la cizalladura vertical del viento es baja (Emanuel, 1991). Las ondas del este son la perturbación necesaria para dar circulación ciclónica a los complejos convectivos de mesoescala que eventualmente resultan en ciclones tropicales. La región de los IAS cumple con las condiciones que favorecen la formación de ciclones tropicales. Sin embargo, se debe notar que un CLLJ puede

resultar en una cizalla vertical del viento que inhiba la formación de ciclones tropicales. El máximo en el flujo de niveles bajos en el Caribe en julio podría llevar a dicha condición, lo que eventualmente se traduciría en menos transientes que produzcan lluvia en la región (Magaña et al. 1999; Inoue et al. 2002).

c) Jet del Caribe de niveles bajos (CLLJ)

El término corriente en chorro de bajo nivel (Low-level jet stream, LLJ, por sus siglas en inglés) se utiliza para definir una zona horizontal estrecha de flujo de alta velocidad que se extiende por una distancia considerable. Un LLJ puede estar restringido horizontalmente a una región geográfica pequeña o puede ocurrir sobre un área tan grande que no hay cizallas de viento horizontales a gran escala significativas (Stensrud, 1996). Es hasta finales de los 1990s que se pone más atención a la presencia del CLLJ (Amador, 1998). Como en muchos otros casos de LLJ, el del Caribe transporta grandes cantidades de humedad, no sólo hacia Centroamérica sino también a algunas regiones de Norteamérica (VAMOS, 2000; Durán-Quesada et al., 2010, 2017). Sin embargo, el papel del CLLJ en la dinámica del clima mesoamericano es también importante en términos de su interacción con las ondas del este, ya que se ha encontrado que puede ser modulador de su amplitud e incluso inducir la formación de ciclones tropicales en el Pacífico del este (Molinari et al. 1997). El CLLJ tiene una componente zonal dominante que atraviesa el Istmo Centroamericano sobre Nicaragua, pero también se bifurca con una componente hacia el noreste de México y sur de Estados Unidos, pasando por el Golfo de México. El origen de esta rama que surge del CLLJ es poco clara a pesar de que algunos estudios resaltan su importancia en relación con la sequía prolongada que se presenta en el norte de México (Méndez y Magaña, 2010).

El comportamiento temporal del CLLJ alcanzando un máximo de velocidad de viento en julio (Fig. 1.5), sugiere que su evolución en el tiempo está relacionada con

el mínimo de actividad convectiva en Mesoamérica referido como la MSD. Es necesario analizar en qué medida dicha relación CLLJ-MSD se produce a través de modulaciones en la actividad de ondas del este y ciclones tropicales o es simplemente un cambio de la cantidad de flujo de humedad sobre Centroamérica y el Pacífico del este.

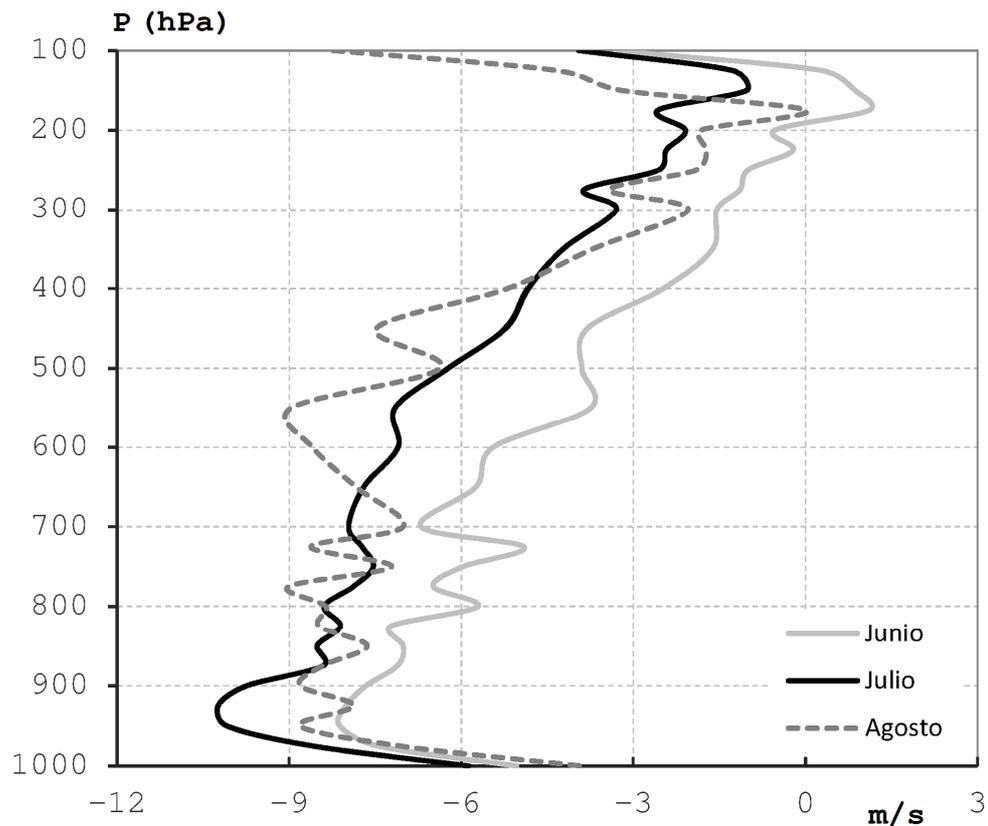


Fig. 1.5 Climatología de viento zonal (ms^{-1}) para junio, julio y agosto (2003-2013), con datos diarios de radiosondeo (12Z) en la Isla de San Andrés.

d) Sequía de medio verano (MSD)

El número de estudios que analizan la MSD ha crecido significativamente desde la propuesta original de Magaña et al. (1999). Las teorías para explicar esta característica del ciclo anual en las lluvias mesoamericanas son diversas. A pesar de ello, la más aceptada sigue siendo la de un modelo en donde las SST, el flujo medio,

y la actividad de transientes se combinan para dar una estructura bimodal a la estacionalidad de las lluvias de verano (Magaña y Caetano, 2005; Amador 2008). La forma de documentar la MSD usando diversas variables meteorológicas sugiere que se trata de un modo robusto del clima mesoamericano (Magaña et al., 1999; Cortez-Vázquez, 2000; Curtis, 2004; Mapes et al; 2005; Magaña y Caetano, 2005; Small et al., 2007 y muchos otros). A pesar de ello, esta forma de comportamiento intraestacional en la actividad convectiva, no es adecuadamente capturada por los modelos climáticos actuales (Rauscher et al., 2008; Diro et al., 2012).

De acuerdo a Magaña et al. (1999), la MSD ocurre principalmente sobre la alberca de agua caliente del NE del Pacífico tropical y en una gran porción de Mesoamérica. Sobre el mar Caribe también ocurren dos máximos en la precipitación de verano, pero éstos durante mayo y octubre, aunque cerca de la costa Centroamericana son mínimos (Magaña et al., 1999; Giannini et al., 2000; Curtis y Gamble, 2007) (Fig. 1.6). Dicha diferencia en duración del mínimo en precipitación entre dos máximos sugiere que la dinámica de las señales proviene de procesos diferentes. A pesar de ello, algunos autores se refieren a la MSD como una señal para todas las Américas tropicales del norte, pasando por alto algunos elementos del clima regional como el máximo en convección tropical en la costa del Caribe centroamericano cuando se presenta la MSD en el resto de la región. Por ello, es necesario establecer las diferencias en los procesos que podrían explicar la bimodalidad en las lluvias de verano en el Caribe y en el Pacífico del este.

Algunas teorías hacen referencia a teleconexiones que afectan la alta subtropical del Atlántico como inhibidor de las lluvias. Esencialmente se plantea que una expansión de dicha alta inhibiría las lluvias tanto en el Caribe como en Centroamérica (Mapes et al., 2005, Romero-Centeno, 2007). Sin embargo, dicho planteamiento no puede explicar el porqué de una señal más clara de la MSD en el Pacífico del este y el porqué del máximo de lluvia en el Caribe del oeste en julio. Una propuesta similar, en donde un mecanismo de gran escala inhibe las lluvias, ha sido planteada

considerando el efecto que la oscilación de Madden-Julian podría tener sobre las lluvias en Mesoamérica (Amador, 2008, 2018; Perdigón-Morales et al. 2019). Uno de los mayores problemas con este planteamiento es la complicación que se tiene para explicar el porqué la fase de la MSD es en julio. Adicionalmente, dichas teorías adolecen de mecanismo para explicar el contraste en la actividad convectiva entre la costa este y oeste de Centroamérica, pues la MJO inhibiría la lluvia de igual forma en ambos lados del Istmo.

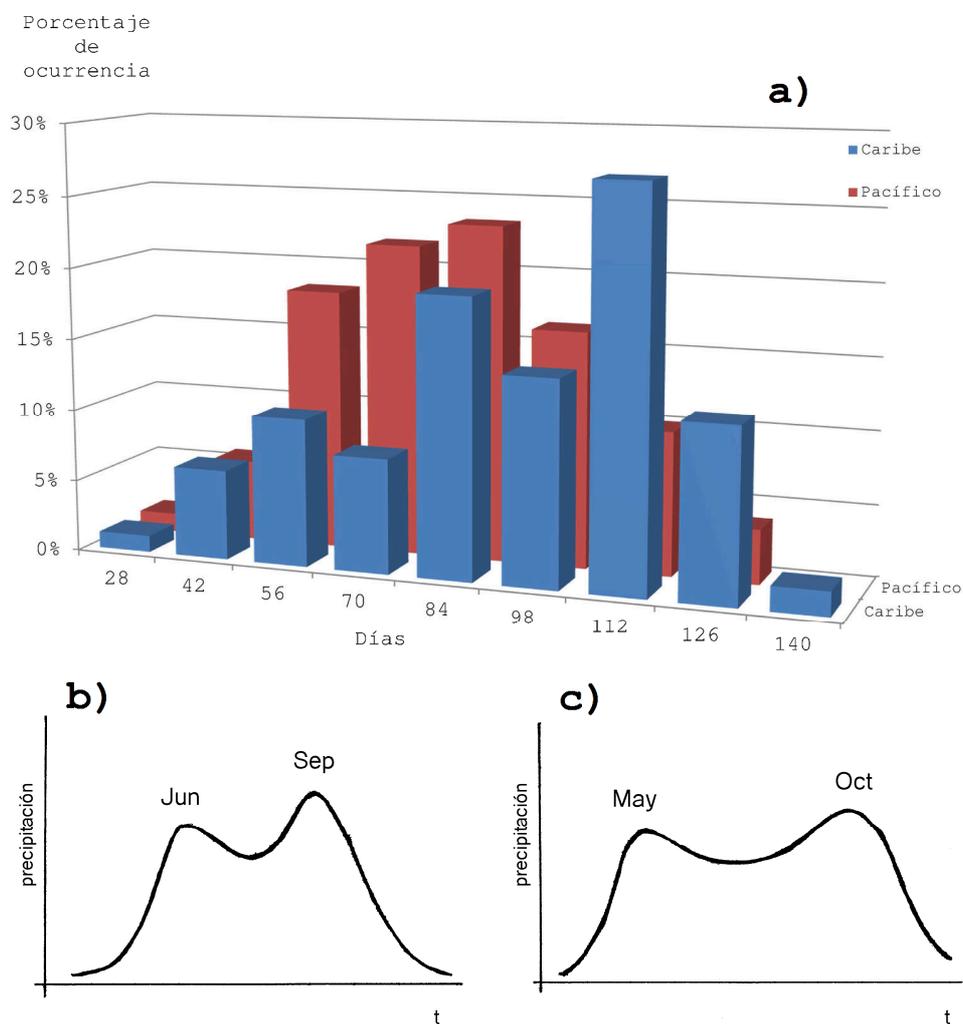


Fig. 1.6 a) Distribución de la separación (días) entre los dos máximos de precipitación, para el Pacífico (región MSD en rojo) y para la región del Caribe central (en azul). Cada serie de precipitación (GPCP) fue suavizada con series de Fourier (1981-2010). Esquemas que ejemplifican la ocurrencia de los máximos de precipitación para: **b)** el Pacífico tropical del NE y **c)** para el mar Caribe central.

La falta de una teoría que de forma integral explique las características espacio – temporales de la MSD sugiere que la temporada de lluvias en Mesoamérica involucra diversos procesos, los cuales actúan aparentemente en conjunto relacionando interacciones transientes– flujo medio y océano– atmósfera. El experimento climático en las albercas de agua caliente (ECAC) llevó a concluir que el modelo propuesto por Magaña et al. (1999) resulta insuficiente para explicar la MSD y por ello se han venido construyendo teorías más complejas sobre el tema. Resulta complicado pensar que a falta de una teoría robusta para dilucidar qué forzante genera la MSD, se hagan escenarios de cómo ésta puede cambiar bajo cambio climático (Rauscher et al. 2008).

A pesar de los retos que plantea una explicación de la MSD, se hacen esfuerzos por entregar pronósticos adecuados de la temporada de lluvias en Mesoamérica, pues de ello dependen numerosas actividades humanas como la agricultura, la generación de energía hidroeléctrica, el turismo, etc. En otras palabras, es necesario abordar el problema de la variabilidad interanual o de más largo periodo de fenómenos como la actividad de ondas del este, el CLLJ, o la MSD.

1.5. Variabilidad del clima de verano: ENSO, PDO, AMO

Existe una relación entre los cambios del flujo medio y ENSO. En particular, el CLLJ cambia su intensidad en relación con condiciones El Niño o La Niña (Fig. 1.7). En años El Niño (1982, 1983, 1986, 1987, 1992, 1994, 1997, 2002 y 2009), la intensidad del CLLJ es mayor que en años La Niña. Dicho cambio en el flujo conlleva cambios en las interacciones transientes -flujo medio y océano-atmósfera. Es de esperarse que esto se refleje en las características de la MSD, y en general, en el clima de la región de México, Centroamérica y el Caribe (Peralta-Hernández et al. 2008).

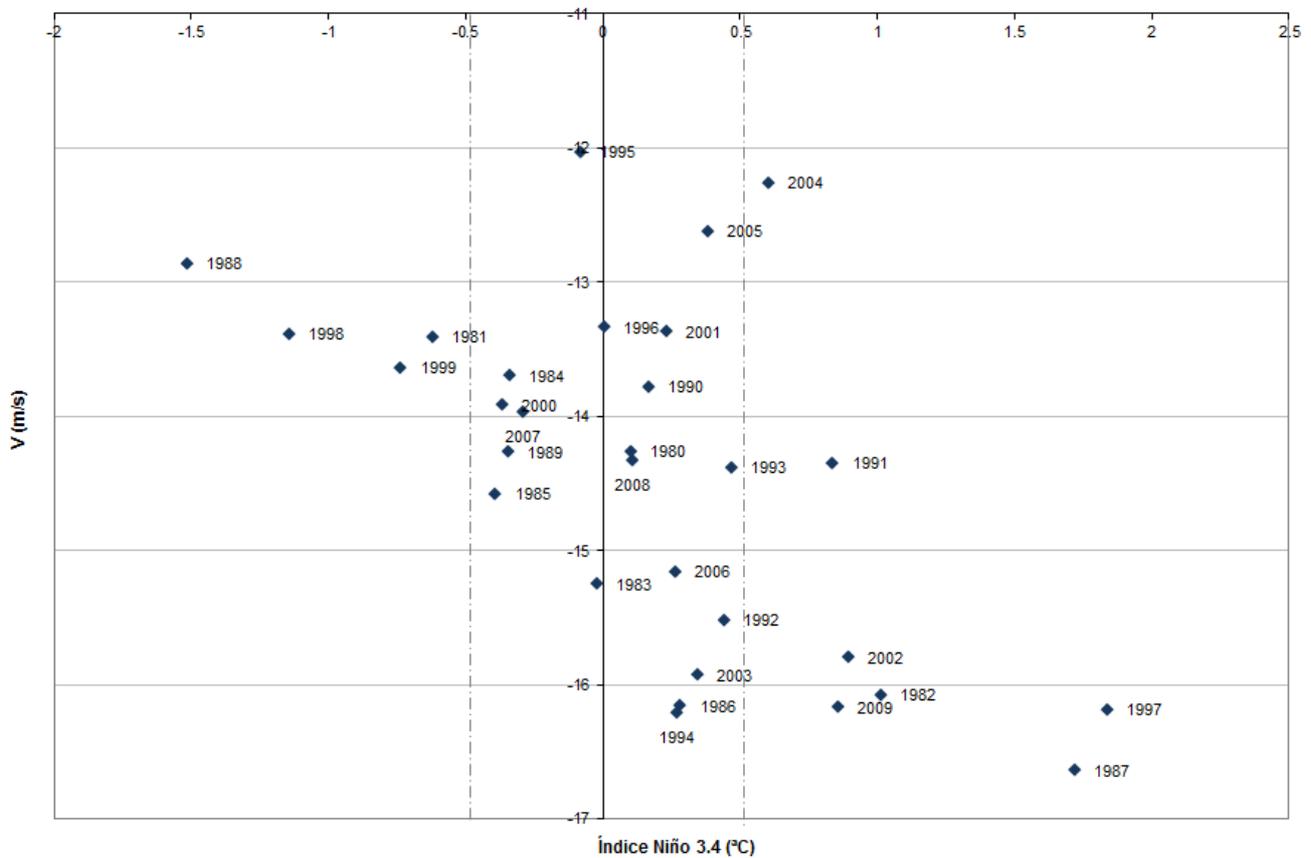


Fig. 1.7 Diagrama de dispersión entre viento zonal (m/s) en 925 hPa y 75°W, 15°N e Índice Niño 3.4 (°C) sólo para el mes de julio (1980-2009), NCEP.

Por otra parte, varios estudios han demostrado que existe variabilidad interanual importante en la actividad de ondas del este (Salinas, 2006; Serra et al. 2010). En los años 1981, 1985, 1988, 1993, 1995 y 1999 hubo gran actividad de ondas del este en el Caribe respecto a la media. En los años 1980, 1986, 1990, 1994, 1997 y 2001 esta actividad fue menor. A mayor actividad de ondas del este, la precipitación sobre el Caribe y en el sur de México aumenta y viceversa.

Higgins et al. (1999) y Curtis (2002) realizaron análisis de la variabilidad interanual en las regiones del Monzón de Norteamérica (NAM, por sus siglas en inglés) y de la MSD, respectivamente, encontrando que la MSD fue intensa en el verano anterior a El Niño, y que el NAM fue débil en el sur de México. Curtis (2002) sugirió que la influencia de ENSO sobre la MSD podía estar relacionada a cambios en la posición

e intensidad de la ITCZ. Higgins et al. (1999) propusieron que cambios en las SST en la alberca de agua caliente adyacente a la costa del Pacífico mexicano modificaban el contraste de la temperatura océano-continente y por tanto el NAM.

Méndez y Magaña (2010) encontraron que fenómenos de más baja frecuencia como la Oscilación Decadal del Pacífico (PDO, por sus siglas en inglés) y la Oscilación multidecadal del Atlántico (AMO, por sus siglas en inglés) están ligadas a las sequías sobre México. Por ello, es de esperarse que entender el clima de la región mesoamericana y del Caribe requiera de establecer el papel de los procesos de interacción océano –atmósfera, tanto en el Pacífico como en el Atlántico. Pero para poder convertir dicha influencia en impacto sobre la lluvia de la región, es necesario establecer el mecanismo por medio del cual se teleconecta lo ocurrido en el océano con lo que pasa con el clima continental. Este análisis involucra interacciones transientes – flujo medio. Por tanto, el estudio del clima de esta zona y su variabilidad requiere considerar conjuntamente estos elementos.

1.6. Objetivo y estructura de la tesis

El presente estudio tiene por objetivo mejorar nuestro entendimiento de los procesos que influyen en el clima de México, Centroamérica y el Caribe y en la variabilidad en escalas intra e interestacionales, considerando el papel de las interacciones océano-atmósfera y transientes-flujo medio de forma conjunta. En particular, en este trabajo se prueban algunas hipótesis sobre el papel de las albercas de agua caliente que rodean a las Américas tropicales, de la importancia del CLLJ y de la actividad de las ondas del este para explicar el ciclo anual y las lluvias de verano, así como algunos aspectos de la variabilidad interanual del clima.

La tesis tiene la siguiente estructura: en el Capítulo 2 se describen las bases de datos utilizados en el trabajo, así como la metodología seguida para el estudio de las

interacciones transientes y flujo medio; el Capítulo 3 está enfocado en mostrar las interacciones aire-océano encontradas en la región de la MSD y se discute su importancia. En el capítulo 4, se presenta el estudio de las interacciones entre flujo medio y transientes y el forzamiento de transientes cuya actividad es de relevancia para entender una temporada húmeda o seca en la región. Para finalizar en el capítulo 5, se presentan algunas conclusiones y recomendaciones para abordar el reto del pronóstico climático estacional.

Capítulo 2

2.1. Métodos, datos y procedimientos

Para caracterizar el clima y los procesos relacionados a su variabilidad se han usado varias fuentes de datos para representar: i) la actividad convectiva tropical, ii) las circulaciones atmosféricas y iii) las condiciones de frontera en superficie. Estimaciones de precipitación diaria se tomaron de la base de datos de CMORPH con resolución de 8 km x 8 km, para el periodo de 2003-2013 (Joyce et al. 2004). Los datos del proyecto climático de precipitación global (GPCP, por sus siglas en inglés) con resolución espacial de 0.5° x 0.5° y resolución temporal de pentadas para el periodo 1982-2011 (Huffman et al., 2009) también se usaron como una fuente de datos.

Algunas de las señales del clima de la región quedan mejor representadas con lluvia acumulada de estaciones, por ejemplo, de la región media de Centroamérica. Dicha información se encuentra disponible en el International Research Institute (IRI) for Climate and Society, dentro de la red histórica global de estaciones climáticas (GHCN, por sus siglas en inglés). El uso de bases de datos alternativas para el

análisis de la precipitación mantuvo las características espaciales, no cambió los resultados y conclusiones de ninguna manera importante.

Algunas de las interacciones aire–océano relacionadas al clima se han examinado con los datos promedios de SST provenientes de la base de datos EMC CMB GLOBAL usando el método OAA Optimum Interpolation (OI) SST V2 (Reynolds et al., 2002), con resolución de $1.0^\circ \times 1.0^\circ$. Datos de temperatura de la capa de mezcla oceánica en las Américas tropicales se tomaron de LEVITUS98: World Ocean Atlas 1998 (Conkright et al., 1998), y corresponden a campos hechos con análisis objetivo para la mayoría de parámetros oceánicos en escala temporal mensual. También se utilizaron los promedios mensuales de la evolución de flujos de calor latente sobre las albercas de agua caliente usando la base de datos de Da Silva 94 (Da Silva et al., 1994).

Para analizar las circulaciones atmosféricas se usan campos de viento promediados mensualmente a diferentes niveles troposféricos, los que se obtuvieron de la base de datos NOAA NCEP–NCAR CDAS-1: Climate Data Assimilation System I; NCEP–NCAR Reanalysis Project (Kalnay et al., 1996). Aunque estos datos tienen resolución espacial baja ($2.5^\circ \times 2.5^\circ$), es adecuada para capturar la dinámica, por ejemplo, de la MSD en la región de las Américas tropicales, principalmente en relación con la dinámica del CLLJ. Además sirvieron para comparar resultados.

Además, del Centro Europeo para Previsiones Meteorológicas a Mediano Plazo (ECMWF) ERA-Interim (Dee et al. 2007), se utilizaron datos diarios (media de cuatro veces al día) y mensuales en el período de 1979 a 2016 (38 años) para los niveles de 1000, 925, 850, 700, 500, 300 y 100 hPa.

Transientes de alta frecuencia se obtienen por medio de un filtro pasa bandas con una respuesta máxima en torno a la frecuencia de $(5 \text{ días})^{-1}$, y 50% de respuesta en la banda de frecuencia $(3 \text{ días})^{-1}$ y $(10 \text{ días})^{-1}$, usando un filtro Butterworth como el descrito en Murakami (1979).

Para revisar la confiabilidad de los datos de viento zonal en el nivel de 925 hPa particularmente de la base de datos ERA-Interim, se compararon datos observados por radiosondeo en Isla de San Andrés (Colombia) situada en 12°35'00''N y 81°42'00''W para 11 años (2003-2013) siempre que hubiese datos para el periodo 01 junio – 30 agosto. Obteniendo que los datos de reanálisis se ajustan relativamente bien a los observados, para años con suficientes datos y con poco ruido.

Las variaciones en la magnitud del viento en la región del CLLJ, los datos de reanálisis comparan adecuadamente con las observaciones de radiosondeo, principalmente en las variaciones de baja frecuencia (Fig. 2.1).

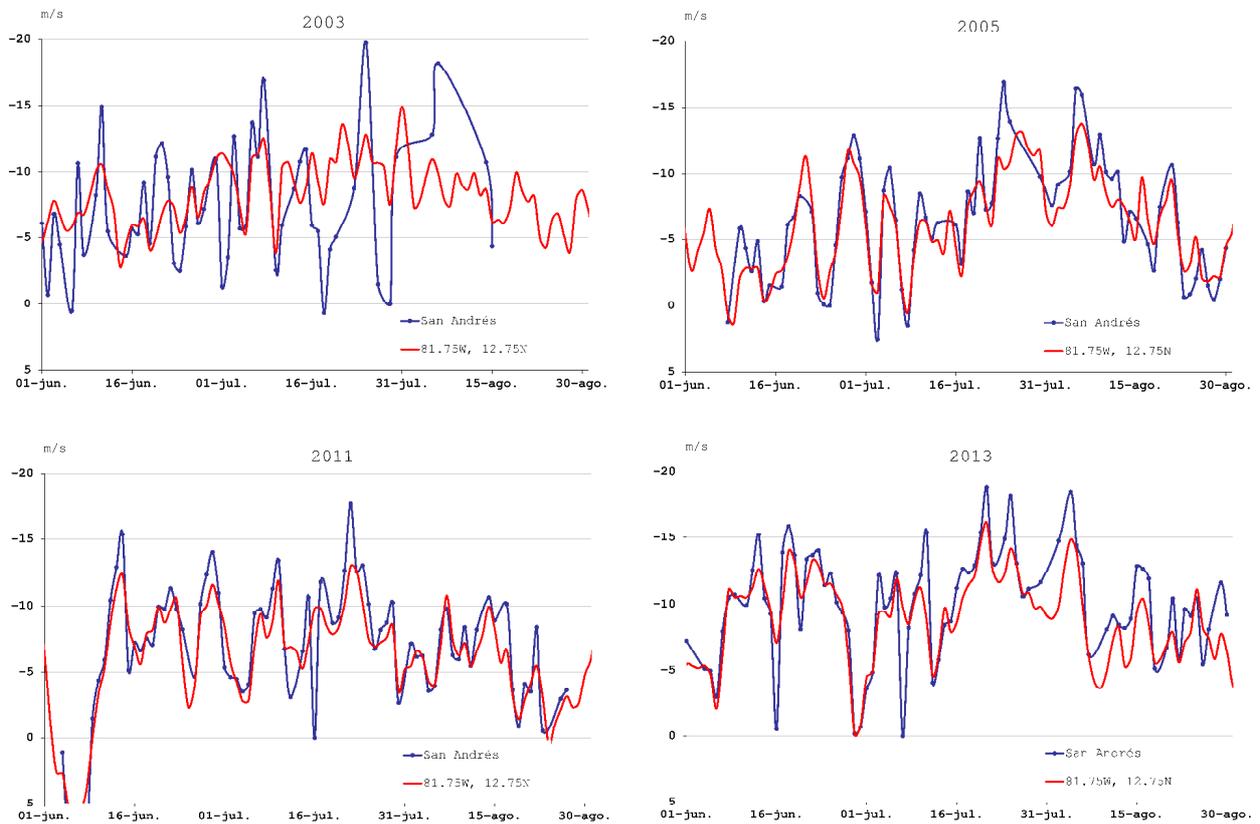


Fig. 2.1 Comparativo de datos diarios de viento zonal (m/s) entre datos de ERA-Interim (rojo) y datos de radiosondeo (12Z) en la Isla de San Andrés (azul), para cuatro años: 2003, 2005, 2011, 2013; en 925 hPa.

2.2. Sobre la inestabilidad barotrópica

Las corrientes en chorro han resultado circulaciones de gran interés meteorológico por ser fuente de energía para que crezcan ciertas perturbaciones, por ejemplo, a través de inestabilidades hidrodinámicas. El estudio de la inestabilidad barotrópica se inició en las décadas finales del siglo XIX y ha sido un problema abordado por varios investigadores durante por lo menos 90 años (1880-1970). La investigación de la estabilidad de un flujo paralelo $U(y)$ de un fluido no viscoso, homogéneo e incompresible, limitado por paredes rígidas con respecto a disturbios o perturbaciones de onda de dos dimensiones, basada en la ecuación linealizada de vorticidad es un problema clásico en hidrodinámica (Lin, 1955). Rayleigh (1880) probó que cuando existen disturbios inestables, el cambio meridional de la corriente media debe tener en algún lugar puntos críticos, es decir, $d^2U/dy^2=0$ en algún lugar entre las barreras. Tollmien (1935) mostró que la condición antes descrita es suficiente para la inestabilidad de distribuciones de velocidad simétricas.

Kuo (1949) y Foote & Lin (1950) aplicaron la teoría de la inestabilidad a corrientes zonales en la atmósfera tomando en cuenta la rotación de la Tierra. Ellos mostraron que la corriente media barotrópica es estable si el gradiente de la vorticidad absoluta tiene el mismo signo dentro de la corriente zonal. También encontraron en esos estudios, que el efecto de la rotación del planeta es reducir la inestabilidad de la corriente media.

Lipps (1962, 1965) extendió el trabajo de Kuo y estudió la inestabilidad de una corriente zonal simétrica y una anti-simétrica. En 1963 Lipps también hizo un análisis de la estabilidad barotrópica para un sistema de fluido incompresible de dos capas. Jacobs y Wiin-Nielsen (1966) discutieron la estabilidad de una corriente zonal barotrópica en una atmósfera estratificada, encontrando que existen diversos modos internos inestables.

En general, se acepta que el papel de la inestabilidad barotrópica en la dinámica de los disturbios de gran escala en relación con los vientos del oeste de latitudes medias no es tan importante como la inestabilidad baroclínica. Sin embargo, se ha sugerido que la inestabilidad barotrópica puede tener cierta importancia en la estratosfera (Murray, 1960) y en latitudes bajas (Yanai, 1961).

Cuando se desea examinar la estabilidad de corrientes zonales con varios perfiles de velocidad, es necesario hacerlo con métodos numéricos.

Eliassen (1954) introdujo métodos de aproximación de diferencias finitas y series de Fourier para obtener las características de estabilidad de corrientes barotrópicas no divergentes. Wiin-Nielsen (1961) utilizó el método finito de series de Fourier para determinar las propiedades de estabilidad de corrientes barotrópicas divergentes y no divergentes. Haltiner y Song (1962) investigaron la estabilidad de una corriente zonal sencilla (single-jet) y de una doble usando varios modelos casi barotrópicos por el modelo de diferencias finitas y por el método de series de Fourier.

Para el estudio realizado en esta tesis, las características de estabilidad–inestabilidad de la corriente zonal media barotrópica fue estudiada basándose principalmente en los trabajos de los siguientes investigadores: Kuo [1949], Haltiner y Song [1962], Yanai y Nitta [1968].

En ausencia de los términos solenoidal, de divergencia y de inclinación, tomando en consideración que toda columna vertical de aire individualmente debe satisfacer la condición de conservación de vorticidad absoluta, tal que, definiendo a la vorticidad absoluta como η , tenemos: $\eta = \zeta + f = \text{constante}$; donde f es el parámetro Coriolis, es decir, la componente vertical de la vorticidad debida a la rotación de la Tierra, ζ la componente vertical de la vorticidad del movimiento del aire relativo a la superficie de la Tierra. De la definición anterior de vorticidad absoluta se sigue que los cambios temporales de vorticidad absoluta son nulos:

$$\frac{D}{Dt}\eta = \frac{D}{Dt}\zeta + \frac{D}{Dt}f = 0 \quad , \quad (1)$$

como el parámetro de Coriolis no tiene variación respecto a la longitud, ni al tiempo, se obtiene que:

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt} = \beta v \quad , \quad (2)$$

donde $\beta = df/dy$, entonces por la ecuación (1) se tiene que

$$\frac{D\zeta}{Dt} = -\beta v \quad . \quad (3)$$

Usando la ecuación (3) para el caso de una corriente zonal con velocidad constante U , homogénea en la vertical (z), sobre la cual se superpone una perturbación con componentes de velocidad u' y v' , entonces la suma total de velocidades será $u = U+u'$ y $v = v'$. Como la corriente zonal U es independiente de x y y (aquí se toman x y y las coordenadas cartesianas dirigidas hacia el este y al norte, respectivamente) se obtiene que $\zeta = \zeta'$.

Además, la ecuación de vorticidad (3) se puede expandir usando la aproximación del plano β :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -\beta v \quad (4)$$

y sustituyendo u y v , se obtiene:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \left[u' \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v' \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] = -\beta v' \quad . \quad (5)$$

Tomando a ψ como la función de corriente y recordando que $u' = -\partial\psi/\partial y$, $v' = \partial\psi/\partial x$ para fluidos incompresibles bidimensionales, además $\zeta = \zeta'$, $\zeta' = \nabla^2\psi$, se tendrá:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + U \frac{\partial}{\partial x}\nabla^2\psi + \beta \frac{\partial\psi}{\partial x} + \left(\frac{\partial\zeta'}{\partial x}\right)\left(-\frac{d\psi}{dy}\right) + \left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)\left(\frac{d\zeta'}{dy}\right) &= 0 \quad , \\ \Rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla^2\psi + (\beta - U'')\frac{\partial\psi}{\partial x} &= 0 \quad , \end{aligned} \quad (6)$$

que es la ecuación de vorticidad no divergente linealizada.

Para este trabajo se utilizó un método de diferencias finitas similar al utilizado por Haltiner y Song (1962) y por Yanai y Nitta (1968) pero para una región diferente, para estudiar la estabilidad de una corriente zonal barotrópica confinada entre dos latitudes. En base a la ecuación (6), tomando a $U(y)$ como la corriente media y los términos primados denotando una diferenciación meridional. Se asume que ψ tiene la forma:

$$\psi = \phi(y) e^{i\mu(x-ct)} \quad (7)$$

donde $\phi(y)$ es la amplitud. Entonces, se puede reescribir la ecuación (1) como:

$$(U - c)(\phi'' - \mu^2\phi) + (\beta - U'')\phi = 0 \quad (8)$$

donde μ es el número de onda y c es la velocidad de fase compleja, $c = c_r + ic_i$.

Si $c_i \neq 0$, entonces la amplitud será una función exponencial del tiempo t ; para $c_i > 0$, la amplitud crecerá exponencialmente con el tiempo y se dice que la onda es amplificada; si por otra parte $c_i < 0$, la amplitud decrecerá con el tiempo y la onda será amortiguada. Si $c_i = 0$, la amplitud permanecerá constante y se dice que las ondas son neutrales.

En la atmósfera, los perfiles de velocidad de los vientos generalmente tienen cierta simetría con respecto a alguna latitud, por lo que para este estudio y como se discutirá en el capítulo 4, primero se utilizaron por simplicidad perfiles simétricos y posteriormente perfiles más apegados al observado.

La ecuación (8) es de segundo orden y se resolverá para las condiciones de frontera impuestas para dos latitudes: $y = 0$ y $y = 2b$ como $\phi(0) = \phi(2b) = 0$.

El intervalo $2b$ se divide en N subdivisiones (se usó $N=20$ para nuestro estudio) de ancho d por $(N-1)$ puntos igualmente espaciados dentro del intervalo fundamental $0 < y < 2b$. La figura 2.2 muestra un perfil de velocidad zonal como una curva seno.

Y_t es el punto de inflexión y Y_k es el punto crítico donde se cumple la condición de inestabilidad barotrópica, que se discute ampliamente en el capítulo 4.

Líneas punteadas muestran las subdivisiones usadas en el método de diferencias finitas con el cual se obtienen c y ϕ .

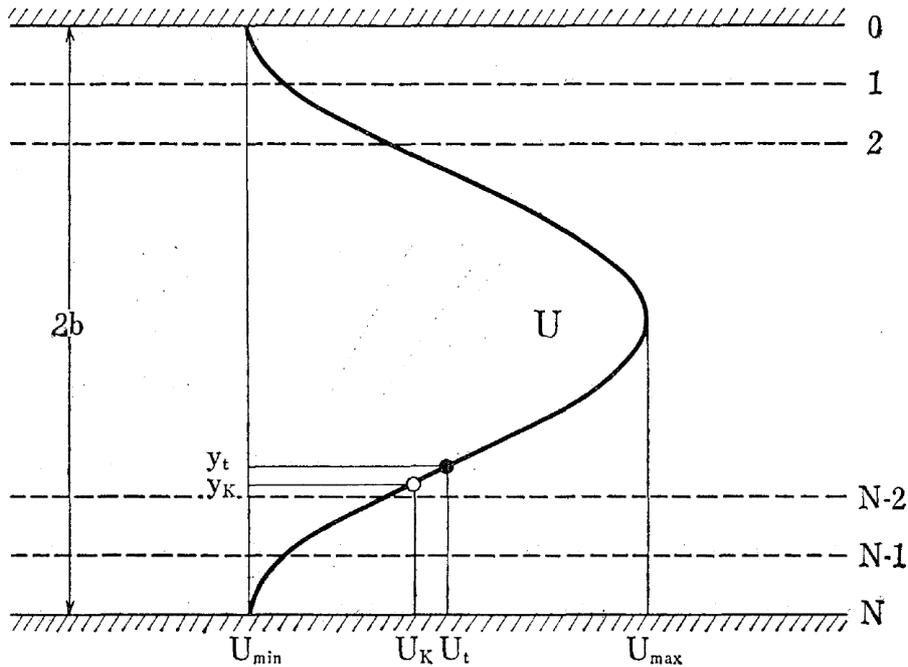


Fig. 2.2 Perfil teórico simétrico de una corriente zonal.

Teniendo una relación matricial $(\mathbf{B}-c\mathbf{D})\phi = \mathbf{0}$, donde $(\mathbf{B}-c\mathbf{D})$ y ϕ son la matriz de coeficientes y un vector columna, respectivamente.

Si \mathbf{D} no es singular, la condición para soluciones no cero de ϕ es:

$$\text{Det}(\mathbf{D}^{-1}\mathbf{B} - c\mathbf{I}) = 0 \quad (9)$$

donde \mathbf{D}^{-1} es la matriz inversa de \mathbf{D} e \mathbf{I} la matriz unitaria. Por lo que las velocidades de fase c son los valores propios (eigenvalores) de la matriz $\mathbf{D}^{-1}\mathbf{B}$ y las tasas de crecimiento (μc_i) se pueden determinar conociendo c .

El análisis de estabilidad de un flujo del este, por ejemplo el CLLJ, resulta fundamental para establecer interacciones transientes-flujo medio y su impacto en el

clima regional. Uno de los mayores retos en el presente estudio es determinar si el CLLJ alimenta o recibe energía de los transientes, porque esto resultaría fundamental para establecer cómo lo ocurrido en el Caribe puede terminar teniendo efecto en gran parte de Mesoamérica.

Capítulo 3

3.1. Interacción océano-atmósfera sobre la región de los IAS

La precipitación del verano boreal estimada en varios lugares sobre el océano Pacífico NE y Mesoamérica exhibe un mínimo local espacialmente coherente durante julio y parte de agosto como se aprecia en la figura 3.1.

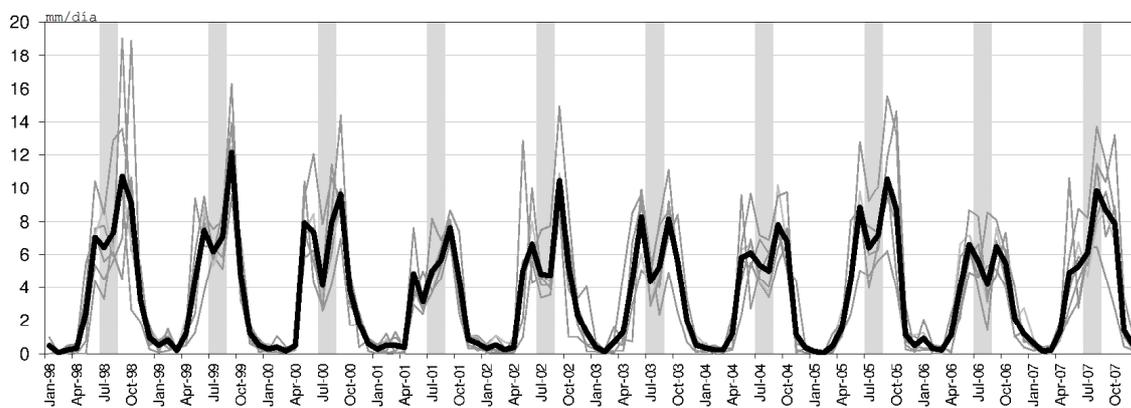


Fig. 3.1 Tasa de precipitación (mm/día) media mensual para el periodo 1998-2007 para seis puntos (96.25°W , 16.25°N), (93.75°W , 16.25°N), (91.25°W , 16.25°N), (91.25°W , 13.75°N), (88.75°W , 13.75°N), (86.25°W , 11.25°N) (líneas delgadas) y su promedio espacial (línea gruesa). Las barras grises corresponden al periodo julio-agosto (GPCP).

Por otra parte, la convección tropical sobre el mar Caribe central y del este también muestra una estructura bimodal, pero con máximos en mayo y octubre. El ciclo

anual de la precipitación sobre la mayoría del Pacífico NE y la región mesoamericana está muy relacionado al ciclo anual de la SST (Alfaro, 2000); mientras que sobre la alberca de agua caliente del mar Caribe se observa actividad convectiva débil debido a subsidencia, excepto sobre la zona oeste de la región (Hastenrath, 1984).

La intensidad del campo de viento en niveles bajos afecta las SSTs en la región. De marzo a mayo, las SSTs sobre el océano Pacífico del NE se incrementa hasta alcanzar casi 30°C, cuando los vientos del este se debilitan. Durante mayo, la ITCZ se desarrolla a lo largo de la banda 12°N–15°N sobre el Pacífico NE tropical, antes del inicio de la temporada de lluvias sobre Mesoamérica. Conforme la convección tropical se intensifica dentro de la ITCZ, se desplaza hacia el oeste desde 90°W–100°W (región de la MSD) hasta 110°W–120°W de junio a julio, junto con un fortalecimiento de los vientos del este de nivel bajo (*gap flow* o flujo canalizado). Esto ocurre en fase con una ligera disminución de las SSTs de alrededor de 0.5°C. Con un CLLJ fuerte, el *gap flow* se intensifica también y enfría las SSTs en las costas de Centroamérica que dan al Pacífico. Una reducción pequeña en las SSTs sobre el Pacífico tropical del NE puede implicar cambios grandes en la convección tropical dada la naturaleza exponencial que hay en la relación entre SSTs y precipitación. Al moverse la convergencia de nivel bajo en el Pacífico tropical del NE, resulta en condiciones menos favorables para la convección tropical durante julio y agosto, lo cual corresponde a la MSD. Durante septiembre, el CLLJ y el correspondiente *gap flow* se debilitan sobre América central y las SSTs se incrementan alrededor de 0.5°C (Fig. 3.2). Este ligero calentamiento de la SST y un desplazamiento hacia el este de la convergencia de nivel bajo 90°W–110°W, permite un segundo máximo en la actividad convectiva sobre la alberca de agua caliente del Pacífico tropical NE. Por lo tanto, el desplazamiento hacia el oeste y

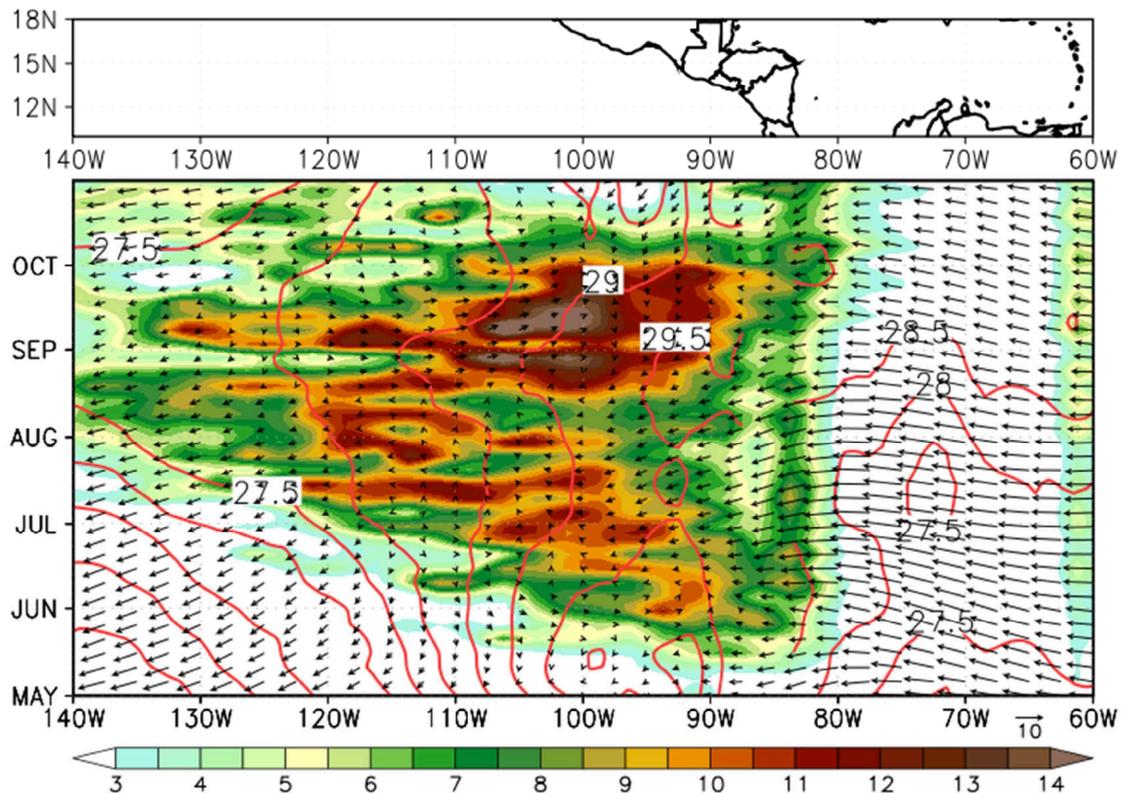


Fig. 3.2 Diagrama Hovmöller de la climatología (1979-2006) de precipitación (1979-2005) en pentadas (GPCP) en mm/día, temperatura superficial del mar (°C) líneas rojas y viento a 925 hPa promediado semanalmente entre 12.5 y 15°N desde 140 a 60°W (Méndez, 2006).

posteriormente al este de la posición media sobre el Pacífico NE tiene una señal como la de la MSD. Tal evolución temporal del patrón espacial de la convección en relación con los vientos y la estructura de las SST constituye una señal robusta encontrada en otros análisis (e. g., Magaña y Caetano, 2005).

En fase con la MSD, se desarrolla un núcleo de precipitación intensa, localizado a lo largo de la costa del Caribe en la mitad de Centroamérica, entre 10°N y 12°N. Este máximo es apenas visible con los datos de GPCP durante julio y agosto alrededor de 85°W dada la gruesa resolución espacial, pero claramente se observa con datos de alta resolución espacial como CMORPH, así como con datos de precipitación en estaciones de Nicaragua y Costa Rica (Fig. 3.3).

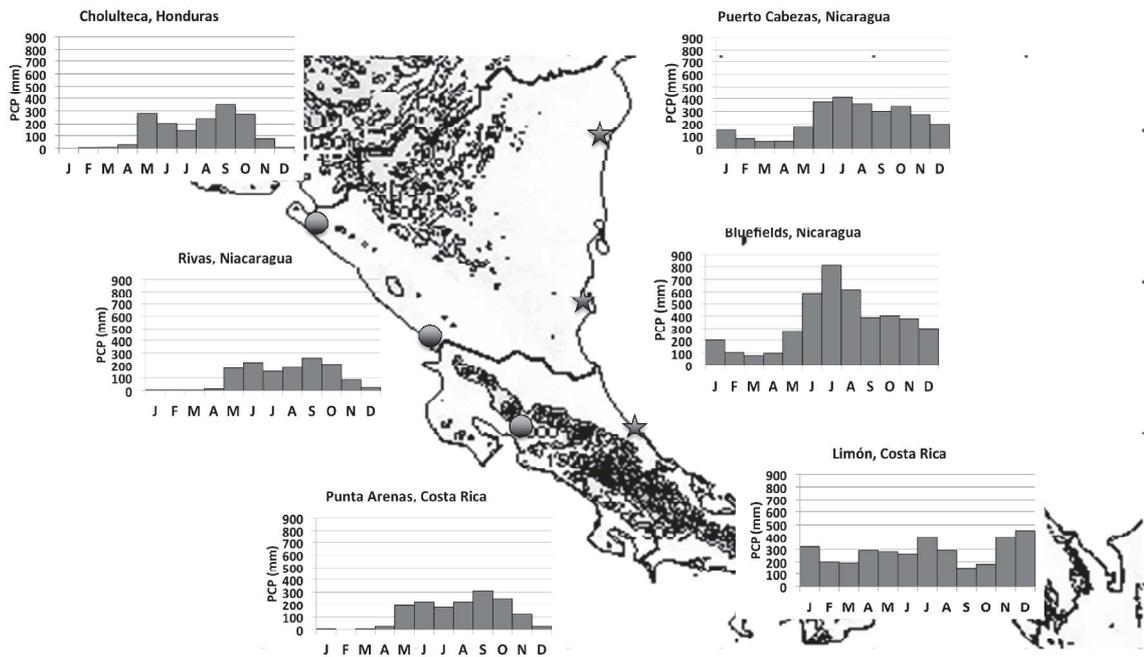


Fig. 3.3 Histograma de la precipitación mensual media (mm) en estaciones de la costa en Centroamérica.

La precipitación media acumulada para julio sobre la costa del Caribe de Centroamérica es al menos el doble que la cantidad observada en las regiones circundantes. Para alcanzar precipitaciones acumuladas de 900 mm/mes, se requiere una gran convergencia de humedad y un movimiento ascendente intenso. Dicho convergencia y movimiento ascendente ocurren donde el terreno es mayormente plano y sobre el océano, en la región de salida del CLLJ. Por lo que, el núcleo de máxima precipitación no está relacionado al efecto orográfico, pero la convergencia de flujo de humedad en la salida del CLLJ puede reducir la estabilidad atmosférica (Amador, 2008). Esta parte de Centroamérica con una precipitación mensual para julio cercana a 900 mm mes^{-1} , puede ser considerada por mucho, una de las regiones tropicales más húmedas de la región.

El resto de los IAS muestran muy poca actividad convectiva, aun cuando las SSTs son muy cercanas o más altas que 28°C y el agua precipitable también es alta (Magaña y Caetano, 2005).

Algunos estudios (Wang et al., 2006) han referido al Pacífico tropical NE y a las albercas de agua caliente (IAS) como una simple alberca de agua caliente del hemisferio oeste (WHWP, por sus siglas en inglés). Sin embargo, el ciclo temporal de calentamiento es diferente ya que están separadas por una masa de terreno apreciable, al igual que su relación con la convección tropical (Fig. 3.4).

En la alberca de agua caliente del Pacífico tropical NE (116.5°W, 13.5°N) hacia la zona del Pacífico central, entre julio y septiembre los valores de SST son más altos que 28°C y la precipitación es generalmente superior a 40 mm mes⁻¹ (Fig. 3.5a). Sobre la región de la MSD (alrededor de 96°W, 13.5°N) frente a la costa del Pacífico de Centroamérica, las SSTs que superan los 28.5°C son observadas de mayo a octubre, con precipitación arriba de los 40 mm mes⁻¹ ocurriendo entre junio y septiembre (Fig. 3.5b). La precipitación mensual de junio y septiembre es usualmente mayor que la precipitación en julio y agosto, aun cuando las SSTs son mayores a 29°C. Esto implica, que otros elementos además de las SSTs, modulan la convección tropical en la región. Sobre la mayor parte del Caribe occidental (alrededor de 81.5°W, 13.5°N) (Fig. 3.5c), la precipitación es mayor para valores por encima de 28°C. Sin embargo, la precipitación más intensa (arriba de 40 mm mes⁻¹) tiende a ocurrir en julio. Algunas estaciones en la costa Caribe de Nicaragua reportan hasta 800 mm mes⁻¹ en julio. Este máximo de precipitación ocurre cuando el CLLJ es más intenso. Sobre el Caribe del este (alrededor de 63.5°W, 13.5°N) (Fig. 3.5d), la precipitación mensual por encima de 40 mm ocurre pocas veces, aun con SSTs más altas de 28°C y valores altos de agua precipitable, mayores a 50 mm/día (Magaña y Caetano, 2005). En esta región, el efecto de forzamiento por ondas del este o ciclones tropicales sería necesario para producir precipitación, ya que la subsidencia en los IAS es intensa.

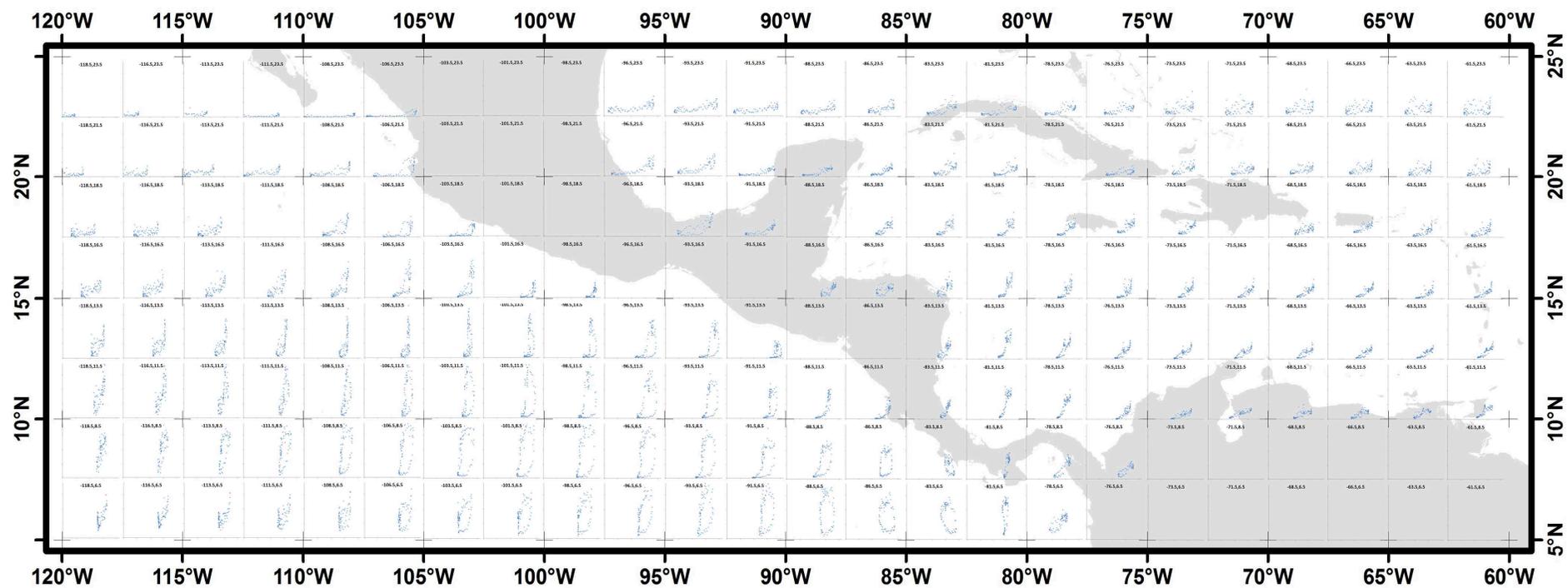


Fig. 3.4 Dispersión entre temperatura superficial del mar (°C) en el eje horizontal y precipitación (mm) en el eje vertical, con datos de 1981-2010 en pentadas, promedios por área de 2.5° x 2.5°. GPCP.

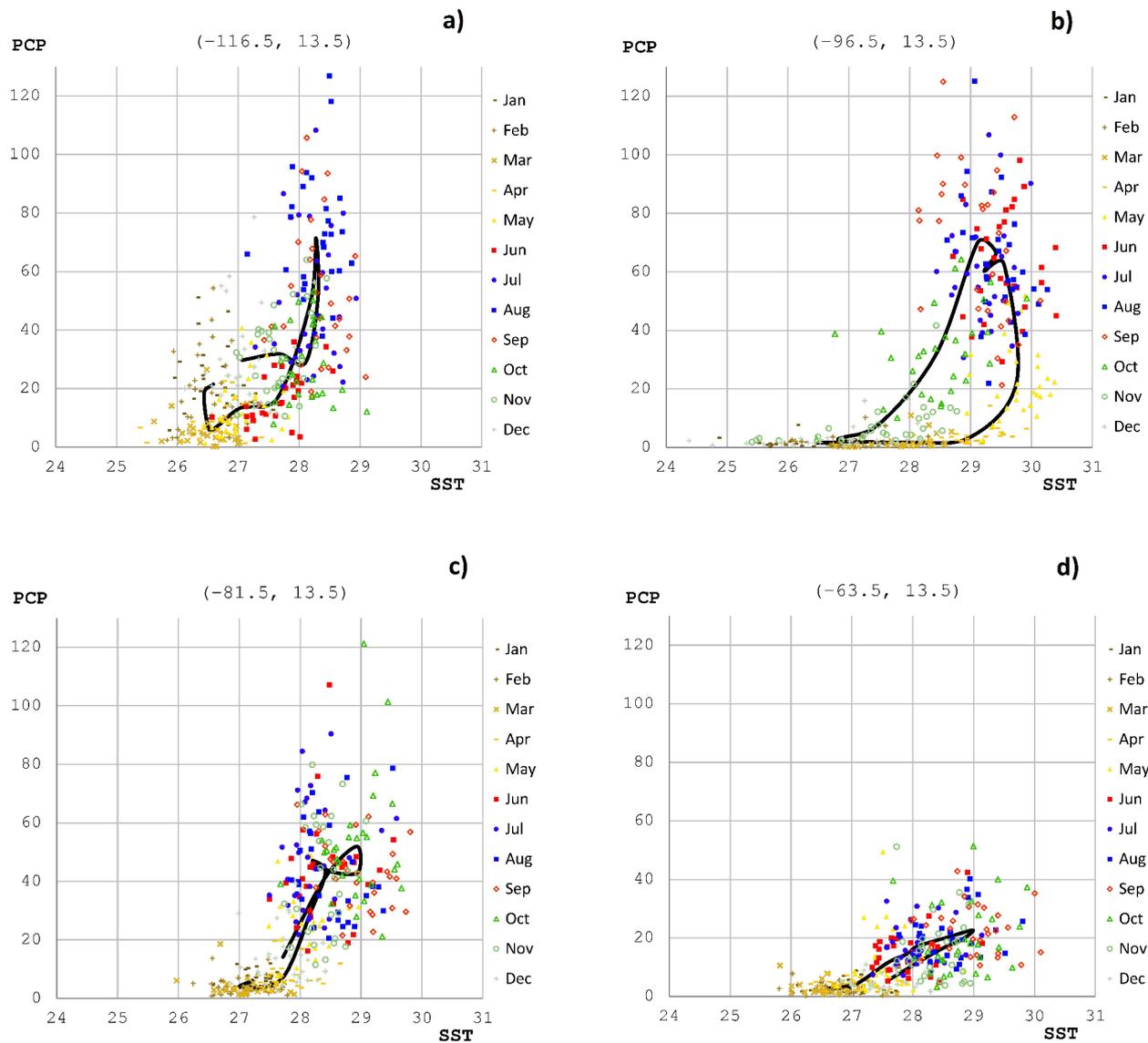


Fig. 3.5 *Dispersión entre temperatura superficial del mar SST (°C) y precipitación PCP(mm), para cuatro diferentes áreas a lo largo de la longitud 13.5°N, desde el Pacífico del este central hasta el mar Caribe. Los símbolos (columna derecha) corresponden a los meses entre 1981-2010, línea sólida negra es el promedio climatológico que muestra la secuencia del ciclo anual. (a) 116.5°W, (b) 96.5°W, (c) 81.5°W y (d) 63.5°W. GPCP.*

Sobre la región de la MSD (Fig. 3.5b), el diagrama SST – PCP muestra que cuando los valores de media mensual climatológica se conectan siguiendo la secuencia del ciclo anual, hay dos curvas exponenciales que se pueden ajustar a una relación del tipo Clausius-Clapeyron: una para el periodo anterior a la MSD y otra para el

periodo posterior de la MSD. La evolución de las SST al principio de la temporada de lluvias de verano indica valores más altos en junio que en septiembre en la zona de la MSD. Esto sugiere menor estabilidad atmosférica, por lo que podría esperarse que la convección iniciara aun con valores menores de SST. Sin embargo, la actividad de transientes en junio es menor que la de transientes en septiembre. Por ello, el primer máximo de actividad convectiva (junio) requiere de más energía para ocurrir (valores mayores de SST) que el segundo máximo.

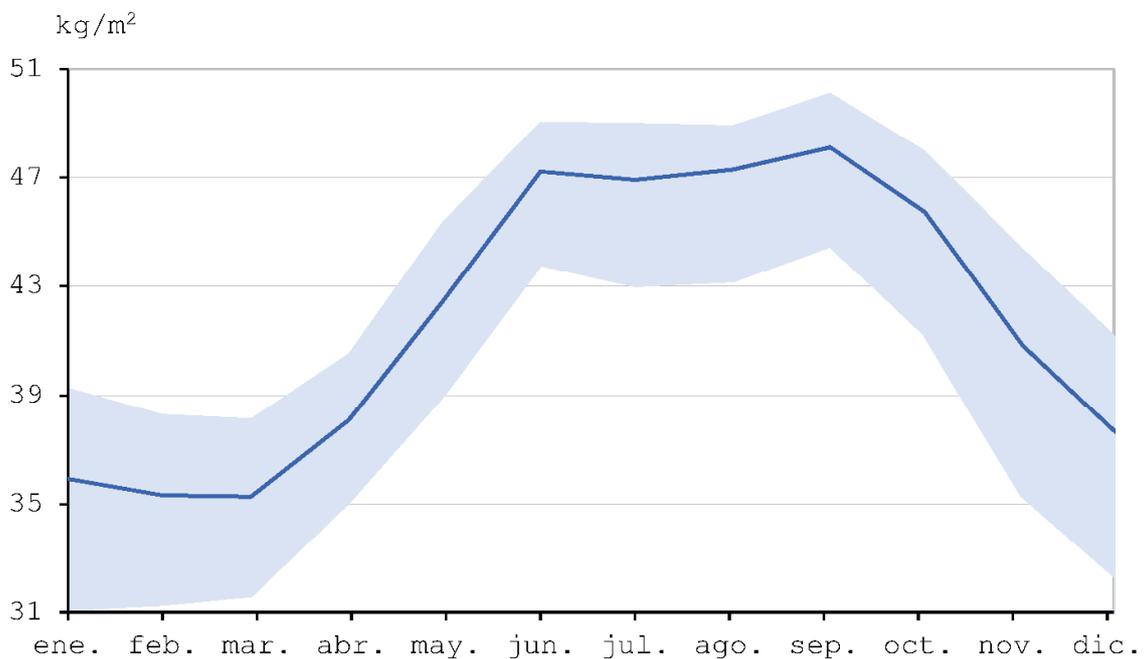


Fig. 3.6 Agua precipitable promedio (kg m^{-2}) en la región ($10^{\circ}\text{N} - 15^{\circ}\text{N}$) y ($100^{\circ}\text{W} - 90^{\circ}\text{W}$). NCEP (1979-2018).

Aun cuando las SSTs en septiembre tienden a ser más bajas que en junio, la precipitación puede ser intensa debido a que la actividad de transientes (e. g. ciclones tropicales) tiende a ser mayor que en junio.

La intensidad de la actividad convectiva puede ser analizada utilizando la radiación de salida de onda larga (OLR, por sus siglas en inglés). Cuando la OLR se compara con las SSTs, se obtiene un comportamiento similar y consistente al obtenido usando la precipitación.

3.2. *Flujos de calor océano-atmósfera*

Las altas SSTs tienden a aumentar los flujos de calor y humedad del océano a la atmósfera, principalmente el flujo de calor latente (F_{LH}):

$$F_{LH} = \rho L C_E |V| (Q_s - Q_a), \quad (10)$$

donde ρ es la densidad del aire, L el calor latente de evaporación, C_E es el coeficiente de transferencia “*bulk*” para el vapor de agua, $|V|$ es la magnitud del viento a una altura de 10 m, Q_s es la humedad específica de saturación y Q_a es la humedad específica cerca de la superficie medida en un nivel atmosférico (10 m).

La presencia del CLLJ se refleja como un flujo intenso no solo sobre el Caribe, sino que al pasar a través del Golfo de Papagayo, afecta el océano Pacífico frente a las costas de Centroamérica mediante un proceso de mezclado de la capa somera del océano que se enfría en los primeros metros (Xie et al., 2005; Amador, 2016). Este efecto es más claro cuando el CLLJ es más intenso, principalmente entre julio y agosto, haciendo que las SSTs en la región de la MSD disminuyan. El efecto de enfriamiento en la capa límite (somera, primeros 10 m) oceánica sobre el Pacífico tropical NE dura alrededor de dos meses (julio y agosto) (Fig. 3.7a), hasta que las SSTs vuelven a valores cercanos a los 29°C en septiembre.

Una relación viento – SST similar se da sobre el mar Caribe del oeste (e. g. 81.5°W, 13.5°N), donde la reducción de la SST es alrededor de 28 a 27°C durante julio (Fig. 3.7b). Sin embargo, las SSTs se recuperan a valores cercanos a 29°C sólo hasta octubre.

Frente a la costa del Pacífico de Centroamérica, flujo de calor latente vertical proveniente del océano tiene un máximo en junio (110 Wm⁻²) y otro en septiembre (110 Wm⁻²), con un mínimo relativo durante julio (<100 Wm⁻²).

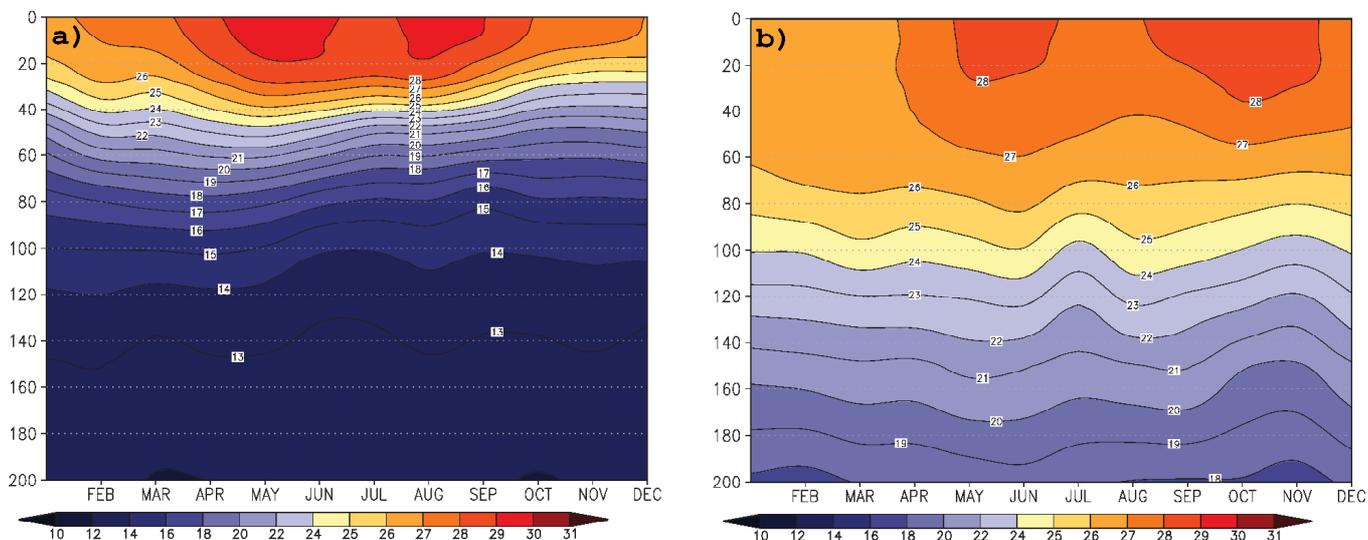


Fig. 3.7 Diagrama Hovmöller de la temperatura oceánica media ($^{\circ}\text{C}$) desde la superficie hasta una profundidad de 200 m, (a) sobre la alberca caliente del Pacífico tropical NE (96.5°W , 13.5°N) y (b) sobre el mar Caribe del oeste-central (81.5°W , 13.5°N). Levitus98.

En el oeste del mar Caribe, el flujo de calor latente alcanza 130 Wm^{-2} en julio y menos que 120 Wm^{-2} en otros meses relativos al verano. La evolución temporal de los flujos de calor latente en la región de la MSD y en el oeste del mar Caribe está fuera de fase en los meses de verano (Fig. 3.8). En julio, el contraste zonal en el flujo de calor latente es mayor a 30 Wm^{-2} entre el oeste del mar Caribe y el Pacífico tropical NE alrededor de 13°N . El intenso viento de nivel bajo en la región de salida del CLLJ incrementa el flujo de calor latente vertical, contribuyendo a reducir la estabilidad atmosférica y permitiendo un máximo en el movimiento atmosférico ascendente y por lo tanto, convección.

Estos cambios en la interfaz aire–océano, muestran como en la estación Bluefields se alcanza una tasa de precipitación cercana a los 800 mm mes^{-1} . Sobre la parte oeste del Pacífico tropical NE, flujo de calor latente vertical también disminuye en julio, pero la convergencia de flujo de humedad horizontal resulta en un incremento neto de la humedad (no se muestra).

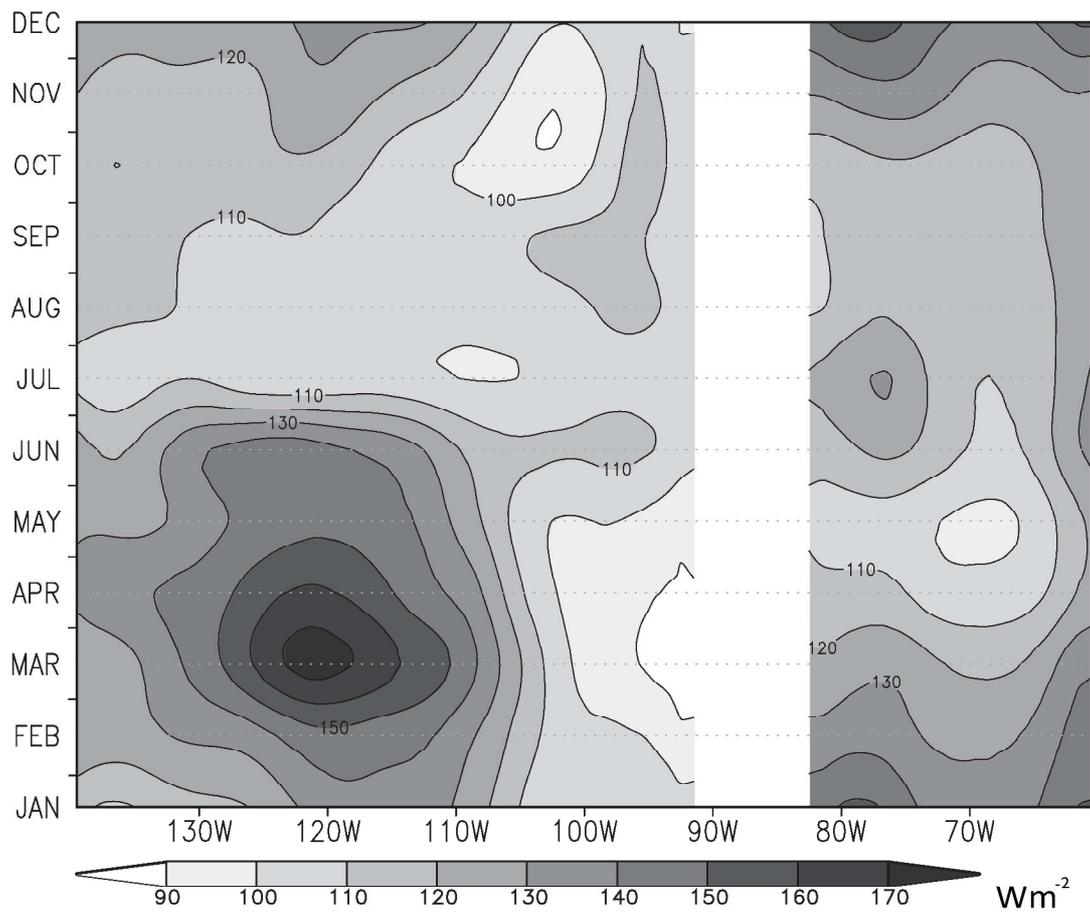


Fig. 3.8 Climatología del ciclo anual del flujo de calor latente (Wm^{-2}) a lo largo de $13.5^{\circ}N$ desde $140^{\circ}W$ a $60^{\circ}W$. Da Silva 94.

3.3. *Procesos dinámicos asociados a la MSD*

Los mecanismos de retroalimentación entre las SSTs y la actividad convectiva tropical sobre el Pacífico tropical NE explican parcialmente la MSD (Magaña y Caetano, 2005). La subsidencia también juega un papel clave modulando la convección tropical sobre las albercas de agua caliente. Durante el inicio de la temporada lluviosa, hay intenso movimiento ascendente en la ITCZ, alrededor de 95°W sobre el Pacífico tropical NE (alrededor de 12.5°N) y frente a la costa del Caribe de Centroamérica, entre 85°W y 80°W (Fig. 3.9a), mientras que la subsidencia domina sobre el resto del mar Caribe. Durante julio, la circulación zonal directa producida por el aumento de la convección tropical entre 100°W y 95°W parece inhibir los movimientos verticales ascendentes alrededor de 90°W (Magaña y Caetano, 2005), y la subsidencia también aparece cercana a la superficie (Fig. 3.9b).

El efecto de tener un intenso movimiento ascendente sobre la costa del Caribe de Centroamérica contribuye a disminuir el movimiento ascendente en los alrededores. Hay una disminución de movimiento ascendente alrededor de 90°W y 12.5°N, i.e. en la región de la MSD, y también un ligero indicio del fortalecimiento de la subsidencia sobre el este del mar Caribe. Durante agosto, frente a la costa del Caribe de Centroamérica, el movimiento ascendente se debilita (Fig. 3.9c), así como la convección tropical. El movimiento ascendente alrededor de 90°W (región de la MSD) se intensifica para septiembre, alcanzando un segundo máximo (Fig. 3.9d).

El efecto de la subsidencia, que compensa el intenso movimiento vertical ascendente en el Caribe del oeste durante julio, se extiende sobre la mayor parte de Mesoamérica y las albercas de agua caliente (Hidalgo et al., 2015).

Un análisis de los cambios mes a mes de los movimientos ascendentes y descendentes, muestra que las fluctuaciones en los movimientos verticales combinadas con las interacciones aire – mar están asociadas a la MSD sobre la mayoría de Mesoamérica y la región del Pacífico NE.

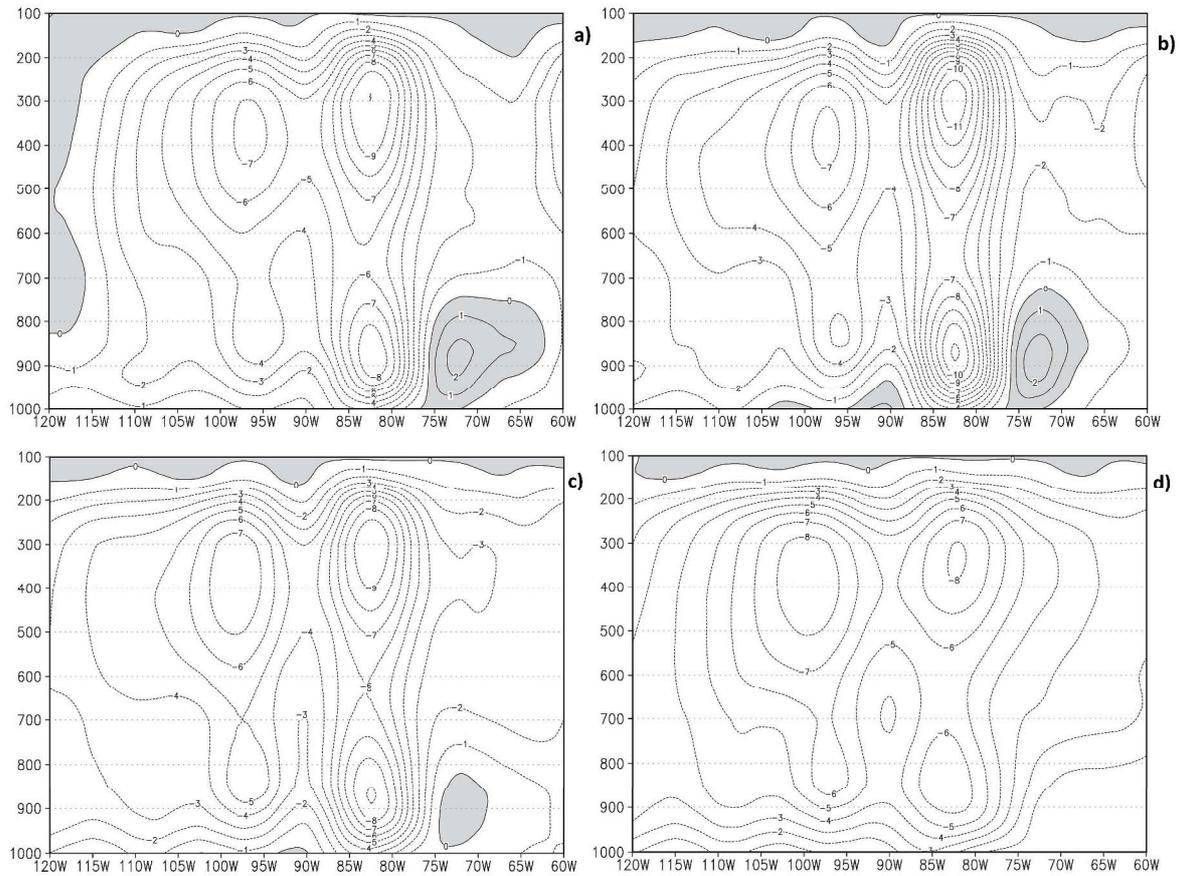


Fig. 3.9 Corte transversal vertical del campo omega (hPa s^{-1}) $\times 10^2$ a lo largo de 12.5°N entre 120°W y 60°W durante (a) junio, (b) julio, (c) agosto y (d) septiembre. NCEP (1981-2010).

El cambio de la velocidad vertical omega a 850 hPa de junio a julio, muestra como el movimiento ascendente se intensifica en la región de salida del CLLJ (Fig. 3.10a), mientras disminuye en los alrededores, donde la precipitación decrece. El movimiento ascendente también se incrementa al oeste y al sur de la región de la MSD. Después de julio, la convección tropical y el movimiento vertical ascendente se debilitan en el oeste del mar Caribe (Fig. 3.10b), pero crecen en la región de la MSD. Para septiembre, el movimiento ascendente se recupera y permite un segundo máximo de la precipitación frente a la costa del Pacífico de Centroamérica y sobre la mayoría de Mesoamérica (Fig. 3.10c). La intensidad de la subsidencia sobre las Américas tropicales es crucial modulando la convección tropical en escalas espaciales de algunos cientos de kilómetros.

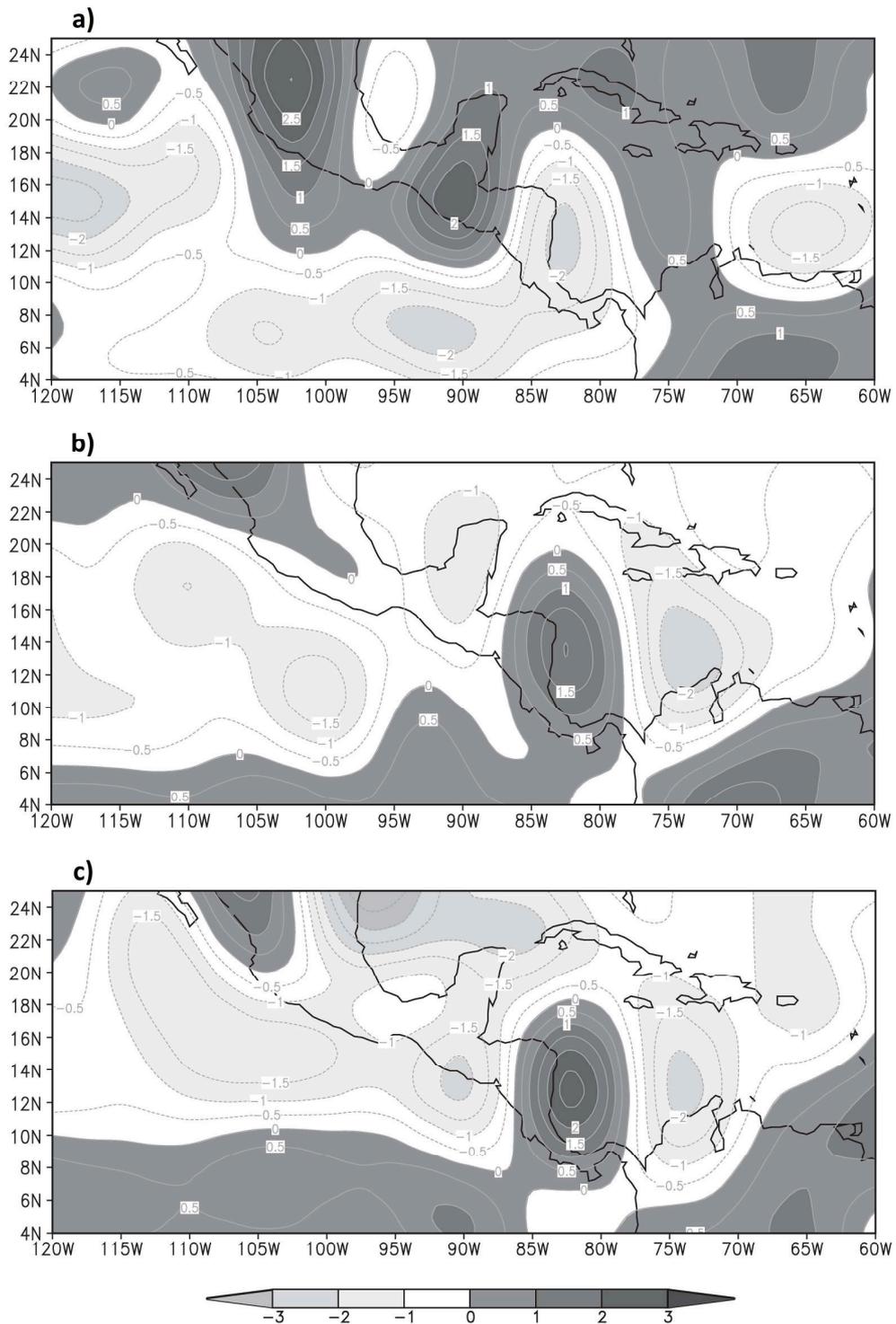


Fig. 3.10 Diferencias mes a mes del campo omega (hPa s^{-1}) $\times 10^{-2}$ a 850 hPa: (a) julio menos junio, (b) agosto menos julio y (c) septiembre menos agosto. NCEP (1981-2010).

Como se ha descrito en este capítulo, conforme el jet se acelera y llega a su máxima velocidad en el mes de julio, las regiones convectivas sobre el océano Pacífico se trasladan hacia el oeste creando una circulación secundaria. Sobre esa región (120-110°W) el aire que asciende debido a la convección, pierde parte de su humedad al precipitar y al llegar a niveles entre 700-500 hPa se mueve hacia el este hasta encontrarse con flujo proveniente del este debido a la convección que en ese tiempo se está desarrollando sobre el mar Caribe occidental (85-80°W), el resultado es convergencia en niveles medios y subsidencia sobre la región MSD en el Pacífico NE. La otra parte del flujo emergente de la convección sobre el mar Caribe occidental se dirige hacia el este, hasta encontrarse con flujo del este y perturbaciones del tipo ondas del este, lo que lleva a que exista convergencia también en niveles medios en ese lugar y se produzca subsidencia (70-60°W), que a su vez impulsa y proporciona momento al flujo de niveles bajos y retroalimenta a su vez al jet.

La figura 3.11 esquematiza lo explicado arriba, incluyendo lo hecho para las figuras 3.9 y 3.10, para el momento en que tanto la MSD como el jet del Caribe están muy cercanos a sus máximos.

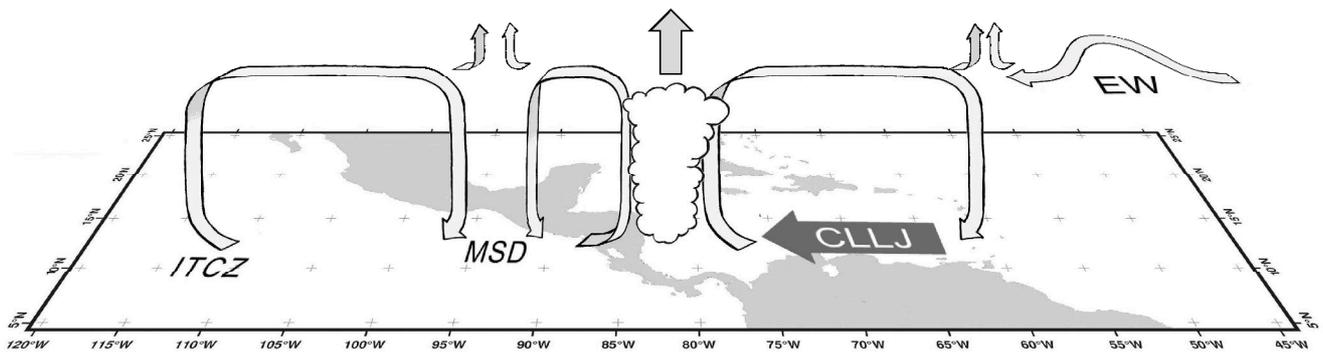


Fig. 3.11 Esquema que muestra las circulaciones asociadas a la intensificación de la MSD y del CLLJ durante el mes de julio (Herrera et al., 2013; Hidalgo et al. 2015).

Como es de esperarse, la señal para la divergencia en el Caribe concuerda con lo mostrado en las figuras 3.10 y 3.11, en el nivel de 700 hPa presenta divergencia en la salida del jet y convergencia en la entrada (Fig. 3.12).

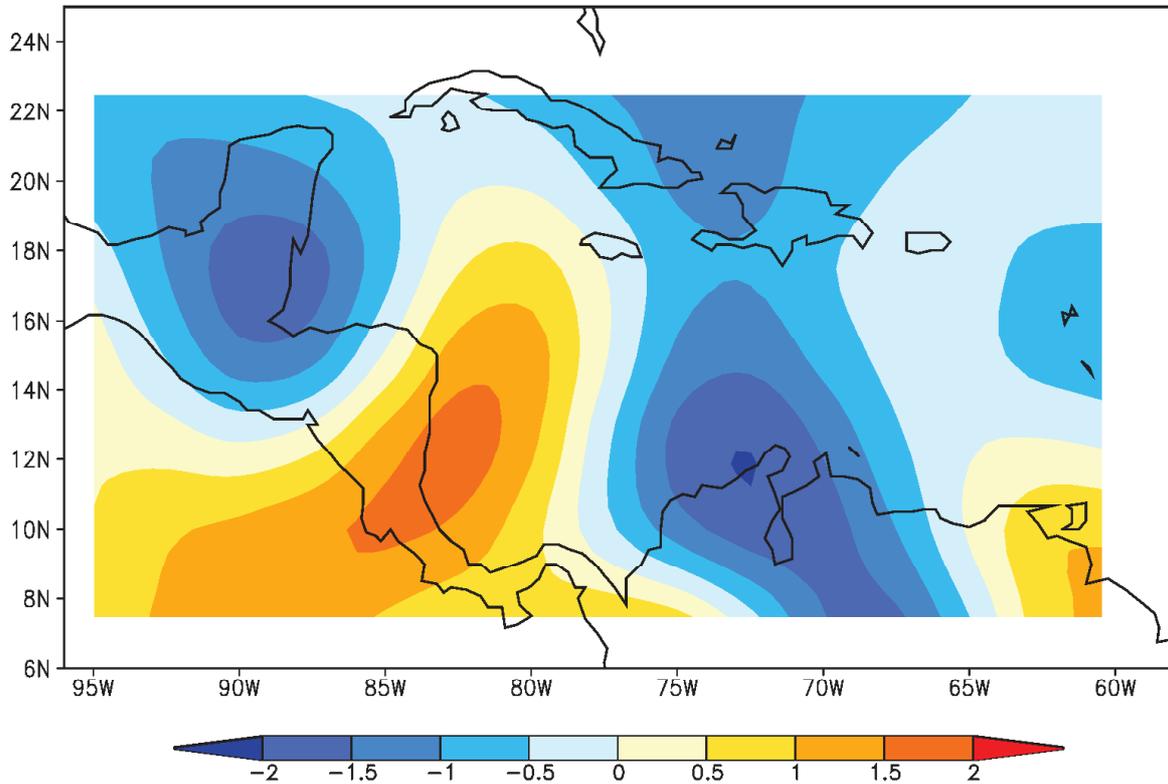


Fig. 3.12 Divergencia ($\times 10^{-6} s^{-1}$) para 700 hPa durante el mes de julio (climatología), NCEP (1981-2010).

Además, en la región de entrada del jet, para el mes de julio esa convergencia sólo se presenta en una capa alrededor de 700 hPa, es decir, como consecuencia de las circulaciones secundarias descritas. Como resultado de: 1) la convergencia del flujo proveniente a partir de la convección cercana a la costa caribeña de Centroamérica y 2) del flujo y perturbaciones provenientes del este (Figura 3.13) sumado a flujo proveniente del norte.

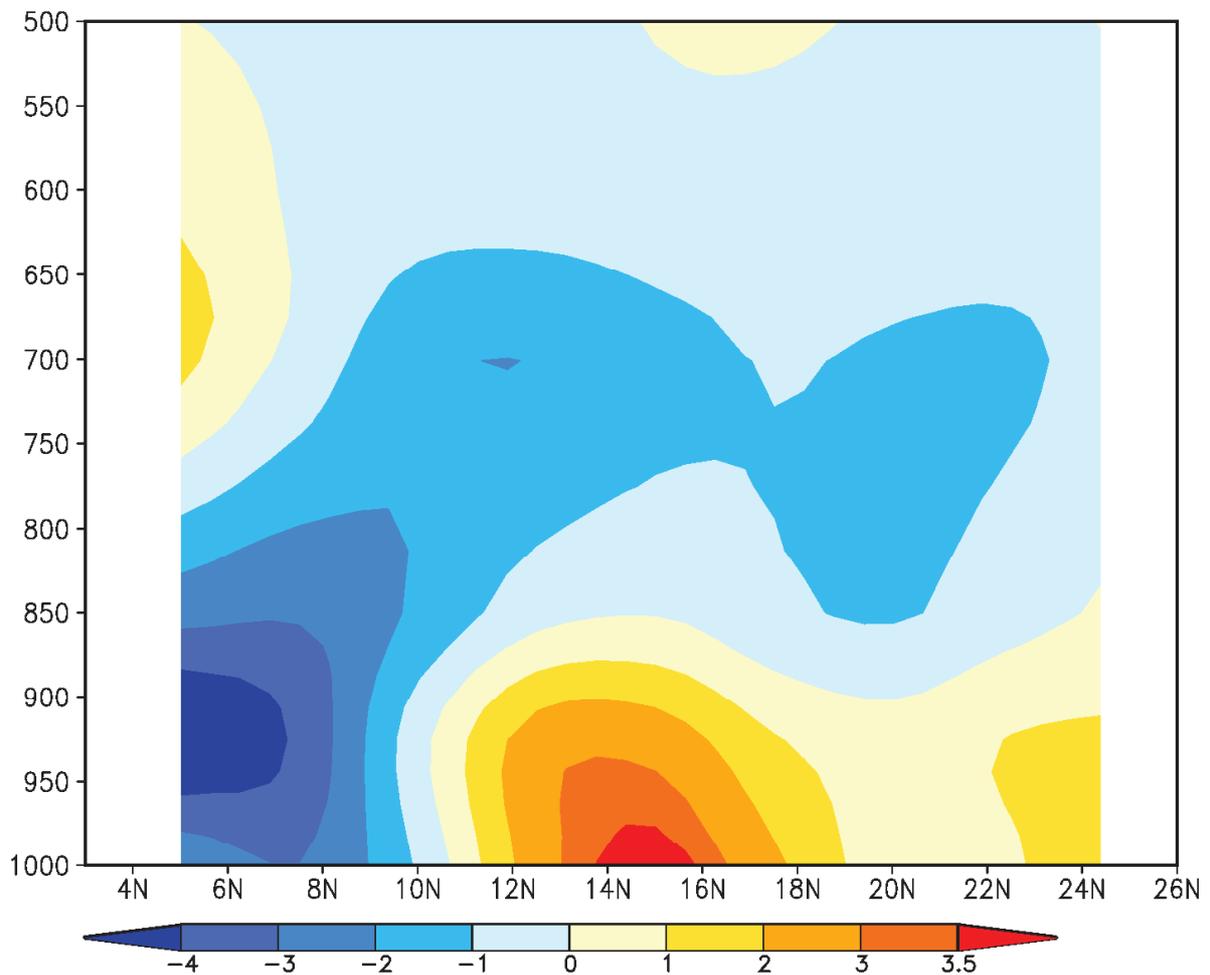


Fig. 3.13 Sección transversal de la divergencia ($\times 10^{-6} s^{-1}$), centrada en $72.5^{\circ}W$ de longitud, durante el mes de julio (climatología), NCEP (1981-2010).

3.4. Conclusiones y retos

La MSD constituye una característica única de la precipitación del verano boreal en las Américas tropicales. Aunque varias teorías se han formulado para explicarla (Magaña et al., 1999; Curtis, 2004; Mapes et al., 2005; Magaña y Caetano, 2005 y otras), ninguna ha considerado simultáneamente varios de los elementos que están involucrados. La mayoría de las teorías sobre la MSD tienden a simplificar su dinámica en términos de explicarla mediante la variación de baja frecuencia de las

circulaciones casi estacionarias de gran escala. Mientras que la relación de este tipo de circulaciones puede explicar parte de la distribución temporal bimodal de la disminución de la convección tropical sobre la mayoría del mar Caribe, no es adecuada para retener las características de la MSD sobre la alberca de agua caliente tropical del Pacífico del NE o en Mesoamérica.

De forma general la hipótesis relativa a la alta presión del Atlántico Norte (NASH, por sus siglas en inglés) sugiere que conforme este sistema casi-estacionario se intensifica, el jet del Caribe se acelera, y que cuando el anticiclón se debilita el jet se desacelera. Pero la hipótesis no se sustenta con la evidencia, ya que si la intensificación de la NASH conduce a una aceleración del CLLJ, esta aceleración debería ser homogénea en la mayor parte del Atlántico tropical, es decir, no sólo en el Caribe. Para revisar esto último, se analizó lo que ocurre con el campo de altura geopotencial y de viento comparando las variables mencionadas en dos puntos fijos en longitud y latitud correspondientes al Atlántico tropical central y a la región del jet, para los meses de junio y julio en 925 hPa. En el primer punto (47.5°W, 15°N) en el mes de junio se tienen vientos con intensidad de 11 m/s, después en el mes de julio se tienen vientos con intensidad de 10 m/s (Fig. 3.14).

En la región del CLLJ (75°W, 15°N) en el mes de junio se tienen vientos promedio con intensidad de 13 m/s. Posteriormente, en el mes de julio se tienen vientos promedio con intensidad de 14 m/s, por lo que climatológicamente de junio a julio se presenta una desaceleración en el Atlántico central y una aceleración en la región del CLLJ.

Este comportamiento no funciona con la hipótesis de la intensificación de la NASH en forma homogénea. Tampoco se explica de dónde obtiene energía el sistema casi-estacionario, por lo que se puede afirmar que la aceleración del jet sólo ocurre localmente. Por otro lado, si se mantiene un balance geostrófico local (en el Caribe), el campo de masas se tiene que ajustar al campo de vientos.

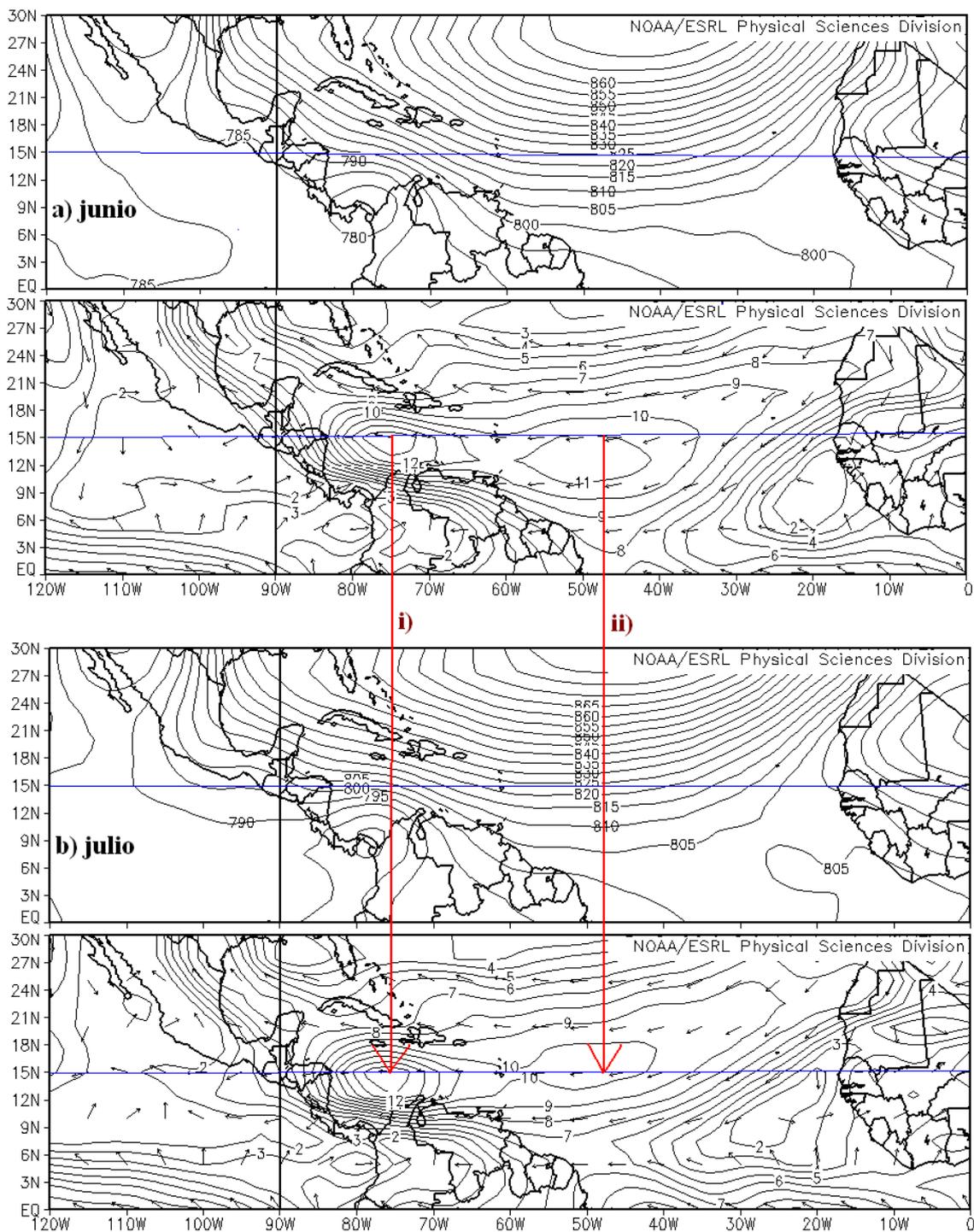


Fig. 3.14 Altura geopotencial (m) y viento (m/s) a 925 hPa, en **a)** junio y **b)** julio. Climatología (1968-1996). **i)** y **ii)** corresponden a la región de salida (75°W, 15°N) y de entrada del CLLJ (47.5°W, 15°N) respectivamente.

Interacciones aire-mar, así como factores dinámicos asociados a subsidencia deberían ser considerados cuando se examina a la MSD. En particular, la evolución temporal del CLLJ y la actividad convectiva intensa concentrada en la región de salida del jet forman parte de la dinámica de la MSD y deben considerarse. Aquí se argumenta que la evolución temporal del CLLJ es crucial no sólo produciendo un movimiento hacia el oeste de la convección tropical sobre el Pacífico NE tropical a través del *gap flow*, también induciendo fuerte convección sobre la costa Caribe de Centroamérica. Aún más, el CLLJ puede también afectar la actividad de ondas del este y de ciclones tropicales, elementos que producen un gran porcentaje de la precipitación sobre Mesoamérica y el Caribe, gracias a intercambios barotrópicos de momento y energía (Molinari et al., 1997; Salinas, 2006), por lo que es importante su estudio y se hace una aproximación a ese tema en el siguiente capítulo.

Las causas de la intensificación del CLLJ durante julio no son claras del todo. La aceleración del flujo zonal de niveles bajos ha sido asociado con la amplificación de la NASH (Wang et al., 2007), tomando una aproximación de balance geostrófico. Sin embargo, comparando el radio de deformación de Rossby (L_R) sobre el mar Caribe con la longitud de escala zonal del CLLJ se sugiere que el campo de masa se ajusta al campo de viento y no al revés. Valores característicos del rango de L_R están entre 2700 y 5000 km sobre el mar Caribe (Tabla 3.1) y son valores más grandes que el tamaño del CLLJ ($L \sim 1500$ km). Cuando $L \ll 2\pi L_R$, el campo de masa tiende a ajustarse al campo de viento (Gill, 1982). La amplificación meridional de la NASH hacia el mar Caribe puede verse como una manifestación del ajuste geostrófico de esta circulación casi estacionaria por la intensificación del CLLJ. Así entonces, la fuente de momento para la intensificación de julio del CLLJ es aún materia de investigación (Salinas, 2006). Estudios hechos con modelos climáticos, se han dirigido a simular la precipitación de verano sobre las Américas tropicales, pero aún presentan deficiencias (Rauscher et al., 2008; Martin and Schumacher, 2011).

Latitude (°N)	N (1/s)	H (km)	Abs Vort (η) (1/s)	f (1/s)	2NH (km/s)	$\sqrt{(\eta f)}$ (1/s)	2 π L _R (km)
15	0.009	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.09	3.365E-05	2675
15	0.011	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.11	3.365E-05	3269
15	0.013	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.13	3.365E-05	3863
15	0.015	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.15	3.365E-05	4458
12	0.009	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.09	3.016E-05	2984
12	0.011	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.11	3.016E-05	3647
12	0.013	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.13	3.016E-05	4310
12	0.015	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.15	3.016E-05	4973

Tabla 3.1 Variación del radio de deformación de Rossby $2\pi L_R$ en la región del CLLJ, para varios diferentes valores característicos de N (la frecuencia de Brunt-Vaisala, H la profundidad del disturbio (km), f el parámetro de Coriolis y η la vorticidad absoluta.

La mayoría de estos intentos de simular a la MSD con modelos regionales del clima, predeterminan la evolución temporal de la SST o incluyen alguna forma de ajuste del flujo en la interfaz aire – mar, induciendo la estructura de dos picos en la precipitación de verano. Sin embargo, ellos desprecian interacciones complejas entra aire – mar y procesos dinámicos involucrados en la MSD.

Finalmente, el análisis presente de la MSD puede conducir a examinar algunos aspectos de su variabilidad interanual. Por ejemplo, la MSD puede ser más o menos intensa dependiendo de las condiciones de El Niño/Oscilación del Sur (Poveda et al., 2006; Small et al., 2007) que modulan la magnitud del CLLJ. Vargas (2006) mostró que la señal de la MSD en la parte sur de México es mayor bajo condiciones El Niño que bajo condiciones La Niña. Por lo tanto, si se quiere implementar pronósticos estacionales, se deberá representar adecuadamente los procesos termodinámicos tanto entre aire – mar, como dinámicos observados regionalmente.

Capítulo 4

4.1. Interacción entre flujo medio y transientes

En la región de Mesoamérica en los meses de verano, el jet del Caribe (CLLJ) tiene un papel importante en la dinámica de otros procesos atmosféricos como la sequía de medio verano. Un CLLJ intenso está relacionado con anomalías de precipitación negativa para el verano en la mayoría de la región de los IAS (Cook y Vizy, 2010). Generalmente durante años El Niño, el jet es anómalamente intenso, produciendo mayor surgencia en la costa caribeña al norte de Sudamérica, donde SST's menores que en el resto del mar Caribe y una cizalla de viento vertical intensa tienden a inhibir la actividad de ciclones tropicales sobre el mar Caribe (Magaña et al., 2003). En escalas intraestacionales, la existencia de la MSD está relacionada a la dinámica del CLLJ ya que implica un máximo estacional de velocidad con una intensa convergencia de humedad frente a la costa de Nicaragua y cielos mayormente despejados en el resto de la región (Salinas, 2006; Amador, 2008).

Para escalas interanuales, el fenómeno de El Niño tiende a aumentar la intensidad media del CLLJ con una disminución de la precipitación en verano en la costa Pacífico de Centroamérica. Aún más, para escalas de tiempo interdecadales, un

CLLJ persistentemente intenso lleva a periodos prolongados de sequía sobre Mesoamérica (Méndez y Magaña, 2010; Hidalgo et al., 2019). Por lo tanto, la intensidad media del CLLJ parece un factor clave para promover o inhibir la actividad convectiva en la región del Caribe e incluso en el Pacífico del este. Sin embargo, no hay una teoría unificada y sólida que explique cómo los mecanismos involucrados modulan la actividad de las lluvias o cómo cambia la intensidad del CLLJ en escalas que van de lo intraestacional a lo interdecadal. Si bien el efecto de Coriolis explica el porqué de la dominancia de vientos del este en la mayor parte de los trópicos, es poco clara la fuente que cambia el momento y que resulta en la aceleración del flujo en ciertas zonas tropicales como el mar Caribe. Es posible que la convergencia de momento por transientes de alta frecuencia contribuya a acelerar el flujo en zonas particulares del Caribe como lo sugirió Salinas (2006).

La intensidad de un flujo estacionario del este que cede o recibe energía barotrópicamente a/de perturbaciones, ha sido examinada por diversos estudios, que parten de las ideas originales de Kuo (1949) y otros (Haltiner y Song, 1962; Yanai y Nitta, 1968). Dichas teorías tienen como propósito analizar la interacción entre transientes y flujo medio que amplifique a los primeros o intensifique al segundo en un proceso de inestabilidad barotrópica (Molinari et al. 1997).

Para que una perturbación como una onda se amplifique tomando energía del flujo medio, es necesario que la parte compleja de su velocidad de fase sea positiva (Holton, 1979), lo que lleva a que la condición de inestabilidad barotrópica para una corriente zonal es la existencia de un cambio meridional de signo de la vorticidad absoluta (η), es decir,

$$\eta' = \beta - U'' = (f - U')' = 0. \quad (1)$$

Donde las primas indican diferenciación meridional. Entonces, encontrar los puntos críticos de la curva de vorticidad absoluta ($f - U'$) es suficiente para garantizar la existencia de la inestabilidad alrededor de esos puntos.

Para el análisis de la inestabilidad del CLLJ, se usó la climatología del viento zonal medio, fijando la longitud en 75°W y el nivel a 925 hPa, donde el jet muestra su máxima velocidad, haciendo esto se obtuvieron los perfiles mensuales de viento medio zonal con su variación meridional (Fig. 4.1).

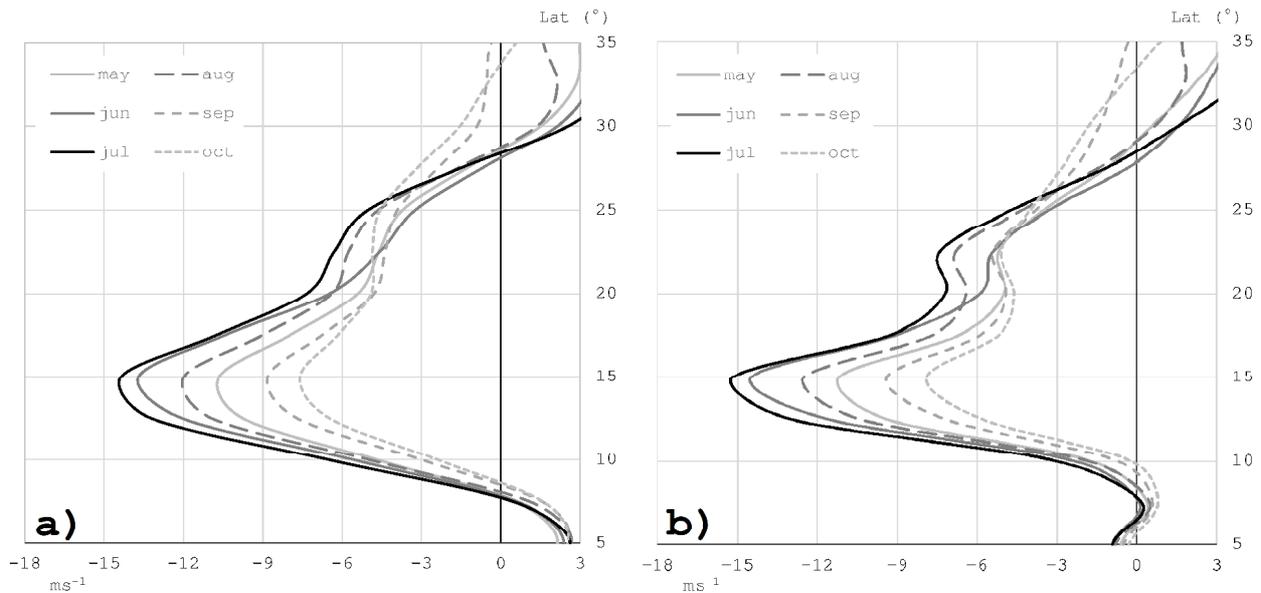


Fig. 4.1 Climatología de los perfiles meridionales de viento zonal mensual, con longitud fijada a 75°W y en 925 hPa. Utilizando: **a)** datos de NCEP y **b)** de ERA-Interim.

El perfil medio de viento zonal para el mes de julio satisface el criterio de inestabilidad barotrópica antes mencionado (Fig. 4.2). Para dicho perfil de viento, los puntos críticos están alrededor de 11°, 17°, 24° y 27° de latitud norte, en donde, una perturbación podría interactuar con el flujo medio en la forma descrita.

Para construir una solución numérica de las características de la perturbación y del flujo medio que pueden interactuar en un esquema de inestabilidad barotrópica es necesario aproximar los perfiles meridionales observados de intensidad de viento zonal con perfiles más simples, pero aproximados. Así por ejemplo, el perfil para el mes de julio fue aproximado con una función tipo $U(y) = U_{máx} \text{sen}^2(\pi y/2b)$, donde $U_{máx}$ corresponde a la máxima intensidad alcanzada por el CLLJ, y $2b$ es la distancia meridional usada en el análisis (Fig. 4.3).

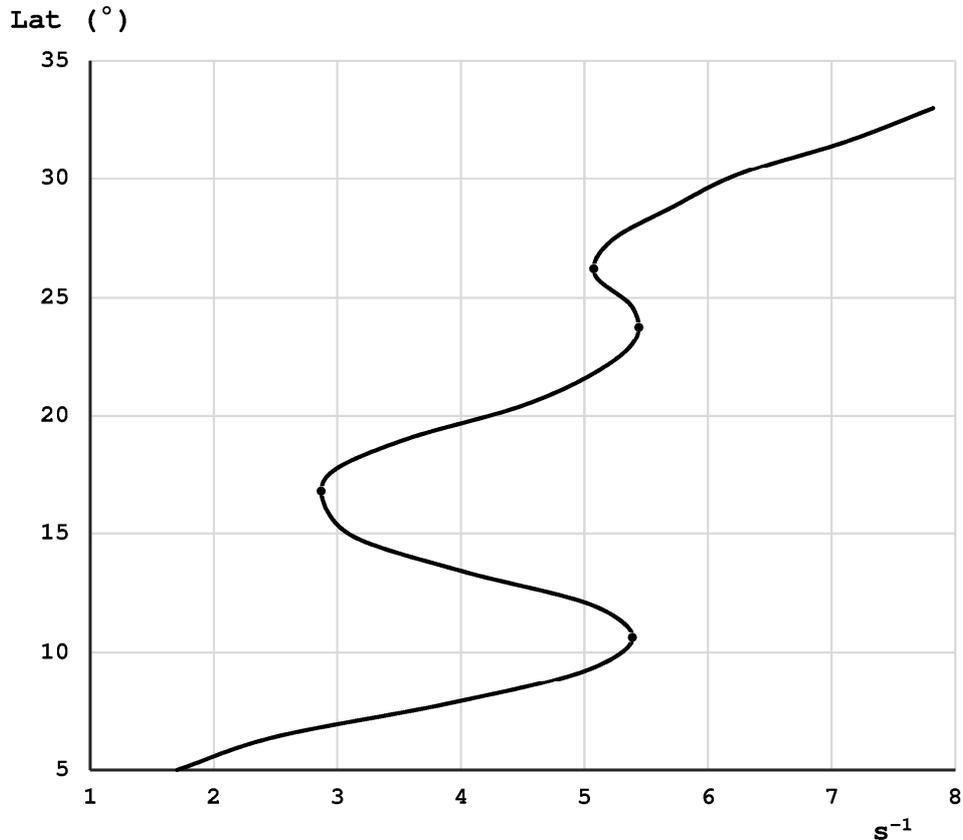


Fig. 4.2 Variación latitudinal de la vorticidad absoluta media ($\times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$), para julio con longitud fijada a 75°W y en 925 hPa. Puntos denotan donde se cumple el criterio de inestabilidad barotrópica. Utilizando datos de NCEP.

Para este tipo de perfil, la solución teórica de longitud de onda crítica, L_k , (la menor de las perturbaciones inestables) es $L_k=2.31b$ (Kuo, 1949). Para los perfiles mostrados, la distancia meridional $2b$ varió entre $2b\sim 13^\circ\sim 1444 \text{ km}$ ($8\text{-}21^\circ$) y $2b\sim 20^\circ\sim 2222 \text{ km}$ ($8\text{-}28^\circ$); es decir, $b=722 \text{ km}$ en el primer caso y $b=1111 \text{ km}$ en el segundo caso. Por ello, para el primer caso $L_k=1668 \text{ km}$ y para el segundo $L_k=2566 \text{ km}$. Las velocidades críticas fueron menores a la velocidad máxima para la inestabilidad.

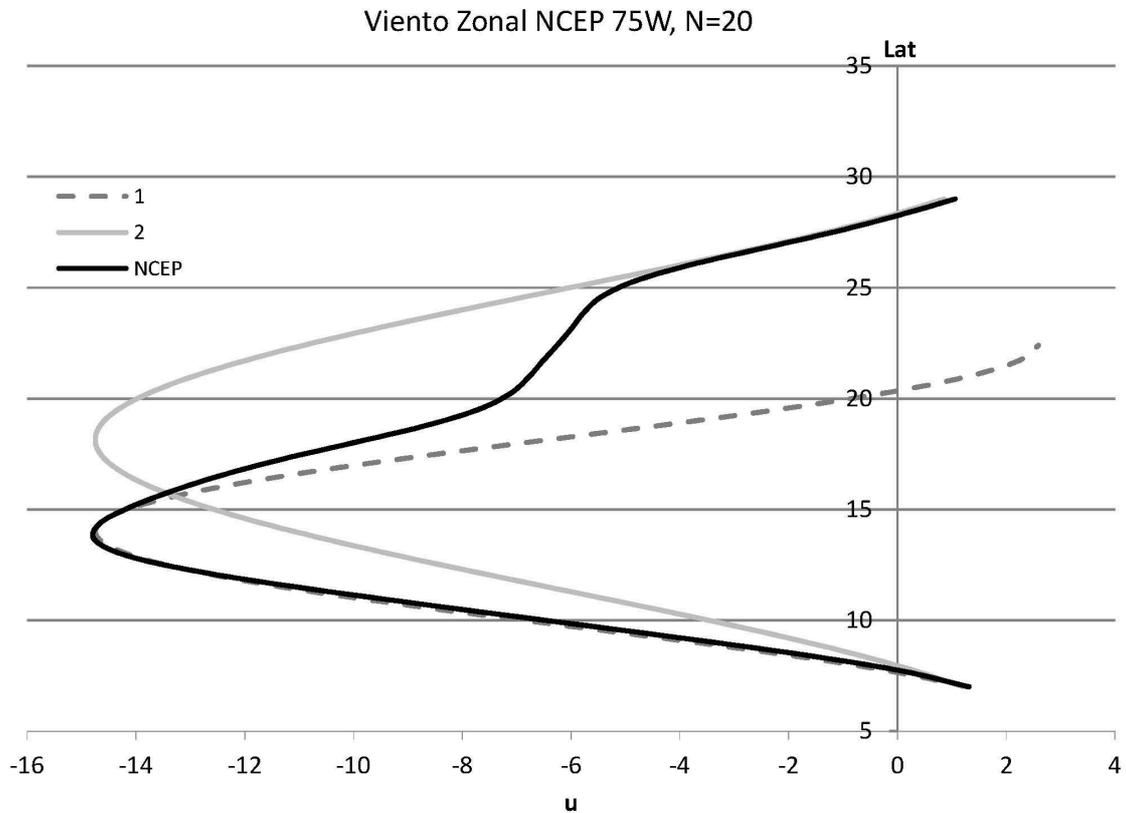


Fig. 4.3 Perfiles meridionales de viento zonal ($m s^{-1}$), para julio con longitud fijada a $75^{\circ}W$ y en 925 hPa. Utilizando datos de NCEP (línea sólida negra) y con ajuste con una función $U(y)=A \text{sen}^2(y)$ interiormente (línea con guiones gris) y exteriormente (línea sólida gris).

Para obtener resultados más realistas, los perfiles para los diferentes meses fueron aproximados y suavizados usando análisis de Fourier, obteniendo con esto funciones continuas con las ventajas de que resulta más fácil dividir las en partes y diferenciarlas (Figuras 4.4a, 4.4b 4.4c con datos NCEP y 4.5a, 4.5b, 4.5c con datos ERA-Interim).

La inestabilidad barotrópica para el viento zonal medio a 925 hPa descrito fue analizada usando el método de diferencias finitas. En el análisis de estabilidad, cada perfil meridional de viento zonal se subdividió en 20 partes en el intervalo de $7-30^{\circ}N$ para NCEP y $9-26.5^{\circ}N$ para ERA-Interim. Las condiciones de frontera del problema fueron definidas para los intervalos NCEP y ERA, los cuales se tomaron de forma arbitraria con valores de 0 m/s.

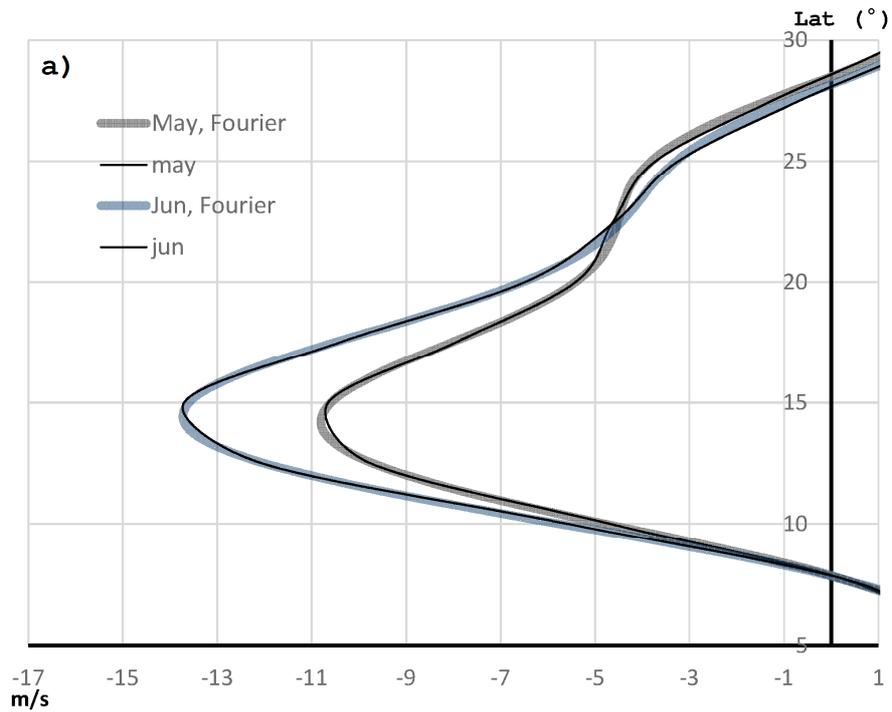


Fig. 4.4 a) Perfil meridional de viento zonal: climatología (línea delgada negra) y aproximación por series de Fourier para mayo (línea gris gruesa) y junio (línea azul gruesa), con datos NCEP.

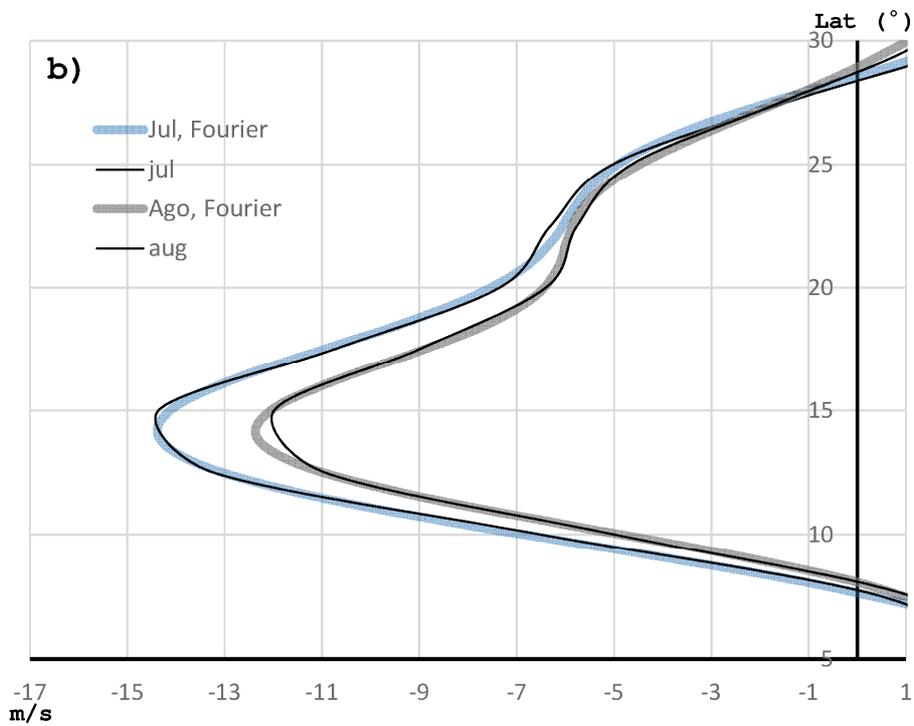


Fig. 4.4 b) Igual que la anterior pero para julio (línea azul gruesa) y agosto (línea gris gruesa), NCEP.

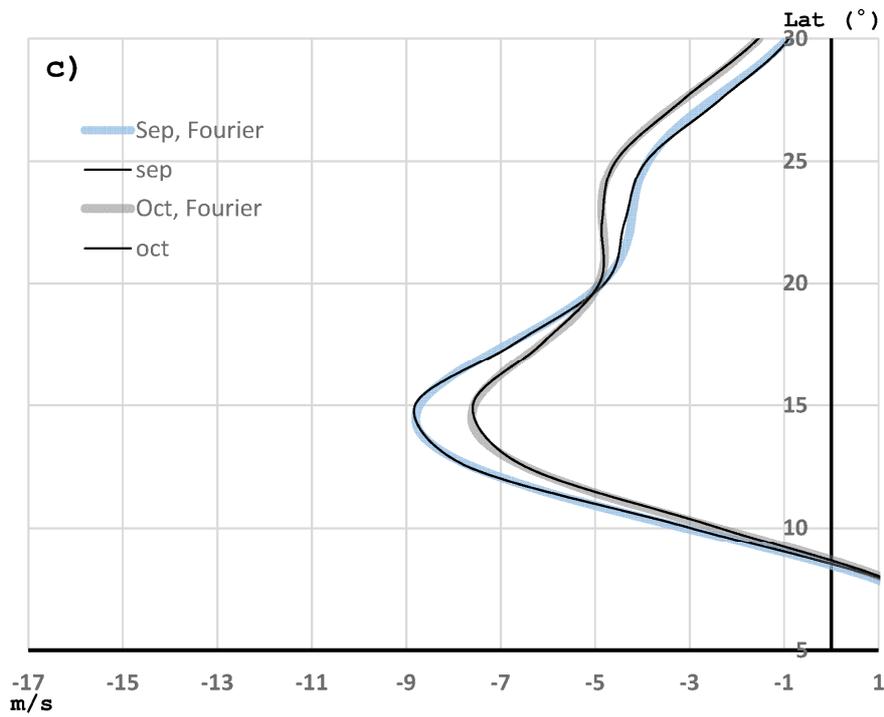


Fig. 4.4 c) Igual que la anterior pero para septiembre (línea azul gruesa) y octubre (línea gris gruesa), NCEP.

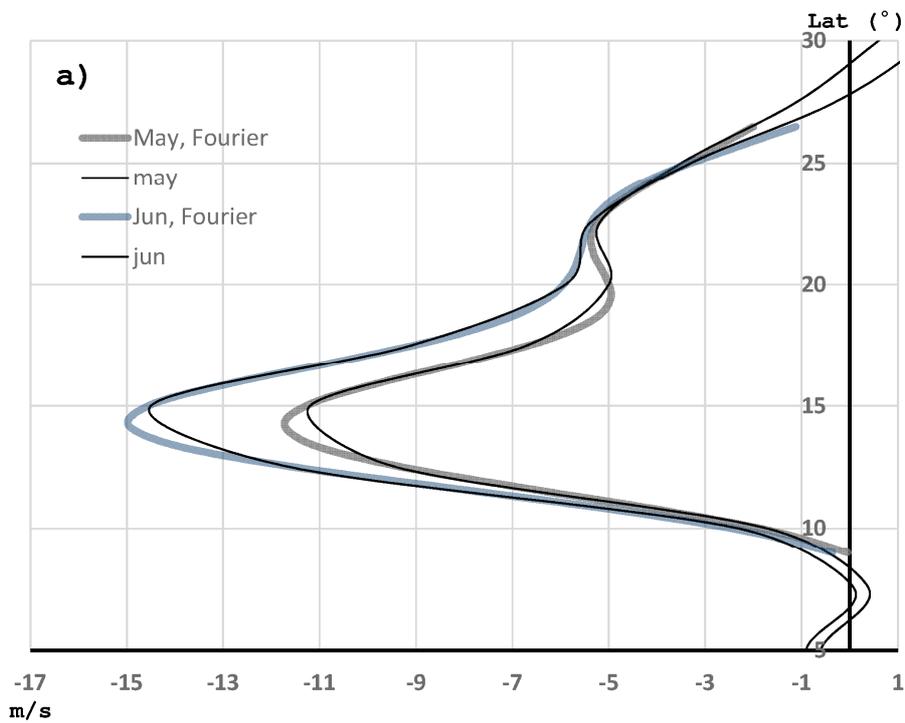


Fig. 4.5 a) Perfil meridional de viento zonal: climatología (línea delgada negra) y aproximación por series de Fourier para mayo (línea gris gruesa) y junio (línea azul gruesa), con datos ERA-Interim.

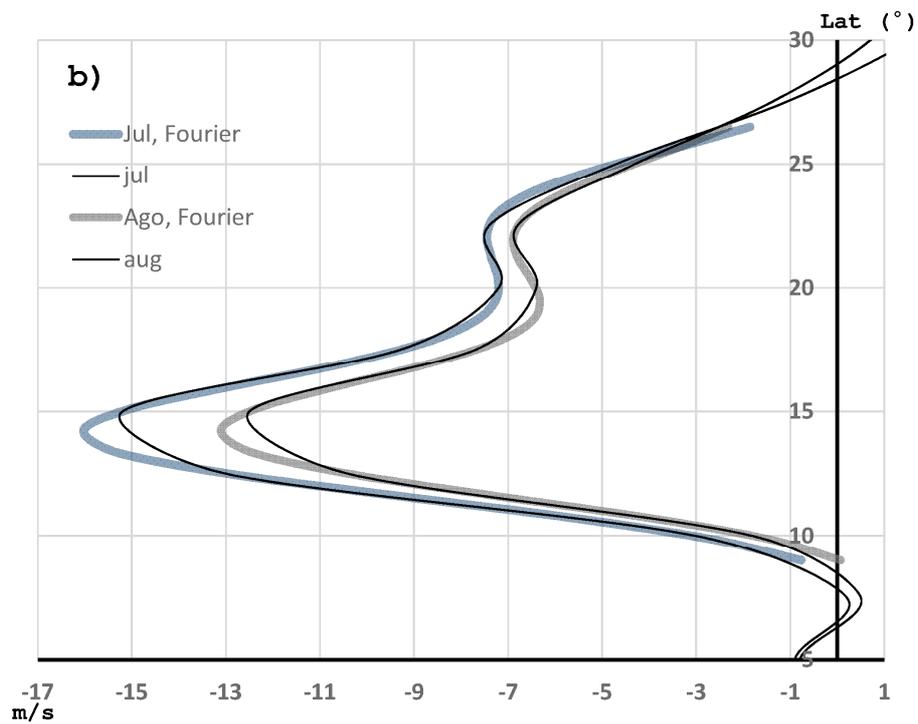


Fig. 4.5 b) Igual que la anterior pero para julio (línea azul gruesa) y agosto (línea gris gruesa), ERA.

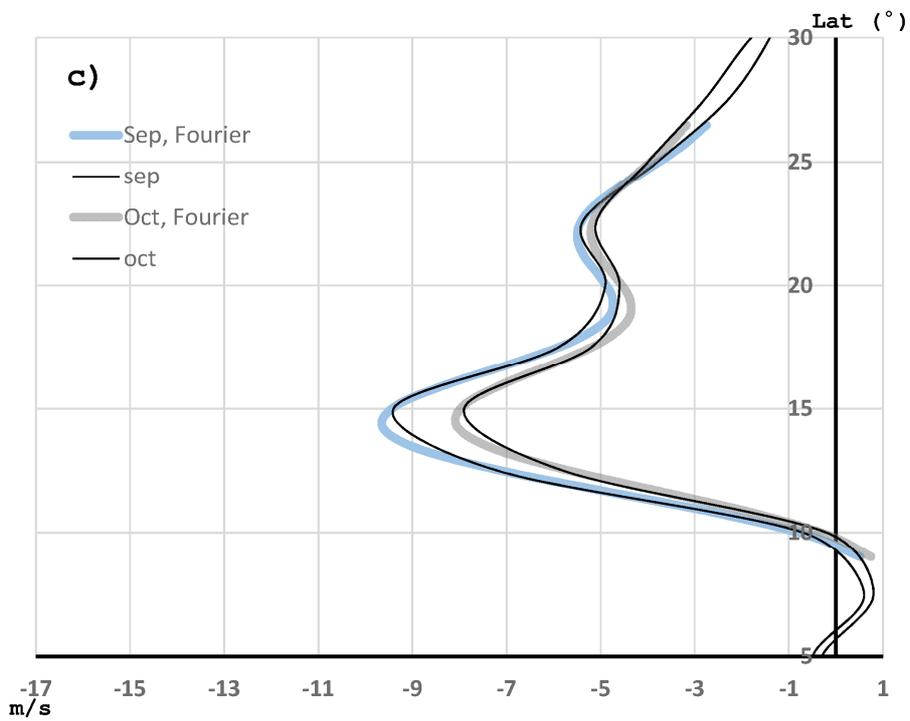


Fig. 4.5 c) Igual que la anterior pero para septiembre (línea azul gruesa) y octubre (línea gris gruesa), ERA.

Se obtuvieron los coeficientes de las series de Fourier para cada aproximación del perfil meridional de viento zonal correspondiente a cada mes desde mayo a octubre utilizando las bases de datos de NCEP y ERA-Interim, resultando que en general los coeficientes para generar cada perfil son similares, principalmente los de baja frecuencia (Fig. 4.6).

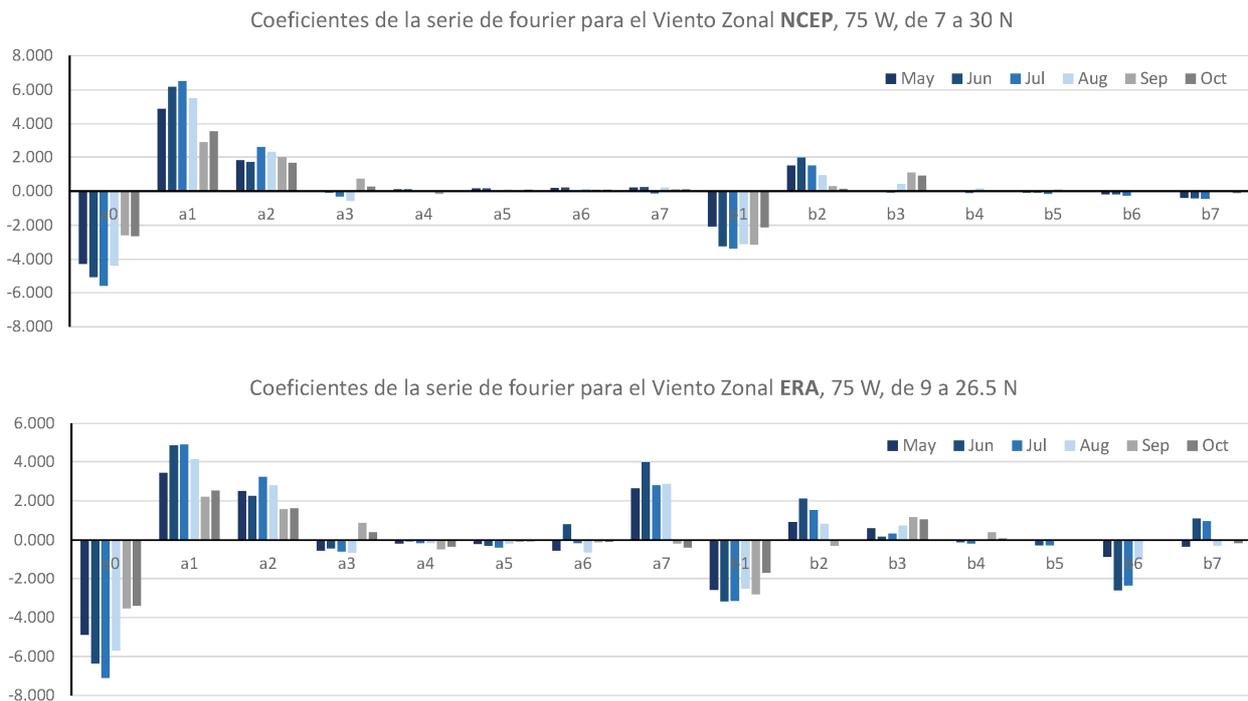


Fig. 4.6 Coeficientes de las series de Fourier para cada perfil mensual meridional de viento zonal aproximado, usando datos de NCEP (arriba) y ERA-Interim (abajo).

Como resultado de la aplicación del método de diferencias finitas se obtuvieron las tasas de crecimiento (*growth rates*) para cada mes desde mayo a octubre con las dos bases de datos: NCEP y ERA. En particular, para el mes de julio las ondas inestables con longitud de onda alrededor de 2700 km tienen la mayor tasa de crecimiento, la cual es de $1.7 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (de 6 a 7 días) utilizando datos NCEP y longitudes de onda alrededor de 2500 a 2700 km con tasas de crecimiento entre 2.2 y $2.6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (de 4 a 5 días) utilizando datos ERA-Interim, como se muestra en la figura 4.7 a) y b).

Para el resultado con datos ERA (Fig. 4.7 b), se muestran tres diferentes curvas de tasas de crecimiento para las diferentes series de valores propios obtenidas. La curva de mayor tasa de crecimiento y la que le sigue, corresponden a perturbaciones con longitudes de onda muy similares de alrededor de 2700 km. Cercana a la longitud crítica obtenida para un perfil que se ajusta exteriormente.

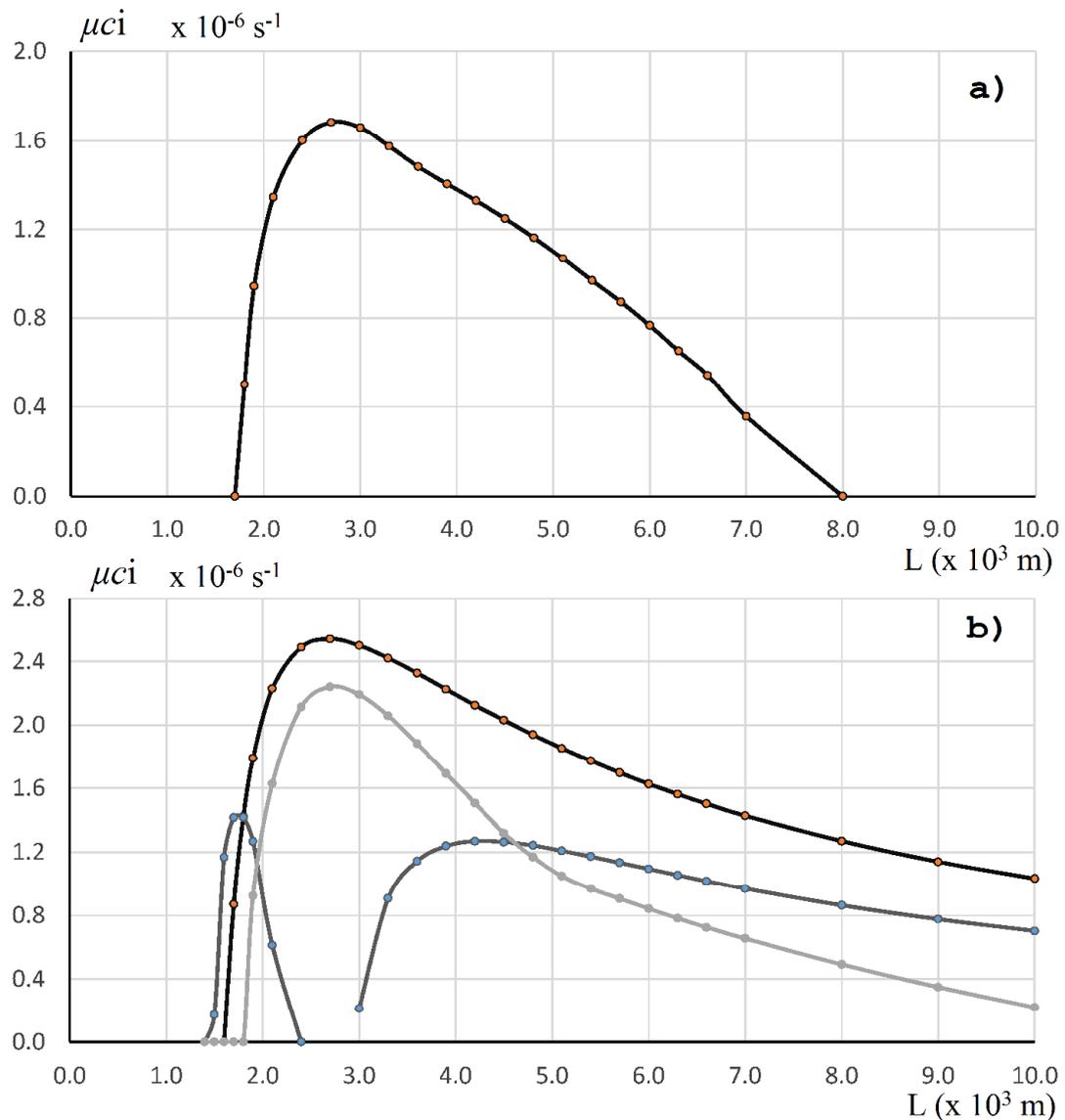


Fig. 4.7 *Dispersión de las tasas de crecimiento (μ_{ci}) en el eje vertical contra longitud de onda (L) en el eje horizontal, de disturbios amplificados para el perfil de velocidad zonal climatológico de julio a 925 hPa, fijado en 75°W usando datos de: **a)** NCEP y **b)** ERA-Interim.*

Considerando el análisis de estabilidad para el CLLJ, se estudiaron los meses de mayo a octubre. Las tasas de crecimiento para las diferentes longitudes de onda que se obtuvieron están entre 3-7 días (Figuras 4.8 y 4.9). Hay un rango de longitudes de onda para el cual las tasas de crecimiento son las mayores. Dichas longitudes de onda están entre 2200 y 3400 km para el caso de los datos NCEP.

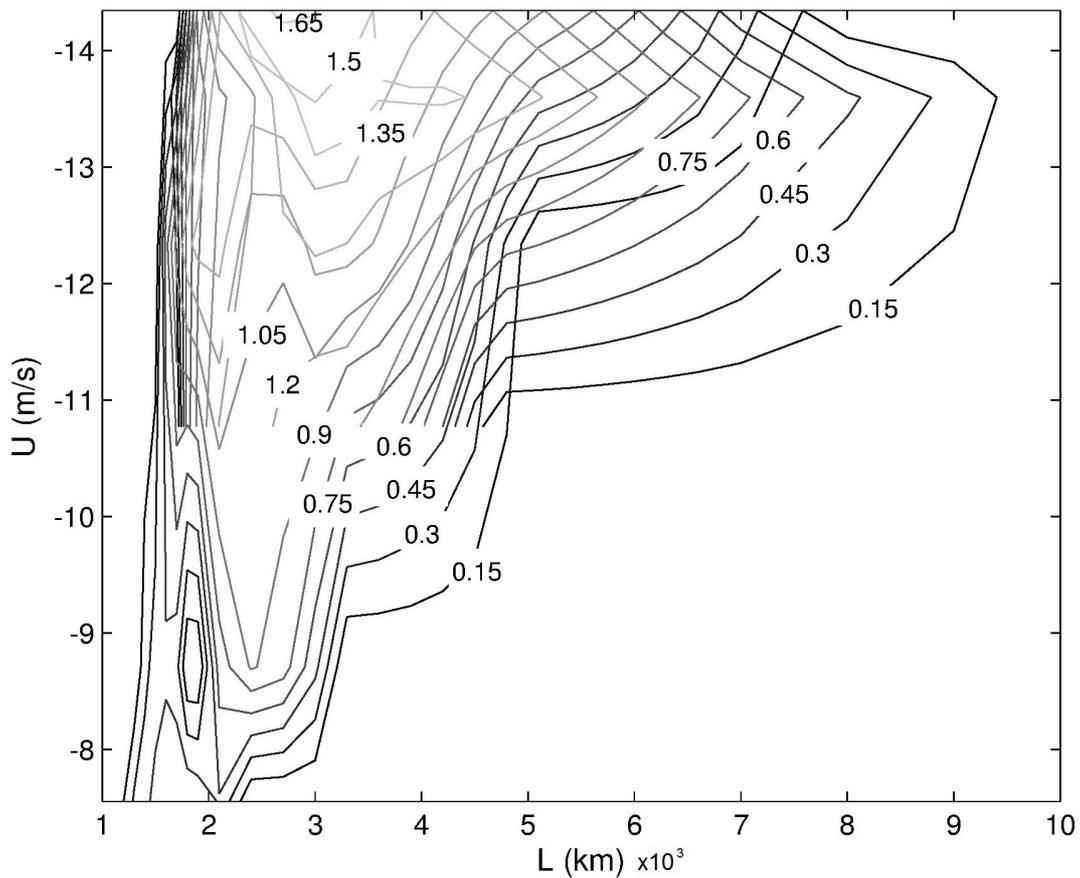


Fig. 4.8 Tasas de crecimiento ($\times 10^{-6} s^{-1}$) de disturbios amplificadas en función del viento zonal (U) y la longitud de onda (L) para la climatología de mayo a octubre. Tomando 20 niveles, de 7-30°N, con datos NCEP.

Para el caso de datos ERA (Fig. 4.9), el rango de longitudes de onda para el cual las tasas de crecimiento son mayores se encuentra entre 2200 y 4500 km. En las regiones tropicales y en particular sobre los IAS, los transientes en verano en el rango de periodos de 3 a 10 días son los más importantes en relación a ondas del este y ciclones tropicales.

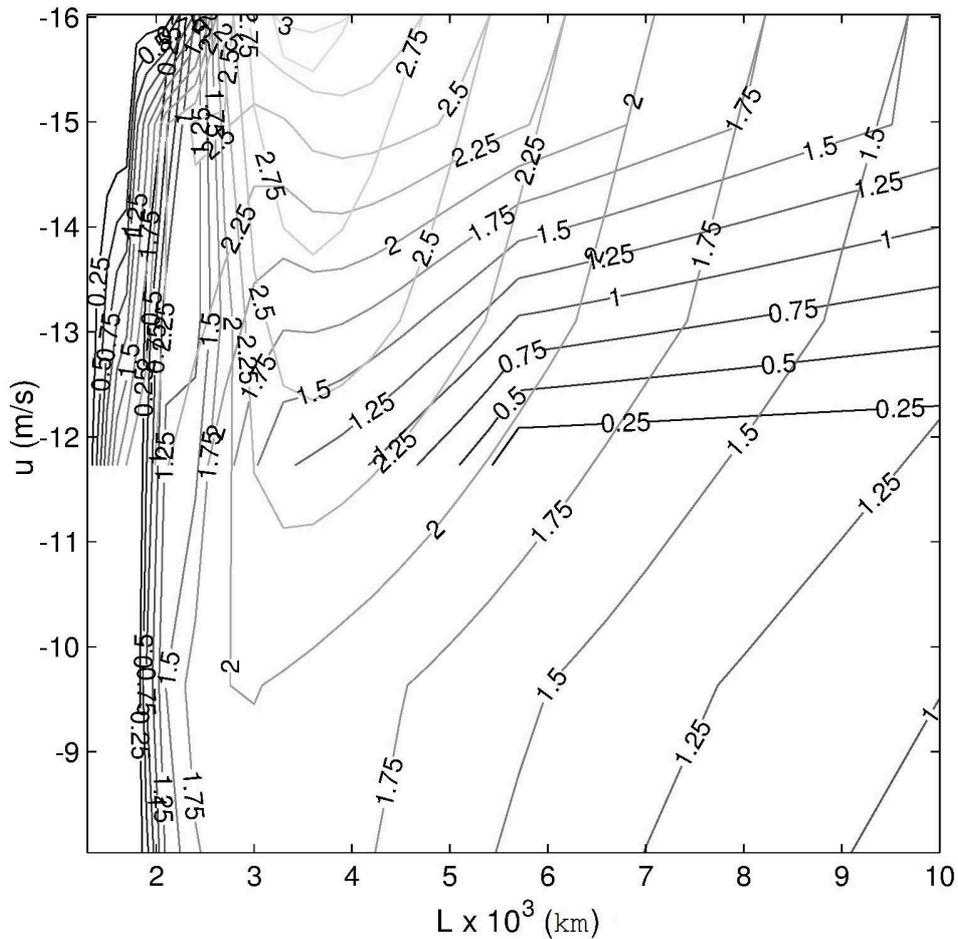


Fig. 4.9 Tasas de crecimiento ($\times 10^{-6} s^{-1}$) de disturbios amplificados en función del viento zonal (U) y la longitud de onda (L) para la climatología de mayo a octubre. Tomando 20 niveles, de 9-26.5°N, con datos ERA.

Las longitudes de onda de las ondas del este que cruzan el mar Caribe están entre 2500 y 4000 km. El resultado anterior sugiere que es posible la interacción entre el CLLJ y las perturbaciones que se propagan desde el este como son las ondas africanas (Serra et al., 2010). Uno de los retos para establecer la dirección del intercambio de energía cinética entre flujo medio y transientes está relacionado con las características mismas de las perturbaciones: frecuencia, longitud de onda, inclinación de su eje, y la velocidad del flujo medio. En escalas intraestacionales como las relacionadas al ciclo de la MSD se pueden detectar variaciones coherentes

entre flujo medio y la actividad de transientes, las cuales sugieren una estrecha relación entre intensidad del flujo y la energía de los transientes.

4.2. Energía Cinética de Perturbación

Como una medida de la actividad de los transientes de alta frecuencia se define la energía cinética de perturbación (*PKE*) por unidad de masa como:

$$PKE = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}), \quad (2)$$

usando el promedio de *PKE* para cada mes entre mayo y octubre (Fig. 4.10), se observa que la *PKE* se intensifica hacia el inicio del verano (de mayo a julio), en la región de entrada del jet en el Caribe. Conforme aumenta la *PKE*, el CLLJ se intensifica. Para agosto el CLLJ se debilita y la *PKE* parece disminuir en la parte este del Caribe, a pesar de que se sigue incrementando en el resto del Atlántico tropical. En septiembre sin embargo, hay una nueva intensificación del *PKE* sobre el este del Caribe, que vuelve a desaparecer hacia octubre y el resto del año.

La secuencia de intensificación del CLLJ y variaciones de *PKE* puede ser establecida de forma más adecuada usando diferencias mes a mes que caracterizan la evolución de la interacción (Fig. 4.11). Conforme la actividad de ondas del este inicia, entre mayo y junio la *PKE* crece, principalmente sobre la región del océano Atlántico tropical, alcanzando la zona del mar Caribe del este (Fig. 4.11a y 4.11b). De julio a agosto hay un descenso en la actividad de *PKE* relacionado a menos actividad de transientes como pueden ser las ondas del este o los ciclones tropicales (Fig. 4.11c). Un segundo máximo de *PKE* se genera de agosto a septiembre en relación con la mayor generación y paso de ondas del este y formación de ciclones tropicales sobre el Caribe (Fig. 4.11d). Después de septiembre disminuye la *PKE* en el Atlántico tropical por lo que la actividad y el paso de ondas del este hacia Mesoamérica decrece (Fig. 4.11e).

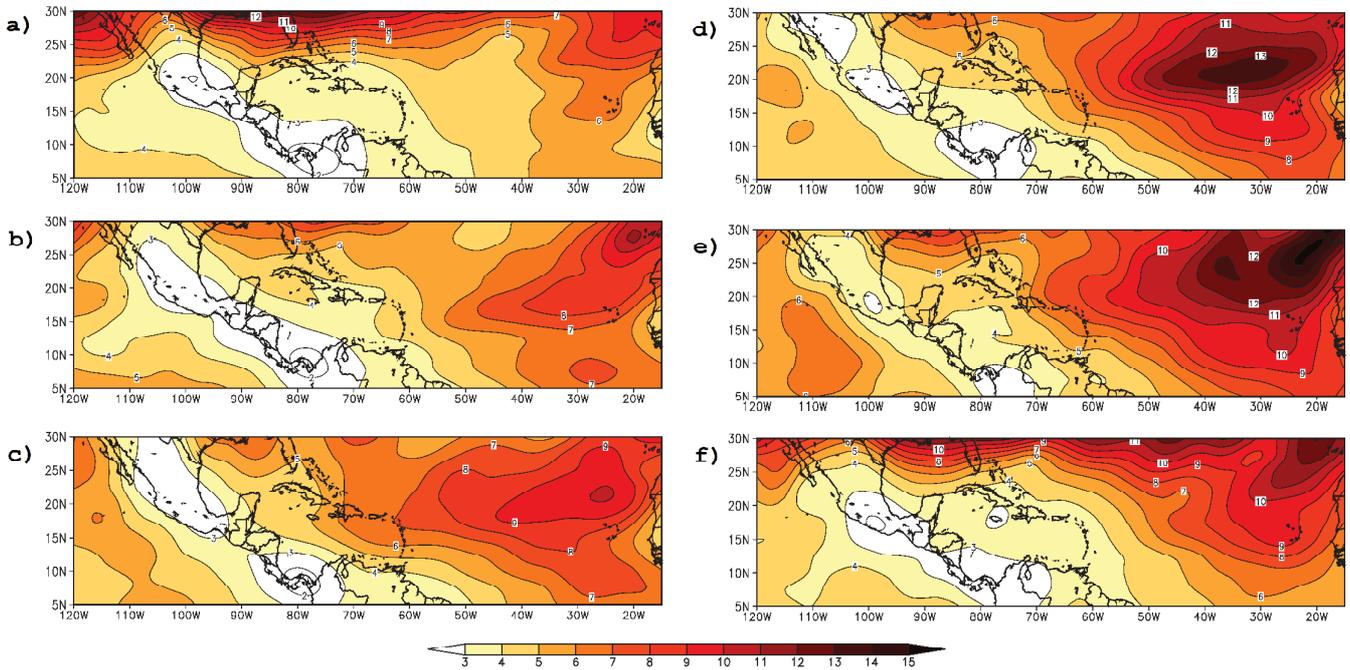


Fig. 4.10 PKE (m^2s^{-2}) en 700 hPa usando transientes de alta frecuencia (3-10 días)⁻¹ para **a)** mayo, **b)** junio, **c)** julio, **d)** agosto, **e)** septiembre y **f)** octubre. NCEP.

Los niveles predominantes para la actividad de transientes del tipo ondas del este son 700 y 850 hPa, por lo que en el mes de julio para la región del Caribe debe existir algún mecanismo dinámico tal como una clase de circulación que lleve al CLLJ a alcanzar un máximo, transfiriendo momento hacia esa zona. Este tipo de circulación fue discutida en el capítulo 3 y también por Herrera et al. (2015). Al sur de salida del jet se crea convección y el aire que asciende, al alcanzar la atmósfera media (700-500 hPa) diverge. Parte del flujo se dirige hacia el oeste y parte al este, la rama que se dirige al este al avanzar se ralentiza conforme interacciona con los vientos y las ondas del este. Cuando ocurre eso, se crea convergencia en la región sobre la entrada del jet y ahí una parte del flujo conforma una corriente descendente que transporta momento a los niveles bajos.

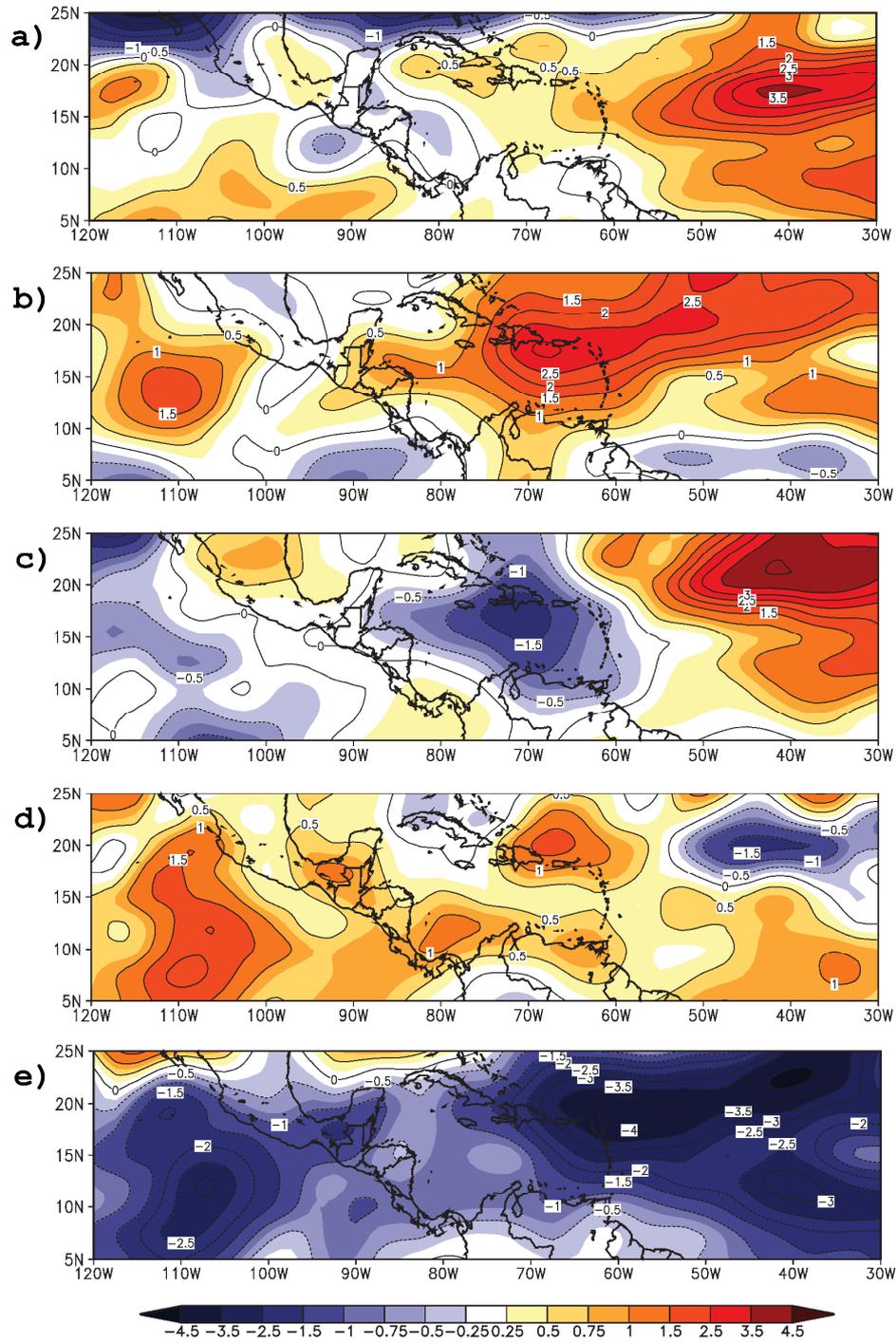


Fig. 4.11 Diferencias mensuales de PKE (m^2s^{-2}) en 700 hPa usando transientes de alta frecuencia ($3-10 \text{ días}^{-1}$) para **a)** junio menos mayo, **b)** julio menos junio, **c)** agosto menos julio, **d)** septiembre menos agosto y **e)** octubre menos septiembre. NCEP

Con un diagrama de sección transversal de *PKE* se puede observar ese comportamiento también (Fig. 4.12), al notar que existe gran *PKE* hacia el norte (latitudes medias) y desde niveles medios a superiores como se esperaría, pero hay un máximo en la zona donde se desarrolla el jet, es decir en una región tropical y en niveles bajos (12°N y 925 hPa).

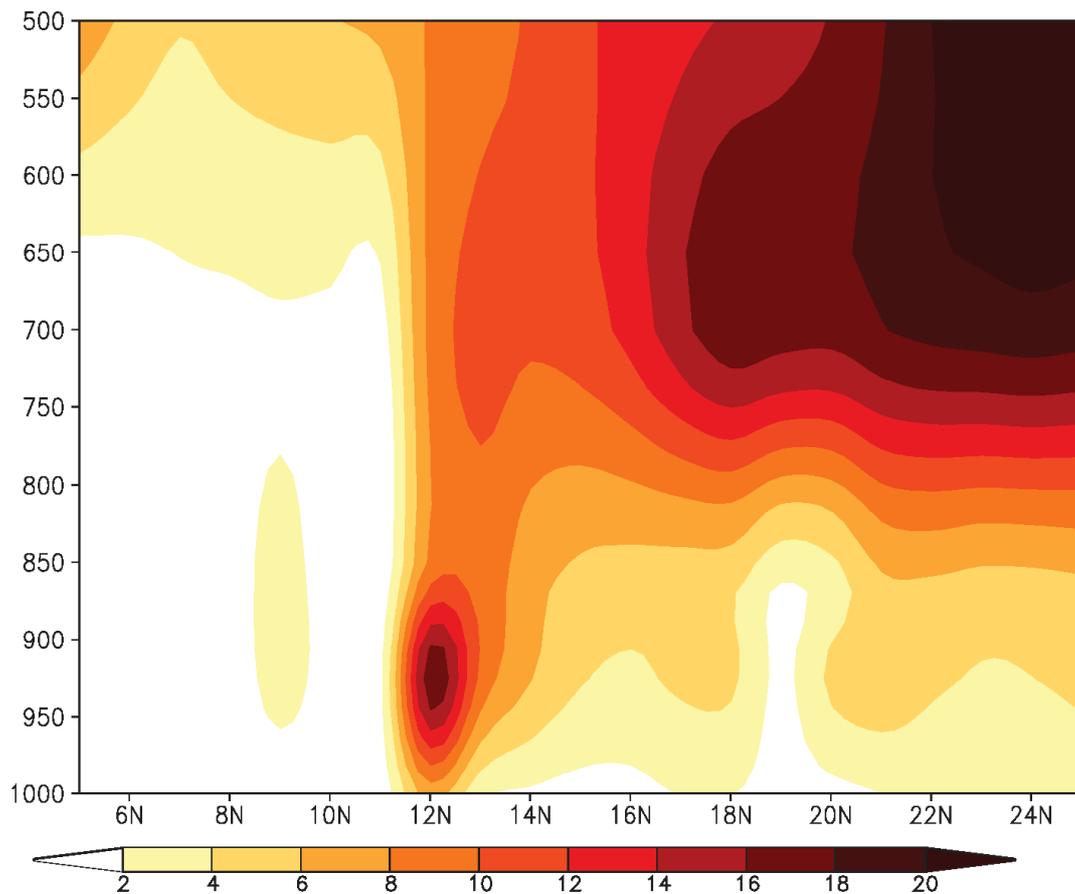


Fig. 4.12 Sección transversal vertical de la climatología de *PKE* (m^2s^{-2}) usando transientes de alta frecuencia ($3-10 \text{ días}^{-1}$) para julio, fijando la longitud en $75^\circ W$. ERA.

Con la información obtenida se conjetura que las ondas del este observadas sobre el mar Caribe pueden ser por una parte ondas africanas propagándose hacia el Caribe y por otra, perturbaciones locales que se amplifican (amortiguan) en la región del CLLJ. El análisis de *PKE* muestra que el máximo registro sobre el Atlántico se alcanza en julio, justo cuando el CLLJ alcanza también su máxima intensidad. Sin

embargo, es necesario analizar por qué a pesar del aumento en *PKE* sobre el Atlántico, en el Caribe ocurre una disminución de *PKE* en agosto. De acuerdo al análisis de inestabilidad barotrópica mostrado anteriormente, conforme se intensifica el CLLJ las perturbaciones pueden amplificarse y la *PKE* aumentar. En julio, luego de que el CLLJ alcanza un máximo alrededor de 15 m/s, su intensidad comienza a disminuir, con ello el proceso de amplificación de perturbaciones en la zona del Caribe se vuelve menos eficiente y en principio debe continuar así por el resto del verano. Sin embargo, la actividad de *PKE* se vuelve a incrementar hacia el mes de septiembre, a pesar de que el CLLJ se sigue debilitando. Por ello, es necesario establecer cuál es el forzante que modula las variaciones observadas en la *PKE* durante el verano sobre la región del Caribe. La actividad de *PKE* o de ondas del este sobre el Caribe es determinante para explicar las lluvias sobre Mesoamérica. El patrón de variación en las lluvias durante años con gran actividad de ondas del este comparado con años de poca actividad indica que dichas perturbaciones son factor clave en incrementar la precipitación sobre el Caribe y la costa del Pacífico de Centroamérica (Salinas, 2006). Sin embargo, una mayor actividad de ondas del este genera menos precipitación en la costa del Caribe (Fig. 4.13).

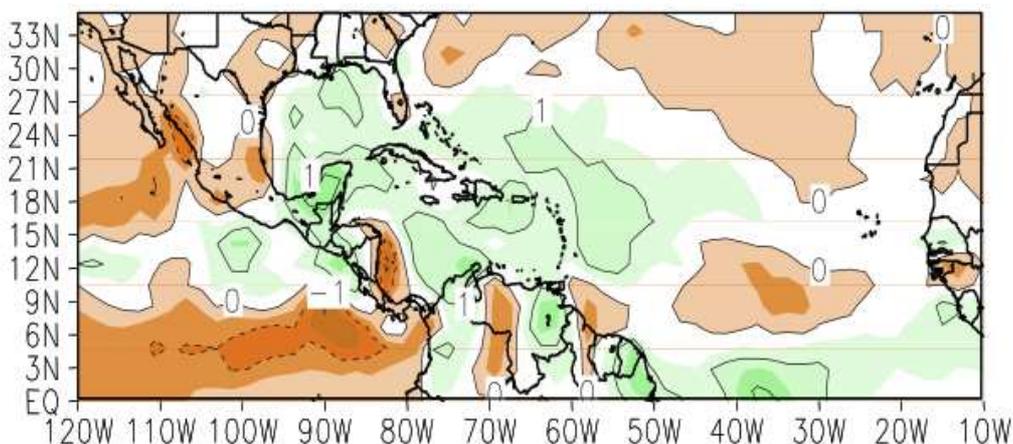


Fig. 4.13 Razón de precipitación (mm/día) julio a octubre: 1981, 1988, 1985, 1993, 1999 menos 1980, 1986, 1990, 1994, 1997 y 2001 (Tomado de Salinas, 2006).

Lo anterior coincide aproximadamente con la evolución de las lluvias en relación con la MSD (ver figura 6, Magaña et al. 1999). De esta forma, las ondas del este son un elemento a tomar en cuenta en las teorías encaminadas a explicar la dinámica de la MSD.

4.3. Forzamiento de transientes en el flujo medio

La interacción de transientes y flujo medio sobre la región del Caribe tiene implicaciones adicionales sobre la dinámica del clima regional. Los transientes pueden modificar las circulaciones casi estacionarias imprimiendo un carácter espacial característico. Por ejemplo, Orlanski (1998) analizó el efecto que tienen las ondas de Rossby en latitudes medias sobre la corriente en chorro en la troposfera alta. Bajo consideraciones de balances de vorticidad concluyó que la corriente en chorro tiende a deflectarse hacia el norte por el efecto de las perturbaciones en la parte correspondiente a la salida del jet. En el Caribe, las ondas del este interactúan con el CLLJ y pueden alterar la dirección del flujo.

Bajo consideraciones dinámicas basadas en el vector-E (Hoskins et al. 1983), se puede analizar la retroalimentación entre los transientes y el flujo medio. El flujo de vorticidad de perturbación está determinado mediante una aproximación en términos de la convergencia del vector E, la forma y dirección de este flujo en relación con la velocidad de grupo puede ser determinada por el vector E. En nuestro caso de estudio utilizamos el vector horizontal, que consta de dos componentes, por una parte, la componente zonal que es la diferencia de varianzas: $(\overline{v'^2} - \overline{u'^2})$ que está relacionada con la anisotropía de las perturbaciones; mientras que la componente meridional como la covarianza: $-\overline{u'v'}$ que corresponde a menos el flujo meridional de momento zonal de perturbación. El flujo de momento del oeste efectivo puede ser dado en términos de $-E$. Donde E sea divergente hay un forzamiento de la circulación media horizontal consistente con una tendencia a incrementar el flujo

medio del oeste. Donde E sea convergente, el forzamiento de la circulación media es consistente con una tendencia a disminuir el flujo medio del oeste.

Por otro lado Orlanski (1998) estudió la contribución de los términos: $(\overline{v'^2} - \overline{u'^2})$ y $\overline{u'v'}$ en la vorticidad inducida para un jet del oeste que interacciona con ondas baroclínicas, examinando cuanto contribuye cada uno de los términos al flujo de vorticidad total y a la circulación. Haciendo un análisis esquemático similar al de Orlanski para un jet del este, el flujo de momento meridional debido a las perturbaciones se representa en la Fig. 4.14a, de tal forma que la vorticidad inducida es anticiclónica en la parte norte del jet (poleward side) y ciclónica al sur del jet (equatorward side); la tendencia de la función de corriente tendrá el mismo signo que los flujos de momento.

Los contornos de la parte anisotrópica que se muestran en la Fig. 4.14b exhiben un máximo cerca de la región de salida del jet. Cambiando el signo a los cambios meridionales del término de anisotropía $(-\partial/\partial y) (\overline{v'^2} - \overline{u'^2})$ serán negativos/positivos hacia el norte/sur de los ejes de máxima anisotropía. La vorticidad inducida por el cambio longitudinal del cambio meridional de la anisotropía $(\partial/\partial x) (\partial/\partial y) (\overline{v'^2} - \overline{u'^2})$ mostrará un patrón de cuadrupolo, como muestran los vectores punteados en la Fig. 4.14b, con tendencias anticiclónicas al noreste y suroeste, y tendencias ciclónicas al noroeste y sureste.

Los efectos combinados de los dos términos (Fig. 4.14c) es inclinar el eje de trayectorias hacia una orientación noroeste-sureste.

Para nuestro caso, el término de anisotropía es el que domina sobre el término de flujo de momento meridional y los dos tienen un comportamiento de dipolo parecido al de la Fig. 4.14a por lo que el efecto combinado también es muy similar a éste (Fig. 4.15).

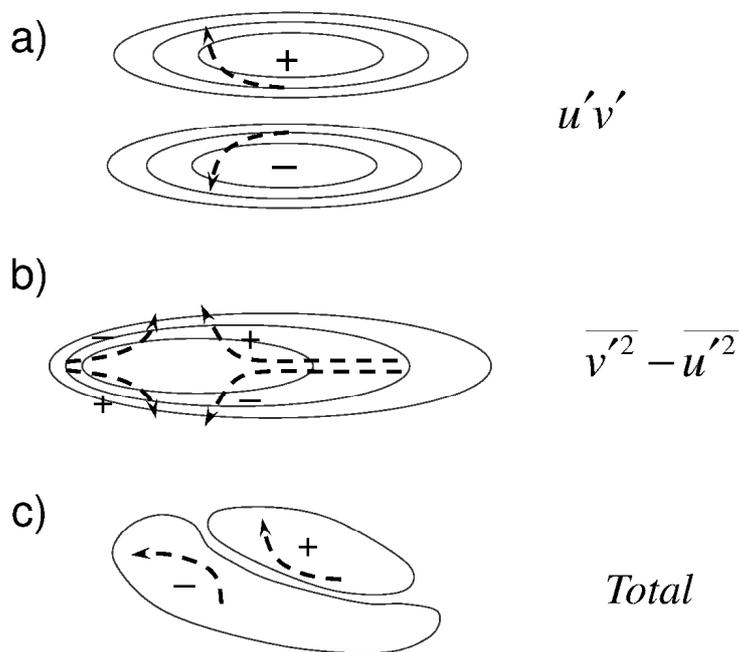


Fig. 4.14 Esquema de patrones de flujos de momento (contornos), circulación inducida (vectores punteados) y signo de la función de corriente inducida (+/-). **a)** Flujo meridional de momento zonal y su circulación como dipolo. **b)** La varianza de la velocidad v' menos la varianza de la velocidad zonal u' , y la circulación como un cuadrupolo. **c)** Respuesta total al forzamiento por transientes. Para un jet del este, modificado de Orlanski (1998).

El patrón referido de dipolo con vorticidad anticiclónica/ciclónica inducida hacia el norte/sur significa para el término de flujo de momento meridional de momento zonal en el nivel de 700 hPa, que en la región de vorticidad anticiclónica/ciclónica el flujo de momento zonal es llevado hacia el sur/norte (Fig. 4.15a); es decir, en la región del jet hay convergencia de transientes.

Además, el patrón está de acuerdo con la aceleración del jet, ya que sabemos que $\partial u/\partial t \sim \partial(-\overline{u'v'})/\partial y$ que se aprecia claramente negativo. En este caso cuando la parte positiva del forzamiento es más intensa que la negativa (como en la figura), el jet será aumentado y desplazado hacia el sur (Orlanski, 1998).

Por otra parte, para el término de anisotropía en la región de vorticidad anticiclónica/ciclónica la varianza de velocidad meridional de perturbación es

mayor/menor que la varianza de velocidad zonal de perturbación (Fig. 4.15b), lo que se esperaba teniendo un jet con vorticidad de cizalla hacia el norte y sur y en sus regiones de entrada y salida con el mismo patrón pero con vorticidad de curvatura.

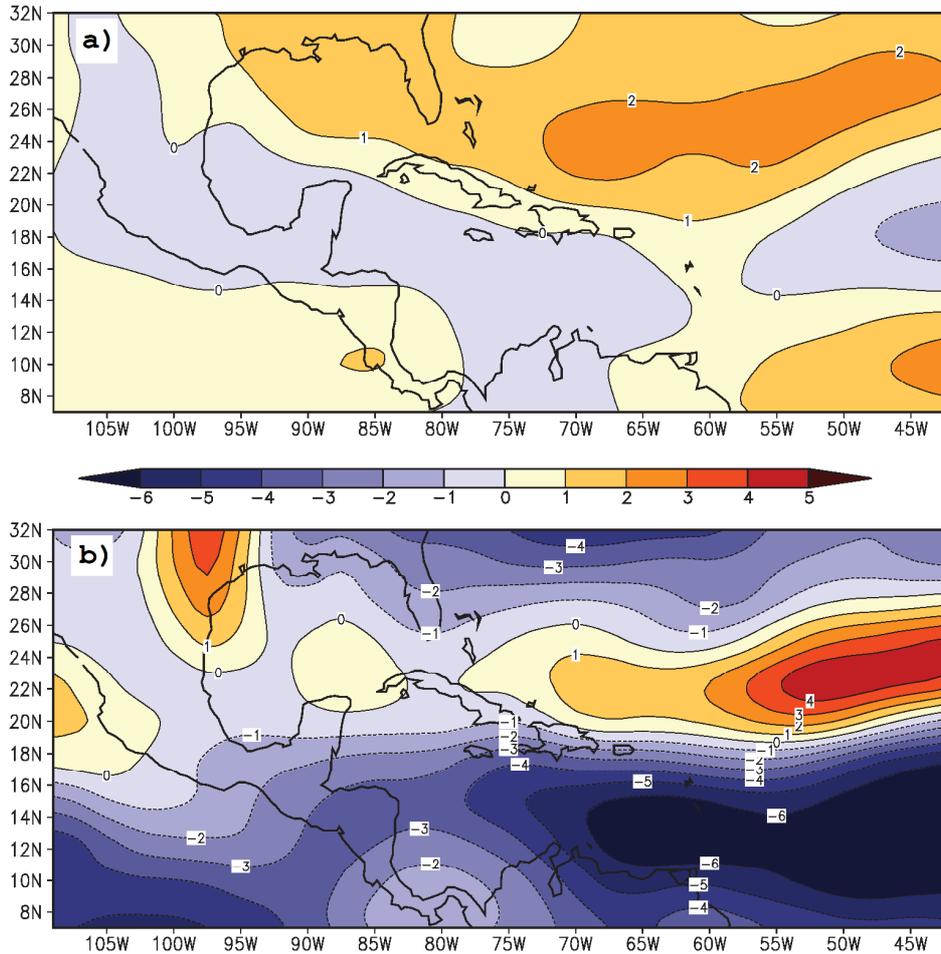


Fig. 4.15 a) Flujo meridional de momento zonal (m^2s^{-2}) y **b)** Diferencia de las varianzas meridional y zonal (m^2s^{-2}), para transientes de alta frecuencia (3-10 días)¹ en 700 hPa, para el mes de julio. Con datos NCEP.

Al combinar los dos términos de flujo meridional de momento zonal y el de la diferencia de varianzas se obtuvo la figura 4.16, con el resultado de un patrón de dipolo, mostrando como respuesta al forzamiento de transientes que la trayectoria que seguirá el flujo a partir de la región de salida del CLLJ será con una marcada deflexión hacia el norte y con una pequeña hacia el sur.

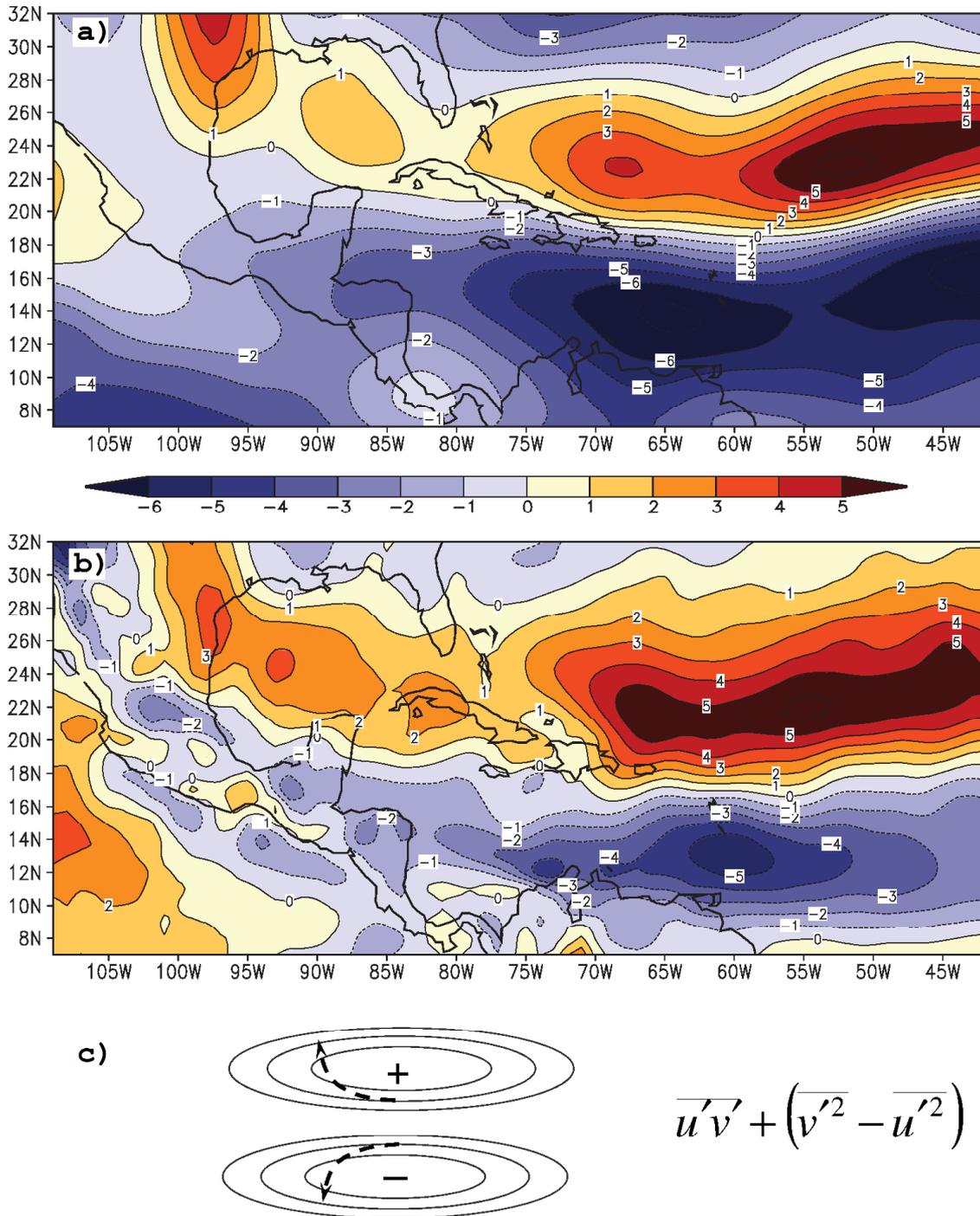


Fig. 4.16 Respuesta total del forzamiento por transientes (m^2s^{-2}). Utilizando datos de: **a)** NCEP y **b)** ERA-Interim, para transientes de alta frecuencia (3-10 días)¹ en 700 hPa, para el mes de julio; **c)** esquema de dipolo para la suma.

El resultado obtenido en la figura 4.16 está acorde con las desviaciones que tiene la circulación media mensual para julio (Fig.4.17), en donde se aprecia que a partir de la región de salida del CLLJ el flujo se bifurca hacia el noroeste, cruzando la península de Yucatán y siguiendo hacia el Golfo de México y llegando al noreste de México y por otra parte hacia el suroeste cruzando Centroamérica por Nicaragua y su frontera con Costa Rica y llegando a la región del océano Pacífico (líneas rojas); al norte del Caribe se aprecia una desviación del flujo hacia el norte que se dirige paralelo a la costa este de Florida (Estados Unidos) y que claramente es diferente a lo que ocurre a la salida del CLLJ y que puede ser asociado a la alta subtropical de Norteamérica (línea azul).

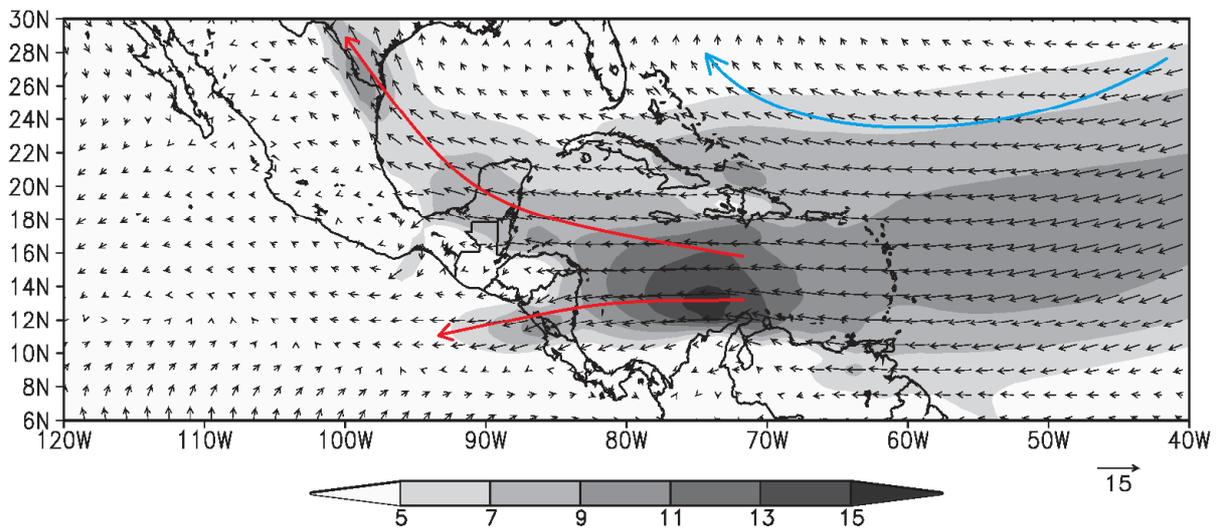


Fig. 4.17 Climatología del vector viento (flechas) y su magnitud (contornos) a 925 hPa para julio. Desviación del flujo en la región de salida del CLLJ (líneas rojas) y desviación del flujo al norte del Caribe por NASH (línea azul). ERA.

Se hizo el mismo análisis para niveles inferiores a 700 hPa, tanto para 850 hPa como para 925 hPa, notando que conforme se desciende en altura, la señal de los transientes en los términos de anisotropía, de flujo meridional de momento zonal y en su combinación, se va perdiendo y se hace cada vez más ruidosa. Resultado esperado, tomando en cuenta lo visto en el capítulo 3, que entre junio y julio, parte del momento de los transientes en la región de entrada es llevado hacia niveles

inferiores, cediéndolo hacia el flujo medio y acelerándolo. Se puede decir que durante la aceleración del CLLJ, los transientes al llegar a la región de Caribe pierden parte de su estructura de onda.

4.4. Discusión sobre la inestabilidad barotrópica

El estudio de flujos atmosféricos barotrópicamente inestables indican que dentro de un rango de intensidad del flujo medio, las perturbaciones con ciertas características espaciales pueden ser amplificadas. En el caso de la dinámica del clima de verano sobre el mar Caribe, el CLLJ corresponde a una circulación de verano casi estacionaria barotrópicamente inestable, que puede favorecer la amplificación de transientes tales como las ondas africanas que se mueven sobre el océano Atlántico.

Sin embargo, si el CLLJ es más intenso que un cierto margen, las perturbaciones típicas que se aproximan al mar Caribe podrían no amplificarse bajo las condiciones de inestabilidad barotrópica. Esto es lo que parece suceder durante julio y agosto, o durante años anómalamente intensos del jet, dado que la PKE de alta frecuencia como medida de la actividad de transientes tiende a decrecer bajo tales condiciones.

La determinación de las diferentes fuentes de momento zonal que son responsables por la amplificación del CLLJ es un problema relevante si se desea mejorar de forma adecuada los pronósticos estacionales. El presente análisis muestra evidencia empírica que sustenta que en periodos de intensificación del CLLJ, la actividad de transientes sobre el mar Caribe y la precipitación sobre una región grande de las Americas tropicales del norte tienden a descender.

Capítulo 5: Conclusiones

El clima de la región de Mesoamérica en verano tiene varios componentes de diferentes escalas espaciales y temporales, los cuales además pueden tener interacciones entre ellos. Lograr un buen entendimiento de los mecanismos y procesos dinámicos que están involucrados y de sus interacciones tiene la finalidad de incorporar esa información para mejorar las habilidades de los modelos climáticos para diferentes escalas y realizar pronósticos estacionales confiables, para poder planear y lograr un manejo óptimo de la información climática incluso para mejorar el manejo de riesgo.

En relación a la MSD, en el año de 2019 se cumplen veinte años del trabajo de Magaña et al. (1999), a partir del cual se ha avanzado en su entendimiento, pero todavía hay cuestiones no resueltas. En parte, el trabajo de Magaña et al. (1999) ha servido de referencia para denotar el ciclo diurno de la precipitación en la región, pero sobre los mecanismos asociados y su entendimiento, no existe una teoría aceptada aun. Desde el trabajo de Magaña et al. (1999) se estableció que el CLLJ tenía una interacción importante con varios fenómenos que causan precipitación en la región de Mesoamérica como son las ondas del este y los ciclones tropicales, pero

todavía no se establece cuantitativamente el efecto de la disminución de precipitación y la intensidad del CLLJ, sin tomar en cuenta fenómenos de baja frecuencia como ENSO. Sin embargo, es un hecho que el tema de la MSD está ligado con diversos mecanismos dinámicos y termodinámicos, desde los cambios en las circulaciones medias en el verano, como con las trayectorias de los ciclones tropicales tanto sobre el océano Atlántico como el Pacífico, con las regiones de preferencia de guías de onda, cambios de las SSTs, dinámica de la ITCZ, etc. Es decir, lograr el entendimiento de la MSD conlleva el entendimiento de las interacciones de los fenómenos anteriores en nuestra región, por lo que no se trata de sólo de enfocar el estudio a revisar una o dos variables para tres o cuatro semanas entre julio y agosto, lo que se quiere es comprender cómo se dan esos cambios anteriores, de qué dependen, cuáles son sus rangos y que no es explicado con lo que se tiene.

Como se ha descrito anteriormente, para la región de Mesoamérica la interacción entre el flujo medio y perturbaciones es de gran importancia por varios motivos. Para el centro, sur y sureste de México y parte de Centroamérica el resultado de esa interacción está ligada a una disminución de precipitación importante en la escala intraestacional, tanto por el efecto de la falta de precipitación por la no llegada de las ondas del este al continente, como por la aceleración del jet de Caribe y su consecuente alza en la cizalla vertical de viento en la zona del Caribe, no dejando que se desarrollen ciclones tropicales.

Desafortunadamente, la aproximación al entendimiento de los procesos por diversos investigadores (Rauscher et al. 2011, Martin y Schumacher, 2011; etc.), se ha basado hasta ahora en preestablecer las SSTs, considerando sólo la parte termodinámica, sin tomar en cuenta aspectos dinámicos en sus procesos. Además, como se mencionó previamente en el capítulo 3, prevalece considerar a las albercas de agua caliente del Pacífico NE y del Atlántico-Caribe como una sola, al igual que sus regímenes de precipitación, principalmente porque para ambas albercas se aprecia un comportamiento bimodal, pero que como se ha estudiado no tienen las mismas características (Fig. 5.1).

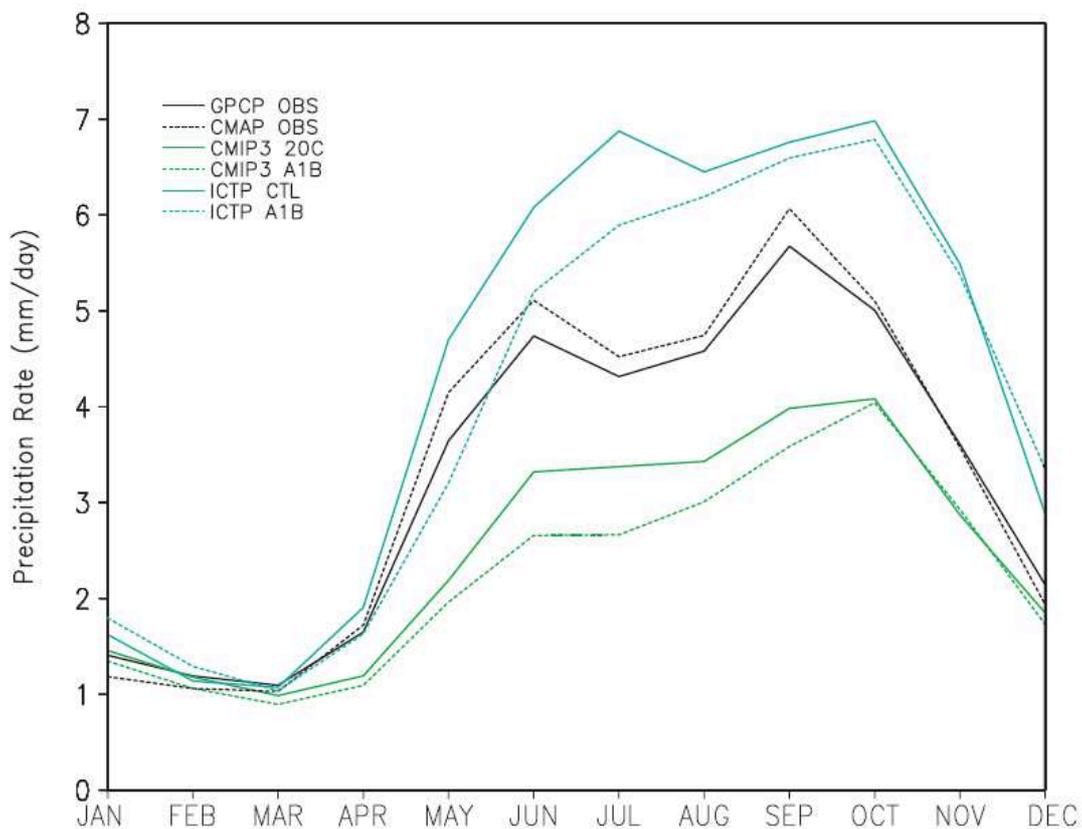


Fig. 5.1 Ciclo anual de la precipitación promedio (mm día^{-1}) para CMAP (negro), observaciones GPCP (puntos negros); ensamble promedio de simulaciones CMIP3 20C (verde) y CMIP3 A1B (puntos verdes), simulación CTL para ICTP AGCM (azul) y A1B (puntos azules) en (9° - 24° N, 95° - 60° W). Rauscher et al. 2011.

Pero preestablecer SSTs no resuelve el problema y plantea otros, como qué mecanismos controlan las SSTs y es conocido por la experiencia en el pronóstico de ENSO que ese tema no es trivial.

Lo anterior lleva a que los pronósticos climáticos tengan dificultad al mostrar los diferentes procesos para la resolución de la región de la MSD o del Caribe donde ocurre la aceleración del jet. Entonces, no presentan la aceleración del CLLJ y cuando intentan capturar al jet, la precipitación no tiene el comportamiento conocido tipo MSD (Fig. 5.2).

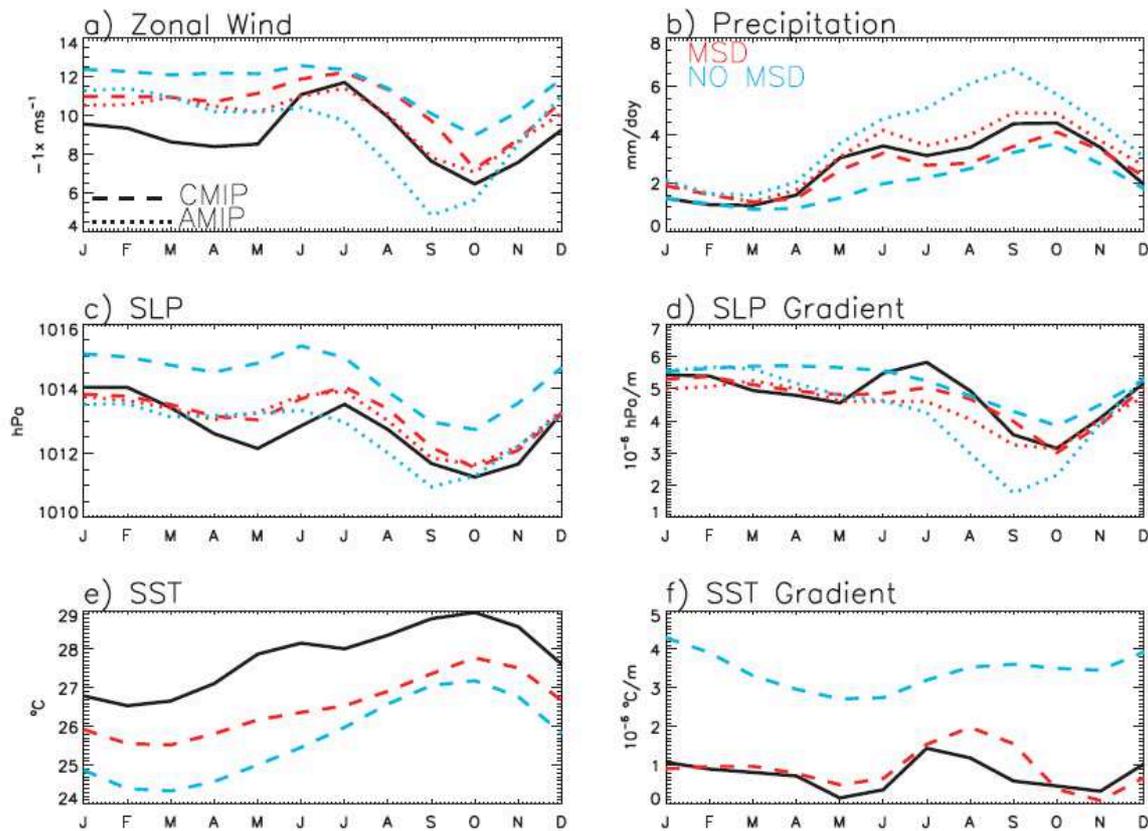


Fig. 5.2 Ciclo anual observaciones (línea sólida), promedio CMIP (guiones), promedio AMIP (puntos). En rojo el promedio de los modelos que capturan MSD y en azul el promedio de los modelos sin MSD: a) viento zonal; b) Precipitación promediada en el área 10°-25°N, 90°-55°W; c) SLP; d) Gradiente de SLP en 12.5°-17.5°N, 70°-80°W; e) SST y f) Gradiente de SST en 12°-16°N, 70°-80°W. Martin y Schumacher 2011.

Referencias

- 1) Amador, J. A., 1998: A climatic feature of the tropical Americas: The trade wind easterly jet. *Top. Meteor. Oceanogr.*, **5**, 91–102.
- 2) Amador, Jorge A. 2008: The Intra-Americas Sea Low-level Jet. *Trends and Directions in Climate Research: Ann. N.Y. Acad. Sci.* 1146: 153–188. doi: 10.1196/annals.1446.012
- 3) Amador, J. A., E. J. Alfaro, O. G. Lizano, and V. O. Magaña, 2006: Atmospheric forcing of the eastern tropical Pacific: A review. *Progress in Oceanography*, **69**, 101-142.
- 4) Amador, J. A., E. R. Rivera, A. M. Durán-Quesada, G. Mora, F. Sáenz, B. Calderón and N. Mora, 2016a: The easternmost tropical Pacific. Part I: A climate review. *Int. J. Trop. Biol.* (Rev. Biol. Trop. ISSN-0034-7744), **64**, S1-S22.
- 5) Amador, J. A., A. M. Durán-Quesada, E. R. Rivera, G. Mora, F. Sáenz, B. Calderón and N. Mora, 2016b: The easternmost tropical Pacific. Part II:

Seasonal and intraseasonal modes of atmospheric variability. *Int. J. Trop. Biol.* (Rev. Biol. Trop. ISSN-0034-7744), **64**, S3-S57.

- 6) Ambrizzi, Tércio e Víctor Magaña, 2002: Experimento Climático nas Águas quentes da América Central. *Boletim da Sociedade Brasileira de Meteorologia*. 26 (3): 6-12.
- 7) Anderson, M. B. 1991. “Which Costs More: Prevention or Recovery?” In Alcira Kreimer and M. Arnold, eds., *Managing Natural Disasters and the Environment*. Washington, D.C.: WorldBank: 17–27.
- 8) Avila L. A., Pasch R. J. (1995): Atlantic Tropical systems of 1993. *Mon. Wea. Rev.* **123**: 887–896.
- 9) Bretherton, C. S., T. Uttal, C. W. Fairall, S. E. Yuter, R. A. Weller, D. Baumgardner, K. Comstock, R. Wood, and G. B. Raga, 2004: The EPIC 2001 stratocumulus study. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **85**, 967-977.
- 10) Burpee, Robert W. 1972: The origin and Structure of Easterly Waves in the Lower Troposphere of North Africa. *J. Atm. Sci.* **29**: 77-90.
- 11) Cook, K. H., C. M. Patricola, and E. K. Vizy. 2004. Easterly Waves in the Tropical Atlantic: Climatology and Variability. *MWR*, 40, 141-162.
- 12) Cook, K. H., and Vizy E. K. Hydrodynamics of the Caribbean low level jet and its relationship to precipitation. *J. Climate* 2010, vol. **23**, pp. 1477–1494. <https://doi.org/10.1175/2009JCLI3210.1>
- 13) Curtis S. 2002. Interannual variability of the bimodal distribution of summertime rainfall over Central America and tropical storm activity in the far-eastern Pacific. *Climate Research*, **22**: 141–146.
- 14) Dee DP, Uppala SM, Simmons AJ, Berrisford P, Poli P, Kobayashi S, Andrae U, Balsameda MA, Balsamo G, Bauer P, Bechtold P, Beljaars ACM, van de

- Berg L, Bidlot J, Bormann N, Delsol C, Dragani R, Fuentes M, Geer AJ, Haimberger L, Healy SB, Hersbach H, Hólm EV, Isaksen L, Kållberg P, Köhler M, Matricardi M, McNally AP, Monge-Sanz BM, Morcrette J-J, Park B-K, Peubey C, de Rosnay P, Tavolato C, Thépaut J-N, Vitart F. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Q J R Meteorol Soc*, 2011, 137:553–597. doi:10.1002/qj.828
- 15) Dominguez C. and Magaña V. (2018): The Role of Tropical Cyclones in Precipitation Over the Tropical and Subtropical North America. *Front. Earth Sci.* **6**:19. doi: 10.3389/feart.2018.00019
 - 16) Dunn, Gordon E., 1940: Cyclogenesis in the Tropical Atlantic. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **21**, 215-229.
 - 17) Durán-Quesada, A. M., L. Gimeno, J. A. Amador, and R. Nieto, 2010: Moisture sources for Central America: Identification of moisture sources using a Lagrangian analysis technique, *J. Geophys. Res.*, **115**, D05103, doi:10.1029/2009JD012455.
 - 18) Durán-Quesada, A. M., Gimeno, L., and Amador, J., 2017: Role of moisture transport for Central American precipitation, *Earth Syst. Dynam.*, **8**, 147–161, <https://doi.org/10.5194/esd-8-147-2017>, 2017.
 - 19) Eliassen, E., 1954: Numerical solutions of the perturbation equation for linear flow. *Tellus*, **6**, 183-191.
 - 20) Emanuel, Kerry A. 1991: The Theory of Hurricanes. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **23**: 179-196.
 - 21) Foote, J.R., and C.C. Lin, 1951: Some recent investigations in the theory of hydrodynamic stability. *Quart. Appl. Math.*, **8**, 265-280.

- 22) Fuller, Ryan D., David J. Stensrud. 2000: The Relationship between Tropical Easterly Waves and Surges over the Gulf of California during the North American Monsoon. *Mon. Wea. Rev.* **128**: 2983-2989.
- 23) Gamble, Douglas W., Parnell, Darren B. and Curtis, Scott, 2008: Spatial variability of the Caribbean mid-summer drought and relation to north Atlantic high circulation. *Int. J. Climatol.* **28**: 343-350.
- 24) Gray, W. M. 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Wea. Rev.* **96** (10), 669-700.
- 25) Giannini A, Kushnir Y, Cane MA. 2000: Interannual variability of Caribbean rainfall, ENSO, and the Atlantic Ocean. *J. Climate.* **13**, 297-311.
- 26) Gill, A. E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447–462.
- 27) Haltiner, G. J., and R. T. Song, 1962: Dynamic instability in barotropic flow. *Tellus*, **14**, 383-393.
- 28) Herrera, E., Magaña, V. and Caetano, E. 2013: The Role of Transients in the Mid-Summer Drought over the Tropical Americas (Poster). AGU Meeting of the Americas
- 29) — , Magaña, V., and Caetano, E. 2015: Air–sea interactions and dynamical processes associated with the midsummer drought. *Int. J. Climatol.*, **35**: 1569-1578. doi: 10.1002/joc.4077
- 30) Hidalgo H.G., A.M. Durán-Quesada, J.A. Amador, and E.J. Alfaro. 2015: The Caribbean Low Level Jet, the Inter-tropical Convergence Zone and precipitation patterns in the Intra Americas Sea: A proposed dynamical mechanism. *Geografiska Annaler, Series A: Physical Geography*, 41-59. doi:10.1111/geoa.12085.

- 31) — , E. J. Alfaro, J. A. Amador, and A. Bastidas, 2019: Precursors of quasi-decadal dry-spells in the Central America Dry Corridor, *Clim Dyn.*, **53**, 1307–1322. <https://doi.org/10.1007/s00382-019-04638-y>
- 32) Higgins, R. W., Y. Chen, and A. V. Douglas, 1999: Interannual variability of the North American warm season precipitation regime. *J. Climate*, **12**, 653–680.
- 33) — , and Coauthors, 2003: Progress in Pan American CLIVAR research: The North American Monsoon System. *Atmósfera*, **16**, 29–65.
- 34) Holton, James R., 2004: An introduction to dynamic meteorology. Elsevier Academic Press (4th edition), 535 pp.
- 35) Hoskins, B., James I. and White G., 1983: The Shape, Propagation and Mean-Flow Interaction of Large-Scale Weather Systems. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1595–1612.
- 36) — , 1983: Modelling of the transient eddies and their feedback on the mean flow. Large-Scale Dynamical Processes in the Atmosphere, B. J. Hoskins and R. P. Pierce, Eds., Academic Press, 169–199.
- 37) IASCLIP. Earth Observing Laboratory, UCAR
<https://archive.eol.ucar.edu/projects/iasclip/documentation/IASCLIP-CLIVAR2014-live.pdf>
- 38) Imbach, P., Molina, L., Locatelli, B., Roupsard, O., Ciais, P., Corrales, L., and Mahé, G.: Climatology-based regional modelling of potential vegetation and average annual long-term runoff for Mesoamerica, *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, **14**, 1801–1817, <https://doi.org/10.5194/hess-14-1801-2010>, 2010.

- 39) Inoue, M., I. C. Handoh, and G. R. Bigg, 2002: Bimodal distribution of tropical cyclogenesis in the Caribbean: Characteristics and environmental factors. *J. Climate*, **15**, 2897–2905.
- 40) Jacobs, S. J., and A. Wiin-Nielsen, 1966: On the stability of a barotropic basic flow in a stratified atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 682-687.
- 41) James, Ian N., 1994: Introduction to circulating atmospheres. Cambridge University Press, 208-64.
- 42) Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R, Collins W, Deaven D, Gandin L, Iredell M, Saha S, White G, Woollen J, Zhu Y, Chelliah M, Ebisuzaki W, Higgins W, Janowiak J, Mo KC, Ropelewski C, Wang J, Leetmaa A, Reynolds R, Jenne R, Joseph D. The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 1996, vol. **7**, 437–471.
- 43) Kuo, H. L., 1949: Dynamic instability of two-dimensional non-divergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, **6**, 105–122.
- 44) Ladwig, W. C., and D. J. Stensrud. 2009: Relationship between tropical easterly waves and precipitation during the North American monsoon. *J. Climate.*, **22**, 258–271.
- 45) Landsea, C. W. (1993): A climatology of intense (or major) Atlantic hurricanes. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, pp. 1703-1713.
- 46) Lin, C.C., 1955: The theory of hydrodynamic stability. Cambridge Univ. Press, 155 pp.
- 47) Lipps, F. K., 1962: The barotropic stability of the mean winds in the atmosphere. *J. Fluid Mech.*, **12**, 397-407.
- 48) — , 1963: Stability of jets in a divergent barotropic fluid. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 120-129.

- 49) — , 1965: The stability of an asymmetric zonal current in the atmosphere. *J. Fluid Mech.*, **21**, 225-239.
- 50) Lindzen R. S. and S. Nigam, 1987: On the role of sea surface temperature gradients in forcing low level winds and convergence in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2418-2436.
- 51) Lorenz, Edward N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. World Meteorological Organization, 161 pp.
- 52) Maldonado T., Rutgersson A., Amador J., Alfaro E., Claremar B., 2016: Variability of the Caribbean low-level jet during boreal winter: large-scale forcings. *Int. J. Climatol.*, **36**, 1954-1969. DOI: 10.1002/joc.4472
- 53) Magaña, V., J. A. Amador, and S. Medina, 1999: The midsummer drought over Mexico and Central America. *J. Climate*, **12**, 1577–1588.
- 54) — , Vázquez, J.L., Pérez, J.L., and Pérez, J.B. 2003: Impact of El Niño on precipitation in Mexico. *Geofísica Internacional*, vol. **42-3**, 313-330.
- 55) — , and C. Conde, 2003: Climate variability and climate change and their impacts on the freshwater resources in the border region: A case study for Sonora, México. *Climate and Water-Transboundary Challenges in the Americas*, H. F. Díaz and B. S. Morehouse, Eds., Kluwer Academic Publishers, 373–393.
- 56) Magaña R., Víctor O. (Editor). (2004). *Los impactos de El Niño en México* (UNAM, SEP-CONACYT, IAI, CENAPRED, PEMBU).
- 57) — , and E. Caetano, 2005: Temporal evolution of summer convective activity over the Americas warm pools. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L02803, doi:10.1029/2004GL021033.

- 58) — , y T. Ambrizzi, 2005: Dynamics of subtropical vertical motions over the Americas during El Niño boreal winters. *Atmósfera.*, **18** (4), 211-233.
- 59) Mapes, B. E., P. Liu, and N. Buening, 2005: Indian monsoon onset and the Americas midsummer drought: Out-of equilibrium responses to smooth seasonal forcing. *J. Climate*, **18**, 1109-1115.
- 60) Martin, E., Schumacher, C., 2011: The Caribbean low-level jet and its relationship with precipitation in IPCC AR4 models. *J. Clim.* **24**, 5935–5950.
- 61) Méndez-Perez, J. M., and V. Magaña, 2007: Meteorological drought episodes over Mexico region. *Eos, Trans. Amer. Geophys. Union*, 88 (Spring Meetin 2007), Abstract U41B-05.
- 62) Méndez, M., and Magaña, V. Regional Aspects of Prolonged Meteorological Droughts over Mexico and Central America. *J. Climate*. 2010, vol. **23**, 1175-1188. DOI: 10.1175/2009JCLI3080.1
- 63) Mintz, Y., 1954: The observed zonal circulation of the atmosphere. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **35**, 208-214.
- 64) Molinari, J., D. Knight, M. Dickinson, D. Vollaro, and S. Skubis, 1997: Potential vorticity, easterly waves, and eastern Pacific tropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2699–2708.
- 65) Murakami, M. Large-Scale Aspects of Deep Convective Activity over the GATE Area. *Mon. Wea. Rev.* 1979, vol. **107**, 994-1013.
- 66) Murray, F. W., 1960: Dynamic stability in the stratosphere. *J. grophys. Res.*, **65**, 3273-3305.
- 67) Orlanski, I. 1998: On the poleward deflection of storm tracks. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 128-154.

- 68) Pasch, R. J., L. A. Avila, and J.-G. Jing, 1998: Atlantic tropical systems of 1994 and 1995: A comparison of a quiet season to a near-record breaking one. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 1106–1123.
- 69) Peralta-Hernández, A. R., L. R. Barba-Martínez, V. O. Magaña-Rueda, A. D. Matthias, J. J. Luna-Ruíz. 2008: Temporal and spatial behavior of temperature and precipitation during the canícula (midsummer drought) under El Niño conditions in central México. *Atmósfera*, **21**(3), 265-280.
- 70) Perdigon-Morales, Juliet, Romero-Centeno, Rosario, Barrett, Bradford S., Ordonez, Paulina. 2019: Intraseasonal Variability of Summer Precipitation in Mexico: MJO Influence on the Midsummer Drought. *J. Climate*. **32**, 2313-2327. [doi:10.1175/JCLI-D-18-0425.1]
- 71) Rauscher S.A., Giorgi F., Diffenbaugh N.S., Seth A. (2008): Extension and intensification of the Meso-American mid-summer drought in the twenty-first century. *Clim. Dyn.* **31**: 551–571. doi:10.1007/s00382-007-0359-1
- 72) — , Kucharski, F. and Enfield, D.B. (2011): The role of regional SST warming variations in the drying of Meso-America in future climate projections. *Journal of Climate*, **24**(7), 2003–2016.
- 73) Rayleigh, Lord, 1880: On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Scientific Papers*, 1, 474-487. Cambridge Univ. Press.
- 74) Reed, Richard J. y Ernest E. Recker. 1971: Structure and Properties of Synoptic-Scale Wave Disturbances in the Equatorial Western Pacific. *J. Atmos. Sci.* **28**: 1119-1133.
- 75) Rennick M. A. 1976: The generation of African waves. *J. Atmos. Sci.*; **33**: 1955–69.

- 76) Reynolds, R.W., N.A. Rayner, T.M. Smith, D.C. Stokes, and W. Wang, 2002: An Improved In Situ and Satellite SST Analysis for Climate. *J. Climate*, **15**(13): 1609-1625.
- 77) Riehl, H., 1945: Waves in the easterlies and the polar front in the tropics. University of Chicago *Misc. Rep.* **17**, 79 pp.
- 78) Romero-Centeno, R., J. Zavala-Hidalgo and G. Raga. 2007: Midsummer gap winds and low-level circulation over the Eastern Tropical Pacific. *J. Climate*, **20**, 3768-3784.
- 79) Rossby, C.-G., 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semipermanent centers of action. *J. Marine Res.*, **2**, 38-55.
- 80) Salinas Prieto, J. A., 2006: Dinámica de ondas del este y su interacción con el flujo medio en el Caribe. Ph.D. dissertation, Universidad Nacional Autónoma de México, Centro de Ciencias de la Atmósfera, 109 pp.
- 81) Schultz, David M., W. Edward Bracken y Lance F. Bosart. 1998: Planetary- and Synoptic-Scale Signatures Associated with Central American Cold Surges. *Mon. Wea. Rev.* **126**, 5-27.
- 82) Serra, Yolande, George N. Kiladis, Kevin I. Hodges. 2010: Tracking and Mean Structure of Easterly Waves over the Intra-Americas Sea. *J. Climate*. **23** (18): 4823-4840. 10.1175/2010JCLI3223.1
- 83) Small, R. J. O., S. P. de Szoeke, and S.-P. Xie, 2007: The Central American midsummer drought: Regional aspects and large scale forcing. *J. Climate*, **20**, 4853–4873.
- 84) Starr, V. P. and White, R. M., 1954: Balance requirements of the general circulation. *Geophys. Res. Pap.*, No. **35**, 57 pp.

- 85) Stensrud, D. J., 1996: Importance of low-level jets to climate: A review. *J. Climate*, **9**, 1698–1711. <https://doi.org/10.1175/1520-0442>
- 86) Thorncroft, Chris y Kevin Hodges. 2001: African Easterly Wave Variability and Its Relationship to Atlantic Tropical Cyclone Activity. *J. Climate*. **14**: 1166-1179.
- 87) Tollmien, W., 1935: Ein allgemeines Kriterium der Instabilität laminarer Geschwindigkeitsverteilungen. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math-phys. Klasse*, **50**, 79-114.
- 88) Trenberth, K. E., 1986 b: An assessment of the impact of transient eddies in the zonal flow during a blocking episode using localized Eliassen–Palm flux diagnostics. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2070-2087.
- 89) — , K. E., 1997: The Definition of El Niño. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78** (12), 2771-2777.
- 90) VAMOS-CLIVAR. Earth Observing Laboratory, UCAR
https://www.eol.ucar.edu/field_projects/vamos
- 91) Wang, C., and Enfield, D. B., 2001: The tropical Western Hemisphere warm pool. *Geophysical Research Letters*, Vol. **28**, 1635-1638.
- 92) Wang, C., and D. B. Enfield (2003), A further study of the tropical western hemisphere warm pool, *J. Clim.*, **16**, 1476– 1493.
- 93) Wang C, Lee S, Enfield DB. 2007. Impact of the Atlantic warm pool on the summer climate of the Western Hemisphere. *J. Clim.* 20: 5021–5040.
- 94) Webster, P. 1994: The Role of Hydrological Processes in Ocean-Atmosphere Interaction. *Rev. Of Geophys.*, **32**, 427-476.

- 95) Wiin-Nielsen, A., 1961: On short- and long-term variations in quasi-barotropic flow. *Mon. Wea. Rev.* **89**, 461-476.
- 96) Yanai. M., 1961: Dynamical aspects of typhoon formation. *J. meteor. Soc. Japan*, **39**, 282-309.
- 97) — , and T. Nitta, 1968: Finite difference approximations for the barotropic instability problem. *J. meteor. Soc. Japan*, **46**, 389-403.
- 98) Zhang, C., 1993: Large-scale variability of atmospheric deep convection in relation to sea surface temperature in the tropics. *J. Climate*, **6**, 1898-1913.

Apéndice: Artículos

Herrera, E., and Magaña, V. (2020), Possible transient-mean flow interactions for Caribbean low-level jet. (Por someter).

Herrera, E., Magaña, V. and Morett, S. (2018), Relationship between Precipitation extreme events and floods. Case study: Tulancingo, Hidalgo. *Nova Scientia*. **10** (21), 191-206.

Magaña, V. and **Herrera, E.** (2017), Transient-mean flow interactions over the northern tropical Americas. The 1st International Electronic Conference on Hydrological Cycle (CHyCle-2017), *Sciforum Electronic Conference Series*, Vol. 1.

Herrera, E. and Morett, S. (2016), On the direction of Coriolis force and the angular momentum conservation. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. **38**, nº 3, e3304. DOI: <http://dx.doi.org/10.1590/1806-9126-RBEF-2016-0027>.

Herrera, E., Magaña, V. and Caetano, E. (2015), Air–sea interactions and dynamical processes associated with the midsummer drought. *Int. J. Climatol.* **35**: 1569-1578. doi: 10.1002/joc.4077

Herrera, E. y Garduño, R. (2014), Globos de Cantolla II: vuelo vertical. *Contactos*. **91**, 5-12.

Herrera, E. y Garduño, R. (2013), Globos de Cantolla. *Contactos*. **89**, 35-42.

Relación entre eventos extremos de precipitación con inundaciones. Estudio de caso: Tulancingo, Hidalgo

Relationship between Precipitation extreme events and floods. Case study: Tulancingo, Hidalgo

Eduardo Herrera¹, Víctor Magaña² y Sigrid Morett³

Palabras clave: precipitación; inundación; eventos extremos; desastre; riesgo
Keywords: precipitation; flood; extreme events; disaster; risk

Recepción: 30-05-2018 / Aceptación 27-07-2018

Resumen

Se analizó la dinámica de las inundaciones más importantes ocurridas en Tulancingo, Hidalgo, centrándose en la caracterización de la amenaza de eventos de precipitación extrema. El estudio de la climatología de la precipitación permitió determinar patrones temporales y espaciales, así como las fechas de los eventos extremos. Con base a una investigación hemerográfica se relacionaron los casos de eventos extremos con desastres (inundaciones) registrados. Los patrones espaciales asociados a los desastres registrados permiten establecer estrategias de prevención basadas en el pronóstico de precipitación.

Abstract

We analyzed the dynamics of the more significant floods in Tulancingo, Hidalgo, by characterizing the extreme precipitation hazard. Studying the precipitation climatology allows us to determine the occurrence of extreme events and its temporal and spatial patterns. The extreme events were associated with disaster hemerographic records. Disaster-related spatial patterns allow establishing prevention strategies using precipitation forecast.

Introducción

Las inundaciones son fenómenos que tienen inherente una parte natural y una social, cuando se presentan en lugares poblados pueden afectar a la ciudadanía considerablemente; esta afectación tiene componentes tanto espacial como temporal; por lo que su estudio conecta diferentes disciplinas como la Meteorología, Climatología, Hidrología, Geografía, Economía, Ingeniería,

¹ Posgrado de Ciencias de la Tierra, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México. E-mail: herreraztegui@gmail.com

² Instituto de Geografía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México

³ Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México

Política, etc. Por ello, entender el problema de manera satisfactoria requiere un esfuerzo multidisciplinario conjunto (Berz, 2000).

En México, en diversas localidades costeras, han ocurrido inundaciones severas a lo largo de su historia, varias se han estudiado a detalle. De los últimos quince años se tienen, por ejemplo, las sucedidas en Veracruz en 2005 y 2010 (Tejeda-Martínez, 2006 y 2011), en Tabasco en 2007 (Gama *et al.*, 2010; Rivera-Trejo *et al.*, 2010) y en Guerrero en 2013 (Pedrozo-Acuña *et al.*, 2014). En contraste, el estudio de eventos extremos de precipitación e inundaciones en localidades dentro del continente se ha realizado para pocos sitios, por ejemplo: Ciudad de México (Magaña *et al.*, 2013), Guanajuato (Matías-Ramírez *et al.*, 2007), Ciudad Juárez (Dena-O., *et al.* 2012), etc.

Estos estudios son importantes debido a que el crecimiento de la población en varias ciudades no costeras ha mostrado de forma evidente cuánto también ha crecido su vulnerabilidad a eventos de precipitación intensa o extrema. Así, tener una mejor comprensión de la amenaza, que en este caso es la precipitación extrema, ayuda a determinar qué factores contribuyen de mayor forma a la vulnerabilidad, por ejemplo: el mismo crecimiento de población, asentamientos irregulares, sistema de drenaje deficiente, mal manejo de presas y embalses, etc., y con ellas, amenaza y vulnerabilidad bien caracterizadas, es posible diseñar estrategias para el manejo de riesgo (Zúñiga y Magaña, 2018).

En Tulancingo, Hidalgo, a lo largo de la historia se han presentado diversas inundaciones, en particular, las de los años 1955, 1999 y 2007 se catalogan como las de peores consecuencias para la población. Bonasia *et al.* en el año 2017 realizaron un estudio para evaluar la amenaza de inundación en Tulancingo, basado en escenarios hidrológicos para la cuenca de la presa ‘La Esperanza’, construidos con un modelo hidrológico. Sus resultados son útiles para visualizar las regiones de mayor afectación ante distintos escenarios, pero sin considerar la caracterización de la precipitación.

El objetivo principal de este trabajo es encontrar una relación entre eventos extremos de precipitación e inundaciones. En particular, se desea: a) identificar el patrón espacial y temporal de la precipitación en la región de estudio; b) obtener las fechas de eventos extremos de precipitación y su relación con fenómenos meteorológicos (Magaña *et al.*, 2003) y c) analizar la conexión de estos eventos con su impacto social, en especial los desastres producidos por la inundación.

Para este fin, el trabajo se ha dividido así: en la siguiente sección se mencionan tanto las bases de datos como la metodología utilizada. Posteriormente, en la sección de resultados se presenta la

climatología de la precipitación, la estadística para las diferentes estaciones meteorológicas y su relación con diferentes fenómenos meteorológicos. Al final de esa sección, se presenta la conexión de los eventos extremos con el desastre mediante algunos ejemplos hemerográficos. Por último, la sección de conclusiones.

Datos y metodología

El Valle de Tulancingo, se ubica en la región hidrológica Cuenca del Río Pánuco, ubicada al centro-noreste de la República Mexicana. La subregión corresponde al Alto Pánuco del Río Moctezuma, del cual es afluente el río que recibe diferentes nombres: Quetzalapa, Amajac, Metztitlán y Río Grande Tulancingo (Figura 1).

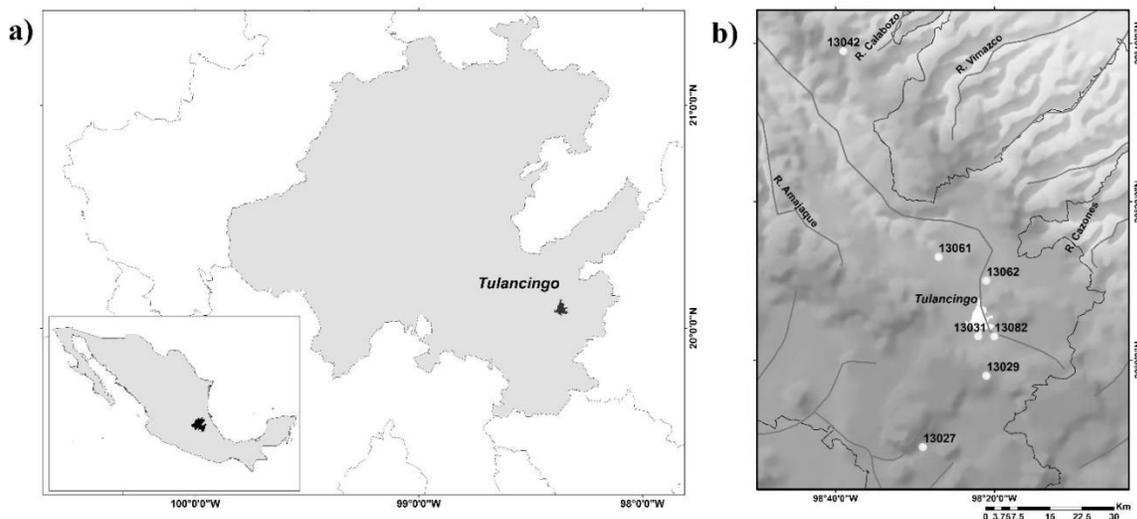


Figura 1. a) Ubicación de Tulancingo en el estado de Hidalgo, México. b) Ríos principales de la cuenca que rodea Tulancingo (líneas azules) y localización de las estaciones meteorológicas usadas (puntos en amarillo).

La información de precipitación diaria se extrajo de la base de datos ERIC III V2 (IMTA), para siete estaciones meteorológicas al oriente del estado de Hidalgo (Tabla 1); de ellas, la estación denominada ‘Presa La Esperanza’ (013082) es la que se considera central para este análisis tanto por la cercanía a la ciudad de Tulancingo, como porque se encuentra justo en la presa que Bonasia *et al.* (2017) utilizaron para hacer su estudio; por lo mismo, parte de la estadística se hizo con referencia a esa estación. No todas las estaciones tuvieron el mismo número de datos y tampoco todas están completas, por lo que se seleccionaron los datos para un periodo donde la mayoría

coincidiera, así los datos diarios de precipitación tomados de estaciones meteorológicas abarcan principalmente del 1 de enero de 1973 al 31 de diciembre de 2003.

Tabla 1. Número, nombre de cada estación meteorológica y coordenadas geográficas.

No. Estación	Nombre	Longitud (°)	Latitud (°)	Altitud (m)
013027	SAN JERONIMO, TEPEAPULCO	-98.483	19.817	1528
013029	SAN LORENZO ZAYULA	-98.350	19.967	2350
013031	SANTIAGO TULANTEPEC	-98.367	20.050	2180
013042	ZACUALTIPAN	-98.650	20.650	1980
013061	ALCHOLOYA, ACATLAN	-98.450	20.217	2210
013062	BINOLA, TEZONTEPEC	-98.350	20.167	2000
013082	PRESA LA ESPERANZA	-98.333	20.050	2210

Para el análisis espacial se utilizaron las bases de datos en malla de las siguientes variables: precipitación mensual (mm/mes) del CCA/UNAM para el periodo (1973-2002) a una resolución de 0.5°x0.5°, precipitación diaria de TRMM (mm/día) para el periodo (1998-2014) a una resolución de 0.25°x0.25°, para un dominio que contempla la región de estudio (Huffman *et al.* 2007). También se utilizó la base de datos propia del grupo Clima y Sociedad del Instituto de Geografía de la UNAM (IGg-UNAM) para precipitación diaria corregida a una resolución de 9 km y además, pronósticos de precipitación con el modelo WRF (The Weather Research and Forecasting) a la misma resolución.

Para determinar la fase del fenómeno El Niño Oscilación del Sur (ENOS) que prevalecía durante la ocurrencia de un evento extremo, se utilizaron las anomalías mensuales de temperatura superficial del mar, obtenidas de la base de datos de NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration).

La ciudad de Tulancingo se encuentra al sureste del estado de Hidalgo y al poniente del Corredor Biológico de Bosque Mesófilo de Montaña Región III, perteneciente a la sierra madre oriental y justo al este del corredor seco que atraviesa el poniente del estado desde el noroeste hacia el sureste, registra en promedio una precipitación acumulada anual alrededor de 1000 mm (Figura 2).

En la misma Figura 2, se puede apreciar que el patrón espacial de precipitación acumulada anual es similar para dos bases de datos diferentes (UNAM y TRMM) y para periodos diferentes también, manteniendo el corredor seco antes descrito y con dos máximos justo sobre la sierra.

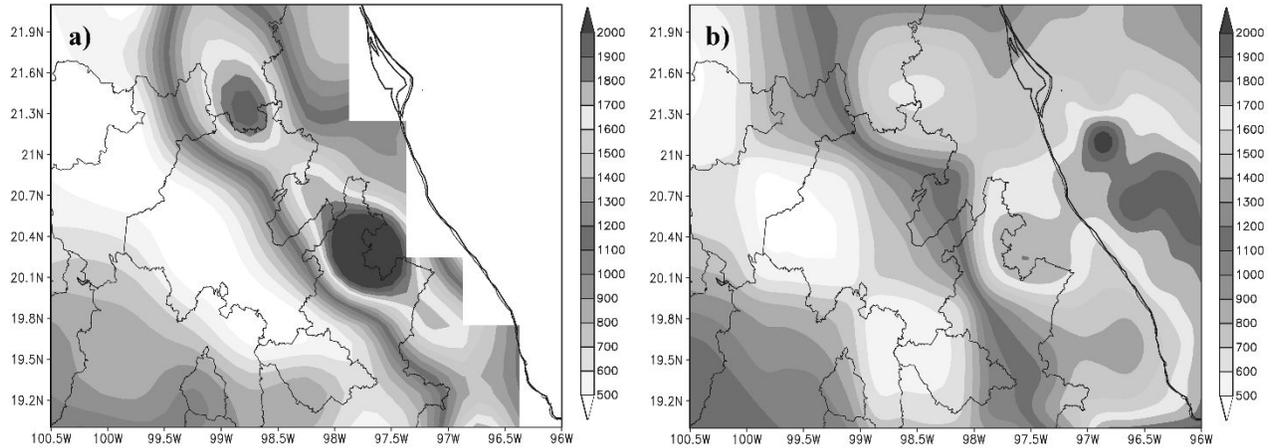


Figura 2. Climatología de Precipitación acumulada anual (mm), para los periodos: a) 1973-2002 (UNAM), y b) 1998-2014 (TRMM).

El ciclo anual de la precipitación acumulada sigue un patrón bimodal, con un mínimo relativo a fines del mes de julio e inicios del mes de agosto, y mayor variabilidad para el segundo máximo, entre los meses de septiembre y octubre (Figura 3). Por ello, se dividió la temporada lluviosa en dos subperiodos; el primero para el inicio de la estación lluviosa considerando los meses de mayo, junio y julio (MJJ), y el segundo para el final de la temporada, con los meses de agosto, septiembre y octubre (ASO). Por otra parte, la precipitación en el segundo subperiodo sobre la región de estudio tiene un comportamiento más homogéneo, lo cual se aprecia en el coeficiente de correlación de la serie de cada estación con la serie de referencia, estación 013082 (Presa ‘La Esperanza’). En general, la correlación de las series temporales aumenta para el periodo de ASO, al igual que lo hace el porcentaje de varianza explicada (Tabla 2).

Para determinar los valores extremos máximos de precipitación se utilizó la distribución gamma (Wilks, 1995), definida como:

$$f(x) = \frac{\left(\frac{x}{\beta}\right)^{\alpha-1} e^{-x/\beta}}{\beta \Gamma(\alpha)}, \quad x, \alpha, \beta > 0 \quad (1)$$

Donde $\Gamma(\alpha)$ es la función gamma y los parámetros α y β se calculan por medio de la estimación de Thom (1958),

$$\alpha = \frac{1 + \sqrt{1 + 4D/3}}{4D}, \quad \beta = \frac{\bar{x}}{\alpha}, \quad (2)$$

Y

$$D = \ln(\bar{x}) - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \ln(x_i) \quad (3)$$

Donde x_i es cada dato diario en el que se registró lluvia, datos con precipitación nula no se tomaron en cuenta; \bar{x} con barra encima es el promedio del periodo.

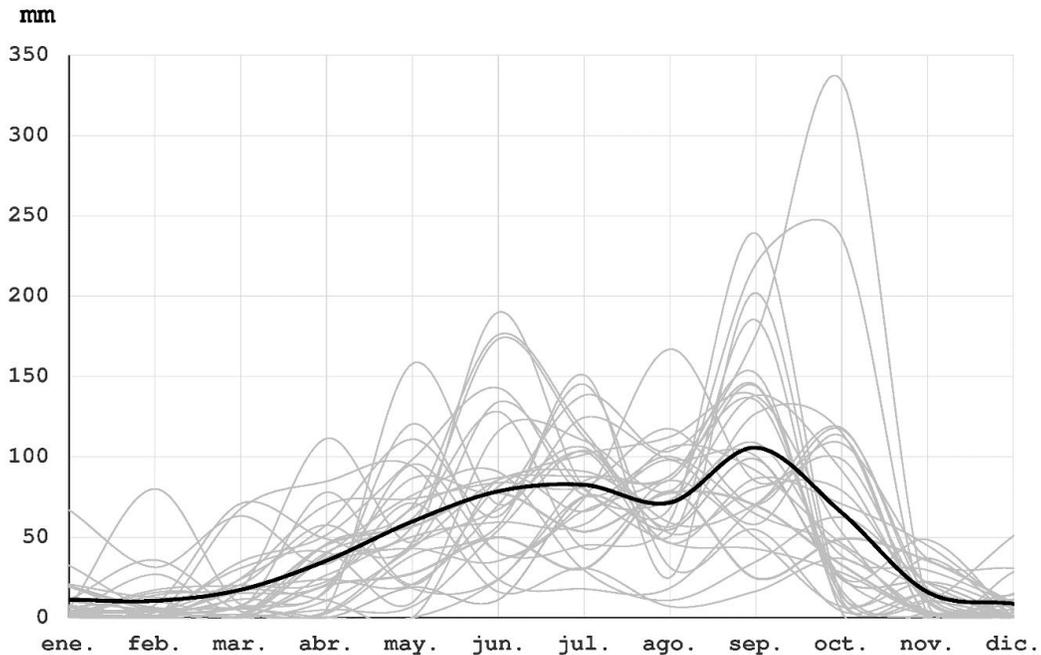


Figura 3. Precipitación acumulada mensual (mm) para la estación 013082 (Presa ‘La Esperanza’), climatología (1973-2003) en color negro y para cada año en color gris.

Con la distribución gamma se determinaron los valores extremos para cada subperiodo (MJJ y ASO) y para cada año (Figura 4), puesto que la lluvia en cada temporada cambia de magnitud por diversos factores como son la interacción de sistemas sinópticos y de meso-escala como por variabilidad climática de baja frecuencia. Entonces, los valores extremos se tomaron como aquellos mayores o iguales al percentil 99.

Tabla 2. Coeficientes de correlación y cuadrado de éste con referencia a la serie de la estación 013082, para cada temporada (MJJ y ASO). En color amarillo se denota $r > 0.5$.

Número de Estación	MJJ		ASO	
	r	r^2	r	r^2
013027	0.2770	0.0767	0.3698	0.1367
013029	0.5917	0.3501	0.7556	0.5710
013031	0.6837	0.4674	0.5816	0.3383
013042	0.3078	0.0948	0.5084	0.2585
013061	0.3297	0.1087	0.5541	0.3071
013062	0.2910	0.0847	0.3024	0.0914
013082	1.0000	1.0000	1.0000	1.0000

Además, se trabajó una estadística para los valores máximos, se identificaron cuándo las lluvias extremas están asociadas a fenómenos de meso-escala locales, tales como grandes nubes de tormenta, que pueden causar lluvia intensa en un sólo día; y cuándo la precipitación se asocia a fenómenos de escala sinóptica que pueden ser casi estacionarios y produzcan precipitación que dura varios días. Dicho análisis se hizo para cada serie de datos, al observar días consecutivos de lluvia.

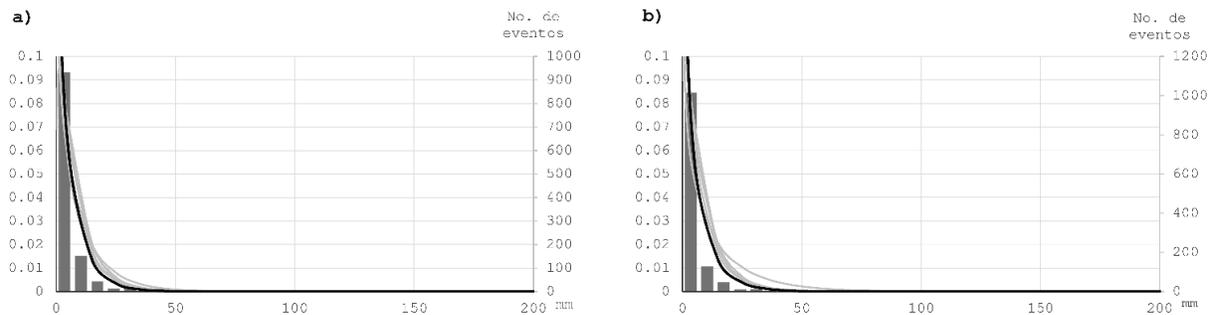


Figura 4. Histograma de Precipitación diaria (en mm, en el eje horizontal) con barras azules y ajuste de distribución gamma (línea negra) para la estación 013082, ajuste de distribución gamma para el resto de estaciones (líneas en gris). Para a) MJJ, b) ASO, ambos en el periodo (1973-2003). Los ejes verticales denotan frecuencia relativa (izquierdo) y absoluta (derecho).

Por último, con base en las fechas correspondientes a los eventos extremos de precipitación obtenidos por el método anteriormente descrito, se hizo una búsqueda tanto en la Hemeroteca Nacional como en los registros de DesInventar (2013), para revisar si alguno de esos eventos extremos estaba relacionado con una inundación.

Resultados

Se separaron las series temporales de cada año en dos subperiodos estacionales del periodo total de lluvias (MJJ y ASO), se obtuvieron las cotas para determinar qué valores de precipitación

quedaron por encima de ellas para cada temporada lluviosa y para cada año; es decir, al tomar los datos diarios de precipitación para cada estación se obtuvo la cota de percentil 99 para la distribución gamma para la climatología de cada temporada y también para cada año (Figura 5).

Con esos resultados se determinó que, en general, el número de eventos extremos es casi el doble al final de la temporada lluviosa (ASO), comparados con el inicio de la temporada (MJJ), como se observa en la Tabla 3, este resultado ya se anticipaba por la observación de mayor variabilidad del segundo máximo de precipitación. Esto se debe principalmente a que hacia los meses de ASO la alberca de agua caliente del Golfo de México y del Caribe presenta su máximo de calentamiento y es precisamente en esos meses donde se produce un máximo en la generación de ciclones tropicales en esas regiones (DeMaria y Kaplan, 1994, Wang y Enfield, 2001) y por lo tanto la probabilidad que un ciclón tropical toque tierra en la región del Golfo aumenta. Precisamente, respecto a los eventos relacionados a tormentas y ciclones tropicales que impactan al estado de Veracruz (centro-Puerto de Veracruz y norte-Tuxpan) y que tienen afectación importante en la región de Tulancingo, tienen una probabilidad alta, mayor a 60% de impactar esas zonas cada año (Palma-Grayeb *et al.*, 2011). En la Tabla 3, también se especifica la fase ENOS que prevalecía durante la ocurrencia de cada uno de los eventos extremos, obteniendo que para los dos subperiodos el 39.2% ocurrió en fase La Niña y el 51% en fase Neutra, debido a que generalmente durante la fase El Niño hay una disminución en la precipitación para las regiones centro, sur y sureste de México; contrariamente a lo que ocurre en fase La Niña (Magaña, 2004).

Además, se determinaron periodos de precipitación acumulada mayor a 40 mm durante once días consecutivos, sólo se contabilizaron aquellos que fueran máximos y que no se traslaparan. Un valor aproximadamente igual a 40 mm, fue el valor promedio mínimo para los máximos de precipitación en un día (Figura 5) y en promedio cada bloque de once días contuvo 7.5 días que registraron precipitación. También los valores extremos de precipitación se ajustaron a una distribución gamma.

La Figura 6 refleja lo anteriormente descrito para el caso de precipitación acumulada para las dos temporadas MJJ y ASO, un 94.6% de todos los periodos se mantuvo en un rango de precipitación acumulada entre 40 y 150 mm. Pero, para el caso de la inundación de 1999 (línea rojo oscuro), la precipitación acumulada se eleva hasta valores cercanos a 400 mm. Esos registros de máximos representan aquellos que son superiores al 99.9 percentil.

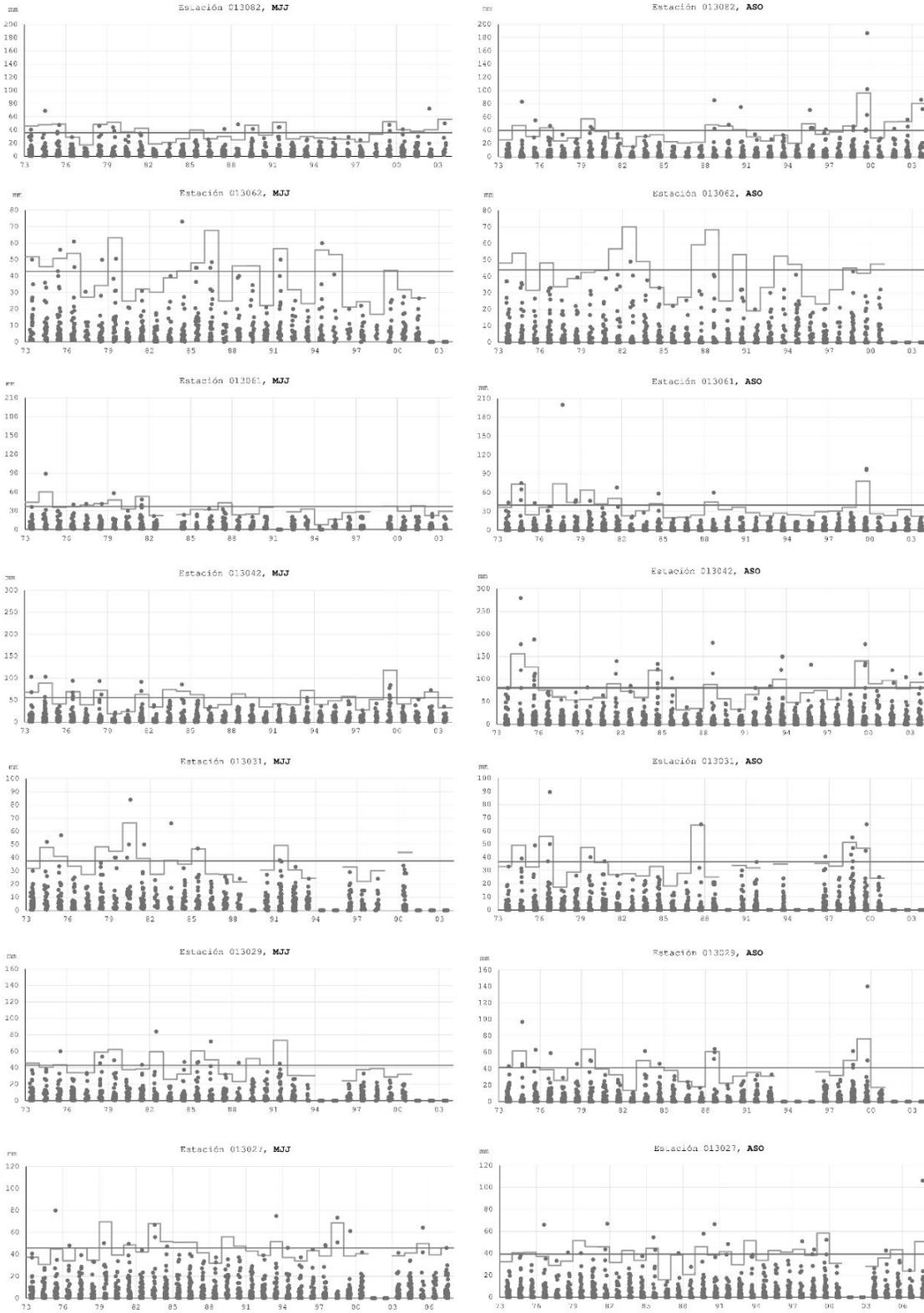


Figura 5. Datos diarios de precipitación (mm, en azul) para cada estación contra tiempo en años. Línea de percentil 99 para la distribución gamma para la climatología de cada temporada (verde) y para cada año (naranja).

Tabla 3. Fechas para eventos extremos de precipitación iguales o mayores que el percentil 99 para los dos subperiodos de la temporada lluviosa MJJ y ASO, sólo para la estación Presa ‘La Esperanza’ (013082). Denotados por su fase ENOS: La Niña (azul), Neutra (negro), El Niño (rojo).

MJJ		ASO			
24/06/1973	15/06/1991	20/09/1974	02/09/1988	20/10/1995	05/10/1999
04/07/1974	06/07/1991	09/09/1975	04/09/1988	22/08/1996	24/09/2001
28/05/1975	30/06/1995	07/10/1976	21/09/1989	02/10/1996	07/09/2002
15/07/1975	07/07/1996	27/08/1977	07/08/1990	01/10/1998	15/09/2002
07/06/1978	17/05/1997	17/09/1979	17/08/1991	04/10/1998	05/09/2003
10/06/1979	25/06/1999	29/10/1979	23/10/1992	06/10/1998	10/10/2003
07/07/1987	14/06/2000	27/08/1981	30/08/1993	05/09/1999	
03/07/1988	16/05/2002	28/08/1981	10/08/1995	29/09/1999	
30/07/1989	01/07/2003	07/09/1983	01/09/1995	04/10/1999	

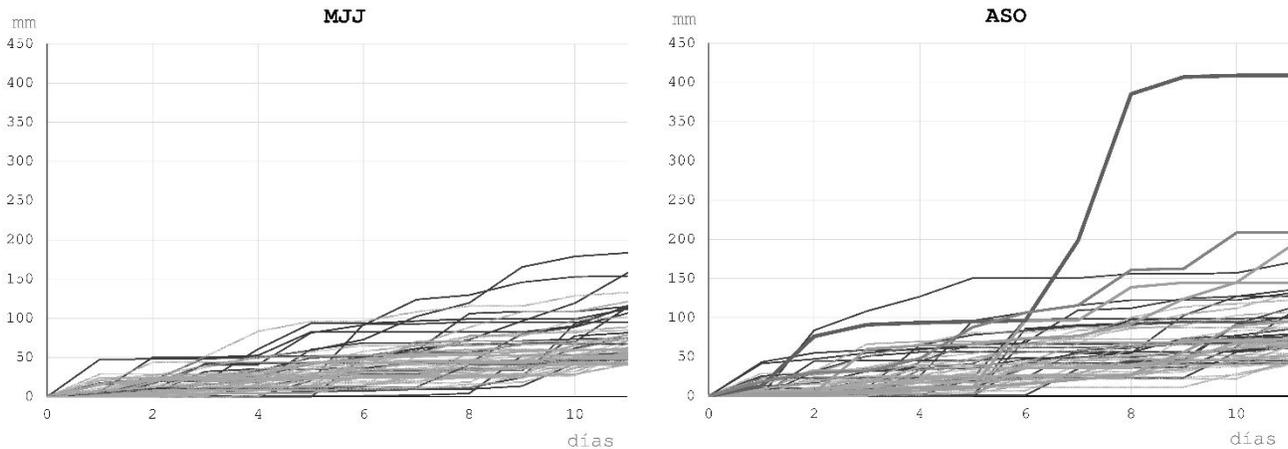


Figura 6. Precipitación acumulada (mm) en periodos de once días que supera 40 mm, para MJJ y ASO para la estación 013082 (Presa ‘La Esperanza’) para 1979-2003. Periodos que incluyen un día de máxima precipitación (negro), que incluyen dos (naranja) y tres (rojo). Los que no incluyen ningún día (gris).

Derivado de la investigación hemerográfica, así como de los registros de DesInventar se obtuvieron para la ciudad de Tulancingo 15 fechas con alguna afectación, todas las fechas obtenidas dentro del intervalo (1973-2003) están incluidas en el conjunto de eventos extremos que se obtienen en este estudio, ya sea por fecha de extremo o por lluvia acumulada en uno de los bloques de once días, con excepción de fechas posteriores a 2003, sólo porque los registros de estaciones no cubrieron esos periodos. Lo que indica que la metodología seguida permite fijar umbrales para eventos extremos y su relación con el desastre. De la investigación hemerográfica se obtuvieron registros en periódicos nacionales y locales, para los máximos en los que se presentó algún tipo de

daño (Figura 7). Por lo que, de la Tabla 3, el 27.5% de los eventos extremos correspondieron a algún tipo de desastre.

Aunque no hubo los suficientes datos provenientes de las estaciones para cubrir la temporada lluviosa del año 2007 (sólo una tenía registros, la 013027), importante por la última gran inundación en la ciudad de Tulancingo, se estudió su efecto con el patrón espacial de la lluvia acumulada en un periodo de once días y se observa que el patrón es similar al de otros eventos extremos (Figura 8), remarcando que en la región tanto por su configuración orográfica, como por la interacción de diferentes fenómenos atmosféricos se produce un modo de distribución espacial de la precipitación característico. Que el patrón espacial de la precipitación tenga modos similares a los de la climatología tiene efectos importantes en el escurrimiento, al tomar en cuenta que cuando se presentan inundaciones, los escurrimientos provienen principalmente del este, sureste y sur. También es notable que el patrón espacial para el caso de la inundación de 1999, presenta un máximo mayor a todos los obtenidos.

Los principales fenómenos causantes de eventos extremos de precipitación sobre la zona de estudio son: a) la interacción de frentes con flujo del este, lo que crea convergencia en la zona, además esto último se agrava si se trata de una situación estacionaria que puede durar varios días; b) tormentas y ciclones tropicales, que llevan gran cantidad de agua precipitable a la región, recalando los procedentes del Golfo de México y que impactan al estado de Veracruz en la parte centro y norte; c) ondas del este, que también provocan entrada de humedad y lluvias. Específicamente, para los eventos extremos de 1999 y 2007 se trató de los casos a) y b), respectivamente.

Aun cuando todavía es tema de investigación averiguar cuánta humedad puede contener y transportar cualquiera de los fenómenos antes descritos y de qué depende, se pueden establecer acciones para la consideración de posibles daños por lluvias relacionadas a ellos. El poder del pronóstico está fuertemente ligado al de prevención, ya que haciendo diferentes corridas y simulaciones se obtienen resultados espaciales con las localidades que tendrán mayor probabilidad de ser afectadas. Para los casos de inundación que han afectado a Tulancingo, se hizo precisamente una corrida de pronóstico para la última ocurrida en el año 2007 debida al huracán Dean; usando el modelo WRF y se obtuvo el pronóstico por hora para las siguientes 72 horas a partir de las 0Z horas del día 21 de agosto 2007 (19:00 horas en el horario de verano local del 20 de agosto).

Provocan lluvias 55 muertos

Afectan inundaciones siete estados; calculan 75 mil los damnificados. Ante ríos desbordados tres estados

CORRESPONSALES

Al menos 55 personas muertas, 75 damnificados, seis desaparecidos, ríos desbordados, comunidades aisladas e incomunicadas y daños a la infraestructura carretera es el saldo de siete estados que dejó la tormenta tropical número 11, la cual azotó el centro y sur del territorio nacional.

En Puebla se registraron 35 decesos, 14 en Veracruz y seis en Oaxaca. Mientras que en Campeche cuatro pescadores fueron reportados desaparecidos y en Hidalgo dos menores de edad.

Tabasco y Chiapas también se ven gravemente afectados por las tormentas lluvias que se han reportado en los últimos días.

En Veracruz se desbordaron 11 ríos que afectaron a personas de 67 municipios.

Los ríos Tulancingo, Bravo, Venado, San Lorenzo, en Hidalgo, también superaron su límite por las lluvias más intensas de los últimos 60 años.

En Hidalgo ayer unas 50 mil familias fueron atrapadas en la comunidad de San Mateo y en algunos lugares se alcanzó casi los dos metros de agua.

La carretera federal México-Tulancingo se encuentra bloqueada en varios puntos por los derrumbes y daños a la infraestructura.

En Tabasco, los ríos Usumacinta, Grijalva, San Mateo, San Juan, San Marcos, San Andrés y La Sirena también se desbordaron afectando a comunidades de 15 municipios del estado, donde Protección

RECUENTO DE DAÑOS

- Saldo de las lluvias**
- Se reportaron 35 decesos en Puebla, 14 en Veracruz y 6 en Oaxaca
 - Seis desaparecidos
 - Las aguas alcanzaron casi los dos metros de altura
 - Se desbordaron 11 cauces en Veracruz, 5 en Tabasco y 4 en Hidalgo
 - Al menos 123 municipios afectados
 - Decenas de carreteras registran hundimientos y grietas

Civil reportó a unas 53 mil personas damnificadas.

El Ejército mexicano, en coordinación con las autoridades de Protección Civil, puso en operación el Plan DN-III en las comunidades de Puebla, Veracruz, Campeche, Tabasco, Chiapas, Hidalgo y Oaxaca, éste último recientemente dañado por el temblor de 7.5 grados.

A pesar de la tragedia que se vive en esas comunidades, muchas de las familias se niegan a salir de sus hogares por temor a perder las pocas pertenencias que rescataron de las inundaciones.

Algunos de los albergues que fueron instalados en la entidad, para su atención carecen de medicinas, cobijas y alimentos.

► **Más información** página A-28

Aumenta drama en Oaxaca

■ Se elevó a 31 el número de víctimas fatales; 300 mil afectados. Promete Zedillo enviar ayuda

ALBERTO LÓPEZ MORALES

PUERTO ESCONDIDO, Oax.- Después del sismo del 30 de septiembre, el drama crece en Oaxaca, ahora por las lluvias.

Treinta y un muertos, 300 mil indígenas damnificados, 24 mil construcciones afectadas, 167 heridos, y un plan emergente de vivienda que requerirán inversión de 300 millones de pesos son el saldo del temblor.

Unido a ello, las fuertes lluvias han ocasionado seis decesos, que incrementan la zozobra que provocó el movimiento telúrico en la entidad.

En el estado 440 municipios resintieron los daños, donde 23 mil 619 viviendas sufrieron afectaciones, como casas, puentes, escuelas, hospitales y carreteras.

Las persistentes lluvias han obstaculizado el abastecimiento de víveres y medicinas, y decenas de comunidades siguen incomunicadas.

El sismo de 7.4 grados en la escala de Richter también ocasionó severos perjuicios en 34 carreteras alimentadoras y 29 caminos rurales; en total hay más de 500 kilómetros averiados, que requerirán inversiones por 252 millones de pesos.

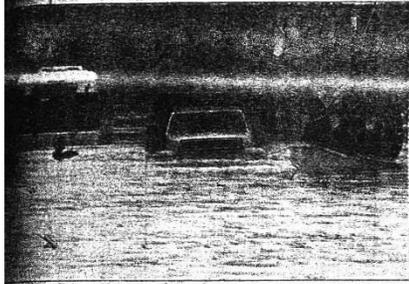
Se informó que el gobierno estatal hará una petición a Pemex para apoyar la reconstrucción de carreteras con 100 mil litros de diesel, 50 mil litros de gasolina y 5 millones de litros de asfalto.

El jefe del Ejecutivo recorrió los poblados de Santa María Colotepec, La Luz y San Pedro Tututepec, donde constató daños en 80% de las casas.

Desde una vista aérea observó la magnitud de la tragedia. Viviendas sin techo y manos se agitaban para llamar la ayuda retrasada por las lluvias, pese a que ya se distribuyeron unas 62 toneladas de víveres, se informó.

El plan emergente de vivienda contará con cinco subprogramas que concluirán en julio del 2000, aunque su primera etapa en los próximos 30 días ejercerá los primeros 20 millones de pesos para el retiro de escombros.

► **Más información** página A-4



Graves estragos provocaron las lluvias en Hidalgo; en Tulancingo el agua rebasó 1.80 metros de altura, y cuatro albergues fueron evacuados porque se inundaron

Figura 7. Primera plana del periódico El Universal del día miércoles 06 de octubre de 1999, obtenida de la Hemeroteca Nacional.

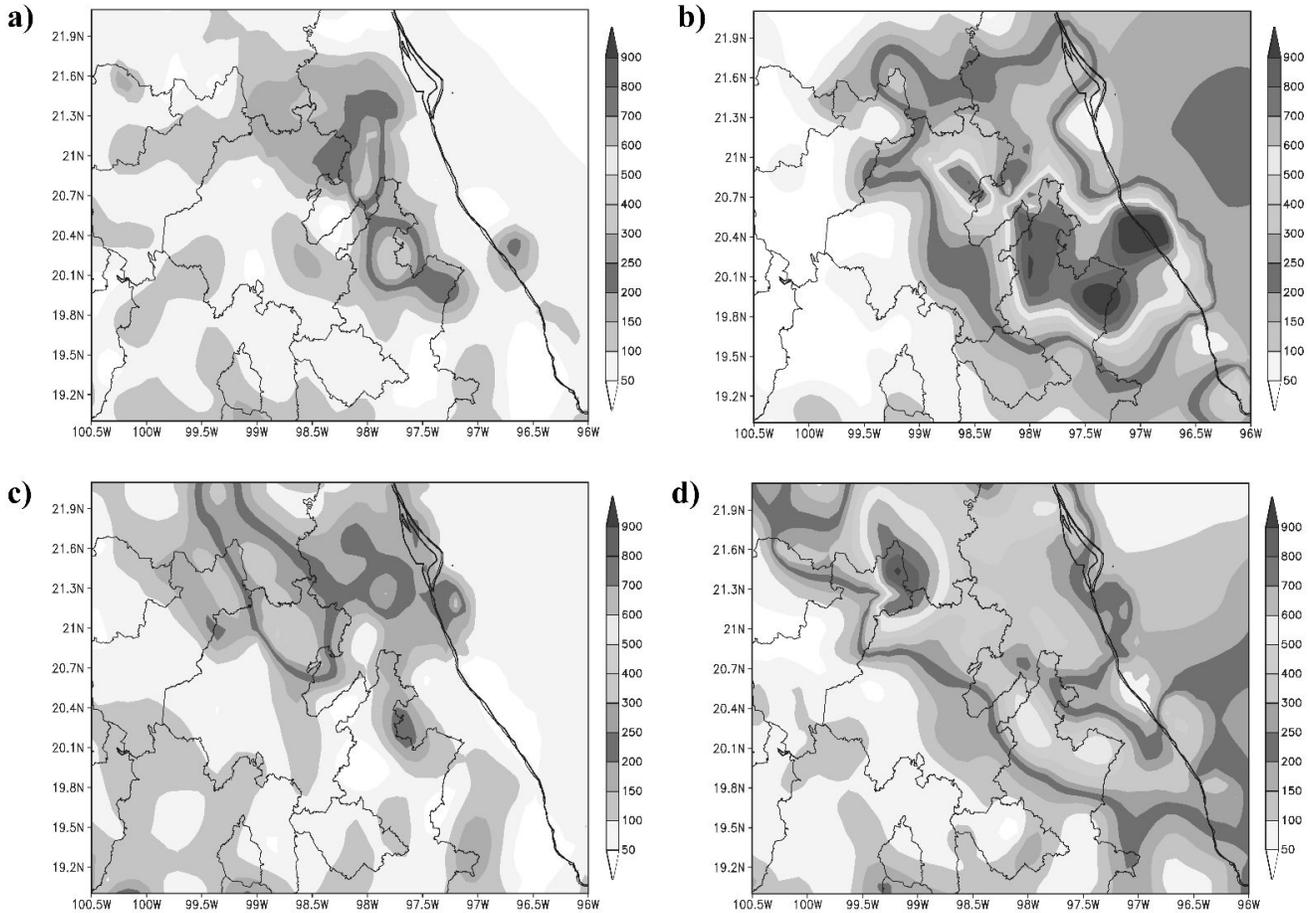


Figura 8. Precipitación acumulada (mm) durante once días, para las siguientes fechas como dato central: a) 02/10/1998, b) 03/10/1999, c) 15/09/2002 y d) 26/08/2007, datos de IGg-UNAM.

Las Figuras 9a, 9b y 9c muestran la precipitación acumulada (mm) para: a) 24, b) 48 y c) 72 horas respectivamente, donde se aprecia que el patrón espacial de precipitación acumulada esperada después de 72 horas (Figura 9c) concuerda con el de precipitación acumulada observada (Figura 8d), es decir, el modelo tiene buena habilidad de predicción.

Conclusiones

Para el caso de Tulancingo, Hidalgo se identificó la dinámica de la amenaza que en parte provoca las inundaciones de la ciudad. Los principales fenómenos meteorológicos que están relacionados a eventos extremos son los que crean gran convergencia en la región, como son la interacción de

ondas del este con flujo del oeste y por otra parte ciclones tropicales provenientes del Golfo de México.

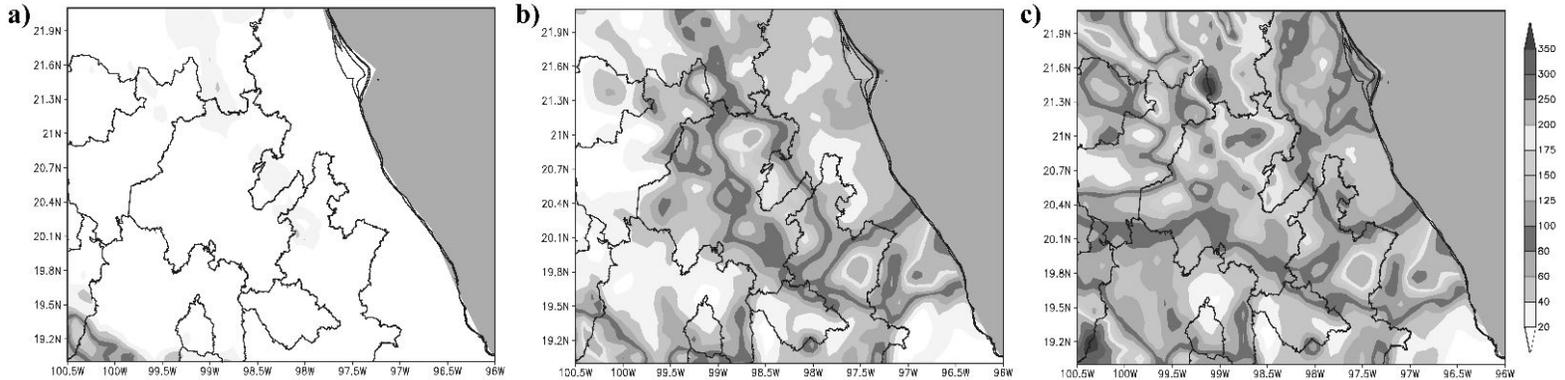


Figura 9. Pronóstico (WRF) para precipitación acumulada (mm) a partir de las 0Z del día 21/08/2007 (19:00 horas local de verano del 20/08/2007): a) para 24 horas, b) 48 horas, c) 72 horas. IGg-UNAM.

Los patrones espaciales de la climatología de la precipitación coinciden en lluvia acumulada al norte, noreste y este de la ciudad, aunque para los eventos extremos obtenidos en este estudio, precipitaciones intensas (40 mm) al este, sureste y sur de la ciudad representan casos de alerta por el escurrimiento desde las zonas altas y más si esas lluvias están relacionadas a fenómenos que provoquen precipitación con una duración de varios días, lo cual favorece la posibilidad de inundación.

Se determinó que existe un incremento de probabilidad de que se presente un evento extremo en los meses de agosto a octubre sólo tomando en cuenta temperaturas superficiales del mar en el Caribe y en Golfo de México (Wang y Enfield, 2001) y actividad de ondas del este. Aunado a lo anterior, se produce un incremento en la humedad del suelo en dicho periodo (ASO), lo que conlleva a la presencia de suelos saturados y por ende, mayor tendencia para encharcamientos e inundaciones.

Es imperativo que las autoridades de protección civil como las que rigen el manejo de presas y embalses, tomen de forma acoplada los pronósticos meteorológicos junto a los mapas de riesgo ante fenómenos que tienen la posibilidad de producir precipitación intensa en la región, además del hecho que la ciudad y la presa han aumentado su vulnerabilidad por diversas razones, por ejemplo, que ha crecido la población que vive en zonas de alto riesgo, que el tiempo de vida de la presa ‘La Esperanza’ ha concluido y su capacidad ahora se ha reducido al 40% del volumen original (Bonasia

et al., 2017); factores que sumados tienen como consecuencia que el tiempo de retorno del desastre disminuya y pueda presentarse con mayor frecuencia.

Agradecimientos

Los autores agradecemos a Gustavo Vázquez Cruz, Luis M. Galván y Emmanuel Zúñiga su apoyo y comentarios. De igual forma se agradece a los revisores anónimos.

Referencias

- Berz, G. (2000). Flood disasters: lessons from the past - worries for the future, *Water and Maritime Engineering, Proceedings of the Institution of Civil Engineers* (142): 3-8.
- Bonasia, R., O.S. Areu-Rangel, D. Tolentino, I. Mendoza-Sánchez, J. González-Cao and J. Klapp. (2017). Flooding hazard assessment at Tulancingo (Hidalgo, Mexico). *Journal of Flood Risk Management* (11, S2): S1116-S1124. <https://doi.org/10.1111/jfr3.12312>
- CCA/UNAM. (Universidad Nacional Autónoma de México- Centro de Ciencias de la Atmósfera) Base de datos de precipitación, temperatura máxima y mínima mensual. https://iridl.ldeo.columbia.edu/SOURCES/.UNAM/.gridded/.monthly/.v0705/.dataset_documentation.html (28 de marzo de 2018).
- DeMaria, Mark. and John Kaplan. (1994). Sea Surface Temperature and the Maximum Intensity of Atlantic Tropical Cyclones. *Journal of Climate* (7): 1324-1334.
- Dena-O, Oscar S., Griselda Obeso C., Diane Doser, Jesús E. Leyva, E. Rascon, Francisco Gómez and Miguel Domínguez A. (2012). Using subsurface geophysical methods in flood control: A resistivity survey to define underground storage capacity of a sand body in Ciudad Juárez, Mexico. *Geofísica Internacional* (51): 225-249.
- DesInventar (2013). Sistema de Inventario de Desastres para México. Consultado el 28 de marzo de 2018 de <https://online.desinventar.org/>.
- Gama, L., E.M. Ordoñez, C. Villanueva-García, M. Arturo Ortiz-Pérez, H.D. López, R.C. Torres, and M.E.M. Valadez. (2010). Floods in Tabasco Mexico: history and perspectives. En *Flood recovery, Innovation and Response II*, edited by D. de Wrachien, D. Proverbs, C.A. Brebbia and S. Mambretti, 25-33. WIT Press.
- Huffman, G.J., R.F. Adler, D.T. Bolvin, G. Gu, E.J. Nelkin, K.P. Bowman, Y. Hong, E.F. Stocker, D.B. Wolff. (2007): The TRMM Multi-satellite Precipitation Analysis: Quasi-Global, Multi-Year, Combined-Sensor Precipitation Estimates at Fine Scale. *J. Hydrometeor.* (8): 38-55.
- IGg-UNAM. Base de datos propia del grupo de Clima y Sociedad.
- Magaña, Víctor., Joel Pérez, and Matías Méndez. (2003). Diagnosis and prognosis of extreme precipitation events in the Mexico City Basin. *Geofísica Internacional* (41): 247-259.
- Magaña R., Víctor O. (Editor). (2004). *Los impactos de El Niño en México* (UNAM, SEP-CONACYT, IAI, CENAPRED, PEMBU).

- Magaña, Víctor., Luis Clemente López y Gustavo Vázquez. (2013). El pronóstico de lluvias intensas para la Ciudad de México. *TIP Revista Especializada en Ciencias Químico-Biológicas* (16): 18-25.
- Matías-Ramírez, Lucía Guadalupe., Oralia Oropeza-Orozco, José Lugo-Hubp, Miguel Cortez-Vázquez, Ernesto Jáuregui-Ostos. (2007). Análisis de las principales causas de las inundaciones de septiembre de 2003 en el sur del estado de Guanajuato, México. *Investigaciones Geográficas* (64): 7-25.
- NOAA, base de datos de anomalías mensuales de temperatura superficial del mar. https://www.esrl.noaa.gov/psd/gcos_wgsp/Timeseries/Data/nino34.long.anom.data
- Palma-Grayeb, Beatriz Elena., Rosa Elena Morales-Cortez, y David Díaz-Gutiérrez. (2011). Actualización de envolventes de probabilidad empírica de impacto de ciclones a cuatro puertos del Golfo de México y la antelación al riesgo. En *Inundaciones 2010 en el estado de Veracruz*, editado por Tejeda-Martínez, Adalberto; 289-305. Veracruz: COVECYT y Universidad Veracruzana.
- Pedrozo-Acuña, Adrián., J. Agustín Breña-Naranjo, and Ramón Domínguez-Mora. (2014). The hydrological setting of the 2013 floods in Mexico. *Weather* (69), 295-302.
- Rivera-Trejo, Fabian., Gabriel Soto-Cortés, and Baldemar Méndez-Antonio. (2010). The 2007 flood in Tabasco, Mexico: an integral analysis of a devastating phenomenon. *International Journal of River Basin Management* (8): 255-267.
- Tejeda-Martínez, Adalberto (Editor). (2006). *Inundaciones 2005 en el estado de Veracruz* (COVECYT y Universidad Veracruzana), ISBN 968-834-754-X.
- Tejeda-Martínez, Adalberto (Editor). (2011). *Inundaciones 2010 en el estado de Veracruz* (COVECYT y Universidad Veracruzana).
- Thom, H.C.S. (1958). A note on the gamma distribution. *Monthly Weather Review* (86): 117–122.
- Wang, C., and Enfield, D. B. (2001). The tropical Western Hemisphere warm pool. *Geophysical Research Letters* (28): 1635-1638.
- Wilks D. S. (1995). *Statistical Methods in the Atmospheric science*. Academic Press. (p. 86-89).
- Zúñiga, Emmanuel., and Víctor Magaña. (2018). Vulnerability and risk to intense rainfall in Mexico: The effect of land use cover change. *Investigaciones Geográficas* (95): 1-18. DOI: [dx.doi.org/10.14350/rig.59465](https://doi.org/10.14350/rig.59465)

Conference Proceedings Paper

Transient-mean flow interactions over the northern tropical Americas

Víctor Magaña*, Eduardo Herrera

Published: 11/11/2017

Academic Editor: Raquel Nieto

¹ Instituto de Geografía, UNAM, Mexico

* Correspondence: victormr@unam.mx; herreraztegui@gmail.com

Abstract: The Mid Summer Drought (MSD) over the Mesoamerican region constitutes a unique feature of its precipitation seasonal cycle. The MSD is a relative minimum in convective activity during July and August that coincides with an intensification of the Caribbean Low Level Jet (CLLJ) (mean flow at 925 hPa). There is not a unique theory on what maintains the CLLJ is, but the effect of the mean meridional convergence of easterly momentum related to tropical extratropical interactions over the Caribbean Sea, appears to play an important role. The barotropically unstable nature of the CLLJ shows that when this mean circulation is intense the amplification of high frequency transients (eg, easterly waves) is inhibited. Empirical observational evidence shows that as the CLLJ intensifies above a certain magnitude, transient activity decreases. Such transient activity is related to easterly waves, a key element in producing precipitation over the tropical Americas. Therefore, the CLLJ acts as a modulator of tropical convection in relation to the MSD, as the period of relatively minor tropical convection coincides with a decrease in high frequency Perturbation Kinetic Energy (PKE). Its role in the modulation of convective activity over the tropical Americas on interannual and even on interdecadal time scales makes it one of the key elements to understand climate variability over the tropical Americas.

Keywords: MSD; CLLJ; tropical Americas.

1. Introduction

The Mid Summer Drought (MSD) over the Mesoamerican region constitutes a unique features of its seasonal cycle in precipitation [1]. The MSD is a relative minimum in convective activity during July and August that coincides with an intensification of the Caribbean Low Level Jet (CLLJ) (mean flow at 925 hPa). Until now, it is not clear what the mechanism that maintains the CLLJ is, but it appears that the effect of the mean convergence of easterly momentum, by means of tropical extratropical interactions over the Caribbean Sea, plays an important role [2]. Cook and Vizy (2010) observed that an intense CLLJ is related to negative precipitation anomalies in summer over most of the IAS region [3]. Magaña et al. (2003) found that during El Niño years, the CLLJ is anomalously strong, producing upwelling off the Caribbean coast north of the South American coast. Cooler SSTs and enhanced vertical wind shear result in less tropical cyclone activity over the Caribbean Sea [4].

On intraseasonal time scales, the existence of the MSD is related to the dynamics of the CLLJ over the Caribbean. An intense CLLJ in July tends to reduce convective activity over most of the Mesoamerican region [2]. On interannual time scales, El Niño enhances the mean intensity of the CLLJ and a decrease in season summer precipitation is observed [4]. Even on interdecadal time scales,

an persistently intense CLLJ results in prolonged periods of drought over Mesoamérica [5]. Therefore, the mean intensity of the CLLJ is a key element to generate adequate condition to promote or inhibit the amplification of transient systems that produce precipitation over the region.

The range of intensity of an easterly barotropically intense flow to amplify perturbation has been examined in a number of studies, following the original ideas of Kuo [6]. In the present study, we present eviden on the modulation of transient activity by the intensity of the CLLJ. The transient activity is examined by means of the high frequency Perturbation Kinetic Energy (PKE) in the region of the Caribbean Sea.

2. Experiments

The data used in this study are the NCEP/NCAR daily reanalyses data with a spatial resolution of $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ for the 1979-2009 period [7]. Zonal and meridional components of the wind and geopotential height at 1000 hPa, 850 hPa and 700 hPa are used to characterize the mean circulations over the tropical Americas. From European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) ERA-Interim [8], we used daily (four time day mean) and monthly data in the period of 1979 to 2013 (35 years) for 1000, 925, 850, 700, 500, 300, and 100 hPa levels.

High frequency transients are obtained by means of a band pass filter with a maximum response around the frequency of (5 days)⁻¹, and 50% response in the (3 days)⁻¹ and (10 days)⁻¹ frequency band, using a Butterworth filter as the one described in Murakami [9].

3. Results

Perturbation Kinetic Energy is defined as

$$PKE = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2)$$

and corresponds to a measure of high frequency transients. In the tropical regions, and particularly over the Intra Americas Seas (IAS), the transients in summer in the range between 3 and 10 days are mainly related to easterly waves and tropical cyclones. The summer monthly average of PKE shows that the CLLJ becomes stronger at the beginning of summer in the jet entrance region (from May through July). In August, as the CLLJ turns weake and there is less PKE in the eastern Caribbean. In September, there is a second maximum in PKE over the Atlantic and the eastern Caribbean, in relation with more African and easterly wave activity (Figure 1).

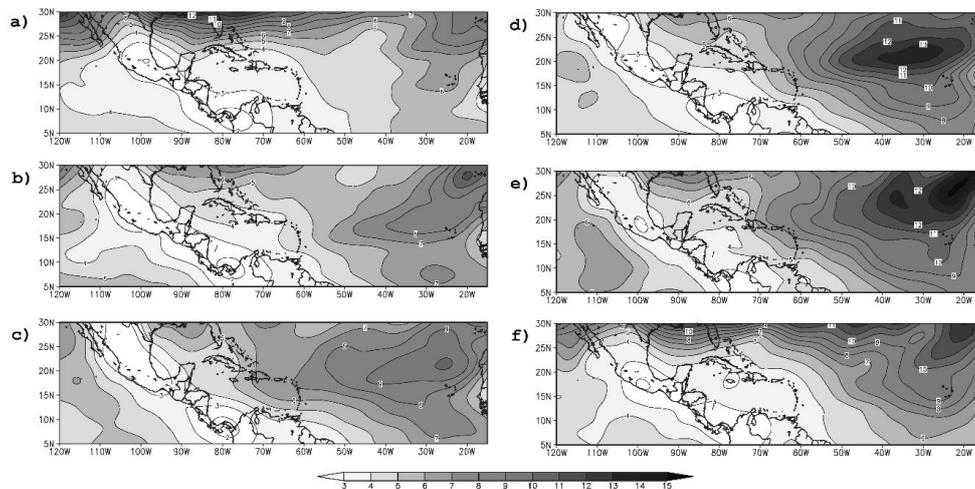


Figure 1. PKE (m^2s^{-2}) at 700 hPa using high frequency (3-10 days) transients for a) May, b) June, c) July, d) August, e) September, and f) October.

To see more clearly PKE changes we can use monthly differences (Figure 2). As easterly waves activity begins PKE grows mainly for easterly Atlantic region and almost reach the Caribbean (Figure 2a, and 2b), but from July to August there is a notorious descent (Figure 2c). Previously it is mentioned the second maximum in September and in October PKE falls because generation of easterly waves decreases too (Figure 2d, and 2e respectively).

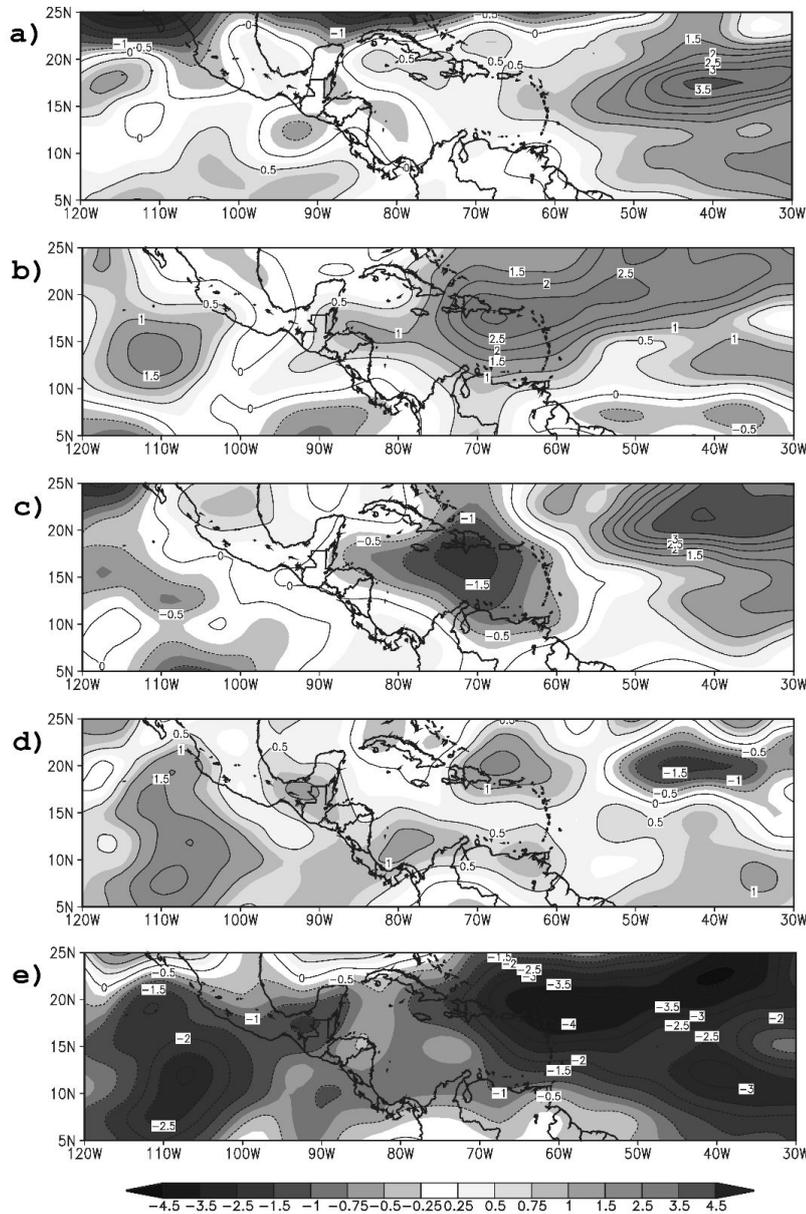


Figure 2. Climatological monthly difference of PKE (m²s⁻²) at 700 hPa using high frequency (3-10 days) transients: a) June minus May, b) July minus June, c) August minus July, d) September minus August, and e) October minus September.

Predominant levels for transients activity as easterly waves are 700 and 850 hPa, then in July at Caribbean region some mechanism as a circulation drives CLLJ to reach a maximum, moving momentum to this zone. This kind of circulation is referred by Herrera et al. [2] and through PKE vertical cross section we can notice this behavior too (Figure 3).

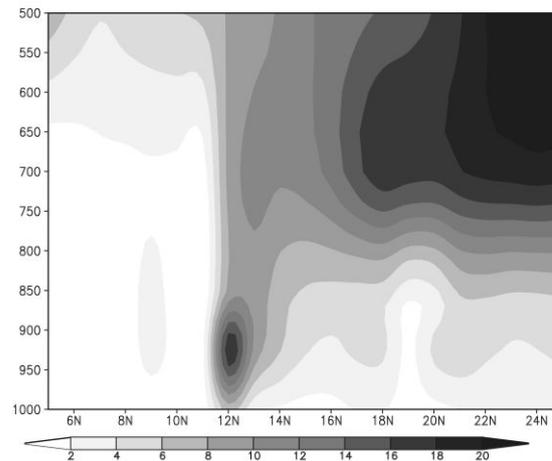


Figure 3. Vertical cross section of climatology of PKE (m^2s^{-2}) using high frequency (3-10 days) transients at 75°W fix for July.

Easterly waves observed over the Caribbean Sea may be the result of African waves propagating into the Caribbean Sea or local perturbations amplifying at the CLLJ entrance region. The PKE analyses show that the maximum input of PKE from the Atlantic occurs in July, when the CLLJ reaches maximum intensity. However, it is not clear why with more PKE over the Atlantic, less PKE is observed in August over the Caribbean Sea. This may be due to a mean flow condition that does not favor the amplification of the perturbations once they reach the Caribbean sea. A CLLJ of more than 15 m/s may be too strong for easterly waves with a wavelength of around 2000 km to be amplified, or may induce an intense vertical wind shear that inhibits the formation of tropical cyclones in the region [10] The decrease in easterly wave activity from July to August is related to a decrease in precipitation and the MSD and shows as a decrease in PKE.

A composite analyses of summer precipitation over the northern tropical Americas shows that during periods of intense easterly wave activity, accumulated rainfall is larger than during periods of less easterly wave activity.

4. Discussion

The study of atmospheric barotropically unstable flows indicate that within a range of mean flow intensity, perturbations with certain spatial characteristics may amplify. In the case of the dynamics of summer climate over the Caribbean Sea, the CLLJ corresponds to a barotropically unstable quasi-stationary summer circulation that may favor the amplification of transients such as African waves that move over the Atlantic ocean. However, if the the CLLJ is stronger that a certain thrshold, the typical perturbations that approach the Caribbean sea may not amplify under barotropically unstable conditions. This appears to be the case during July and August, or during years of an anomalously strong CLLJ, given that high frequency PKE, used as a measure of transient activity tends to decrease under such conditions.

5. Conclusions

The determination of what sources of zonal momentum are responsible for the amplification of the CLLJ is a relevant problem if more adequate seasonal predictions of precipitation are intended. The present analysis shows empirical evidence that under periods of intensification of the CLLJ transient activity in the Caribbean Sea, and precipitation over a large region of the tropical northern Americas tend to decrease.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest.

Abbreviations

The following abbreviations are used in this manuscript:

MSD: Mid Summer Drought

CLLJ: Caribbean Low Level Jet

References

1. Magaña V, Amador J, Medina S. The midsummer drought over Mexico and Central America. *J. Climate* **1999**, vol. 12, pp. 1577–1588. [https://doi.org/10.1175/15200442\(1999\)012%3C1577:TMDOMA%3E2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/15200442(1999)012%3C1577:TMDOMA%3E2.0.CO;2)
2. Herrera, E., Magaña, V., and Caetano, E. Air–sea interactions and dynamical processes associated with the midsummer drought. *Int. J. Climatol.* **2015**, 35: 1569-1578. doi: 10.1002/joc.4077
3. Cook, K.H., and Vizy E.K. Hydrodynamics of the Caribbean low level jet and its relationship to precipitation. *J. Climate* **2010**, vol. 23, pp. 1477–1494. <https://doi.org/10.1175/2009JCLI3210.1>
4. Magaña, V.O., Vázquez, J.L., Pérez, J.L., and Pérez, J.B. Impact of El Niño on precipitation in Mexico. *Geofísica Internacional* **2003**, vol. 42-3, 313-330.
5. Méndez, M., and Magaña, V. Regional Aspects of Prolonged Meteorological Droughts over Mexico and Central America. *J. Climate* **2010**, vol.23, 1175-1188. DOI: 10.1175/2009JCLI3080.1
6. Kuo, H. L. Dynamic instability of two-dimensional non-divergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.* **1949**, 6, 105–122.
7. Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R, Collins W, Deaven D, Gandin L, Iredell M, Saha S, White G, Woollen J, Zhu Y, Chelliah M, Ebisuzaki W, Higgins W, Janowiak J, Mo KC, Ropelewski C, Wang J, Leetmaa A, Reynolds R, Jenne R, Joseph D. The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **1996**, vol. 7, 437–471.
8. Dee DP, Uppala SM, Simmons AJ, Berrisford P, Poli P, Kobayashi S, Andrae U, Balmaseda MA, Balsamo G, Bauer P, Bechtold P, Beljaars ACM, van de Berg L, Bidlot J, Bormann N, Delsol C, Dragani R, Fuentes M, Geer AJ, Haimberger L, Healy SB, Hersbach H, Hólm EV, Isaksen L, Kållberg P, Köhler M, Matricardi M, McNally AP, Monge-Sanz BM, Morcrette J-J, Park B-K, Peubey C, de Rosnay P, Tavolato C, Thépaut J-N, Vitart F. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Q J R Meteorol Soc*, **2011**, 137:553–597. doi:10.1002/qj.828
9. Murakami, M. Large-Scale Aspects of Deep Convective Activity over the GATE Area. *Mon. Wea. Rev.* **1979**, vol. 107, 994-1013.
10. Inoue, M., Handoh, I.C. and Bigg, G.R. Bimodal distribution of tropical cyclogenesis in the Caribbean: Characteristics and environmental factors. *J. Climate*, **2002**, 15, 2897–2905.

© 2017 by the authors; licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed



under the terms and conditions of the Creative Commons by Attribution (CC-BY) license
(<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

On the direction of Coriolis force and the angular momentum conservation

Sobre a direção da força de Coriolis e da conservação do momento angular

Eduardo Herrera,* Sigrid Morett

Universidad Nacional Autónoma de México, México, D.F

Recebido em 29 de janeiro de 2016. Revisado em 15 de março de 2016. Aceito em 19 de março de 2016

This paper presents a qualitative analysis of the Coriolis force direction using the conservation of angular momentum and comparing it with quantitative calculation. In order to understand the implications of the theoretical expression for Coriolis force, we show the theory to students and teachers in a different way. When an object is on a rotating flat plate or rotating sphere (with constant angular velocity), has an associated tangential velocity due to rotation. If the object moves toward a larger (smaller) radius, in order to conserve angular momentum, there must be a force to reduce (increase) the tangential velocity. If the object moves parallel to tangential velocity, for angular momentum conservation, when tangential velocity increases (decreases) there must be a force which impels the object toward a larger (smaller) radius.

Keywords: Coriolis force, angular momentum, physics teaching.

Este trabalho apresenta uma análise qualitativa da direção da força de Coriolis usando a conservação do momento angular e comparando-a com cálculo quantitativo. A fim de compreender as implicações da expressão teórica para a força de Coriolis, se mostra a teoria de uma maneira distinta, para alunos e professores. Quando um objeto está sobre uma superfície plana ou uma esfera em rotação (com velocidade angular constante), possui uma velocidade tangencial devido à rotação. Se o objeto se move para um raio maior (menor), a fim de conservar o momento angular, deve haver uma força para reduzir (aumentar) a velocidade tangencial. Se o objeto se move paralelo à velocidade tangencial, por conservação do momento angular, quando aumenta (diminui) a velocidade tangencial (diminui) deve haver uma força impele o objeto para um raio maior (menor).

Palavras-chave: força de Coriolis, momento angular, ensino de física.

1. Introduction

More than 180 years have passed since Gaspard Gustav de Coriolis (1792–1843) published his works [1, 2], but their implications remain fresh and have been applied in many and different topics, from serious and scientific ones to informal and anecdotic ones.

Coriolis force is a classic subject studied in every Mechanics course in Bachelor of Physics or Engineering, when the aspects related to inertial and non-inertial systems are reviewed.

This subject is fundamental because of its connections with other important subjects from Physics e.g. rotational systems, angular momentum and its conservation, rigid body, etc., which are often only partially understood by students, studying them for the first time.

And a growing number of students in Earth Sciences related disciplines (Atmospheric Sciences, Oceanography, Hydrology, Space Physics, etc.) also need a good comprehension of this subject [3-5].

We want to show an alternative way to obtain the direction of Coriolis force qualitatively by using the angular momentum conservation, as this is an intuitive help for students in understanding this

*Endereço de correspondência: herreraztegui@gmail.com.

force. We want to help students develop a physics based intuition in order to predict the direction of the Coriolis force, in a way which makes more sense than the mathematical conclusion “it goes to the right side of the movement on the north hemisphere”. Mathematics of course describes it, but it does not explain why the force operates this way. Schmidt [6] did an approach to this topic, but in that work the angular momentum conservation explanation was not shown explicitly and the author used other concepts like centripetal force for it.

We briefly present the known theory of Coriolis force and angular momentum conservation in sections 2 and 2.1. Then, by only using angular momentum conservation we theoretically obtain the direction which the force should have (qualitatively and quantitatively) in two and three dimensions (sections 3.1 and 3.2 respectively), which is the substantial section of this paper. Finally, in section 4, the conclusions are presented.

2. The known theory

A vector **A** (vectors are denoted by bold) has a time change rate in the inertial reference system (subscript *i*) [7, 8],

$$\left(\frac{d\mathbf{A}}{dt}\right)_i = \frac{d\mathbf{A}}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{A} \tag{1}$$

where $d\mathbf{A}/dt$ is the time change rate in the rotating reference frame (non-inertial) and $\boldsymbol{\Omega}$ is the angular velocity vector.

Applying this to the change of the position vector $\mathbf{r} (x, y, z)$ of a material point in the Cartesian coordinate system, we obtain

$$\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_i = \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}, \tag{2}$$

And defining velocity vector as $\mathbf{V} = d\mathbf{r}/dt = (dx/dt, dy/dt, dz/dt) = (u, v, w)$, the Eq. (2) become

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{V} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}. \tag{3}$$

It is important to notice that if an object on the rotating system has $\mathbf{V} = \mathbf{0}$, even then it will have an associated velocity due to rotation: $\mathbf{V}_i = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$ (Fig. 1).

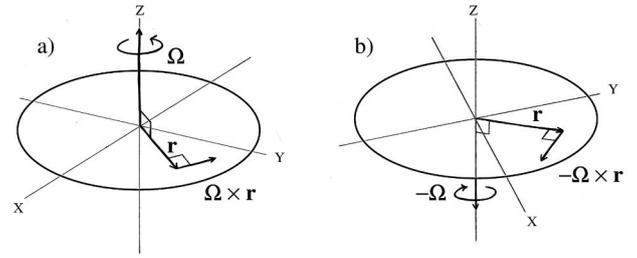


Figure 1: Change of the position vector (\mathbf{r}) in the inertial reference system $(d\mathbf{r}/dt)_i$ without movement in the non-inertial reference frame $(d\mathbf{r}/dt = \mathbf{0})$, a) When movement of the plate is clockwise and b) When movement of the plate is counterclockwise.

Similarly, the acceleration in the inertial frame is given by

$$\left(\frac{d\mathbf{V}_i}{dt}\right)_i = \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}_i \tag{4}$$

Substituting \mathbf{V}_i on the right side of Eq. (4) from (3), to incorporate the apparent velocity in the inertial frame, we obtain

$$\left(\frac{d\mathbf{V}_i}{dt}\right)_i = \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \left(\boldsymbol{\Omega} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt}\right) + \left(\mathbf{r} \times \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt}\right) + (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}) + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}). \tag{5}$$

And assuming constant angular velocity, the Eq. (5) is reduced to

$$\left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}\right)_i = \frac{d\mathbf{V}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}). \tag{6}$$

When the sum of forces (\mathbf{F}) is considered on the rotating system (non-inertial), Newton’s Law or momentum equation can be written as

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \sum_i \frac{\mathbf{F}}{m} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}), \tag{7}$$

where $-2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}$ and $-\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$ are Coriolis acceleration and centrifuge acceleration respectively. Equation (7) includes other forces due pressure gradient, gravitation and friction, that we do not discuss in this paper.

Then, Coriolis acceleration can be expressed as Coriolis force per mass unit (m) as

$$\frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}, \tag{8}$$

which it is useful when it is difficult to quantify the mass, like in the case of moving fluids.

There are different derivations to the previous one, which has been made in order to not introduce terms like “fixed” and “rotating” system [9], or from a geometric perspective [10]. Even so, we consider the exposed theory in this paper is sufficient to achieve the goal.

2.1. Aid of Angular Momentum Conservation

It is possible to make a qualitative description of Coriolis force predicting its direction. We can do this by using angular momentum conservation.

Preliminarily, with the previous definitions of position vector (\mathbf{r}) and velocity vector (\mathbf{V}_i), we can define the absolute angular momentum (\mathbf{L}) as

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times m\mathbf{V}_i, \tag{9}$$

where \mathbf{p} is the linear momentum. Moreover, if we assume constant mass, Eq. (9) can be written as

$$\mathbf{L} = m (\mathbf{r} \times \mathbf{V}_i), \tag{10}$$

Using Eq. (3) to get a new equation in terms of velocity on the rotating system (non-inertial), then the angular momentum per mass unit will be

$$\frac{\mathbf{L}}{m} = \mathbf{r} \times \mathbf{V} + \mathbf{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}). \tag{11}$$

From Eq. (9) it follows that angular momentum is conserved only in the absence of torque ($\boldsymbol{\tau}$), i.e.

$$if \quad \boldsymbol{\tau} = \mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{0} \quad \Rightarrow \quad \frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{0}. \tag{12}$$

3. Coriolis force direction using Angular Momentum Conservation and comparison with its direct calculation (qualitative vs. quantitative)

In the qualitative description of Coriolis force direction, we study two cases: 3.1) Two-dimensional motion and 3.2) Three-dimensional motion.

We suppose instantaneous velocity movements, hence there is no torque, and angular momentum is conserved. Friction is neglected. In every case we refer to movements of a punctual object which has constant mass (m).

3.1. Two-dimensional motion

The movements of a punctual object on a flat plate rotating with constant angular velocity ($\boldsymbol{\Omega}$) can be classified into three types: a) Radial, in which movement is made over a radius of the plate; b) Tangential, movement is perpendicular to the radius in which the object is located at that instant, and c) A combination of the preceding (Fig. 2).

The object moves with instantaneous velocity $\mathbf{V} = (u, v, 0)$, that is, the considered movements occurs on XY plane.

3.1.1. a) Radial movements

In this case, movements are made over any radius (\mathbf{r}) and given that \mathbf{r} and \mathbf{V} are parallel then $\mathbf{r} \times \mathbf{V}$ is zero. Thus by Eq. (11) we obtain only the second term $\mathbf{r} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$ for the angular momentum per mass unit. Finally, in order to conserve angular momentum, a move toward a larger (smaller) radius should reduce (increase) the tangential velocity.

Let’s use this qualitative fact about the direction of the force in the next example: take a flat plate rotating with angular velocity $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega)$, let $\mathbf{V} = (u, 0, 0)$ be the velocity of the object, as shown in Fig. 3a. Observe that the object is moving from a radius r_1 toward larger one r_2 , so that, to conserve the angular momentum there must be a force (\mathbf{f}) to

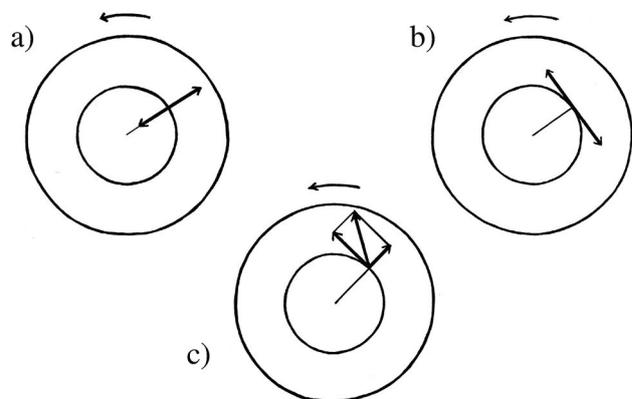


Figure 2: Movements on a rotating flat plate: a) radial, b) tangential and c) linear combination of previous both.

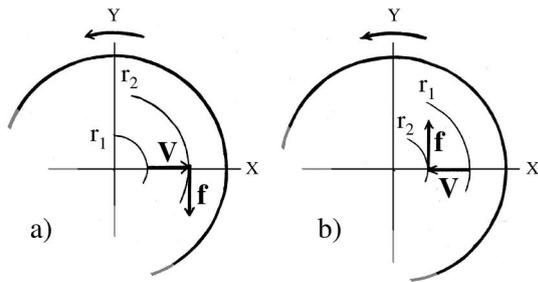


Figure 3: Radial movements (\mathbf{V}) on a rotating flat plate toward: a) a larger radius and b) a smaller radius. And its forces (\mathbf{f}).

reduce the tangential velocity $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_2 = (0, \Omega r_2, 0)$, and therefore \mathbf{f} should have an opposite direction to it. Then, the force will have the vector form $(0, -f, 0)$, where the negative sign represents that the force is going the opposite way to tangential velocity.

Now, we want to compare the direction of the force obtained qualitatively with the analytical calculation of the Coriolis force, with $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega)$ and $\mathbf{V} = (u, 0, 0)$. By Eq. (8) we obtain

$$\frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} = -2 \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 0 & 0 & \Omega \\ u & 0 & 0 \end{vmatrix} = -2u\Omega \mathbf{j} = (0, -2u\Omega, 0), \quad (13)$$

which is fully consistent with the predicted direction of the force by using angular momentum conservation.

Let us consider a move toward a smaller radius (Fig. 3b) with $\mathbf{V} = (-u, 0, 0)$ and keeping $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \Omega)$ as above. Since the object is going to a smaller radius, there must be a force to increase the tangential velocity in order to conserve angular momentum, then it will have the same direction of the tangential velocity $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_1$ and therefore the same sign, i.e., it will have the form $(0, f, 0)$. Calculating analytically Coriolis force as in Eq. (13) we have

$$\frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} = 2u\Omega \mathbf{j} = (0, 2u\Omega, 0), \quad (14)$$

which it is also in accordance with the predicted.

3.1.2. b) Tangential Movements

In this case, the velocity of the object \mathbf{V} and the tangential velocity $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$ are parallels, so they can easily be added. So \mathbf{V} can be expressed as $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_n$,

where r_n is a radius, which is a multiple of its current radius, i.e., $r_n = \alpha r_1$ where α is a scalar.

Suppose the case shown in Fig. 4a, where the object has a velocity $\mathbf{V} = (0, v, 0) = \boldsymbol{\Omega} \times \alpha \mathbf{r}_1$, then the equation of angular momentum per mass unit takes the form

$$\frac{\mathbf{L}}{m} = \mathbf{r}_1 \times (\mathbf{V} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_1) = \mathbf{r}_1 \times (\boldsymbol{\Omega} \times \alpha \mathbf{r}_1) + \mathbf{r}_1 \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_1) = (1 + \alpha) \mathbf{r}_1 \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_1), \quad (15)$$

\mathbf{V} is α times the tangential velocity due to rotation in that point. If α is positive, \mathbf{V} has the same instantaneous direction as the rotation.

There is a circle of radius $r_2 > r_1$ such that angular momentum per mass unit is the same as (15). Let $r_2 = r_1 \sqrt{1 + \alpha}$ and $\mathbf{V} = \mathbf{0}$, then the angular momentum per mass unit due to rotation $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_2$ is

$$\frac{\mathbf{L}}{m} = \mathbf{r}_2 \times (\mathbf{0} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_2) = \sqrt{1 + \alpha} \mathbf{r}_1 \times (\boldsymbol{\Omega} \times \sqrt{1 + \alpha} \mathbf{r}_1) = (1 + \alpha) \mathbf{r}_1 \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_1). \quad (16)$$

So, for angular momentum conservation, when tangential velocity increases there must be a force which impels the object toward a larger radius, having the form $(f, 0, 0)$.

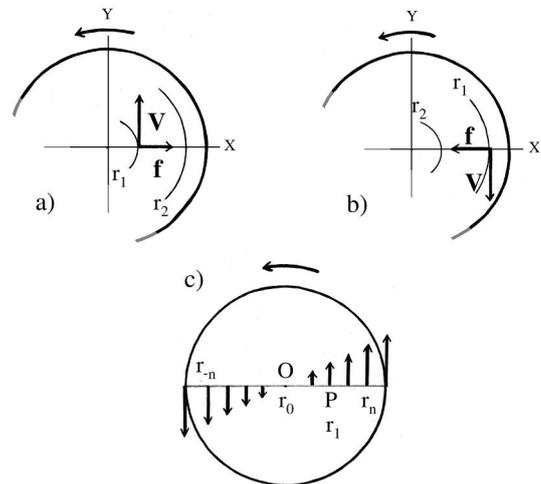


Figure 4: Tangential movements (\mathbf{V}) on a rotating flat plate, where: a) the tangential velocity increases and b) the tangential velocity decreases; and its forces (\mathbf{f}). c) Tangential velocity due to rotation ($\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$) depending on the radius r_n . If the object is in a point P on the plate, the point P and the center O of the plate define a directed line segment OP. Radii are considered positive if they have the same direction of the OP segment, and negative if they have opposite direction.

Calculating analytically the Coriolis force for $\mathbf{V} = (0, v, 0)$, we have

$$\frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} = 2v\Omega \mathbf{i} = (2v\Omega, 0, 0) . \quad (17)$$

Again, this result is in agreement with the predicted one.

When \mathbf{V} has the opposite direction than the rotation, reduces tangential velocity that corresponds to the radius in which the object is located (Fig. 4b), then the force impels the object toward a smaller radius r_2 as define above. This case occurs when $\alpha < 0$ in Eq. (16). We need to clarify what is meant by “smaller radius”. Consider the diameter which passes through the point where the object is located. We can define positive and negative radii associated to a point as directed line segments. If O is the center of the plate and P the current location of the object, then the segment OP defines a positive direction. Then a positive radius is one having the same direction as OP , and a radius with an opposite direction is a negative radius. So, if $-1 \leq \alpha \leq 0$, r_2 is a positive radius between the center of the plate and r_1 , and if $\alpha < -1$, r_2 is a negative radius. In both cases r_2 is a smaller radius than r_1 . To smaller radii correspond smaller tangential velocities due the rotation and conversely to larger radii correspond larger tangential velocities due to rotation, as shown in Fig. 4c.

3.1.3. c) Linear combination of previous movements

If a movement is a linear combination of previous ones, we can imagine that solution is also a linear combination of their solutions.

As \mathbf{V} has the form $(u, v, 0)$, as shown in Fig. 5, the object is moving toward a larger radius and is increasing the tangential velocity. So in order to conserve the angular momentum, the force should reduce tangential velocity and should impel the object to a larger radius, having the form $\mathbf{f} = (f_x, -f_y, 0)$.

Calculating analytically the Coriolis force we have,

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} &= 2v\Omega \mathbf{i} - 2u\Omega \mathbf{j} \\ &= (2v\Omega, -2u\Omega, 0) , \end{aligned} \quad (18)$$

which is according with the prediction.

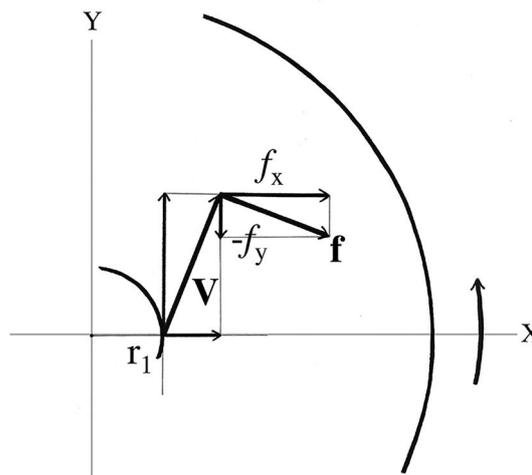


Figure 5: Movements (\mathbf{V}) on a rotating flat plate, as linear combination of radial and tangential movements. And its forces (\mathbf{f}).

3.2. Three-dimensional motion

Let us consider movements on a rotating solid sphere. In every point on the sphere, using Cartesian coordinates, it can be define a plane tangent to the surface, where the X axis coincides with a parallel, the Y axis coincides with a meridian and the Z axis is orthogonal to the plane.

Movements are considered again with instantaneous velocity. As in section 2.1 we denote $\mathbf{V} = d\mathbf{r}/dt = (dx/dt, dy/dt, dz/dt) = (u, v, w)$, where movements are linear combination of u, v and w (Fig. 6).

It may be advantageous to name the poles as north (N) and south (S) and consequently name east and west, such that movements from east to west (west to east) correspond to speed u , from

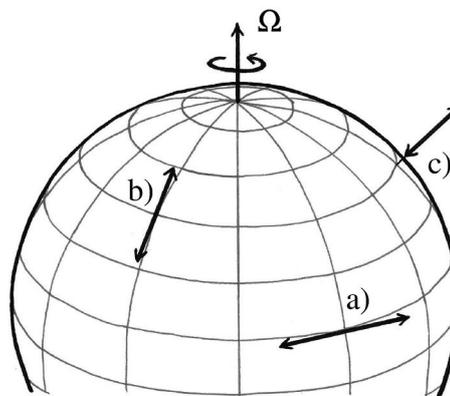


Figure 6: Movements on a rotating solid sphere, a) over a parallel, b) over a meridian and c) vertical movements.

north to south (south–north) to speed v and from up to down (down–up) to speed w . In the literature of atmospheric sciences, these three movements are known as: zonal, meridional and vertical movements respectively.

On the sphere, the angular velocity vector (Ω) depends on the angle known as latitude (ϕ). Moreover, Ω has the same magnitude but different direction on each hemisphere (Fig. 7), where to each hemisphere correspond similar cases as shown ones on Fig. 1a and 1b. From Fig. 8 it can be deduced that angular velocity vector can be expressed as

$$\Omega = (0, \Omega_y, \Omega_z) = (0, \Omega \cos \phi, \Omega \sin \phi) . \quad (19)$$

From Eq. (8) we can obtain an expression in Cartesian coordinates for $-2\Omega \times \mathbf{V}$, such that

$$\frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} = (2v \Omega \sin \phi - 2w \Omega \cos \phi) \mathbf{i} - 2u \Omega \sin \phi \mathbf{j} + 2u \Omega \cos \phi \mathbf{k} \quad (20)$$

Now we can analyze some interesting examples:

Let be a point between North Pole and the Equator, and let be a movement towards the East with $\mathbf{V} = (u, 0, 0)$, this case is similar to the one studied on section 3.1.1. in which the tangential velocity is increasing, then there must be a force (\mathbf{f}) which impels the object toward a larger radius. But, in the

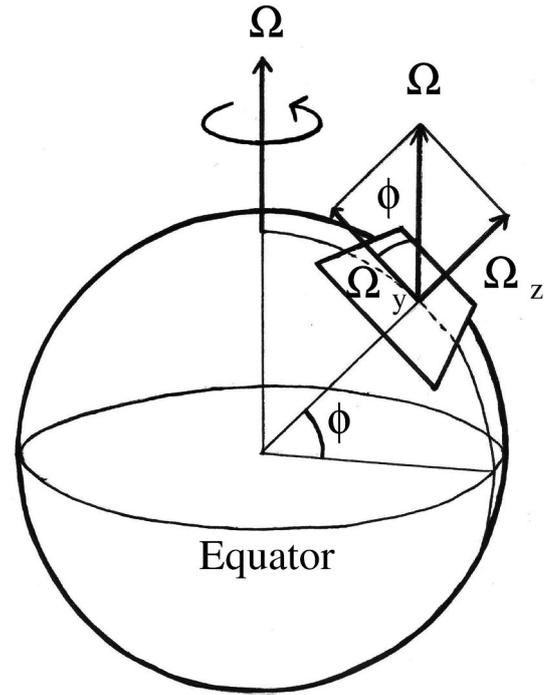


Figure 8: Oblique view of a rotating solid sphere, outlining the components of the vector Ω with respect the latitude angle ϕ .

spherical case there are two possibilities for moving toward a larger radius: i) Moving toward the Equator and ii) Moving upward (Fig. 9a); so the force should have the form $\mathbf{f} = (0, -f_y, f_z)$. Substituting \mathbf{V} on Eq. (20) we have

$$\frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} = -2u \Omega \sin \phi \mathbf{j} + 2u \Omega \cos \phi \mathbf{k} \quad (21)$$

which coincides with expectations.

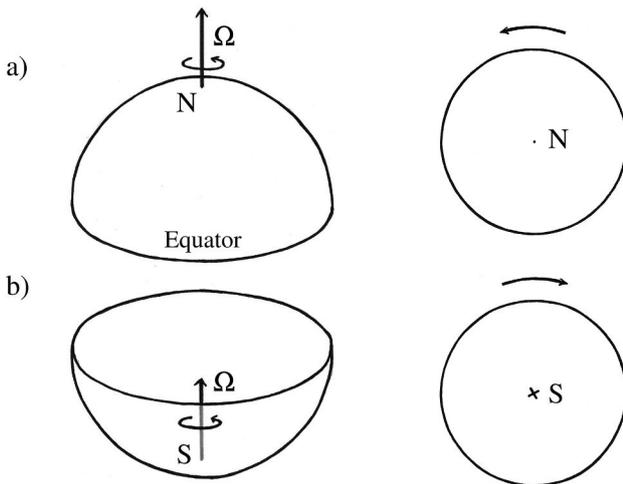


Figure 7: Oblique view of a rotating solid sphere: a) cut for North hemisphere (N), and top view, b) cut for South hemisphere (S), and bottom view. On the top and bottom views the dot indicates that the vector Ω comes out the surface and the cross indicates that vector Ω gets in the surface.

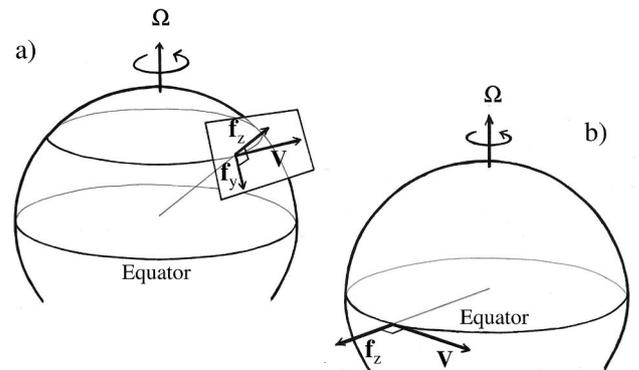


Figure 9: Movements (\mathbf{V}) over a parallel on a rotating solid sphere and its forces (\mathbf{f}) for: a) a latitude between Equator and North Pole ($0^\circ < \phi < 90^\circ$) and b) on Equator ($\phi = 0^\circ$).

Changing the previous example a bit, we obtain another interesting result. Let be the same condition as before $\mathbf{V} = (u, 0, 0)$, but now at the Equator of the sphere. Likewise as in the previous case, there must be a force (\mathbf{f}) which impels the object toward a larger radius, but the movement can not be over a meridian because the object in any case would move to a smaller radius, then the only possibility to go to a larger radius is to go upward (Fig. 9b). So the force should have the form: $\mathbf{f} = (0, 0, f_z)$. Calculating Coriolis force analytically with Eq. (20) and taking $\phi = 0^\circ$ on Equator we obtain

$$\frac{\mathbf{F}_{Coriolis}}{m} = 2u\Omega \mathbf{k} = (0, 0, 2u\Omega) \quad (22)$$

as we wanted.

4. Conclusions

The angular momentum conservation allows us to predict the direction of Coriolis force of a moving object on a rotating flat plate or rotating sphere (with constant angular velocity). If the object moves toward a larger (smaller) radius, in order to conserve angular momentum, there must be a force to reduce (increase) the tangential velocity. If the object moves parallel to tangential velocity, for angular momentum conservation, when tangential velocity increases (decreases) there must be a force which impels the object toward a larger (smaller) radius.

Many of the theories of physics created in the nineteenth century are complicated for students because their final form, represented by equations, has concentrated a number of concepts into an explanation which becomes dense, difficult to follow, and hard to understand. It is better for didactic reasons, to analyze the ideas implied by those fundamental concepts. The explanation could be longer, but allows student to build simpler steps to go thru. The simple term $-2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}$ involves too many information, it resumes all said in this paper without being obvious all the implications that we have discussed.

The issue is valid in different levels and its relationship with other disciplines take increasing relevance [11-15].

Acknowledgments

The authors are grateful to Mary Lynne Evans and Ernesto Caetano for reviewing the text and style correction.

References

- [1] G. Coriolis, L'Académie Des Sciences **XIII**, 268 (1831).
- [2] G. Coriolis, L'Académie Des Sciences **XVII**, 142 (1835).
- [3] H.G. Close and P.R.L. Heron, Am. J. Phys. **79** (10), 1068 (2011).
- [4] N.A. Phillips, Bull. Amer. Meteor. Soc. **81**, 299 (2000).
- [5] A. Persson, Bull. Amer. Meteor. Soc. **79**, 1373 (1998).
- [6] A.G. Schmidt, Am. J. Phys. **54**, 755 (1986).
- [7] M. Alonso and E.J. Finn, *University Physics Vol. I, Mechanics* (Addison-Wesley, Reading, 1967).
- [8] F. Viniegra-Heberlein, *Mecánica, Libro I* (Universidad Nacional Autónoma de México, México, 2007).
- [9] G. Vandegrift, Am. J. Phys. **63**, 663 (1995).
- [10] D.H. McIntyre, Am. J. Phys. **68**, 1097 (2000).
- [11] O.A. Haugland, Phys. Teach. **47**, 546 (2009).
- [12] A. Tandon and J. Marshall, Phys. Teach **48**, 292 (2010).
- [13] L. Dallen and D.E. Neuenschwander, Am. J. Phys. **79**, 326 (2011).
- [14] D.A. Manjarres, W.J. Herrera and R.A. Díaz, Am. J. Phys. **81**, 597 (2013).
- [15] G.N. Mill, V.S. da Costa and A. de M. Paiva, Revista Brasileira de Ensino de Física **37**, 4302 (2015).

Air–sea interactions and dynamical processes associated with the midsummer drought

Eduardo Herrera,^{a,b} Víctor Magaña^b and Ernesto Caetano^{b*}

^a *Posgrado de Ciencias de la Tierra, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico*

^b *Instituto de Geografía, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico*

ABSTRACT: Summer precipitation over most of the tropical Americas exhibits maxima in June and September, and a relative minimum in July. The minimum in summer precipitation over the northeastern (NE) tropical Pacific is known as the midsummer drought (MSD). Several theories have been put forward to explain the origin of the MSD, but most of them fail at addressing simultaneously the various elements that characterize it. The temporal evolution of summer precipitation over the NE tropical Pacific warm pool and over the Intra-Americas Seas (IAS) is related, but not the result of the same process. Over the NE Pacific warm pool, the temporal evolution of convective activity is closely related to sea surface temperature (SST) variations, whereas over the IAS, the Caribbean low-level jet (CLLJ) with maximum intensity in July appears to be the key factor. The CLLJ produces ‘gap flow’ over Central America that reaches the NE tropical Pacific and stronger easterly winds. This low-level flow leads to a decrease in SSTs and a westward shift of low-level moisture convergence that combined with subsidence result in the MSD. At the CLLJ exit region, intense tropical convection enhances during July reducing the chances that large-scale circulations, such as the North Atlantic Subtropical High (NASH) inhibit precipitation over the entire tropical Americas. The strong ascending motion off the Caribbean coast of Nicaragua and Costa Rica contributes to enhanced subsidence in the surrounding regions and to the MSD. As the CLLJ and tropical convection in the western Caribbean weaken during August and September, tropical convection increases once more over most of the tropical Americas and produces the second maximum in precipitation that completes the two peaks distribution of summer precipitation. Therefore, the fluctuations in the intensity of the CLLJ appear to be a key dynamical element to explain the MSD.

KEY WORDS midsummer drought; Caribbean low-level jet; tropical Americas precipitation; air–sea interaction

Received 19 June 2013; Revised 23 April 2014; Accepted 14 May 2014

1. Introduction

The Mesoamerican region extends from central Mexico to northern South America. The northeastern (NE) tropical Pacific warm pool (Xie *et al.*, 2005) and the Caribbean low-level jet (CLLJ) (Amador, 1998) affect its climate. Over most of Mesoamerica, the annual cycle in precipitation exhibits a relatively dry winter (from November through April), and a summer rainy season (from May through October) with two precipitation maxima: one during June and another one in September. The relative minimum in precipitation during July and part of August is known as the midsummer drought (MSD; Magaña *et al.*, 1999). The amplitude of the MSD varies from year to year but it constitutes a robust signal of summer precipitation over the tropical Americas. The MSD has been examined by means of observational analyses (Magaña *et al.*, 1999; Cortez-Vazquez, 2000; Curtis, 2004; Mapes *et al.*, 2005; Magaña and Caetano, 2005; Small *et al.*, 2007, among others), and modelling studies (Rauscher *et al.*, 2008; Diro

et al., 2012). Several of these studies aim at explaining its spatial and temporal characteristics but most of them have only partially addressed the various elements that appear during the evolution of this phenomenon. This study examines a number of key elements involved in the MSD in order to show that, a more adequate theory for this phenomenon should include air–sea interactions and dynamical processes at various spatial scales.

Sea surface temperature (SST) and tropical convective activity over warm pools are frequently related by the Clausius–Clapeyron relationship (Zhang, 1993; Webster, 1994). Tropical convection increases exponentially for SSTs above 27 °C. Over the NE tropical Pacific warm pool, this relationship approximately holds, mainly where the intertropical convergence zone (ITCZ) is observed. However, over most of the Intra-Americas Seas (IAS) precipitation tends to be meager (Figure 1) even when SSTs remain over 28 °C. Only over the Caribbean coast of Costa Rica and Nicaragua, is tropical convection intense, particularly during July, which makes it one of the rainiest regions of the world.

According to Magaña *et al.* (1999), the MSD occurs mainly over the NE tropical Pacific warm pool and a large portion of Mesoamerica. Over most of the Caribbean Sea, two maxima in summer precipitation also occur, but during

* Correspondence to: E. Caetano, Instituto de Geografía, Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito de la Investigación Científica s/n, Ciudad Universitaria, Coyoacan, 04510, Mexico, D.F. Mexico. E-mail: caetano@unam.mx

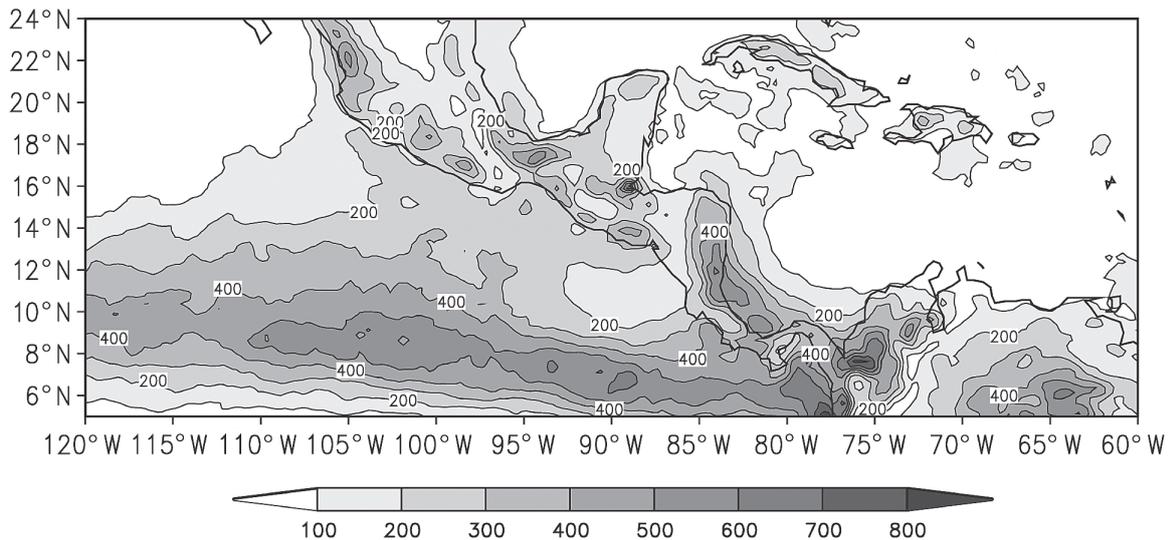


Figure 1. Climatology (2003–2013) of the July precipitation (mm) over the tropical Americas based on CMORPH data.

May and October (Magaña *et al.*, 1999; Giannini *et al.*, 2000; Curtis and Gamble, 2007). The coincidence in the phase of the minimum in precipitation in the NE tropical Pacific and the Caribbean has led some to consider that the MSD occurs mainly over the Caribbean (Gamble *et al.*, 2008) or over the IAS (Mapes *et al.*, 2005) or results from a single process (Karnauskas *et al.*, 2013).

Different theories have been put forward to explain the origin of the MSD (Magaña *et al.*, 1999; Curtis, 2004; Magaña and Caetano, 2005; Mapes *et al.*, 2005; Gamble and Curtis, 2008; Karnauskas *et al.*, 2013), but all of them only partially address the various processes that occur simultaneously in the tropical Americas during summer rainy season, particularly during July. Magaña and Caetano (2005) proposed that the MSD results from SST variations, which in turn may be related to the cooling effect produced by the gap flow associated with the CLLJ intensification in July. As the gap flow strengthens, tropical convection off the Pacific coast of Central America shifts westward, resulting in the MSD between 90°W and 110°W. In this way, the CLLJ acts as a teleconnection mechanism between the NE tropical Pacific and the Caribbean Sea (Magaña and Caetano, 2005). Tropical convection over the western Caribbean Sea reaches a maximum in July, when the MSD takes place in the surrounding region. The intense ascending motion along the Caribbean coast of Nicaragua and Costa Rica appears to induce subsidence around by means of direct circulations. Giannini *et al.* (2000), Mapes *et al.* (2005) and several others have proposed that the reduction in precipitation in July is related to the intensification of the North Atlantic Subtropical High (NASH), which in turn is related to distant atmospheric circulations, as the Asian monsoon. If the dynamical effect of the NASH were responsible for the MSD, its large-scale effect would include the western Caribbean and the NE tropical Pacific warm pool. However, this quasi-stationary circulation does not extend to

the NE tropical Pacific and, it does not affect the enhancement of vertical ascending motion over the western Caribbean during the MSD. Only a few studies (Alfaro, 2000; Magaña and Caetano, 2005) have made reference to the out-of-phase relationship between the MSD and the intense convective activity at the CLLJ exit region, or to the westward shift in the ITCZ over the NE tropical Pacific. Therefore, a more comprehensive description of the various dynamic and thermodynamic processes involved in the MSD is necessary to adequately describe the regional climate of the Mesoamerica and Caribbean regions.

To coherently address the various processes involved in the MSD, two aspects should be considered: (1) air–sea interactions that result in SST – tropical convection relationships over the tropical Americas warm pools, and (2) the role of dynamical effects associated with the CLLJ and subsidence. This work addresses the temporal evolution and spatial characteristics of the MSD in the context of some observed air–sea interactions and dynamical processes. In Section 2, data and methodologies used in these analyses are described. Results are presented in Section 3. Summary and conclusions are given in Section 4.

2. Data and methodology

To characterize the MSD and related processes, various data sources are used to represent tropical convective activity and atmospheric circulations. Daily precipitation estimates from the CMORPH database with 8 km × 8 km resolution, for the 2003–2013 period (Joyce *et al.*, 2004), are used to show a detailed picture of the spatial patterns of tropical convection. The global precipitation climate project (GPCP) data (Huffman *et al.*, 2009), with 0.5° × 0.5° spatial resolution and pentad temporal resolution for the 1982–2011 period are used as well, as an alternative source of data. Rain gauge data from stations in the middle Central America region complement the information about intense precipitation over Central America. The use

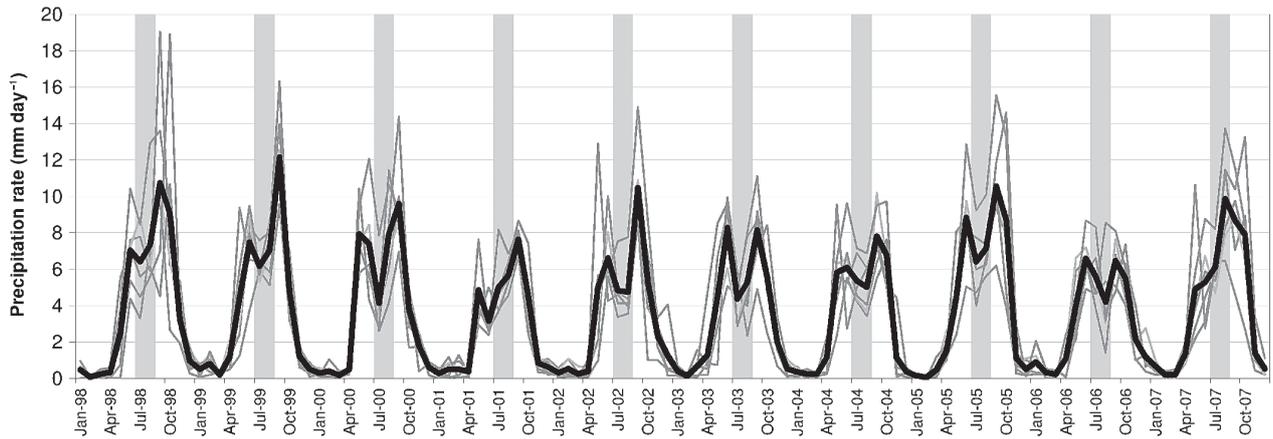


Figure 2. Mean monthly GPCP precipitation rate (mm day^{-1}) for the 1998–2007 period at six grid points: $(96.25^\circ\text{W}, 16.25^\circ\text{N})$, $(93.75^\circ\text{W}, 16.25^\circ\text{N})$, $(91.25^\circ\text{W}, 16.25^\circ\text{N})$, $(91.25^\circ\text{W}, 13.75^\circ\text{N})$, $(88.75^\circ\text{W}, 13.75^\circ\text{N})$, $(86.25^\circ\text{W}, 11.25^\circ\text{N})$ (thin lines), and its spatial average (thick solid line). Grey bars correspond to July–August period.

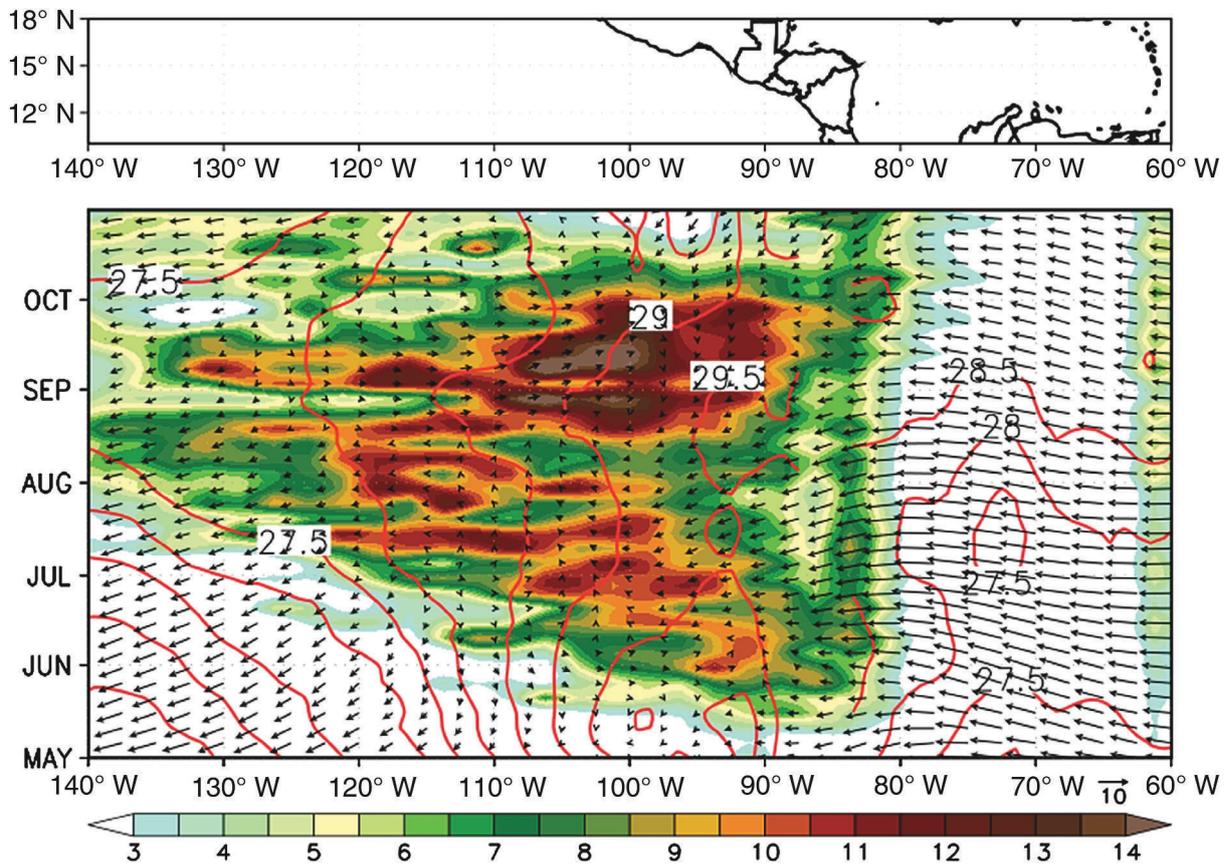


Figure 3. Hovmöller diagram of the climatology of GPCP pentad precipitation (mm day^{-1}), weekly sea surface temperature ($^\circ\text{C}$) red lines, and 925 hPa weekly winds averaged between 12.5°N and 15°N from 140°W to 60°W (Méndez, 2006).

of alternative data sources for the precipitation analyses does not change the results and conclusions in any important manner.

Some of the air–sea interactions related to MSD have been examined by means of SST data from the EMC CMB GLOBAL Reyn_SmithOiv2 database (Reynolds *et al.*, 2002). Sea temperature data within the oceanic mixed layer of the tropical Americas have been taken from the

LEVITUS98: World Ocean Atlas 1998 (Conkright *et al.*, 1998), and correspond to objectively analysed fields of major ocean parameters on monthly timescales. Monthly averages of latent heat fluxes evolution over the Americas warm pools are also examined using the Da Silva 94 database (Da Silva *et al.*, 1994).

Finally, monthly mean wind fields at tropospheric levels were obtained from the NOAA NCEP-NCAR CDAS-1:

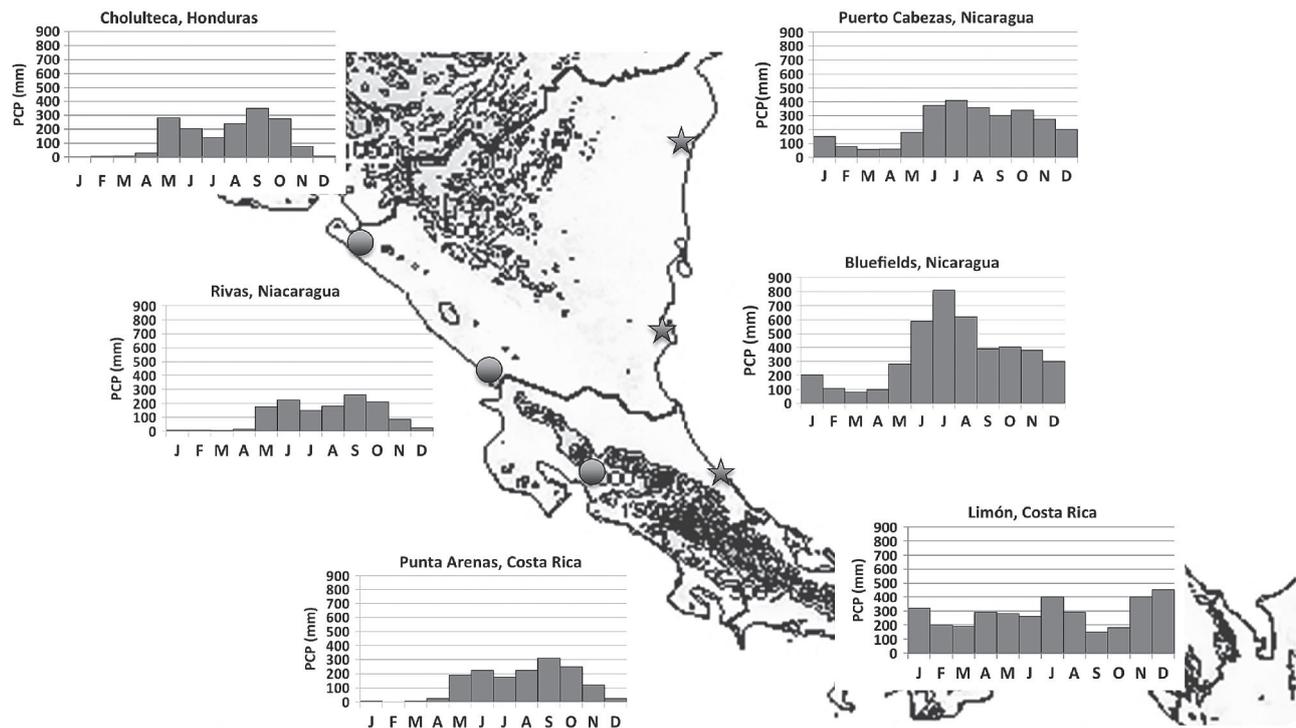


Figure 4. Histogram of the monthly mean precipitation (mm) at coastal stations of Central America.

Climate Data Assimilation System I; NCEP-NCAR Reanalysis Project (Kalnay *et al.*, 1996). These data have coarse spatial resolution but adequately capture the dynamics of the MSD in the tropical Americas region, mainly in relation with the CLLJ dynamics.

3. Results

3.1. Air–sea interactions over the MSD region

Boreal summer precipitation estimates at various locations over the NE tropical Pacific and Mesoamerica exhibit a coherent local minimum during July and part of August (Figure 2). Tropical convection over the central-eastern Caribbean Sea, also shows a two peaks structure, but with maxima during May and October. The annual cycle of precipitation over most of the NE tropical Pacific and the Mesoamerican region is closely related to the annual cycle of the SST (Alfaro, 2000), whereas over most of the Caribbean Sea warm pool, weak convective activity is observed due to subsidence, except over the western part of the region (Hastenrath, 1984).

The intensity of the low-level wind field affects the SSTs in the region. From March to May, the SSTs over the NE tropical Pacific increase until they are close to 30°C under weak easterly winds. During May, the ITCZ along 12°N–15°N over the NE tropical Pacific develops (Figure 3), prior to the onset of the rainy season over Mesoamerica. As tropical convection in the ITCZ intensifies, it moves westward from 90°W–100°W (the MSD region) to 110°W–120°W from June to July, along with a strengthening of the low-level easterly winds (gap flow).

This occurs in phase with a slight decrease in SSTs of around 0.5°C. With a stronger CLLJ, the gap flow intensifies and cools the SST at the Pacific coast of Central America. A small reduction in SSTs over the NE tropical Pacific warm pool may imply large changes in tropical convection given the exponential nature of the relationship between the SSTs and the precipitation. The low-level convergence in NE tropical Pacific warm pool moves westward, resulting in less favourable conditions for tropical convection during July and August, which corresponds to the MSD. During September, the CLLJ and the corresponding gap flow over Central America weaken, and SSTs increase around 0.5°C. This slight warming of the SST and an eastward shift in low-level convergence to 90°W–110°W allows a second maximum in convective activity over NE tropical Pacific warm pool. Therefore, the westward–eastward–westward shifting of the precipitation mean position over the NE tropical Pacific shows as the MSD. Such temporal evolution of the spatial pattern in tropical convection may be also observed in the analyses by Magaña *et al.* (1999) and during the *in situ* observations conducted during 2001 (Ambrizzi and Magaña, 2002).

In phase with the MSD, a localized center of strong precipitation develops along the Caribbean coast of middle Central America, between 10°N and 12°N. This maximum is barely observed in GPCP data during July and August at around 85°W given its coarse spatial resolution, but it is clearly observed in higher spatial resolution data such as CMORPH data (Figure 1), as well as in station precipitation data of Nicaragua and Costa Rica (Figure 4). The mean July accumulated precipitation over the Caribbean

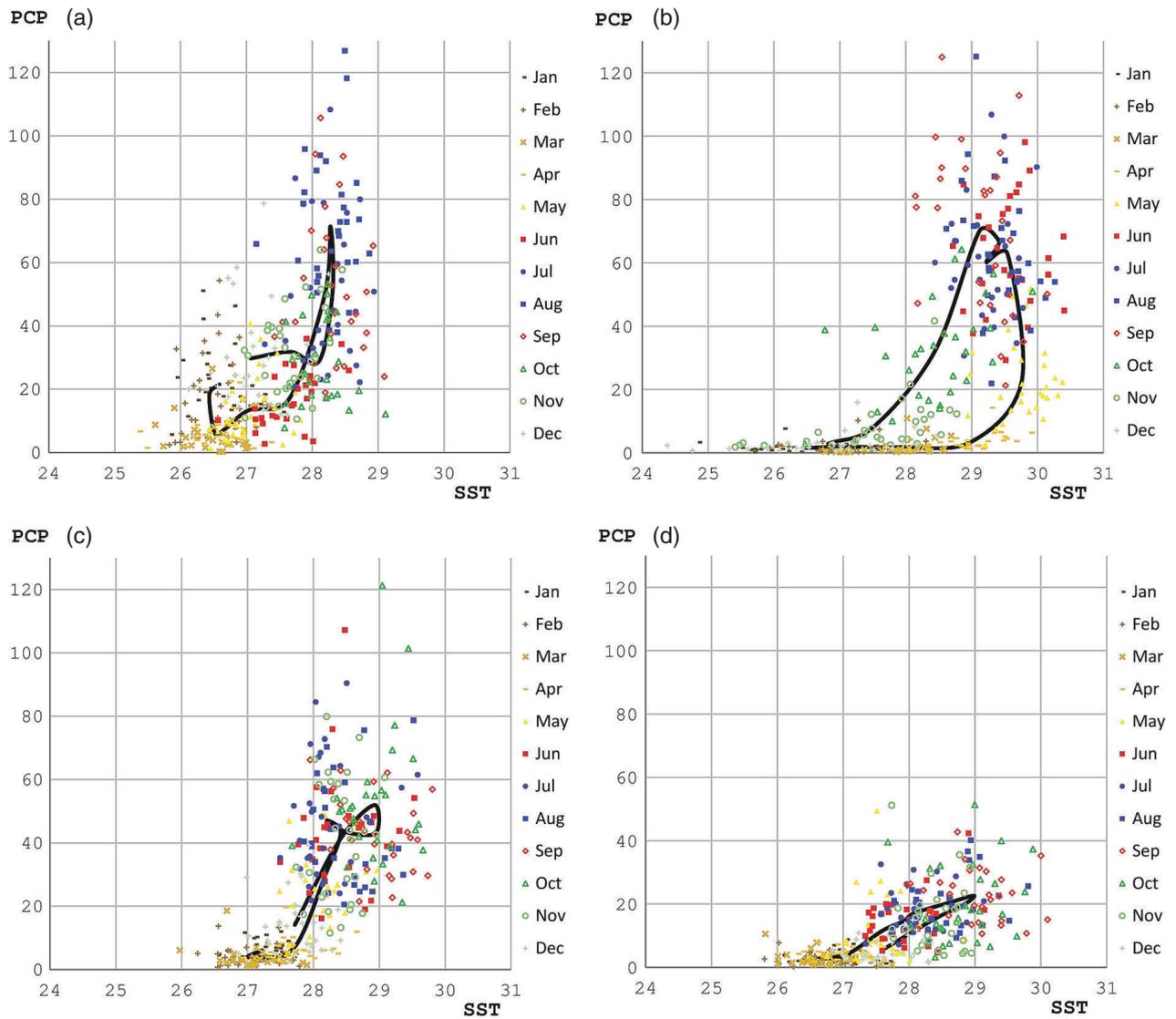


Figure 5. SST ($^{\circ}\text{C}$) and precipitation (PCP) (mm) scatter plot, at four different locations along 13.5°N , from the eastern-central Pacific to the eastern Caribbean Sea. The symbol (right column) corresponds to a month of the year between 1981 and 2010, and the solid line to the mean climatological value of particular month connected with the temporal sequence of the annual cycle. (a) 116.5°W , (b) 96.5°W , (c) 81.5°W and (d) 63.5°W .

coast of Central America is at least twice the amount observed in the surrounding regions. Even more, it occurs where the terrain is mostly flat and over the ocean, in the CLLJ exit region. Therefore, the localized maximum in precipitation does not appear to be related to the orographic effect, but to moisture flux convergence in the CLLJ exit that may reduce atmospheric stability. This part of Central America, with July monthly precipitation close to 900 mm month^{-1} , may be considered among the wettest tropical regions of the world. The rest of the IAS shows very little tropical convective activity even when SSTs are close or higher than 28°C and precipitable water is high (Magaña and Caetano, 2005).

Some studies refer to the NE tropical Pacific and the IAS warm pools as a single Western Hemisphere warm pool (Wang *et al.*, 2006). However, their temporal warming cycle is different, and so is their relationship with tropical convection. At the western edge of the NE tropical

Pacific warm pool (116.5°W , 13.5°N), between July and September, SST values are higher than 28°C and precipitation is generally above 40 mm month^{-1} (Figure 5(a)). Over the MSD region (around 96°W , 13.5°N), SSTs higher than 28.5°C are observed from May until October, with precipitation larger than 40 mm month^{-1} occurring between June and September (Figure 5(b)). June and September monthly precipitation is usually larger than July and August precipitation, even with SSTs larger than 29°C . This implies that other elements, in addition to SSTs, modulate tropical convection in the region and result in the MSD. Over most of the western Caribbean (around 81.5°W , 13.5°N) (Figure 5(c)), precipitation is large above 28°C . However, intense precipitation (above 40 mm month^{-1}) tends to occur in July and in October. The former maximum in precipitation occurs when the CLLJ is strongest, whereas the later takes place as the *Northern* activity begins (Schultz *et al.*, 1998). Over the eastern Caribbean (around 63.5°W ,

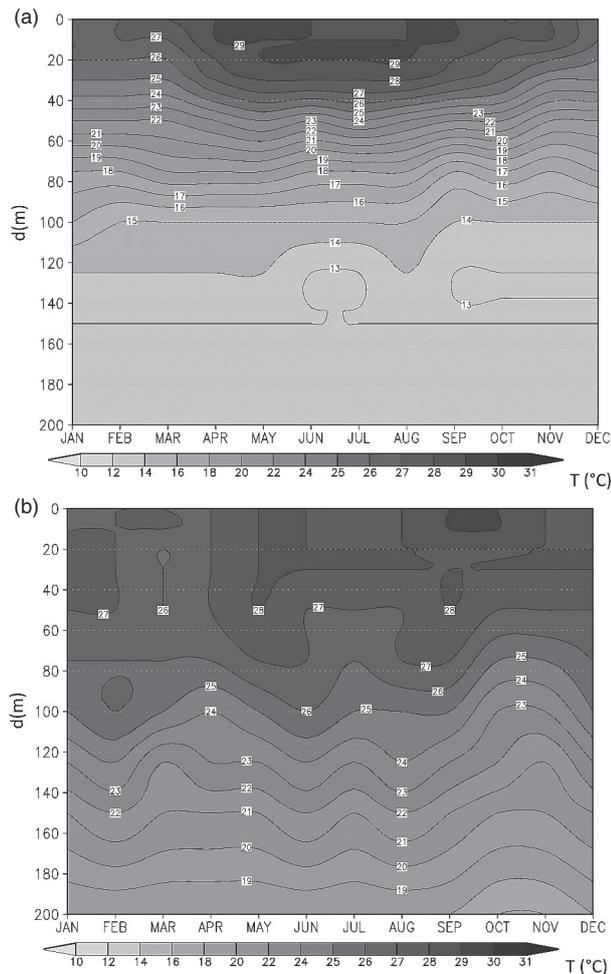


Figure 6. Hovmöller diagram of mean ocean temperature ($^{\circ}\text{C}$) from surface to 200 m deep (a) over the NE tropical Pacific warm pool (96.5°W , 13.5°N) and (b) over the western-central Caribbean Sea (81.5°W , 13.5°N).

13.5°N) (Figure 5(d)), monthly precipitation above 40 mm rarely occurs even with SSTs higher than 28°C and precipitable water is large (Magaña and Caetano, 2005). In this region, the forcing effect of easterly waves or tropical cyclones is necessary to produce precipitation, as subsidence in the IAS is intense.

Over the MSD region (Figure 5(b)), the SST–PCP diagram shows that when the mean monthly climatological values are connected following the sequence of the annual cycle, there are two exponential curves that may be adjusted: one for the pre-MSD period and another one for the post-MSD period. Even when SSTs in September tend to be lower than in June, precipitation may be large as transient activity (e.g. tropical cyclones) tends to be more intense during the post-MSD period. The previous analyses indicate that in the MSD region the SSTs are important for the development of intense convective activity, and their modulation is associated with the gap flow.

The CLLJ intensification reflects as stronger easterly flow through the Papagayo Isthmus. Strong wind-driven mixing cools the SST in the MSD region and results

in entrainment within the Costa Rica dome (Xie *et al.*, 2005). The cooling effect of the first few meters of the oceanic mixed layer over the NE tropical Pacific lasts for about 2 months (July and August) (Figure 6(a)), until SSTs are back to around 29°C in September. A similar wind–SST relationship takes place over the western Caribbean Sea (e.g. 81.5°W , 13.5°N), where the SSTs reduce from around 28 to 27°C during July (Figure 6(b)). However, SSTs recover to around 29°C only in October.

Off the Pacific coast of Central America vertical latent heat flux from the ocean is maximum in June (110 W m^{-2}) and in September (110 W m^{-2}), with a relative minimum during July ($<100\text{ W m}^{-2}$). At the western Caribbean, the latent heat flux reaches 130 W m^{-2} in July and less than 120 W m^{-2} in the other summer months. The temporal evolution of the vertical latent heat fluxes in the MSD region and in the western Caribbean is out of phase during the summer months (Figure 7). In July, the zonal contrast in latent heat flux is more than 30 W m^{-2} between the western Caribbean and the NE tropical Pacific at around 13°N . The intense low-level wind in the CLLJ exit region increases vertical latent heat flux, contributes to reduce atmospheric stability and allows a maximum in atmospheric ascending motion and convection. These changes in the air–sea interface show, as precipitation at the Bluefields station in Nicaragua reach around 800 mm month^{-1} . Over the western part of the NE tropical Pacific, vertical latent heat flux also diminishes in July, but the horizontal moisture flux convergence results in a net increase of moisture (not shown).

3.2. The dynamical effects

Feedback mechanisms between SSTs and tropical convective activity over the NE tropical Pacific partially explain the MSD (Magaña and Caetano, 2005). Subsidence also plays a key role in modulating tropical convection over the Americas warm pools. During the onset of the rainy season, there is intense ascending motion at the ITCZ, around 95°W over the NE tropical Pacific (around 12.5°N) and off the Caribbean coast of Central America between 85°W and 80°W (Figure 8(a)), whereas subsidence dominates over the rest of the Caribbean Sea. During July, the zonally direct circulation produced by the enhanced tropical convection between 100°W and 95°W appears to inhibit vertical ascending motions around 90°W (Magaña and Caetano, 2005), and subsidence also appears close to the surface (Figure 8(b)). The effect of intense ascending motion over the Caribbean coast of Central America contributes to diminish rising motion in the surroundings. There is diminished upward motion around 90°W , i.e. the MSD region, and a slight indication of the strengthening of subsidence over the eastern Caribbean Sea as well. In August, off the Caribbean coast of Central America ascending motion weakens (Figure 8(c)), along with tropical convection. The upward motion around 90°W (the MSD region) intensifies by September, reaching a second maximum (Figure 8(d)).

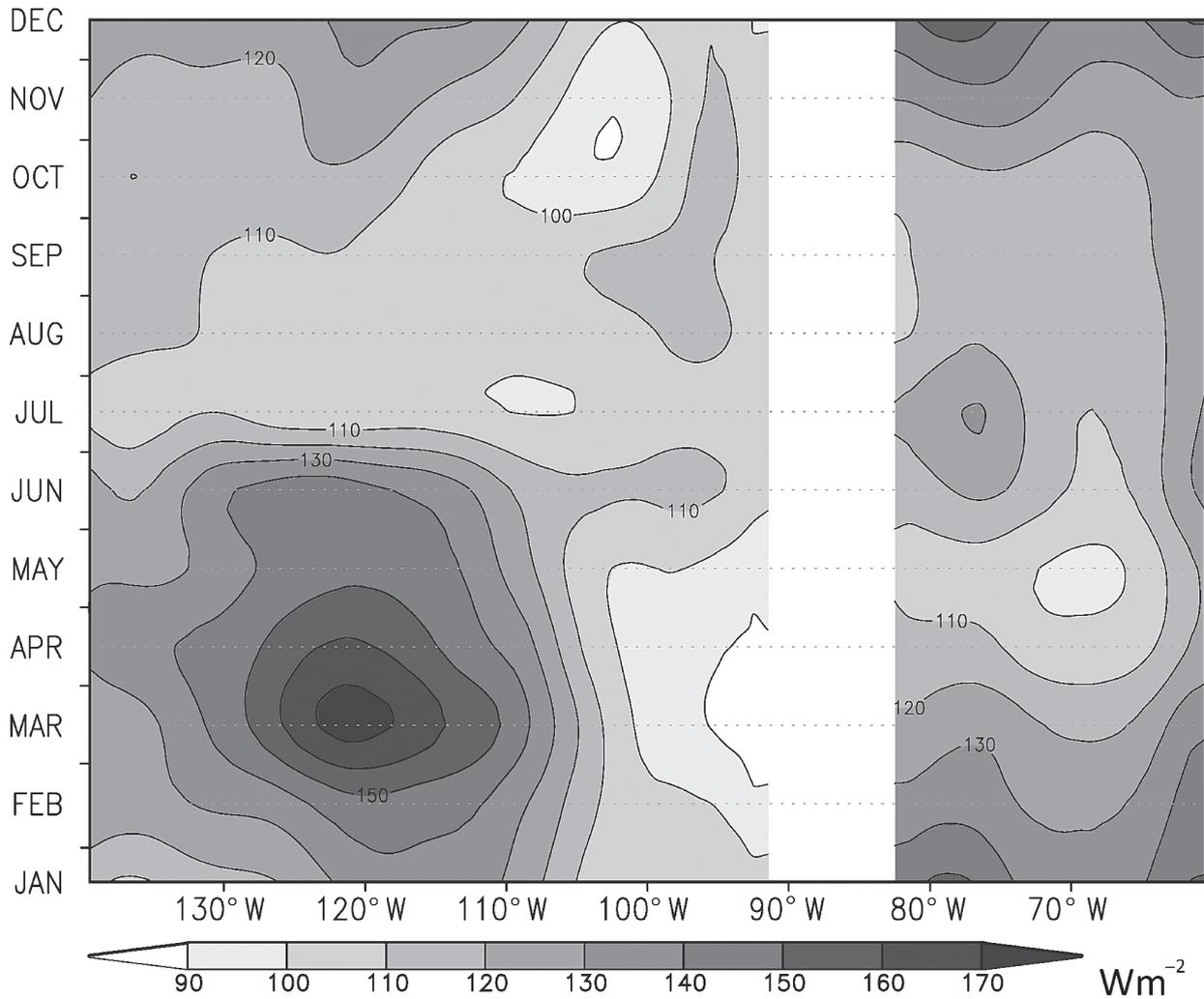


Figure 7. Climatology of the annual cycle of the latent heat flux ($W m^{-2}$) along $13.5^{\circ}N$ from $140^{\circ}W$ to $60^{\circ}W$. [Correction added 1 September 2014 after original online publication: in Figure 7 the longitudinal value has been corrected from ' $1405^{\circ}W$ ' to ' $140^{\circ}W$ '.]

The effect of subsidence that compensates intense vertical motion in the western Caribbean during July extends over most of Mesoamerica and the Americas warm pools. An analysis of month-to-month changes in ascending and descending motions shows the fluctuations in vertical motions that, combined with air–sea interactions, produce the MSD over most of Mesoamerica and the NE Pacific region. The omega vertical velocity change at 850 hPa from June to July shows how the ascending motion intensifies at the CLLJ exit region (Figure 9(a)), whereas it diminishes in the surroundings, where precipitation decreases. The ascending motion also increases west and south of the MSD region. After July, tropical convection and vertical ascending motion weaken in the western Caribbean Sea (Figure 9(b)), but increase in the MSD region. By September, ascending motion recovers and leads to a second maximum in precipitation off the Pacific coast of Central America and over most of Mesoamerica (Figure 9(c)). The intensity of subsidence over the tropical Americas is crucial in modulating tropical convection on spatial scales of a few hundred kilometers.

4. Discussion and conclusions

The MSD constitutes a unique feature of the boreal summer precipitation in the tropical Americas. Although several theories have been developed to explain the MSD (Magaña *et al.*, 1999; Curtis, 2004, Mapes *et al.*, 2005; Magaña and Caetano, 2005, and others), none has simultaneously considered the various elements involved. Most of the MSD theories tend to simplify its dynamics in terms of the low-frequency variation of quasi-stationary large-scale circulations, such as NASH. While this relationship may explain part of the two peaks temporal distribution of meagre tropical convection over most of the Caribbean Sea, it is not adequate to address the characteristics of the MSD over the eastern tropical Pacific ITCZ warm pool or Mesoamerica. Air–sea interactions, as well as dynamical factors related to subsidence, should be considered when the MSD is examined. In particular, the temporal evolution of the CLLJ and the concentrated intense convective activity at the CLLJ exit region are part of the MSD dynamics and must be considered. We argue that the temporal evolution of the CLLJ is crucial not only in producing a westward

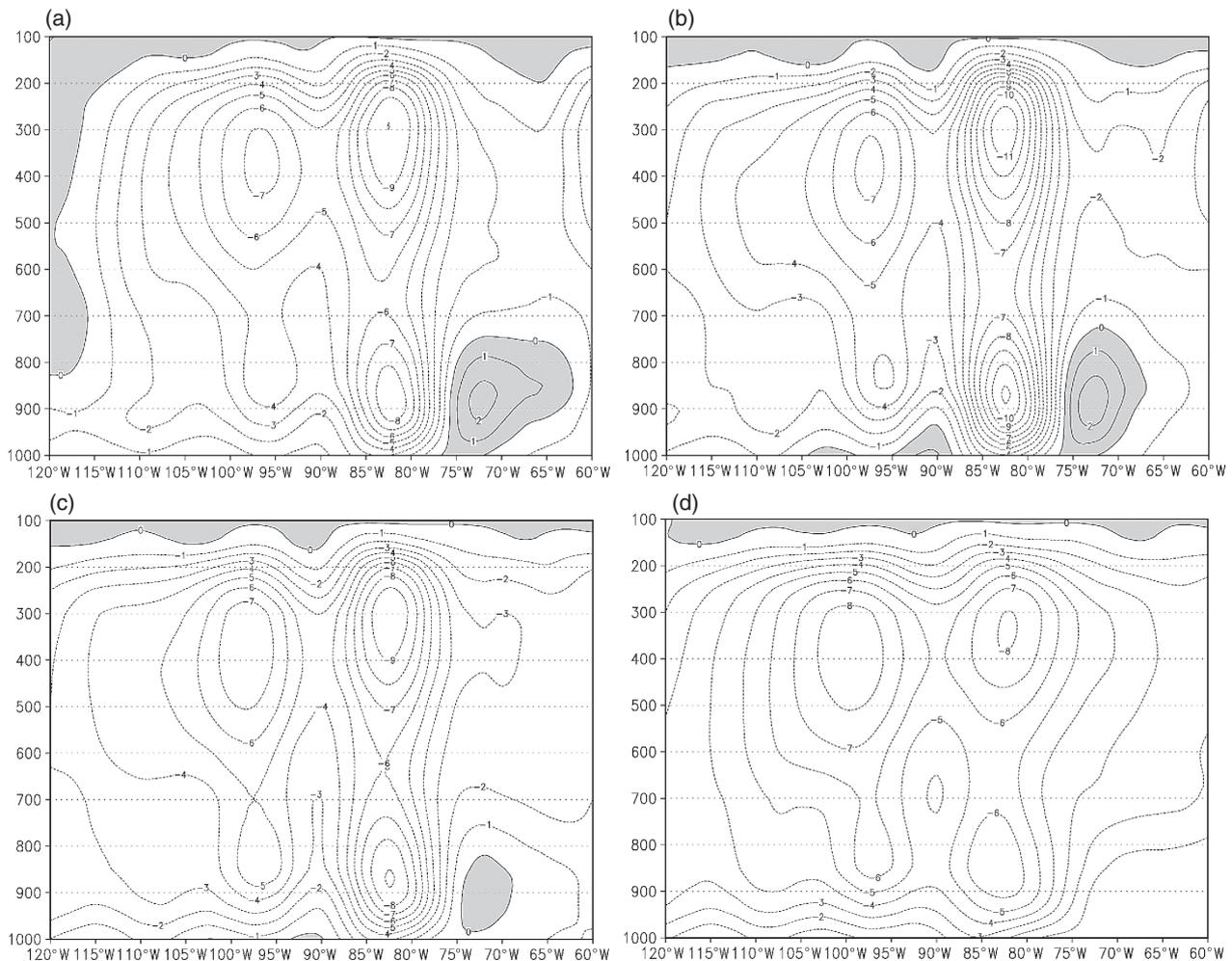


Figure 8. Vertical cross section of the omega field (hPa s^{-1}) $\times 10^{-2}$ along 12.5°N between 120°W and 60°W during (a) June, (b) July, (c) August and (d) September.

shift of tropical convection over the NE tropical Pacific through the gap flow but also in inducing stronger convection over the Caribbean coast of Central America. Even more, the CLLJ may well affect easterly wave and tropical cyclone activity by barotropic exchanges of momentum and energy (Molinari *et al.*, 1997; Salinas-Prieto, 2006). These elements produce a large percentage of precipitation over Mesoamerica and the Caribbean.

The causes of the intensification of the CLLJ during July are not clear yet. The acceleration of the low-level zonal flow has been associated with the amplification of the NASH (Wang *et al.*, 2007), in an approximate geostrophic balance. However, a comparison of the Rossby radius of deformation (L_R) over the Caribbean Sea with the zonal length scale of the CLLJ suggests that the mass field adjusts to the wind field and not the other way around. Characteristic values of L_R range between 2700 and 5000 km over the Caribbean Sea (Table 1) and are larger than the size of the CLLJ ($L \sim 1500$ km). When $L \ll 2\pi L_R$, the mass field tends to adjust to the wind field (Gill, 1982). The meridional

amplification of the NASH into the Caribbean Sea may well be a manifestation of geostrophic adjustment of this quasi-stationary circulation to the intensification of the CLLJ. Therefore, the source of momentum for the July intensification of the CLLJ is still a matter of research (Salinas-Prieto, 2006).

However, modelling studies have been conducted to simulate summer precipitation over the tropical Americas (Rauscher *et al.*, 2008; Martin and Schumacher, 2011). Most of these attempts to simulate the MSD with regional climate models prescribe the SST temporal evolution or include some form of flux adjustment in the air–sea interface, inducing the two peaks structure of summer precipitation. However, they neglect the complex air–sea interactions and dynamical processes involved in the MSD.

Finally, the present analysis of the MSD may lead to examine some aspects of its interannual variability. For instance, the MSD may be more or less intense depending on El Niño/Southern Oscillation conditions (Poveda *et al.*, 2006; Small *et al.*, 2007) that in turn modulate the

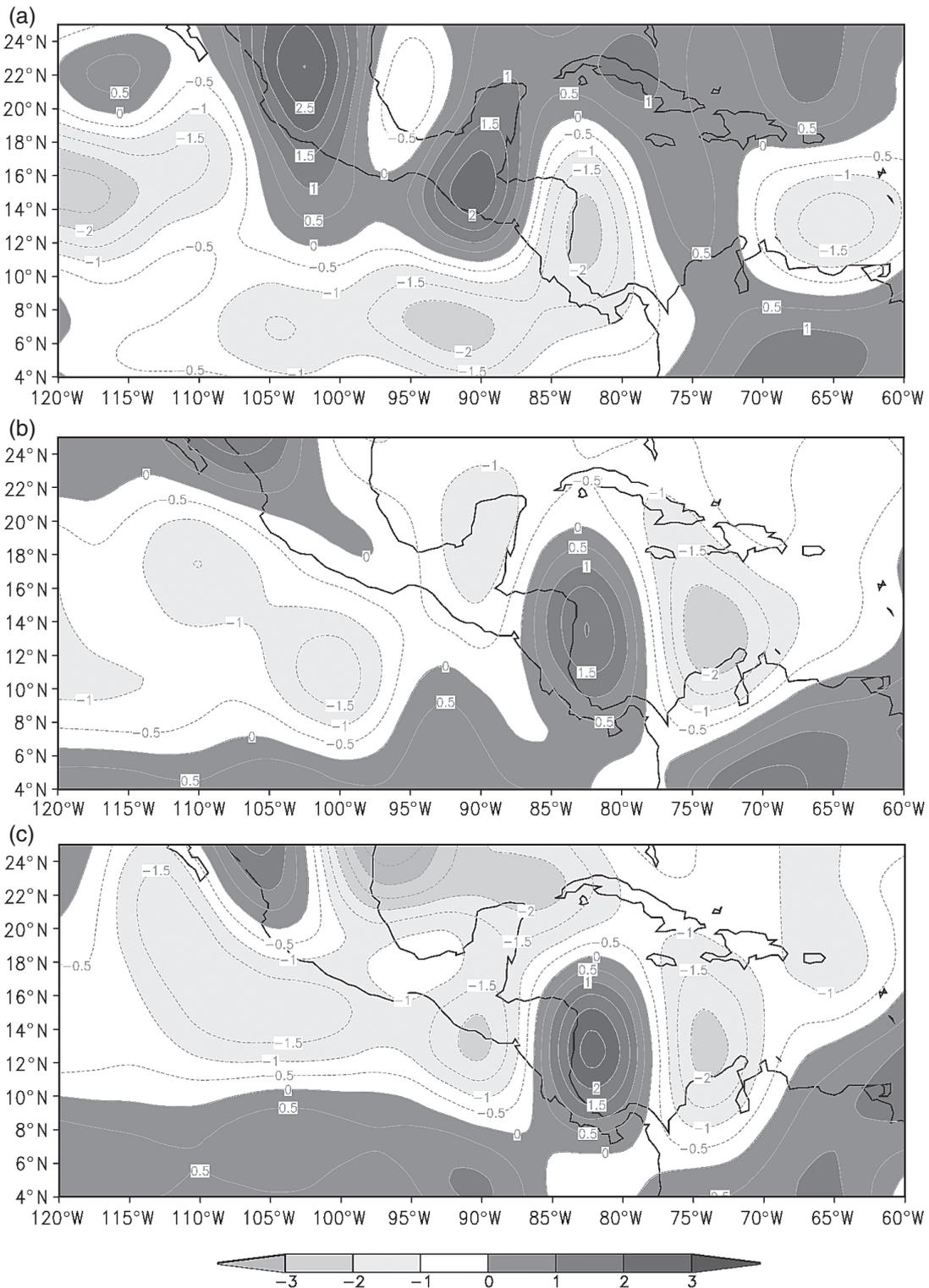


Figure 9. Differences month to month of Omega field (hPa s^{-1}) $\times 10^{-2}$ at 850 hPa level: (a) July minus June, (b) August minus July and (c) September minus August.

magnitude of the CLLJ. Vargas (2006) showed that the MSD signal in the southern part of Mexico is larger under El Niño than under La Niña conditions. Therefore, if seasonal forecasts are expected to improve, observed regional air–sea and regional dynamical processes should be adequately represented.

Acknowledgements

This study was supported by the Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) Mexico and the National Autonomous University of Mexico under a PAPIIT grant IT100712 and FONSEC INEGI CONACYT under grant 209932. Discussion on this material

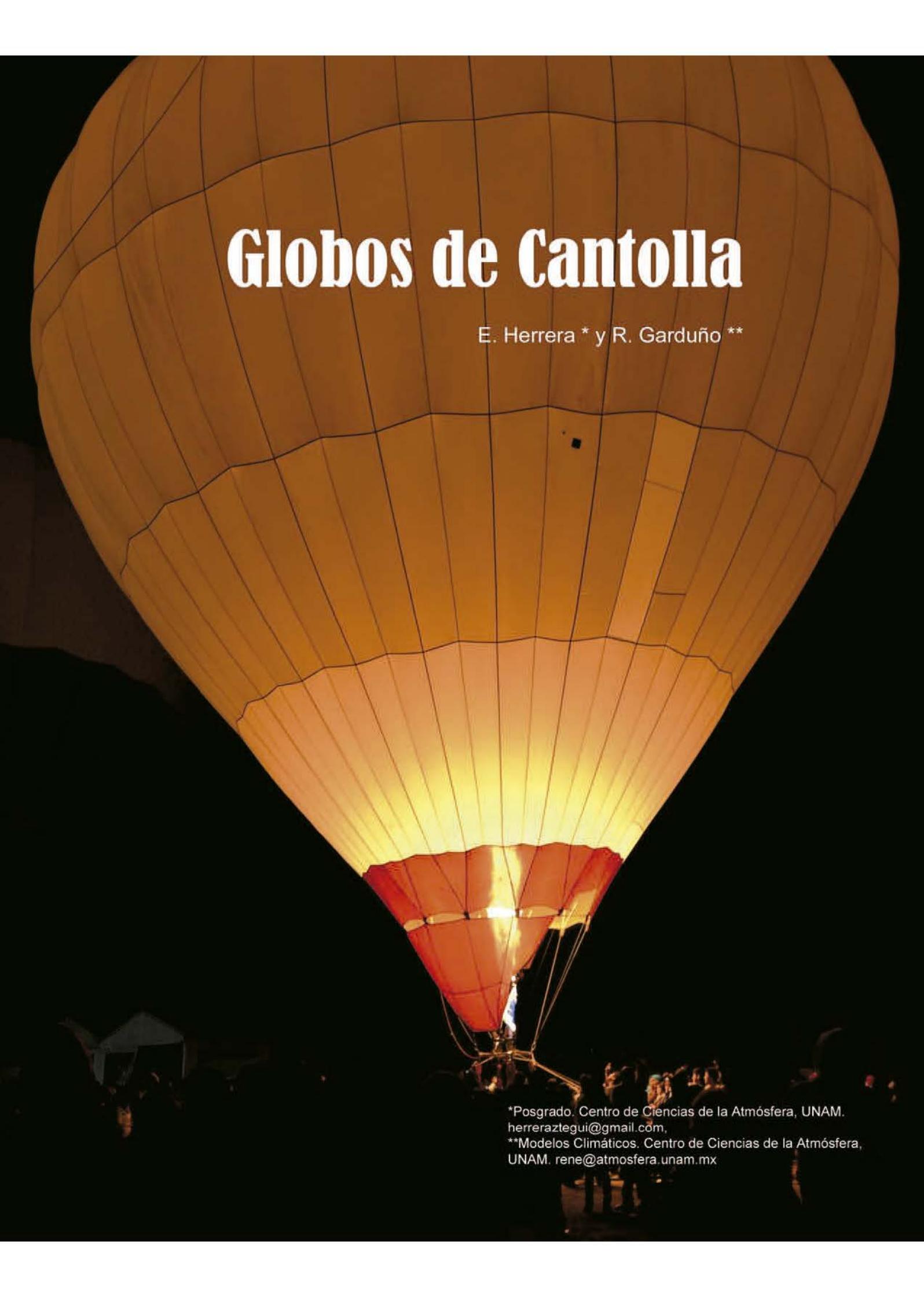
Table 1. Variation of the Rossby radius of deformation $2\pi L_R = 2NH/(\eta f)^{1/2}$ in the CLLJ region, under various characteristic values for N the Brunt–Vaisala frequency, H the disturbance depth in kilometres, f the Coriolis parameter and η the absolute vorticity.

Latitude (°N)	N (s ⁻¹)	H (km)	Abs Vort (η) (s ⁻¹)	f (s ⁻¹)	$2NH$ (km s ⁻¹)	$\sqrt{(\eta f)}$ (s ⁻¹)	$2\pi L_R$ (km)
15	0.009	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.09	3.365E-05	2675
15	0.011	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.11	3.365E-05	3269
15	0.013	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.13	3.365E-05	3863
15	0.015	5.0	3.0E-05	3.775E-05	0.15	3.365E-05	4458
12	0.009	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.09	3.016E-05	2984
12	0.011	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.11	3.016E-05	3647
12	0.013	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.13	3.016E-05	4310
12	0.015	5.0	3.0E-05	3.032E-05	0.15	3.016E-05	4973

with David Fitzjarrald, Gustavo Vázquez, Luis Clemente López and Sigrid Morett were very helpful. The scientific input provided by Edgar Méndez and comments by three anonymous reviewers are appreciated.

References

- Alfaro E. 2000. Some characteristics of the precipitation annual cycle in Central America and their relationships with its surrounding tropical Oceans. *Tóp. Meteorol. Oceanogr.* **7**(2): 99–115.
- Amador JA. 1998. A climatic feature of the tropical Americas: the trade wind easterly jet. *Tóp. Meteorol. Oceanogr.* **5**(2): 1–13.
- Ambrizzi T, Magaña V. 2002. Experimento climático nas águas quentes da América Central. *Bol. Soc. Brasil. Meteorol.* **26**(3): 6–12.
- Conkright ME, O'Brien TD, Levitus S, Boyer TP, Stephens C, Antonov JI. 1998. 1998: *World Ocean Atlas*. Nutrient and Chlorophyll of the Atlantic Ocean. NOAA Atlas NESDIS 36, Vol. 10. U.S. Government Printing Office: Washington, DC.
- Cortez-Vazquez M. 2000. Variaciones intraestacionales de la actividad convectiva en México y América Central. *Atmósfera* **13**: 95–108.
- Curtis S. 2004. Diurnal cycle of rainfall and surface winds and the mid-summer drought of Mexico/Central America. *Clim. Res.* **27**: 1–8.
- Curtis S, Gamble DW. 2007. Regional variations of the Caribbean mid-summer drought. *Theor. Appl. Climatol.* **94**: 25–34.
- Da Silva A, Young AC, Levitus S. 1994. Atlas of surface marine data 1994, Vol. 1: Algorithms and procedures. Technical Report No. 6, U.S. Department of Commerce, NOAA, NESDIS, Silver Spring, MD.
- Diro GT, Rauscher SA, Giorgi F, Tompkins AM. 2012. Sensitivity of seasonal climate and diurnal precipitation over Central America to land and sea surface schemes in RegCM4. *Clim. Res.* **52**: 31–48.
- Gamble DW, Curtis S. 2008. Caribbean precipitations review, model and prospect. *Prog. Phys. Geogr.* **32**(3): 265–376.
- Gamble DW, Parnell DB, Curtis S. 2008. Spatial variability of the Caribbean mid-summer drought and relation to north Atlantic high circulation. *Int. J. Climatol.* **28**: 343–350, DOI: 10.1002/joc.1600.
- Giannini A, Kushnir Y, Cane MA. 2000. Interannual variability of Caribbean rainfall, ENSO, and the Atlantic Ocean. *J. Clim.* **13**(2): 297–311.
- Gill AE. 1982. *Atmosphere – Ocean Dynamics*. International Geophysics Series, Vol. 30. Academic Press: Orlando, FL.
- Hastenrath S. 1984. Interannual variability and annual cycle: mechanisms of circulation and climate in the tropical Atlantic sector. *Mon. Weather Rev.* **112**: 1097–1107.
- Huffman GJ, Adler RF, Bolvin DT, Gu G. 2009. Improving the global precipitation record: GPCP Version 2.1. *Geophys. Res. Lett.* **36**: L17808.
- Joyce RJ, Janowiak JE, Arkin PA, Xie P. 2004. CMORPH: a method that produces global precipitation estimates from passive microwave and infrared data at high spatial and temporal resolution. *J. Hydrometeorol.* **5**: 487–503.
- Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R, Collins W, Deaven D, Gandin L, Iredell M, Saha S, White G, Woollen J, Zhu Y, Chelliah M, Ebisuzaki W, Higgins W, Janowiak J, Mo KC, Ropelewski C, Wang J, Leetmaa A, Reynolds R, Jenne R, Joseph D. 1996. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **7**(3): 437–471.
- Karnauskas KB, Seager R, Giannini A, Busalacchi AJ. 2013. A simple mechanism for the climatological midsummer drought along the Pacific coast of Central America. *Atmósfera* **26**(2): 261–281.
- Magaña V, Caetano E. 2005. Temporal evolution of summer convective activity over the Americas warm pools. *Geophys. Res. Lett.* **32**: L02803, DOI: 10.1029/2004GL021033.
- Magaña V, Amador J, Medina S. 1999. The midsummer drought over Mexico and Central America. *J. Clim.* **12**: 1577–1588.
- Mapes BE, Liu P, Buenning N. 2005. Indian monsoon onset and the Americas midsummer drought: out-of-equilibrium responses to smooth seasonal forcing. *J. Clim.* **18**: 1109–1115.
- Martin ER, Schumacher C. 2011. The Caribbean low-level jet and its relationship with precipitation in IPCC AR4 models. *J. Clim.* **24**: 5935–5950.
- Méndez E. 2006. *Variabilidad de la precipitación de verano en relación con las fluctuaciones de las temperaturas de la superficie del mar locales*, BS dissertation, Universidad Veracruzana, Xalapa, México, 101 pp.
- Molinari J, Knight D, Dickinson M, Vollaro D, Skubis S. 1997. Potential vorticity, easterly waves and tropical cyclogenesis. *Mon. Weather Rev.* **125**: 2699–2708.
- Poveda G, Waylen PR, Pulwarty RS. 2006. Annual and inter-annual variability of the present climate in northern South America and southern Mesoamerica. *Palaeogeogr. Palaeoclimatol. Palaeoecol.* **234**: 3–27, DOI: 10.1016/j.palaeo.2005.10.031.
- Rauscher SA, Giorgi F, Diffenbaugh NS, Seth A. 2008. Extension and intensification of the Meso-American mid-summer drought in the twenty-first century. *Clim. Dyn.* **31**: 551–571, DOI: 10.1007/s00382-007-0359-1.
- Reynolds RW, Rayner NA, Smith TM, Stokes DC, Wang W. 2002. An improved in situ and satellite SST analysis for climate. *J. Clim.* **15**: 1609–1625.
- Salinas-Prieto JA. 2006. *Dinámica de ondas del este y su interacción con el flujo medio en el Caribe*. PhD dissertation, Universidad Nacional Autónoma de México, Centro de Ciencias de la Atmósfera, México, 109 pp.
- Schultz DM, Bracken WE, Bosart LF. 1998. Planetary- and synoptic-scale signatures associated with Central American cold surges. *Mon. Weather Rev.* **126**: 5–27.
- Small RJO, de Szoeke SP, Xie S. 2007. The Central American mid-summer drought: regional aspects and large-scale forcing. *J. Clim.* **20**: 4853–4873.
- Vargas ZA. 2006. *Influencia de la Zona Intertropical de Convergencia y ENOS en el Comportamiento de la Canícula en Oaxaca*, Master dissertation, Universidad de Guadalajara, Jalisco, México, 80 pp.
- Wang C, Enfield DB, Lee S, Landsea CW. 2006. Influences of the Atlantic warm pool on Western Hemisphere summer rainfall and Atlantic hurricanes. *J. Clim.* **19**: 3011–3028.
- Wang C, Lee S, Enfield DB. 2007. Impact of the Atlantic warm pool on the summer climate of the Western Hemisphere. *J. Clim.* **20**: 5021–5040.
- Webster P. 1994. The role of hydrological processes in ocean-atmosphere interaction. *Rev. Geophys.* **32**: 427–476.
- Xie S-P, Xu H, Kessler WS, Nonaka M. 2005. Air–sea interaction over the Eastern Pacific warm pool: gap winds, thermocline dome, and atmospheric convection. *J. Clim.* **18**: 5–20.
- Zhang C. 1993. Large-scale variability of atmospheric deep convection in relation to sea surface temperature in the tropics. *J. Clim.* **6**: 1898–1913.



Globos de Cantolla

E. Herrera * y R. Garduño **

*Posgrado. Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM.
herreraztegui@gmail.com,

**Modelos Climáticos. Centro de Ciencias de la Atmósfera,
UNAM. rene@atmosfera.unam.mx

Recibido: 14 de noviembre de 2012

Aceptado: 27 de noviembre de 2012

Abstract

We analyze intrinsic features and weather conditions for a hot air balloon (Cantolla's balloon) rises, calculating the minimum volume (V) as function of its mass (m), without inner air, its temperature (T_i) and pressure (p) and external temperature (T_e).

V is lower (i.e. that the rise is favored) if m and T_e decrease, and if T_i and p grow, the latter condition indicates an altitude (above sea level sea) reduced. V is proportional to the specific constant of air (external) and therefore dry atmosphere is favorable. A cold environment, but without inversion, is also favorable. Then standard atmosphere with a negative vertical lapse rate favors the flight. Naturally, the opposite conditions make it difficult.

Atmosphere is assumed idle, friction is neglected between the atmosphere and the balloon, and other ideal conditions.

We believe that design, build and raise the balloon, is a playful exercise suitable for theoretical and practical teaching of many topics in mathematics, physics and meteorology.

Be careful to play with fire.

Keywords: Archimedes' Principle, The Ideal Gas Law, Physics Teaching.

Resumen

Se analizan las características intrínsecas y las condiciones de su entorno para que un globo de aire caliente, o de Cantolla, se eleve; se calcula el volumen mínimo (V) en función de su masa (m), sin el aire interior, la temperatura de éste (T_i) y de la presión (p) y temperatura (T_e) externa.

V resulta menor (o sea que el ascenso se favorece) si m y T_e disminuyen, y si T_i y p crecen; esta última condición indica una altitud (sobre el nivel del mar) reducida. V es proporcional a la constante específica del aire (externo), por tanto una atmósfera seca es favorable; un ambiente frío, pero sin inversión térmica, también lo es; o sea que la atmósfera estándar, con el gradiente térmico negativo, favorece el vuelo. Naturalmente, las condiciones opuestas lo dificultan.

Se supone atmósfera en reposo, despreciable la fricción entre ella y el globo, y otras condiciones ideales.

Consideramos que diseñar, construir y elevar el globo, es un ejercicio lúdico propicio para la enseñanza teórica y práctica de varios temas de matemáticas, física y meteorología.

Asimismo, se advierte del peligro de jugar con fuego.

Palabras clave: Principio de Arquímedes, Ley del Gas Ideal, Enseñanza de la Física.

Introducción

El nombre de estos globos proviene de Don Joaquín de la Cantolla y Rico (Fig. 1), que vivió en la Cd. de México a fines del siglo XIX y principios del XX. Era telegrafista de profesión y aeronauta de afición. Tan aficionado era, que construyó sus propios globos aerostáticos —con una tela llamada *manta inglesa* cosida en gajos— y voló en ellos; algunos fueron enormes, p. ej. el que bautizó *Vulcano* medía 20 m de diámetro (Fig. 2) [1 y 2].

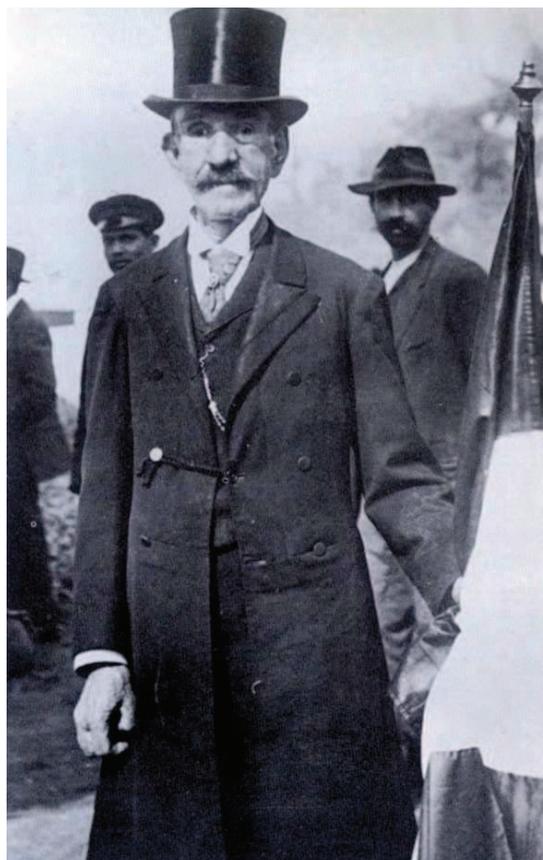


Figura 1. Don Joaquín de la Cantolla y Rico ataviado como en los buenos tiempos el día de su última ascensión, 25 de enero de 1914 [1].



Figura 2. Cantolla siempre atrajo multitudes a sus ascensiones. Aquí en la municipalidad de San Ángel, ca. 1890 [1].

Los globos de Cantolla actualmente no se tripulan, se confeccionan con papel de China y llevan dentro una fuente de calor quemando algún combustible; por eso en otros países se llaman “globos de aire caliente”. En México tradicionalmente se lanzan en las ferias populares y son coloridos (Fig. 3). En algunas son protagonistas e incluso el tema de la feria misma, en una especie de concurso. Así sucede en San Agustín Ohtenco (Milpa Alta, D.F.) el 1 y 2 de noviembre, en Paracho (Michoacán) el 25 y 26 de julio, y en San Andrés Tuxtla (Veracruz) el 16 de septiembre. En San Andrés se les llama *ilamas*, que es el nombre de cierto árbol y su fruta parecidos a la chirimoya y la guanábana [3].

Para tener idea de la grandeza de estos globos, festivales y competencias, además de una lección de vida, le sugerimos leer la historia de Miguel Ángel Mendoza Meza [4], estudiante de Geografía en la UNAM; una de cuyas obras triunfales se muestra en la Fig. 4.

Estos globos son un tema divertido para la enseñanza de la física, de secundaria a licenciatura, pues in-



Figura 3. “El Globo”, de Ramón Cano Manilla, Óleo 1930, MUNAL.

volucra desde conceptos y relaciones teóricas importantes como densidad, temperatura, presión, Principio de Arquímedes, Ley del Gas Ideal, etc.; hasta la práctica de campo de volarlo; pasando por el trabajo experimental de diseño y confección geométrica para la forma y tamaño adecuados y deseados; etc.

El objetivo de este artículo es deducir el volumen (mínimo para que despegue) de un globo en función de su temperatura interior y su masa, y de la presión y temperatura ambiente; asimismo, presentar los perfiles verticales de la atmósfera y ver cómo las condiciones de altura favorecen o dificultan que el globo siga subiendo. Poco nos ocupamos de la geometría del globo y su confección; tampoco de la fuente de calor, sus materiales y manufactura. Sólo mencionamos desde ahora que todo el conjunto del *sistema* globo debe ser lo más ligero posible. También advertir del peligro de *jugar* con fuego: se debe evitar que el globo (o sus restos) caiga(n) quemando aún combustible, ni lo haga(n) en algún lugar que pueda incendiarse; el quemador debe apagarse (el combustible agotarse) cuando el globo todavía vuela y este diseño de la fuente de calor es un reto adicional para un vuelo exitoso.

Por último, cabe mencionar en esta introducción varias de las suposiciones que se hacen en el desarrollo de este trabajo idealizado: i) se considera una atmósfera quieta, es decir, que no hay movimiento tanto horizontal como vertical, ii) se considera



Figura 4. Ganador en el Concurso Nacional de Paracho Michoacán. 25 y 26 de julio 2008, con el globo “ilama” de 1500 pliegos de papel de china, hecho por Miguel Ángel Mendoza Meza [7].

que no hay fricción, iii) que no hay turbulencia, etc. Aún así, creemos que el desarrollo es útil para el entendimiento del fenómeno.

Cálculo del volumen del globo

Comencemos por el cálculo simplificado para obtener la que llamaremos *ecuación de construcción* de un globo de Cantolla, que nos dará el tamaño que debe tener para que se eleve.

Un *objeto* sumergido en un fluido está sometido a dos fuerzas: su *peso* (hacia abajo) y el *empuje* (hacia arriba). El empuje, la fuerza de flotación que Arquímedes descubrió, es el peso del fluido desalojado. Para el globo de Cantolla, el fluido es por supuesto el aire *externo*; el *objeto* está compuesto de dos partes: el *sistema globo* (su piel: papel y pegamento); el quemador: su estructura, mecha y combustible) y su aire (*interno*) calentado.

Entonces, el peso del objeto es

$$m_T g = (m + m_i)g, \quad (1)$$

donde m_T es la masa total del objeto, m_i es la masa del aire interno del globo y m es la masa del sistema globo; g es la aceleración de la gravedad. Llamamos V al volumen interior del globo.

Por otro lado, el empuje (F) es el peso del mismo volumen V de aire externo, suponiendo que el volumen del *sistema globo* es despreciable,

$$F = m_e g. \quad (2)$$

Para que el globo se eleve, el empuje debe superar al peso:

$$m_e g > (m + m_i)g, \quad (3)$$

donde los subíndices i y e se refieren al interior y exterior del globo, respectivamente. Queremos obtener V en términos de presión (p) y temperatura. Para tal fin es necesario recurrir a la definición de densidad (ρ) como el cociente de masa entre volumen y a la Ley del Gas Ideal:

$$p = \rho RT. \quad (4)$$

Donde T es la temperatura absoluta (que se da en K) y R es la constante específica del aire (seco). Así, las masas del aire interior y exterior quedan:

$$m_i = \rho_i V = \frac{p_i V}{RT_i}, \quad (5)$$

$$m_e = \rho_e V = \frac{p_e V}{RT_e}, \quad (6)$$

eliminando g y sustituyendo (5) y (6) en (3), se obtiene:

$$\frac{p_e V}{RT_e} > m + \frac{p_i V}{RT_i} \quad (7)$$

y haciendo álgebra para despejar V , resulta:

$$V > mR \left(\frac{T_i T_e}{p_e T_i - p_i T_e} \right). \quad (8)$$

La relación (8) vale para un sistema cerrado, pero en realidad el globo tiene una *boca*, que si uno la reduce el proceso tiende a regirse más por (8). La p_i es algo mayor que la p_e , por eso el globo se infla, y la diferencia de ellas se mantiene casi constante.

Por no estar cerrado el globo, podemos suponer $p_i = p_e$, con base en que la salida del aire *caliente* por la abertura se compensa con la entrada de aire *frío*. Entonces, sólo nos queda la presión atmosférica (p) y la *ecuación de construcción* se reduce a

$$V > \frac{mR}{p} \left(\frac{T_i T_e}{\Delta T} \right), \quad (9)$$

donde $T = T_i - T_e$.

Si en el lado derecho de (9) sustituimos los valores de R , m , p , T_i y T_e , obtenemos el volumen mínimo para que el globo suba. Llamemos simplemente volumen (V) del globo a ese valor requerido; naturalmente, hay que construirlo mayor y entre más lo sea volará mejor. Trate de que, como hemos supuesto, el volumen del *sistema* globo sea efectivamente despreciable, si no V aumenta.

En (9) se nota que:

1. V es directamente proporcional a la masa (m) del globo, por eso hay que hacerlo con materiales livianos y usar la menor cantidad de ellos.
2. Hay la restricción matemática cuando $\Delta T \leq 0$, pero obviamente esos casos no tienen sentido, pues si el aire interior no se ha calentado o incluso ha sido enfriado, el globo obviamente no vuela.
3. V es inversamente proporcional a ΔT y directamente proporcional a T_e ; entonces, por ambas razones una T_e menor es más propicia al vuelo, por eso es preferible lanzar el globo al amanecer. Y
4. V es inversamente proporcional a p ; por lo tanto el vuelo se facilita a altitudes menores, cerca del nivel del mar.

Queremos ver como depende V de T_i en dos condiciones atmosféricas diferentes, digamos el puerto de Acapulco y la Cd. de México. Para ambos suponemos $m = 1$ kg y $R = 287$ Jkg⁻¹K⁻¹ (del aire seco). En la práctica, la máxima T_i que se puede alcanzar está entre 100°C y 120°C, ya que para temperaturas superiores el material de la piel del globo se incendia. Para Acapulco tenemos $p = 1013$ hPa y $T_e = 293.15$ K (*i.e.* 20°C); para México, D. F. $p = 780$ hPa y $T_e = 283.15$ K (10°C), estas temperaturas son representativas de la mañana. La función buscada aparece en la Fig. 5, donde se muestra la gráfica de V vs ΔT para ambos sitios. Las dos curvas son muy semejantes debido a que la disminución tanto de p como de T_e se compensan parcialmente entre sí. De

cualquier modo, para ΔT chicas ($< 40^\circ$) los volúmenes difieren mucho uno del otro. Además, las curvas son asintóticas; para $\Delta T > 60^\circ$, V ya casi no se reduce.

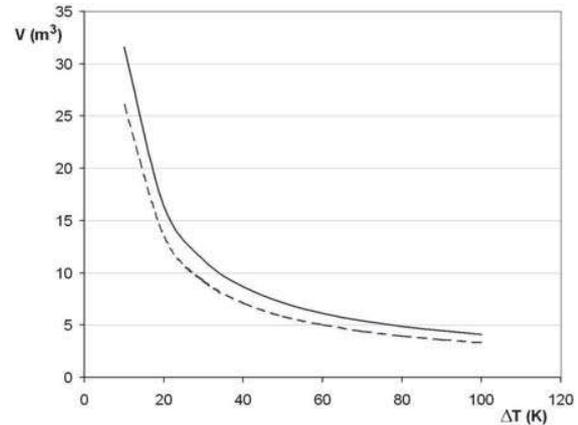


Figura 5. Volumen (m^3) en función de ΔT (K). Se han tomado como constantes la masa del *sistema* globo $m = 1$ kg, la constante del gas (aire seco) $R = 287$ Jkg⁻¹K⁻¹. Para Acapulco se tomó la temperatura exterior (en la mañana) $T_e = 293.15$ K (20°C) y presión $p = 1013$ hPa (guiones). Para el D. F. se tomó la temperatura exterior (en la mañana) $T_e = 283.15$ K (10°C) y presión $p = 780$ hPa (línea continua).

Sobre la humedad y perfil atmosféricos

Comentamos algunos temas relativos a la atmósfera que influyen en las condiciones de vuelo del globo. Primeramente, la dependencia de la constante específica del gas con la humedad del aire; por otro lado el tema de los perfiles verticales de temperatura y presión.

En la fórmula (9) —y sus aplicaciones— hemos usado la constante específica del gas (R) correspondiente al *aire seco* concepto irreal, ya que el aire siempre está húmedo (contiene vapor de agua), en mayor o menor medida. La constante específica del vapor de agua es 461.5 Jkg⁻¹K⁻¹, valor que debiéramos usar en el extremo de una *atmósfera* constituida por puro vapor de agua; este caso es aun más irreal, aunque haga honor a la etimología del nombre, dado que *atmos* en griego significa “vapor”. Presentamos este valor con el fin de mostrar que la constante específica del aire húmedo debe ser mayor que la del aire seco.

De todos los conceptos que miden el contenido de vapor de agua en la atmósfera, el más conocido (o mencionado) es la *humedad relativa*, de la cual depende

nuestro *confort bioclimático* y da el porcentaje de vapor de agua contenido en la atmósfera, respecto a la cantidad máxima que puede contener a esa temperatura. Este nivel máximo se llama *saturación*; si se sobrepasa, el vapor de agua comienza a condensarse; el nivel de saturación —o capacidad del aire para contener vapor— aumenta fuertemente con la temperatura, en forma exponencial según la relación de Clausius-Clapeyron [5 y 6].

Incluso en condiciones de saturación (humedad relativa de 100%), la R del aire es sólo un 5% mayor que la del aire seco; por lo tanto, es muy buena aproximación usar en todos los casos la R de éste. Debido a que la humedad agranda R y ésta va en el numerador de (9), un ambiente seco (lugares áridos o tiempo de secas) es (son) más favorable(s) para elevar el globo.

Hasta aquí hemos considerado sólo las condiciones (de superficie) para que el globo despegue (se inicie el ascenso). Ahora hablamos algo de los perfiles verticales de temperatura y presión, y su efecto en la elevación del globo. La troposfera es la capa inferior de la atmósfera, con unos 10 km de espesor; en ella está contenida el agua atmosférica. En la *troposfera*, tanto T_e como p decaen con la altura; la primera lo hace linealmente a razón de $6.5\text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$, que se llama *gradiente térmico*; en cambio, p decrece exponencialmente, o sea más rápido que T_e . La fórmula (9) indica que los decaimientos de T_e y p se compensan parcialmente, pero el decaimiento de T_e además agranda ΔT . Juntando estos efectos atmosféricos, el resultado neto es que las condiciones de altura le dificultan al globo seguir subiendo y llega un momento en que la gran reducción de p domina la situación y el volumen necesario es mayor que el de construcción del globo; entonces deja de subir y se estabiliza en una cierta altura. Se puede suponer que T_i se mantiene constante en el ascenso como una buena aproximación; pero en realidad al bajar T_e la pérdida de calor por radiación y conducción desde la piel del globo aumenta y entonces T_i disminuye; esto incide principalmente en la respectiva disminución de ΔT , que dificulta aún más el ascenso del globo.

Además de la situación típica (atmósfera *estándar*) donde la temperatura exterior disminuye conforme se alcanza altura; en momentos y lugares fríos, como son los amaneceres invernales en el Valle de México, excepcionalmente (en esta ciudad duran una cuantas horas) se presenta *inversión térmica*, en que a

lo largo de unos cientos de metros el perfil vertical de la T_e se invierte; o sea que en capas superiores la atmósfera es menos fría que en la superficie. En estas condiciones el globo alcanzará una altura menor, debido a que tanto ΔT (por el aumento de T_e) como p disminuirán y, por lo tanto dificultarán el ascenso.

Como ejemplo se hace la Fig. 6; para la Ciudad de México se dan los perfiles de temperatura verticales en una mañana de invierno como sigue: a) atmósfera normal, con el gradiente térmico estándar de $-6.5\text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$, b) inversión representativa $1.4\text{ }^\circ\text{C}/230\text{m}$, *i.e.* en los primeros 230 m la temperatura aumenta $1.4\text{ }^\circ\text{C}$ y luego disminuye con el gradiente térmico estándar.

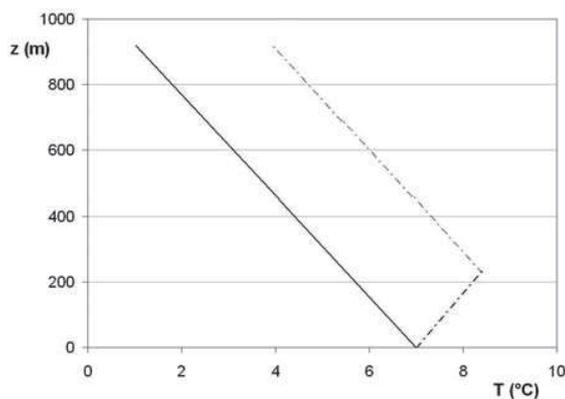


Figura 6. Perfil térmico vertical representativo en la Ciudad de México para una mañana de invierno. a) en atmósfera normal $-6.5\text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$ (línea continua), b) con inversión representativa $-1.4\text{ }^\circ\text{C}/230\text{m}$ (guiones). En el eje vertical altura (z) en m y en el horizontal temperatura (T) en $^\circ\text{C}$.

Adicionalmente, con los datos de los gradientes térmicos y con la relación (9) se calculó el volumen necesario para que en cada nivel de altura el globo siga ascendiendo, considerando que la temperatura interior (T_i) se mantiene constante durante el ascenso. Al revisar la Fig. 5 vemos que, logrando una ΔT mayor a 70 K para el D. F., se necesita un volumen algo mayor a 5 m^3 , entonces si no hacemos ninguna corrección por pérdida de calor (T_i constante) y si fijamos un volumen de construcción en 5.2 m^3 , el globo se hubiera elevado teóricamente hasta una altura cercana a los 500 m en una atmósfera normal y no hubiera pasado los 50 m si hay inversión térmica (Fig. 7).

Ya dijimos que conforme asciende el globo en la

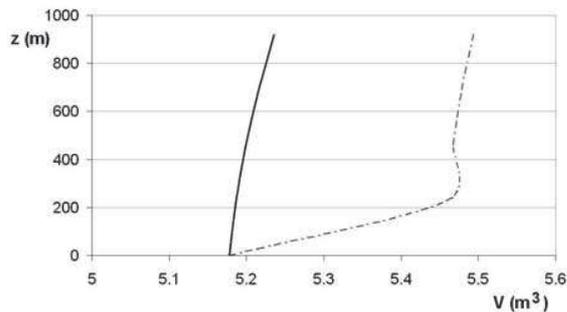


Figura 7. Volumen (V) en m^3 necesario para que el globo siga ascendiendo en cada altura (z) en m. Se usan los datos obtenidos de los gradientes verticales de la Fig. 6. a) en atmósfera normal (línea continua), b) con una inversión representativa (guiones). Se toma ΔT constante en todo momento.

atmósfera estándar, la tasa de disminución de la presión es más rápida que el aumento de ΔT ; pero en una inversión térmica, la altura alcanzada por el globo será menor, ya que además de la presión, la ΔT disminuirá conforme asciende el globo haciendo rápidamente necesario un volumen mayor al construido.

Hemos calculado el volumen mínimo del globo para diversas situaciones. En cada una de ellas puede usted pensar en hacerlo más grande para remontar las limitaciones como las impuestas por una inversión térmica; sin embargo, tenga en cuenta que al hacer esto en la relación (9) la masa del sistema globo (m) aumenta.

Por cierto que el tema del perfil vertical de temperatura y la estabilidad atmosféricas fue parte del contenido de la Olimpiada Internacional de Física de 2008 en Vietnam [7].

Geometría y fuego

Como en primera instancia no pretendemos entrar a un concurso de globos —y mucho menos ganarlo— podemos comenzar con formas sencillas; así el globo más fácil de confeccionar sería un cubo, naturalmente con un volumen mayor al calculado por (9), disponiendo su boca (con el quemador y demás) en un vértice; ya orientado en diagonal para el despegue, parecerá un romboedro más vistoso que una *caja*. Más interesante es hacerlo esférico, forma más atractiva, además el área de su *piel* disminuye (para el mismo volumen) y por tanto la cantidad de papel y la masa del globo; se hará uniendo *gajos* truncados (para generar la boca inferior) a manera de hu-

sos (como los horarios del globo terráqueo); calcular el ángulo del vértice de cada gajo y el número de ellos que hay que hacer y luego unir es un problema geométrico ilustrativo. Si la forma del globo es lo más cercana a una esfera, se deforma menos respecto al diseño geométrico que si la forma es un cubo, en cuyo caso al inflar el globo tiende a hacerse convexo (abombarse), con lo cual el volumen real aumenta y se cumple mejor la ecuación (9). Este aumento en el volumen V compensa la disminución del mismo V por despreciar el volumen del sistema globo.

Sobre la fuente de calor hay mucho que decir, pero no es propósito de este artículo; p. ej., la forma y tamaño de su flama debe ser tal que no quemé la piel del globo; en fin, son problemas de índole técnica o empírica lejana a nuestra disciplina. Insistimos en las precauciones que hay que tomar al manejar fuego; especialmente evitar que el globo (generalmente porque se incineró) se precipite al suelo quemando aún combustible y cause perjuicios; al menos debe vigilarse esta caída prematura y apagarlo inmediatamente.

Para lugares en los cuales la temperatura mínima es como de 303 K (30°C) o mayor (algunas costas y otros lugares de México o en países como Brasil), se esperará una $T \cong 50^\circ$ y por lo tanto se tendrán que hacer globos con mayor volumen y será especialmente conveniente realizar los despegues al amanecer.

Brasil se distingue por el tamaño y la vistosidad de sus globos. Tratándose de un país cálido y húmedo, condiciones ambas adversas al vuelo de globos, éstos deben ser muy grandes. O sea que el clima ha obligado a los aficionados brasileños a construir globos enormes; su vistosidad proviene seguramente de su talante nacional alegre.

Además, respecto a la mejor estación para intentar los vuelos, se recomiendan las estaciones secas. De forma general, se puede decir que para el centro y sureste de México estas condiciones se presentan de noviembre a mayo; pero en el norte y noroeste del país privan otras condiciones y aunque sí hay lluvias en verano, son más importantes las de invierno. Días claros y noches estrelladas son indicativos para intentar los vuelos de nuestros globos, en la noche o de preferencia al amanecer.

Entre los procesos de transferencia de calor, el más importante y eficiente para el calentamiento del ai-

re interior del globo es la convección; aunque las contribuciones de la radiación y conducción son mucho menores; ellas tienen relevancia cerca de la fuente de calor. Para el exterior, es la radiación desde la piel del globo la que domina.

Existen más aspectos interesantes que se pueden derivar del estudio del ascenso de un globo de Cantolla, como sus oscilaciones mientras asciende por el gradiente térmico [8]. Por otro lado, buscar el límite inferior físico para la construcción de un globo de Cantolla [9], cuál es el más pequeño que se puede hacer; como el que logró Bartolomeu de Gusmão (Fig. 8) en el siglo XVIII [10].



Figura 8. Pintura que representa a Bartolomeu Lourenço de Gusmão realizando una demostración aérea con un globo de aire caliente, el 8 de agosto de 1709 en la Sala de Audiencias del Palacio Real; vemos sentados de izquierda a derecha al nuncio apostólico Miguel Ángel Conti, al rey Juan V y a la reina María Ana de Austria. Consiguió elevarlo 4 m sobre el suelo, dejando impresionados a los observadores; nunca más volvió a realizar otra presentación pública; desde entonces fue conocido como el Padre Volador. Cuadro de Bernardino de Souza Pereira. Óleo sobre tela, 1940, Museo Paulista [10].

Conclusiones

Para que un globo de Cantolla se eleve, debe ser grande y ligero; el ambiente atmosférico más favorable es frío (pero sin inversión térmica), seco y bajo (sobre el nivel del mar). Se calculó el volumen mínimo del globo, en función de la diferencia entre su temperatura interior y la exterior, para la Cd. de México y el puerto de Acapulco, a temperaturas bajas propias de ambos lugares. La inversión térmica dificulta el ascenso; para una represen-

tativa de la Cd. de México se calculó el volumen necesario para que el globo siga subiendo en cada altura.

A fin de simplificar el análisis, se supusieron varias condiciones ideales; sin embargo, se aprecia que la construcción y vuelo de un globo de Cantolla involucra varios temas físicos, que estos objeto y objetivo lúdicos permiten introducir en aula, laboratorio y campo. El diseño también requiere conocimientos y ejercicios de geometría. Toda esta teoría y práctica de física y matemáticas puede interesar y entusiasmar a los estudiantes por estas ciencias, incluyendo la meteorología.

Referencias

1. <http://www.inehrm.gob.mx/Portal/PtMain.php?pagina=aviacion-galeria> (julio 2012). <http://wikimexico.com/wiki-mexico/el-globo-de-cantolla/> (julio 2012). <http://www.mexicodesconocido.com.mx/en-tiempos-de-cantolla.html> (julio 2012).
2. Ruiz Romero, M., *Grandes vuelos en la aviación mexicana* (Grupo Editorial Aviación, México, 1986), p. 13-15.
3. <http://www.milpa-alta.df.gob.mx/tradiciones/index1.html> (julio 2012). <http://www.mexicodesconocido.com.mx/las-ilamas-de-san-andres-tuxtla-veracruz.html> (julio 2012).
4. http://www.observatoriometeorologicounam.com/articulos/Globos_aerostaticos.pdf (julio 2012).
5. Iribarne, J. y Godson, W., *Atmospheric thermodynamics* (Reidel, Boston, 1981) p. 151-160.
6. Webster, P., The Role of Hydrological Processes in Ocean-Atmosphere Interaction. *Rev. Geophys.* 32, 427-476 (1994).
7. Olimpiadas, *Bol. Soc. Mex. Fís.* 22, 233-234 (2008).
8. Mellen, W. R., Oscillation of a gas balloon due to a temperature gradient. *Am. J. Phys.* 58, 781-782 (1990).
9. Huebner, J. S., A lecture sized hot-air balloon. *Phys. Teach.* 17, 190 (1979).
10. Visoni, R. M. y Canalle, J. B. G., Bartolomeu Lourenço de Gusmão: o primeiro cientista brasileiro. *Rev. Bras. Ens. Fís.* 31, 3604.1-3604.12 (2009).



Globos de Cantolla II: vuelo vertical

Eduardo Herrera * y René Garduño **

* Posgrado, Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM. herreraztegui@gmail.com

** Modelos Climáticos, Centro de Ciencias de la Atmósfera, UNAM. rene@atmosfera.unam.mx

Recibido: 22 de agosto de 2013.

Aceptado: 12 de diciembre de 2013.

Resumen

En este segundo trabajo, se continúa con las discusiones en referencia al vuelo vertical de un Globo de Cantolla (globo de aire caliente), a partir de la ecuación de movimiento vertical. Considerando los casos sin y con fricción. Además se hacen dos simulaciones y se discuten los alcances de los resultados.

Palabras clave: Principio de Arquímedes, Ley del Gas Ideal, Enseñanza de la Física.

Abstract

In this second work, we continue discussions with reference to vertical flight of a Cantolla Balloon (hot air balloon), from the equation of vertical motion. We take the cases without and with friction. Also we make two computer simulations and discuss the implications of the results.

Key words: Archimedes' Principle, the Ideal Gas Law, Physics Teaching.

1. Introducción

En el trabajo previo de Herrera y Garduño [1] se introduce la historia de los globos de Cantolla, se deduce su *ecuación de construcción* simplificada para calcular (en función de las variables atmosféricas) el volumen mínimo que debe tener el globo para que ascienda, se enuncian las condiciones ambientales más favorables, se analiza el ascenso del globo con gradiente térmico estándar y con *inversión térmica*. Se trata de motivar un ejercicio teórico, experimental y de campo para ilustrar algunos conceptos físicos y meteorológicos, en diversos niveles escolares.

Ahora ampliamos y profundizamos el trabajo anterior. Se analiza la cinemática del vuelo vertical en la dinámica del Principio de Arquímedes, sin (sección 2) y con (sección 3) fricción entre el globo y la atmósfera. Se análoga la elevación del globo a la de una parcela de aire, usual en meteorología; y se simula el primer minuto de vuelo con dos ejemplos (casos *castigado y generoso*, según las características intrínsecas del globo), para un amanecer de la Cd. de México, con diversos valores del *coeficiente de arrastre*, representativos de formas geométricas que el globo presenta a su avance (sección 4). Se obtienen los resultados (sección 5): altura alcanzada, tiempo y magnitud de la *velocidad ter-*

minal. Finalmente, se dan discusión y conclusiones (sección 6).

2. Vuelo sin fricción

Siguiendo la deducción de Herrera y Garduño [1], hacemos para comenzar hipótesis simplificatorias:

1. La atmósfera está en reposo.
2. No hay fricción entre el globo y la atmósfera.
3. Tanto el aire interior (del globo), como el exterior (ambiente) cumplen la Ley del Gas Ideal.
4. El volumen del *sistema* (o material del) globo es despreciable. Y
5. La *boca* del globo es suficientemente chica para poder diferenciar la temperatura interior de la exterior; pero es suficientemente grande para que la salida de aire caliente se compense con la entrada de aire frío y poder igualar (en las ecuaciones) las presiones interior y exterior; de cualquier modo, en la realidad la interior es un poco mayor que la exterior para mantener al globo inflado.

Sabemos que un objeto sumergido en un fluido está sometido a dos fuerzas: su *peso* (hacia abajo) y el empuje (hacia arriba). El *empuje*, una fuerza de flotación que Arquímedes descubrió, es el peso del fluido desalojado. Para el globo de Cantolla, el fluido es por supuesto el aire externo o del ambiente; el objeto es el *sistema* globo (su piel: papel y pegamento; el quemador: su estructura, mecha y combustible; es decir, el material) además del aire (interior) calentado.

Entonces, por segunda Ley de Newton, el peso del objeto es

$$m_T g = (m + m_i)g, \quad (1)$$

donde m_T es la masa total del objeto, m_i es la masa del aire interno del globo y m es la masa del *sistema* globo (sin aire); g es la aceleración de la gravedad.

Por otro lado, el empuje (F) es el peso de un volumen V de aire externo con masa m_e , donde ese volumen de aire externo coincide con el volumen del globo inflado,

$$F = m_e g. \quad (2)$$

Así, en una primera aproximación, sin fricción podemos escribir que la fuerza resultante de la diferencia entre *empuje* y *peso* es

$$(m + m_i)a = g(m_e - [m + m_i]), \quad (3)$$

donde a es aceleración del globo.

Queremos obtener una relación con variables que sean fáciles de medir, para tal fin es necesario recurrir a la definición de densidad (ρ) como el cociente de masa y volumen, y a la Ley del Gas Ideal:

$$p = \rho RT. \quad (4)$$

Donde T es la temperatura absoluta (que se da en K) y R es la constante específica del aire seco, que es una buena aproximación ya que incluso en condiciones de saturación la constante específica del aire crece un 5% en relación a la del aire seco.

Así, las masas del aire *interior* y *exterior* (desalojado) quedan:

$$m_i = \rho_i V = \frac{p_i V}{RT_i}, \quad (5)$$

$$m_e = \rho_e V = \frac{p_e V}{RT_e}, \quad (6)$$

donde los subíndices i y e se refieren (como antes) al interior y exterior del globo, respectivamente.

Sustituyendo (5) y (6) en (3), se obtiene:

$$\left(m + \frac{p_i V}{RT_i} \right) a = g \left(\frac{p_e V}{RT_e} - \left[m + \frac{p_i V}{RT_i} \right] \right). \quad (7)$$

Por la hipótesis 5, igualamos $p_i = p_e = p$, que es la presión atmosférica; entonces en (7) despejamos a :

$$a = g \left(\frac{pV(\Delta T) - mRT_i T_e}{T_e[pV + mRT_i]} \right), \quad (8)$$

donde $\Delta T = T_i - T_e$.

En meteorología es común analizar parcelas de aire; es decir, pequeñas porciones de la atmósfera con ciertas características termodinámicas. Podemos concebir a la parcela como el aire interior del globo, sin haber sistema globo, o sea que $m = 0$, y su aceleración obtenida de (8) es:

$$a = g \left(\frac{\Delta T}{T_e} \right). \quad (9)$$

Por otro camino, Salby [2], llega al mismo resultado.

3. Vuelo con fricción

Analicemos ahora el ascenso del globo tomando en

cuenta su fricción con la atmósfera (manteniendo vigentes las otras cuatro hipótesis). En la ley de movimiento hay que agregar una fuerza f hacia abajo que suele llamarse de *arrastre* y, suponiendo que no hay turbulencia, está dada por [3 y 4]:

$$f = \frac{1}{2} C \rho A w^2, \quad (10)$$

donde w es la velocidad (vertical) del globo, A es el área (transversal) *expuesta* al medio (la atmósfera) de densidad ρ y C es el coeficiente de arrastre (adimensional), que depende de la forma del cuerpo (aunque no sea globo) *expuesta* a su avance [5 y 6]. En la fig.1 se muestran varias formas (avanzando hacia la izquierda) con su respectivo C ; puede verse que si el perfil es más aerodinámico, el coeficiente disminuye. Para un mejor vuelo, podría pensarse en un globo aerodinámico, p. ej. ojival; sin embargo, sería inestable, se inclinaría y doblaría fácilmente, y su ascenso se complicaría, incluso por el riesgo de que su piel se acerque a la flama.

No siendo el globo un cuerpo rígido, la C puede variar durante el vuelo: la presión del aire interior le da una forma más convexa al avance, disminuyendo C ; pero la fricción del aire tiende a hacerlo cóncavo, aumentando C . Valores de C entre 0.4 (cara convexa) y 1.2 (cóncava) son realistas para el globo.

En el lado derecho de la ec. (7) agregamos la fuerza (10) con signo negativo, usamos para ρ la Ley de Gas Ideal con p y T_e , hacemos un desarrollo similar al que nos llevó de (7) a (8) y obtenemos:

$$a = \frac{\partial w}{\partial t} = g \left(\frac{pV(\Delta T) - mRT_i T_e}{T_e[pV + mRT_i]} \right) - \frac{1}{2} C_d \left(\frac{pT_i}{T_e[pV + mRT_i]} \right) A w^2. \quad (11)$$

Naturalmente, el primer término de la derecha es el mismo que en (8) y ahora tenemos el término adicional debido a la fricción.

Nombramos

$$\alpha \equiv g \left(\frac{pV(\Delta T) - mRT_i T_e}{T_e[pV + mRT_i]} \right), \quad (12)$$

$$\beta \equiv \frac{1}{2} C_d \left(\frac{pT_i}{T_e[pV + mRT_i]} \right) A. \quad (13)$$

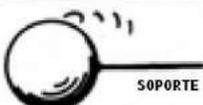
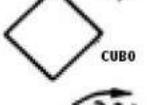
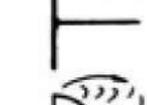
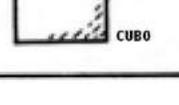
FORMA	C_D
 SOPORTE	0.47
	0.38
	0.42
 3-4	0.59
 CUBO	0.80
 60°	0.50
	1.17
	1.17
	1.42
	1.38
 CUBO	1.05

Figura 1: Coeficiente de arrastre para diferentes formas geométricas. La flecha indica que el objeto se mueve a la izquierda.

Queremos calcular el movimiento del globo durante el primer minuto, en ese tiempo ascenderá unas decenas de metros; en ese espacio la T_e decae ~ 0.5 K y la $p \sim 10$ mb; estos cambios, en valores típicos de T_e de ~ 300 K y p de ~ 800 mb, son insignificantes. Además, consideramos que durante ese primer minuto la T_i se mantiene casi constante. Por lo tanto, es buena aproximación suponer constantes a α y β . Adicionalmente,

$$a = \frac{\partial w}{\partial t} \quad \text{y} \quad w = \frac{\partial z}{\partial t}, \quad (14)$$

donde t es el tiempo y z es la posición (vertical) del globo. Finalmente, la ecuación (11) queda como la ecuación diferencial de movimiento:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \alpha - \beta w^2. \quad (15)$$

La solución de una ecuación de esta forma es [4 y 7]:

$$z = \beta^{-1} \ln(\cosh \sqrt{\alpha\beta}t) \quad (16)$$

y

$$w = \frac{\partial z}{\partial t} = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} (\tanh \sqrt{\alpha\beta}t). \quad (17)$$

Simulando el vuelo

Haremos dos ejercicios de simulación del vuelo del globo, desde el suelo de la Cd. de México, al amanecer, con las siguientes condiciones atmosféricas:

presión: $p = 780$ hPa, y

temperatura: $T_e = 283$ K (10°C);

con las constantes estándar:

específica del gas (aire seco): $R = 287$ J $\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ y

aceleración de la gravedad: $g = 9.8$ ms^{-2} .

Y características del globo: esférico

masa del sistema: $m = 1$ kg y

coeficiente de arrastre: C entre 0.4 y 1.2 Calculamos dos volúmenes con la desigualdad (9) del trabajo de Herrera y Garduño [1]:

$$V > \frac{mR}{p} \left(\frac{T_i T_e}{\Delta T} \right),$$

uno casi en el límite de construcción y con una ΔT fácil de lograr (caso castigado) y otro con V y ΔT mayores (caso generoso). En el primer caso tenemos:

$V = 5.3 \text{ m}^3$, $A \cong 3.70 \text{ m}^2$ y $\Delta T = 70 \text{ K}$,

Y en el segundo:

$V = 5.5 \text{ m}^3$, $A \cong 3.77 \text{ m}^2$ y $\Delta T = 80 \text{ K}$.

En ambos casos suponemos ΔT constante durante el vuelo, consecuencia de nuestra hipótesis previa de que en un ascenso de decenas de metros, así como T_e y T_i se mantienen constantes también.

En la fig. 2 mostramos la velocidad del globo calculada con (17), su aceleración con (11) y su posición con (16), en las partes a, b y c, respectivamente, durante el primer minuto de vuelo, para el primer caso; y en la fig. 3, lo mismo para el segundo caso. En ambos casos simulamos para cinco valores de $C = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ y 1.2 .

5. Resultados

Comparando los resultados de las dos simulaciones, se aprecia que el comportamiento en cada una de las gráficas es muy similar.

Referente al coeficiente de arrastre se ve que conforme el globo sea más aerodinámico ($C = 0.4$) logrará desarrollar una mayor velocidad de ascenso y llegará más alto en un determinado tiempo que si se construye de forma poco aerodinámica ($C = 1.2$).

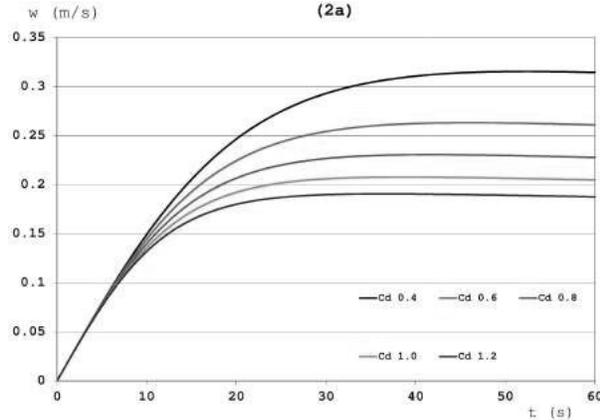


Figura 2 a): Velocidad alcanzada por el globo durante el primer minuto de vuelo. Con una masa del material de $m = 1 \text{ kg}$, una diferencia de temperatura (ΔT) de 70 K , con un volumen calculado para tal ΔT de $V = 5.3 \text{ m}^3$, $A \cong 3.7 \text{ m}^2$, una presión atmosférica de $p = 780 \text{ hPa}$, la constante específica del gas (aire seco) $R = 287 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$, la temperatura exterior de $T_e = 283.15 \text{ K}$ (10°C), $g = 9.8 \text{ ms}^{-2}$, variando el coeficiente de arrastre C entre los valores de 0.4 y 1.2 .

Observando a la velocidad se nota que en el primer caso (fig. 2a) se llega a una velocidad que podemos llamar *terminal* o límite después de 30 se-

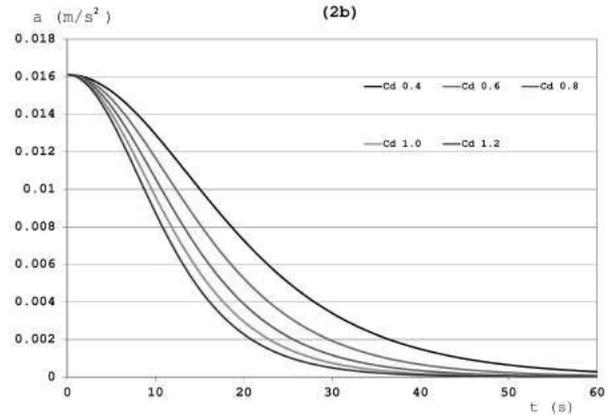


Figura 2 b): Aceleración del globo durante el primer minuto de vuelo; con los mismos parámetros que en la figura anterior, $T = 70 \text{ K}$, $V = 5.3 \text{ m}^3$, etc.

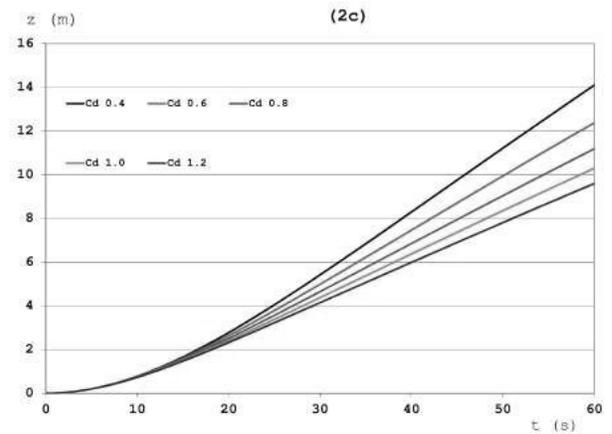


Figura 2 c): Altura alcanzada por el globo durante el primer minuto de vuelo; con los mismos parámetros que en la figura anterior, $\Delta T = 70 \text{ K}$, $V = 5.3 \text{ m}^3$, etc.

gundos y que está alrededor de los 0.2 y 0.3 m/s ; para el segundo caso (fig. 3a) se llega a la velocidad terminal más rápido (10 segundos) y su valor está en el rango de 0.9 a 1.5 m/s .

Respecto a la aceleración, igualmente las diferencias son notables, en el primer caso (fig. 2b) a se hace cero después del primer minuto de vuelo; mientras que en el segundo caso (fig. 3b) a se hace cero mucho más rápido, durante los primeros 10 ó 15 segundos.

La altura que alcanzará cada globo también cambia, mientras que para el primer ejemplo (fig. 2c) se llegará entre 10 y 14 m durante el primer minuto de vuelo; en el segundo caso (fig. 3c) se puede alcanzar una altura entre 40 y 80 m .

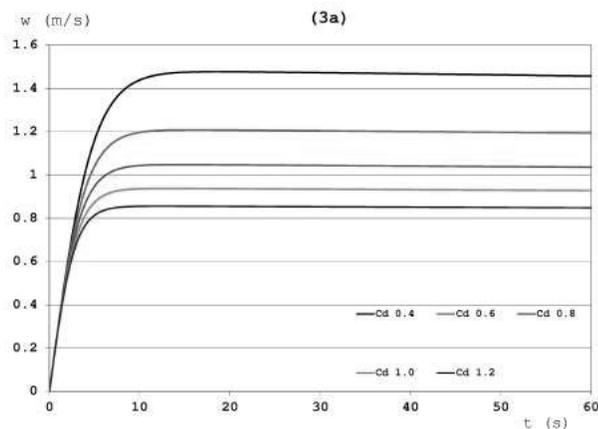


Figura 3 a): Velocidad alcanzada por el globo durante el primer minuto de vuelo. Con una masa del material de $m = 1$ kg, una diferencia de temperatura (ΔT) de 80 K, con un volumen calculado para tal ΔT de $V = 5.5$ m³, A 3.77 m², una presión atmosférica de $p = 780$ hPa, la constante específica del gas (aire seco) $R = 287$ J kg⁻¹K⁻¹, la temperatura exterior de $T_e = 283.15$ K (10°C), $g = 9.8$ ms⁻², variando también el coeficiente de arrastre C entre los valores de 0.4 y 1.2.

Construir el globo con forma aerodinámica, con un volumen mayor que el mínimo requerido y logrando que la diferencia de temperatura sea lo más grande posible, hace que él suba más rápido y alcance una mayor altura. Pero es claro que no siempre las condiciones son generosas con el experimentador y podemos pensar en casos como el primero (castigados).

Cómo sólo se ha tomado el primer minuto de vuelo, no se aprecia en las figuras qué ocurre cuando el combustible se agota y la temperatura interior ya no se mantiene. Es claro que conforme el aire interior del globo se enfría el empuje disminuye, igualándose a la suma de peso y fricción primero, y después haciéndose menor hasta el punto en que el peso sea mayor que el empuje (recordando que cuando se detiene no hay fuerza de fricción). Entonces, inicia la caída con aceleración negativa y pasado cierto tiempo ésta se hará cero cuando el resultado de la suma de peso, empuje y fricción (con dirección hacia arriba durante la caída) se hace cero, llegando a una velocidad *límite* de descenso constante; pero al alcanzar el suelo tendremos un cambio brusco de velocidad haciendo que por un instante tengamos de nuevo aceleración positiva.

En la fig. 4 se muestra un bosquejo cualitativo de lo

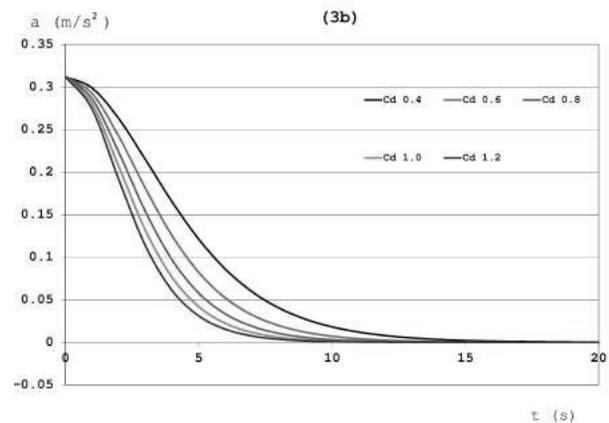


Figura 3 b): Aceleración del globo durante el primer minuto de vuelo; con los mismos parámetros que en la figura anterior, $\Delta T = 80$ K, $V = 5.5$ m³, etc.

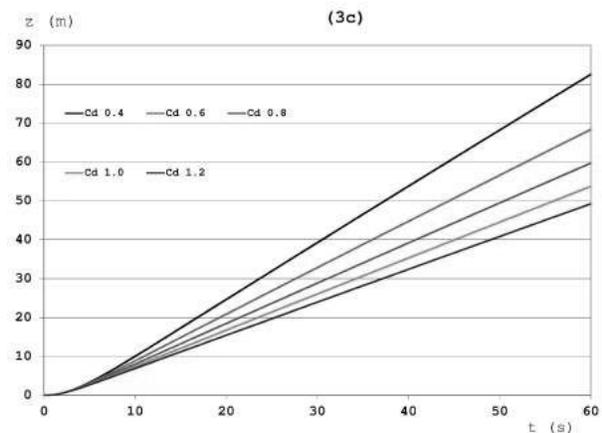


Figura 3 c): Altura alcanzada por el globo durante el primer minuto de vuelo; con los mismos parámetros que en la figura anterior, $\Delta T = 80$ K, $V = 5.5$ m³, etc.

que sucedería durante todo el vuelo (ascenso y descenso), para cada una de las tres variables verticales usadas antes: a) velocidad, b) aceleración y c) altura; sin escala porque sólo se trata de mostrar el comportamiento sabiendo que la magnitud puede cambiar por diferentes razones durante el vuelo. La fig. 4 tiene siete subdivisiones temporales $t = i, ii, iii, iv, v, vi, vii$, y entre esos puntos se han formado seis intervalos, los cuales ayudan a la descripción cualitativa del comportamiento durante el ascenso y descenso del globo de Cantolla, se denotan en la parte inferior de la figura.

El instante $t = i$, es el punto de partida en el que la velocidad es cero, existe aceleración positiva (ese in-

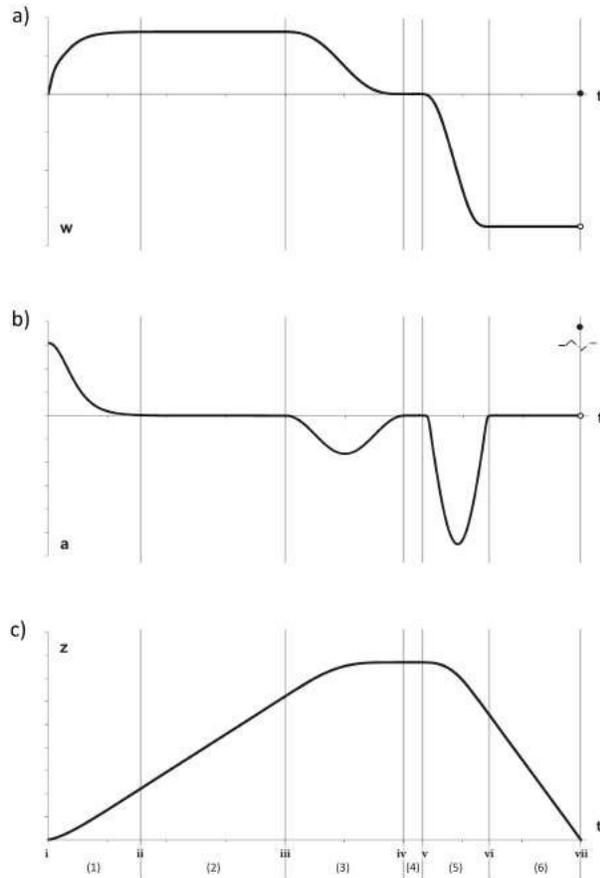


Figura 4: Bosquejo cualitativo de lo que sucede durante el vuelo de un globo de Cantolla, para: a) velocidad, b) aceleración y c) altura.

cremento de aceleración hace que desde tierra los que sostienen el globo sientan una fuerza que "jala" hacia arriba) y claramente la altura del suelo es cero (suponiendo que se hace desde el piso). Conforme pasa el tiempo se aprecia en el intervalo (1) del $t = i$ al $t = ii$ que la velocidad aumenta, la aceleración disminuye y la altura se incrementa. Podemos decir que las Figs. 2 y 3 con sus incisos muestran el comportamiento sólo del intervalo (1).

En el intervalo (2), que comprende desde el instante $t = ii$ al instante $t = iii$ la velocidad es constante, se ha llegado a una velocidad terminal, por lo tanto, la aceleración es cero (están equilibradas las fuerzas de empuje, peso y arrastre [fricción]) y la altura cambia de forma lineal.

En el intervalo (3), entre los instantes $t = iii$ y $t = iv$ la velocidad disminuye, el globo se está frenando debido a que la flama se ha apagado y la temperatu-

ra interior también descende, lo que hace que la fuerza de empuje disminuya. El globo casi llega a la altura máxima. Consideramos otra vez que cuando se termina el combustible, el enfriamiento del aire interior es el principal forzamiento para que el globo descienda. Hacemos notar al lector que aunque sabemos por la Ley de Gas Ideal que conforme la temperatura interior disminuye, la presión también lo hace, esperando que el globo baje desinflado; esto tiene implicaciones complejas como que durante el descenso el globo cambie de forma al desinflarse y por lo tanto cambie también la fuerza de arrastre.

En el intervalo (4), entre $t = iv$ al y $t = v$ el globo llega a la altura máxima y durante ese tiempo pequeño (en la figura está exagerado para apreciarlo) tanto la velocidad como la aceleración son cero.

En el intervalo (5), entre $t = v$ y $t = vi$, la velocidad negativa aumenta al igual que la aceleración, pero en la mitad del intervalo se observa que después de haber alcanzado una aceleración negativa "máxima" la aceleración empieza a disminuir, ya que conforme el globo desciende la velocidad se incrementa y esto hace que la fuerza de arrastre (fricción) también crezca, frena el avance y disminuye la aceleración hasta alcanzar una velocidad constante hacia abajo (de nuevo una velocidad terminal).

En el último intervalo (6), entre $t = vi$ y $t = vii$, la velocidad negativa es constante, la aceleración es cero y la altura disminuye linealmente. Las pendientes de las rectas en los intervalos (2) y (6), que corresponden al cambio de altura son diferentes, notando que en el descenso es más pronunciada, esto se debe a que el globo sube más lento de lo que baja. Al final del intervalo, exactamente en el instante $t = vii$, el globo toca el suelo y se presenta un cambio repentino de velocidad y también un cambio brusco de la aceleración, volviendo al suelo con altura cero.

6. Discusión y conclusiones

Para algunas ciencias como la Física de la Atmósfera, ecuaciones como la (11) son importantes; ya que la medición del cambio vertical de diferentes variables proporciona información crucial para entender la dinámica atmosférica. Por lo mismo, en varios lugares incluyendo Estados Unidos, desde la década de 1930 se usan globos radiosonda que miden cada una de las variables conforme ascienden a través de la atmósfera [8]. Estos globos meteorológicos son cerrados y contienen algún gas menos denso que el ai-

re, como el Helio; difieren de los globos con fuente de calor en su interior (de Cantolla y aerostáticos) en que los meteorológicos están hechos de un material flexible como el látex y los segundos de un material inelástico (papel o tela). Pero, aun con las diferencias los dos tipos de globos siguen leyes similares.

Una ecuación como la (11) es otra forma de escribir la componente vertical de las ecuaciones de momento (Navier-Stokes). Puede hacerse más compleja conforme se toman en cuenta más aspectos como la velocidad vertical del viento o los cambios de densidad dentro y fuera del globo conforme sube. Entre más compleja sea la ecuación, resolverla analíticamente será difícil y por lo general se debe hacer con métodos numéricos, además es común que los científicos hagan suposiciones como por ejemplo **análisis de escala**, para desprestigiar algunos términos y poder trabajar con ecuaciones más simples [9].

Hay que hacer notar, que aun resolviendo la ecuación de movimiento vertical la solución obtenida es incompleta ya que el vuelo del globo también tiene inherente las componentes horizontales, por lo que para poder determinar la solución completa del vuelo de un globo o de una parcela de aire tenemos que añadir las otras dos componentes de momento horizontal (Navier-Stokes), junto con otras ecuaciones; de manera que en ellas esté incluida prácticamente la dinámica atmosférica de ese momento.

Hacer un pronóstico completo de lo que le ocurrirá a un globo durante su vuelo necesitará de corridas computacionales como las que se hacen para la predicción del tiempo meteorológico, considerando una parcela de aire. Es decir, dar la posición exacta en cada momento del vuelo necesitará muchos más cálculos que los presentados someramente aquí. Pero, como se ha presentado, se pueden hacer suposiciones útiles que nos lleven a una idea de la solución. Por ejemplo, notar que el vuelo de un globo de Cantolla puede no ser tan largo (5–30 minutos) dependiendo del combustible; se puede suponer que las condiciones termodinámicas y dinámicas de la atmósfera casi se mantienen constantes durante ese periodo y que bastará con tener un termodiagrama que presente la estructura atmosférica en ese momento (radiosondeo). Teniendo la velocidad del viento (horizontal) en cada nivel podemos hacer un cálculo aproximado del rumbo que tomará conforme ascienda. Algo así hicieron Flores *et al.* [10] para predecir dónde llegaría una ra-

diosonda hecha por ellos, aunque no presentan los cálculos.

Creemos que es importante para los profesores de ciencias e ingenierías trabajar con temas y experimentos que en un momento pueden parecer muy sencillos como éste de los globos de Cantolla, ya que además de que toca varios temas de física, conforme el estudiante avanza en su entendimiento puede llegar relativamente pronto a formularse preguntas relacionadas a temas científicos de frontera.

Agradecimientos

Agradecemos la colaboración de Sigrid Morett por las discusiones y las modelaciones matemáticas.

Referencias

- Herrera, E. y Garduño, R., Globos de Cantolla; *Contactos*. 90, (2013).
- Salby, M. L., *Fundamentals of atmospheric physics* (Academic Press, U. S. A., 1996), p. 166-168.
- Fay, J. A., *Mecánica de fluidos* (Compañía Editorial Continental, S. A. de C. V., México, 1996), p. 315-316.
- Haugland, O. A., Hot-air ballooning in physics teaching. *Phys. Teach.* 29, 202 (1991).
- Bolster, D., Hershberger, R. E. y Donnelly R. J., Dynamic similarity, the dimensionless science. *Phys. Today* 64 (9), 42 (2011); doi: 10.1063/PT.3.1258
- Cross, R., Aerodynamics in the classroom and at the ball park. *Am. J. Phys.* 80, 289 (2012); doi: 10.1119/1.3680609
- Stautberg-Greenwood, M, Hanna, C. y Milton, J., Air resistance acting on a sphere: numerical analysis, strobe photographs, and videotapes. *Phys. Teach.* 24, 153 (1986).
- DuBois, J., R. Multhauf y C. Ziegler, *The invention and development of the radiosonde: With a catalog of upper-atmospheric telemetering probes in the National Museum of American History, Smithsonian Institution* (Smithsonian Institution Press, Washington, D.C., 2002) 78 p.
- Hanna, S. R. y Hoecker, W. H., The response of constant-density balloons to sinusoidal variations of vertical wind speeds. *J. Appl. Meteor.* 10, 601-604 (1971).
- Flores, F., R. Rondanelli, M. Díaz, R. Querel, K. Mundnich, L. A. Herrera, D. Pola y T. Carricajo, The Life Cycle of a Radiosonde. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 94, 187-198 (2013). doi: <http://dx.doi.org/10.1175/BAMS-D-11-00163.1>