

2ej.  
2

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO  
FACULTAD DE CIENCIAS



CINEMATICA DE MESOESCALA EN LA CAPA SUPERFICIAL DEL  
GOLFO DE MEXICO OCCIDENTAL UTILIZANDO CUERPOS DE DERIVA

# Tesis Profesional

Que para obtener el título de:

F I S I C O

p r e s e n t a

JORGE EDUARDO AGUILAR ROSAS

México, D. F.

1986



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## INDICE

CAPITULO 1.	INTRODUCCION	1
CAPITULO 2.	METODOS	5
2.1.	MOVIMIENTO DE UN FLUIDO EN LA VECINDAD DE UN PUNTO	5
2.2	TECNICAS PARA EL CALCULO DE LAS PCD	9
2.2.1.	METODO DE TASA DE CAMBIO DE AREA	12
2.2.2.	METODO DE MINIMIZACION DE ENERGIA CINETICA TURBULENTA	14
CAPITULO 3.	AREA DE ESTUDIO	18
3.1.	UBICACION GEOGRAFICA	18
3.2.	EVENTOS METEOROLOGICOS	19
3.3.	CIRCULACION EN EL GOLFO DE MEXICO	21
CAPITULO 4.	DATOS Y RESULTADOS	23
4.1.	DATOS Y PROPIEDADES CINEMATICAS DIFERENCIALES	23
4.1.1.	DATOS Y PCD DE LA TRIADA EN AGUAS PROFUNDAS	24
4.1.2.	DATOS Y PCD DE LA TRIADA EN AGUAS SOMERAS	27
4.2.	CONSERVACION DE LAS PCD	29
4.2.1.	CONSERVACION DE LAS PCD DE LA TRIADA EN AGUAS PROFUNDAS	32
4.2.2.	CONSERVACION DE LAS PCD DE LA TRIADA EN AGUAS SOMERAS	35
CAPITULO 5.	INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS	38
5.1.	INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS DE LA TRIADA EN AGUAS PROFUNDAS	38
5.2.	INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS DE LA TRIADA EN AGUAS SOMERAS	42

5.3. INTERPRETACION DEL MOVIMIENTO EN AGUAS PROFUNDAS Y EN AGUAS SOMERAS	45
RESUMEN Y CONCLUSIONES	47
ANEXO I. SISTEMA ARGOS DE POSICIONAMIENTO	50
ANEXO II. METODOS APLICADOS A TRIADAS DE CUERPOS DE DERIVA	54
ANEXO III. ECUACIONES DE CONSERVACION DE LAS PCD	57
III.1. ECUACION DE CONSERVACION DE LA DIVERGENCIA HORIZONTAL	57
III.2. ECUACION DE CONSERVACION DE LA VORTICIDAD	60
III.3. ECUACIONES DE CONSERVACION DE LAS TASAS DE DEFORMACION TANGENCIAL Y NORMAL	62
BIBLIOGRAFIA	68
GLOSARIO	71

## CAPITULO 1 INTRODUCCION

El 9 de Junio de 1979 el pozo petrolero mexicano IXTOC-I, localizado al sur de la Bahía de Campeche en el Golfo de México, reventó expeliendo 30 000 barriles de petróleo por día. Este flujo se mantuvo hasta el mes de Agosto del mismo año. El movimiento de las masas de agua en la frontera oeste del Golfo de México (Sturges y Blaha, 1976) se mantuvo en la dirección norte y noreste durante el verano de 1979; hacia fines de Julio y principios de Agosto, las costas de Tamaulipas y del sur de Texas fueron bañadas por petróleo proveniente del IXTOC-I. Para Septiembre la situación se modificó. Cambios estacionales en las corrientes hicieron que la cantidad de petróleo en el oeste del Golfo de México fuera mínima. Una buena parte del petróleo en la superficie se encontró al noreste, este y sureste del pozo (Atwood et al. 1980).

El conocimiento actual que se tiene de la circulación superficial del Golfo de México (GM) es limitado. Existen regiones, la región este por ejemplo, que han sido más estudiadas que otras. Para el caso relacionado al IXTOC-I, desafortunadamente, la escasa información sobre la circulación en el oeste del GM no permitió localizar las regiones hacia donde se desplazaría el petróleo, dato vital para pronosticar los efectos que tendría sobre el medio ambiente marino. Ante tal situación, se desarrollaron varios estudios de circulación superficial e impacto ambiental, destacándose los realizados a bordo de los buques oceanográficos RESEARCHER y PIERCE (EUA), en Septiembre de 1979.

El aspecto más sobresaliente de la circulación superficial del GM es la Corriente del Lazo (CL). Esta corriente superficial entra al GM a través del Estrecho de Yucatán en

donde se localiza la isoterma\*de los 22°C sobre el talud\*oeste del GM en dirección norte algunos cientos de kilómetros y se desvía hacia el este y luego a la salida al Océano Atlántico a través del estrecho entre Cuba y el extremo sur del estado de Florida (EUA), para formar la Corriente de Florida. La trayectoria descrita semeja la vuelta de un lazo y de ahí su nombre. Lo importante de la CL es que eventualmente la vuelta se cierra tanto que se forma un anillo o giro anticiclónico\*. En esa situación, el anillo se desprende y la CL degenera en una corriente que entra por el Estrecho de Yucatán y sale directamente por el estrecho entre Cuba y Florida. El anillo desprendido se desplaza hacia el oeste y pierde finalmente su identidad cuando disipa su energía sobre el talud y contra la plataforma continental\*en los estados de Tamaulipas (México) y Texas (EUA). Mientras esto sucede, el anillo anticiclónico induce movimientos en las masas de agua circundantes vía la difusión de vorticidad\*y genera además circulaciones ciclónicas\*cerca de la frontera oeste (Merrell y Morrison, 1981, Merrell y Vázquez, 1983).

El viento dominante y sus fluctuaciones estacionales también inducen una circulación oceánica superficial en el GM, tanto en la frontera oeste (Sturges y Blaha, 1976) como en la frontera este (Ichiye et al., 1973). Sin embargo el nivel de conocimiento de esta circulación inducida por el viento es aún insuficiente.

El estudio de la circulación en el océano se realiza a través de observaciones eulerianas\*y observaciones lagrangianas\*. Las técnicas de observación eulerianas resultan imprácticas, caras y requieren de un análisis muy elaborado para extraerles información. Las observaciones lagrangianas, utilizando la tecnología de satélites, han mostrado ciertas ventajas.

El estudio de la cinemática a mesoescala\*(~100-500km,

\* glosario

10-10<sup>2</sup> días) utilizando boyas de superficie (cuerpos de deriva) rastreados por satélite es reciente, los primeros intentos se realizaron en 1970 y 1971. En 1976 se implantó el sistema de satélites de posicionamiento NIMBUS-G (Kirwan et al. 1976) y en 1979 el sistema ARGOS, con la capacidad, entre otras, de localizar cuerpos de deriva en la superficie del océano (ver ANEXO I).

Algunas técnicas de análisis de datos obtenidos de sistemas de posicionamiento han sido desarrolladas para calcular las propiedades cinemáticas diferenciales (PCD): divergencia; vorticidad, tasa de deformación tangencial\* y tasa de deformación normal\* de columnas de agua en el océano. El método de tasa de cambio de área (TCA) fue propuesto por Saucier (1955) para calcular las PCD en la atmósfera. El método de minimización de energía cinética turbulenta (MECT) fue presentado en forma independiente por Molinari y Kirwan (1975) y por Okubo y Ebbesmeyer (1976) para el cálculo de las PCD en el océano utilizando cuerpos de deriva.

La estructura del presente trabajo es la siguiente. En el capítulo 2 se expone el análisis del movimiento de un elemento de fluido en la vecindad de un punto, señalando el significado de las PCD, y se desarrollan las técnicas de análisis TCA y MECT. En el capítulo 3 se indica la ubicación del área de estudio, mencionándose la meteorología del lugar en los meses de estudio y los rasgos principales de circulación en el GM. Los datos y resultados son presentados en el capítulo 4. Los datos utilizados en este estudio corresponden a un experimento realizado en el GM, conducido por la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA, EUA), en 1979. Los datos fueron registrados por el sistema ARGOS de posicionamiento, descrito en el anexo I. La interpretación de los datos y resultados es presentada en el capítulo 5. Posteriormente se presenta un resumen y conclusiones. En el anexo II se expone la forma en que los métodos son aplicados a los datos.

Ecuaciones de conservación de las PCD son obtenidas y discutidas a partir de un modelo dinámico en el anexo III. Estas ecuaciones se utilizan para complementar la interpretación de los resultados de las PCD. Al final se incluye un glosario de términos comunes en Oceanografía que son utilizados en este trabajo.



CAPITULO 2  
METODOS

En este capítulo se presentan dos técnicas para cuantificar las propiedades cinemáticas diferenciales (PCD) en una región del océano empleando cuerpos de deriva. Previamente se hace un breve análisis del movimiento de un elemento de fluido para indicar el significado de las PCD y ampliar la descripción de algunos puntos importantes en el desarrollo de los dos métodos.

2.1. MOVIMIENTO DE UN FLUIDO EN LA VECINDAD DE UN PUNTO

Considérese un elemento de fluido cuyo centro de masa está en la posición  $\bar{X}$  y se mueve con velocidad  $\bar{U}$  en el instante de tiempo  $t$  (FIG. 2.1). Sea  $\bar{U} + \delta\bar{U}$  la velocidad en la vecindad  $\bar{X} + \bar{r}$ . El desarrollo en serie de Taylor de la velocidad relativa  $\delta\bar{U}$  alrededor del punto  $\bar{X}$ , para distancias  $\bar{r}$  pequeñas,

$$\delta U_i = r_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} + O(r_j^2, r_j^3, \dots) \quad (2.1)$$

Para  $r_j$  pequeñas,  $r_j^n \ll r_j$ , con  $n \geq 2$ . El tensor de tasas de deformación  $\partial U_i / \partial X_j$ , es un tensor de segundo orden con una parte simétrica y una parte antisimétrica:

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \quad \text{y} \quad \zeta_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial X_j} - \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right), \quad (2.2)$$

respectivamente (Batchelor, 1974). A este orden de aproximación la velocidad relativa es

$$\delta U_i = \delta U_i(s) + \delta U_i(a), \quad (2.3)$$

donde

$$\delta U_i(s) = r_j e_{ij} \quad \text{y} \quad \delta U_i(a) = r_j \zeta_{ij}$$

La parte simétrica y la antisimétrica proveen contribuciones distintas a la diferencia de velocidad entre los puntos  $\bar{X}$  y  $\bar{X} + \bar{r}$ . La interpretación del movimiento del fluido se discute en base a la interpretación cinemática de estas dos

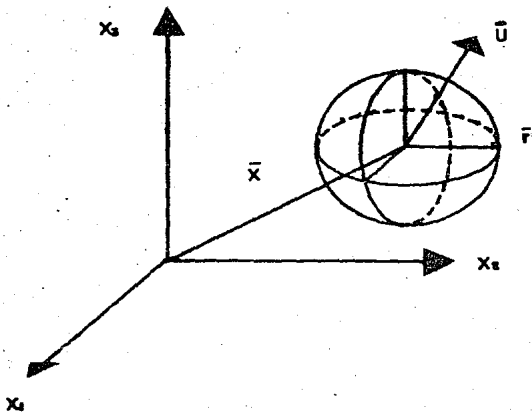


FIG. 2.1. ELEMENTO DE FLUIDO CON POSICION DEL CENTRO DE MASA EN  $\bar{x}$  Y VELOCIDAD  $\bar{U}$ .

contribuciones. Considérese primero la parte antisimétrica donde se identifican tres componentes independientes en  $\zeta_{ij}$ , que son las componentes del vector  $\bar{\omega}$ , conocido como la vorticidad del fluido y es igual al rotacional de la velocidad,

$$\bar{\omega} = \nabla \times \bar{U} \quad (2.4)$$

La parte antisimétrica es escrita

$$\delta U_i(a) = r_j \zeta_{ij} = -r_j \omega_k \epsilon_{ik} / 2 \quad (2.5)$$

donde  $\epsilon_{ijk}$  es el tensor de Levi-Civita.

La ecuación 2.5 representa la  $i$ -ésima componente del producto  $(\bar{\omega} \times \bar{r})/2$ . Así que la parte antisimétrica contribuye a la velocidad del elemento de fluido con una velocidad relativa de la rotación de cuerpo rígido, con velocidad angular igual a  $\bar{\omega}/2$ .

La parte simétrica de la velocidad relativa es denotada

$$\delta U_i(s) = r_j e_{ij} = \frac{\partial \Phi}{\partial r_j} \quad (2.6)$$

donde

$$\phi = r_1 r_2 e_{33} / 2 \quad , \quad (2.7)$$

considerando que

$$\frac{\partial e_{33}}{\partial r_1} = \frac{\partial}{\partial r_1} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_1}{\partial X_1} + \frac{\partial U_1}{\partial X_2} \right) \right] = 0 \quad , \quad (2.8)$$

es decir, los gradientes de la velocidad permanecen constantes.

Las superficies sobre las cuales  $\phi(\vec{r})$  es constante forman una familia de cuadráticas en  $r_i$ , donde el vector  $\delta U(s)$  es paralelo a la normal local a la superficie que pasa por  $\vec{r}$ ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial (r_1 r_2 e_{33})}{\partial r_1} &= e_{33} r_2 \delta_{11} + e_{33} r_1 \delta_{22} = e_{33} r_2 + e_{33} r_1 \\ &= 2e_{33} r_i = 2 \delta U_i(s) \quad , \end{aligned}$$

donde se ha utilizado el hecho de que  $e_{ij} = e_{ji}$  y 2.8.

Si además, se elige un sistema de ejes  $r'_i$  en donde el tensor  $e_{ij}$  es diagonal (Sokolnikoff, 1951) se obtiene una familia de superficies cuya expresión es

$$\phi = (ar_1' + br_2' + cr_3') / 2 \quad , \quad (2.9)$$

que son superficies cerradas cuyos ejes principales coinciden con los ejes del sistema de referencia  $r'_i$ . En la ecuación 2.9, a, b, c son las componentes del tensor diagonal  $e_{ij}'$ , obtenidas de la transformación

$$e_{ij}' = \frac{\partial r_k}{\partial r'_i} \frac{\partial r_l}{\partial r'_j} e_{kl}$$

Los elementos de la diagonal del tensor  $e_{ij}$  satisfacen la relación invariante ante transformaciones

$$D = \partial U_i / \partial X_i = e_{ii} = e_{ii}' = a + b + c \quad . \quad (2.10)$$

En el sistema de referencia donde el tensor  $e_{ij}$  es diagonal, la componente simétrica tiene tres partes independientes  $(ar_1', br_2', cr_3')$ . Por ejemplo,

$$(\partial U(s)) = \begin{bmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1' \\ r_2' \\ r_3' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ar_1' \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad ,$$

que indica que cualquier línea material\*paralela al eje  $r'_1$  continúa teniendo esa misma orientación y es alargada o contraída a razón de  $e_{11}' = a$  (FIG. 2.2). Nótese que las dimensiones de  $a$  son de alargamiento o contracción por unidad de tiempo y por unidad de longitud. De manera análoga, líneas materiales a los ejes  $r'_2$  y  $r'_3$  son alargadas o contraídas en su dirección a razón de  $b$  y  $c$  respectivamente.

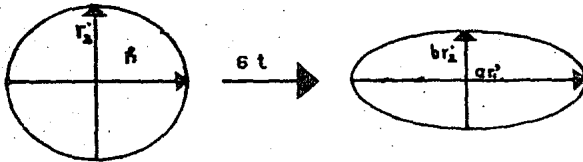


FIG.2.2. EXPANSION O CONTRACCION DE LINEAS MATERIALES EN EL ELEMENTO DE FLUIDO, DESPUES DE UN INTERVALO DE TIEMPO  $\delta t$ .

La divergencia de la velocidad, denotada por la letra  $D$  en la ecuación 2.10, es el cambio de volumen por unidad de tiempo y por unidad de volumen del elemento de fluido.

Considérese el tensor diagonal  $e_{ij}$  como:

$$e_{ij} = D_{ij}^* + D_{ij} = (e_{ij}^* - e_{kk}^* \delta_{ij} / 3) + (e_{kk}^* \delta_{ij}) / 3,$$

donde el tensor  $\delta_{ij}$  es la delta de Kronecker. El tensor  $D_{ij}^*$  tiene traza igual a la divergencia, y sus elementos en la diagonal son iguales, representando una deformación isotrópica (expansión o contracción), de tal forma que en cada dirección  $r_j'$  se tiene la misma tasa de deformación.

El tensor  $D_{ij}^*$  tiene traza igual a cero, sus elementos en la diagonal son diferentes y uno de ellos es de signo opuesto. Esto representa una deformación distinta a lo largo de cada uno de los ejes principales, y una deformación en uno de ellos opuesta a los otros dos (se compensa expansión con contracción de tal suerte que el volumen permanece constante). Los elementos de la diagonal de  $D_{ij}^*$  son las tasas de deforma-

ción normal a la superficie que pasa por  $\bar{F}$ , sin cambio de volumen.

Para un sistema de ejes  $r_j$ , con origen en  $\bar{X}$ , el tensor de tasas de deformaciones pura es

$$e_{ij} = D_{ij}^* + D_{ij} = (e_{ij} - e_{ii} \delta_{ij} / 3) + (e_{ii} \delta_{ij} / 3), \quad (2.11)$$

donde los elementos de la diagonal de los tensores  $D_{ij}^*$  y  $D_{ij}$  contienen la misma información que los tensores  $D_{ij}^{!*}$  y  $D_{ij}^!$ . Los elementos no-diagonales del tensor  $D_{ij}^*$  en general son distintos de cero y representan las tasas de deformación tangente a la superficie que pasa por  $\bar{F}$ , sin cambio de volumen. Así, por ejemplo, una línea material a lo largo del eje  $r_1$  después de un intervalo de tiempo  $\delta t$  será alargada o contraída a razón de  $e_{11}/3 = D/3$  en promedio, deformada normalmente como  $\partial U / \partial X_1 - D/3$  y deformada tangencialmente como  $(\partial U / \partial X_1 + \partial U / \partial X_1) / 2$  en la dirección de  $r_2$  y como  $(\partial U / \partial X_1 + \partial U / \partial X_1) / 2$  en la dirección de  $r_3$ , sin considerar la rotación.

En resumen, a primer orden, un elemento de fluido tiene un campo de velocidad compuesto de:

- a) una traslación con la velocidad  $U(\bar{X})$  del centro de masa,
- b) una distorsión caracterizada por el tensor de tasas de esfuerzos puro, que contiene una composición de una expansión o contracción isotrópica y una parte de esfuerzos normales y tangenciales sin cambio de volumen,
- c) una rotación de cuerpo rígido con velocidad angular igual a  $\bar{\omega}/2$ .

## 2.2. TECNICAS PARA EL CALCULO DE LAS PCD

En el océano existen dos factores importantes que permiten realizar el análisis del movimiento a mesoescala en dos dimensiones. El primero es la relación entre las escalas de movimiento vertical y horizontal. En una región del océano, la dirección vertical es paralela a la dirección local de la gravedad, y la dirección horizontal es en el plano perpendicular.

La relación entre la escala de profundidad ( $H_0$ ) y la escala horizontal ( $L$ ) en una región del océano (FIG. 2.3), es a mesoescala:

$$O(H_0/L) = O(3 \times 10^3 \text{m} / 10^5 \text{m}) = O(3 \times 10^{-2}) \ll 1$$

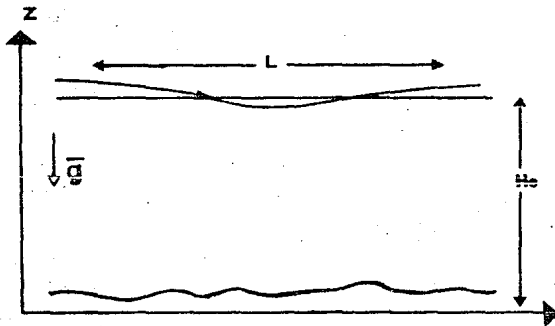


FIG. 2.3. REGION DEL OCEANO CON ESCALA DE PROFUNDIDAD  $H_0$  Y ESCALA HORIZONTAL  $L$ .

El segundo factor es la estratificación en el océano. Excepto en la relativamente delgada capa mezclada\*, la densidad incrementa con la profundidad. Esta estratificación inhibe los movimientos paralelos a la dirección local de la gravedad, presentándose movimientos horizontales básicamente (Pedlosky, 1979).

Con la simplificación del estudio de los movimientos de mesoescala a dos dimensiones (plano horizontal local), el movimiento de un fluido incompresible (columna de agua) es considerado por la superposición de:

- a) una traslación con velocidad ( $U, V$ ) del centro de masa,
- b) una distorsión debida a los esfuerzos, compuesta de:
  - 1) la tasa de expansión o contracción de área o divergencia de la velocidad,

\*glosario

$$D = \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} \quad (2.12)$$

Cuando la divergencia es mayor que cero el área de la superficie aumenta, debido a una disminución en la altura de la columna o la compensación de masa necesaria por la condición de continuidad, y viceversa. La divergencia horizontal es un indicador del movimiento vertical en el océano.

2) las tasas de deformación tangencial y normal obtenidas de las componentes del tensor de tasas de deformación para  $D_{ij}^*$  (EC. 2.11) para un flujo horizontal,

$$D_{ij}^* = (e_{ij} - e_{ij} \delta_{ij} / 2)$$

La tasa de deformación tangencial o por cizallamiento es

$$S = 2D_{12}^* = 2D_{21}^* = \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial U}{\partial Y}, \quad (2.13)$$

que representa la distorsión producida por los movimientos paralelos a la frontera de la columna, sin cambio de área y sin movimientos verticales en la base o variación en la profundidad total.

La tasa de deformación normal es:

$$N = 2D_{11}^* = -2D_{22}^* = \frac{\partial U}{\partial X} - \frac{\partial V}{\partial Y}, \quad (2.14)$$

que representa la distorsión producida por los movimientos perpendiculares a la frontera, sin cambio de área y sin movimientos verticales en la base o variación en la profundidad total.

Las tasas de deformación son una medida del cambio de forma de la sección de la columna sin cambio en la magnitud del área o en la orientación de la columna (espín de la columna).

c) Una rotación expresada por la vorticidad para un flujo horizontal, obtenida de la ecuación 2.4:

$$\zeta = 2\zeta_{21} = -2\zeta_{12} = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y}, \quad (2.15)$$

igual al doble de la velocidad angular.

La divergencia horizontal (D), las tasas de deformación tangencial (S) y normal (N), y la vorticidad ( $\zeta$ ) son las cantidades conocidas como las propiedades cinemáticas diferenciales (PCD) del fluido.

El método de Tasa de Cambio de Área (TCA) y el método de Minimización de Energía Cinética Turbulenta (MECT) son técnicas para calcular las PCD utilizando grupos de cuerpos de deriva (boyas de superficie) en el océano.

### 2.2.1. METODO DE TASA DE CAMBIO DE AREA

El método está basado en el hecho de que la divergencia horizontal es igual a la tasa de expansión de área por unidad de tiempo, obtenida como la invariante del tensor de tasas de deformación  $e_{ij}$  (EC. 2.10) para un flujo bidimensional

$$D = \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (2.16)$$

donde A es el área de la sección de la columna de fluido. Vía una serie de transformaciones (dadas posteriormente) se obtiene a la vorticidad y las tasas de deformación tangencial y normal.

Considérense tres cuerpos de deriva, cuyas posiciones iniciales son  $\bar{a}$ ,  $\bar{b}$  y  $\bar{c}$ , delimitando el área  $A_0$  en el instante t (FIG. 2.4). Considerando una aproximación lineal en los desplazamientos de los cuerpos en un intervalo de tiempo  $\delta t$  pequeño, las posiciones finales son

$$\begin{aligned} \bar{a}' &= \bar{a} + \bar{u}_1 \delta t \quad , \\ \bar{b}' &= \bar{b} + \bar{u}_2 \delta t \quad , \\ \bar{c}' &= \bar{c} + \bar{u}_3 \delta t \quad , \end{aligned}$$

dónde  $\bar{u}_1$ ,  $\bar{u}_2$ ,  $\bar{u}_3$  son las velocidades correspondientes a cada uno de los cuerpos. Las posiciones finales delimitarán un área  $A_1$  (FIG. 2.4). Así, la divergencia horizontal, de acuerdo a la ecuación 2.16, resulta:

$$D = \frac{1}{A_0} \frac{(A_1 - A_0)}{\delta t} \quad (2.17)$$



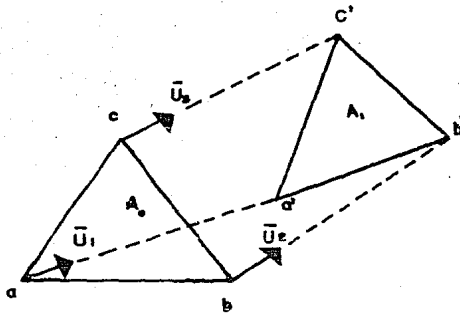


FIG. 2.4. POSICIONES INICIALES DE LOS CUERPOS DE DERIVA Y POSICIONES DESPUES DE UN INTERVALO DE TIEMPO  $\delta t$ .

Para obtener una expresión que permita calcular la vorticidad considérese una rotación de  $90^\circ$ , en el sentido de las manecillas del reloj, de la velocidad,

$$\begin{pmatrix} U \rightarrow -V' \\ V \rightarrow U' \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Al sustituir la transformación en la ecuación 2.15 se obtiene:

$$\zeta = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y} \rightarrow \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = \frac{1}{A'} \frac{dA'}{dt}$$

entonces la vorticidad es calculada de:

$$\zeta = \frac{1}{A_0} \left( \frac{A'_1 - A_0}{\delta t} \right) \quad (2.19)$$

donde  $A'_1$  es el área delimitada por las "posiciones finales".

De manera similar, para las tasas de deformación considérense las transformaciones

$$\begin{pmatrix} U \rightarrow V'' \\ V \rightarrow U'' \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad \begin{pmatrix} U \rightarrow -U'' \\ V \rightarrow -V'' \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Sustituyendo en las ecuaciones 2.13 y 2.14, respectivamente,

$$S = \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \rightarrow \frac{\partial U'' + \partial V''}{\partial X \partial Y} = \frac{1}{A''} \frac{dA''}{dt} ,$$

$$N = \frac{\partial U}{\partial X} - \frac{\partial V}{\partial Y} \rightarrow \frac{\partial U'' + \partial V''}{\partial X \partial Y} = \frac{1}{A''} \frac{dA''}{dt} ;$$

obteniéndose expresiones correspondientes a las tasas de deformación tangencial y normal,

$$S = \frac{1}{A_0} \left( \frac{A'' - A_0}{\delta t} \right) , \quad (2.21)$$

$$N = \frac{1}{A_0} \left( \frac{A'' - A_0}{\delta t} \right) , \quad (2.22)$$

con  $A''$  y  $A_0$  áreas delimitadas por las "posiciones finales" en cada caso.

Como se habrá de calcular áreas, el número mínimo de cuerpos que se requieren para aplicar el método es de tres. Molinari y Kirwan (1975) han mostrado que se obtienen resultados más confiables estadísticamente si se consideran más de tres cuerpos.

El método fue propuesto por Saucier (1955) para el cálculo de las PCD en la atmósfera utilizando reportes de viento simultáneos de estaciones meteorológicas. La evolución de las PCD en una región de la atmósfera delimitada por las estaciones, es conocida a través de la aplicación del método en distintos instantes de tiempo. La adaptación del método a Oceanografía Física se realiza sustituyendo las estaciones meteorológicas y los reportes de viento por la posición y velocidad de varios cuerpos de deriva en forma simultánea, permitiendo determinar las PCD de una columna de agua que se desplaza en el océano, suponiendo que los cuerpos identifican a una misma columna de agua.

### 2.2.2. METODO DE MINIMIZACION DE ENERGIA CINETICA TURBULENTA

Considérese una columna de agua en una región del océano donde la velocidad queda bien representada por su desarrollo en serie de Taylor alrededor del centro de masa (CM) en el:

instante de tiempo  $t$  (sección 2.1),

$$u = U + x_j' \frac{\partial U}{\partial x_j} + u'' \quad y \quad v = V + x_j' \frac{\partial V}{\partial x_j} + v'' \quad , \quad (2.23)$$

donde  $U$  y  $V$  son las componentes de la velocidad del CM;  $x_j'$  son las coordenadas referidas al CM;  $u''$  y  $v''$  son los términos de mayor orden en el desarrollo.

El desarrollo en serie de Taylor (EC. 2.23) es escrito para su interpretación de la siguiente forma:

$$u = U + x'(D + N)/2 + y'(S - \zeta)/2 + u'' \quad ,$$

$$v = V + x'(S + \zeta)/2 + y'(D - N)/2 + v'' \quad ,$$

donde  $D, \zeta, S, N$  son las PCD. Entonces  $U$  y  $V$  (componentes de la velocidad del CM) representan el movimiento de traslación de la columna en el océano (movimiento de gran- $e$  escala), los términos donde aparecen las PCD contienen la información cinemática importante del movimiento respecto al CM si los  $x_j'$  son pequeños (movimiento de mesoescala),  $u''$  y  $v''$  contienen la información cinemática consistente en las perturbaciones del movimiento de mesoescala (movimiento de pequeña-escala). Las componentes del movimiento de mesoescala y de pequeña-escala constituyen la velocidad relativa al CM del elemento de fluido (sección 2.1). Los términos  $u''$  y  $v''$  son conocidos como las componentes de la velocidad turbulenta, en la velocidad relativa.

El desarrollo en serie de Taylor para  $n$  cuerpos de deriva es:

$$\begin{aligned} \underline{U} &= \underline{RA} + \underline{E} \quad , \\ \underline{V} &= \underline{RB} + \underline{F} \quad , \end{aligned} \quad (2.24)$$

donde  $\underline{R}$  es la matriz de las posiciones, con las coordenadas referidas al CM:

$$\underline{R} = \begin{bmatrix} 1 & x_1' & y_1' \\ 1 & x_2' & y_2' \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_n' & y_n' \end{bmatrix} \quad ,$$

$\underline{U}$  y  $\underline{V}$  son las matrices de las componentes de la velocidad:

$$\underline{U} = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_n \end{bmatrix} \quad y \quad \underline{V} = \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ \vdots \\ v_n \end{bmatrix} \quad ,$$

$\underline{A}$  y  $\underline{B}$  son las matrices de las propiedades de la corriente:

$$\underline{A} = \begin{bmatrix} U \\ \frac{\partial U}{\partial X} \\ \frac{\partial U}{\partial Y} \end{bmatrix} \quad \text{y} \quad \underline{B} = \begin{bmatrix} V \\ \frac{\partial V}{\partial X} \\ \frac{\partial V}{\partial Y} \end{bmatrix}$$

$\underline{E}$  y  $\underline{F}$  las matrices del movimiento turbulento:

$$\underline{E} = \begin{bmatrix} u'' \\ u'' \\ u'' \end{bmatrix} \quad \text{y} \quad \underline{F} = \begin{bmatrix} v'' \\ v'' \\ v'' \end{bmatrix}$$

Si se considera que los cuerpos siguen el régimen de movimiento de la columna de agua delimitada por ellos, en la velocidad relativa el movimiento de mesoescala (orden lineal en el desarrollo 2.23) es el término importante en la cinemática de la columna, resultando despreciable el término de movimiento de pequeña-escala. Entonces la energía cinética del movimiento de pequeña-escala,

$$ECT = (u''^2 + v''^2)/2,$$

debe ser minimizada. (Okubo y Ebbesmeyer (1976) aplican procedimientos de regresión lineal requiriendo que las velocidades turbulentas medias sean nulas y que la desviación estándar de las velocidades turbulentas sea minimizada, obteniendo los mismos resultados). Así, el movimiento de la columna de agua estará compuesto principalmente de la traslación, la expansión o contracción, las deformaciones tangenciales y normales, y la rotación de cuerpo rígido de la columna.

La minimización de la energía cinética turbulenta permite determinar las matrices  $\underline{A}$ ,  $\underline{B}$ ,  $\underline{E}$  y  $\underline{F}$ , obteniéndose las soluciones:

$$\begin{aligned} \underline{A} &= (\underline{R}'\underline{R})^{-1} \underline{R}'\underline{U} \quad , \\ \underline{B} &= (\underline{R}'\underline{R})^{-1} \underline{R}'\underline{V} \quad , \\ \underline{E} &= (1 - \underline{R}(\underline{R}'\underline{R})^{-1} \underline{R}')\underline{U} \quad , \\ \underline{F} &= (1 - \underline{R}(\underline{R}'\underline{R})^{-1} \underline{R}')\underline{V} \quad , \end{aligned}$$

donde  $\underline{R}'$  es la matriz transpuesta de  $\underline{R}$ , y  $(\underline{R}'\underline{R})^{-1}$  es la matriz inversa de  $\underline{R}'\underline{R}$ .

Para lograr un sistema de ecuaciones que permita determinar la información cinemática ( $\underline{A}$ ,  $\underline{B}$ ,  $\underline{E}$ ,  $\underline{F}$ ) se requiere de por lo menos tres cuerpos de deriva. Okubo y Ebbesmeyer (1976) han optimizado el método para 6 o más cuerpos. En el caso de tener tres cuerpos las matrices  $\underline{E}$  y  $\underline{F}$  son idénticamente igual a cero, obteniéndose un sistema de seis ecuaciones independientes con seis incógnitas, para determinar las propiedades de la corriente ( $A$  y  $B$ ). Una vez evaluadas las matrices  $\underline{A}$  y  $\underline{B}$ , las PCD de la columna de agua son calculadas de acuerdo a las ecuaciones 2.12-15.

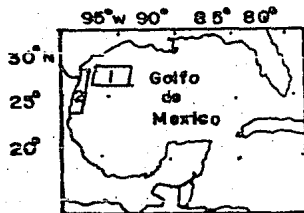
El método fue presentado en forma independiente por Molinari y Kirwan (1975) y por Okubo y Ebbesmeyer (1976) para calcular las PCD de un fluido utilizando cuerpos de deriva.

### CAPITULO 3 AREA DE ESTUDIO

La circulación en el océano tiende a mantener ciertos patrones de movimiento de masas de agua que responden a algunos mecanismos, como la interacción de la atmósfera sobre la superficie del océano y la topografía del fondo. En este capítulo se resume a los principales eventos meteorológicos ocurridos en el GM en el tiempo de estudio y algunas características importantes de la circulación en el GM, resaltándose los rasgos de circulación particulares en el área de estudio.

#### 3.1. UBICACION GEOGRAFICA

La región de estudio corresponde a dos áreas ubicadas en el Golfo de México occidental (FIG. 3.1). Un área de estudio es la comprendida por las coordenadas  $26^{\circ}$ - $27^{\circ}20'N$  y  $94^{\circ}$ - $96^{\circ}W$  (en el mes de Agosto de 1979). La segunda área localizada entre las latitudes  $23^{\circ}30'$ - $26^{\circ}50'N$ , y la longitud  $96^{\circ}20'W$  y las costas del norte de Tamaulipas (Méx.) y las del sur de Texas (EUA)(en el mes de Septiembre de 1979).



**FIG. 3.1.** AREA DE ESTUDIO EN EL GOLFO DE MEXICO.  
1 EN AGOSTO Y 2 EN SEPTIEMBRE DE 1979.

### 3.2. EVENTOS METEOROLOGICOS

El clima en el GM es húmedo subtropical con una temperatura media anual de 28°C y una precipitación media anual de 143 cm. Los frentes de masa de aire en verano, son húmedos marítimos tropicales principalmente en las direcciones oeste y noroeste, y en invierno son masas de aire frío con frecuentes invasiones de masas de aire polar continental. Las tormentas\*(depresiones tropicales, tormentas tropicales, ciclones y huracanes) son frecuentes. La precipitación media en los meses de Agosto y Septiembre es de 15 y 12 cm, y las temperaturas medias de 28° y 26°C, respectivamente. (Fairbridge, 1967).

Los eventos meteorológicos que ocurrieron en los meses de Agosto y Septiembre de 1979 en el GM son los siguientes:

1.- Una depresión tropical formada el 25 de Agosto (d. jul. 237) frente a las costas de Veracruz. La depresión se desplazó hacia el norte, paralelo a la costa, hasta internarse en tierra por las costas de Tamaulipas el día 27 de Agosto (FIG. 3.2).

2.- La tormenta tropical Elena formada el 29 de Agosto (d. jul. 241) en el centro del GM. La tormenta se desplazó hacia el oeste-noroeste con una velocidad de 5 m/s, arribando a las costas de Texas el 1° de Septiembre. La velocidad máxima sostenida del viento fue de 18 M/s (FIG. 3.2).

3.- El huracán Frederic formado el 29 de Agosto (d. jul. 241) en el Océano Atlántico frente a las costas de Africa. El huracán cruzó el Atlántico pasando sobre Cuba el 10 de Septiembre, atravesando la parte este del GM, internándose en EUA el día 13, terminando por desintegrarse el día 15 cerca de Canada (FIG. 3.3).

4.- El ciclón tropical Henri formado el 14 de Septiembre (d. jul. 257) en el este del GM. Al formarse la tormenta se desplazó hacia el oeste adquiriendo la magnitud de tormenta tropical el día 15, para luego moverse al suroeste. La tormenta se tornó en huracán el día 17, desplazándose hacia el noroeste en una trayectoria errática, convirtiéndose en depresión tropical

el día 19. La intensidad máxima sostenida del viento fue de 38.5 m/s (FIG. 3.3).

5.- Una depresión tropical formada el 19 de Septiembre (d. jul. 262) frente a las costas entre México y EUA. La tormenta se desplazó sobre las costas de Texas (FIG. 3.3). (Dickson,1979, Taubensee,1979, Frank et al. 1980, Hebert,1980).

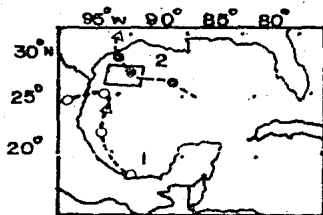


FIG. 3.2. TRAYECTORIAS DE LAS TORMENTAS.  
1 DEPRESION TROPICAL, 2 TORMENTA ELENA.

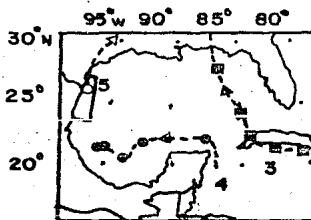


FIG.3.3. TRAYECTORIAS DE LAS TROMENTAS.  
3 HURACAN FREDERIC, 4 CICLON HENRI,  
5 DEPRESION TROPICAL.



### 3.3. CIRCULACION EN EL GOLFO DE MEXICO

El Golfo de México es una cuenca con circulación vinculada a la circulación en el Caribe y el Océano Atlántico norte. La Corriente del Lazo (CL) es el aspecto más sobresaliente de la circulación en el GM, dominando la circulación en el interior del golfo. Esta corriente superficial conecta la Corriente de Yucatán con la Corriente de Florida. La corriente penetra al GM a través del Estrecho de Yucatán, en donde se localiza la isoterma de los 22°C sobre el talud oeste del estrecho y tiene un grosor de 150 m (Cochrane, 1972). La corriente avanza en dirección norte algunos cientos de kilómetros y luego da vuelta hacia la salida al Atlántico. La vuelta de la CL eventualmente se cierra tanto que se forma un anillo o giro anticiclónico que se desprende, degenerando la CL en una corriente que entra por el Estrecho de Yucatán y sale directamente por el estrecho entre Florida (EUA) y Cuba (Maul, 1977). Usando mapas de topografía dinámica sobre la superficie de referencia de los 1 000 decibares, Maul y Herman (1985) sugieren la separación de un anillo de la CL como condición promedio en la circulación este del GM.

Algunas perturbaciones periódicas son detectadas en el GM como mecanismos de respuesta en la dinámica de masas de agua, causadas por el esfuerzo del viento sobre la superficie del océano y las interacciones gravitacionales entre la Tierra, y la Luna y el Sol (mareas), entre otras. Los modos gravitacionales (mareas) tienen componentes importantes en las frecuencias  $K_1 = 4.2 \times 10^{-2}$  ciclos por hora (período de 23.8 horas) y  $M_2 = 8.1 \times 10^{-2}$  cph (período de 12.3 horas), un modo menos importante en la frecuencia 0.14 cph (período de 7 horas) y una frecuencia de resonancia residente en el GM de  $3.3 \times 10^{-2}$  cph (período de 30.0 horas). El esfuerzo de vientos fuertes sobre la superficie produce oscilaciones inerciales? Kirwan et al. (1984) muestran que en espectros de velocidad de cuerpos de de

riva estas oscilaciones se aprecian claramente. Para las latitudes del GM ( $19^{\circ}$ - $29^{\circ}$ N) el intervalo de las frecuencias de las oscilaciones inerciales es de  $2.7 \times 10^2$  a  $4.0 \times 10^2$  cph (períodos de 36.8 a 24.7 horas).

Los aspectos particulares en el área de estudio que se pudieran reflejar en las observaciones del presente estudio son los siguientes. Al norte de los  $22^{\circ}$ N las corrientes en el oeste del GM son dominadas por un patrón de circulación de dos giros. A fines de invierno y principios de primavera de 1978 se localizó un giro ciclónico\* centrado en la posición  $25^{\circ}30'N$  y  $95^{\circ}20'W$ , y un giro anticiclónico en  $23^{\circ}30'N$  y  $95^{\circ}50'W$ , aproximadamente, utilizando contornos de profundidad de la isoterma de  $15^{\circ}C$  (Merrell y Morrison, 1981, Merrell y Vázquez, 1983). Los mecanismos propuestos ante los cuales reponen con intensificación o debilitamiento los anillos, son: la migración de los anillos anticiclónicos desprendidos de la CL, intensificando la circulación en el anillo anticiclónico; el forzamiento del viento sobre la superficie del océano (poco conocida aún); la disipación de energía asociada al debilitamiento del anillo anticiclónico con la frontera oeste del golfo. Estos rasgos de circulación en el oeste del GM tienden a mantenerse. Observaciones de cuerpos de deriva rastreados por satélite realizadas en Noviembre de 1980, muestran al anillo anticiclónico centrado en  $24^{\circ}30'N$  y  $92^{\circ}W$ , aproximadamente. Y para Abril de 1961, en la misma región que en 1978 (Kirwan et al. 1984). La presencia de estos giros fue también reportada por Sturges y Blaha (1976), quienes predijeron la existencia de una corriente de sur a norte por la costa oeste del golfo, asociada a la circulación del giro anticiclónico y al esfuerzo del viento sobre la superficie del mar, llamándola Corriente de la Frontera Oeste del Golfo de México. En 1979, esta corriente estuvo activa sobre las costas de México y de EUA durante el verano, modificándose la situación para Septiembre (Atwood et al. 1980).

\* glosario

## CAPITULO 4

### DATOS Y RESULTADOS

En este capítulo se exponen los datos y resultados de las propiedades cinemáticas diferenciales (PCD) calculadas por los dos métodos (TCA y MECT) aplicados a dos triadas de cuerpos de deriva rastreados por satélite, que fueron lanzados en el Golfo de México occidental con el propósito de obtener información lagrangiana de la región. Además, se muestran los resultados de la conservación de las PCD considerando un modelo dinámico presentado y discutido en el anexo III. La interpretación de los resultados se presenta en el siguiente capítulo.

#### 4.1. DATOS Y PROPIEDADES CINEMATICAS DIFERENCIALES

La información a partir de la cual se calcularán las PCD corresponde a posición y velocidad de cuerpos de deriva rastreados por satélite. Los cuerpos de deriva utilizados son boyas de superficie equipadas con una terminal transmisora y ancladas por paracaídas (FIG. 4.1). La función del paracaídas (pantalla en otro tipo de boyas) es vincular al aparato de medida a una columna de agua específica en el océano, minimizando el efecto del viento sobre la boya (Kirwan et al. 1975). Una boya dispuesta de tal manera responderá a las corrientes de superficie y ondas en el océano. En el anexo I se presenta una explicación del procedimiento de captura de datos a través del sistema ARGOS de posicionamiento. La información procesada por el sistema ARGOS reporta la posición y velocidad de cada boya a intervalos de tiempo de 6 horas, con una incertidumbre en la posición de 1 km y un error estimado en la velocidad de 0.3 m/s en la magnitud, y 10.5° en la dirección.

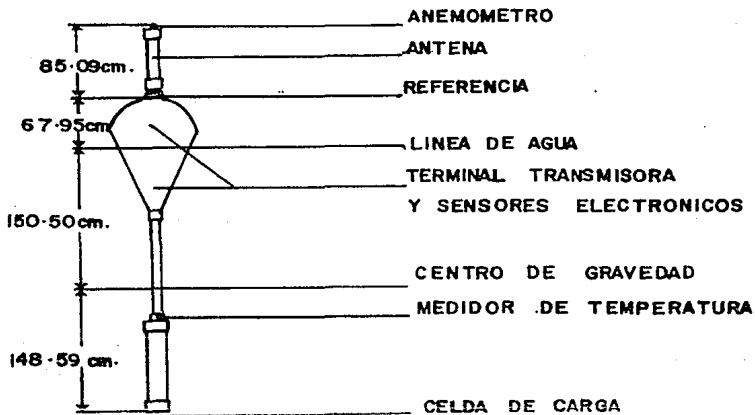


FIG.4.1. BOYA DE SUPERFICIE. EL PARACAIDAS O LA PANTALLA SE COLOCA EN LA CELDA DE CARGA.

#### 4.1.1. DATOS Y PCD DE TRIADA EN AGUAS PROFUNDAS

La primera triada de cuerpos de deriva se lanzó el 22 de Agosto de 1979 (día juliano 234), su posición inicial está indicada en la figura 4.2 (latitud  $26^{\circ}\text{N}$  y longitudes  $94^{\circ}, 95^{\circ}, 96^{\circ}\text{W}$ , respectivamente). La triada se desplazó durante 10 días (del 22 al 31 de Agosto) en aguas donde el intervalo de profundidad es de 2400 a 1400 m (FIG. 4.2). La trayectorias seguídas por los cuerpos es mostrada en la figura 4.2, donde además aparece la gráfica de la velocidad del centro de masa (CM) en función del tiempo. La velocidad del CM muestra una oscilación con un período de 27 horas, aproximadamente, según se aprecia en uno de los recuadros de la figura. Las trayectorias de los cuerpos indican la presencia de un giro ciclónico con centro en las coordenadas  $26^{\circ}30'\text{N}$  y  $95^{\circ}\text{W}$ , aproximadamente.

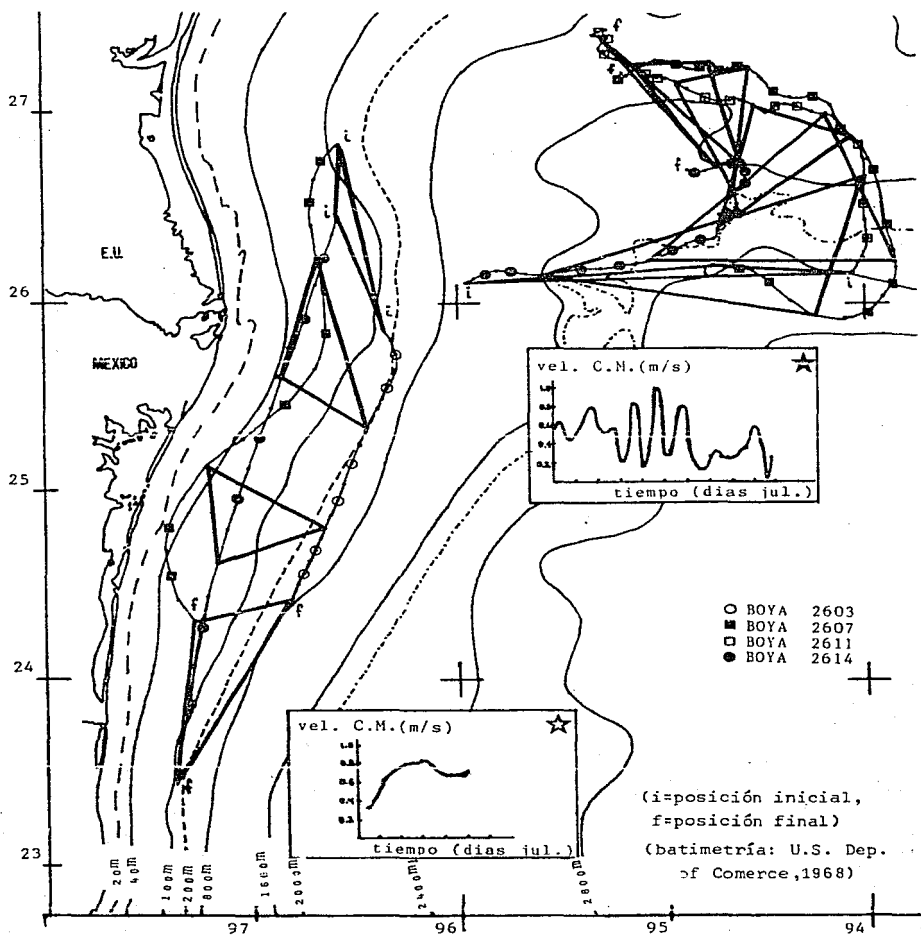


FIG. 4.2. TRAYECTORIAS DE LOS CUERPOS DE DERIVA

★ La primera triada seguida del 22 al 31 de Agosto de 1979  
( del 234 al 243 día juliano ).

★ La segunda triada seguida del 14 al 18 de Septiembre de 1979  
( del 257 al 262 día juliano ).

En el intervalo de tiempo en que la triada fue rastreada, el área de la superficie delimitada por las boyas se conservó de orden  $10^8 \text{ km}^2$ , excepto al principio y final del seguimiento, cuando el área es prácticamente nula (FIG. 4.3).

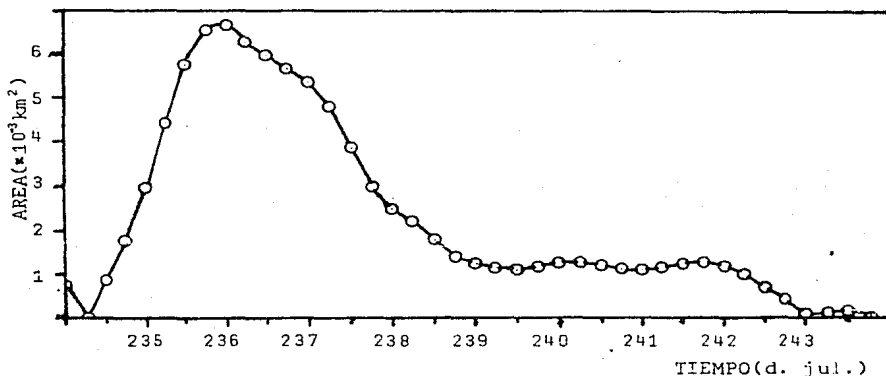
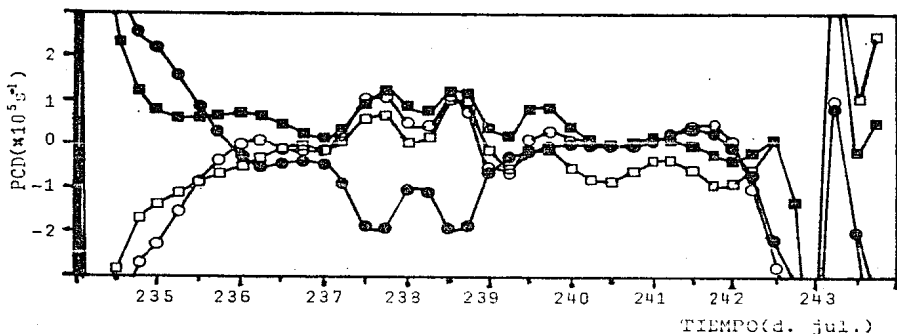


FIG. 4.3. AREA DE LA SECCION DE LA COLUMNA EN AGUAS PROFUNDAS.

El estudio de las PCD utilizando los métodos Tasa de Cambio de Area (TCA) y Minimización de Energía Cinética Turbulenta (MECT) arroja resultados similares (en el anexo II se explica la forma en que los métodos son aplicados a un conjunto de tres cuerpos). La figura 4.4 muestra la gráfica de la divergencia (D), vorticidad ( $\zeta$ ), tasas de deformación tangencial (S) y normal (N) construidas de los resultados obtenidos al aplicar los métodos. Excepto en el primer y último día el orden de magnitud de las PCD es de  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ .

La forma en que el área de la sección de la columna de agua aumenta o disminuye es compatible con la forma en que se producen cambios en la divergencia (FIGS. 4.3 y 4.4). Las



**FIG. 4.4.** PCD DE LA COLUMNA EN AGUAS PROFUNDAS  
CALCULADAS POR LOS METODOS TCA Y MECT.

- DIVERGENCIA (D), ■ VORTICIDAD (ζ),
- TASA DE DEFQRM. TANGENCIAL (S),
- TASA DE DEFQRM. NORMAL (N).

tasas de deformación y la vorticidad muestran una respuesta opuesta al comportamiento de la divergencia. Más aún, la tasa de deformación tangencial se comporta de manera similar a como lo hace la vorticidad.

#### 4.1.2. DATOS Y PCD DE TRIADA EN AGUAS SOMERAS

La segunda triada se lanzó el 14 de Septiembre de 1979 (día juliano 257) sobre la plataforma continental del Golfo de México, sus posiciones iniciales están indicadas en la figura 4.2 (latitudes 26°40', 26°20', 25°40'N y longitud 96°30'W, aproximadamente). Esta triada se desplazó de norte a sur durante 5 días (14 al 18 de Septiembre) en aguas donde el intervalo de profundidad es de 250 a 40 m, siguiendo trayectorias prácticamente paralelas a las isobatas\*(FIG. 4.2). En un recuadro de

la figura 4.2 se muestra la gráfica de la velocidad del CM en función del tiempo.

Durante el intervalo de tiempo en que la triada fue rastreada el área delimitada por los cuerpos se conservó de orden  $10^3 \text{km}^2$  (FIG. 4.5).

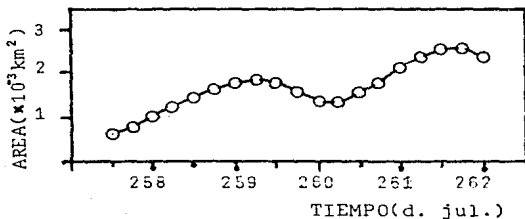


FIG. 4.5. AREA DE LA SECCION DE LA COLUMNA EN AGUAS SOMERAS.

Los cálculos de las PCD utilizando los métodos TCA y MECT arrojan resultados similares en el estudio de la cinemática de esta columna de agua. La figura 4.6 muestra la gráfica de la divergencia (D), vorticidad ( $\zeta$ ), y tasas de deformación tangencial (S) y normal (N) construidas a partir de los resultados de aplicar los métodos.

La forma en que la segunda triada aumenta o disminuye el área de la sección de la columna no corresponde al comportamiento de la divergencia. La vorticidad muestra cambios significativos cuando alguno de los cuerpos pasa a aguas de distinta profundidad, desplazándose a través de las isobatas (FIG. 4.2). Al final del seguimiento las PCD tienden a crecer



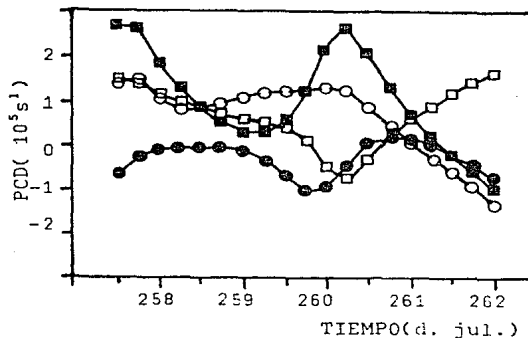


FIG. 4.6. PCD DE LA COLUMNA EN AGUAS SOMERAS CALCULADAS POR LOS METODOS TCA Y MECT.

● DIVERGENCIA (D), ■ VORTICIDAD ( $\zeta$ ),  
 □ TASA DE DEFORM. TANGENCIAL (S),  
 ○ TASA DE DEFORM. NORMAL (N).

(FIG. 4.6), siendo las tasas de deformación quienes presentan el aumento en forma más significativa, coincidiendo con el desplazamiento rápido de la boya 2614 (FIG. 4.2).

#### 4.2. CONSERVACION DE LAS PCD

Las ecuaciones que gobiernan el comportamiento de las PCD para un flujo horizontal, barotrópico y no viscoso en un océano de profundidad variable  $H$  son obtenidas de las ecuaciones de movimiento. En el anexo III se presenta una amplia discusión de como se obtienen estas ecuaciones y de la interpretación de las mismas. Las ecuaciones de conservación de la divergencia (D), vorticidad absoluta  $*(f+\zeta)$ , tasa de deformación tangencial (S) y tasa de deformación normal (N) son, respectivamente:

\* glosario

$$\frac{dD}{dt} - f \zeta + \frac{1}{2}(D^2 + S^2 + N^2 - \zeta^2) + \beta U = \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T_1}{\partial X} + \frac{\partial T_2}{\partial Y} \right) - gV^2 \eta \quad (4.1)$$

$$\frac{d(f+\zeta)}{dt} + (f+\zeta)D = \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T_1}{\partial X} - \frac{\partial T_2}{\partial Y} \right) \quad (4.2)$$

$$\frac{dS}{dt} + SD + fN - \beta V = \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T_1}{\partial Y} + \frac{\partial T_2}{\partial X} \right) - 2g \frac{\partial^2 \eta}{\partial X \partial Y} \quad (4.3)$$

$$\frac{dN}{dt} + ND - fS - \beta U = \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T_1}{\partial X} - \frac{\partial T_2}{\partial Y} \right) - g \left( \frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) \eta \quad (4.4)$$

donde U y V son las componentes de la velocidad (U en la dirección este-oeste y V en la dirección norte-sur), f es el parámetro de Coriolis;  $\beta$  es el parámetro de Rossby;  $T_1$  y  $T_2$  son las componentes horizontales del esfuerzo del viento sobre la superficie del océano ( $T_1$  en la dirección este-oeste y  $T_2$  en la dirección norte-sur), g es la aceleración debida a la gravedad y  $\eta$  es la altura de la superficie respecto al nivel medio del mar.

Ordenes de magnitud de los términos de la izquierda de las ecuaciones 4.1-4, calculados a partir de los resultados de las PCD en todo el intervalo de tiempo para las triadas, están concentrados en la tabla 4.I.a-d. El orden de magnitud de los términos donde interviene el esfuerzo del viento sobre la superficie del océano y los gradientes de  $\eta$  son estimados indirectamente de la siguiente forma. Usando la información del esfuerzo medio del viento sobre la superficie del océano proporcionada por Hellerman (1967), los gradientes horizontales del esfuerzo del viento son de orden  $10^6$  dinas/cm<sup>3</sup>. Considerando una profundidad H de orden  $10^4$  cm, en la capa donde la interacción del viento es más fuerte (capa de Ekman superior), Los términos donde intervienen los gradientes del esfuerzo del viento resultan de orden  $10^{12}$  s<sup>-2</sup>. Sin embargo, el esfuerzo del viento puede ser mayor. Para vientos de orden de magnitud de los alcanzados por las tormentas ocurridas en el Golfo de México, el esfuerzo del viento sobre la superficie del océano se calcula de acuerdo a la ecuación presentada por Willebrand (1978):

$$\bar{T} = C_o \rho |\bar{U}| \bar{u} \quad ,$$

	$dD/dt$	$f\zeta$	$(D^2+S^2+N^2-\zeta^2)/2$		(a)
TRIADA 1	10.0	2.5	3235.5		
TRIADA 2	0.9	1.1	0.9		
	$d(f+\zeta)/dt$		$(f+\zeta)D$		(b)
TRIADA 1	6.0		154.2		
TRIADA 2	2.1		0.7		
	$dS/dt$	SD	fN	$\beta V$	(c)
TRIADA 1	6.3	188.1	3.9	$0.5 \times 10^2$	
TRIADA 2	1.2	0.2	0.9	$3.2 \times 10^2$	
	$dN/dt$	ND	fS	$\beta U$	(d)
TRIADA 1	9.5	304.5	2.9	$0.5 \times 10^2$	
TRIADA 2	0.9	0.3	0.7	$10.2 \times 10^2$	
	$\frac{1}{H} \frac{\partial T}{\partial X} \frac{\partial T}{\partial Y}, \frac{1}{H} \frac{\partial T}{\partial X} \frac{\partial T}{\partial Y}, \frac{1}{H} \frac{\partial T}{\partial Y} \frac{\partial T}{\partial X}, \frac{1}{H} \frac{\partial T}{\partial X} \frac{\partial T}{\partial Y}$				(e)
TRIADA 1,2	$-10^2 - 1$				
	$g\nabla^2 \eta, 2g \frac{\partial^2 \eta}{\partial X \partial Y}, g(\frac{\partial^2 - \partial^2}{\partial X^2 \partial Y^2})$				(f)
TRIADA 1,2	-1				

TABLA 4.1. ORDEN DE MAGNITUD DE LOS TERMINOS DE LAS ECUACIONES DE CONSERVACION DE LAS PCD. UNIDADES  $10^{10} \text{ g}^2$ .

donde

$$C_0 = (0.75 + 0.067|\bar{u}|) \times 10^3,$$

es el coeficiente de arrastre del viento sobre el océano (adimensional),  $\rho$  es la densidad del aire en  $\text{m/s}$  ( $|\bar{u}|$  es la magnitud de la velocidad). Para velocidades del aire de 15 a 30  $\text{m/s}$  el esfuerzo del viento es de orden 10 a 50 dinas/ $\text{cm}^2$ . Por lo tanto, para una profundidad H de orden  $10^4 \text{ cm}$ , los términos don

de intervienen los gradientes del esfuerzo del viento son de orden  $10^{10} \text{ g}^2$ .

Los términos donde aparece la altura sobre la superficie del nivel medio del mar ( $\eta$ ) son estimados considerando la topografía dinámica proporcionada por Maul y Herman (1985), resultando de orden  $10^{10} \text{ g}^2$ . Por otra parte, el paso de perturbaciones hará que la altura de la superficie respecto al nivel medio del mar aumente poco el orden de magnitud de estos términos.

El orden de magnitud de los términos del lado izquierdo de las ecuaciones de conservación de las PCD (TABLA 4.1) para aguas profundas muestran gran variación entre ellos, mientras que para aguas someras el orden de magnitud es aproximadamente el mismo en los términos, excepto en los términos donde aparece el parámetro de Rossby, que resultan despreciables. Los términos donde interviene el esfuerzo del viento son despreciables a menos que se presenten vientos fuertes, como los de las tormentas.

#### 4.2.1. CONSERVACION DE LAS PCD DE LA TRIADA EN AGUAS PROFUNDAS

Las figuras 4.7-10 muestran el comportamiento de los términos del lado izquierdo de las ecuaciones de conservación de las PCD (ECS. 4.1-4).

En la figura 4.7 los resultados indican que los términos no-lineales ( $(D^2+S^2+N^2-\zeta^2)/2$ ) son del mismo orden que el término  $f\zeta$  y la variación en el tiempo de la divergencia. En el cuarto y quinto día (d. juls. 237 y 238) el área de la columna de agua disminuyó considerablemente (FIG. 4.3); mostrándose una variación significativa en los términos de la conservación de la divergencia (FIG. 4.7). Sin embargo, la divergencia se conserva de orden  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$  en el intervalo de tiempo en que el área de la sección de la columna se mantuvo de orden  $10^3 \text{ km}^2$  (d. juls. 235-242). Los términos de las ecuaciones de

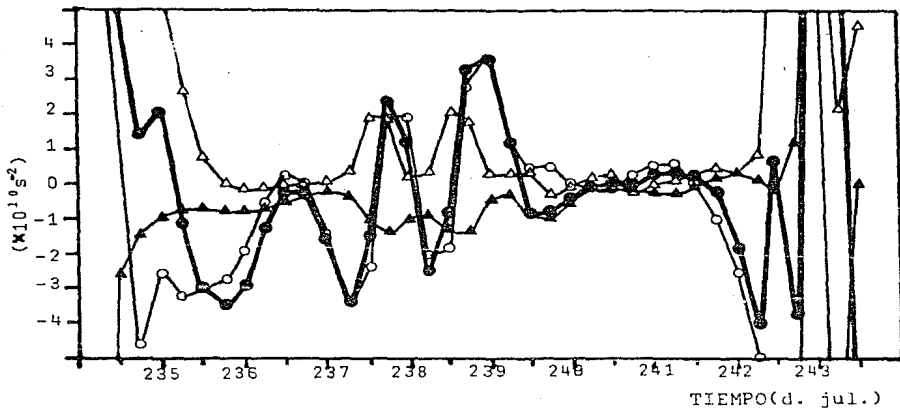


FIG. 4.7. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA DIVERGENCIA.  $\circ$   $dD/dt$ ,  $\blacktriangle$   $-f\zeta$ ,  $\Delta$   $(D^2+S^2+N^2-\zeta^2)/2$ ,  $\bullet$  SUMA DE LOS TRES TERMINOS

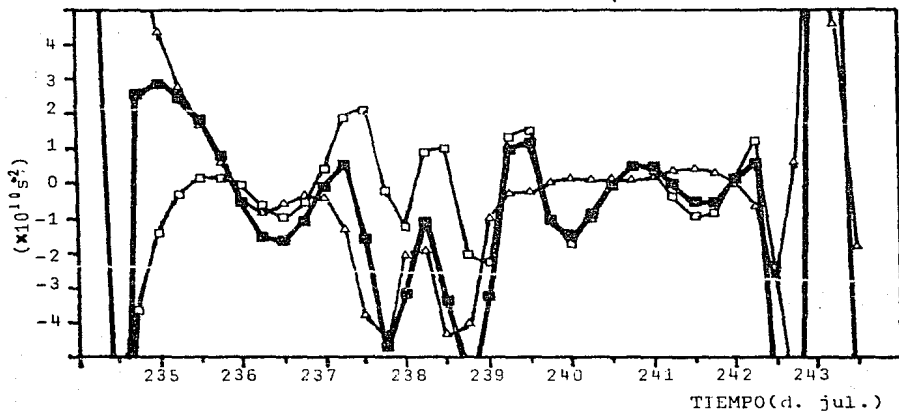


FIG. 4.8. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA VORTICIDAD ABSOLUTA.  $\square$   $d(f+\zeta)/dt$ ,  $\Delta$   $(f+\zeta)D$ ,  $\blacksquare$  SUMA DE LOS DOS TERMINOS.

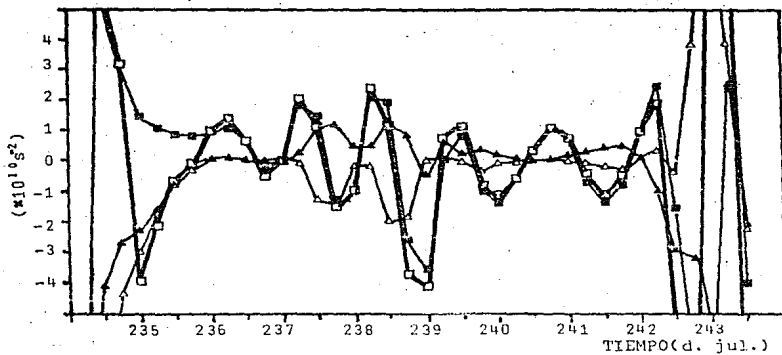


FIG. 4.9. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA T. DE DEFORM. TANGENCIAL. ■  $dS/dt$ , ▲  $SD$ , ▲  $FN$ , □ SUMA DE LOS TRES TERMINOS.

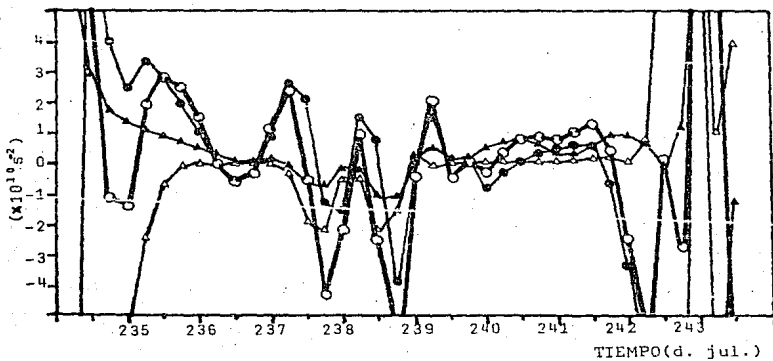
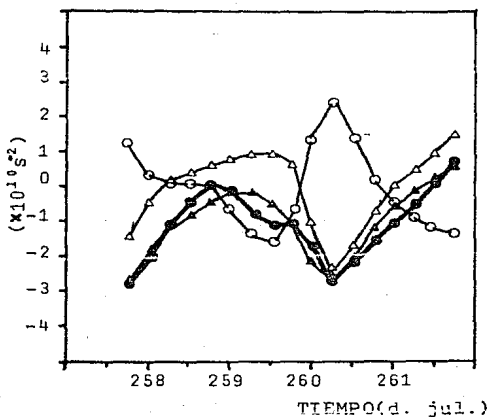


FIG. 4.10. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA T. DE DEFORM. NORMAL. ●  $dN/dt$ , ▲  $ND$ , ▲  $-fs$ , ○ SUMA DE LOS TRES TERMINOS.

conservación de las PCD graficados en las figuras 4.7-10 se mantienen con poca variación excepto en el cuarto y quinto días. Los términos de acoplamiento ( $fN$  y  $fS$ ) son importantes en la conservación de las tasas de deformación (FIGS. 4.9 y 4.10).

#### 4.2.2. CONSERVACION DE LAS PCD DE LA TRIADA EN AGUAS SOMERAS

Las figuras 4.11-14 muestran el comportamiento de los términos del lado izquierdo de las ecuaciones de conservación de las PCD, así como la suma de estos términos.



**FIG. 4.11. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA DIVERGENCIA.  $\circ dD/dt$ ,  $\blacktriangle -f\zeta$ ,  $\triangle (D^2+S^2+N^2-\zeta^2)/2$ ,  $\bullet$  SUMA DE LOS TRES TERMINOS.**

Los resultados indican que la contribución de los términos no-lineales  $((D^2+S^2+N^2-\zeta^2)/2)$  es importante en la conservación de la divergencia (FIG. 4.11). Siendo el término  $f\zeta$  el

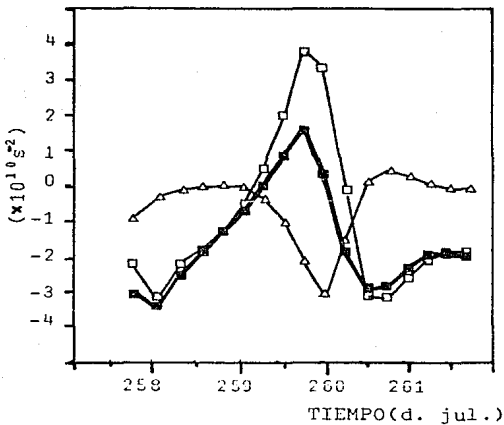


FIG. 4.12. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA VORTICIDAD ABSOLUTA.  $\square d(f+z)/dt$ ,  $\triangle (f+z)D$ ,  $\blacksquare$  SUMA DE LOS DOS TERMINOS.

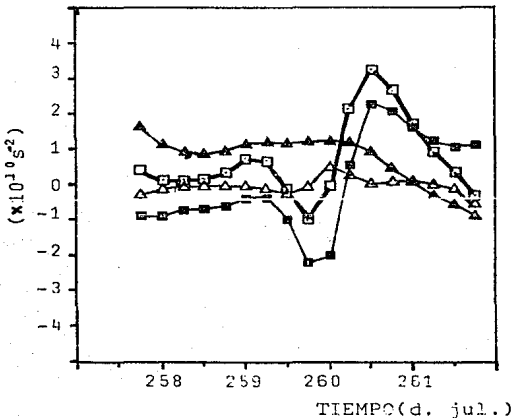


FIG. 4.13. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA T. DE DEFORM. TANGENCIAL.  $\blacksquare dS/dt$ ,  $\triangle SD$ ,  $\blacktriangle fN$ ,  $\square$  SUMA DE LOS TRES TERMINOS.



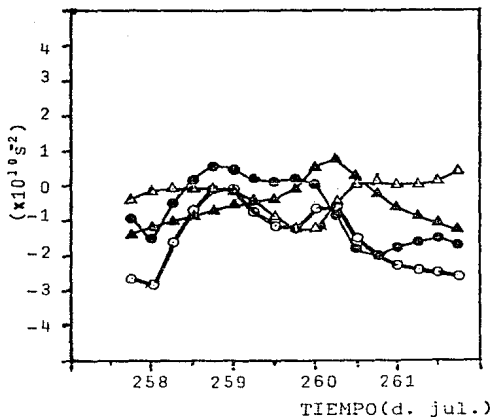


FIG. 4.14. GRAFICA DE TERMINOS DE LA EC. DE CONS. DE LA T. DE DEFORM. NORMAL. ● dN/dt, ▲ND, ▲-fS, ○ SUMA DE LOS TRES TERMINOS.

que marca la diferencia en las variaciones importantes en la suma de los términos de la izquierda de la ecuación de conservación de la divergencia (EC. 4.1). En el tercer día de seguimiento (d. jul. 260) se tiene la máxima variación en la conservación de la divergencia y la tasa de deformación tangencial (FIGS. 4.11 y 4.13). En este tiempo uno de los cuerpos se mueve a través de las isobatas pasando a aguas menos profundas (boya 2607, en la figura 4.2). La suma de los términos de las ecuaciones de conservación de la vorticidad absoluta y de la tasa de deformación normal (ECS. 4.2 y 4.4) tienden a crecer término del tercer día, manteniendo esta situación hasta el final del rastreo, cuando uno de los cuerpos se desplaza rápidamente hacia el sur alejándose de los otros dos cuerpos.

## CAPITULO 5

### INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS

La interpretación de las observaciones y los resultados se realiza comparándolos con las observaciones reportadas por otros autores, dentro de las limitaciones impuestas por las hipótesis de los métodos de análisis y del modelo dinámico a partir del cual se obtuvieron las ecuaciones de conservación de las PCD. La interpretación de los resultados se hace en forma separada para cada triada en las secciones 5.1 y 5.2, y en la sección 5.3 se presenta un comparación del movimiento en aguas profundas y en aguas someras utilizando los órdenes de magnitud de las PCD de las dos triadas.

#### 5.1. INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS DE LA TRIADA EN AGUAS PROFUNDAS

La triada de cuerpos se desplazó siguiendo la trayectoria de un giro ciclónico centrado en las coordenadas 26°30'N y 95°W, aproximadamente (FIG. 4.2).

La velocidad del centro de masa (recuadro de la figura 4.2) muestra una oscilación con un período de 27 horas, aproximadamente. Este período coincide con el período de las oscilaciones inerciales a esas latitudes (27.3 horas). Estas oscilaciones se presentan en forma más clara en los días 25-28 de Agosto (d. juls. 237-240), coincidiendo con la presencia de la depresión tropical frente a las costas de Tamaulipas (Dickson, 1979, Frank et al. 1980).

De los órdenes de magnitud de las PCD apreciados en la gráfica 4.4 y del orden de magnitud del área de la sección de la columna (FIG. 4.3), se distinguen tres períodos: período inicial (d. jul. 234), período central (d.juls. 235-242) y período final (d. juls. 242-243). La interpretación de la cinemática en cada período se realiza en forma separada en los siguientes párrafos en base a las limitaciones de los métodos y del

modelo dinámico considerado en la obtención de las ecuaciones de conservación de las PCD (ANEXO III).

La triada de cuerpos se localiza inicialmente a una misma latitud ( $26^{\circ}\text{N}$ , aproximadamente, FIG. 4.2), delimitando un área nula prácticamente (FIG. 4.3). La aplicación de los métodos resulta poco adecuada en este caso, como lo muestran las gráficas de las PCD (FIG. 4.4). En el período inicial (d. jul. 234) el desplazamiento de los cuerpos se realiza sin identificar una columna de agua aún, por haber sido lanzados a una misma latitud. (triángulo degenerado en recta).

En relación al período central, en el segundo día de seguimiento (d. jul. 235) las PCD decrecen hasta tener un orden de  $10^5 \text{s}^{-1}$  (FIG. 4.4). La divergencia (D) y la tasa de deformación normal (N) lo hacen en forma más lenta que la vortici-  
dad ( $\zeta$ ) y la tasa de deformación tangencial (S), coincidiendo con un aumento con el área de la sección de la columna (FIG. 4.3). A partir de este día las PCD se mantienen de orden  $10^5 \text{s}^{-1}$  y el área de orden  $10^3 \text{km}^2$ , hasta mediados del día 30 de Agosto (d. jul. 242). En este período los cuerpos se deriva y se identifican a una columna de agua que con buena aproximación conserva sus PCD (FIGS. 4.7-10). Superpuestas al movimiento de la columna de agua se aprecian las oscilaciones inerciales en las PCD (FIG. 4.4), y en forma más evidente en la conservación de las PCD (FIGS. 4.7-10) (mostrándose más claramente en los días del 25 al 28 de Agosto). La gráfica de los términos del lado izquierdo de la ecuación de conservación de la divergencia horizontal (EC. 4.1), indica que el término de compensación entre la distorsión de la columna y la vortici-  
dad  $((D^2 + S^2 + N^2 - \zeta^2)/2)$  tiende a ser anulado por el término  $f\zeta$ , quedando el término de la variación de la divergencia en el tiempo  $(dD/dt)$  para ser equilibrado por la divergencia del esfuerzo del viento sobre la superficie del océano  $((\partial T_x/\partial X + \partial T_y/\partial Y)/H)$  y el campo de presión  $(g\nabla^2 \eta)$ , como el término de Rossby es de orden despreciable (TABLA 4.1). La oscilación en el término  $dD/dt$  en los

días 237-240, coincide con una disminución en el área de la sección de la columna (FIG. 4.3), lo que indica una convergencia (FIG. 4.4). Este hecho también es identificado en el término  $(f+\zeta)D$  (EC. 4.2) mostrado en la figura 4.8. Sin embargo, se puede considerar que la vorticidad absoluta se conserva, y es el esfuerzo del viento sobre la superficie el agente que modifica esto. Las figuras 4.9 y 4.10 muestran que el término de acoplamiento entre las tasas de deformación ( $f_N$  y  $f_S$  en las ecuaciones 4.3 y 4.4, respectivamente) y los términos  $SD$  y  $ND$  se mantienen de orden despreciable, excepto en los días 237-240. Por lo tanto, la variación en el tiempo de las tasas de deformación ( $dS/dt$  y  $dN/dt$ ) serán afectadas principalmente por las tasas de deformación del esfuerzo del viento sobre la superficie del océano y de los gradientes del campo de presión.

El orden de magnitud de las PCD en el período central se indica en la tabla 5.I. El orden de magnitud de los términos de las ecuaciones de conservación de las PCD (ECS. 4.1-4), estimados de los resultados de las PCD en el período central, son indicados en la tabla 5.II.

	D	S	N	$\zeta$	OBSERVACIONES
TRIADA 1	0.8	1.6	0.5	0.6	aguas profundas (2000-1400 m.)
TRIADA 2	0.3	1.2	0.8	1.0	aguas someras (250-40 m)

TABLA 5.I. ORDEN DE MANITUD DE LAS PCD EN EL PERIODO CENTRAL. UNIDADES  $10^5 s^{-1}$ .

En el período final (d. juuls. 242-243) las boyas 2607 y 2611 muestran trayectorias erráticas (FIG. 4.2). La tormenta Elena, formada el 29 de Agosto en el centro del GM, pasó sobre la región donde se encontraban los cuerpos de deriva el día 30 con vientos máximos sostenidos de 18 m/s (Hebert, 1980). En este tiempo los cuerpos dejan de identificar a la columna de agua asociada inicialmente (d. jul. 235), al pasar los cuerpos a un régimen de circulación distinto por la acción del viento sobre las boyas.

	TRIADA 1	TRIADA 2
dD/dt	1.6	0.9
f $\zeta$	0.6	1.0
(D <sup>2</sup> +S <sup>2</sup> +N <sup>2</sup> - $\zeta$ <sup>2</sup> )/2	0.8	0.8
d(f+ $\zeta$ )/dt	0.9	2.1
(f+ $\zeta$ )D	1.3	0.8
dS/dt	1.2	1.2
SD	0.5	0.1
fN	0.5	0.9
$\beta$ V	0.5 $\times 10^2$	3.6 $\times 10^2$
dN/dt	1.5	0.8
ND	0.6	0.4
fS	0.5	0.6
$\beta$ U	0.5 $\times 10^2$	0.7 $\times 10^2$
TERM. CON $\eta$	$\sim 1.0$	$\sim 1.0$
TERM. CON T <sub>1</sub> , T <sub>2</sub>	$\sim 10^2 - 1.0$	$\sim 10^2 - 1.0$

TABLA 5.II. ORDENES DE MAGNITUD DE LOS TERMINOS DE LAS ECUACIONES DE CONSERVACION DE LAS PCD EN EL PERIODO CENTRAL . UNIDADES  $10^1 \text{ } ^\circ \text{ s}^2$  .

El giro ciclónico observado, está de acuerdo con las observaciones realizadas por Sturges y Blaha (1976), quienes localizan al giro centrado en las coordenadas 26°N y 95°W, aproximadamente, utilizando mapas de alturas dinámicas en los inviernos de 1958-64, y las observaciones de Merrell y Morrison (1981) y Merrell y Vázquez (1983), quienes localizan el centro del giro en 25°20'N y 95°20'W, aproximadamente, utilizando contornos de la isoterma de los 15°C, en Abril de 1978.

Las oscilaciones en la velocidad del centro de masa, en las PCD y en los términos graficados de las ecuaciones de

conservación de las PCD, coinciden con la presencia de la depresión tropical frente a las costas de Tamaulipas (Dickson, 1979, Frank et al, 1980), y como lo sugieren los órdenes de magnitud de los mecanismos involucrados en las ecuaciones de conservación de las PCD, es el esfuerzo del viento sobre la superficie del océano y los gradientes de presión las principales fuentes de modificación de las PCD en el océano.

Vientos demasiado fuertes hacen que los cuerpos de deriva dejen de identificar a la columna de agua. Tal como lo mostraron Kirwan et al. (1975) los cuerpos de deriva cambian de un régimen de circulación a otro al actuar vientos del orden de 10 m/s, como los de la tormenta Elena (Hebert, 1980), sobre la superficie de las boyas.

## 5.2. INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS DE LA TRIADA EN AGUAS SOMERAS

La triada de cuerpos se desplazó de norte a sur, prácticamente paralela a las isobatas, en la frontera oeste del Golfo de México (FIG. 4.2).

La velocidad del centro de masa (recuadro de la figura 4.2) muestra que en el primer día (d. jul. 257) la triada se acelera de 30 cm/s hasta 60 cm/s, y posteriormente la velocidad se mantiene entre 60 y 80 cm/s. En base a esto, se pueden distinguir dos períodos en el seguimiento: período inicial (d. jul. 257) y período central (d. juls. 258-262).

La triada de cuerpos se localiza inicialmente a una misma longitud (96°30'W, aproximadamente, FIG. 4.2), delimitando un área triangular menor de  $10^3 \text{ km}^2$ , la cual aumenta rápidamente al igual que la velocidad del CM. En el período inicial (d. jul. 257) se realiza la identificación de una columna de agua por los cuerpos de deriva, lanzados en línea, prácticamente.

En cuanto al período central, a partir del día 258 el

área se mantiene de orden  $10^3 \text{ km}^2$  (FIG. 4.5). La divergencia se mantiene despreciable, excepto al final del día 259 (FIG. 4.6). En esta situación el área de la columna disminuye coincidiendo con una convergencia, pero para el día 260 el área aumenta lo que correspondería a una divergencia, que no se observa en la figura 4.6. Sin embargo, la vorticidad si muestra el comportamiento que corresponde a las variaciones del área de la sección de la columna (cuando el área aumenta la vorticidad disminuye, y viceversa). Esto, además, coincide con el movimiento a través de las isobatas de uno de los cuerpos (boya 2607, FIG. 4.2). Por otra parte la tasa de deformación tangencial se comporta de manera opuesta a la vorticidad (cuando la velocidad de giro ( $\zeta$ ) disminuye la deformación tangencial es positiva, y viceversa). Por último, la tasa de deformación normal se mantiene positiva hasta al día 261, posteriormente se vuelve negativa creciendo rápidamente al igual que la tasa de deformación tangencial. Este crecimiento en las tasas de deformación coincide con el alejamiento de uno de los cuerpos de los otros (boya 2614, FIG. 4.2). Los términos graficados de la ecuación de la divergencia muestran que la variación en el tiempo de la divergencia es equilibrada por el término de compensación entre la distorsión y la vorticidad de la columna de agua, siendo el término  $f\zeta$  el que sobrevive para ser equilibrado por el mecanismo del esfuerzo del viento o por los gradientes del campo de presión (si la acción del viento fuera despreciable, se tendría un equilibrio entre los términos  $f\zeta$  y  $g\nabla^2\eta$ , que es el balance geostrofico; pero no se dispone de información de viento para asegurar este tipo de movimiento, que es paralelo a las isobatas). En la gráfica de los términos de la conservación de la vorticidad absoluta (FIG. 4.12) se observa como los dos términos tratan de equilibrarse, lo que indicaría la conservación de la vorticidad potencial  $((f+\zeta)/H)$ , señalando, tal vez, la presencia de vientos débiles actuando

sobre la superficie. Las gráficas de los términos de conservación de las tasas de deformación muestran que los términos SD Y ND son de orden despreciable (excepto ND el día 259). Por otra parte los términos de acoplamiento en las tasas de deformación son importantes ( $f_N$  y  $f_S$  en las figuras 4.13 y 4.14, respectivamente), indicando que las tasas de deformación tangencial y normal no son procesos independientes. La máxima variación en la suma de los términos de la ecuación de conservación de S ocurre en los días 259 y 260, y en N al final, coincidiendo con el alejamiento de la boya 2614 (FIG. 4.2). Al final del seguimiento se tiene la presencia en el GM del huracán Henri al sureste de la localización de los cuerpos, y de una depresión tropical al norte (FIG. 3.3)(Taubensee, 1979, Frank et al. 1980, Hebert, 1980). El orden de magnitud de las PCD en el período central se indica en la tabla 5.I, y el de los términos de las ecuaciones de conservación de las PCD en la tabla 5.II.

Posiciones posteriores de los cuerpos (no mostradas en la figura 4.2) indican que la boya 2614 se aleja tanto de las otras boyas que el área delimitada por los cuerpos se hace nula, prácticamente. Entonces, el crecimiento rápido de las tasas de deformación en el final del período central indica la posible pérdida de la identidad de la columna delimitada por los cuerpos, debido a la presencia de las tormentas en el GM.

Las observaciones muestran que la Corriente de la Frontera Oeste del GM (Sturges y Blaha, 1976), de sur a norte, no estuvo activa en Septiembre de 1979, según reportan Atwood et al. (1980). Este hecho está de acuerdo con el movimiento norte-sur observado en la triada en aguas someras. Sin embargo, la explicación del movimiento de la triada tal como lo hizo, requiere de información de viento y marea, que desafortunadamente no existe.

Lo que si es claro, es que al igual que para la triada en aguas profundas, las PCD se conservan. El esfuerzo del viento y los gradientes de presión son las posibles fuentes que modificarán las PCD de la columna de agua.



### 5.3. INTERPRETACION DEL MOVIMIENTO EN AGUAS PROFUNDAS Y EN AGUAS SOMERAS

Considérese la columna de agua superficial mostrada en la figura 5.1, donde ac y bd representan el corte de la pared lateral y cd la base de la columna. La penetración de agua a la columna puede ser por la base o por la superficie lateral. Si entra o sale agua por la base, esta puede salir o haber entrado lateralmente, en tal caso no habría un movimiento relativo de los lados ac y bd para aumentar el área de la sección de la columna. Si entra o sale agua por la base y solo parte pasa por la superficie lateral, el área de la sección de la columna se modificará, desplazándose los lados ac y bd. Por otra parte, si la base está apoyada en un fondo rígido, los cambios en el área de la sección de la columna se deberán exclusivamente a la penetración lateral, si no cambia de profundidad la columna.

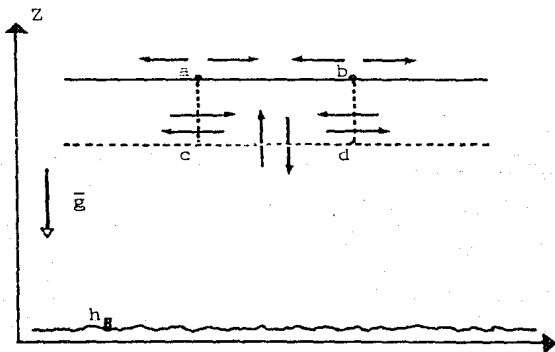


FIG. 5.1. COLUMNA DE AGUA SUPERFICIAL.

El área de la sección de la columna en aguas profundas muestra cambios notables que no corresponden al cambio en la profundidad en la posición de la columna (FIGS. 4.2 y 4.3). Por lo tanto la columna no está apoyada en un fondo rígido y la entrada o salida de agua por la base se manifiesta en la divergencia a través de cambios en el área. La interacción de la column de agua con una superficie de agua con distintas características hace que las tasas de deformación y la vorticidad se acoplen fácilmente a los cambios de área de la sección de la column (TABLA 5.I).

El área de la sección de la columna en aguas someras observa ligeras variaciones que coinciden con el paso a distinta profundidad de la columna (FIGS. 4.2 y 5). Por lo tanto, esta columna está apoyada en un fondo rígido y la penetración de agua lateralmente es despreciable, al no haber entrada o salida de agua por la base. Esto es indicado por el bajo orden de la divergencia.(TABLA 5.I). Además la interacción con un fondo rígido , hace que las tasas de deformación y vorticidad se acoplen con mayor dificultad a los cambios de área de la sección de la columna de como lo hace la columna en aguas profundas (TABLA 5.I)

## RESUMEN Y CONCLUSIONES

Se presentan dos métodos de análisis (Tasa de Cambio de Área y Minimización de Energía Cinética Turbulenta) para obtener información lagrangiana (Propiedades Cinemáticas Diferenciales (PCD): divergencia horizontal\*(D), vorticidad\*( $\zeta$ ), tasa de deformación tangencial\*(S) y tasa de deformación normal\*(N)) utilizando observaciones lagrangianas. Los datos analizados en el estudio corresponden a un experimento conducido por la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA, EUA), en 1979, en el oeste del Golfo de México (GM), para obtener información de la circulación superficial. Este experimento, junto con otros, se realizaron en el GM a consecuencia del desplazamiento e impacto ambiental del petróleo expelido por el pozo petrolero mexicano IXTOC-I (localizado al sur de la Bahía de Campeche, en el GM), sobre el cual se perdió el control en Junio de 1979. Los datos son posición y velocidad de cuerpos de deriva (boyas de superficie) rastreadas por satélite, lanzadas en grupos.

El estudio se realiza sobre dos grupos de tres cuerpos de deriva cada uno, lanzados uno en aguas profundas (2400-1400 m) y otro en aguas someras (250-40 m). Esta situación permite mostrar las limitaciones de los dos métodos, empleando para ello las ecuaciones de conservación de las PCD, obtenidas de un modelo dinámica.

De los datos y resultados se obtiene la siguiente información:

1.- La trayectoria de los cuerpos de deriva en aguas profundas indican la presencia de un giro ciclónico\*centrado en las coordenadas  $26^{\circ}30'N$  y  $95^{\circ}W$ , aproximadamente, en Agosto de 1979. Esta observación está de acuerdo con las reportadas en esa misma región por otros autores (Sturges y Blaha, 1978, Merrell y Morrison, 1981, Merrell y Vázquez, 1983).

2.- La trayectoria de los cuerpos en aguas someras muestran un movimiento de norte a sur, en Septiembre de 1979. El despla

zamiento de los cuerpos indica que la Corriente de la Frontera Oeste del GM (Sturges y Blaha, 1976); no estuvo activa, como lo reportan Atwood et al. (1980).

3.- Las columnas identificadas por los cuerpos de deriva mantienen sus PCD de orden  $10^5 \text{ s}^2$ , mientras el área de la sección de la columna es de orden  $10^3 \text{ km}^2$ , en los dos casos.

4.- Superpuesto al movimiento de la columna de agua se puede presentar perturbaciones periódicas, registradas por las observaciones.

5.- Las PCD se conservan. El esfuerzo del viento sobre la superficie del océano y los gradientes del campo de presión son los principales mecanismos que modifican a las PCD. Las deformaciones tangenciales y normales a la frontera de la columna de agua no son procesos independientes.

6.- La acción de vientos fuertes ( $>10 \text{ m/s}$ ) sobre la superficie de las boyas las puede cambiar de un régimen de circulación a otro, como lo mostraron Kirwan et al. (1975), perdiéndose la identidad de la columna de agua asociada inicialmente a un grupo de cuerpos de deriva.

7.- La columna seguida en aguas profundas no interacciona con un fondo rígido sino con una superficie de agua de distintas características. Mientras que la base de la columna en aguas someras se apoya en un fondo rígido.

Las observaciones lagrangianas usando tecnología de satélite, permite obtener información confiable de la cinemática a mesoescala\* ( $\approx 100 \text{ km}$ ), utilizando los métodos de análisis TCA y MECT. El disponer de grupos de 4 o más cuerpos de deriva permite realizar un análisis estadístico más profundo, como lo muestran Okubo y Ebbesmeyer (1976).

El costo de las radioboyas y la renta del servicio del sistema de posicionamiento por satélite se vuelve cada vez más accesible, por lo que podría considerarse la posibilidad de realizar estudios sistemáticos de la circulación superficial

\* glosario

e investigar nuevos métodos de análisis.

Estudios más completos de la cinemática y dinámica de la circulación superficial en el océano utilizando esta técnica de observaciones lagrangianas, se pueden realizar si se conocen reportes meteorológicos y del nivel del mar. Esta información puede ser obtenida a través de estaciones meteorológicas y mareográficas utilizando la tecnología de satélites, también.

ANEXO I  
SISTEMA ARGOS DE POSICIONAMIENTO

El Sistema ARGOS de Posicionamiento y Colección de Datos tiene la capacidad de localizar plataformas y coleccionar datos transmitidos por plataformas desde cualquier parte de la superficie de la Tierra. El sistema consta de dos satélites en órbita equipados para recibir-procesar-retransmitir mensajes, de plataformas fijas o móviles equipadas con sensores y una terminal transmisora, y de centros de procesamiento de datos en tierra (FIG. A.I.1).

Las órbitas de los satélites poseen las siguientes características: órbitas circulares a una altitud de  $830 \pm 18$  km (satélite I) y  $870 \pm 18$  km (satélite II), las órbitas están inclinadas  $98^\circ$  (órbitas polares), el plano de la órbita del satélite I está inclinada  $75^\circ$  respecto a la del satélite II, manteniendo un ángulo constante entre el plano orbital y la posición del Sol. La colección de datos es una función de la latitud. Para las latitudes en que se encuentra el Golfo de México se pueden obtener de 16 a 18 registros de datos de una plataforma por día.

En el caso de cuerpos de deriva las plataformas son boyas de superficie ancladas por paracaídas o pantalla, que transmiten mensajes a una frecuencia determinada. La frecuencia de recepción del mensaje en el satélite difiere de la frecuencia de transmisión debido al efecto Doppler. Conociendo la posición del satélite al momento de recibir el mensaje y el cambio en la frecuencia del efecto Doppler se puede determinar la posición de la boya junto con la posición "imagen" respecto al plano de la órbita del satélite. Esta ambigüedad en la localización de la plataforma no puede ser resuelta sin información adicional (posiciones previas, intervalo de velocidad posible, etc.).

La información obtenida para la localización de las plataformas móviles en períodos del orden de dos horas no es

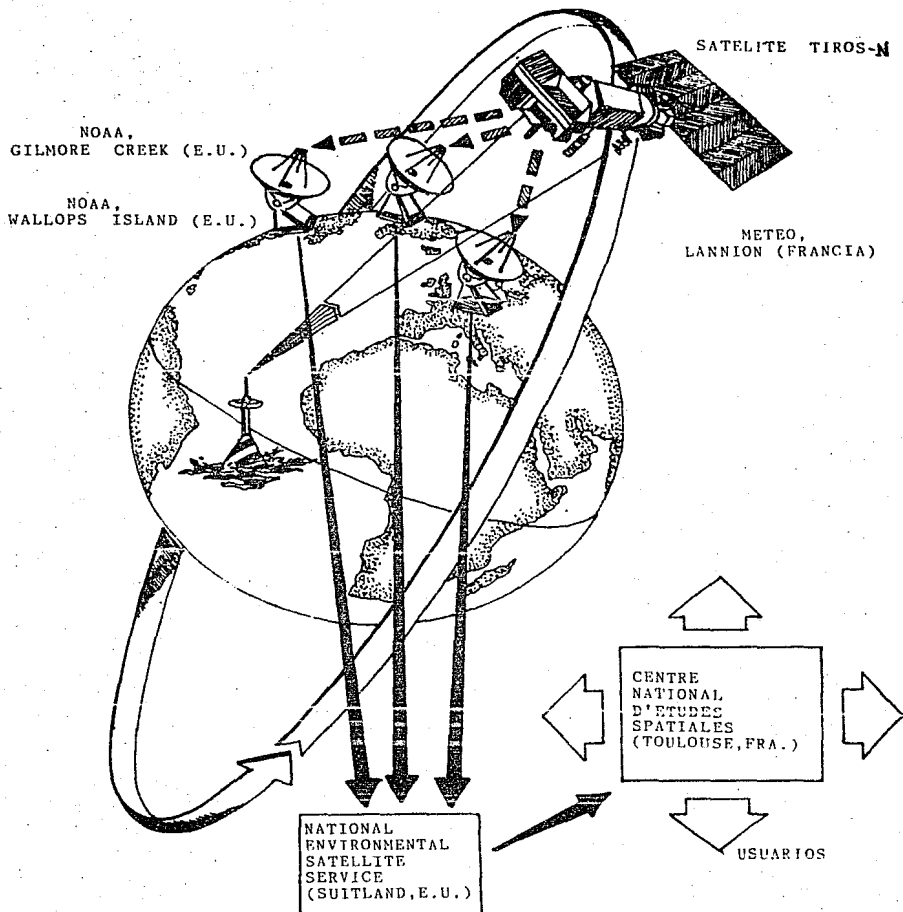


FIG. A.I.1.SISTEMA ARGOS DE POSICIONAMIENTO

totalmente confiable. Procesando una serie de posiciones se logra la localización de la plataforma en períodos de 6 horas, con una incertidumbre de 1 km (ARGOS).

La velocidad de desplazamiento de la boya es calculada por diferencias finitas centradas de la posición entre los intervalos de tiempo correspondientes,

$$u(t_k) = \frac{R}{2} \cos(a(t_k)) \left\{ \frac{b(t_{k+1}) - b(t_k)}{t_{k+1} - t_k} + \frac{b(t_k) - b(t_{k-1}))}{t_k - t_{k-1}} \right\},$$

$$v(t_k) = \frac{R}{2} \left\{ \frac{a(t_{k+1}) - a(t_k)}{t_{k+1} - t_k} + \frac{a(t_k) - a(t_{k-1}))}{t_k - t_{k-1}} \right\},$$

donde  $a$  es la latitud y  $b$  la longitud,  $u$  es la componente este-oeste y  $v$  la componente norte-sur de la velocidad,  $R$  es el radio de la Tierra (6371.2 km), y los subíndices  $k-1, k, k+1$  se refieren al tiempo en que el cuerpo fue observado por el satélite. Al igual que las posiciones, la velocidad es suavizada, reportándose junto con la localización de la boya a intervalos de 6 horas con una incertidumbre en la determinación de la magnitud de la velocidad de 0.3 m/s (ARGOS).

La incertidumbre en la dirección de la velocidad es estimada considerando el error en la posición (1/2) (FIG. A.I. 2) y la velocidad media de los cuerpos (0.5 m/s).

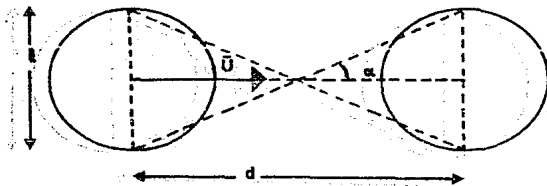


FIG. A.I. 2. POSICIONES SUCESIVAS. 1/2 ES LA INCERTIDUMBRE EN LA POSICION Y EN LA DIRECCION DE LA VELOCIDAD.



La distancia entre dos posiciones sucesivas al cabo de 6 horas es de  $d=10.8$  km. Entonces el ángulo de desviación en la dirección del desplazamiento es

$$\alpha = \arctan \left( \frac{2\text{km}}{10.8\text{km}} \right) ,$$

$$\alpha = 10^{\circ}30' .$$

El ángulo  $\alpha$  corresponde a la estimación de la incertidumbre en la dirección de la velocidad.

ANEXO II

MÉTODOS APLICADOS A TRIADAS DE CUERPOS DE DERIVA

II.1. MÉTODO DE TASA DE CAMBIO DE ÁREA

Al aplicar el método TCA a triadas de cuerpos de deriva la posición de cada cuerpo corresponde a un vértice. Entonces el área en el tiempo  $t$  es:

$$A_0 = \frac{1}{2}(x_1 y_2 - x_2 y_1) \quad ,$$

considerando las posiciones relativas a uno de los cuerpos (FIG. A.II.1).

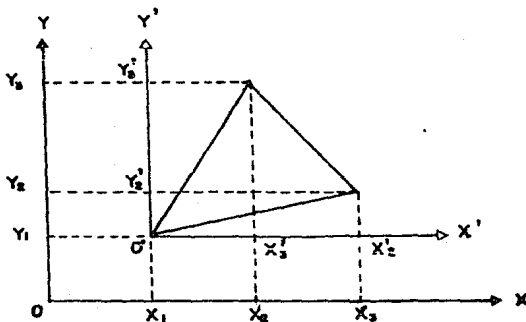


FIG. A.II.1. POSICIONES DE LOS CUERPOS RESPECTO AL SISTEMA O Y AL SISTEMA O' EN LA POSICION DEL CUERPO 1.

Después de un intervalo de tiempo  $\delta t$  los cuerpos tendrán posiciones finales que delimitarán el área

$$A_0 = A_1 + B \delta t + C (\delta t)^2 \quad , \quad (1)$$

donde

$$B = (x_2'v_1 + y_2'u_1 - x_1'v_2 - y_1'u_2)/2 \quad , \quad (2)$$

$$C = (u_1'v_2 - u_2'v_1)/2 \quad . \quad (3)$$

Sustituyendo  $A_0$  y  $A_1$  en la expresión para la divergencia (EC. 2.17), se obtiene:

$$D = -\frac{B}{A_0} - \frac{C}{A_0} \delta t \quad . \quad (4)$$

El área final  $A_1'$  determinada por las posiciones finales después de la transformación 2.18 es

$$A_1' = A_0 + B'\delta t + C(\delta t)^2 \quad ,$$

donde

$$B' = (x_2'u_1 - y_1'v_2 - x_1'u_2 + y_2'v_1)/2 \quad (5)$$

y  $C$  está dado por 3. Sustituyendo en la expresión 2.19 se obtiene la vorticidad,

$$\zeta = -\frac{B'}{A_0} - \frac{C}{A_0} \delta t \quad . \quad (6)$$

El área  $A_1''$  obtenida al realizar la transformación 2.20.a es

$$A_1'' = A_0 + B''\delta t - C(\delta t)^2 \quad ,$$

donde

$$B'' = (x_2'u_1 + y_1'v_2 - x_1'u_2 - y_2'v_1)/2 \quad (7)$$

y  $C$  está dado por 3. Sustituyendo en la expresión 2.21 se obtiene la tasa de deformación tangencial,

$$S = -\frac{B''}{A_0} + \frac{C}{A_0} \delta t \quad . \quad (8)$$

El área que resulta al realizar la transformación 2.20.b es

$$A_1''' = A_0 + B'''\delta t - C(\delta t)^2 \quad ,$$

donde

$$B''' = (-x_2'v_1 + y_1'u_2 + x_1'v_2 - y_2'u_1)/2 \quad (9)$$

y  $C$  está dada por 3. Sustituyendo en la ecuación 2.22 se obtiene la tasa de deformación normal,

$$N = -\frac{B'''}{A_0} + \frac{C}{A_0} \delta t \quad . \quad (10)$$

## II. 2. METODO DE MINIMIZACION DE ENERGIA CINETICA TRUBULENTA

Al considerar triadas de cuerpos de deriva para aplicar el método MECT, las matrices de las velocidades trubulentas  $\underline{E}$  y  $\underline{F}$  son idénticamente igual a cero, y las matrices con las propiedades de la corriente resultantes son:

$$\underline{A} = \begin{bmatrix} \underline{U} \\ \frac{\partial U}{\partial X} \\ \frac{\partial U}{\partial Y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 u_i^j \\ \frac{\sum_{i=1}^3 y_i^j \sum_{i=1}^3 x_i^j u_i^j - \sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j u_i^j}{\sum_{i=1}^3 x_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j - (\sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j)^2} \\ \frac{\sum_{i=1}^3 x_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j u_i^j - \sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j \sum_{i=1}^3 x_i^j u_i^j}{\sum_{i=1}^3 x_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j - (\sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j)^2} \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$\underline{B} = \begin{bmatrix} \underline{V} \\ \frac{\partial V}{\partial X} \\ \frac{\partial V}{\partial Y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 v_i^j \\ \frac{\sum_{i=1}^3 y_i^j \sum_{i=1}^3 x_i^j v_i^j - \sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j v_i^j}{\sum_{i=1}^3 x_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j - (\sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j)^2} \\ \frac{\sum_{i=1}^3 x_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j v_i^j - \sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j \sum_{i=1}^3 x_i^j v_i^j}{\sum_{i=1}^3 x_i^j \sum_{i=1}^3 y_i^j - (\sum_{i=1}^3 x_i^j y_i^j)^2} \end{bmatrix} \quad (12)$$

### ANEXO III

#### ECUACIONES DE CONSERVACION DE LAS PCD

Las ecuaciones que gobiernan el comportamiento de las PCD son obtenidas de las ecuaciones de movimiento. Para un flujo horizontal, barotrópico y no viscoso, en un océano de profundidad variable  $H$ , las ecuaciones de movimiento son:

$$\frac{dU}{dt} - fV = F_1 \quad \text{y} \quad \frac{dV}{dt} + fU = F_2 \quad , \quad (1)$$

donde  $U$  y  $V$  son las componentes horizontales de la velocidad ( $U$  en la dirección este-oeste y  $V$  en la dirección norte-sur),  $f$  es el parámetro de Coriolis\*,  $F_1$  y  $F_2$  son las componentes horizontales de las fuerzas (por unidad de masa) del gradiente de presión y las de fricción (Kirwan, 1975).

Considerando las derivadas parciales de las ecuaciones de movimiento respecto a  $X$  y  $Y$ , se obtiene:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \left( \frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \frac{\partial V}{\partial X} \frac{\partial U}{\partial Y} - f \frac{\partial V}{\partial X} - V \frac{\partial f}{\partial X} = \frac{\partial F_1}{\partial X} \quad , \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial V}{\partial Y} \right) + \frac{\partial U}{\partial Y} \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} \frac{\partial U}{\partial Y} - f \frac{\partial V}{\partial Y} - V \frac{\partial f}{\partial Y} = \frac{\partial F_2}{\partial Y} \quad , \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial U}{\partial Y} \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial X} \frac{\partial V}{\partial Y} + f \frac{\partial U}{\partial X} + U \frac{\partial f}{\partial X} = \frac{\partial F_2}{\partial X} \quad , \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial U}{\partial Y} \right) + \left( \frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 + \frac{\partial U}{\partial Y} \frac{\partial V}{\partial X} + f \frac{\partial U}{\partial Y} + U \frac{\partial f}{\partial Y} = \frac{\partial F_1}{\partial Y} \quad . \quad (5)$$

Con estas ecuaciones se obtienen y discuten por separado las ecuaciones de conservación de las PCD.

#### III.1. ECUACION DE CONSERVACION DE LA DIVERGENCIA HORIZONTAL

Sumando las ecuaciones 2 y 5 se obtiene la ecuación de conservación de la divergencia horizontal,

$$\frac{dD}{dt} = -\frac{1}{2}(D^2 + S^2 + N^2 - \zeta^2) + (f\zeta - V^2\eta) - \beta U + \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T_x}{\partial X} + \frac{\partial T_y}{\partial Y} \right) \quad (6)$$

donde  $\beta$  es el parámetro de Rossby\* ( $\beta = \partial f / \partial Y$ ),  $\eta$  es la altura de la superficie respecto al nivel medio del mar,  $T_x$  y  $T_y$  son las componentes horizontales del esfuerzo del viento sobre la su-

perficie del océano,  $g$  es la aceleración de la gravedad y  $D, S, H$  y  $z$  las PCD.

Las fuerzas consideradas en  $F_1$  y  $F_2$  son los gradientes horizontales de presión relacionados con la altura de la superficie respecto al nivel medio del mar  $\eta$  (FIG. A.III.1):

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = g \frac{\partial (h-Z)}{\partial x} = g \frac{\partial (h)}{\partial x} = g \frac{\partial (H_0 + h_0 + h)}{\partial x} = g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad ,$$

y análogamente

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g \frac{\partial \eta}{\partial z}$$

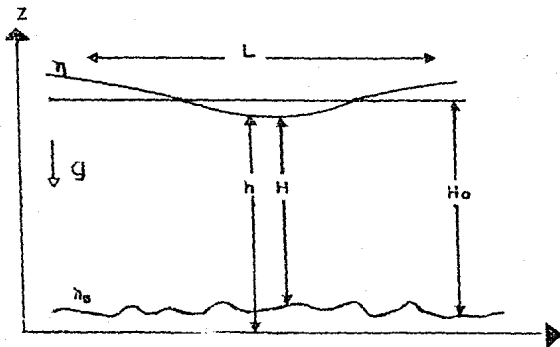


FIG. A.III.1. REGION DEL OCEANO CON PROFUNDIDAD VARIABLE  $H$ ,  $\eta$  ES LA DESVIACION DE LA SUPERFICIE RESPECTO AL NIVEL MEDIO DEL MAR.

La segunda fuerza considerada es el esfuerzo del viento sobre la superficie del océano  $\bar{T}$ , relacionado con el transporte vertical de momento horizontal:

$$\bar{T} = -A_v \frac{\partial \Pi}{\partial z} \quad , \quad (7)$$

donde  $A_v$  es el coeficiente de viscosidad turbulenta vertical

(análogo al coeficiente de viscosidad a nivel molecular, pero a otra escala) (Pedlosky, 1979). El esfuerzo del viento es la única fuerza de fricción considerada en el análisis.

De acuerdo a la ecuación 6, la divergencia horizontal cambiará en el tiempo debido a los siguientes mecanismos:

1.- La contribución de los términos no-lineales en las ecuaciones de movimiento,

$$(D^2 + S^2 + N^2 - \zeta^2)/2$$

que es una compensación en la tasa de esfuerzos entre la distorsión (D, S, N) y la vorticidad ( $\zeta$ ).

2.- El balance geostrofico\* entre la vorticidad ( $f\zeta$ ) y el campo de presión, relacionado con  $\eta$  ( $g\nabla^2\eta$ ).

3.- El término que incluye el parámetro de Rossby,

$$\beta U$$

relacionado con la esfericidad de la Tierra, cuya interpretación física no es clara. Su orden de magnitud es pequeño comparado con otros términos de la ecuación (Kirwan, 1975).

4.- La divergencia del esfuerzo del viento sobre la superficie del océano,

$$\frac{1}{H} \left( \frac{\partial T_x}{\partial X} + \frac{\partial T_y}{\partial Y} \right)$$

Para explicar este término, supóngase que el rectángulo de la figura A.III.2 es el área de la sección de una columna de agua.  $T_x$  es la componente del esfuerzo en X en el lado a,  $T_y$  en el lado b. Entonces el término

$$\frac{\partial T_x}{\partial X}$$

representa la tasa de cambio de volumen por diferencias en el esfuerzo del viento en la dirección X. Análogamente, el término

$$\frac{\partial T_y}{\partial Y}$$

representa la tasa de cambio de volumen por diferencias en el esfuerzo del viento en la dirección Y. La suma de los términos

$$\frac{\partial T_x}{\partial X} + \frac{\partial T_y}{\partial Y}$$

representa el efecto neto de la tasa de cambio de volumen debido a la divergencia del esfuerzo del viento.

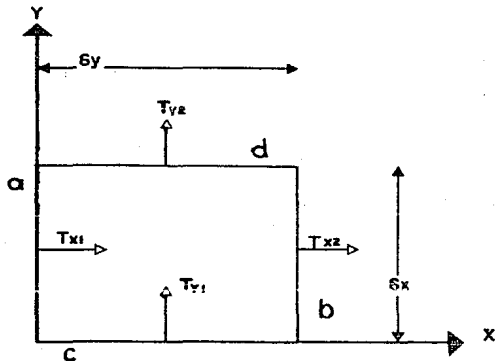


FIG. A.III.2. COMPONENTES DEL ESFUERZO DEL VIENTO SOBRE LA SUPERFICIE DEL OCEANO PERPENDICULARES A LA FRONTERA DE UNA COLUMNA DE SECCION RECTANGULAR.

### III.2. ECUACION DE CONSERVACION DE LA VORTICIDAD

Restando las ecuaciones 3 y 4 se obtiene la ecuación de conservación de la vorticidad absoluta<sup>‡</sup>

$$\frac{d(f+\zeta)}{dt} + (f+\zeta)D = \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T_x}{\partial x} - \frac{\partial T_y}{\partial y} \right) \quad (8)$$

Para la interpretación de los términos de esta ecuación considérese una columna de fluido incompresible que conserva su volumen ( $V=HA=\text{cte.}$ , FIG. A.III.3). Entonces:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{d(HA)}{dt} = A \frac{dH}{dt} + H \frac{dA}{dt} = 0 \quad ,$$

de donde:

$$-\frac{1}{H} \frac{dH}{dt} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = D \quad (9)$$

(la última igualdad de acuerdo a la ecuación 2.16). La ecuación previa indica que la divergencia horizontal (tasa de cam-



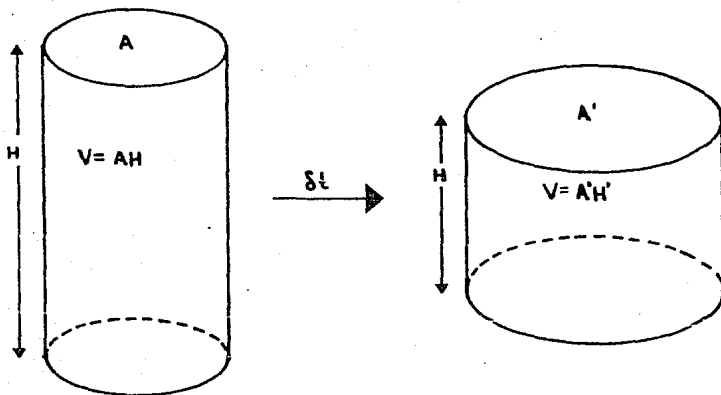


FIG. A.III.3. COLUMNA DE FLUIDO QUE CONSERVA SU VOLUMEN ( $V = \text{cte.}$ )

bio de área por unidad de tiempo) es igual a la tasa de variación horizontal por unidad de tiempo. Por lo tanto, la divergencia horizontal viene a ser una medida indirecta de los movimientos verticales de la columna.

Utilizando el resultado de la ecuación 9 en la ecuación de conservación de vorticidad absoluta, se obtiene

$$\frac{d((f+\zeta)/H)}{dt} = \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T}{\partial X} - \frac{\partial \zeta}{\partial Y} \right) \quad (10)$$

La cantidad  $(f+\zeta)/H$  es conocida como la vorticidad potencial\* (no tiene dimensiones de vorticidad, su nombre se conserva por cuestión histórica). Nótese que si el esfuerzo del viento sobre la columna de agua es nulo, esta se moverá de tal manera que  $(f+\zeta)/H$  se conserva. El cambio en la vorticidad absoluta

\* glosario

( $f+\zeta$ ) de la columna de agua se compensa con variaciones en la altura (H) (variación de la divergencia horizontal), en ausencia de los esfuerzos del viento. El rotacional del esfuerzo del viento,

$$v \times T$$

es el mecanismo externo que modificará a la vorticidad potencial.

### III.3. ECUACIONES DE CONSERVACION DE LAS TASAS DE DEFORMACION TANGENCIAL Y NORMAL

Sumando las ecuaciones 3 y 4 se obtiene la ecuación de conservación de la tasa de deformación tangencial:

$$\frac{dS}{dt} + SD = \beta V - fN + \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T}{\partial Y} + \frac{\partial T}{\partial X} \right) - 2g \frac{\partial^2 \eta}{\partial X \partial Y} \quad (11)$$

Y restando las ecuaciones 2 y 5 se obtiene la ecuación de conservación de la tasa de deformación normal:

$$\frac{dN}{dt} + ND = -\beta U + fS + \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T}{\partial X} - \frac{\partial T}{\partial Y} \right) - g \left( \frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) \eta \quad (12)$$

Para considerar la interpretación de los términos de estas ecuaciones sustituyase la ecuación de continuidad (EC. 9) en las ecuaciones 11 y 12:

$$\frac{d(S/H)}{dt} = \frac{\beta V}{H} - \frac{fN}{H} + \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T}{\partial Y} + \frac{\partial T}{\partial X} \right) - 2g \frac{\partial^2 \eta}{\partial X \partial Y} \quad (13)$$

$$\frac{d(N/H)}{dt} = \frac{-\beta U}{H} + \frac{fS}{H} + \frac{1}{H} \left( \frac{\partial T}{\partial X} - \frac{\partial T}{\partial Y} \right) - g \left( \frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) \eta \quad (14)$$

En forma análoga a la ecuación de conservación de vorticidad potencial, en la que se definió operacionalmente a la vorticidad potencial, se puede referir a los términos (S/H) como la tasa de deformación tangencial "potencial", y a (N/H) como la tasa de deformación normal "potencial". Sin embargo, a diferencia de la vorticidad potencial, las tasas de deformación tangencial potencial y normal potencial aparecen en ecuaciones acopladas. Los términos de acoplamiento son  $fN$  en la ecuación 13 y  $fS$  en la ecuación 14.

Los mecanismos que modificarán las tasas de deformación son:

1.- Los términos donde aparece el parámetro de Rossby,  $\beta U$  y  $\beta V$ , relacionados con la esfericidad de la Tierra, cuya interpretación física no es clara. Su orden de magnitud es despreciable comparado con otros términos de las ecuaciones.

2.- Los términos de acoplamiento  $fN$  y  $fS$ .

Para su interpretación, si se desprecia a los términos de Rossby y se considera que no hay gradientes de presión ni fuerzas de fricción, las ecuaciones 13 y 14 se reducen a

$$\frac{d(S/H)}{dt} = -fN \quad ,$$

$$\frac{d(N/H)}{dt} = fS \quad ,$$

indicando que hay intercambio entre las tasas de deformación, sin que estén presentes agentes externos. En otros términos lo que las expresiones anteriores indican es que la deformación normal y la deformación tangencial no son procesos independientes, e.d., no es posible que ocurra deformación normal (a volumen constante) sin que simultáneamente ocurran deformaciones tangenciales.

3.- El esfuerzo del viento sobre la superficie del océano. Suponga que el rectángulo de la figura A.III.4 es el área de la sección de una columna de agua.  $T_{x1}$  es la componente del esfuerzo del viento en la dirección X en el lado c,  $T_{x2}$  en el lado d. Entonces el término

$$\frac{\partial T}{\partial Y} \quad ,$$

representa el cizallamiento en la columna por diferencias en el esfuerzo del viento en la dirección X. Análogamente, el término

$$\frac{\partial T}{\partial X} \quad ,$$

representa el cizallamiento en la columna por diferencias en el esfuerzo del viento en la dirección Y. Por lo tanto, la suma de los términos,

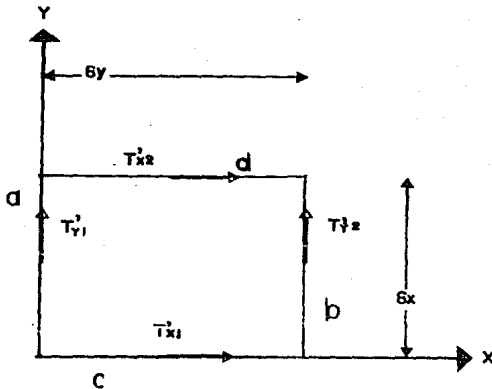


FIG. A.III.4 COMPONENTES DEL ESFUERZO DEL VIENTO SOBRE LA SUPERFICIE DEL OCEANO PARALELAS A LA FRONTERA DE UNA COLUMNA DE SECCION RECTANGULAR.

$$\frac{\partial T}{\partial Y} + \frac{\partial T}{\partial X} ,$$

representa el efecto producido por la tasa de deformación tangencial del esfuerzo del viento sobre la superficie del océano.

Los términos

$$\frac{\partial T}{\partial X} \text{ y } \frac{\partial T}{\partial Y} ,$$

como ya se discutió, representan la tasa de cambio de volumen por diferencias en el esfuerzo del viento en la dirección X y Y, respectivamente. Entonces su diferencia,

$$\frac{\partial T}{\partial X} - \frac{\partial T}{\partial Y} ,$$

es la tasa de deformación normal del esfuerzo del viento sobre la superficie del océano. Por lo tanto, gradientes apropiados del esfuerzo del viento sobre la superficie del océano generan deformaciones en la columna de agua.

4.- Los gradientes del campo de presión. El término

$$\frac{2g}{H} \left( \frac{\partial^2 \eta}{\partial X \partial Y} \right) = \frac{g}{H} \left( \frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial \eta}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial \eta}{\partial X} \right)$$

es interpretado de la siguiente manera. Considérese la sección de la columna de agua en la figura A.III.5,  $(\partial \eta / \partial X)_1$  el gradiente de la presión (a través de  $\eta$ ) en la dirección X en el lado a, y  $(\partial \eta / \partial X)_2$  en el lado b. El término

$$\frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial \eta}{\partial X}$$

representa el cizallamiento en la columna por diferencias en el gradiente de presión en la dirección X. Análogamente, el término

$$\frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial \eta}{\partial Y}$$

representa el cizallamiento en la columna por diferencias en el gradiente de presión en la dirección Y. Por lo tanto,

$$\frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial \eta}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial \eta}{\partial Y}$$

es el efecto producido por la tasa de deformación tangencial de los gradientes de presión.

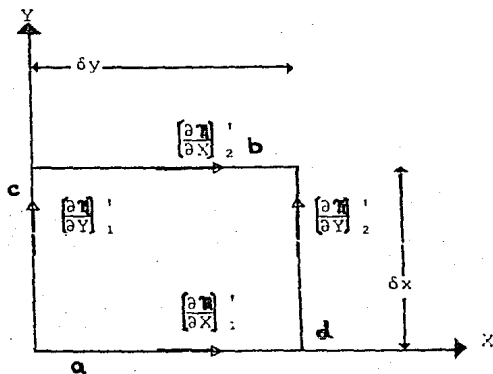


FIG. A.III.5. COMPONENTES DE LOS GRADIENTES DE PRESION PARALELOS A LA FRONTERA DE UNA COLUMNA DE SECCION RECTANGULAR.

El término

$$\frac{g}{H} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial X^2} - \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right\} = \frac{g}{H} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial \eta}{\partial X} - \frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial \eta}{\partial Y} \right\} ,$$

se interpreta considerando la sección de la columna en la figura A.III.6,  $(\partial \eta / \partial Y)_1$  es el gradiente de presión en la dirección Y en el lado a, y  $(\partial \eta / \partial Y)_2$  en el lado b. El término

$$\frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial \eta}{\partial Y} ,$$

representa el cambio de volumen por diferencias en el gradiente de presión en la dirección Y. Análogamente, el término

$$\frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial \eta}{\partial X} ,$$

representa el cambio de volumen por diferencias en el gradiente de presión en la dirección X. Por lo tanto, la diferencia

$$\frac{\partial}{\partial X} \frac{\partial \eta}{\partial X} - \frac{\partial}{\partial Y} \frac{\partial \eta}{\partial Y} ,$$

es la tasa de deformación normal de los gradientes de presión.

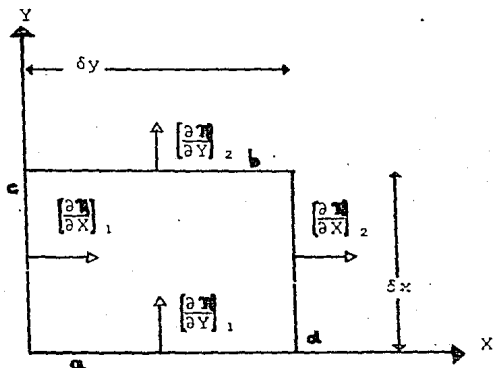


FIG. A.III.6. COMPONENTES DE LOS GRADIENTES DE PRESION PERPENDICULARES A LA FRONTERA DE UNA COLUMNA DE SECCION RECTANGULAR.

Entonces, los gradientes de los gradientes de presión inducen movimientos instantáneos para llevar a la columna de fluido a un movimiento geostrófico, e.d., son una medida del movimiento ageostrófico\* de la columna.

## BIBLIOGRAFIA

- ARGOS: The ARGOS satellite-based data collection and platform location system. ARGOS, NASA, NOAA y CNES. (Folleto del Centre National d'Etudes Spatiales, Francia).
- Atwood, D.K., J.A. Benjamin y J.W. Farrington, 1980. The mission of the September 1979 RESEARCHER/PIERCE IXTOC-I cruise and the physical situation encountered. Proceedings of a symposium on preliminary results from the September 1979 RESEARCHER/PIERCE IXTOC-I cruise, Key Biscayne, Fl.
- Batchelor, G.K., 1974. An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press. 615 págs.
- Cochrane, J.D., 1972. Separation of an anticyclone and subsequent developments in the Loop Current (1969). Contributions on the Physical Oceanography of the Gulf of Mexico. Editores: L. Capurro and J.L. Reid) Gulf Publishing Co., págs. 91-106.
- Dickson, R.R., 1979. Weather and circulation of August 1979. Mon. Weather Rev. Vol 107, págs. 1558-1564.
- Fairbridge, R.W., 1967. The Encyclopedia of Atmospheric Sciences and Astrology. Reinhold Publishing Corporation. 1200 págs.
- Frank, N.L., y G. Clark, 1980. Atlantic tropical systems of 1979. Mon. Weather Rev. Vol. 108, págs. 966-972.
- Hebert, P.J., 1980. Atlantic hurricane season of 1979. Mon. Weather Rev. Vol. 108, págs. 973-980.
- Hellerman, S., 1967. An updated estimate of the wind stress on the world ocean. Mon. Weather Rev. Vol. 95, págs. 601-626. Ver también corrección (1968) Vol. 96, págs. 63-74.
- Ichiye, T., H.H. Kuo y M.R. Carnes, 1973. Assessment of Currents and Hydrography of the Eastern Gulf of Mexico. Department of Oceanography, College of Geosciences, Texas A&M University.



- Kirwan, A.D., Jr., 1975. Oceanic velocity gradients. *J. Phys. Oceanogr.* Vol. 5, págs. 729-735.
- Kirwan, A.D., Jr., G. McNally, M.S. Chang y R. Molinari, 1975. The effect of the wind and surface currents of drifters. *J. Phys. Oceanogr.* Vol. 5, págs. 361-368.
- Kirwan, A.D., Jr., G. McNally y J. Coehlo, 1976. Gulf stream kinematics inferred from a satellite-tracked drifter. *J. Phys. Oceanogr.* Vol. 5, págs. 750-755.
- Kirwan, A.D., Jr.; W.J. Merrell, Jr., J.K. Lewis y R.L. Whitaker, 1984. Lagrangian observations of anticyclonic ring in the western Gulf of Mexico. *J. Geo. Res.* Vol. 89, págs. 3417-3424.
- Maul, G.A., 1977. The annual cycle of the Gulf Loop Current part I: observations during a one-year time series. *J. Mar. Res.* Vol. 35, págs. 29-47.
- Maul, G.A., y A. Herman, 1985. Mean dynamic topography of the Gulf of Mexico with application to satellite altimetry. *Mar. Geodesy.* Vol. 9, págs. 27-44.
- Merrell, W.J., Jr. y J.M. Morrison, 1981. On the circulation of the western Gulf of Mexico with observations from April 1978. *J. Geophys. Res.* Vol. 86, págs. 4181-4185.
- Merrell, W.J., Jr. y A.M. Vázquez, 1983. Observations changing mesoscale circulation patterns in the western Gulf of Mexico. *J. Geophys. Res.* Vol. 88, págs. 7721-7723.
- Molinari, R. y A.D. Kirwan, Jr., 1975. Calculations of differential kinematic properties from lagrangian observations in the western Caribbean Sea. *J. Phys. Oceanogr.* Vol. 5, págs. 483-491.
- Okubo, A., y C.C. Ebbesmeyer, 1976. Determination of vorticity, divergence and deformation rates from analysis of drogued observations. *Deep-Sea Res.* Vol. 23, págs. 349-352.
- Pedlosky, J., 1979. *Geophysical Fluid Dynamics.* Spring, 644 págs.
- Saucier, W.J., 1955. *Principles of Meteorological Analysis.* The University of Chicago Press. 438 págs.
- Sokolnikoff, I.S., 1951. *Tensor Analysis: Theory and Applications.* J. Wiley. 335 págs.

Sturges, W., y J.P. Blaha, 1976. A western boundary current in the Gulf of Mexico. Science. Vol. 192, págs. 367-369.

Taubensee, R.E., 1979. Weather and circulation of September 1979. Mon. Weather Rev. Vol. 107, págs. 1701-1708.

U.S. Department of Commerce, 1968. Environmental Science Services Administration Coast and Geodetic Survey. Gulf of Mexico. 20 ed.

Willebrand, T., 1978. Temporal and spatial scales of the wind field over the north Pacific and north Atlantic. J. Phys. Oceanogr. Vol. 8, págs. 1080-1094.

## GLOSARIO

BALANCE GEOSTROFICO: ver MOVIMIENTO GEOSTROFICO.

CAPA MEZCLADA: capa de agua superficial en el océano donde la acción del viento homogeniza las características del fluido.

CIRCULACION ANTICICLONICA: movimiento de rotación de un fluido en el sentido de las manecillas del reloj (en el hemisferio norte).

CIRCULACION CICLONICA: movimiento de rotación de un fluido en el sentido contrario al de las manecillas del reloj (en el hemisferio norte).

DIVERGENCIA: cambio de volumen por unidad de tiempo y por unidad de volumen de un elemento de fluido.

GIRO ANTICICLONICO: ver CIRCULACION ANTICICLONICA.

GIRO CICLONICO: ver CIRCULACION CICLONICA.

ISOBATA: superficie de igual profundidad en el mar.

ISOTERMA: superficie de igual temperatura.

LINEA MATERIAL: línea compuesta por puntos de un fluido.

MOVIMIENTO AGEOSTROFICO: movimiento no geostrofico.

MOVIMIENTO GEOSTROFICO: movimiento que resulta cuando el gradiente horizontal de presión y la fuerza de Coriolis están en equilibrio y las demás fuerzas son despreciables. Las ecuaciones de este movimiento son:

$$fv = g\frac{\partial\eta}{\partial x} \quad \text{y} \quad -fU = g\frac{\partial\eta}{\partial y}$$

A partir de estas ecuaciones se obtiene la ecuación

$$f\zeta = g\nabla^2\eta \quad ,$$

que indica el equilibrio entre la vorticidad y el campo de presión (balance geostrofico). Algunas de las características de este movimiento son: divergencia nula, movimiento paralelo a las isolíneas de  $\eta$ , las isolíneas de  $\eta$  coinciden con las isobatas.

MOVIMIENTO DE MESOESCALA: movimiento de un fluido con escala horizontal de  $O(100-500 \text{ km})$ , en un tiempo de  $O(10-10^2 \text{ días})$ .

OBSERVACIONES EULERIANAS: observación de las características de un flujo realizadas en posiciones fijas.

OBSERVACIONES LAGRANGIANAS: observación de las características de un flujo realizadas al seguir a elementos del fluido.

OSCILACION INERCIAL: movimiento que resulta cuando la única fuerza sobre la columna de agua es la fuerza de Coriolis. Este movimiento es periódico con frecuencia igual al parámetro de Coriolis.

PARAMETRO DE CORIOLIS: componente vertical local de la vorticidad planetaria. Es igual a dos veces la componente vertical de la velocidad angular de la Tierra ( $\Omega$ ),

$$f = 2\Omega \sin\theta = O(10^{-5} \text{ s}^{-1})$$

donde  $\theta$  es la latitud.

PARAMETRO DE ROSSBY: variación del parámetro de Coriolis con la latitud,

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial Y} = \frac{1}{R} \frac{\partial f}{\partial \theta} = O(10^{14} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-1})$$

y expresa el efecto de la esfericidad de la Tierra.

PLATAFORMA CONTINENTAL: porción del lecho marino que bordea a los continentes con una profundidad media de 200 m.

TALUD: declive que existe entre la plataforma continental y el fondo abisal (lecho marino con una profundidad media de 3 km).

TASA DE DEFORMACION NORMAL: distorsión sin cambio de volumen de un elemento de fluido, producido por los movimientos perpendiculares a la frontera del elemento.

TASA DE DEFORMACION TANGENCIAL: distorsión sin cambio de volumen de un elemento de fluido, producido por los movimientos paralelos a la frontera del elemento.

TORMENTA: tempestad atmosférica. Las tormentas ciclónicas son clasificadas de acuerdo a su intensidad (depresión tropical, tormenta tropical, ciclón, huracán, etc.).