

CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE  
EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA

VARIACION ESTACIONAL DEL BALANCE GEOS-  
TROFICO EN LA REGION ECUATORIAL

T E S I S  
MAESTRIA EN CIENCIAS

J. Manuel Figueroa Rodriguez

RESUMEN de la tesis de Jesús Manuel Figueroa Rodríguez, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en OCEANOLOGIA con opción en OCEANOGRAFIA FISICA.

Ensenada, Baja California, México. Septiembre de 1985.

VARIACION ESTACIONAL DEL BALANCE GEOSTROFICO EN LA REGION ECUATORIAL

Resumen aprobado por:



Dr. Pedro Ripa  
Director de Tesis

La interacción océano-atmósfera juega un papel importante en la determinación del clima, tanto en sus condiciones medias como en sus fluctuaciones espacio-temporales. Esta interacción es particularmente eficiente en las regiones tropicales, en las que se ha ubicado el origen de perturbaciones climáticas importantes; de aquí que resulte imperativo obtener un mejor conocimiento de la dinámica oceánica de dicha región.

El sistema de corrientes ecuatoriales es esencialmente en dirección este-oeste, y su caracterización ha sido lograda principalmente haciendo uso del método dinámico, basado en la medida de la pendiente norte-sur de las isopiecnas. Este método se vuelve dudoso cerca del ecuador, donde la existencia del balance geostrofico no ha sido plenamente comprobada, por lo

que se ha debido recurrir a mediciones directas de velocidad. No obstante, se han obtenido algunas evidencias de que la Subcorriente Ecuatorial se encuentra en balance geostrófico.

En este trabajo se utilizan datos hidrográficos colectados durante un año y medio en la región central del Pacífico Ecuatorial para analizar el campo de densidad y estimar el de velocidad geostrófica, incluyendo al ecuador y su vecindad. El análisis se realiza usando como coordenada vertical a la densidad potencial y como variable dependiente al desplazamiento vertical. La energía potencial por intervalo de densidad y área horizontal está dada exactamente por el cuadrado de estos desplazamientos, sin importar su amplitud.

Utilizando a la energía potencial a modo de métrica, se hace una descomposición en funciones empíricas ortogonales del campo de desplazamiento vertical, la cual muestra que la mayor parte de esta energía (92.4%) está contenida en los tres primeros modos. La estructura del primer modo corresponde al promedio temporal, mientras que el segundo y tercero resaltan claramente la existencia de una señal anual, que contiene el 48% de la energía potencial de la parte variable.

Se calcula el campo de velocidad geostrófica, usando para ello el campo de desplazamiento vertical reconstruido con sólo los tres primeros modos. La dificultad que resulta de que el

parámetro de Coriolis se anule en el ecuador es salvada usando la derivada meridional de las ecuaciones de geostrofia en ese punto. La posición, intensidad y dirección de las corrientes obtenidas, así como la variación estacional de éstas, concuerdan muy bien con resultados de otros autores.

Finalmente, se comparan las velocidades geostroficas entre  $1^{\circ}\text{N}$  y  $1^{\circ}\text{S}$  con las de mediciones directas. Esta comparación apoya la validez del balance geostrofico zonal en el ecuador, aunque la densidad espacial con que se realizaron las mediciones hidrográficas en esta región no es adecuada para dar una respuesta concluyente, debido a la existencia de fuertes gradientes meridionales de velocidad.

CENTRO DE INVESTIGACION CIENTIFICA Y DE  
EDUCACION SUPERIOR DE ENSENADA

DIVISION DE OCEANOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE OCEANOGRAFIA FISICA

VARIACION ESTACIONAL DEL BALANCE GEOSTROFICO  
EN LA REGION ECUATORIAL

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para  
obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS presenta

J. MANUEL FIGUEROA RODRIGUEZ

Ensenada, B. C., Septiembre de 1985

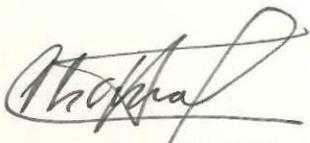
TESIS APROBADA PARA SU DEFENSA POR:



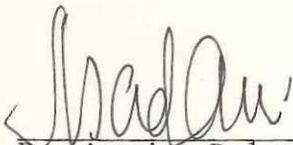
Dr. Pedro Ripa, Director del Comité



M.C. Silvio Guido Lorenzo Marinone Moschetto, Miembro del Comité



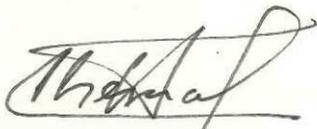
M.C. José María Robles Pacheco, Miembro del Comité



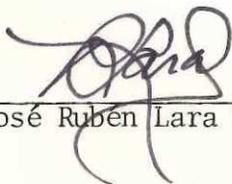
Dr. Antoine Badan Dangon, Miembro del Comité



Dr. Mario Martínez García, Miembro del Comité



M.C. José María Robles Pacheco, Jefe del Departamento de Oceanografía Física



Dr. José Rubén Lara Lara, Director Interino de la División de Oceanología



M.C. Cuauhtémoc Nava Button, Director Académico Interino

Tesis presentada en Septiembre 27, 1985

## DEDICATORIA

A los Campesinos de México, eternos marginados, eternos explotados.

A la memoria de dos campesinos excepcionales: Emiliano Zapata y Francisco Villa. Quienes volverán para ser millones.

A mis Padres y Hermanos, campesinos también.

A la memoria de la abuela Inés, quien nunca tuvo la oportunidad de asistir a una Escuela.

Con amor para Astrid y nuestra(o) hija(o) por venir.

## AGRADECIMIENTOS

A Pedro Ripa, cuya influencia en mi formación profesional ha sido decisiva, y a quien además de la dirección de este trabajo deseo agradecerle el haber escogido a nuestro País como su casa.

A Guido Marinone, que con su crítica aguda y sus comentarios certeros contribuyó a enmendar no pocos errores, lo cual agradezco sinceramente.

Al M. en C. José María Robles P., a quien agradezco la revisión de este trabajo y el apoyo económico brindado para la realización del mismo.

A los Dres. Antonio Badan D. y Mario Martínez G., por las sugerencias brindadas para el mejoramiento de este trabajo.

A mis compañeros de estudio: Armando, Adán, Andrés e Isabel, por su amistad y estímulos.

A Doña Teles y a Hilda, por su amistad y el apoyo desinteresado que me han brindado en todas ocasiones.

A las Profras. Juana Unzón, Lucía Beltrán y Soledad Martínez por las facilidades otorgadas en múltiples ocasiones.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca otorgada durante la realización de mis estudios y el apoyo brindado a través del proyecto "Estudios de los efectos del fenómeno del Niño en el Golfo de California" (PCECBNA-021265).

## INDICE

	Pag.
1 .- INTRODUCCION	1
1.1 .- Antecedentes	1
1.2 .- Objetivos	8
2 .- DATOS	11
3 .- ECUACIONES DE MOVIMIENTO	16
4 .- CAMPOS DE DENSIDAD	24
4.1 .- Estado de referencia	24
4.2 .- Funciones empíricas ortogonales	31
5 .- CAMPO DE VELOCIDAD	41
5.1 .- Velocidad geostrófica	41
5.2 .- Comparación entre velocidades absolutas y relativas	55
6 .- CONCLUSIONES	73
LITERATURA CITADA	75
APENDICE	82
A.- Funciones Empíricas Ortogonales	82

## LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Relación esquemática entre la topografía de la termoclina, los vientos alisios y el sistema de corrientes ecuatoriales (tomada de Wyrski (1979b)).	4
2	Ruta sobre la cual se realizaron los cruceros hidrográficos (línea continua) y los vuelos (línea de trazos). Los círculos indican la posición de los correntímetros. (Tomada de Cutchin, 1982)	13
3	Evolución espacio-temporal de los cruceros. (Tomada de Cutchin, 1982)	14
4	Perfil vertical de $\rho_0(z)$ y su desviación estandar (línea de trazos).	28
5	Similar a 4; pero sólo los primeros 200 metros.	29
6	Perfiles verticales de densidad promedio para cada uno de los cruceros y $\rho_0(z)$ (línea gruesa). Se muestran sólo los primeros 200 metros.	30
7	Distribución de la energía potencial. Línea gruesa: distribución de la energía potencial total. Línea de puntos: distribución de la parte variable de la energía. Línea de trazos: distribución acumulativa de la energía potencial total.	35
8	Estructura del primer eigenvector $S_{\alpha}(s,y)$ . Las líneas de contorno en trazo discontinuo indican valores negativos y el intervalo entre éstos es de 20 metros.	38
9	(a) Estructura del segundo eigenvector y (b) del tercero. El intervalo entre contornos es de 10 metros.	39
10	Funciones temporales asociadas con: (a) el primero, (b) el segundo y (c) el tercer eigenvector.	40

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
11	Campo promedio de velocidad geostrofica calculada del primer eigenvector. Las líneas de contorno discontinuas indican flujos hacia el oeste y el intervalo es de 5 cm/s.	43
12	Campo de velocidad geostrofica calculado de los 3 primeros eigenvectores. (a) marzo de 1979, (b) abril de 1979. Separación entre contornos es de 5 cm/s.	44
13	Como la figura 12; pero para: (a) mayo-junio de 1979, (b) junio-julio de 1979.	45
14	Como la figura 12; pero para: (a) julio-agosto de 1979, (b) agosto-septiembre de 1979.	46
15	Como la figura 12; pero para: (a) septiembre-octubre de 1979, (b) noviembre de 1979.	50
16	Como la figura 12; pero para: (a) diciembre de 1979, (b) enero de 1980.	51
17	Como la figura 12; pero para: (a) febrero-marzo de 1980, (b) marzo-abril de 1980.	52
18	Como la figura 12; pero para: (a) abril-mayo de 1980, (b) mayo-junio de 1980.	53
19	Perfil de densidad promedio a 40'N y su variación anual (línea de puntos).	59
20	Perfil de densidad promedio en el ecuador y su variación anual (línea de puntos).	60
21	Perfil de densidad promedio a 40'S y su variación anual (línea de puntos).	61
22	Contribución del coeficiente $\bar{\chi}_0$ a la velocidad geostrofica (línea continua) a 40'N. Los asteriscos indican el valor del coeficiente correspondiente a la velocidad absoluta. La línea discontinua indica el corrimiento del origen en la velocidad geostrofica.	64

## LISTA DE TABLAS

Figura

Página

- I      Distribución de la energía potencial. En la columna 1 se muestra el porcentaje correspondiente a cada modo, en la columna 2 el porcentaje acumulado y en la columna 3 el porcentaje de la parte variable. 34
- II     Coeficientes del ajuste por cuadrados mínimos realizado a los datos de mediciones directas de la velocidad. En la primer columna se indica la profundidad del correntímetro, en la segunda el promedio, en la tercera y en la cuarta se muestran los coeficientes para la parte real y la imaginaria, respectivamente. En la quinta aparece el porcentaje de energía cinética explicado por el ajuste. El origen en el tiempo es el 24 de abril de 1979. 58
- III    Corrimiento del origen en m/s para los perfiles de velocidad geostrofica en cada uno de los coeficientes del ajuste. 62

# VARIACION ESTACIONAL DEL BALANCE GEOSTROFICO EN LA REGION ECUATORIAL

## 1 .- INTRODUCCION

### 1.1 .- Antecedentes

El descubrimiento de la Subcorriente Ecuatorial por Cromwell en 1952 (Cromwell et al., 1954) puede ser considerado como el punto de partida para el estudio sistemático de la dinámica ecuatorial. Desde entonces se han llevado a cabo varias campañas de medición en el Océano Pacífico Ecuatorial y se ha realizado un intenso trabajo teórico y de modelado numérico. Tales actividades han ampliado el conocimiento del campo físico medio de la región, así como de sus fluctuaciones espacio-temporales. Otros resultados adicionales sugieren que el origen de eventos climáticos que ocurren en latitudes medias y altas, y aún el de fenómenos de escala global, puede ser ubicado en perturbaciones del campo dinámico medio en la región ecuatorial (Bjerknes, 1966; Wyrтки, 1973), lo cual ha provocado un interés creciente en la región. Un ejemplo lo constituye el fenómeno de El Niño, asociado a fuertes cambios en la estructura térmica del Océano Pacífico Ecuatorial.

La circulación en el Océano Pacífico Ecuatorial es esencialmente zonal, las corrientes se presentan en un sistema de bandas paralelas al ecuador, en las cuales el sentido del flujo alterna entre el este y el oeste (Knauss, 1963). Los flujos superficiales hacia el este son llamados contracorrientes debido a que fluyen en sentido contrario al de los vientos dominantes, mientras que aquellos que tienen sentido oeste reciben el nombre de corrientes (Leetmaa et al., 1980); esta misma nomenclatura se conserva para los flujos subsuperficiales, excepto para la Subcorriente Ecuatorial que fluye hacia el este.

La topografía de la termoclina que es, en signo, la imagen especular de la topografía de la superficie, se encuentra asociada mediante geostrofia al sistema de corrientes ecuatoriales. De aquí que la la dirección en la que se inclina la termoclina es un buen indicador de la dirección del flujo (en cada hemisferio), mientras que la magnitud de dicha inclinación en combinación con la latitud lo es de su intensidad. Esta relación, inicialmente descrita por Sverdrup (1932) y posteriormente confirmada por otros autores (ver, por ejemplo, Wyrski (1974) y Hayes (1983)), es la base fundamental de este trabajo. A continuación se describe la estructura de la termoclina y las corrientes medias asociadas (ver figura 1).

De la estructura de la termoclina, considerada entre las

isotermas de  $25^{\circ}\text{C}$  y  $14^{\circ}\text{C}$  por Halpern (1980), destaca primeramente la presencia de una cresta ubicada a  $10^{\circ}\text{N}$ , en la cual la parte superior de la termoclina se encuentra a 50 m de la superficie, esta cresta marca el límite entre la región de máximo gradiente vertical de temperatura (considerado, a excepción del ecuador, entre  $5^{\circ}\text{S}$  y  $10^{\circ}\text{N}$  por Wyrski et al. (1981)) y una zona de hundimiento y ensanchamiento de la termoclina asociada a la presencia de la Corriente Norecuatorial, que fluye hacia el oeste y se extiende hasta cerca de los  $20^{\circ}\text{N}$ . Hacia el sur, entre  $10^{\circ}\text{N}$  y  $5^{\circ}\text{N}$  la termoclina se hunde gradualmente hasta alcanzar un máximo de profundidad cercano a los 200 m; entre estas latitudes se ubica un flujo hacia el este conocido como la Contracorriente Norecuatorial. Siguiendo hacia el sur, la termoclina se eleva suavemente pero cerca de  $2^{\circ}\text{N}$  la parte inferior se hunde de nuevo, mientras que la parte superior continúa ascendiendo, de tal manera que en el ecuador la termoclina se ensancha notoriamente. Este ensanchamiento, que se extiende hasta cerca de  $2^{\circ}\text{S}$ , denota la presencia de la Subcorriente Ecuatorial entre 100 y 250 m de profundidad, mientras que en la superficie, desde  $5^{\circ}\text{N}$  hasta  $17^{\circ}\text{S}$  se manifiesta la presencia de la Corriente Surecuatorial, que fluye hacia el oeste y se asocia a un hundimiento y debilitamiento de la termoclina. Entre  $9^{\circ}\text{S}$  y  $13^{\circ}\text{S}$  se localiza la Contracorriente Surecuatorial, cuya presencia no se manifiesta en toda la termoclina, sino solamente en las isotermas más someras de ésta.

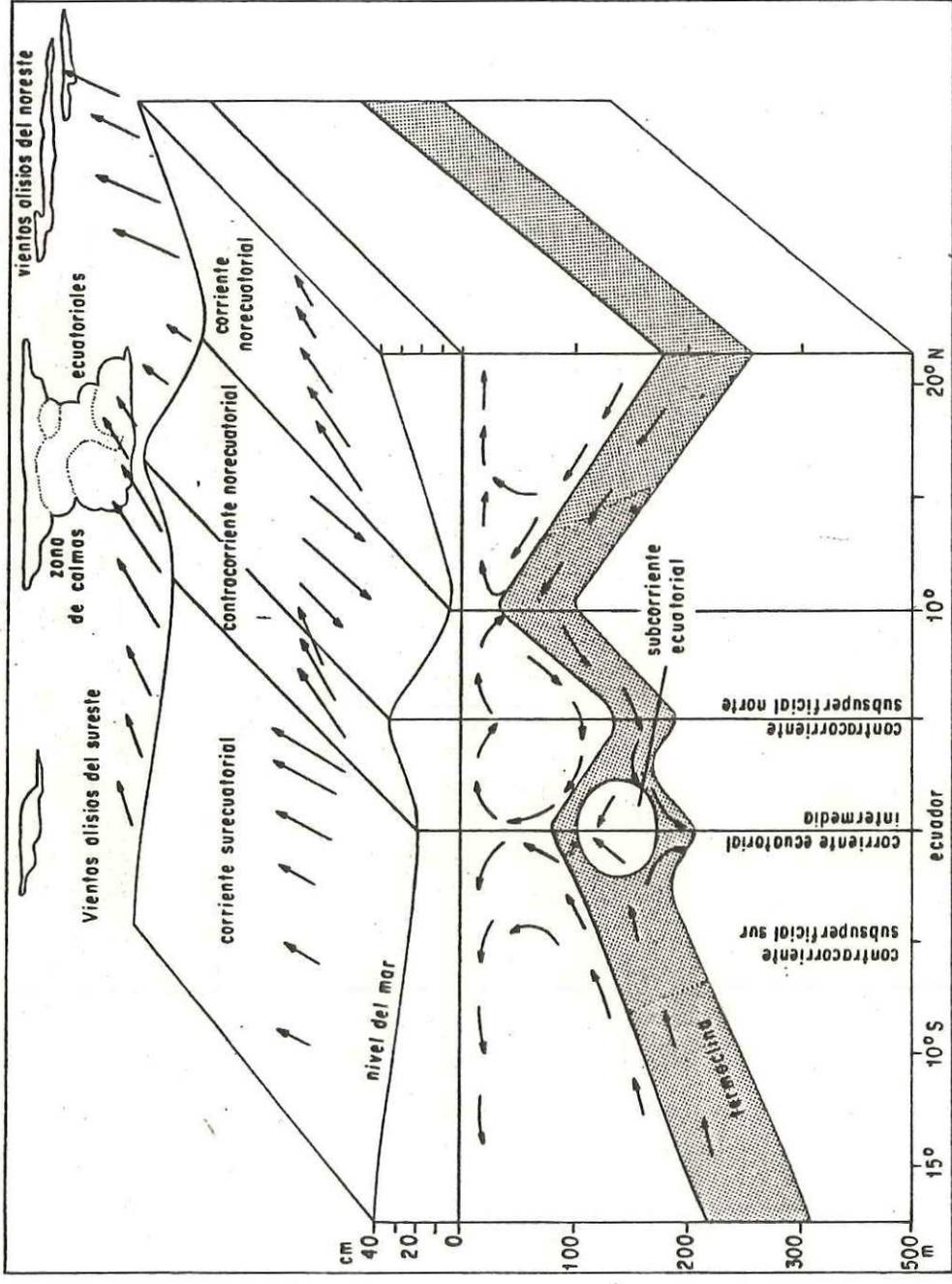


Fig. 1.- Relación esquemática entre la topografía de la termoclina, los vientos alisios y el sistema de corrientes ecuatoriales (tomada de Wyrtki (1979b)).

En cuanto a las corrientes subsuperficiales, además de la ya mencionada Subcorriente Ecuatorial, existen otros flujos también asociados a la estructura térmica del Océano Pacífico Ecuatorial. Por debajo de la Subcorriente Ecuatorial, fluye hacia el oeste la Corriente Ecuatorial Intermedia, descrita inicialmente por Hisard y Rual (1970), y a los costados de ésta, centrados a  $4^{\circ}\text{N}$  y  $4^{\circ}\text{S}$  respectivamente, se localizan la Contracorriente Subsuperficial Norte y la Contracorriente Subsuperficial Sur (Tsuchiya, 1975).

Si bien, la circulación zonal es dominante, en el Océano Pacífico Ecuatorial existen también flujos normales al ecuador, los cuales, en los primeros 50 m son en dirección hacia los polos y se atribuyen principalmente al transporte de Ekman; mientras que por debajo de los 50 m el flujo es hacia el ecuador, y es considerado como una consecuencia de la inclinación casi permanente de la termoclina hacia el oeste. Adicionalmente, se conoce de la existencia de surgencias a lo largo del ecuador y de  $10^{\circ}\text{N}$  (Cromwell, 1953; Knauss, 1963; Wyrтки, 1981).

El conocimiento cada vez más claro de que la interacción entre el océano y la atmósfera juega un papel determinante en los cambios y fluctuaciones del clima, enfatiza la necesidad de conocer más adecuadamente el ambiente oceánico, en particular, la capacidad de éste para almacenar y transportar calor. El

contenido de calor puede ser medido en forma relativamente sencilla y barata; pero medir la advección es un problema mucho más grande, pues realizar observaciones directas del campo de flujo en forma continua resulta sumamente costoso; de aquí que sea necesario recurrir a métodos indirectos, tales como cálculos geostróficos o mediciones del nivel del mar (Wyrcki, 1979a).

Fuera de la banda comprendida entre  $2^{\circ}\text{N}$  y  $2^{\circ}\text{S}$ , el método geostrófico ha sido ampliamente utilizado para estudiar el sistema de corrientes ecuatoriales y, en general, los resultados concuerdan (excepto muy cerca de la superficie) con aquellos obtenidos de mediciones directas (Leetmaa y Molinari, 1984; Wyrcki y Kilonsky, 1984). Dentro de los  $2^{\circ}\text{N}$  y  $2^{\circ}\text{S}$ , se ha recurrido más a mediciones directas que a cálculos geostróficos. Esto se debe a que el parámetro de Coriolis toma valores muy bajos a esas latitudes y se anula en el ecuador; en consecuencia, para calcular corrientes geostróficas es necesario medir gradientes meridionales de presión muy pequeños y los términos ageostróficos pueden llegar a ser relativamente importantes. Diferencias de geopotencial del orden de  $2.2 \text{ m}^2/\text{s}^2$  entre  $0$  y  $1^{\circ}\text{N}$  o  $1^{\circ}\text{S}$ , son suficientes para generar una corriente del orden de  $1$  a  $1.5 \text{ m/s}$ ; Knauss (1960) y Hayes (1982) señalan que medir gradientes de tal magnitud se dificulta grandemente por la presencia de perturbaciones ageostróficas en el campo de densidad. Más importante aún, la

expresión usual para el cálculo de corrientes geostroficas se indetermina en el ecuador y se hace necesario recurrir a expresiones alternas que permitan salvar esta dificultad.

Dado que las corrientes oceánicas pueden ser más fácilmente estudiadas haciendo uso del método geostrofico, se han realizado estudios encaminados a probar la existencia o ausencia de este tipo de balance en la región ecuatorial, así como a desarrollar técnicas que permitan asociar el campo de densidad al campo de velocidad. Jerlov (1953) fue el primero en proponer el uso de la derivada meridional de las ecuaciones de geostrofia para salvar la indeterminación del método dinámico en el ecuador, pero no logró mostrar la existencia de la Subcorriente Ecuatorial. Hidaka (1955) y Tsuchiya (1955) propusieron técnicas detalladas para el cálculo de corrientes geostroficas; sólo el segundo probó su técnica con datos hidrográficos y sus resultados muestran la presencia de la Subcorriente Ecuatorial a  $160^{\circ}\text{E}$  pero no a  $172^{\circ}\text{W}$ . Knauss (1960) señala que la Subcorriente Ecuatorial se encuentra en balance geostrofico; pero en mediciones realizadas posteriormente (Knauss, 1966) no logra apreciar la estructura de densidad asociada a la existencia de un balance geostrofico. Hayes (1982) encuentra diferencias del orden del 20% entre velocidades calculadas y velocidades medidas directamente. Wyrski (1982a) no encuentra ninguna correlación entre la variación del transporte de la Subcorriente Ecuatorial evaluado

a partir de cálculos geostroóficos y el obtenido de mediciones directas. Nava (1982) usando una versión suavizada del campo de densidad obtiene las características principales del sistema de corrientes ecuatoriales. Lukas y Firing (1984) obtienen diferencias medias del orden de 6 cm/s (23%) entre velocidades calculadas y mediciones directas, concluyendo que la Subcorriente Ecuatorial está en balance geostroífico. Wyrтки y Kilonsky (1984), usando los mismos datos que Lukas y Firing (1984) concluyen que la discrepancia entre transportes medidos y calculados demuestra que el método geostroífico no es adecuado para el cálculo de corrientes en el ecuador. Finalmente, Carrasco (1985), ajusta polinomios de 2do., 3ero. y 4to. orden a las superficies geopotenciales para calcular corrientes en el ecuador, y encuentra en algunos casos errores inherentes al cálculo de las derivadas de hasta el 100%.

## 1.2.- Objetivos

La discusión acerca de la validez del método geostroífico en la región ecuatorial continúa vigente y las técnicas empleadas en los trabajos antes mencionados no han sido suficientemente probadas. Hayes (1982) considera que un experimento que incluya mediciones directas del campo de velocidad, simultáneas con un muestreo denso de secciones longitudinales, podría ayudar a reducir la influencia de las

fluctuaciones de alta frecuencia en los datos, permitiendo así una mejor definición de la estructura meridional de las corrientes cercanas al ecuador. Nava (1982) señala que la carencia de mediciones directas del campo de velocidad no le permitieron hacer una mejor verificación de sus resultados. Dado que a la fecha se cuenta con datos que cumplen los requisitos señalados por Nava (1982), y parcialmente con aquellos indicados por Hayes (1982), en el presente trabajo se plantean como objetivos los siguientes:

1).- Probar la metodología desarrollada por Nava (1982) para la estimación de corrientes geostroóficas en el ecuador.

2).- Comparar el campo de velocidades obtenido de cálculos geostroóficos con mediciones directas realizadas en forma simultánea a la obtención de los datos hidrográficos. Esta comparación se hará no sólo para un promedio temporal (v. gr. mensual o anual) sino que también para las variaciones temporales en sí, más concretamente, para la variación estacional.

Además del presente capítulo, este trabajo incluye una breve descripción de los datos utilizados, la cual se da en el capítulo 2. En el capítulo 3 se presentan las ecuaciones de movimiento dentro de un marco de referencia mixto, euleriano en la horizontal y lagrangiano en la vertical. En el cuarto se

analiza el campo de densidad haciendo una descomposición en funciones empíricas ortogonales del campo de desplazamiento vertical. Posteriormente, usando los modos más energéticos de dicha descomposición, en el capítulo 5 se calcula el campo de velocidad geostrofica y se compara con las mediciones tomadas en forma directa. Finalmente, en el capítulo 6 se presentan las conclusiones obtenidas.

## 2 .- DATOS

Durante el periodo comprendido entre febrero de 1979 y junio de 1980, en la región del Océano Pacífico Central delimitada por los paralelos  $20^{\circ}\text{N}$  y  $16^{\circ}\text{S}$  y los meridianos  $158^{\circ}\text{W}$  y  $150^{\circ}\text{W}$  (figura 2) se realizó como parte del proyecto NORPAX (North Pacific Experiment), un experimento denominado "The NORPAX Hawaii-Tahiti Shuttle Experiment". Tal experimento fue auspiciado por The National Science Foundation y la National Oceanic and Atmospheric Administration, instituciones oficiales de los Estados Unidos de Norteamérica. Como objetivo principal del experimento, se planteó el de obtener información acerca de las variaciones que en el rango de frecuencias sub-inerciales tienen lugar en el sistema de corrientes ecuatoriales, así como también el de determinar la relación existente entre la topografía dinámica, la estructura térmica, el nivel del mar y el flujo geostrofico (Wyrtki et al., 1981).

El experimento comprendió la realización de 15 cruceros, cada uno con una duración aproximada de un mes. La figura 2 muestra la ruta seguida entre Hawaii y Tahiti; ésta incluye tres secciones que cruzan el ecuador siguiendo los meridianos  $158^{\circ}\text{W}$ ,  $153^{\circ}\text{W}$  y  $150^{\circ}\text{W}$ , mismas que en algunos cruceros estuvieron conectadas por secciones zonales tomadas sobre los paralelos  $4^{\circ}\text{S}$  y  $12^{\circ}\text{N}$ . La figura 3 da un idea de la evolución

espacio-temporal de los cruceros. Cabe aclarar que la ruta fue cubierta alternadamente en ambas direcciones; de aquí el nombre "Shuttle", que en inglés es el nombre que se le da a un vehículo que hace viajes de ida y vuelta.

A lo largo del trayecto, por cada grado de longitud o latitud en su caso, se realizaron estaciones para tomar perfiles verticales de temperatura, conductividad y oxígeno disuelto, usando para el efecto un sensor tipo CTD marca Neil Brown Mark III. En la mayoría de los lances se tomaron muestras hasta la profundidad de 1000 metros, con una resolución vertical de 20 cm. Posteriormente los datos fueron interpolados cada 2.5 db (un decibar -db- de presión equivale aproximadamente a un metro de profundidad). Para fines de calibración, en cada uno de los lances del CTD se tomaron muestras discretas de la columna de agua mediante botellas tipo Niskin. Además de coleccionar información hidrográfica, desde abril de 1979 hasta junio de 1980 se mantuvieron en operación tres anclajes de correntímetros (figura 2) tipo VACM (Vector Averaging Current Meter). Los correntímetros estuvieron colocados a 15, 50, 100, 150 y 250 metros de profundidad, y la posición de los anclajes fue:  $153^{\circ}\text{W } 0^{\circ} 40'\text{N}$ ,  $153^{\circ}\text{W } 0^{\circ} 40'\text{S}$  y sobre el ecuador a  $152^{\circ}\text{W}$ . En el presente trabajo, se utiliza como base de datos las series temporales obtenidas de los anclajes de correntímetros y los datos hidrográficos, excluyendo los del primer crucero, ya que en éste no se cubre

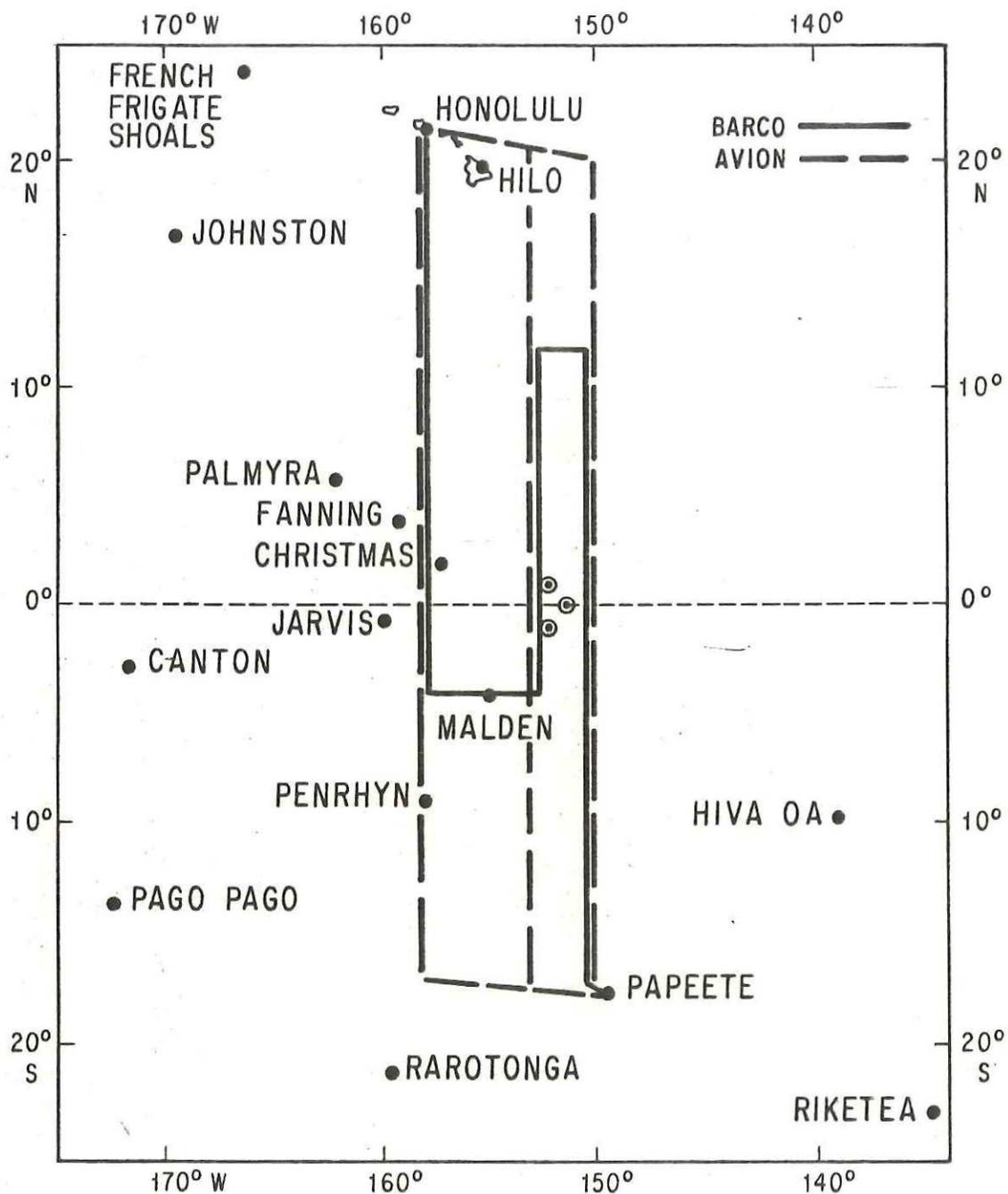


Fig. 2.- Ruta sobre la cual se realizaron los cruceros hidrográficos (línea continua) y los vuelos (línea de trazos). Los círculos indican la posición de los correntímetros. (Tomada de Cutchin, 1982)

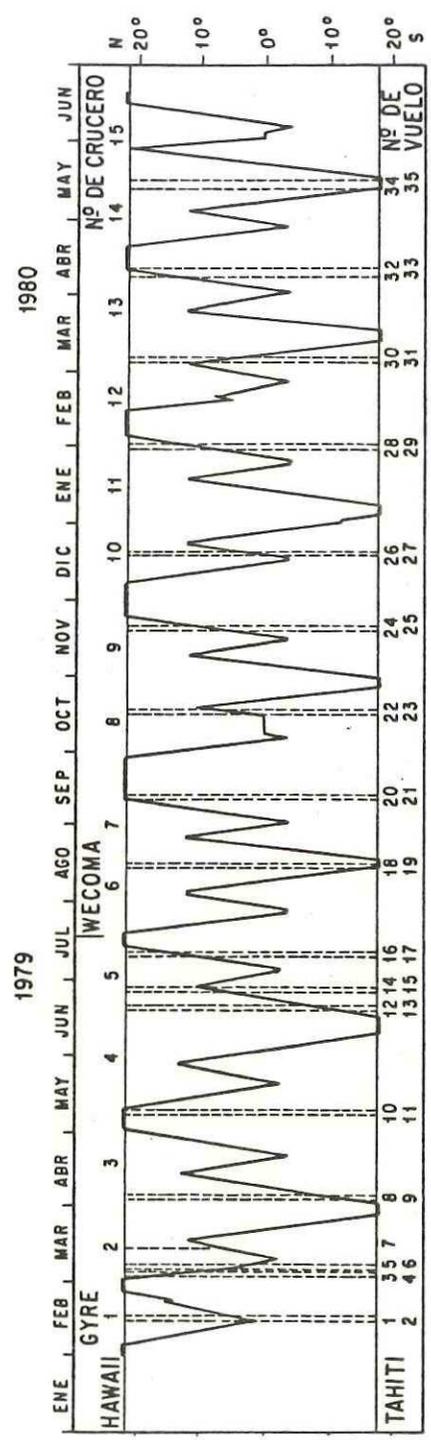


Fig. 3.- Evolución espacio-temporal de los cruceros.  
(Tomada de Cutchin, 1982)

la totalidad de la ruta seguida en los demás. Una descripción completa del experimento puede encontrarse en el catálogo editado por D. L. Cutchin (1982).

### 3 .- ECUACIONES DE MOVIMIENTO

La formulación euleriana de la segunda ley de Newton (balance de momento) para un fluido incompresible, en rotación, no viscoso, y sin forzamiento externo, está dada en la horizontal por (Gill, 1982)

$$\rho(D_t u - fv) + \partial_x p = 0, \quad (1.a)$$

$$\rho(D_t v + fu) + \partial_y p = 0, \quad (1.b)$$

y en la vertical por

$$\partial_z p + \rho g = 0, \quad (2)$$

donde (g) es la magnitud de la aceleración de la gravedad, y (f) es la componente vertical de la vorticidad planetaria, la cual es conocida como "el parámetro de Coriolis" (igual al doble del producto de la magnitud de la velocidad angular de la tierra con el seno de la latitud). Además,  $D_t u$  y  $D_t v$  son las aceleraciones horizontales,  $\underline{v} = (u, v)$  es la parte horizontal del vector velocidad, y (w) es la componente vertical de este mismo vector en un sistema coordenado en el que  $\underline{x} = (x, y)$  son consideradas positivas hacia el este y el norte respectivamente, en tanto que (z) lo es hacia arriba en la dirección de la gravedad local.

Dos aproximaciones básicas fueron hechas para obtener estas ecuaciones: se ignoran los efectos de la esfericidad terrestre (trabajando formalmente en un espacio cartesiano con

vertical uniforme) salvo en lo que hace a la variación meridional del parámetro de Coriolis,

$$f = f_0 + \beta y, \quad (3)$$

(aproximación de plano- $\beta$ ), y se desprecia en (2) a la aceleración vertical,  $D_t w$ . Esta última aproximación, llamada "hidrostática", es ampliamente justificada para la escala temporal de interés para el presente trabajo (ya que se requiere que ésta sea mayor que el período de flotabilidad) y es la que permite ligar los campos de densidad y presión, lo cual es una de las bases del método dinámico al que se aludió en la introducción. Finalmente, la aproximación geostrófica consiste en despreciar la aceleración horizontal en una o en ambas componentes de la ecuación 1.

En vez de trabajar con los valores absolutos de los campos de densidad y de presión, es más conveniente usar alguna medida de sus desviaciones relativas a sus valores en algún estado de referencia. En este estudio se utiliza al desplazamiento vertical ( $\xi$ ), definido mediante

$$\rho = \rho_0(z - \xi), \quad (4)$$

para representar la desviación del campo de densidad, donde denotamos mediante un subíndice cero al valor de las variables en el estado de referencia. Así mismo es usado el "potencial de aceleración" ( $p'$ ), el cual se define por

$$p = p_0(z - \xi) + p' - \rho g \xi, \quad (5)$$

para representar la desviación del campo de presión, variable

que resulta más adecuada cuando se utiliza a la densidad como coordenada vertical.

El estado de referencia es independiente del tiempo y sin movimiento, con lo cual para satisfacer la ecuación 1 se requiere que la presión sea función solamente de la coordenada vertical, y de la ecuación 2 se infiere que debe de existir un balance entre la fuerza de gravedad y el gradiente de la presión,

$$d_z p_0(z) = -\rho_0(z)g. \quad (6)$$

Si la densidad es sólo función de  $(z)$ , una parcela de fluido en reposo puede estar en equilibrio, sin embargo éste puede no ser estable. Una medida de la estabilidad de cada punto de la columna de agua es la frecuencia de Brunt-Vaisala, cuyo cuadrado en el estado de referencia está dado por

$$N^2(z) = -\rho_0^{-1}g d_z \rho_0. \quad (7)$$

El perfil de densidad en el estado de referencia puede ser definido como la densidad promedio a cada profundidad,  $(\rho_0(z) = \langle \rho(z) \rangle)$  o bien como el inverso de la función

$$Z_0(\sigma) = \iint z(x, y, \sigma, t) dx dy / \iint dx dy, \quad (8)$$

la cual es calculada promediando en  $x$  la profundidad de cada isopícnica. Ripa (1981) considera que esta definición es más

adecuada, ya que como consecuencia de la conservación de masa resulta ser independiente del tiempo.

Hasta este punto, las ecuaciones han sido escritas dentro de un marco de referencia euleriano, donde las variables independientes son  $(x)$ ,  $(y)$ ,  $(z)$  y  $(t)$ . En un marco lagrangiano, en el cual las partículas sean marcadas mediante su posición en el estado de referencia, y no por su posición inicial, aparecen problemas asociados con el uso como variable de los desplazamientos horizontales. En un marco mixto, euleriano en la horizontal y lagrangiano en la vertical, por otra parte, los movimientos son descritos de una manera más acorde a la forma en que son medidos los movimiento oceánicos: mediciones directas en la horizontal, y velocidades verticales inferidas a partir del campo de densidad (Ripa, 1981).

Si se emplea un marco de referencia mixto, en el que las variables independientes son  $x'$ ,  $y'$ ,  $Z_0$  y  $t'$ , éstas se relacionan con las variables en el sistema euleriano mediante

$$\underline{x} = \underline{x}', \quad (9)$$

$$z = Z_0 + \xi(\underline{x}', Z_0, t'), \quad (10)$$

$$t = t'. \quad (11)$$

La transformación del elemento de volumen está dada por

$$dx dy dz = dx dy dZ_0 (1+h), \quad (12)$$

donde  $h = \partial_{Z_0} \xi$  es la dilatación vertical.

La transformación de las derivadas en el sistema euleriano al sistema mixto se obtienen mediante

$$\partial_z = (1 + h)^{-1} \partial_{z_0}, \quad (13)$$

$$\partial_i = \partial_{i'} - (1 + h)^{-1} \partial_{i'} \xi \partial_{z_0}, \quad (14)$$

donde  $i = x, y, t$ ; y la transformación inversa es

$$\partial_{z_0} = (1 + h) \partial_z, \quad (15)$$

$$\partial_{i'} = \partial_i + (1 + h) \partial_i \xi \partial_z. \quad (16)$$

Utilizando 13 y 14, junto con la descomposición de la presión indicada por la ecuación 5, las ecuaciones uno y dos se transforman en

$$\rho(D_t u - fv) + \partial_x p' = 0, \quad (17)$$

$$\rho(D_t v + fu) + \partial_y p' = 0, \quad (18)$$

$$\partial_{z_0} p' + \rho N^2 \xi = 0. \quad (19)$$

La densidad de energía potencial por unidad de volumen ( $dx dy dz_0$ ), está dada por

$$E = \rho N^2(z) \xi^2 / 2. \quad (20)$$

Cualquier función continua de la presión o de la profundidad puede ser usada como coordenada vertical, pero si se considera un proceso adiabático, el usar coordenadas isoentrópicas facilita el análisis de los datos oceanográficos. McDougall (1984) considera que como la mayoría de los procesos físicos en el océano ocurren a lo largo y a través de las isopícnas (y no estrictamente en la dirección horizontal o

vertical) la selección de la densidad como coordenada vertical conduce a menudo a obtener mejor información acerca de la magnitud de los procesos físicos y de gradientes de variables escalares. Además, usar coordenadas isopícnas (como la variable  $Z_0$ , recién introducida) facilita trazar la trayectoria de las partículas de fluido. En vez de  $Z_0$ , variable usada por Nava (1982), vamos aquí a utilizar directamente  $\sigma$  como coordenada vertical, para lo cual las derivadas respecto a  $Z_0$  se transforman mediante

$$\partial_{Z_0} = (\partial_{Z_0} \sigma) \partial_{\sigma}. \quad (21)$$

Aplicando esta transformación a la ecuación 19 obtenemos

$$\partial_{\sigma} p' - g\xi = 0, \quad (22)$$

ecuación que relaciona la derivada del potencial de aceleración con los desplazamientos verticales. La densidad de energía potencial es simplemente

$$E = g\xi^2/2. \quad (23)$$

Las corrientes zonales en la región tropical son calculadas mediante la aproximación geostrofica, despreciando la aceleración meridional en la ecuación 18, de la que resulta

$$f u = -\rho^{-1} \partial_y p'. \quad (24)$$

Esta ecuación denota la existencia de un equilibrio entre la fuerza de Coriolis debida a la velocidad zonal y el gradiente meridional del potencial de aceleración. Cabe aclarar que usualmente este mismo balance es expresado en función de la

presión o del geopotencial en lugar del potencial de aceleración (variables más adecuadas cuando se usa la profundidad o la presión como coordenada vertical, respectivamente).

Suponiendo la existencia del balance geostrofico, Sandstrom y Helland-Hansen (1903) desarrollaron un método para el cálculo de velocidades. Dicho método, conocido como dinámico, ha sido ampliamente utilizado para escalas de tiempo mayores que el período inercial en latitudes extratropicales, con resultados que concuerdan muy bien con las observaciones. La aplicación de este método es relativamente sencilla, no obstante presentar dos limitaciones básicas:

a).- El campo del potencial de aceleración (o geopotencial en su caso) no puede ser determinado en forma absoluta. Esto es, si integramos la ecuación 22,  $p'$  es obtenido a menos de una constante (para cada lance) que depende de la latitud y del tiempo,

$$p'(x, y, \sigma, t) = \tilde{p}(x, y, t) + g \int_{\sigma_0}^{\sigma} \xi d\sigma', \quad (25)$$

donde  $\sigma_0$  es una densidad de referencia. Ante la imposibilidad de determinar  $\tilde{p}$ , ésta es arbitrariamente considerada igual a cero y en consecuencia las velocidades obtenidas de la ecuación 24 son relativas a la densidad  $\sigma_0$ .

b).- La aplicación directa del método geostrofico en la

región ecuatorial no es posible, ya que como el parámetro de Coriolis tiende a cero a medida que  $(y)$  tiende a cero, la ecuación 24 se indetermina y la velocidad diverge, salvo que el gradiente meridional de presión se anule exactamente en el ecuador (en cuyo caso, el valor de la velocidad está indeterminado). No obstante tal como se detalla en el capítulo primero, algunos investigadores han realizado cálculos geostroáficos en la región ecuatorial, usando para ello la derivada meridional de las ecuaciones de geostrofia; técnica introducida por Tsuchiya (1955), la cual permite relacionar la curvatura del campo de potencial de aceleración con la velocidad zonal, esto es

$$-\beta u = -\rho^{-1} \partial_{yy} p' \quad (\text{para } y = 0), \quad (26)$$

donde  $(\beta)$  es el gradiente meridional del parámetro de Coriolis. Esta técnica supone que la velocidad geostrofica fuera del ecuador está suavemente conectada con la velocidad geostrofica en el ecuador, y que la componente meridional de la aceleración sigue siendo despreciable en el ecuador.

En lo sucesivo, el término "balance geostrofico" es usado en el sentido de la ecuación 24 para  $y \neq 0$ , y de la ecuación 26 para  $y = 0$ . No se espera que la velocidad meridional esté en balance geostrofico en la zona ecuatorial.

#### 4 .- CAMPOS DE DENSIDAD

##### 4.1 .- Estado de referencia.

Como se mencionó en el capítulo anterior, existen dos formas de calcular el perfil de densidad en el estado de referencia, una de ellas consiste en promediar las densidades presentes a cada profundidad, y la otra está definida mediante el inverso de la ecuación 8. Nava (1982) comparó los resultados obtenidos al calcular el perfil de densidad usando ambos procedimientos, encontrando que mientras que el perfil calculado con la ecuación 8 conserva los gradientes verticales de densidad, el obtenido al promediar las densidades los suaviza grandemente, lo cual puede llegar a introducir errores del orden de  $\pm 40$  m en el cálculo del desplazamiento vertical. Lo anterior, aunado a la independencia temporal del perfil definido mediante la ecuación 8, hacen de ésta la mejor opción para calcular el perfil de densidad en el estado de referencia.

Enseguida, se describe el procedimiento seguido para calcular  $\rho_0(z)$ .

La cobertura vertical de los lances hidrográficos comprendió en su mayor parte de los 0 a los 1000 db; dado que

los datos nos fueron proporcionados a presión constante (cada 2.5 db), se procedió primeramente a interpolarlos a densidad constante. Como las isopícnas no son superficies horizontales, no todo el rango de densidad resultó ser común a todos los lances; debido a esto, fue necesario eliminar los datos cuya densidad fuera mayor que la máxima común ( $\sigma_1 = 27.34$  kg/m<sup>3</sup>); mientras que en la superficie se supuso la presencia, en todos los lances, de todas las isopícnas a partir de la mínima ( $\sigma_0 = 21.40$  kg/m<sup>3</sup>). Una vez determinados los límites a considerar, los datos fueron interpolados linealmente. De la densidad mínima hasta la isopícnica de 26.0 kg/m<sup>3</sup> la interpolación se hizo a intervalos de 0.02 kg/m<sup>3</sup>, y desde allí hasta la densidad máxima el intervalo fue de 0.1 kg/m<sup>3</sup>; esto se hizo con la intención de tener una mejor resolución en los primeros metros de la columna de agua, que es donde se localizan los gradientes verticales de densidad más intensos.

En la figura 2 se mostró la ruta seguida durante los cruceros, ésta comprende 3 transectos longitudinales adyacentes (158°W, 153°W y 150°W) conectados por dos secciones zonales realizadas sobre los paralelos 12°N y 4°S. De esta misma figura puede apreciarse que sólo la región comprendida entre 12°N y 4°S es común a los tres transectos longitudinales. A fin de obtener una sección longitudinal promedio para cada crucero, los datos entre 12°N y 4°S fueron promediados zonalmente, y aquellos al norte de 12°N o al sur de 4°S se

usaron bajo la suposición de que en esa banda de latitudes las variaciones zonales son poco importantes. El promedio entre 12°N y 4°S se realizó pesando los datos en función de la distancia entre cada lance.

Una vez obtenidas las secciones longitudinales promedio para cada crucero, cada una de éstas fue promediada en la dirección meridional, obteniéndose así un perfil promedio para cada crucero, mismos que posteriormente se promediaron en el tiempo para obtener el perfil promedio de todos los datos. El promedio longitudinal se realizó pesando los datos en función de la distancia entre cada lance, y los pesos para el promedio temporal se calcularon en función de la duración de cada crucero.

En resumen, una vez promediados los datos en la dirección zonal, las integrales indicadas en la ecuación 8 fueron calculadas mediante la suma

$$Z_0(\sigma) = \sum_{y,t} w_0(y) w_1(t) z(y, \sigma, t), \quad (27)$$

donde  $w_0(y)$  es la función de pesos en la dirección meridional, y  $w_1(t)$  es la función de pesos temporal. Estas funciones están definidas mediante

$$w_0(y) = D_i/D, \quad (28)$$

$$w_1(t) = T_i/T_C, \quad (29)$$

siendo  $D_i$  es la suma de la mitad de la distancia entre el lance "i" y el anterior con la mitad de la distancia entre este mismo

lance y el siguiente,  $D$  es la longitud total de cada transecto promedio,  $T_i$  es la duración de cada crucero y  $T_c$  es la suma de todos los  $T_i$ . (N. B.  $\sum_y w_0(y) = \sum_t w_1(t) = 1$ ).

El perfil de densidad obtenido mediante el procedimiento antes descrito se muestra junto con su desviación estandar en la figura 4. De esta figura puede apreciarse que la región de máximo gradiente vertical se localiza en los primeros 200 metros, los cuales para mayor claridad se grafican a otra escala en la figura 5, donde se observa que en los primeros cincuenta metros la función  $\rho_0(z)$  es multivaluada. Esto es consecuencia de que no todas las densidades a partir de de 21.4  $\text{kg/m}^3$  son comunes a todos los lances (figura 6) y de usar coordenadas isopicnales. De aquí que la definición empleada para calcular el perfil de referencia no es muy adecuada en este tipo de coordenadas para la región cercana a la superficie, no obstante, el campo de desplazamiento vertical se calculó usando todo el perfil de densidad, en el entendido de que los resultados para los primeros 50 metros deben de ser tomados con cautela. Tan cerca de la superficie, por otra parte, la hipótesis de conservación de densidad resulta incorrecta. Cualquier definición de "perfil de referencia" es relativamente arbitraria en esta zona. Por debajo de los 200 metros, la densidad cambia muy suavemente y la variabilidad es mínima.

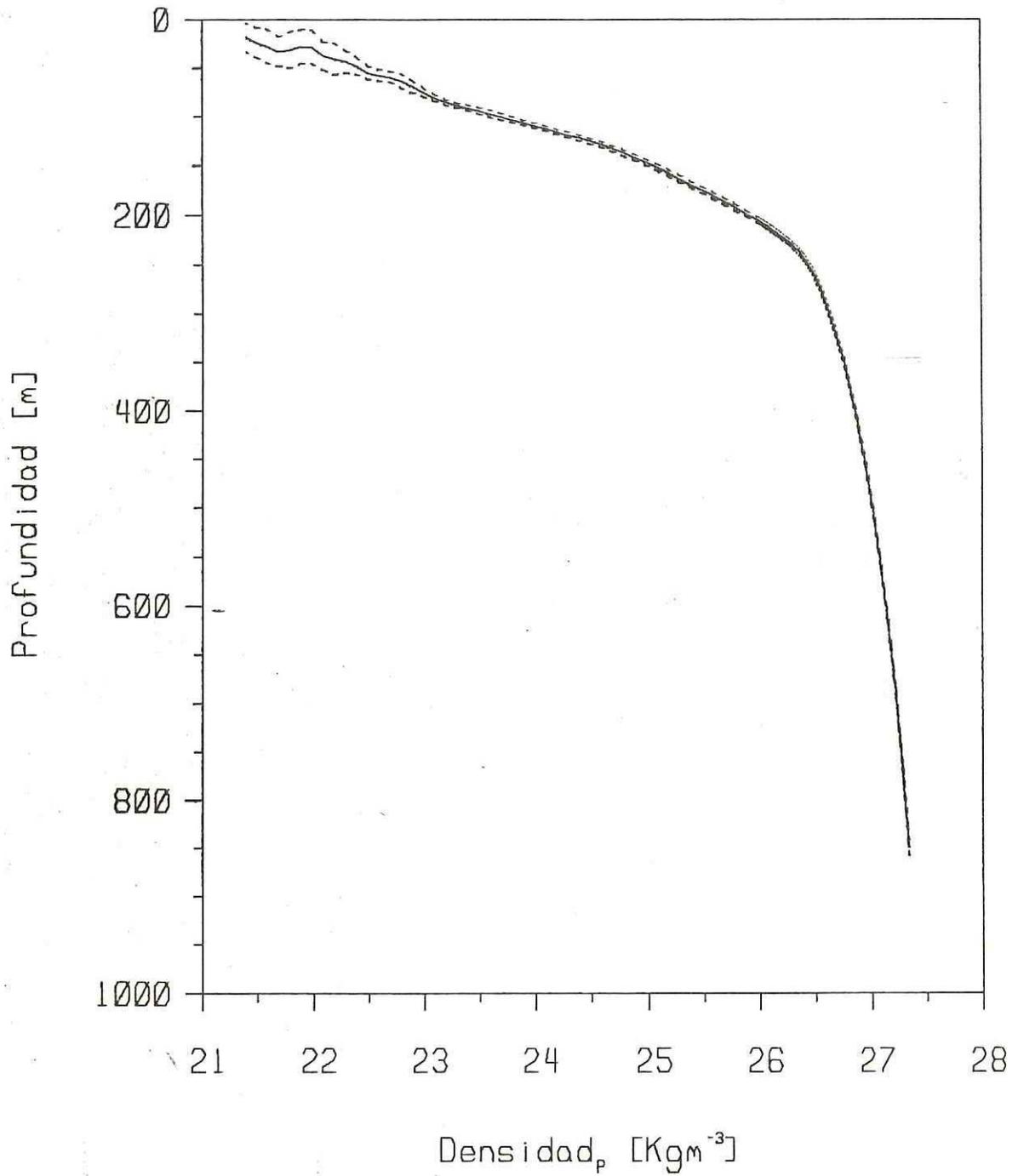


Fig. 4.- Perfil vertical de  $\rho_0(z)$  y su desviación estándar (línea de trazos).

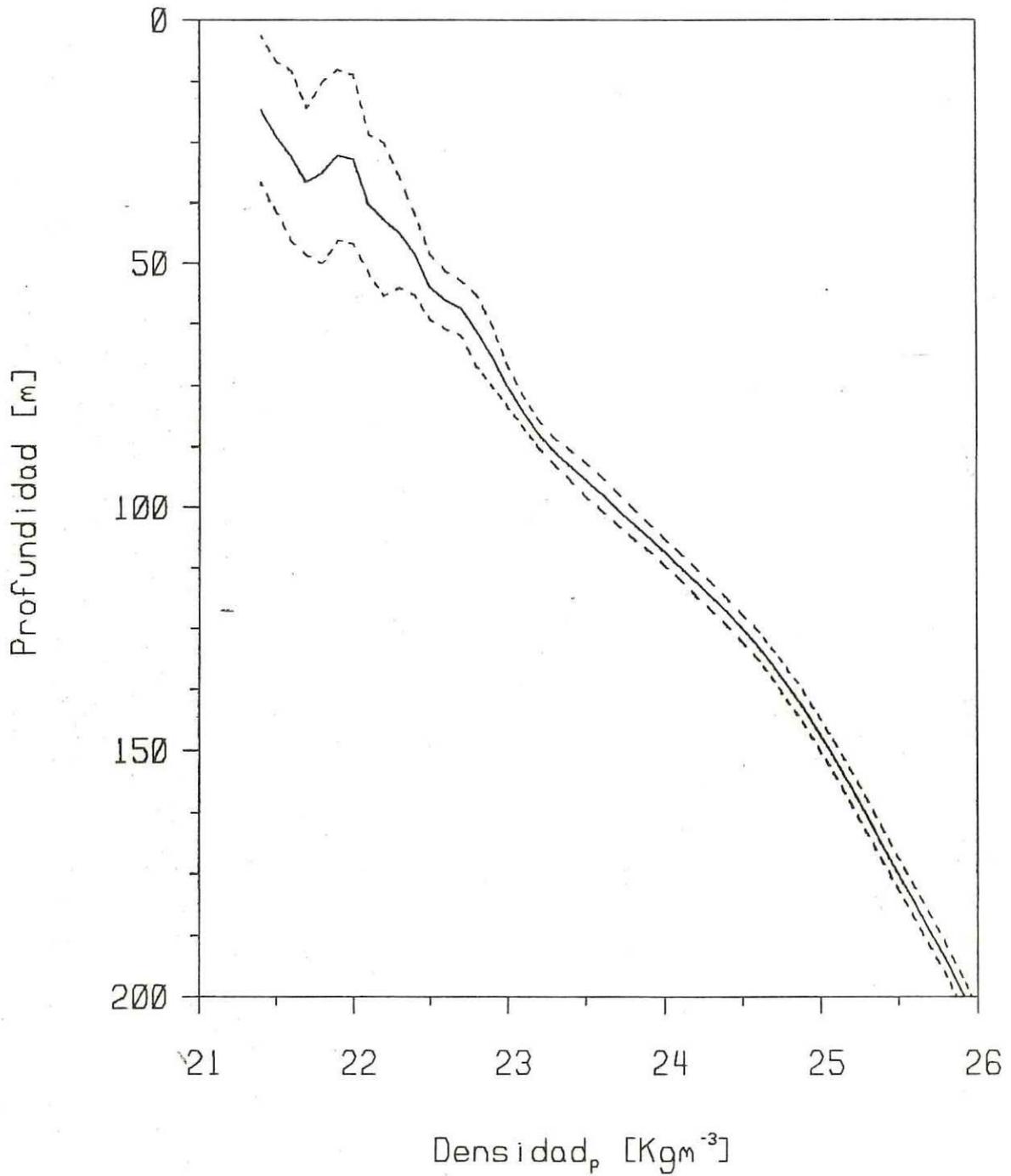


Fig. 5.- Similar a 4; pero sólo los primeros 200 metros.

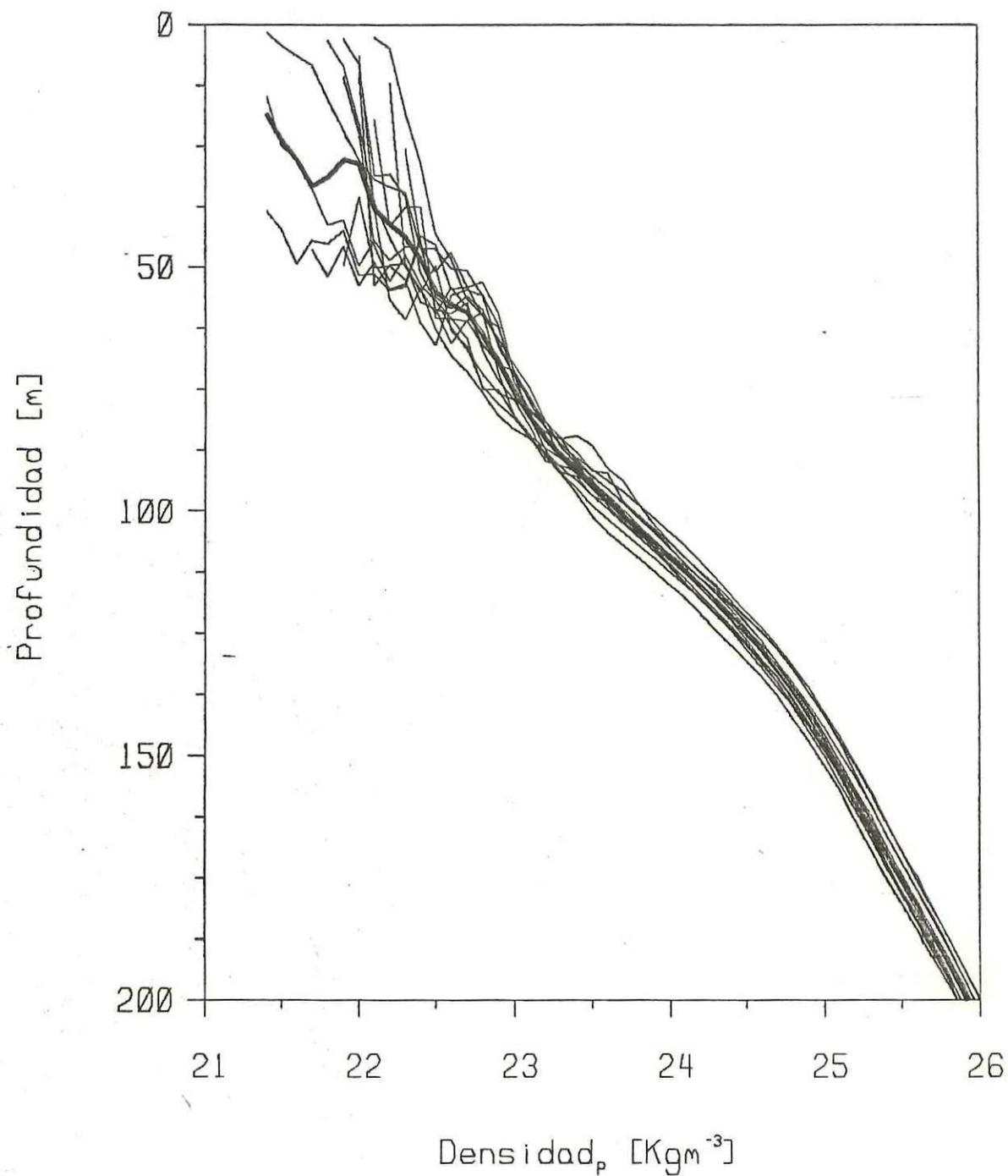


Fig. 6.- Perfiles verticales de densidad promedio para cada uno de los cruceros y  $\rho_0(z)$  (línea gruesa). Se muestran sólo los primeros 200 metros.

#### 4.2 .- Funciones empíricas ortogonales.

Con la intención de extraer la estructura dominante en las variaciones del campo de desplazamiento vertical, se escogió hacer una descomposición en funciones empíricas ortogonales del tipo

$$\xi(y, \sigma, t) = \sum_{\alpha=1}^M S_{\alpha}(y, \sigma) T_{\alpha}(t) + r(y, \sigma, t), \quad (30)$$

(M ≤ N = 14)

donde N es el número de cruceros, y  $r(y, s, t)$  es el error cometido al aproximar el campo de desplazamiento mediante  $M < N$  funciones empíricas ortogonales; en el caso de que  $M = N$ , la representación es exacta,  $r(y, s, t) = 0$ , mientras que para  $M < N$ , la energía potencial contenida en  $(r)$  es mínima. La forma en la que se calcularon las funciones empíricas ortogonales se detalla en el apéndice A, y las características que hacen de éstas una selección adecuada para representar los datos se enumeran enseguida:

a).- Una descomposición del tipo 30 permite aproximar eficientemente la información usando menos parámetros que los existentes en el conjunto completo de datos.

b).- Las funciones empíricas ortogonales no tienen ningún significado físico "a priori".

c).- Las funciones  $T_\alpha(t)$  son ortogonales de acuerdo con

$$\int_{\bar{t}} w_1(t) T_\alpha(t) T_{\alpha'}(t) = \delta_{\alpha\alpha'}, \quad (31)$$

y las amplitudes son no correlacionadas en el sentido de

$$\sum_{\bar{y}, \bar{t}} w_0(y) w_2(\sigma) S_\alpha(y, \sigma) S_{\alpha'}(y, \sigma) = \delta_{\alpha\alpha'} E_\alpha, \quad (32)$$

donde  $E_\alpha$  representa la energía contenida por el modo  $\alpha$ -ésimo, y la energía potencial total está dada por la suma

$$E_p = \sum_{\alpha=1}^N E_\alpha, \quad (33)$$

la cual, en el caso de que la representación sea exacta debe de ser igual a

$$E_p = \sum_{\sigma, y, t} w_1(t) w_0(y) w_2(\sigma) \xi^2(y, \sigma, t), \quad (34)$$

siendo  $w_0(y)$  y  $w_1(t)$  las funciones de peso definidas en la sección 4.1 y  $w_2(\sigma)$  es definida en función del incremento de densidad usado en la interpolación descrita en la misma sección.

d).- Si  $E_\alpha$  es una medida apropiada de la varianza contenida por cada modo, cabe esperar que los modos cuya variabilidad es menos significativa, son aquellos con los valores más pequeños de  $E_\alpha$ . En consecuencia, una representación como 30, que incluya solo los  $M$  modos más dominantes contiene en el sentido de la energía, el mínimo error cuadrático medio.

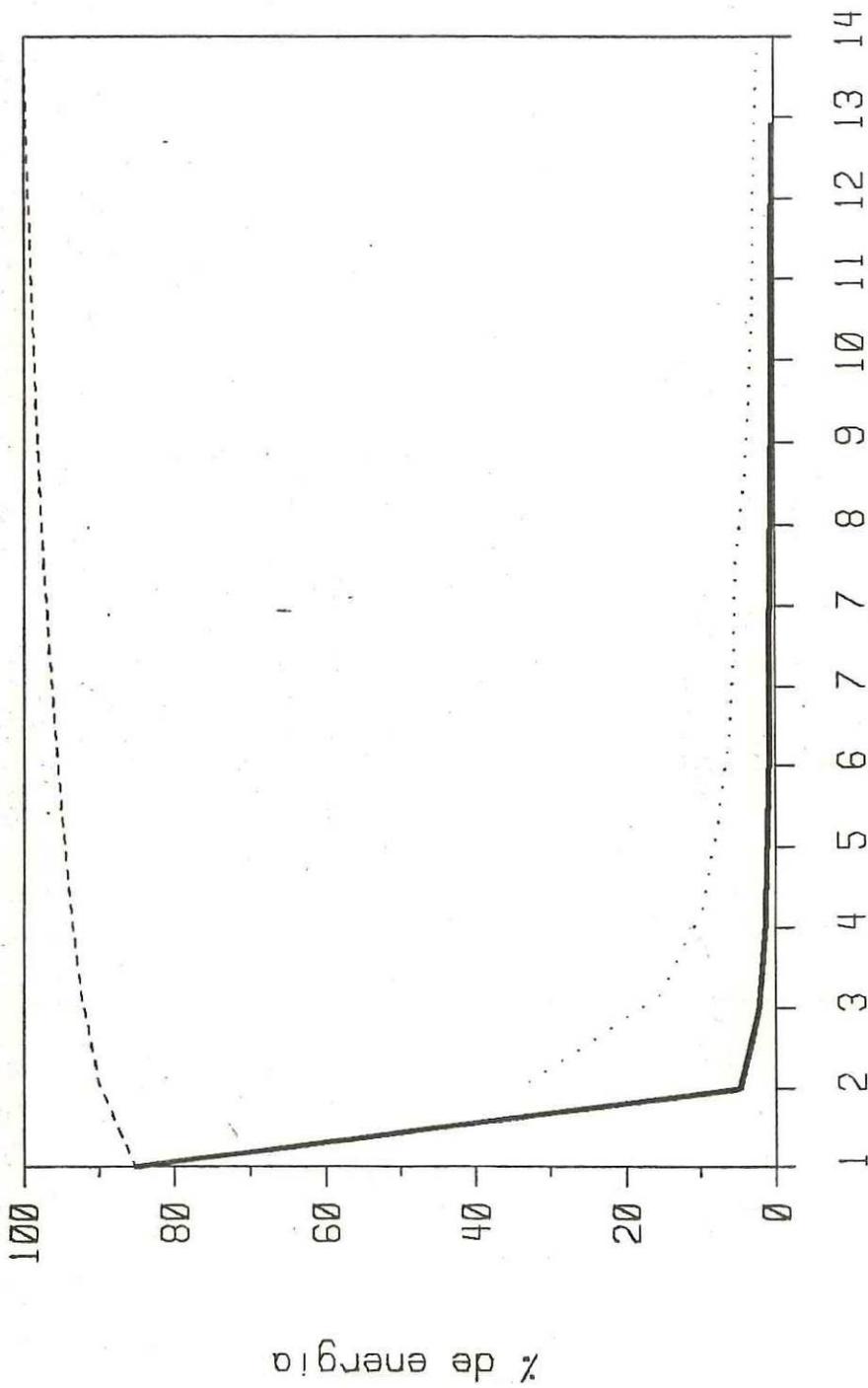
Usualmente, la descomposición en funciones empíricas ortogonales se realiza previa extracción del promedio, lo cual no se hizo en este trabajo. Los resultados de tal

descomposición se resumen en la tabla I, estos mismos resultados se muestran en la figura 7. Del análisis de los resultados se observa primeramente que la energía calculada a partir de los desplazamientos verticales (ecuación 34), es igual a la suma de la energía contenida en los autovalores (ecuación 33). En cuanto a la distribución de ésta, la mayor parte se encuentra contenida en el primer modo y es igual a la energía calculada al usar el desplazamiento vertical promedio en la ecuación 34, esto es, el primer modo contiene la energía de la estructura media del campo de densidad, mientras que la parte variable está contenida en los modos restantes. De éstos, sólo los cuatro primeros contienen porcentajes mayores que el 1% del total de la energía, y de estos cuatro, los dos primeros son significativamente mayores que el cuarto y el quinto. La distribución de la parte variable de la energía (energía total menos la del primer modo, 14.7%) se muestra con línea de puntos en la figura 7, y el porcentaje de ésta contenido por cada modo se muestra también en la tabla I, de donde se puede apreciar que los dos primeros modos contienen cerca del 50% de la variabilidad.

En relación a la estructura de las funciones empíricas ortogonales, es notoria la similitud entre la amplitud del primer modo (Fig. 8) y el promedio de los desplazamientos (no mostrada), los cuales pueden ser considerados prácticamente iguales. De los modos restantes, sólo la amplitud del segundo

Tabla I.- Distribución de la energía potencial. En la columna 1 se muestra el porcentaje correspondiente a cada modo, en la columna 2 el porcentaje acumulado y en la columna 3 el porcentaje de la parte variable.

MODO NUMERO	% de E. Poten	% de E. Acum1	% de E. Var.
1	85.33	85.33	0.00
2	4.80	90.13	32.74
3	2.27	92.40	15.49
4	1.42	93.83	9.70
5	1.12	94.95	7.63
6	0.89	95.84	6.10
7	0.80	96.65	5.50
8	0.76	97.41	5.21
9	0.57	97.99	3.94
10	0.49	98.49	3.36
11	0.42	98.91	2.88
12	0.40	99.32	2.79
13	0.37	99.69	2.53
14	0.30	100.00	2.06



Eigenvector

Fig. 7.- Distribución de la energía potencial. Línea gruesa: distribución de la energía potencial total. Línea de puntos: distribución de la parte variable de la energía. Línea de trazos: distribución acumulativa de la energía potencial total.

y del tercero (Fig. 9) tienen una estructura ordenada y con amplitudes significantes ( $\pm 10$  m), mientras que del cuarto modo en adelante (no mostrada), la estructura es cada vez más ruidosa y las amplitudes más pequeñas.

Por lo que hace a las funciones temporales, la primera es prácticamente una constante (Fig. 10a) de valor muy cercano a uno, mientras que las funciones 2 y 3 (Fig. 10b y c) tienen la estructura de una senoide con un periodo del orden de un año; el valor mínimo de la función dos se presenta a mediados de abril y el máximo a mediados de noviembre. Entre la función dos y la tres hay un desfase aproximado de  $180^\circ$ , y las magnitudes son del mismo orden en ambas. Las funciones restantes (no mostradas) tienen una estructura sin contenido físico evidente.

En resumen, la descomposición en funciones empíricas ortogonales (calculadas usando como métrica a la integral de energía potencial) muestra claramente las estructuras correspondientes a las siguientes formas de evolución temporal: constante (primer modo, 85.3% de la energía potencial) y senoide anual (segundo y tercer modo, 48.2% de la energía potencial restante). Se podría, por supuesto, haber extraído una señal de este tipo "a priori", mediante un ajuste con energía mínima en los residuos. Lo interesante es que haya aparecido en forma tan nítida en los primeros modos calculados,

usando criterios relativamente poco subjetivos (de ahí el nombre de "empíricas"). Los once modos restantes (7.6% de la energía potencial total, y un poco más de la mitad de la parte variable), aparentemente no presentan ninguna estructura coherente, y serán considerados como "ruido" para el resto de este trabajo.

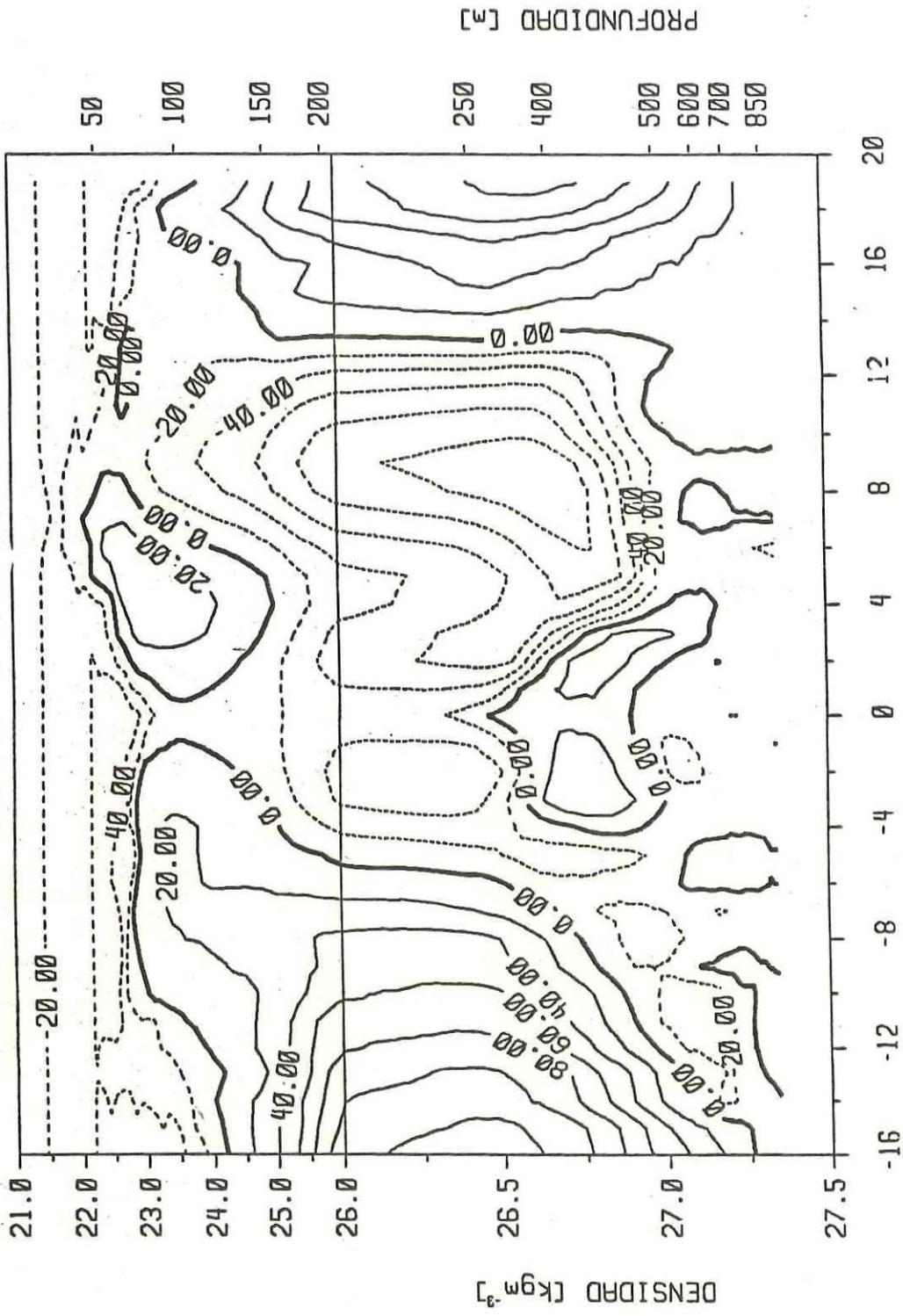


Fig. 8.- Estructura del primer eigenvector  $S_a(s,y)$ . Las líneas de contorno en trazo discontinuo indican valores negativos y el intervalo entre éstos es de 20 metros.

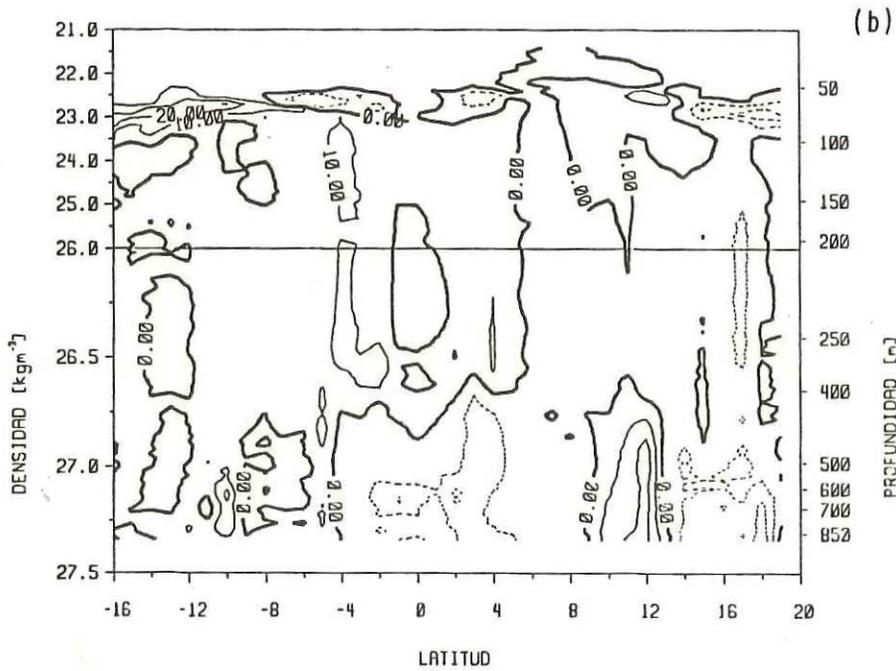
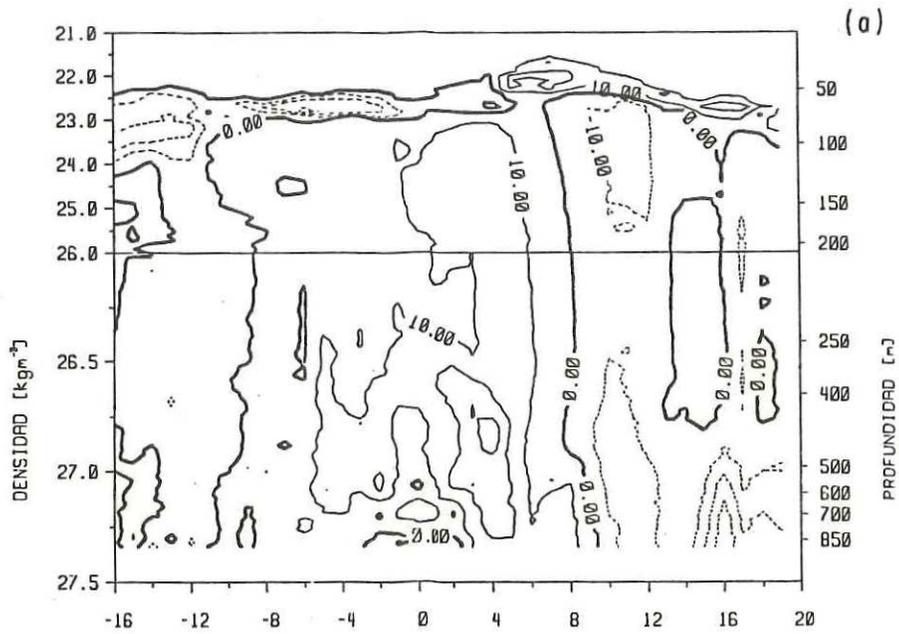


Fig. 9.- (a) Estructura del segundo eigenvector y (b) del tercero. El intervalo entre contornos es de 10 metros.

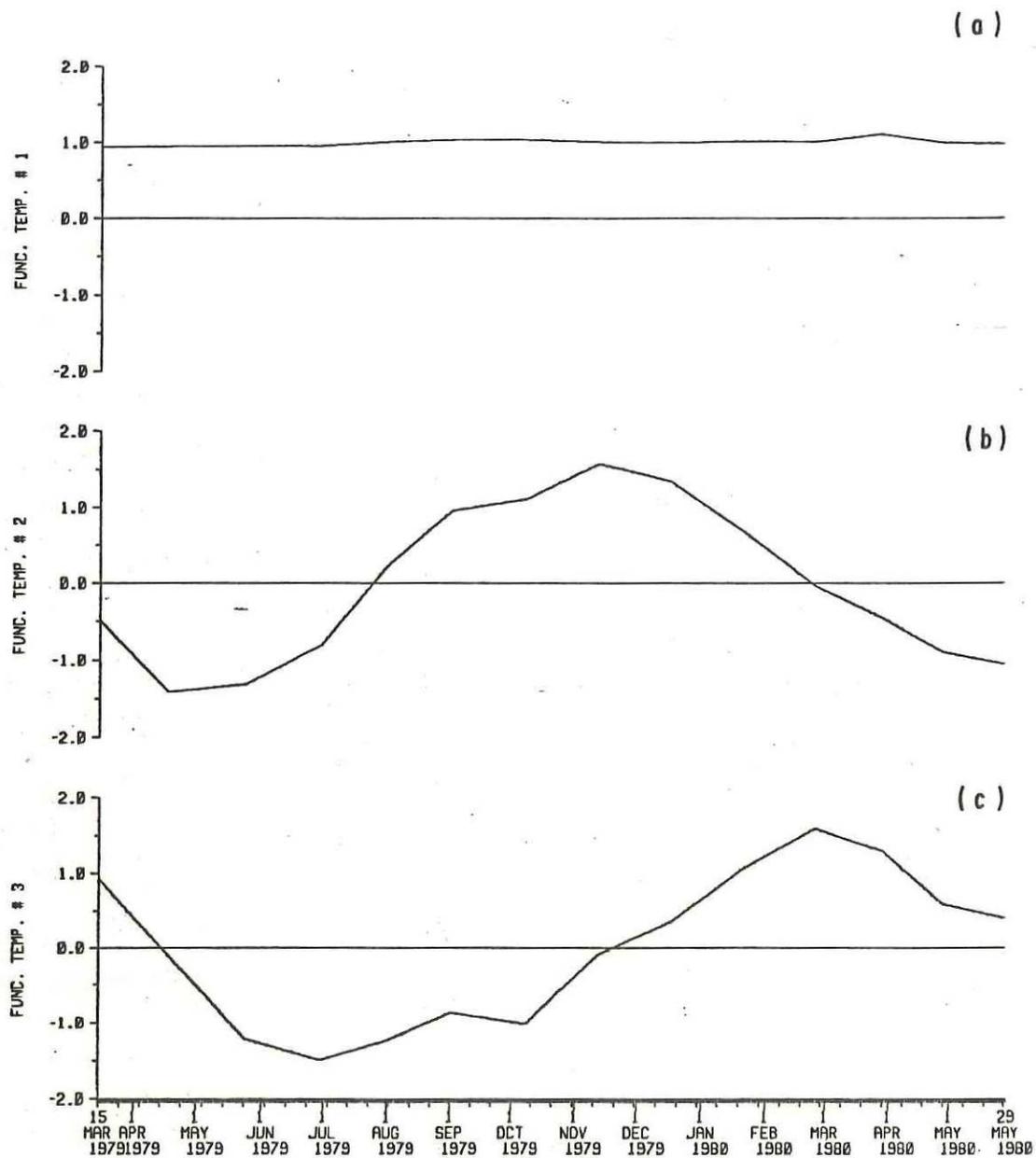


Fig. 10.- Funciones temporales asociadas con: (a) el primero, (b) el segundo y (c) el tercer eigenvector.

## 5.- CAMPO DE VELOCIDAD

### 5.1.- Velocidad geostrofica

La velocidad geostrofica se calculó usando las ecuaciones 24 y 26, en las cuales se sustituyó el desplazamiento vertical por la descomposición indicada en la ecuación 30, así, para  $y \neq 0$  se tiene la expresión

$$u(y, \sigma, t) = -\rho^{-1} f^{-1} T_{\alpha}(t) \partial_y \left[ \sum_{\sigma=1}^M \int_{\sigma_0}^{\sigma} S_{\alpha}(y, \sigma) d\sigma' \right], \quad (35)$$

mientras que para  $y = 0$

$$u(y, \sigma, t) = -\rho^{-1} \beta^{-1} T_{\alpha}(t) \partial_{yy} \left[ \sum_{\sigma=1}^M \int_{\sigma_0}^{\sigma} S_{\alpha}(y, \sigma) d\sigma' \right]. \quad (36)$$

En base a los resultados obtenidos de la descomposición en funciones empíricas ortogonales, se usaron solo los tres primeros modos ( $M = 3$ ) para reconstruir el campo de desplazamiento vertical; de esta manera, se utiliza una versión suavizada de dicho campo, pero que contiene la estructura más dominante del mismo, que según se discutió en el capítulo anterior, parece ser una señal anual que explica el 92.4% de la energía potencial.

La integral en las ecuaciones 35 y 36 se calculó usando la regla trapezoidal, y las derivadas mediante un esquema de diferencias finitas centradas, excepto para los puntos extremos

(16°S y 19°N) en los cuales se usaron diferencias hacia atrás y hacia adelante respectivamente. El promedio de la velocidad geostrofica se evaluó usando el mismo procedimiento pero sólo con el primer modo ( $M = 1$ ).

A continuación se discuten las características más sobresalientes de cada una de las corrientes, mismas que se muestran de la figura 11 a la 18.

En promedio, la Corriente Norecuatorial se localiza entre 9°N y 18°N, y desde la superficie hasta cerca de los 300 metros de profundidad (Fig. 11), la cual fluye permanentemente hacia el oeste. Esta corriente presenta dos núcleos de distinta intensidad que son claramente distinguibles en todas las secciones (Fig. 12 a 18), el más débil de éstos tiene una velocidad promedio del orden de 10 cm/s y comprende desde 16°N hasta 18°N; mientras que el más intenso se ubica entre 9°N y 16°N y tiene una velocidad máxima promedio de 18 cm/s. El primero de los núcleos es sumamente estable y tanto su ubicación como su intensidad pueden ser consideradas como constantes a lo largo del año; no así el otro, que si bien no cambia notablemente de posición, si presenta variaciones apreciables en su velocidad, la cual, luego de permanecer constante (~ 15 cm/s) de marzo a julio (Fig. 12 y 13), se incrementa ligeramente a partir de agosto (figura 14), alcanzando un máximo cercano a 25 cm/s durante septiembre,

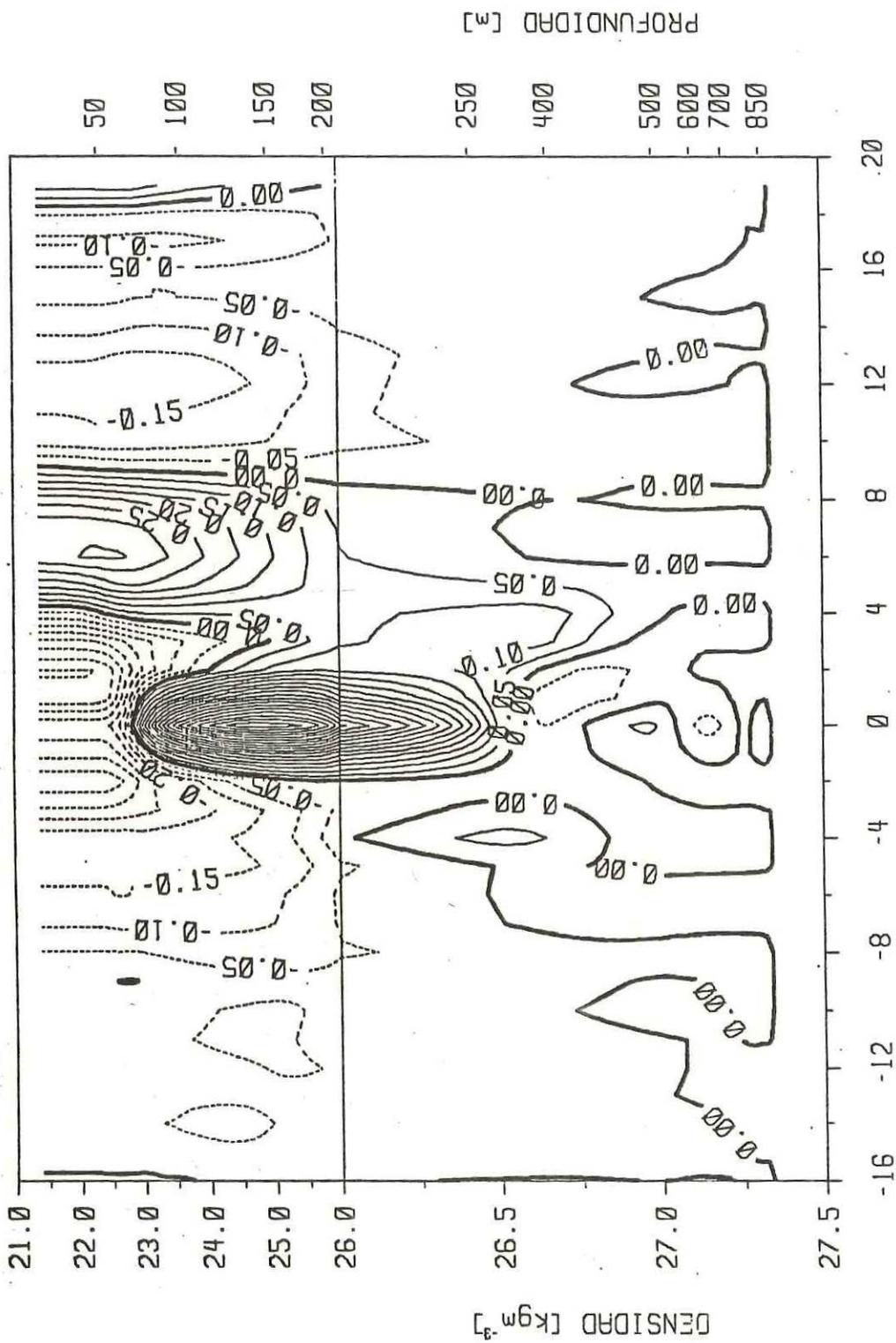


Fig. 11.- Campo promedio de velocidad geostrofica calculada del primer eigenvector. Las lineas de contorno discontinuas indican flujos hacia el oeste y el intervalo es de 5 cm/s.

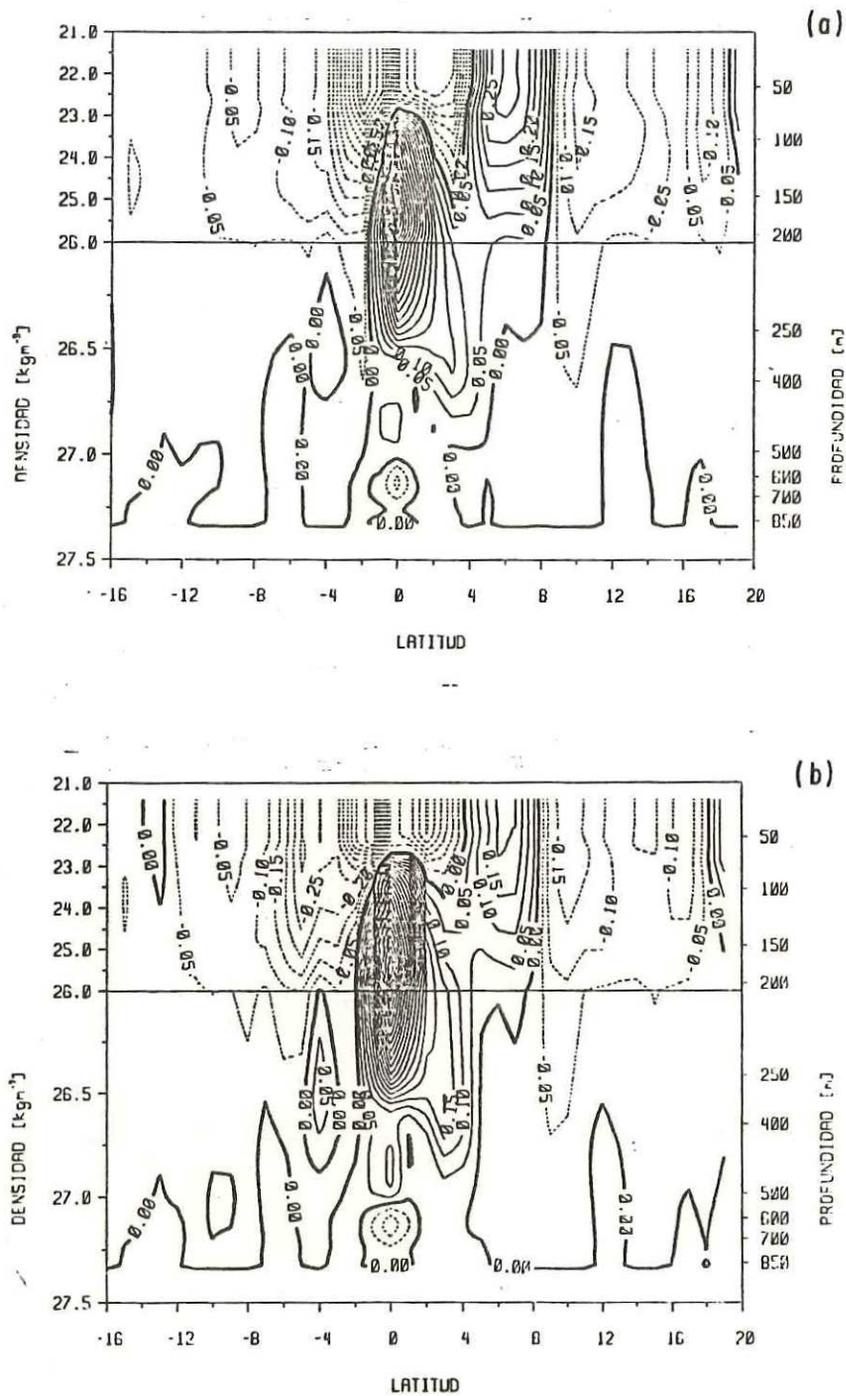


Fig. 12.- Campo de velocidad geostrófica calculado de los 3 primeros eigenvectores. (a) marzo de 1979, (b) abril de 1979. Separación entre contornos es de 5 cm/s.

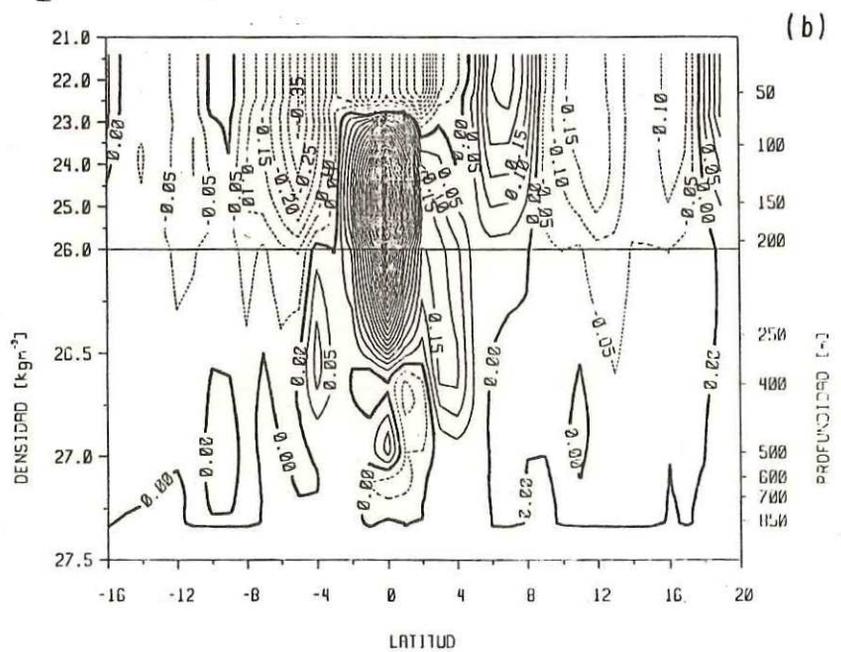
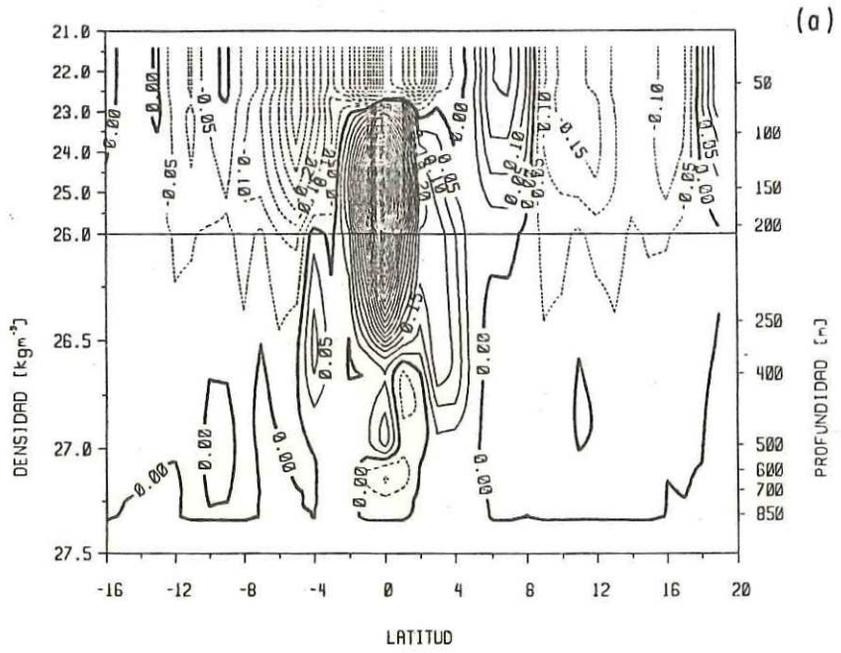


Fig. 13.- Como la figura 12; pero para: (a) mayo-junio de 1979, (b) junio-julio de 1979.

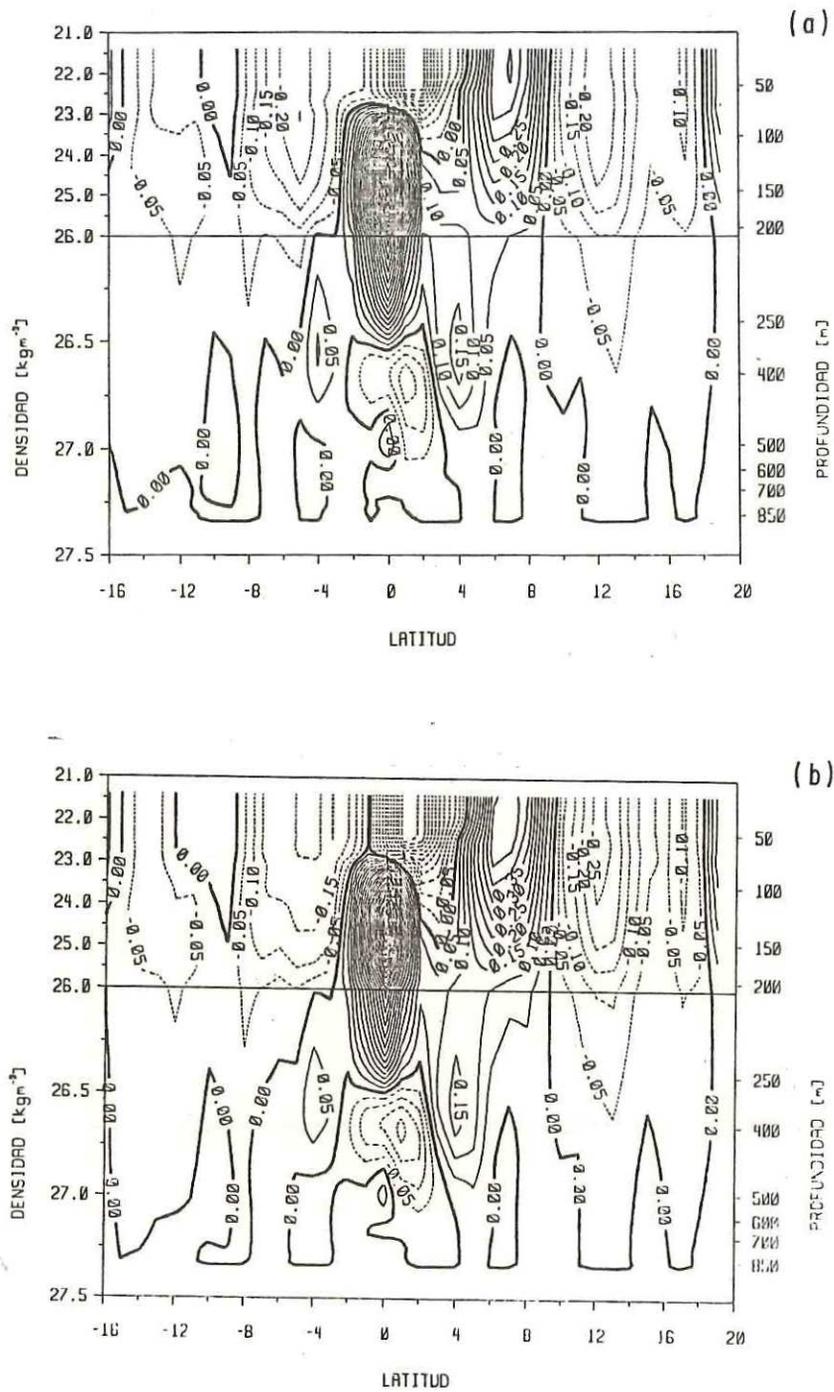


Fig. 14.- Como la figura 12; pero para: (a) julio-agosto de 1979, (b) agosto-septiembre de 1979.

mismo que permanece hasta diciembre (Fig. 14 a 16), para posteriormente, durante febrero y marzo decaer hasta alcanzar un mínimo cercano a los 15 cm/s en abril (Fig. 17 y 18). Estos resultados concuerdan con los obtenidos por Wyrтки (1974) y Wyrтки y Kilonsky (1984), quienes también informan de la presencia de un flujo hacia el este localizado al norte de  $18^{\circ}\text{N}$ , el cual también es evidente de la figura 11 a la 18. Dicho flujo, así como la presencia de ligeras inversiones en el sentido de la corriente localizadas a  $16^{\circ}\text{N}$  durante los meses de noviembre a enero (Fig. 14 y 15), podrían estar asociados a remolinos de escala intermedia como los descritos por Patzert (1969) y Wyrтки (1982b).

Más hacia el sur, entre  $4^{\circ}\text{N}$  y  $9^{\circ}\text{N}$ , fluye hacia el este la Contracorriente Norecuatorial (Fig. 11), ésta se extiende desde la superficie hasta la isopícnica de  $26 \text{ kg/m}^3$ , aproximadamente 200 m, donde en su parte más al norte se encuentra conectada con la Contracorriente Subsuperficial Norte que también fluye hacia el este. El límite entre estas dos corrientes no es muy claro, Hayes et al. (1983) consideran que para secciones tomadas a  $110^{\circ}\text{W}$ , éste puede tomarse sobre la isopícnica de  $25 \text{ kg/m}^3$  ( $\sim 100 \text{ m}$ ); mientras que Wyrтки y Kilonsky (1984), para  $153^{\circ}\text{W}$  lo ubican a 170 m de profundidad. En cuanto a su velocidad, la Contracorriente Norecuatorial presenta un máximo que en promedio es del orden de 35 cm/s y se ubica a  $6^{\circ}\text{N}$  y a 50 m de profundidad; de marzo a junio (Fig. 11 y 13) la

corriente es más débil que el promedio, y el máximo decae hasta 20 cm/s aproximadamente; pero a partir de julio se intensifica hasta alcanzar un máximo de 50 cm/s en noviembre (Fig. 15), decayendo luego gradualmente hasta 25 cm/s en abril (Fig. 18). Estos resultados son coincidentes con los obtenidos por Wyrтки y Kendall (1967).

La Corriente Surecuatorial fluye hacia el oeste y se localiza entre  $4^{\circ}\text{N}$  y  $16^{\circ}\text{S}$  (Fig. 11), ésta presenta tres núcleos, uno de ellos entre el ecuador y  $4^{\circ}\text{N}$ , otro entre el ecuador y  $8^{\circ}\text{S}$ , y el tercero (obscurecido en el promedio por la Contracorriente Surecuatorial) entre los  $9^{\circ}\text{S}$  y  $16^{\circ}\text{S}$ . Esta misma división es observada por Wyrтки y Kilonsky (1984), no así por Cantos-Figuerola y Taft (1983), quienes ubican los límites en otras latitudes: al norte de  $2^{\circ}\text{N}$ , entre  $2^{\circ}\text{N}$  y  $2^{\circ}\text{S}$  y al sur de  $2^{\circ}\text{S}$ . El núcleo más al norte es el más somero, su extensión vertical máxima es de 150 m entre  $2^{\circ}\text{N}$  y  $4^{\circ}\text{N}$ , mientras que de  $0^{\circ}$  a  $2^{\circ}\text{N}$  no va más allá de 75 m, coincidiendo con el flanco norte de la Subcorriente Ecuatorial; la velocidad de este núcleo varía en fase con la Contracorriente Norecuatorial, aunque éste es ligeramente más intenso: entre 30 y 45 cm/s de marzo a junio, aumentando hasta 65 cm/s en noviembre, para disminuir luego hasta alcanzar 30 cm/s entre los meses de abril y mayo. En cuanto al núcleo intermedio, cuya profundidad va desde 75 metros entre  $0^{\circ}$  y  $2^{\circ}\text{S}$ , hasta cerca de los 250 m entre  $2^{\circ}\text{S}$  y  $8^{\circ}\text{S}$ ; éste varía en contrafase con el núcleo al norte, y

los máximos y mínimos de la velocidad son del mismo orden. Finalmente, el núcleo al sur es bastante débil ( $\sim 5$  cm/s) y en algunos transectos aparece separado del núcleo intermedio por la Contracorriente Surecuatorial, la cual no aparece bien definida en todos los transectos. En los meses de julio a enero se manifiesta como un flujo hacia el este, localizado entre  $8^{\circ}$ S y  $12^{\circ}$ S y desde la superficie hasta cerca de 150 m de profundidad, con una velocidad que rara vez excede los 5 cm/s.

De las corrientes subsuperficiales destaca primeramente la Subcorriente Ecuatorial, ésta se localiza en promedio entre 75 y 300 metros de profundidad (Fig. 11), fluye hacia el este entre  $2^{\circ}$ S y  $2^{\circ}$ N y tiene un núcleo de velocidad máxima promedio del orden de 90 cm/s, el cual se sitúa en el ecuador y a 150 m de la superficie. Si bien, la posición del máximo de velocidad es bastante estable, la magnitud de éste varía a lo largo del año, así, luego de un cambio muy brusco entre los meses de marzo y abril (Fig. 12), en que el máximo pasa de 75 cm/s a 150 cm/s, la corriente se debilita gradualmente hasta alcanzar un mínimo de 75 cm/s en enero (Fig. 16) para luego volver a aumentar hasta 100 cm/s en mayo y junio (Fig. 18). La posición de la Subcorriente Ecuatorial es también muy estable; pero de agosto a noviembre, coincidiendo con el debilitamiento del núcleo central de la Corriente Surecuatorial, se prolonga hasta la superficie en forma de un flujo muy estrecho localizado a  $2^{\circ}$ S (Fig. 14 y 15). Durante estos mismos meses,

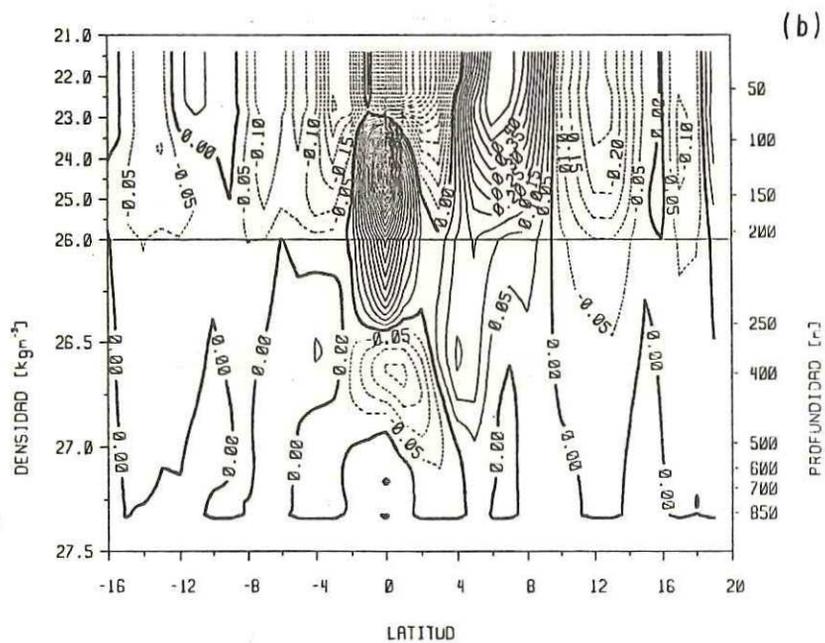
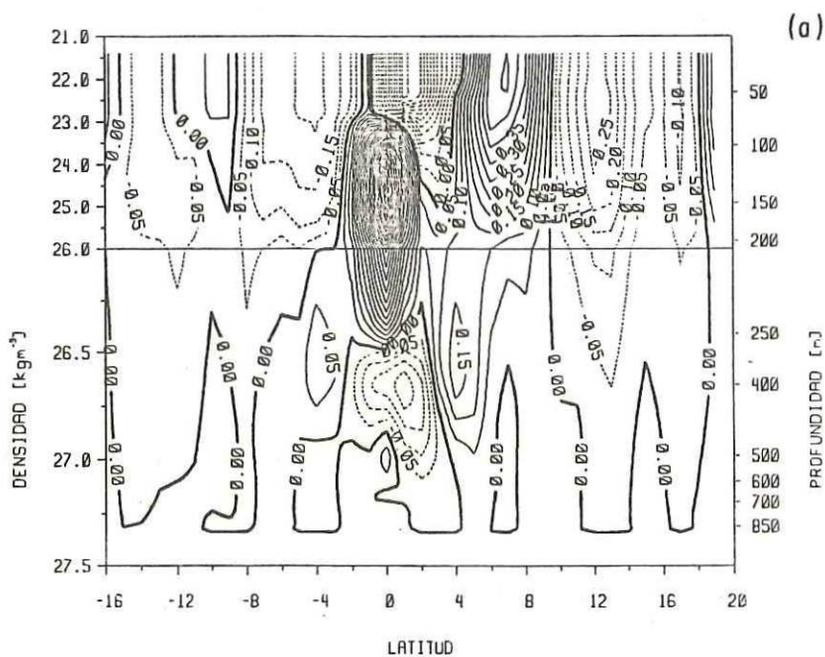


Fig. 15.- Como la figura 12; pero para: (a) septiembre-octubre de 1979, (b) noviembre de 1979.

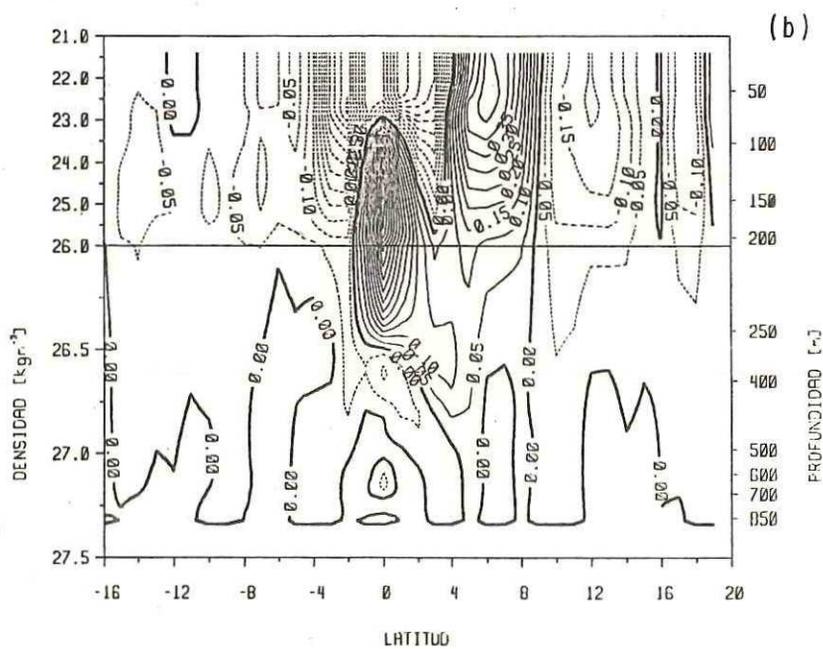
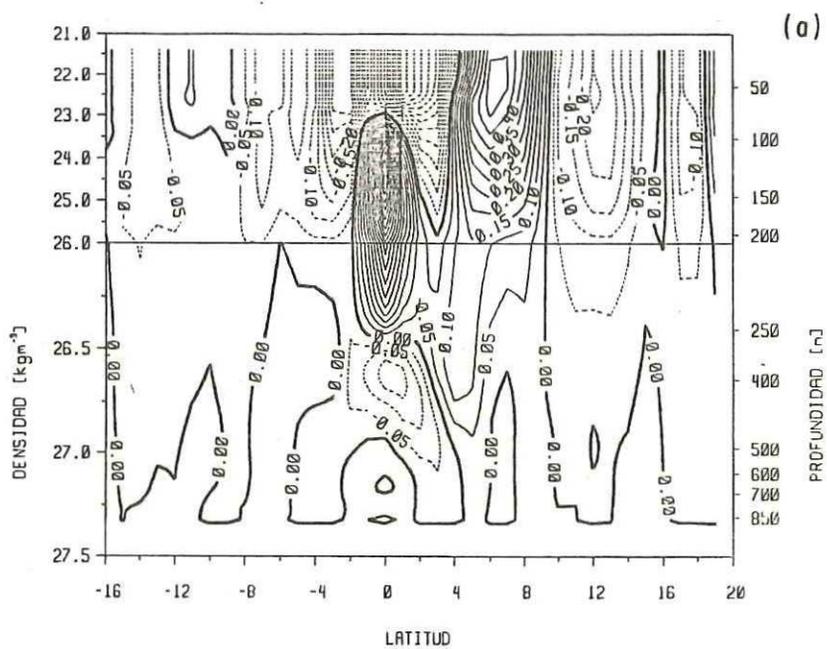


Fig. 16.- Como la figura 12; pero para: (a) diciembre de 1979, (b) enero de 1980.

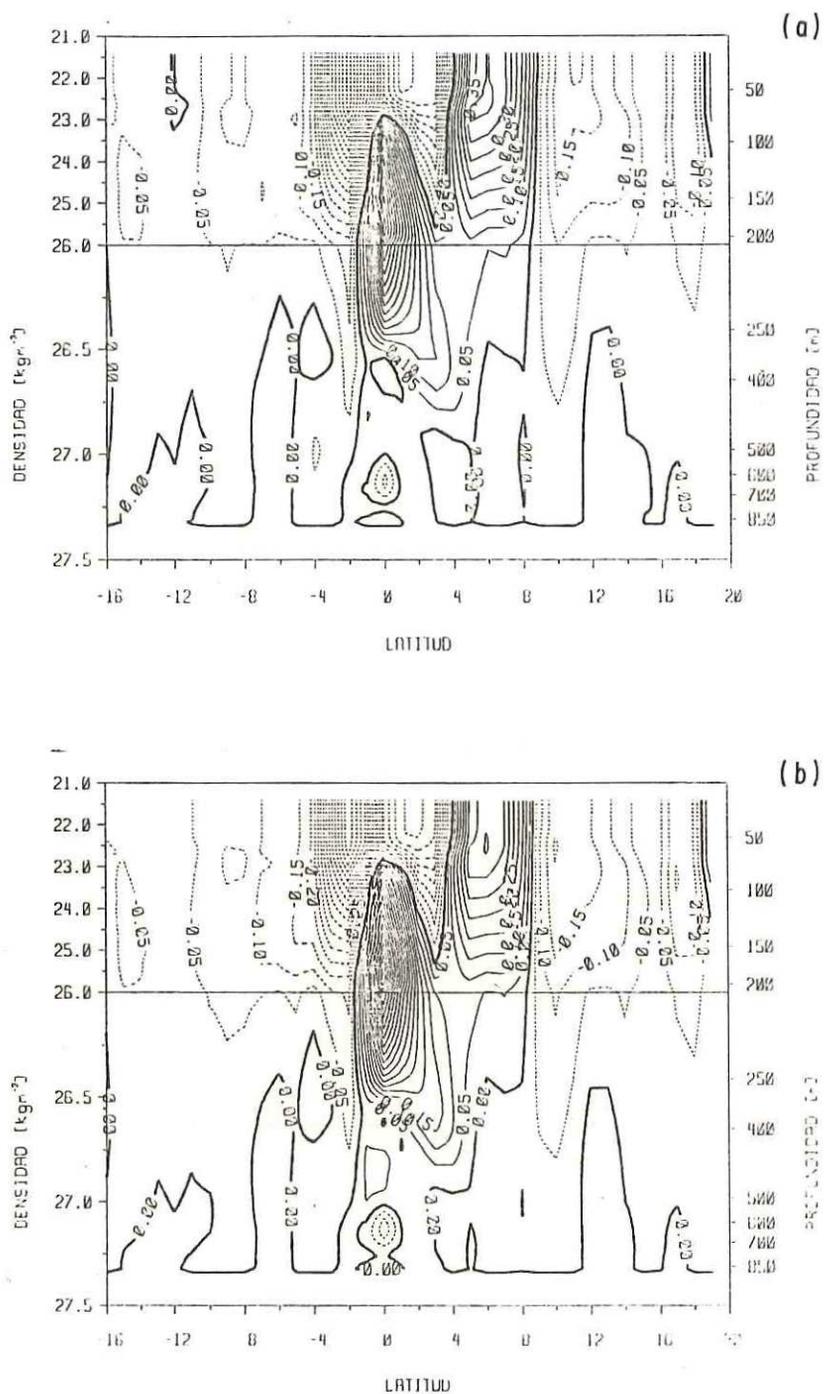


Fig. 17.- Como la figura 12; pero para: (a) febrero-marzo de 1980, (b) marzo-abril de 1980.

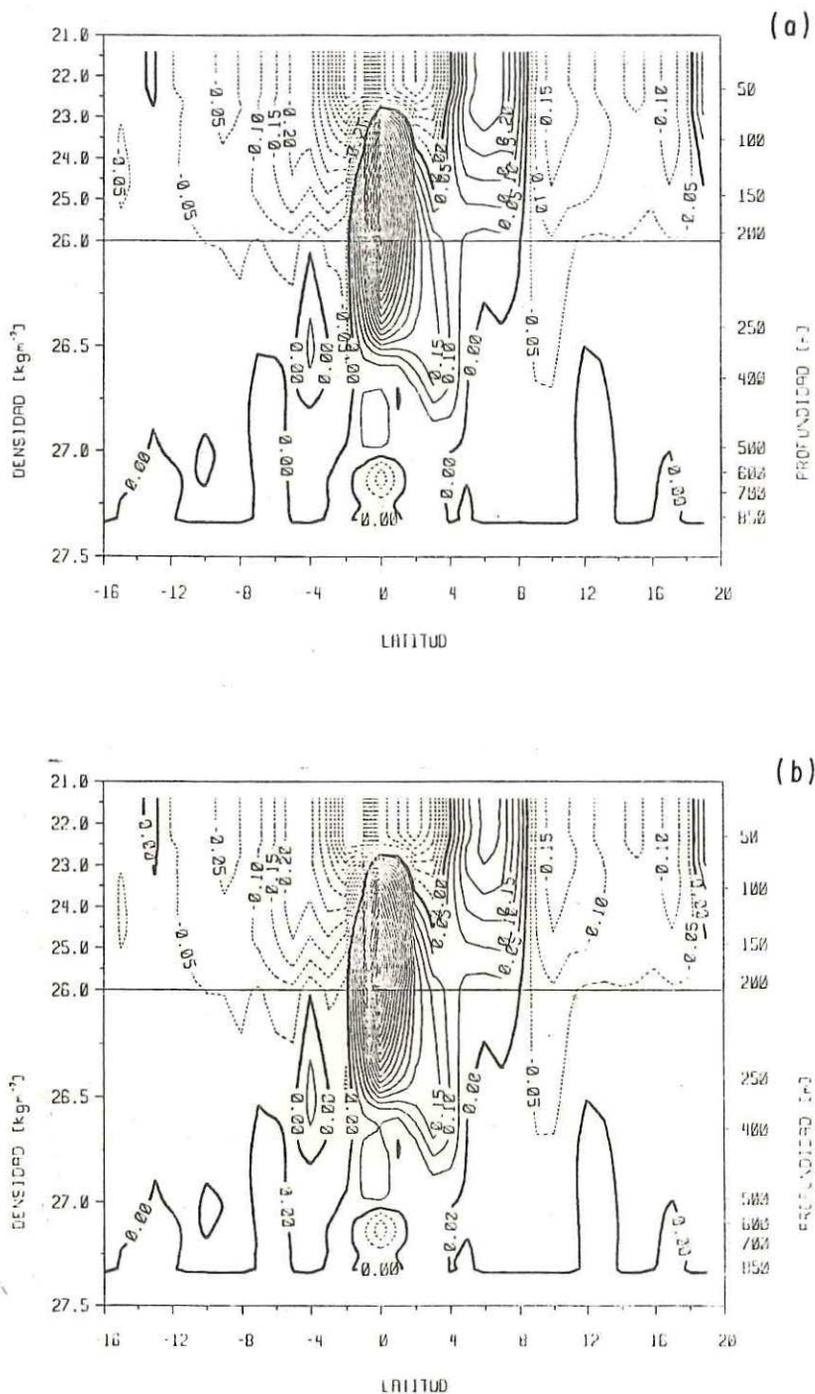


Fig. 18.- Como la figura 12; pero para: (a) abril-mayo de 1980, (b) mayo-junio de 1980.

la Corriente Ecuatorial Intermedia, que fluye por debajo de la Subcorriente Ecuatorial, alcanza un máximo de 20 cm/s y aparece muy bien definida entre 300 y 850 metros de profundidad; no así durante el resto del año, ya que solo alcanza 10 cm/s y se encuentra confinada entre 600 y 850 metros. Además de las dos corrientes subsuperficiales mencionadas, se observa la presencia de otros dos flujos ubicados simétricamente respecto al ecuador. Centrados a  $4^{\circ}\text{S}$  y  $4^{\circ}\text{N}$ , son conocidos como la Contracorriente Subsuperficial Sur y la Contracorriente Subsuperficial Norte, respectivamente. Ambos fluyen hacia el este a una profundidad que varía entre 200 y 450 metros. La Contracorriente Subsuperficial Sur aparece separada de la Subcorriente Ecuatorial en todos los transectos, y presenta un máximo de velocidad ligeramente mayor de 5 cm/s de abril a octubre (Fig. 12 a 15 y 18), mientras que durante los otros transectos no alcanza los 5 cm/s. Por otro lado, la Contracorriente Subsuperficial Norte no aparece muy bien separada de la Subcorriente Ecuatorial y su máximo ( $\sim 15$  cm/s) es casi constante durante todo el año.

Otros flujos subsuperficiales localizados entre 400 y 850 metros de profundidad, aparecen en la mayoría de los transectos a  $10^{\circ}\text{S}$ ,  $7^{\circ}\text{N}$  y  $16^{\circ}\text{N}$ ; la velocidad de estos flujos es siempre menor que 5 cm/s, y no hay manera de decidir si se trata de un flujo organizado o simplemente es un efecto de los datos o del cálculo.

## 5.2 .- Comparación entre velocidades absolutas y relativas.

Los resultados que se muestran en la sección anterior, concuerdan bastante bien (aún en la región ecuatorial) con el esquema general que se tiene del sistema de corrientes ecuatoriales. Si bien, se logra obtener la estructura media del sistema de corrientes, y aún el de sus fluctuaciones anuales, es necesario revisar estos resultados a la luz de comparaciones con mediciones directas del campo de velocidad.

Como se señala en el capítulo 2, desde el 24 de abril de 1979 hasta el 2 de junio de 1980, simultáneamente a la realización de los cruceros hidrográficos, se mantuvieron en operación tres anclajes de correntímetros: uno sobre el ecuador a  $152^{\circ}\text{W}$  y los dos restantes a  $153^{\circ}\text{W}$  cerca de  $40^{\circ}\text{S}$  y  $40^{\circ}\text{N}$  respectivamente. En cada uno de los anclajes se colocaron correntímetros a 15, 50, 100, 150 y 250 metros de profundidad; pero debido al mal funcionamiento de algunos de los instrumentos, sólo se obtuvieron 8 series de tiempo completas: 3 a  $40^{\circ}\text{N } 153^{\circ}\text{W}$  (15, 100 y 150 m), 3 en el ecuador a  $152^{\circ}\text{W}$  (50, 100 y 250 m) y 2 a  $40^{\circ}\text{S } 153^{\circ}\text{W}$  (100 y 250 m). Estos datos son usados para comparar con los resultados de cálculos geostroóficos.

Antes de proceder a comparar la velocidad obtenida de los

cálculos geostroóficos ( $U_g$ ) con las mediciones directas ( $U_c$ ), es conveniente tener en cuenta que los datos provienen de fuentes que son esencialmente distintas, ya que mientras que las mediciones directas se tomaron a profundidad constante y representan observaciones instantáneas de la velocidad absoluta, los cálculos geostroóficos son una estimación indirecta del campo promedio de la velocidad relativa y se realizaron a densidad constante.

Por otro lado, en los datos obtenidos de los correntímetros (cuya razón de muestreo fue de 30 minutos) cabe esperar que la influencia de fenómenos de alta frecuencia, tales como la marea y ondas internas, sea considerable; mientras que en los datos hidrográficos, estos mismos fenómenos aparecerán principalmente como ruido y su contribución no puede ser evaluada.

En base a lo anterior, la comparación entre  $U_g$  y  $U_c$  tiene sentido para el promedio y las fluctuaciones de baja frecuencia, de entre las cuales, de acuerdo con la descomposición en funciones empíricas ortogonales, destaca la componente anual. De aquí que para extraer este tipo de fluctuación, los datos de correntímetro se ajustaron mediante cuadrados mínimos a la función

$$U_c(y, z, t) = A_0(y, z) + A_1(y, z)\cos\omega t + A_2(y, z)\sin\omega t, \quad (37)$$

donde  $t$  es el tiempo en días a partir del 24 de abril de 1979,

(y) y (z) son respectivamente la profundidad y la latitud donde se colocaron los correntímetros,  $A_0$  es el promedio de los datos,  $A_1$  es la amplitud de la componente real, mientras que  $A_2$  lo es de la componente imaginaria y  $\omega = 2\pi/365$  días. Los resultados del ajuste se resumen en la tabla II.

Un ajuste similar se hizo para el campo de desplazamiento vertical, solo que en este caso los coeficientes son función de la latitud y la densidad

$$\xi(y, \sigma, t) = \tilde{A}_0(y, \sigma) + \tilde{A}_1(y, \sigma)\cos\omega t + \tilde{A}_2(y, \sigma)\sin\omega t, \quad (38)$$

y la contribución de cada coeficiente a la velocidad a se calculó mediante las ecuaciones 24 y 26.

Como las observaciones directas de la velocidad se realizaron a profundidad constante, para poderlas comparar con los cálculos geostroóficos fue necesario determinar el rango de densidades presentes a cada profundidad, lo cual se hizo calculando el perfil promedio para las latitudes  $1^\circ\text{N}$ ,  $0^\circ$  y  $1^\circ\text{S}$ , y se consideró como su variación a la magnitud de la componente anual del desplazamiento vertical. Los resultados para el ecuador se muestran en la figura 20, y en las figuras 19 y 21 se muestran los perfiles para  $40'\text{N}$  y  $40'\text{S}$ , los cuales se obtuvieron de promediar linealmente entre el perfil del ecuador y los de  $1^\circ\text{N}$  y  $1^\circ\text{S}$  respectivamente.

Las velocidades geostroóficas también se interpolaron a

Tabla II.- Coeficientes del ajuste por cuadrados mínimos realizado a los datos de mediciones directas de la velocidad. En la primer columna se indica la profundidad del correntímetro, en la segunda el promedio, en la tercera y en la cuarta se muestran los coeficientes para la parte real y la imaginaria, respectivamente. En la quinta aparece el porcentaje de energía cinética explicado por el ajuste. El origen en el tiempo es el 24 de abril de 1979.

## 40°N 153°W

Profun. (m)	$A_0$ m/s	$A_1$ m/s	$A_2$ m/s	% de E. Cin.
15	-0.17	-0.14	0.29	56.7
100	0.81	-0.18	0.43	90.4
150	0.75	-0.04	0.12	88.3

## 0° 152°W

50	0.32	-0.19	0.34	70.0
100	1.06	-0.26	0.32	94.0
250	0.13	0.05	0.02	44.5

## 40°S 153°W

100	0.76	-0.28	0.29	87.3
250	-0.02	0.02	0.05	29.7

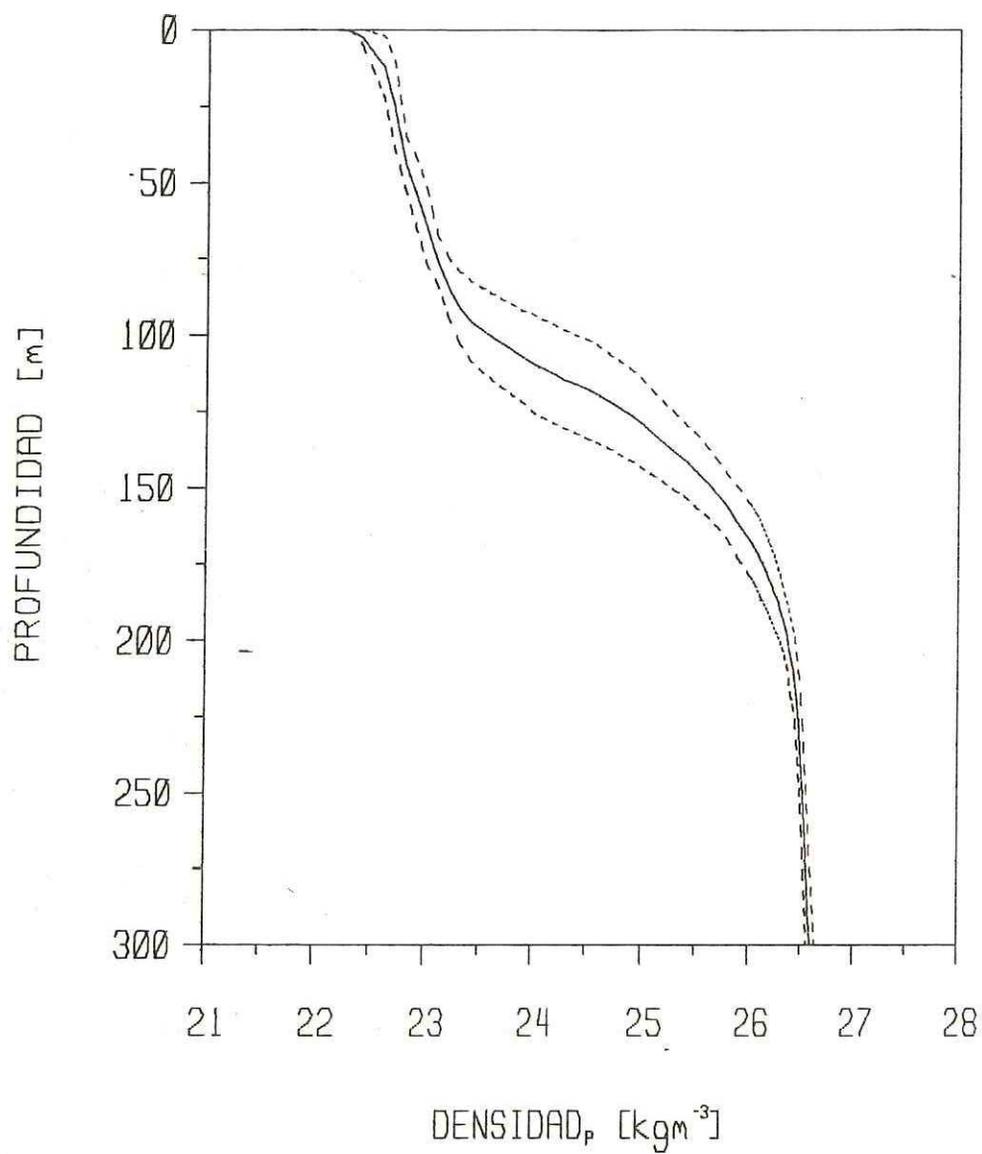


Fig. 19.- Perfil de densidad promedio a 40'N y su variación anual (línea de puntos).

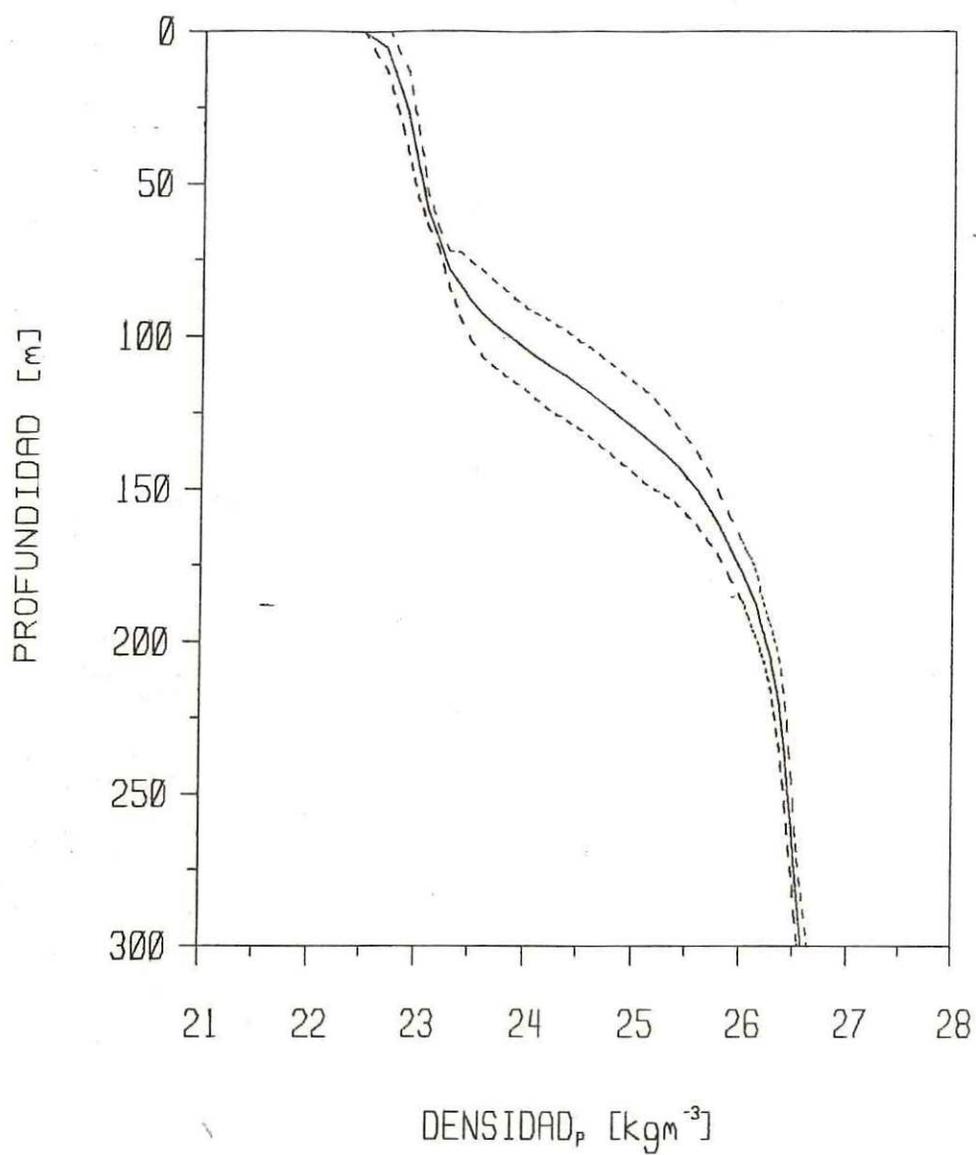


Fig. 20.- Perfil de densidad promedio en el ecuador y su variación anual (línea de puntos).

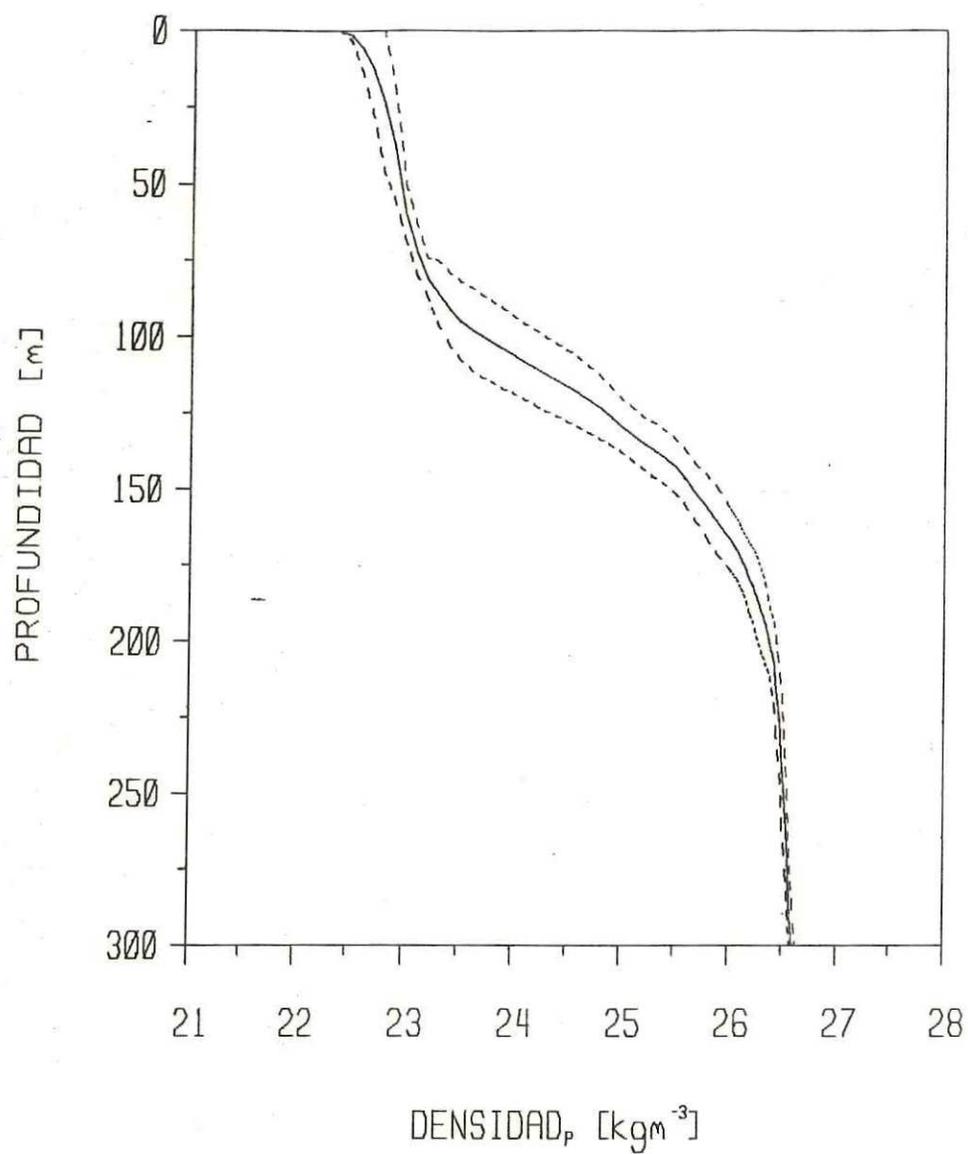


Fig. 21.- Perfil de densidad promedio a 40'S y su variación anual (línea de puntos).

40'S y 40'N, los resultados se muestran de la figura 22 a la 30. En estas figuras se graficó la contribución de cada coeficiente contra la densidad, en línea continua se muestra la velocidad geostrofica y con un asterisco la magnitud de los coeficientes correspondientes a mediciones directas. Sobre los asteriscos se muestra con una barra el rango de densidades correspondiente a la profundidad del correntímetro. En cada una de estas figuras se muestra con línea punteada el origen de las velocidades relativas, el cual se desplazó de tal manera que se minimizan las diferencias entre las velocidades observadas y las relativas; dicho desplazamiento es en la mayoría de los casos del orden de 20 cm/s (Tabla III). Freitag y Firing (1984), siguiendo un procedimiento semejante para comparar datos de perfilómetro con los mismos datos de correntímetro usados en este trabajo, encuentran diferencias promedio del orden de 15 cm/s.

Tabla III.- Corrimiento del origen en m/s para los perfiles de velocidad geostrofica en cada uno de los coeficientes del ajuste.

Coef.	40'N	0°	40'S
$\tilde{A}_0$	0.22	-0.23	0.18
$\tilde{A}_1$	-0.17	-0.19	0.02
$\tilde{A}_2$	0.12	0.23	0.17

En el promedio, la coincidencia entre velocidad medida y velocidad geostrofica puede ser considerada como excelente, sobre todo en el ecuador y a 40'N. En cuanto a la componente anual, la amplitud de la parte real concuerda bastante bien en las tres latitudes, no así para la parte imaginaria donde las diferencias son considerables. Estas diferencias pueden deberse además de los factores antes mencionados, a la interpolación realizada entre 0° y 1°N o 1°S, pues es precisamente en esa región donde se presentan los gradientes horizontales de velocidad más fuertes; Freitag y Firing (1984) estiman que éstos son del orden de  $5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  a 100 m de profundidad y a 40' del ecuador. Adicionalmente, Halpern et al. (1981) consideran que en anclajes de correntímetros suspendidos de boyas superficiales, la magnitud de la velocidad puede ser incrementada desde un 5 hasta un 15% de su valor real.

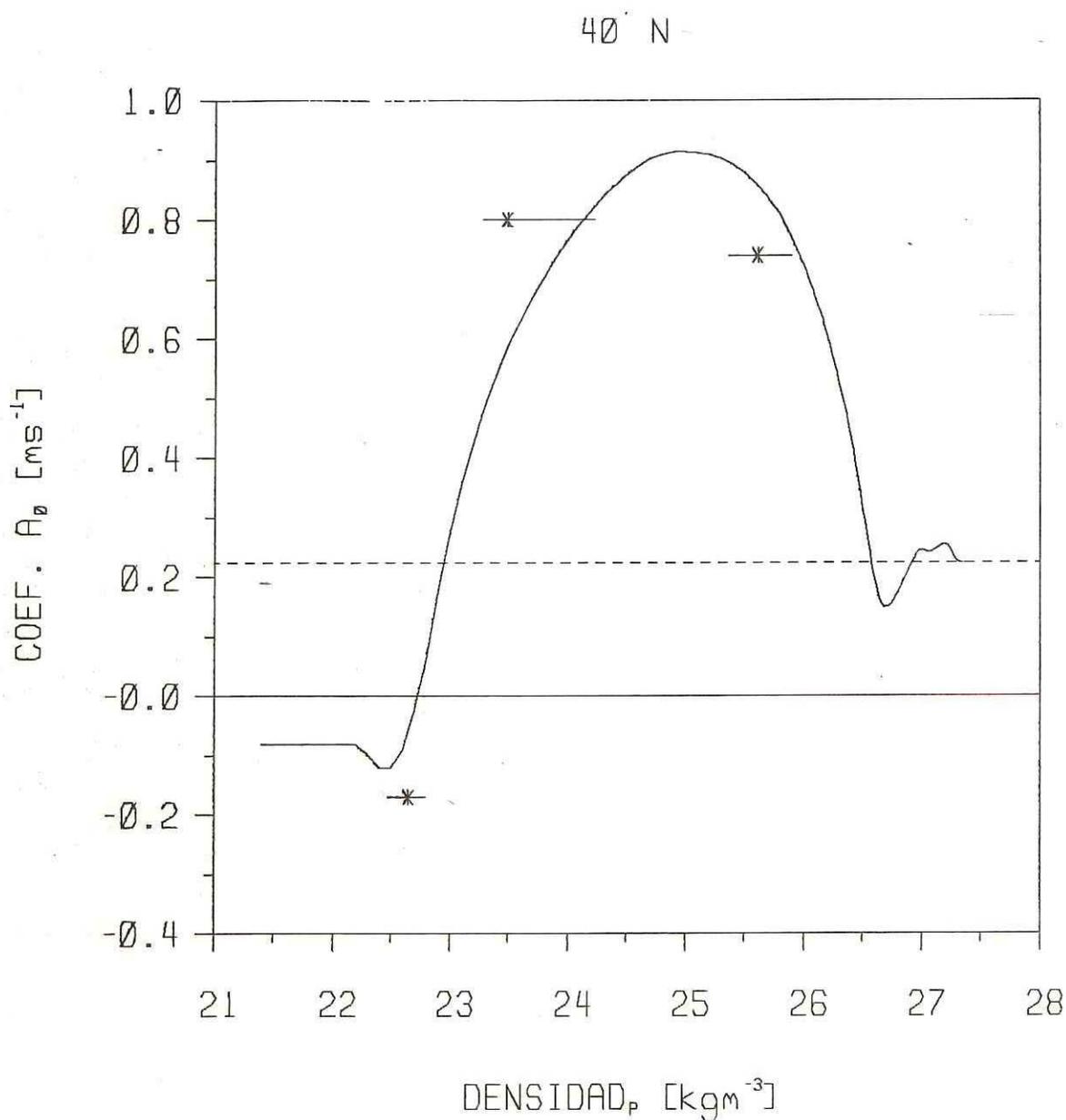


Fig. 22.- Contribución del coeficiente  $\bar{\kappa}_0$  a la velocidad geostrofica (línea continua) a 40'N. Los asteriscos indican el valor del coeficiente correspondiente a la velocidad absoluta. La línea discontinua indica el corrimiento del origen en la velocidad geostrofica.

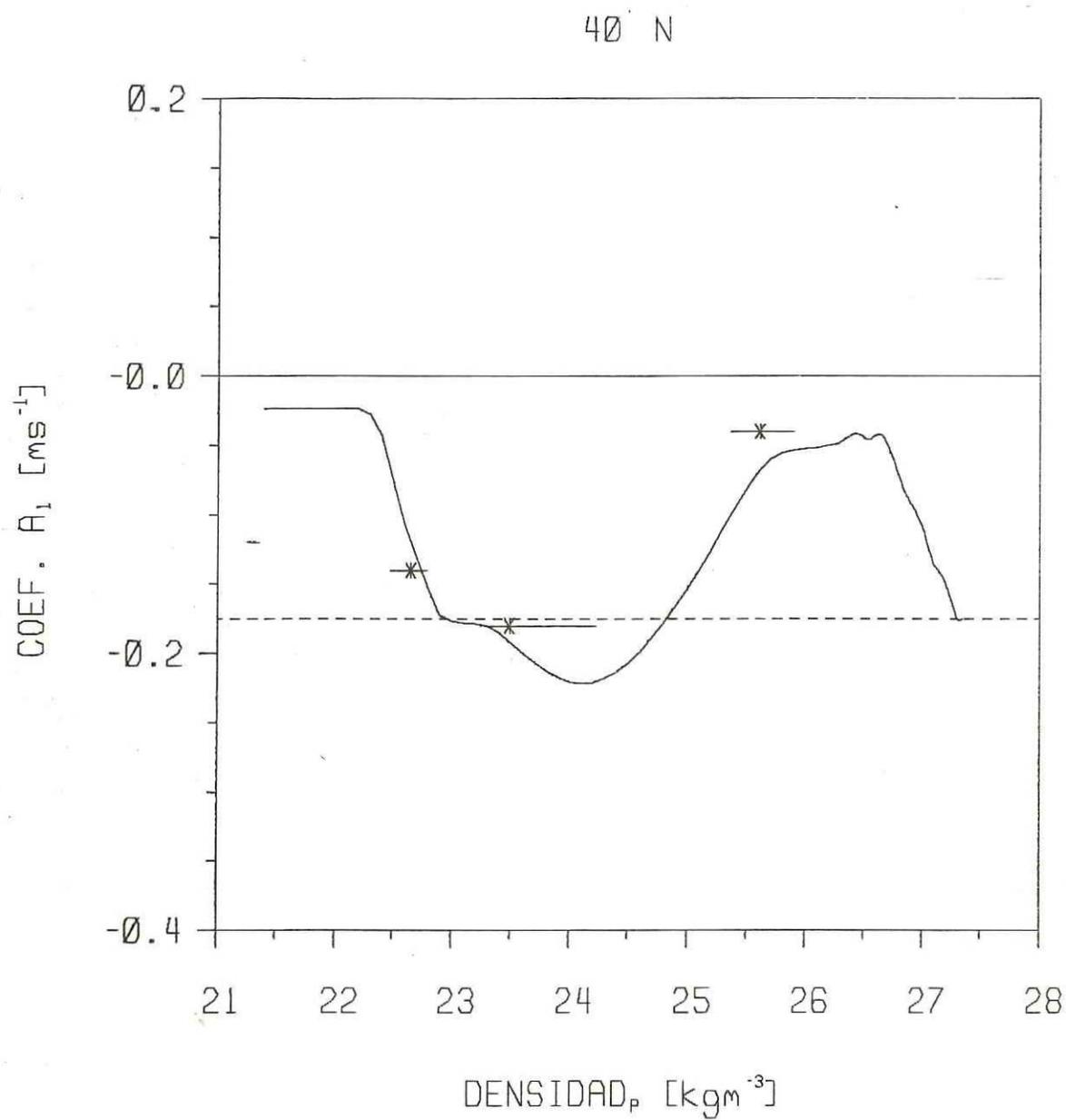


Fig. 23.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $A_1$ .

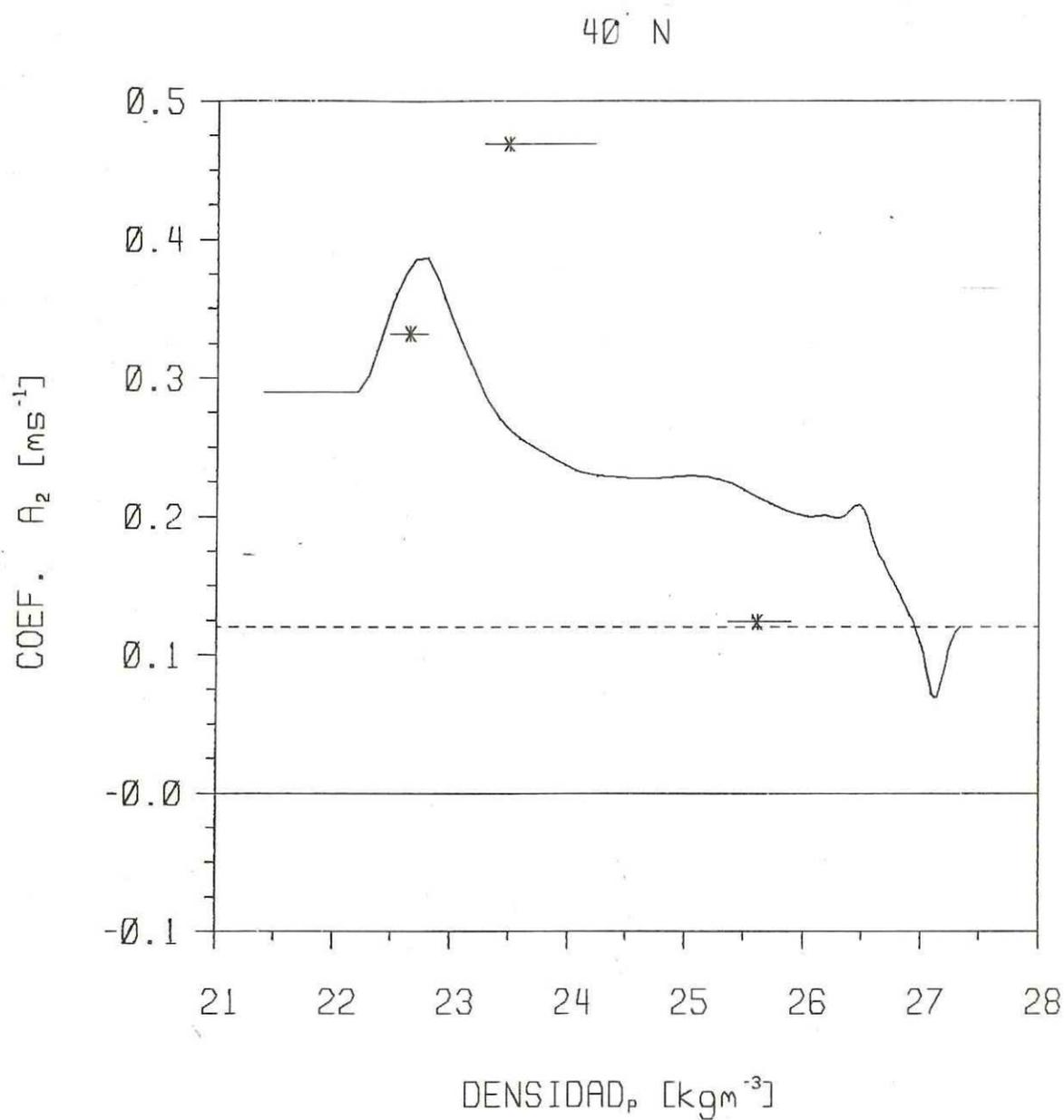


Fig. 24.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $\lambda_2$ .

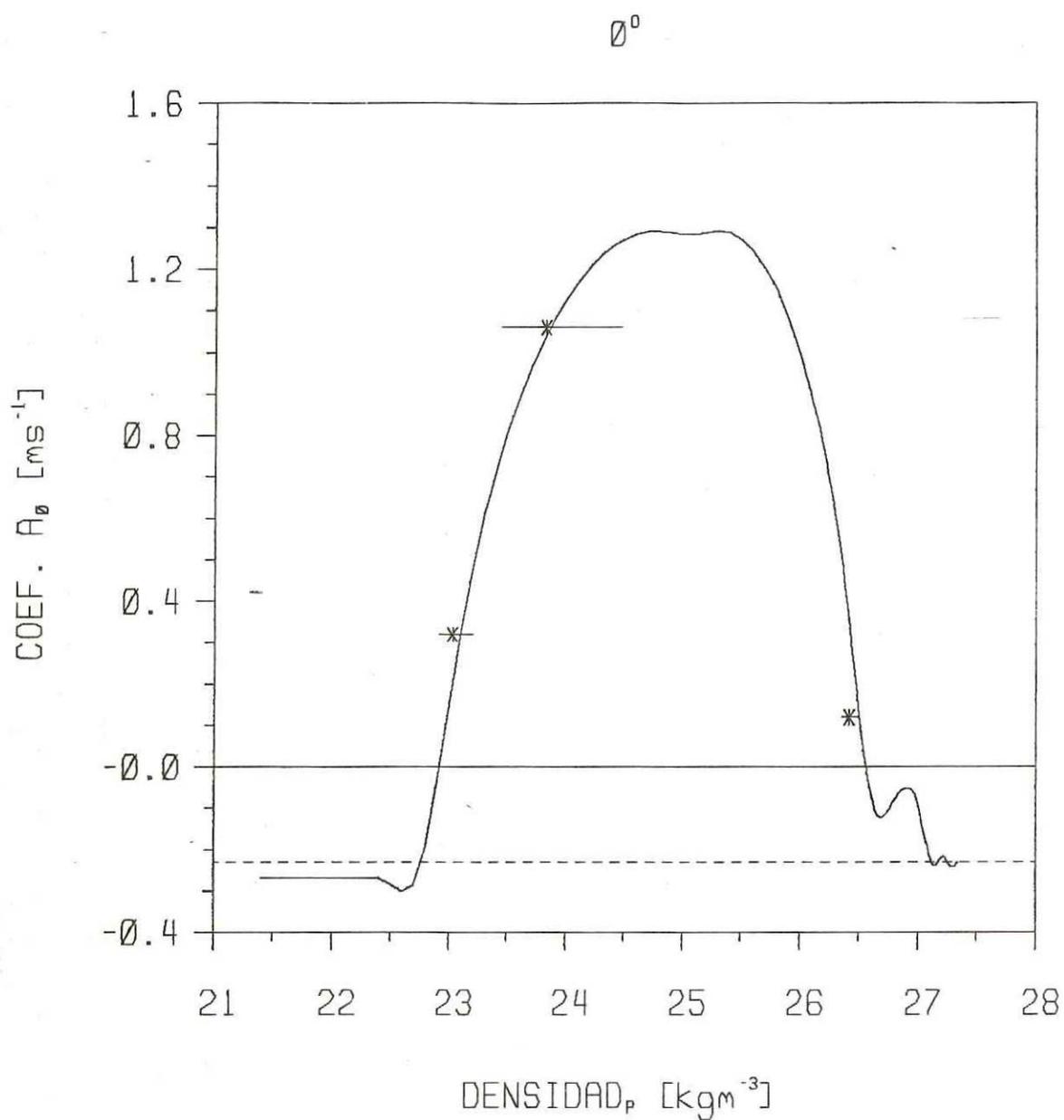


Fig. 25.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $A_0$  en el ecuador.

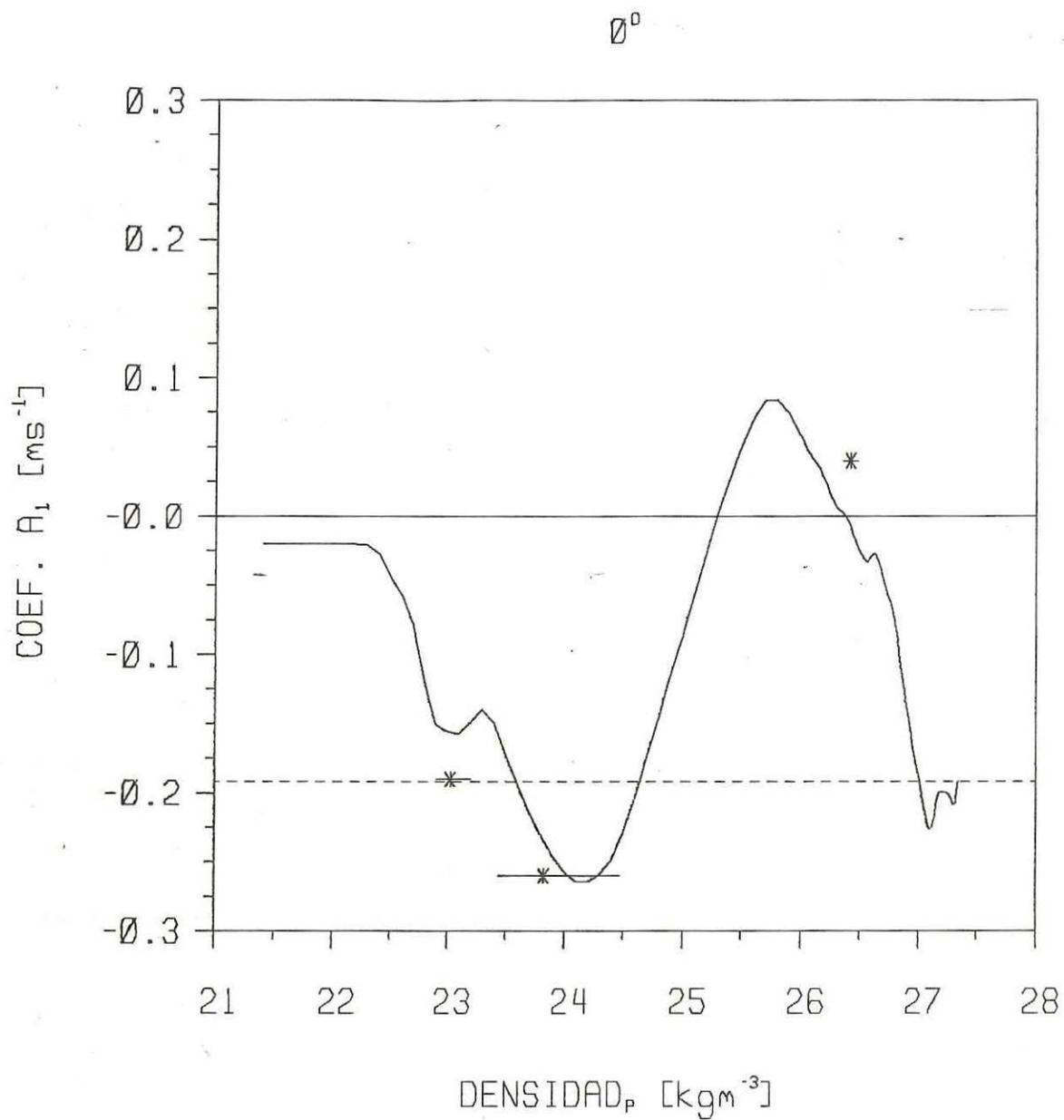


Fig. 26.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $A_1$  en el ecuador.

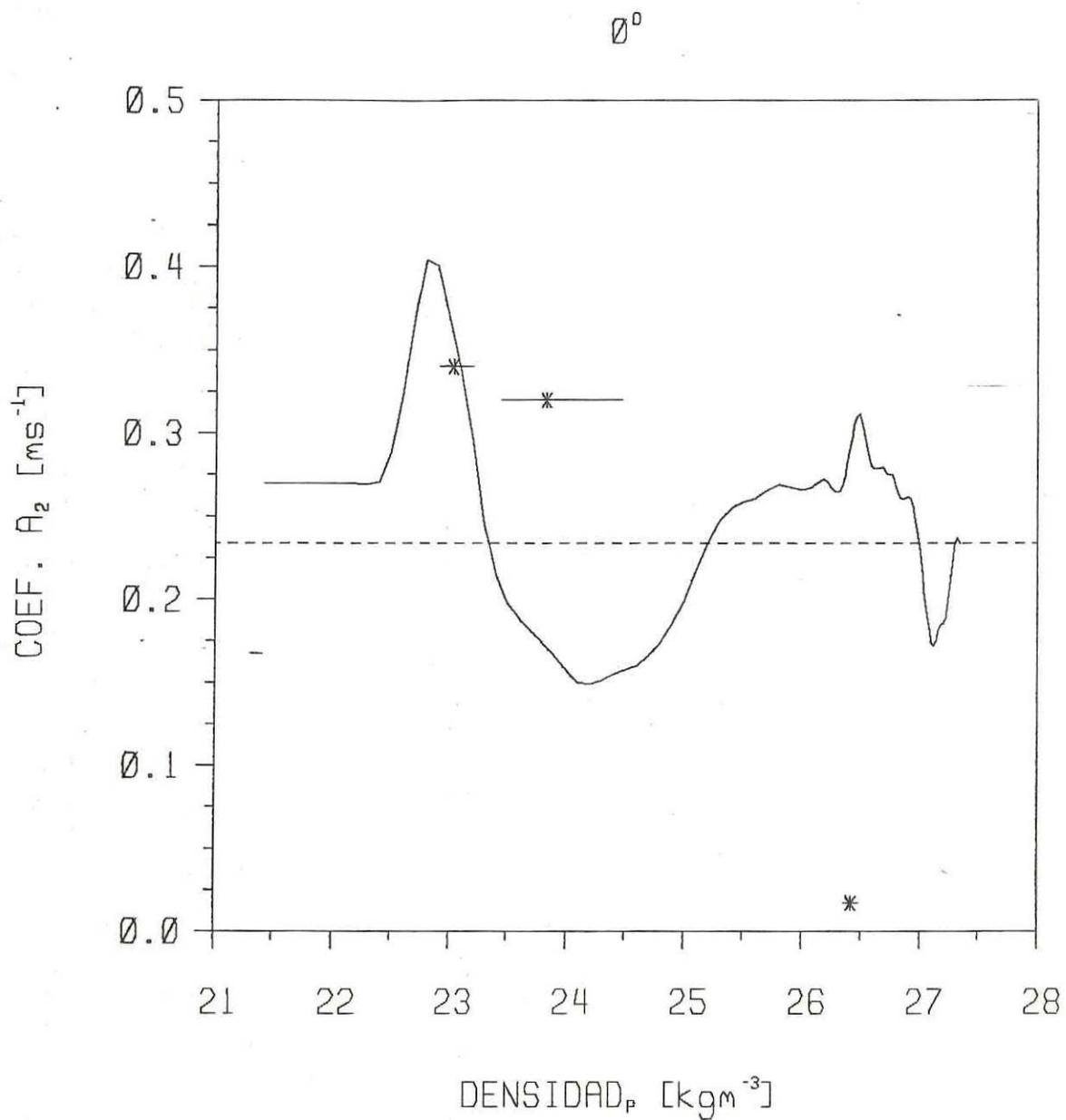


Fig. 27.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $\bar{\lambda}_2$  en el ecuador.

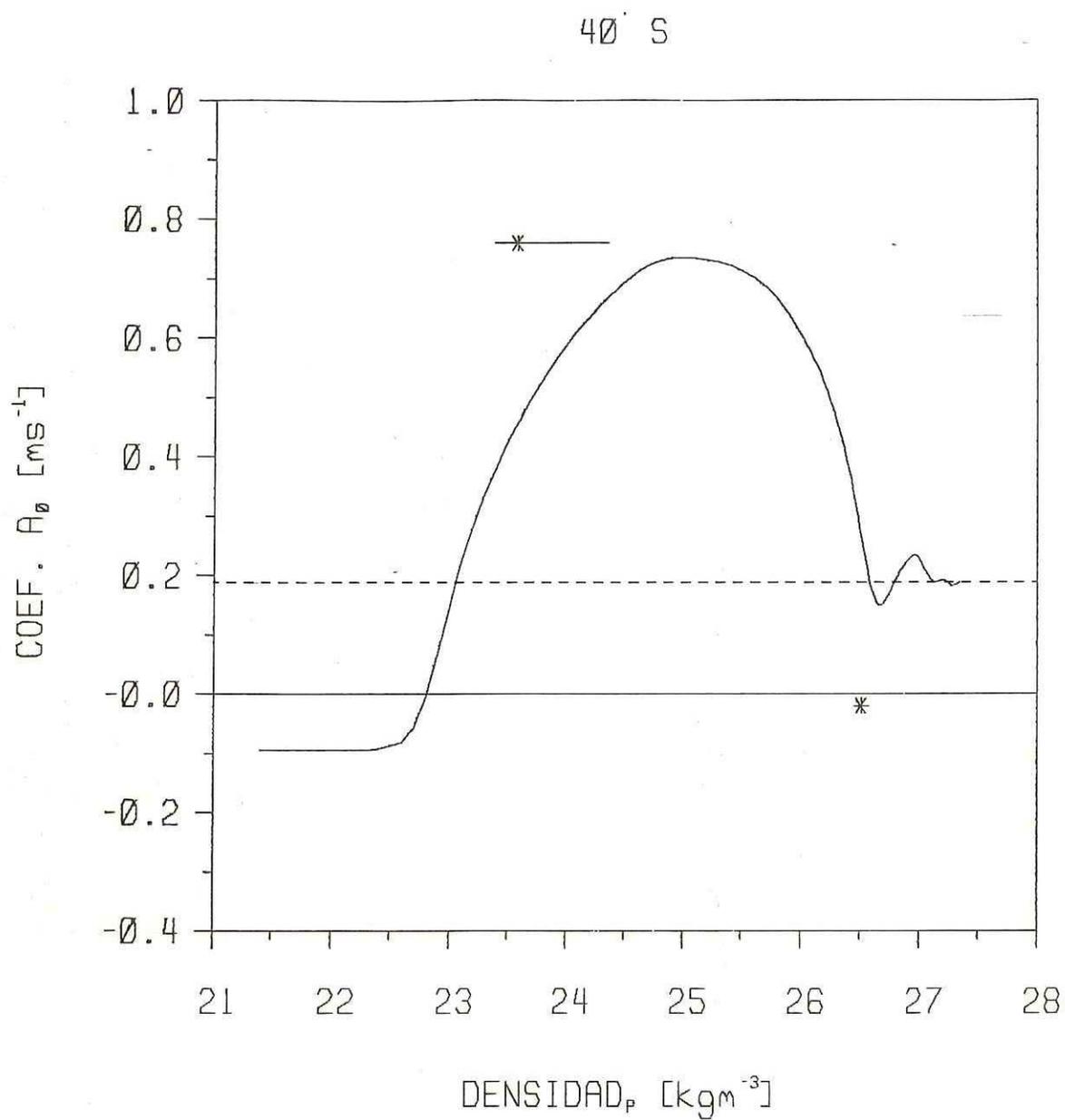


Fig. 28.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $A_0$  a 40'S.

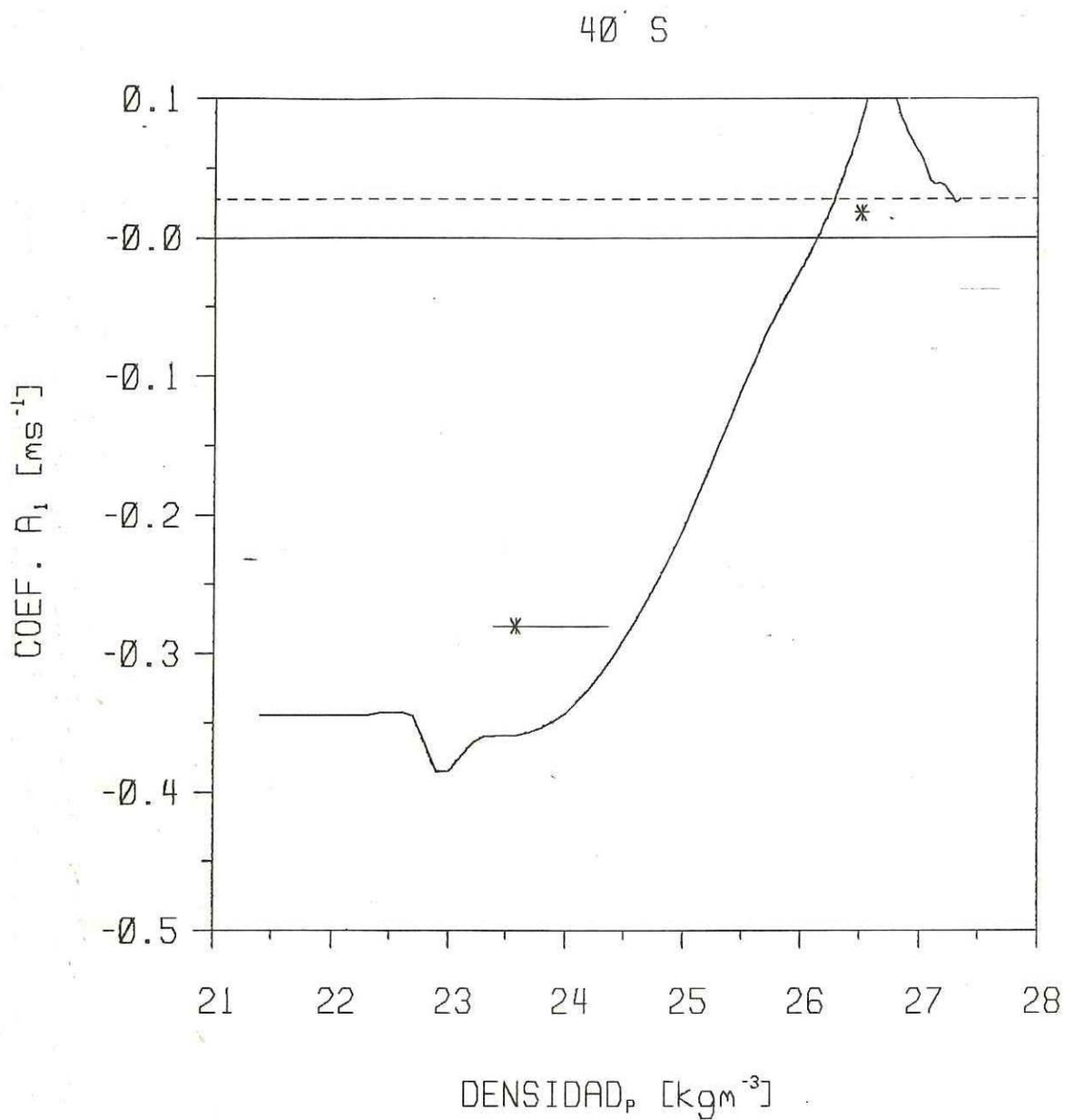


Fig. 29.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $\bar{\lambda}_1$  a 40'S.

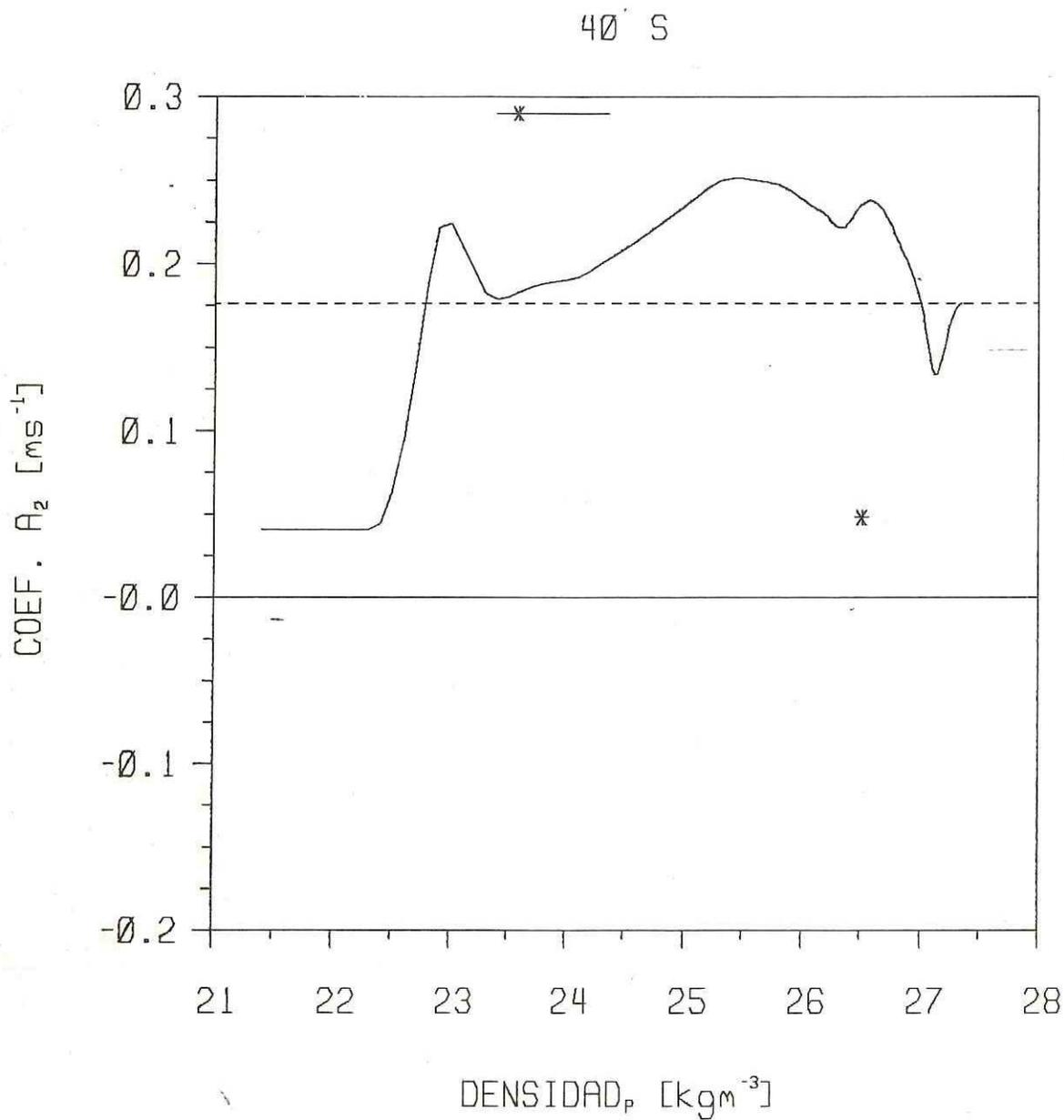


Fig. 30.- Como la figura 22; pero para el coeficiente  $\lambda_2$  a 40'S.

## 6 .- CONCLUSIONES

Usar coordenadas isopicnales facilita realmente los cálculos; pero debido a que éstas no son horizontales se puede llegar a introducir estructuras ajenas al campo de densidad en los primeros metros de la columna de agua, lo cual se manifestó como regiones en las que el perfil de densidad promedio es multivaluado. Por otro lado, la forma en la que dicho perfil fue calculado parece ser la más adecuada, pues se conservan los razgos principales de los perfiles usados en el cálculo.

La introducción del desplazamiento vertical como variable es también muy útil, y la relación entre éste y el potencial de aceleración hace más sencillo el cálculo de velocidades geostroóficas. De la descomposición en funciones empíricas ortogonales del campo de desplazamiento vertical, utilizando a la energía potencial como "métrica", se obtiene que: el primer modo, con 85% de la energía potencial total, es igual, con excelente aproximación, al promedio temporal; el segundo y tercer modo, con 48% del resto de la energía (que corresponde a la variación temporal), representan la señal anual del campo de densidad; los modos superiores son ignorados por no contener información física evidente.

Usando los tres primeros modos para calcular el campo de

velocidad geostrófica, se logra obtener las características principales del sistema de corrientes ecuatoriales. La posición de éstas, así como su intensidad y sus fluctuaciones de baja frecuencia son coincidentes con los resultados de otros trabajos, aún para la región cercana al ecuador, donde cabría esperar problemas debido a que el parámetro de Coriolis toma valores muy bajos.

Los resultados de la comparación entre mediciones directas del campo de velocidad y la velocidad geostrófica, apoyan la validez del balance geostrofico zonal en la región ecuatorial. No obstante, dada la intensidad del corte horizontal de velocidad en el área, hubiera sido deseable que al menos entre  $1^{\circ}\text{N}$  y  $1^{\circ}\text{S}$  los muestreos hidrográficos se hubieran realizado más densamente.

Al no disponer de los datos de perfilómetro de corriente (con mejor resolución meridional-vertical), no se puede opinar sobre el porqué Wyrski (1982a) no obtiene valores consistentes con las observaciones directas al calcular el transporte de la Subcorriente Ecuatorial por el método geostrofico.

Finalmente, durante el periodo de observaciones no se detectan eventos extraordinarios, por lo cual podría ser considerado como representativo de condiciones normales en el Océano Pacífico Ecuatorial.

## LITERATURA CITADA

Bjerknes, J., 1966. Survey of El Niño 1957-58 in its relation to tropical Pacific meteorology. Bull. Inter-Am. Trop. Tuna Comm., 12(2), 1.

Cantos-Figuerola A. y B. A. Taft, 1983. The South Equatorial Current During the 1979-80 Hawaii-Tahiti Shuttle. Tropical Ocean-Atmospheric Newsletter (TOAN). No. 19 (Manuscrito sin publicar).

Carrasco A. C., 1985. Incerteza en el cálculo de corrientes geostroóficas en una sección a lo largo de 110°W en febrero de 1979. Tesis Profesional. Universidad Autónoma de Baja California, Escuela Superior de Ciencias Marinas. 72 pp.

Cromwell, T., 1953. Circulation in a meridional plane in the Central Equatorial Pacific. J. Mar. Res., 12: 196-213.

Cromwell, T., R. B. Montgomery y E. D. Stroup, 1954. Equatorial Undercurrent in Pacific Ocean revealed by new methods. Science 119: 648-649.

Cutchin, D. L., 1982. Data Catalogue Norpax/FGGE Hawaii to Tahiti Shuttle Experiment. UCSD-SIO Ref. # 82-20. 23 pp.

Gill, A. E., 1982. Atmosphere-ocean Dynamics. Academic Press, New York, 662 pp.

Halpern, D., 1980. A Pacific equatorial temperature section from 172°E to 110°W during winter and spring 1979. Deep-Sea Research, Vol 27A, pp. 931-940.

Halpern, D., R. A. Weller, M. G. Briscoe, R. E. Davis y J. R. McCullough, 1981. Intercomparison test of moored current measurements in the upper ocean. J. Geophys. Res., 86, 419-428.

Hayes, S. P., 1982. A comparison of geostrophic and measured velocities in the Equatorial Undercurrent. Journal of Marine Research, Vol. 40 (Suppl.), pp. 219-229.

Hayes, S. P., J. M. Toole y L. J. Mangum, 1983. Water-Mass and Transport Variability in the Equatorial Pacific. Journal of Physical Oceanography, Vol. 13, No. 2, pp. 153-168.

- Hidaka, K., 1955. Dynamical Computation of Ocean Currents in a Vertical Section Occupied Across the Equator. Jap. J. Geophys., 1: 57-60.
- Freitag, H. P. y E. Firing, 1984. Comparison of Profiling and Moored Current Measurements in the Equatorial Pacific. Jour. of Geoph. Res.. Vol. 89, No. C3, pp. 3724-3728.
- Hisard, P. y P. Rual, 1970. Courant equatorial intermediaire de l'océan Pacifique et contre-courants adjacents.
- Jerlov, N. G., 1953. Studies of the equatorial currents in the Pacific. Tellus, 5, 308-314.
- Knauss, J. A., 1960. Measurements of the Cromwell Current. Deep-Sea Res., 6, 265-286.
- Knauss, J. A., 1963. Equatorial Current Systems. The Sea, Vol. 2, M. N. Hill, Ed., Wiley and Sons, 235-252.
- Knauss, J. A., 1966. Further measurements and observations on the Cromwell Current. J. Mar. Res., 24, 205-240.

Leetmaa, A., J. P. McCreary y D. W. Moore, 1980. Equatorial Currents: Observations and Theory. Evolution of Physical Oceanography, Vol. 6. B. A. Warren and C. Wunsch, Ed., The MIT Press, Cambridge, Mass.. pp. 184-196.

Leetmaa A. y R. L. Molinari, 1984. The Cross-Equatorial Sections at 110°W. Journal of Physical Oceanography, Vol. 14-2, pp. 255-263.

Lukas, R. y E. Firing, 1983. The geostrophic balance of the Pacific Equatorial Undercurrent. Deep-Sea Research, Vol. 31, No. 1, pp. 61-66.

McDougall, T. J., 1984. The relative roles of dyapicnal and isopicnal mixing on subsurface water mass conversion. J. of Phys. Oc., Vol. 14(2), pp. 1577-1589.

Nava, C., 1982. Campos de densidad y velocidad geostrofica en el Océano Pacífico Ecuatorial. Tesis de Maestría, CICESE, Ensenada, B. C., Mex., 96 pp.

Patzert, W. C., 1969. Eddies in Hawaiian Waters. University of Hawaii, Rep. HIG-69-8, 50 pp.

Ripa, P., 1981. Symmetries and conservation laws for internal gravity waves. (B. West. ed.) pp. 281-386, in: Nonlinear properties of internal waves. A. I. P. Proceedings. New York. 315 pp.

Sandstrom, J. W. y B. Helland-Hansen, 1903. Uber die Berechnung von Meerestromungen. Rept. on Norwegian Fishery and Marine Investigations. Vol. 2, No. 4 (Bergen).

Sverdrup, H. U., 1932. Arbeider i luft-og havforskning Beretn. Chr. Michelsens Inst. Vidensk., 2.

Tsuchiya, M., 1955. On a Simple Method of Estimating the Current Velocity at the Equator. J. Ocean. Soc. Japan, 11: 1-4.

Tsuchiya, M., 1975. Subsurface countercurrents in the eastern equatorial Pacific Ocean. Jour. of Marine Research 33 (Suppl.), 145-175.

Wyrtki, K., 1973. Teleconnections in the Equatorial Pacific Ocean. Science, 180, 66-68.

Wyrtki, K., 1974. Equatorial currents in the Pacific from 1950 to 1970 and their relations to trade winds. J. Phys. Oceanogr. 4(3), 372-380.

- Wyrтки, K., 1979a. Sea level variations: Monitorin the breath of the Pacific. EOS, Vol. 60 pp. 25-27.
- Wyrтки, K., 1979b. El Niño. La Recherche. Vol. 10, No. 106, pp. 1212-1220.
- Wyrтки, K., 1981. An estimate of Equatorial Upwelling in the Pacific. J. Phys. Oceanogr. 11(2), 1205-1214
- Wyrтки, K., 1982a. An attemmpt to monitor the Equatorial Undercurrent. J. Geophys. Res. 88, 775-777.
- Wyrтки, K., 1982b. Eddies in the Pacific North Equatorial Current. J. Phys. Oceanogr., 12, 746-749.
- Wyrтки, K. y R. Kendall, 1967. Transports of the Pacific Equatorial Countercurrents. J. Geophys. Res., 72, 2073-2076.
- Wyrтки, K., E. Firing, D. Halpern, R. Knox, G. J. McNally, W. C. Patzert, E. D. Stroup, B. A. Taft y R. Williams, 1981. The Hawaii to Tahiti Shuttle Experiment. Science, 211, 22-28.

Wyrтки, К. y B. Kilonский, 1984. Mean water and current structure during the Hawaii-to-Tahiti Shuttle Experiment. J. Phys. Oceanogr., 14(2), pp. 242-214.

APENDICE

A.- Funciones Empíricas Ortogonales.

El propósito de este apéndice es detallar la forma en la que se realizó la descomposición en funciones empíricas ortogonales indicada por la ecuación 30.

Si definimos la matriz de co-energía mediante:

$$C(t, t') = \sum_{y, t} w_0(y) w_2(\sigma) \xi(y, \sigma, t) \xi(y, \sigma, t'), \quad A.1$$

y substituimos en esta ecuación el desplazamiento vertical por la ecuación 30, resulta de acuerdo con la ecuación 32, que

$$C(t, t') = \sum_{\alpha=1}^N T_{\alpha}(t) T_{\alpha}(t') E_{\alpha}. \quad A.2$$

Multiplicando A.2 por  $w_1(t') T_{\alpha}(t')$  y sumando sobre  $t'$  se obtiene que

$$\sum_{t'} C(t, t') w_1(t') T_{\alpha}(t') = E_{\alpha} T_{\alpha}(t), \quad A.3$$

ésto es, las funciones  $T_{\alpha}(t)$  son los eigenvectores de la matriz  $C(t, t')$  y  $E_{\alpha}$  los eigenvalores correspondientes.

Las funciones  $S_{\alpha}(y, \sigma)$  se obtienen, luego de ordenar los  $T_{\alpha}$  de acuerdo con el valor de  $E_{\alpha}$ , multiplicando la ecuación 30 por  $T_{\alpha}(t) w_1(t)$  y sumando sobre  $t$ , de donde resulta al usar la ecuación 31 que

$$S_{\alpha}(y, \sigma) = \sum_{\xi} w_{\alpha}(t) T_{\alpha}(t) \xi(y, \sigma, t).$$

A.4