

10. Circulación general oceánica

10.1 Estructura vertical oceánica

En el océano la columna de agua puede dividirse en 4 regiones (Fig. 10.1). En la superficie se encuentra la capa límite de mezcla que tiene propiedades relativamente constante como la densidad y la temperatura. Esta capa tiene una profundidad de 10-50 m y puede asociarse para los movimientos de gran escala de este curso con la capa límite de Ekman. Por debajo se encuentra la termoclina estacional una capa cuya estratificación vertical es máxima al final del verano y desaparece en invierno por el enfriamiento convectivo y la mezcla de los vientos muy fuertes. Su profundidad es del orden de 100 m (Fig. 10.2). Mas abajo se encuentra la termoclina permanente, que está permanentemente estratificada y su profundidad es entre 500-1000 m. El resto de la columna tiene una estratificación muy débil y se conoce como el océano profundo.

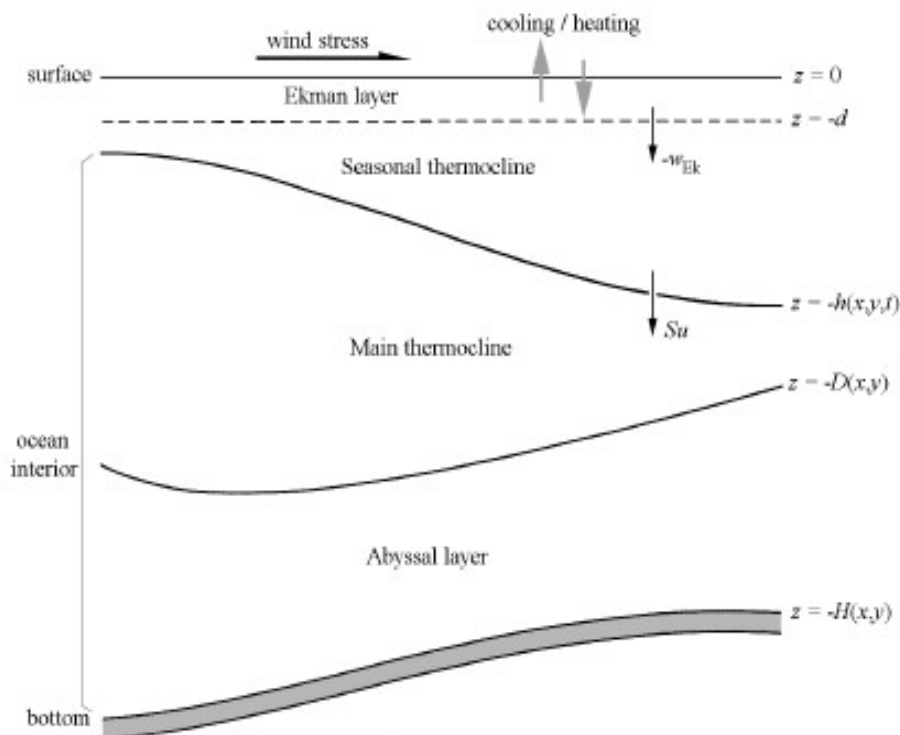


Figura 10.1 – Estructura vertical oceánica desde el punto de vista de la circulación oceánica. Las profundidades de las capas no están en escala; el océano profundo es mucho mayor que las otras capas.

La termoclina permanente es la región de los océanos en donde la circulación es predominantemente causada por el bombeo de Ekman que viene de la capa límite y por lo tanto es mas pronunciada en latitudes medias. Por otro lado, el océano profundo es alimentado por convección profunda en altas latitudes.

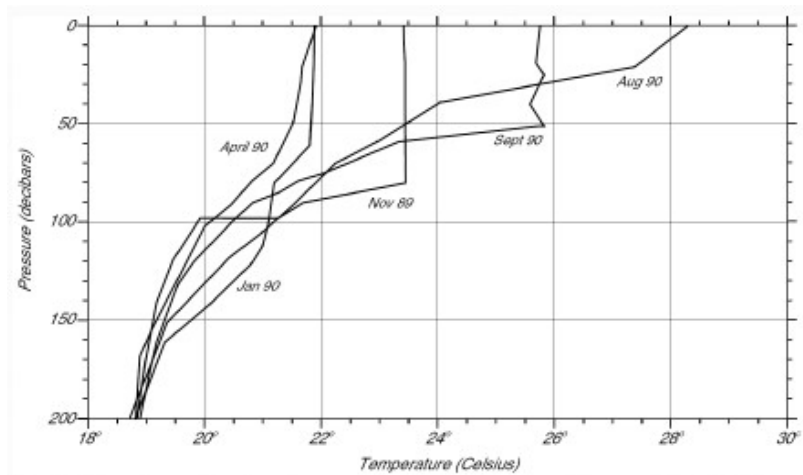


Figura 10.2 – Estructura térmica en diferentes meses del año en Bermuda Station (31.8N,64.1W)

10.2 Subducción y circulación forzada por el viento

En un capítulo anterior estudiamos la dinámica del interior oceánico integrada verticalmente (teoría de Sverdrup); las teorías de la termoclina permanente intentan describir la dinámica considerando la estratificación.

En el tope del océano interior (parte de la columna de agua que contiene a la termoclina permanente y océano profundo) existe un intercambio de agua con la termoclina estacional. Este proceso es llamado subducción si el agua pasa de la termoclina estacional al interior oceánico y obducción si el agua sube hacia la termoclina estacional (Fig. 10.3).

Existen varios procesos por los cuales el agua entra la termoclina permanente: bombeo de Ekman, retroceso de la capa límite al final del invierno y convergencia del flujo en la capa límite. La suma de estos procesos crea subducción que puede ser definido como la entrega de agua antes perteneciente a la termoclina estacional al interior oceánico. Es importante notar que gran parte del agua “dejada atrás” por el retroceso de la termoclina estacional durante primavera y verano es re-capturada en el otoño e invierno siguiente pues no ha tenido tiempo suficiente de hundirse hacia el interior oceánico. Por lo tanto la mayor parte de la subducción es solamente temporal y el interior oceánico es alimentado efectivamente por la subducción únicamente en invierno.

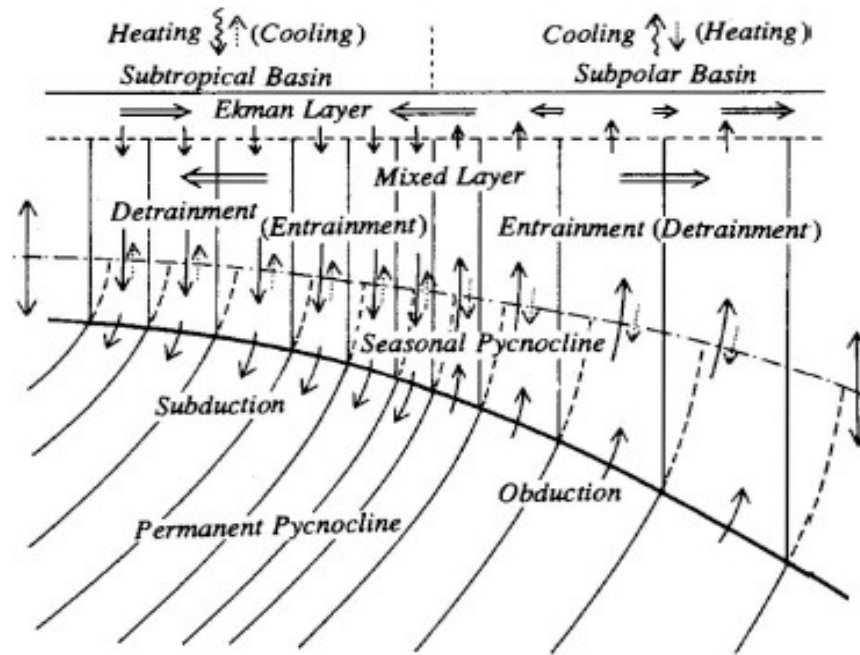


Figura 10.3 – Esquema de procesos de subducción y obducción.

Las primeras teorías para explicar la termoclina permanente intentaron describirla como la estructura vertical resultante de un equilibrio local entre afloramiento de aguas frías y difusión de calor desde la superficie

$$w \frac{\partial T}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

Este paradigma cambió en los años 1980s con la publicación de un artículo llamado “La circulación de la termoclina ventilada” de Luyten, Pedlosky y Stommel (1983). La teoría combina subducción desde la capa límite de mezcla con descenso adveectivo a lo largo de la estratificación de la termoclina. El proceso es el siguiente. En el océano de latitudes medias, donde el bombeo de Ekman es hacia abajo, el agua de la capa límite entra por subducción en la termoclina permanente y viaja a lo largo de isopícnals llevando consigo las propiedades de superficie tales como densidad y vorticidad potencial (Fig. 10.4). Las diferentes capas de la termoclina pueden ser entonces diferenciadas de acuerdo a donde en la base de la capa límite se realizó la subducción, y se dice que están ventiladas.

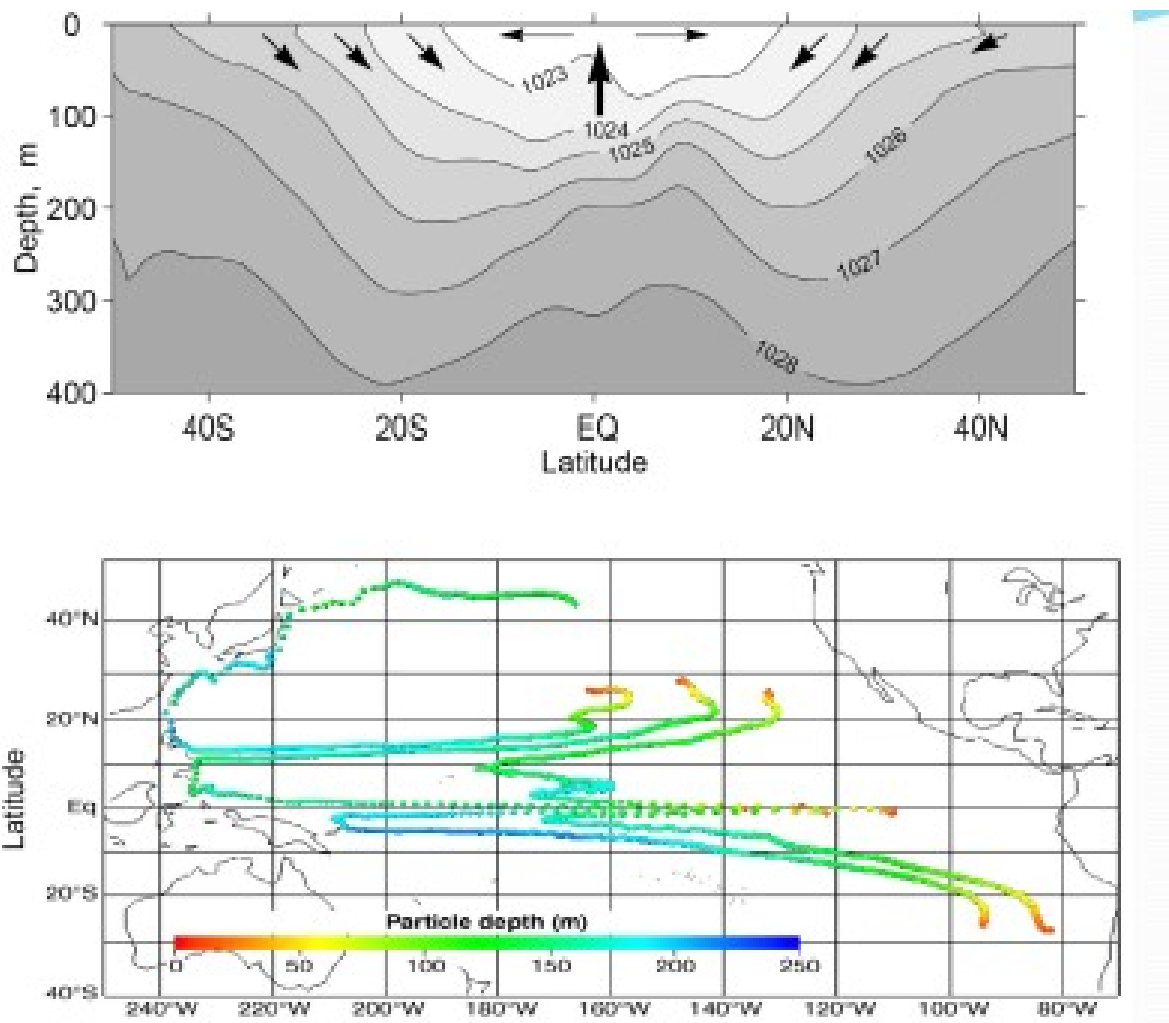


Figura 10.4 – Representación lagrangiana (siguiendo parcelas de agua) de la circulación forzada por el viento.

10.3 Circulación termohalina

La circulación termohalina es aquella parte de la circulación oceánica inducida por la convección profunda en latitudes polares. A pesar de que los sitios de formación de aguas profundas están localizados la respuesta oceánica es a escala global. A diferencia de la circulación forzada por el viento, que está confinada al primer kilómetro de la columna de agua la circulación termohalina juega un papel fundamental en determinar la propiedades del océano profundo.

La figura 10.5 muestra la estratificación vertical oceánica media en 200 m. Se observa que la estratificación es mínima en los sitios de formación de aguas profundas en el mar de Labrador, mar de Groenlandia y el mar de Weddell.

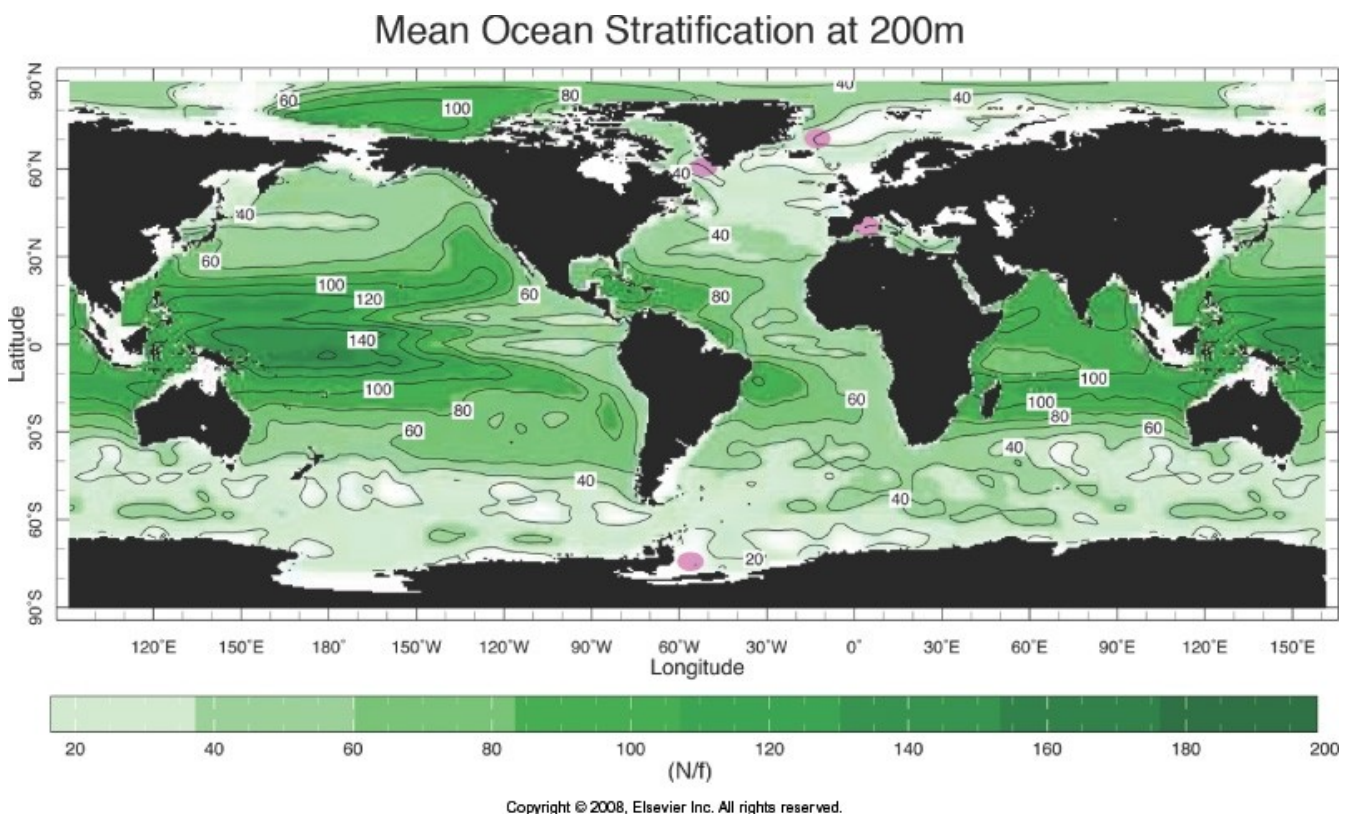


Figura 10.5 – Estratificación oceánica media. Marcados en rojos son los sitios de convección profunda.

Para cerrar la circulación debe existir un flujo hacia los sitios de convección y un afloramiento muy lento en latitudes mas bajas para devolver el agua a la superficie. El circuito total tiene escalas de tiempo de 1000 años.

Para estudiar esta circulación consideramos el modelo de la figura 10.6, y trabajamos en coordenadas esféricas ya que la extensión latitudinal es muy grande.

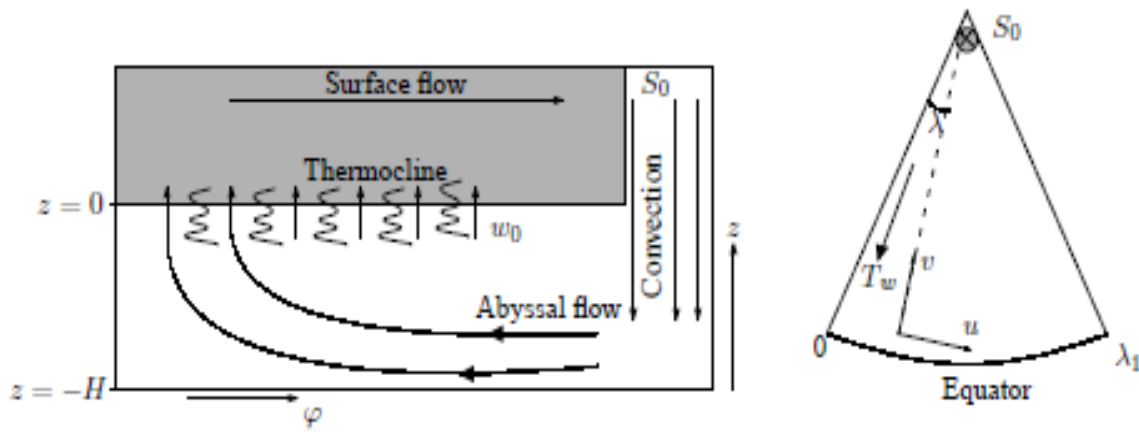


Figura 10.6 – Modelo de circulación termohalina.

El análisis a desarrollar sigue el trabajo de Stommel y Arons (1960). El balance dinámico se reduce al balance geostrófico y la conservación de volumen

$$\begin{aligned}
 -fv &= -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} \\
 +fu &= -\frac{1}{a} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \\
 \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi}(v \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial z}(w \cos \varphi) &= 0,
 \end{aligned}$$

donde a es el radio terrestre. Eliminando la presión entre los dos primeros términos se obtiene

$$\frac{\partial}{\partial \lambda}(fu) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(fv \cos \varphi) = 0,$$

y usando continuidad recuperamos la relación de Sverdrup, ahora en coordenadas esféricas

$$\beta v = f \frac{\partial w}{\partial z},$$

donde $\beta = 2 \frac{\Omega}{a} \cos \varphi$.

Integración vertical desde $-H$ hasta 0 (Fig. 10.6) y considerando un fondo plano ($w(-H)=0$) resulta en el transporte de Sverdrup

$$\int_{-H}^0 v dz = V = a w_0 \tan \varphi.$$

Con afloramiento ($w_0 > 0$) casi en toda la cuenca, el flujo en el océano profundo debe ser hacia el norte en el H.N. ($\varphi > 0$) y hacia el sur en el H.S., o sea que es siempre hacia los polos. En el ecuador no hay transporte. Este resultado puede interpretarse en el contexto de columnas de Taylor-Proudman: al igual que en latitudes medias la columna de océano se mueve hacia el ecuador como respuesta del bombeo de Ekman, en este caso la

columna debe moverse hacia los polos en respuesta al afloramiento.

El resultado anterior, no obstante, no puede aplicarse a toda la cuenca ya que no tendría sentido pues convección en latitudes polares daría lugar a flujo hacia los polos en lugar de alejándose de los polos. La solución es que el flujo proveniente de los polos está confinado a corrientes de borde oeste angostas mientras que este flujo es el de retorno y ocupa casi toda la cuenca.

De ahora en adelante consideraremos sólo el H.N. El balance de agua para cada latitud φ hasta el polo, incluyendo el lugar de formación de aguas profundas, demanda que el flujo en el interior (integral de V) mas el flujo por la convección profunda S_0 debe ser balanceado por el flujo de borde oeste (T_w) y el afloramiento w_0

$$S_0 + \int_0^{\lambda_1} V a \cos \varphi d\lambda = T_w(\varphi) + \int_{\varphi}^{\pi/2} \int_0^{\lambda_1} w_0 a^2 \cos \varphi d\lambda d\varphi.$$

Sustituyendo V por la expresión de mas arriba y considerando w_0 constante

$$S_0 + \sin \varphi \lambda_1 a^2 w_0 = T_w(\varphi) + (1 - \sin \varphi) \lambda_1 a^2 w_0.$$

por lo que el transporte en el borde oeste debe ser

$$T_w(\varphi) = S_0 + (2\sin \varphi - 1)\lambda_1 a^2 w_0$$

el cual es máximo en el polo ($\varphi=\pi/2$) y minimo en el ecuador ($\varphi=0$). Pueden ocurrir tres casos:

Caso 1: $S_0 = \lambda_1 a^2 w_0$

En este caso el afloramiento desde el polo al ecuador es idéntico a la convección profunda en el polo. El transporte en la corriente de borde oeste es $T_w = 2S_0 \sin \varphi$ y es igual a cero en el ecuador. Como el transporte Sverdrup es también cero en el ecuador los dos hemisferios están desacoplados. A su vez cerca del polo el transporte de borde oeste es el doble que el flujo de convección profunda mientras que el flujo hacia el norte de Sverdrup es igual a la fuente en el polo implicando que la mitad del flujo es recirculación.

Caso 2: $S_0 > \lambda_1 a^2 w_0$

La convección profunda es mayor que el afloramiento y por lo tanto una parte de las aguas profundas cruzan al otro hemisferio. Este es el caso del Atlántico Norte.

Caso 3: $S_0 < \lambda_1 a^2 w_0$

La convección profunda es insuficiente para mantener el afloramiento y por lo tanto es necesario una corriente en la capa límite que cruce el ecuador y mantenga la convección en el norte.

Es posible también calcular la velocidad zonal u. Considerando que no haya flujo perpendicular a la frontera este y usando la ecuacion de momento según x

y la velocidad meridional dada por Sverdrup podemos calcular la distribución de la presión

$$p = \frac{2\Omega a^2}{H} \sin^2 \varphi \int_{\lambda_1}^{\lambda} w_0 d\lambda,$$

donde consideramos que $p=0$ en la frontera este. Usando ahora la ecuación de momento en la dirección y , se tiene

$$u = -\frac{a}{H \sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin^2 \varphi \int_{\lambda_1}^{\lambda} w_0 d\lambda \right)$$

y para w_0 constante

$$u = 2 \frac{a}{H} w_0 (\lambda_1 - \lambda) \cos \varphi,$$

la cual es siempre positiva, o sea hacia el este, implicando que la capa límite que alimenta este flujo debe estar en el borde oeste de la cuenca. La solución se muestra en la figura 10.7 (izquierda) y también se muestra el flujo que se observaría en profundidad para los océanos reales de acuerdo a esta teoría. En general la estructura de la solución reproduce el patrón de la circulación termohaline observada. La teoría, sin embargo, considera fondo plano (entre otras simplificaciones) que es claramente una debilidad importante ya que la batimetría guía la circulación de los océanos en profundidad.

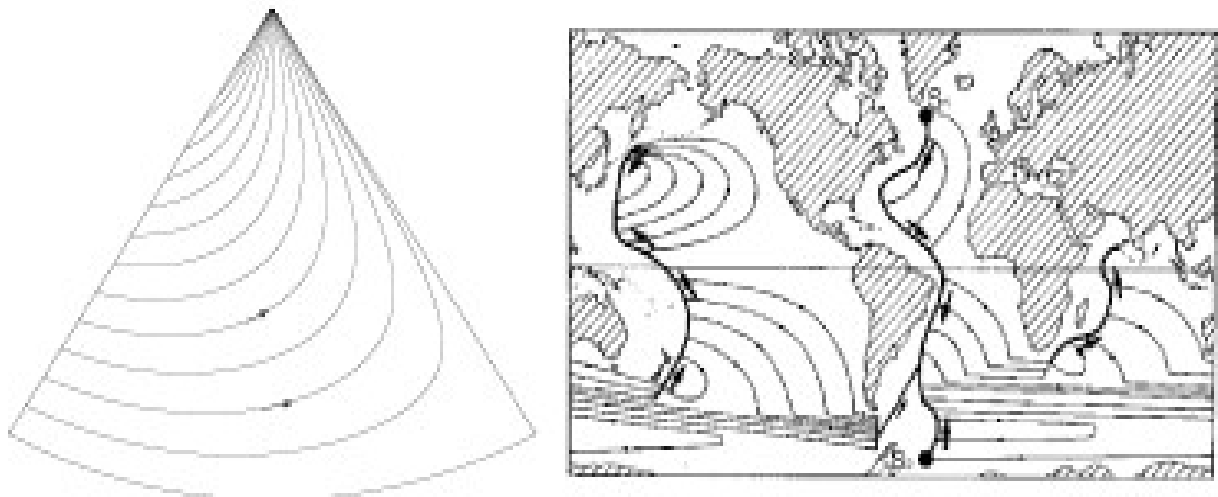


Figura 10.7 – Solución del modelo simple de Arons y Stommel (izq), y su aplicación para la distribución real de los océanos. Notar que en la solución el flujo interior es siempre hacia los polos.

Es muy difícil chequear si el esquema de circulación esquematizado en la figura 10.5 tiene una paralelo real en el océano ya que las corrientes predichas son muy débiles y la variabilidad oceánica tan fuerte. Una de las predicciones de la teoría, la existencia de corrientes profundas de borde oeste, si se puede chequear. Por ejemplo, la corriente profunda en el Atlántico

Norte fue medida directamente. Además existe evidencia clara de la existencia de corrientes de borde oeste en secciones hidrográficas. La figura 10.8 muestra una sección a través del Atlántico sur en 30S, y se puede ver la existencia de NADW formada en el Atlántico norte, fluyendo hacia el sur pegada a la costa de América del Sur. A su vez se puede detectar AABW fluyendo hacia el norte por debajo de la NADW. El océano profundo es entonces alimentado de aguas directamente por corrientes de borde oeste.

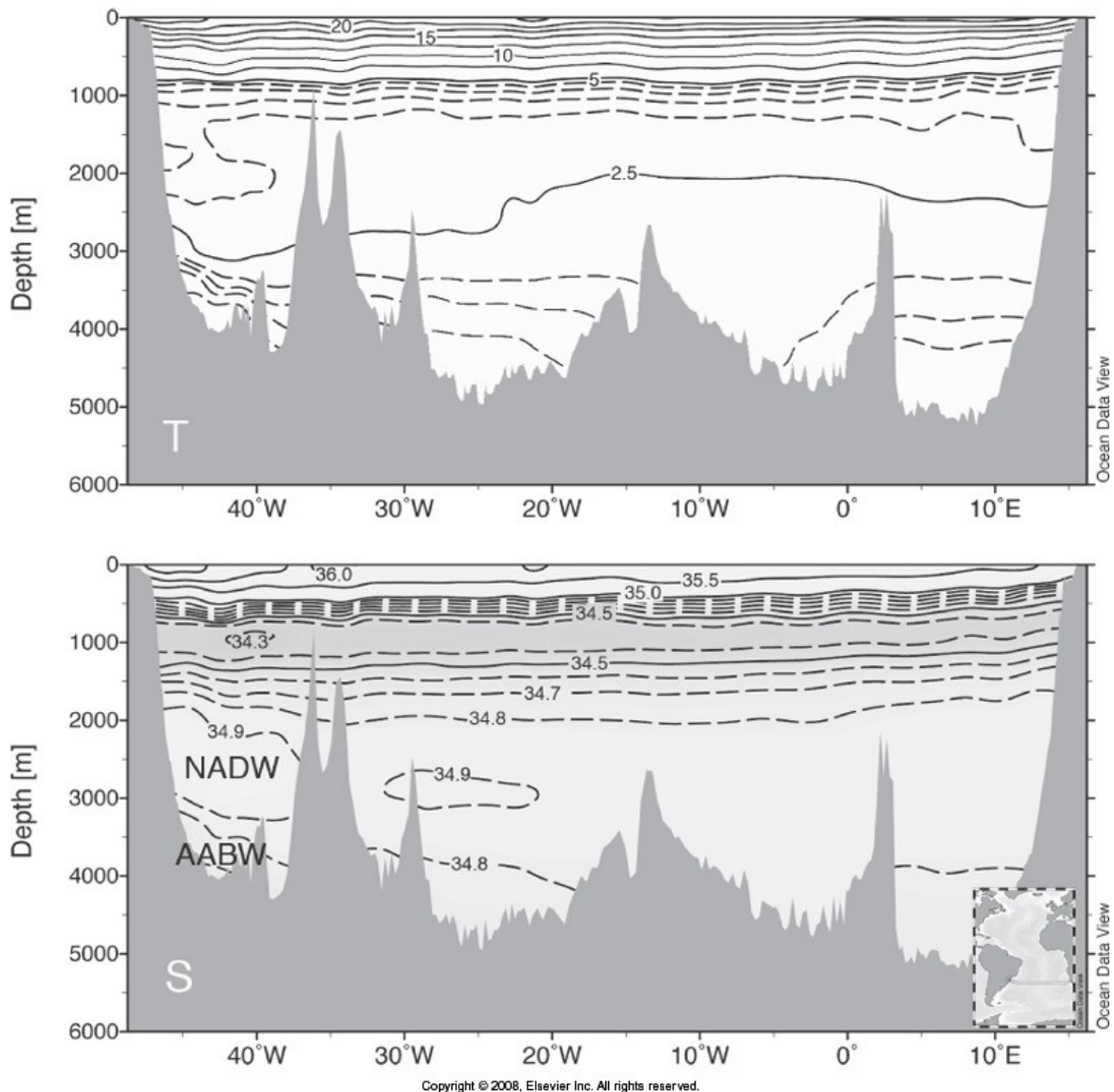
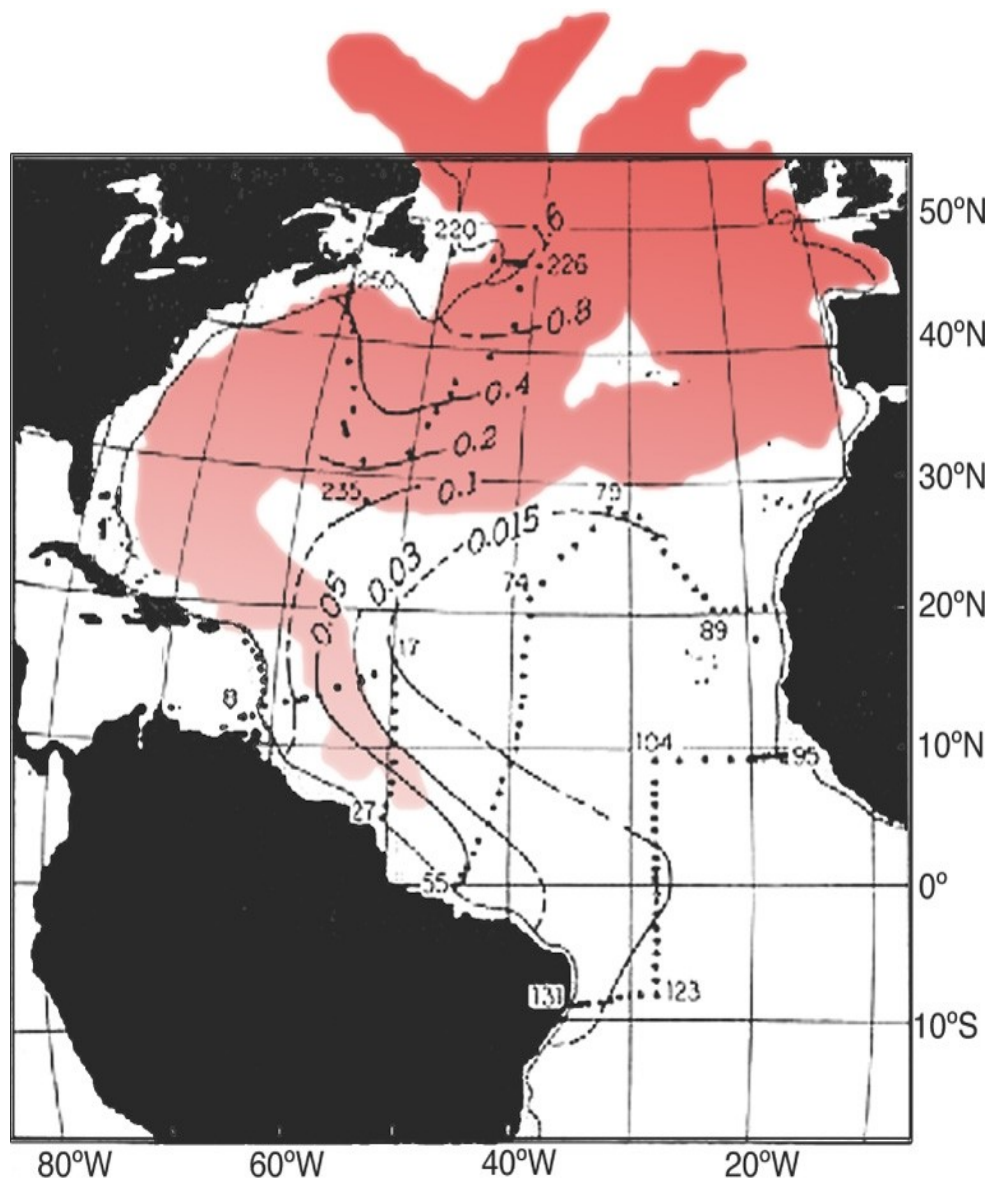


Figura 10.8 – Secciones hidrográficas a lo largo de 30S mostrando la existencia de corrientes de borde oeste profundas (NADAW y AABW) de acuerdo a la teoría de Stommel y Arons (1960).

Otra forma de observar la existencia de corrientes profundas de borde oeste es a través de la dispersión de trazadores pasivos. La concentración atmosférica de CFC-11 se incrementó dramáticamente a partir de la mitad del siglo XX y se disolvió en las aguas superficiales. En altas latitudes aguas superficiales mezcladas por convección se hundieron donde empezaron su recorrido hacia el sur. Una pluma de aguas enriquecidas por CFC-11 puede verse en la figura 10.9 fluyendo hacia el sur a lo largo del borde oeste del Atlántico norte.



Copyright © 2008, Elsevier Inc. All rights reserved.

Figura 10.9 – Observaciones de CFC-11 a 2km de profundidad. Superpuesto en rojo es la distribución de CFC en 1983 a una profundidad de 2 km simulado por un modelo numérico del océano.

Por otro lado, las predicciones de la teoría en el interior oceánico lejos de la frontera oeste no parecen ser adecuadas para describir el flujo en esa región. La figura 10.10 muestra el flujo a 2.5 km de profundidad en el Atlántico sur, y se puede observar que el flujo en el interior parece mostrar una tendencia a formar jets zonales de pequeña escala meridional y que conectan con la corriente profunda de borde oeste. La extensión lateral de estos jets y su distribución geográfica es aún desconocida, pero parece haber poca mezcla y afloramiento en contraposición a la teoría de Stommel y Arons.

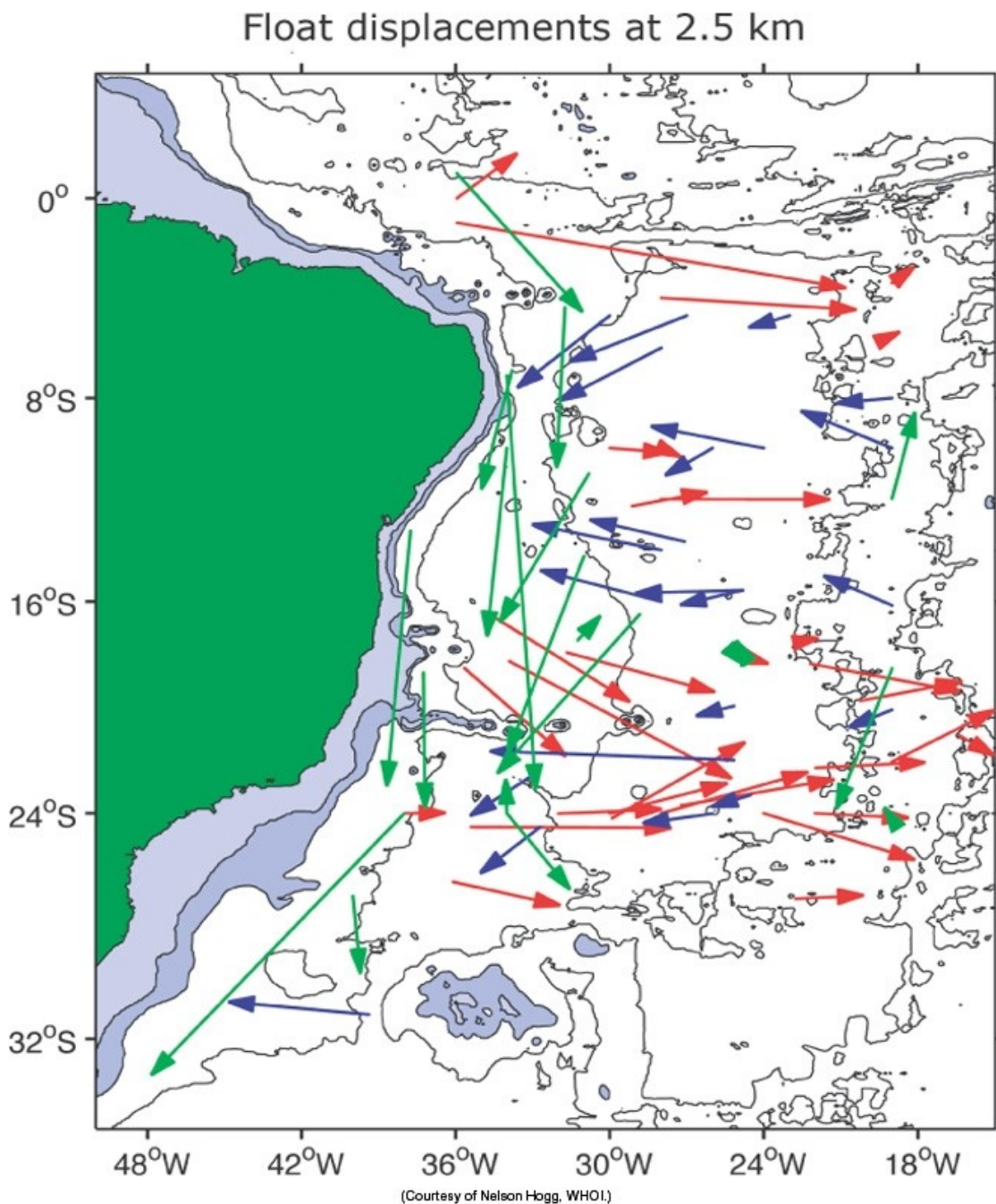


Figura 10.10 – Desplazamientos de boyas en un intervalo de 600-800 días a una profundidad de 2.5 km. Se observa el movimiento de la NADW en el Atlántico Sur. Los desplazamientos hacia el este se muestran en rojo, hacia el oeste en azul y hacia el sur en verde.

La figura 10.11 muestra un esquema de la circulación oceánica general promediada zonalmente donde se observa la circulación forzada por el viento en superficie y la circulación profunda o termohalina.

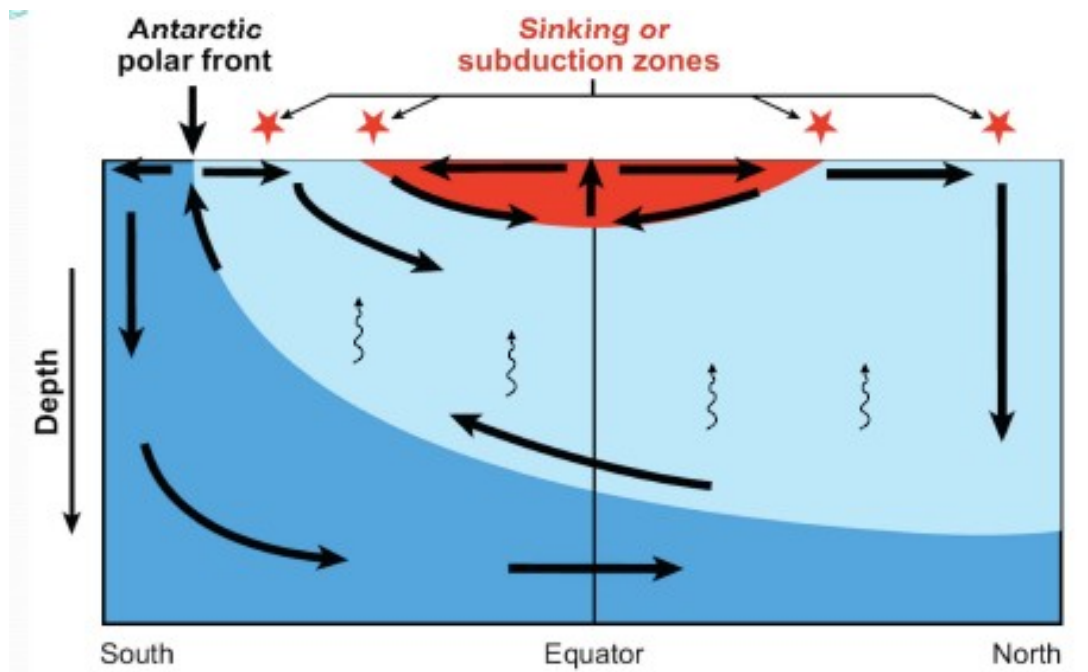


Figura 10.11 – Esquema de circulación general oceánica meridional (Barreiro et al 2008).

Bibliografía principal

- Introduction to geophysical fluid dynamics, B. Cushman-Roisin
- Atmosphere, Ocean and Climate Dynamics, Marshall and Plumb.