

7 – Circulación forzada por los vientos

En este capítulo estudiaremos cómo el esfuerzo de los vientos induce la circulación oceánica en superficie, y en particular la existencia de los giros.

7.1– Bombeo de Ekman

De acuerdo a la ecuación (6.14) la acción de los vientos en la superficie oceánica genera corrientes dadas por

$$\begin{aligned} u - \bar{u} &= \frac{\sqrt{2}}{\rho_0 f d} e^{z/d} \left[\tau_x \cos\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) - \tau_y \sin\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) \right] \\ v - \bar{v} &= \frac{\sqrt{2}}{\rho_0 f d} e^{z/d} \left[\tau_x \sin\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) + \tau_y \cos\left(\frac{z}{d} - \frac{\pi}{4}\right) \right] \end{aligned} \quad (7.1)$$

y el transporte de Ekman es

$$\begin{aligned} U &= \int_{-\infty}^0 (u - \bar{u}) dz = \frac{1}{\rho_0 f} \tau_y \\ V &= \int_{-\infty}^0 (v - \bar{v}) dz = \frac{-1}{\rho_0 f} \tau_x \end{aligned} \quad (7.2)$$

La divergencia del flujo de Ekman integrado en la columna de agua es

$$\int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial u_E}{\partial x} + \frac{\partial v_E}{\partial y} \right) dz = \int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial (u - \bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial (v - \bar{v})}{\partial y} \right) dz = \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) = \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_y}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_x}{f} \right) \right] \quad (7.3)$$

Si f es constante, la divergencia es completamente debido al esfuerzo de los vientos ya que el flujo interior es geostrófico y no-divergente. La divergencia es proporcional al rotor de los vientos e independiente del coeficiente de viscosidad turbulenta. Por lo tanto si el esfuerzo de los vientos tiene rotor no-nulo, la divergencia horizontal debe ser compensada por una velocidad vertical. Integrando la ecuación de continuidad en la vertical considerando $w(0)=0$ y $w(z \rightarrow -\infty) = w_{Ek}$

$$\frac{-\partial w}{\partial z} = \nabla \cdot \mathbf{u}_{ag}$$

$$\bar{w} = + \int_{-\infty}^0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz = \frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_y}{f} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_x}{f} \right) \right] = w_{Ek} \quad (7.4)$$

$$\text{Si } f = \text{constante} \quad w_{Ek} = \frac{1}{\rho_0 f} \left[\frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \right] = \frac{1}{\rho_0 f} \vec{k} \cdot (\nabla \wedge \vec{\tau})$$

La velocidad vertical w_{Ek} en la base de la capa límite de Ekman se denomina “Ekman pumping” (“bombeo de Ekman”). En el H.N. un rotor negativo genera una velocidad vertical hacia el fondo, y un rotor positivo una velocidad vertical hacia arriba (ver figura 7.1); y al revés en el H.S. La historia no termina acá pues el interior del océano responde a este flujo vertical y por lo tanto se generan corrientes. Esta es la forma en que los vientos pueden controlar el movimiento del océano mas allá de la capa límite.

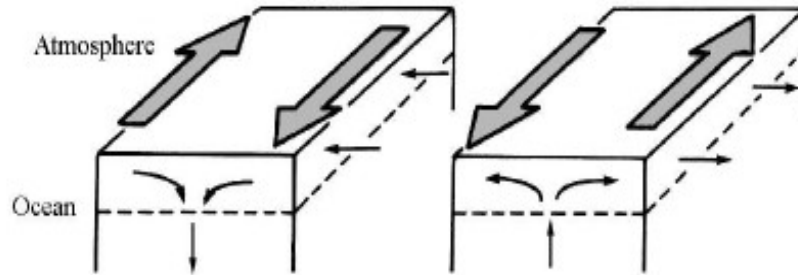


Figura 7.1 - “Bombeo de Ekman” para el H.N.

Típicamente, el esfuerzo de los vientos varía mucho mas que f y por lo tanto el patrón de w_{Ek} está dado por la variación espacial de τ . Así, podemos estimar la magnitud de w_{Ek} de la siguiente forma. De acuerdo a la figura 7.2, τ cambia de 0.1 N/m^2 a -0.1 N/m^2 en unos 20° de latitud o 2000 km . Por lo tanto

$$w_{Ek} \sim \frac{1}{1000} \frac{0.2}{10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^6} = 3.2 \text{ m/año}$$

lo cual se puede comparar con la razón de precipitación media anual en el globo de 1 m/año . De esta forma el viento a través de la acción en la capa de Ekman es capaz de generar un flujo de volumen que es 30 veces mayor que la precipitación media anual.

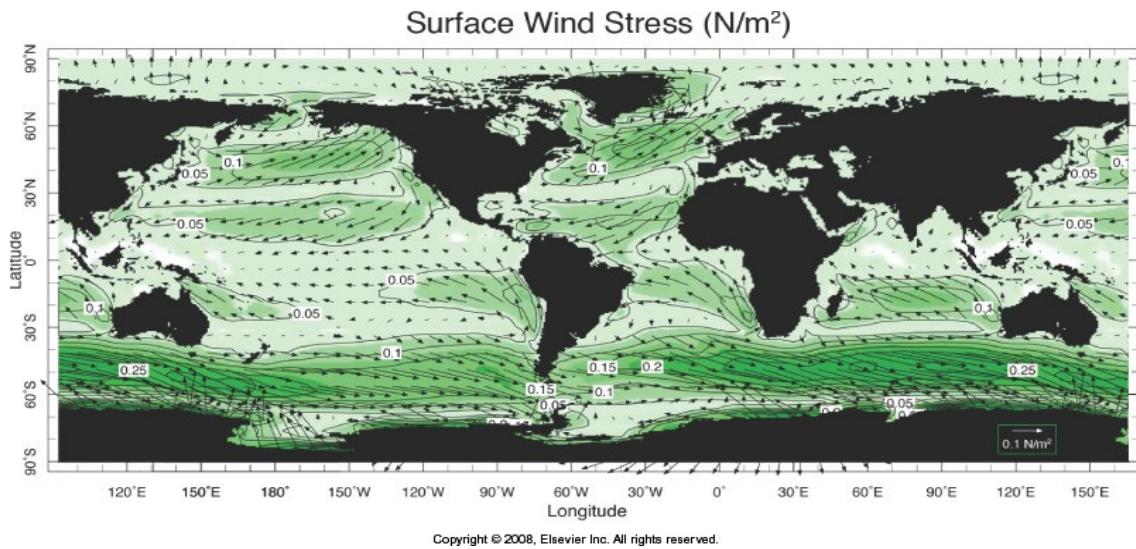


Figura 7.2 – Esfuerzo del viento medio anual.

La figura 7.3 muestra el patrón global de w_{Ek} (incluyendo variaciones en f). En la banda ecuatorial no se calcula pues $f > 0$. En los subtropicos existe un bombeo hacia el interior de los océanos, mientras que en latitudes mas altas existe un afloramiento con magnitudes típicas de 50 m/año, que tienden a bajar y subir las isopicnals, respectivamente, como se muestra esquemáticamente en la figura 7.4.

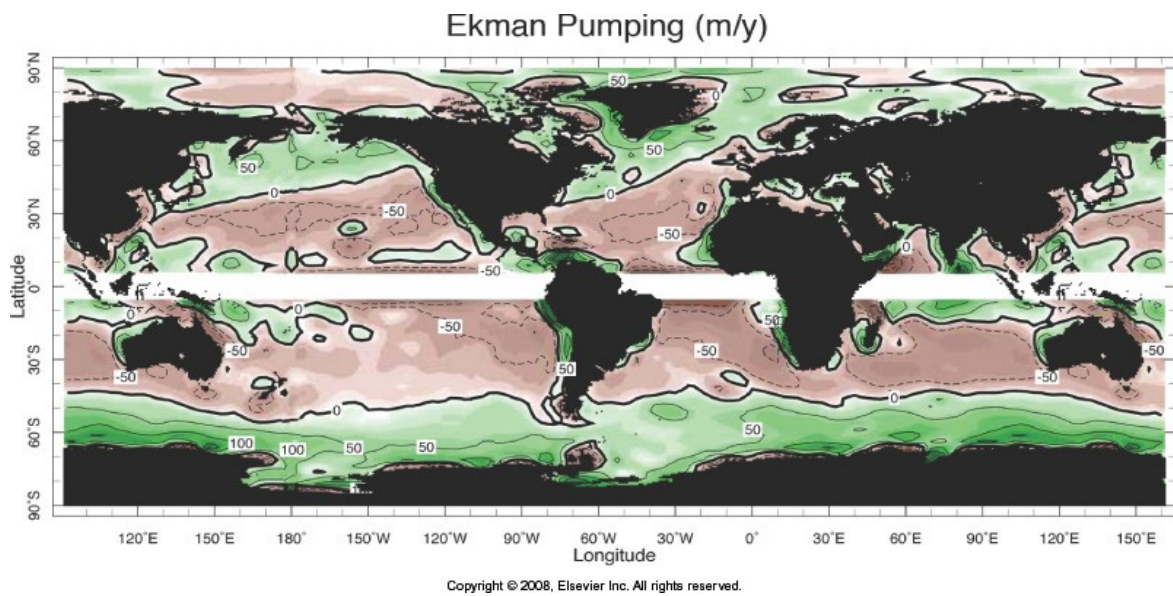


Figura 7.3 – Bombeo de Ekman medio annual.

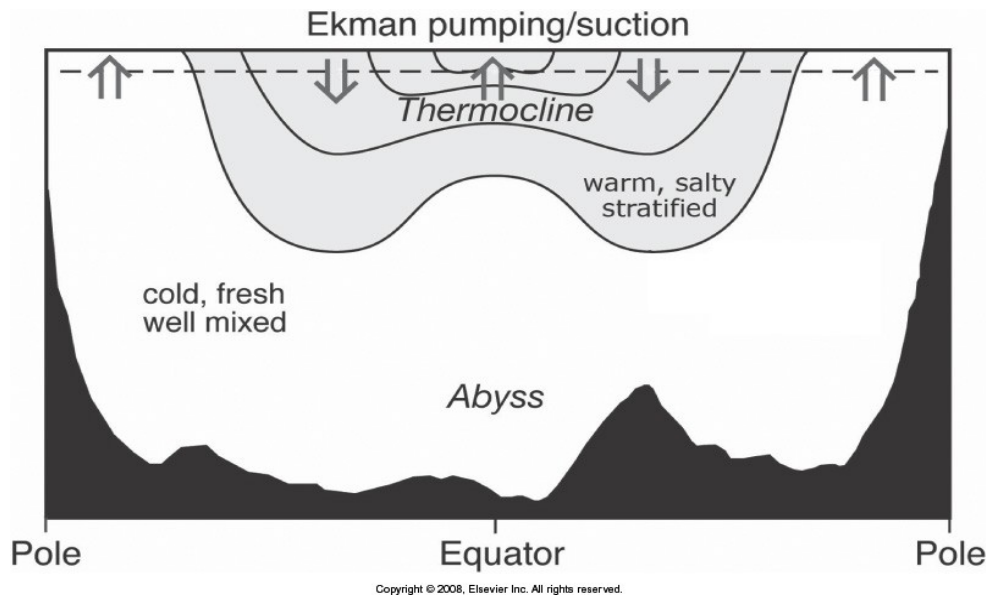


Figura 7.4 – La capa de Ekman está marcada por una línea horizontal y es la capa directamente forzada por el viento. El bombeo de Ekman a través de la base de la capa de Ekman induce corrientes en la termoclina.

A una razón de 50m/año, toma 8 años para bombear agua desde la superficie hasta 400 m que es una profundidad típica de la termoclina, indicando una escala de tiempo característica de los flujos en la termoclina.

Los contornos de $w_{Ek}=0$ dividen los océanos en dominios geográficos y son centrales a la hora de entender los patrones de los giros oceánicos.

7.2 Respuesta del interior oceánico al bombeo de Ekman

7.2.1 Balance interior

Por debajo de la capa de Ekman las corrientes están en balance geostrófico. ¿Cómo responde este flujo geostrófico a la velocidad vertical impuesta por el bombeo de Ekman? Para ver esto usamos la ecuación de continuidad aplicada al flujo interior. Tomando la divergencia del flujo geostrófico

$$\nabla \cdot u_g = \frac{-\partial}{\partial x} \left(\frac{-1}{\rho_0 f} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho_0 f} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = \frac{-\beta}{f} v_g \quad (7.5)$$

$$\beta = \frac{df}{dy} = \frac{1}{a} \frac{df}{d\varphi} = \frac{2\Omega}{a} \cos\varphi$$

De esto se desprende que como el parámetro de Coriolis depende de la latitud, el flujo geostrófico es horizontalmente divergente. Pero, por continuidad vale que

$$\nabla \cdot u_g = \frac{-\partial w}{\partial z} \quad (7.6)$$

o sea que se obtiene

$$\beta v_g = f \frac{\partial w}{\partial z} \quad (7.7)$$

que relaciona la velocidad meridional con la velocidad vertical.

Si las velocidades verticales en profundidad son mucho menores que las velocidades en superficie dadas por el bombeo de Ekman la ecuación anterior dice

$$\beta v_g = f \frac{w_{Ek}}{H} \quad (7.8)$$

o sea que las corrientes oceánicas tendrán una componente hacia el norte en regiones con $w_{Ek} < 0$ y hacia el sur donde $w_{Ek} > 0$ (H.S.). Esto es lo que se observa en los giros oceánicos. Para valores típicos $f = 10^{-4}$ 1/s, $w_{Ek} = 30$ m/año, $H = 1000$ m se encuentra que $v = 1$ cm/s sería una velocidad típica de las corrientes promediadas en la termoclina. Esto es del orden de lo observado en el interior del océano a gran escala. **Este es el mecanismo mecánico básico a través del cual los vientos mueven el océano: el bombeo de Ekman en superficie induce movimientos meridionales.**

Veamos este resultado en más detalle considerando que las columnas tienden a conservar la vorticidad potencial (f/H). Las columnas paralelas al eje de rotación terrestre Ω , deben moverse en una cáscara esférica, lo cual causa que las columnas tengan mayor altura d cerca del ecuador. Por lo tanto si se supe a las columnas con agua desde arriba debido al bombeo de Ekman una columna puede expandir su volumen sin expandir su radio si se mueve sistemáticamente hacia el sur (H.N.). Así, las columnas se moverán hacia el sur a exactamente la velocidad necesaria para asegurar que el "gap" creado por este movimiento entre ellas y la cáscara esférica sea llenada por el bombeo de Ekman desde la superficie (figura 7.5) y así conservar la vorticidad potencial.

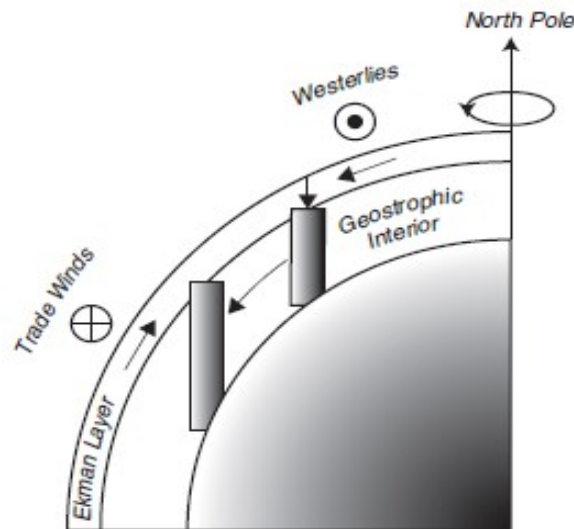


Figura 7.5 – El bombeo de Ekman que produce una velocidad vertical hacia el interior causa un movimiento de la columna hacia el ecuador. La altura de la columna $d=H/\sin\phi$, donde H es el espesor de la capa.

Notemos que la ecuación (7.8) puede derivarse a partir de la conservación de la vorticidad potencial $\Pi=f/H$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\left(\frac{f}{H}\right) &= \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{f}{H}\right) + u\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{f}{H}\right) + v\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{f}{H}\right) = 0 \\ \frac{-f}{H^2}\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{v}{H}\frac{\partial f}{\partial y} - \frac{vf}{H^2}\frac{\partial H}{\partial y} &= 0 \\ \frac{-f}{H}\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial y}\right)H + \beta v &= 0 \tag{7.9} \\ \frac{-f}{H}\frac{dH}{dt} + \beta v &= 0 \\ \beta v &= \frac{f}{H}w \end{aligned}$$

Entonces, la ecuación $d(f/H)/dt=0$ nos dice que la columna de agua debe empezar a moverse hacia el ecuador a los efectos de conservar la vorticidad potencial cuando existe un bombeo de Ekman hacia abajo. La ecuación $\beta v_g = f \frac{\partial w}{\partial z}$ nos da la velocidad a la cual debe moverse la columna a los efectos de conservar Π . Notar que H es la distancia vertical medida en la dirección de la vertical local (espesor de la capa).

¿Cual es la relación de magnitud entre la corriente meridional y el bombeo de Ekman?

$$\beta v = f \frac{\partial w}{\partial z} \sim f \frac{w_{Ek}}{H}$$

$$\rightarrow \frac{v}{w_{Ek}} = \frac{f}{\beta H} = \frac{a t g \varphi}{H} \sim \frac{a}{H} \sim 1000$$

o sea que **las velocidades meridionales causadas por el bombeo de Ekman son 1000 veces mayores que las velocidades verticales del bombeo**. Vemos entonces que la rigidez impartida al océano por la rotación resulta en movimientos laterales muy fuertes consecuencia de la tendencia a ser aplastadas o alargadas por el bombeo de Ekman.

7.3 Teoría de Sverdrup

Hasta ahora hemos considerado un modelo de océano homogéneo, lo cual claramente es una simplificación muy grande. El océano no es homogéneo y circula en cuencas de geometría complicada. No obstante, como veremos a continuación, la circulación integrada verticalmente está gobernada por una dinámica muy similar a la descrita en la sección anterior.

Consideremos un océano en estado estacionario y consideremos la circulación de gran escala para la cual el número de Rossby es pequeño. Entonces, las siguientes ecuaciones son válidas desde la superficie oceánica hasta el fondo,

$$\begin{aligned} -fv &= \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + F_{ru} \\ fu &= \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + F_{rv} \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= -\rho g \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \tag{7.10}$$

y asumiendo que la fuerza de fricción se puede escribir en términos de esfuerzos viscosos (τ^x, τ^y) (capítulo 3)

$$\begin{aligned} F_{ru} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau^x}{\partial z} \\ F_{rv} &= \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau^y}{\partial z} \end{aligned} \tag{7.11}$$

obtenemos

$$\begin{aligned} -fv &= \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau^x}{\partial z} \\ fu &= \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau^y}{\partial z} \end{aligned} \tag{7.12}$$

Tomando las derivadas cruzadas para eliminar el término de la presión y usando continuidad se obtiene

$$\beta v = f \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \tau^y}{\partial x} - \frac{\partial \tau^x}{\partial y} \right) \quad (7.13)$$

Si integramos desde el fondo oceánico ($z=-D$, donde asumimos $w=0$, $\tau=0$) hasta la superficie ($z=0$, donde asumimos $w=0$, y donde actúa el esfuerzo de los vientos $\tau^x=\tau_x$, $\tau^y=\tau_y$) (ver figura 7.6) se obtiene

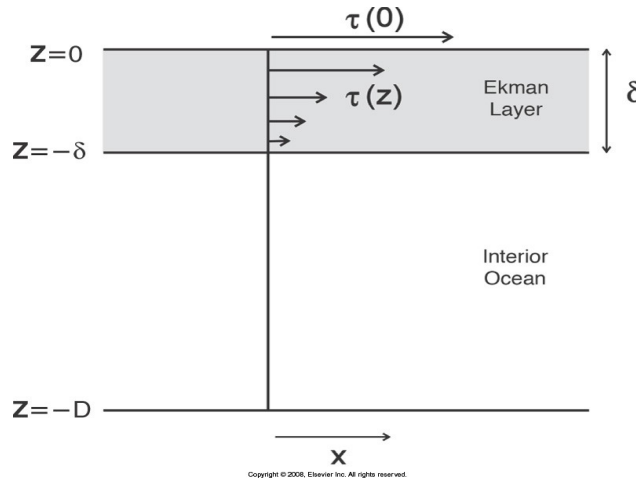


Figura 7.6 – Esquema de océano con capa límite de Ekman y flujo interior.

$$\beta V = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \right) = \frac{1}{\rho_0} k \cdot \nabla \wedge \tau_{vientos} \quad (7.14)$$

donde

$$V = \int_{-D}^0 v \, dz \quad (7.15)$$

es el transporte meridional integrado en toda la columna.

La ecuación (7.14) se denomina **relación de Sverdrup** (Sverdrup 1947) y relaciona el flujo meridional medio de la columna con el rotor del esfuerzo del viento. En términos de vorticidad la relación muestra que para la circulación de gran escala debe existir un balance entre el cambio de vorticidad planetaria integrada en la columna y la vorticidad entregada al océano por los vientos. Esta relación es válida si, además de un número de Rossby $Ro \ll 1$, el flujo medio en el océano profundo es muy débil de modo que se cumpla que los esfuerzos viscosos y el movimiento vertical sean nulos en el fondo. Estas hipótesis han sido validadas por observaciones.

7.3.1 Racionalización de la posición, sentido y transporte de volumen de los giros oceánicos

La relación de Sverdrup es la base fundamental de la oceanografía dinámica cuantitativa. Esa

relación se puede usar para derivar una expresión simple para el transporte en los giros oceánicos de la siguiente manera. Dado que el flujo horizontal integrado verticalmente debe ser no-divergente, es posible definir una función corriente Ψ (m^3/s)

$$\begin{aligned} U &= -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \\ V &= \frac{\partial \Psi}{\partial x} \end{aligned} \quad (7.16)$$

Recordemos que la función corriente es tal que a cada instante el flujo es paralelo a las líneas de $\Psi = \text{constante}$. Por lo tanto si el flujo es estacionario las líneas de función corriente constante describen la trayectoria seguida por las parcelas de agua.

Combinando estas ecuaciones con la relación de Sverdrup se obtiene

$$\Psi(x, y) = \frac{1}{\rho_0 \beta} \int_{\text{coasta este}}^x k \cdot \nabla \wedge \tau_{\text{vientos}} dx \quad (7.17)$$

Esta ecuación debe ser integrada desde el borde este hacia el interior oceánico.

Dado que en el borde este $U=0$, entonces $\Psi = \text{constante}$ allí y asignamos $\Psi=0$ en la frontera este. No obstante, no es posible satisfacer una condición de flujo normal $U=0$ en las dos fronteras este y oeste pues la ecuación de Sverdrup tiene solo una derivada de primer orden en x y por ende una sola constante para elegir. Por lo tanto procesos disipativos deben jugar un papel importante en la frontera oeste a fin de obtener una solución completa.

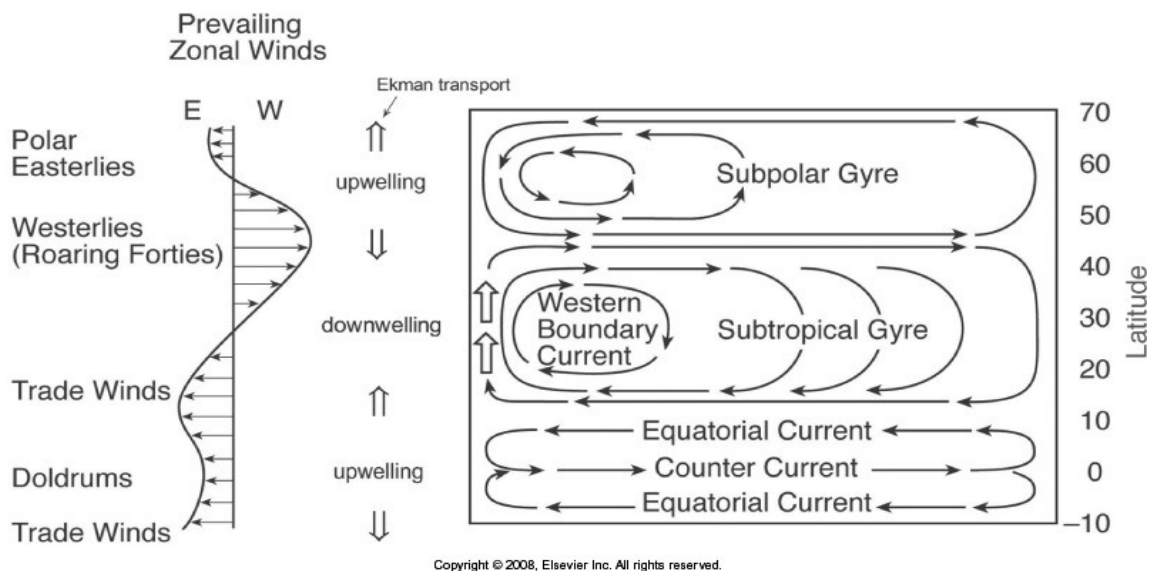
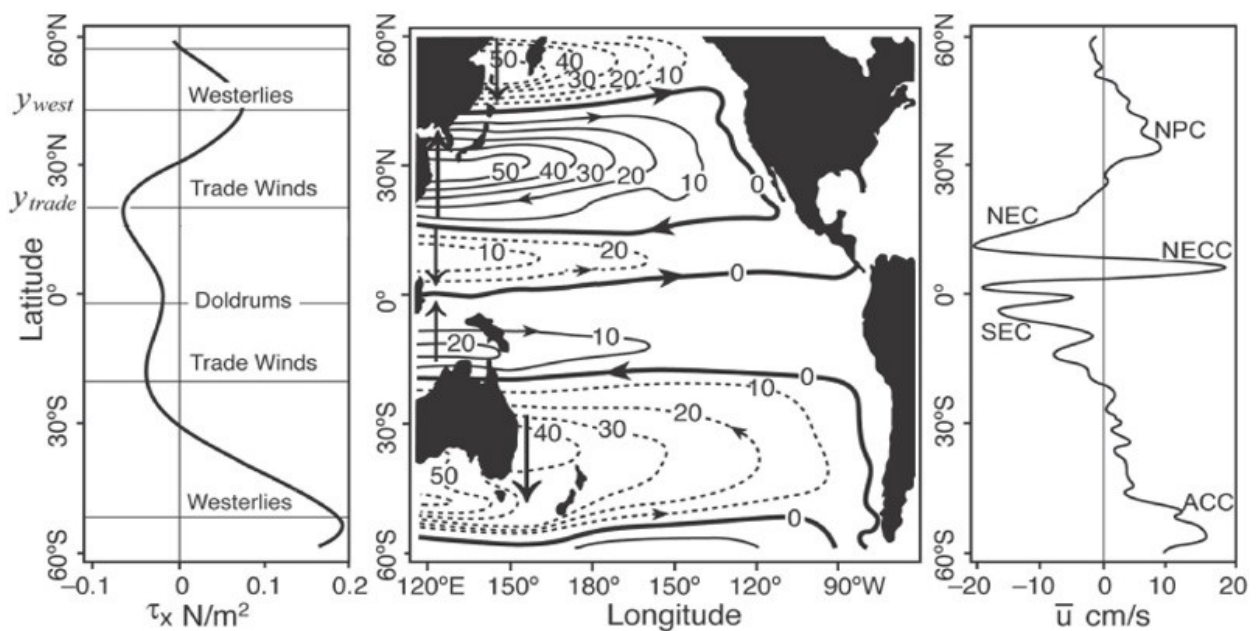


Figura 7.7 – Diagrama esquemático de los giros oceánicos y corrientes principales, y su relación con los vientos zonales. También se muestra el transporte de Ekman y las regiones de afloramiento y subducción.

La ecuación (7.17) predice el sentido de la circulación y el volumen del transporte de todos los giros oceánicos mas importantes, explicando así las corrientes en términos de la respuesta oceánica a los vientos. Notemos que $V=0$ donde el rotor del viento es nulo. Donde el rotor es negativo $V<0$ y vice versa, permitiendo definir giros subtropicales y subpolares como se muestra en el esquema de la figura 7.7.

La figura 7.8 muestra Ψ en el Pacífico norte y debe ser comparada con la figura 7.7. El rotor del esfuerzo medio anual de los vientos fue calculado e integrado desde la frontera este hacia el interior oceánico.

Es interesante observar que la teoría de Sverdrup predice la existencia de las contracorrientes observadas en los océanos tropicales que son corrientes que fluyen en dirección opuesta a la dirección de los vientos. Como se puede ver de las figuras 7.7 y 7.8 el balance de Sverdrup implica flujo meridional alejándose del mínimo de vientos ecuatorial en el interior oceánico con un retorno como corriente de borde oeste. La convergencia de estas corrientes de borde inducen un flujo hacia el este justo al norte del ecuador a pesar de que los vientos alisios van en dirección opuesta. Estas contracorrientes pueden observarse en datos provenientes de boyas derivantes y en corrientes promediadas zonalmente como en la figura 7.8.



Copyright © 2008, Elsevier Inc. All rights reserved.

Figura 7.8 – (izq) El promedio zonal del esfuerzo zonal de los vientos sobre el océano Pacífico. (medio) La función corriente del transporte de Sverdrup (S_v) calculada usando esfuerzos climatológicos. El transporte de las corrientes de borde oeste (flechas N-S) puede obtenerse del valor de Ψ en la frontera oeste. (der) Corrientes zonales promediadas sobre el océano Pacífico.

La figura 7.9 muestra el caso para el océano Atlántico, donde se observa claramente la correspondencia entre el rotor del esfuerzo de los vientos y la circulación de Sverdrup.

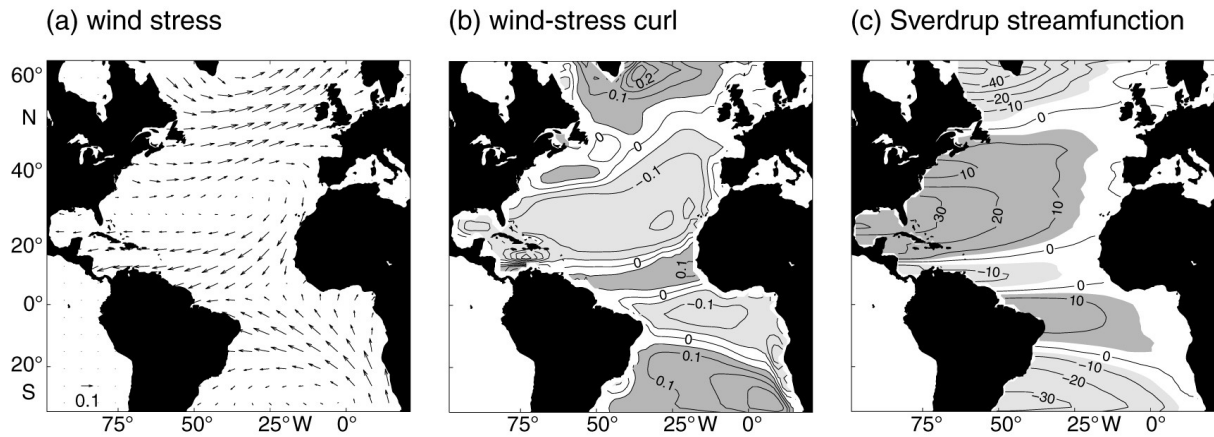


Figura 7.9 – Solución de Sverdrup en el océano Atlántico. Se observa que los vientos ejercen un torque positivo (anticiclónico) en el Atlántico subtropical sur resultando en un transporte interior anticiclónico. La función corriente está en Sv.

La figura 7.10 muestra el transporte de Sverdrup global. Notar que el transporte en la corriente de borde oeste debe ser igual y opuesto al del interior. El transporte interior total es

$$\text{Transporte Interior} = \int_{\text{coste este}}^{\text{costa oeste}} V dx = \frac{1}{\rho_0 \beta} \int_{\text{coste este}}^{\text{costa oeste}} k \cdot \nabla \wedge \tau dx = \Psi(\text{costa oeste})$$

y por lo tanto el transporte de la corriente de borde oeste que es necesario para balancear el flujo de masa en el interior es el valor de la función corriente en la frontera oeste.

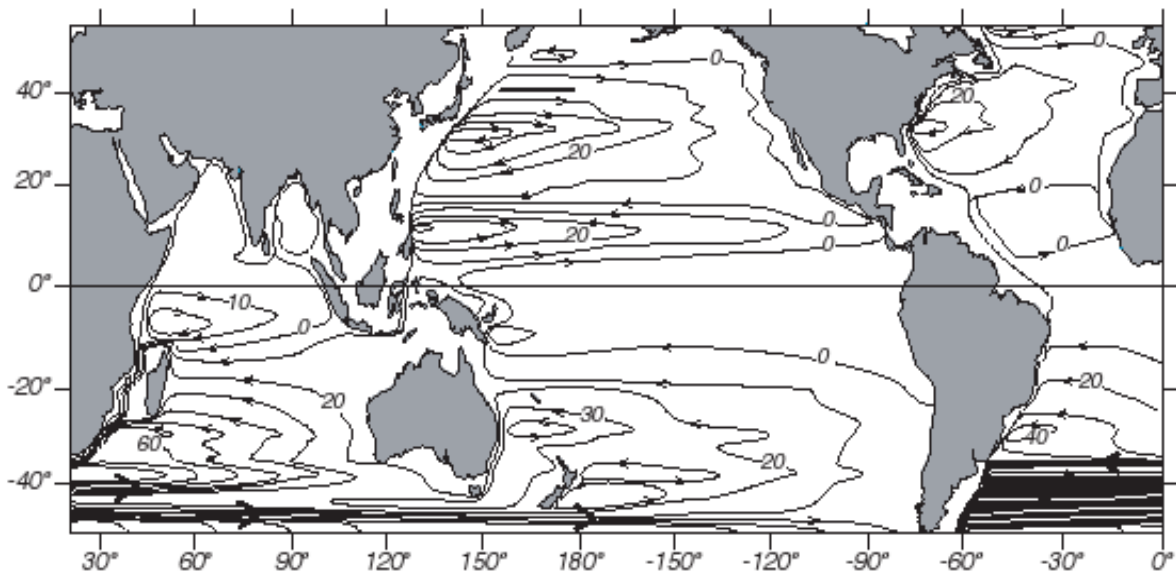


Figura 7.10 – Transporte de Sverdrup global.

La idea general del mecanismo por el cual los vientos crean corrientes geostróficas se puede ilustrar con el siguiente ejemplo. Consideremos latitudes medias donde el transporte de Ekman es convergente cerca de los 30° y por lo tanto existe un bombeo de Ekman hacia abajo que tiende a deprimir las superficies de densidad constante. Por otro lado, la convergencia de Ekman produce una concentración de aguas cálidas en superficie. Como en profundidad las corrientes geostróficas son muy pequeñas las diferencias de presión horizontal en un nivel de no movimiento deben ser nulas. Por lo tanto como las aguas cálidas son menos densas, para que la columna de agua pese lo mismo debe haber un aumento del nivel del mar en la zona de convergencia. Esta redistribución de las aguas causará gradientes horizontales de presión por encima del nivel de no movimiento creando las velocidades geostróficas horizontales (figura 7.11).

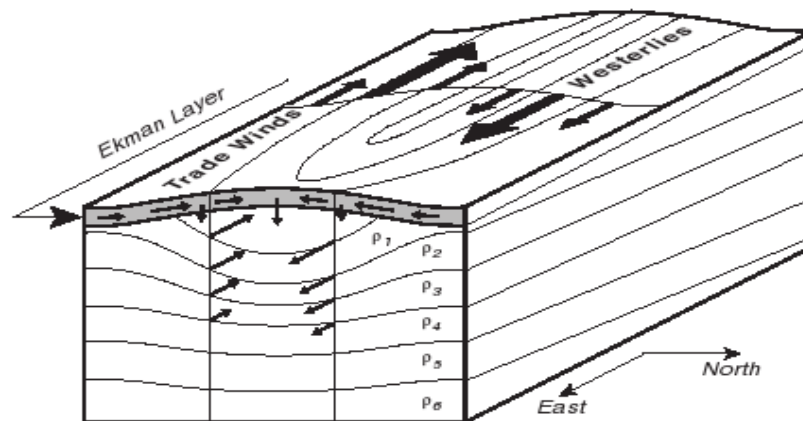


Figura 7.11 – Esquema de formación de velocidades geostróficas por el esfuerzo de los vientos.

La teoría de Sverdrup explica la existencia de giros en los extratropicos pero no es adecuada para describir la Corriente Circumpolar Antártica. La CCA no satisface la relación de Sverdrup pues no hay barreras meridionales que restrinjan el movimiento del agua creando gradientes zonales de presión y mantenga un flujo meridional. Dinámicamente, la CCA es creada y mantenida por los procesos transitorios, al igual que las corrientes en chorro en latitudes altas de la atmósfera.

7.3.2 ¿Por qué el flujo de retorno es en corrientes intensas de borde oeste y no de borde este?

La teoría de Sverdrup vale solamente en el interior oceánico. Las corrientes de borde necesarias para cerrar el balance requieren la existencia de fricción ya sea con el fondo (solución de Stommel) o con la frontera lateral (solución de Munk).

Pero, por qué estas corrientes de borde deben ocurrir en el oeste de la cuenca? Para ver esto consideremos las dos posibilidades que se muestran en la figura 7.12, y que tienen el flujo de

Sverdrup en el interior de la cuenca oceánica pero difieren en la ubicación del flujo de retorno que está restringido a una capa límite contra la costa.

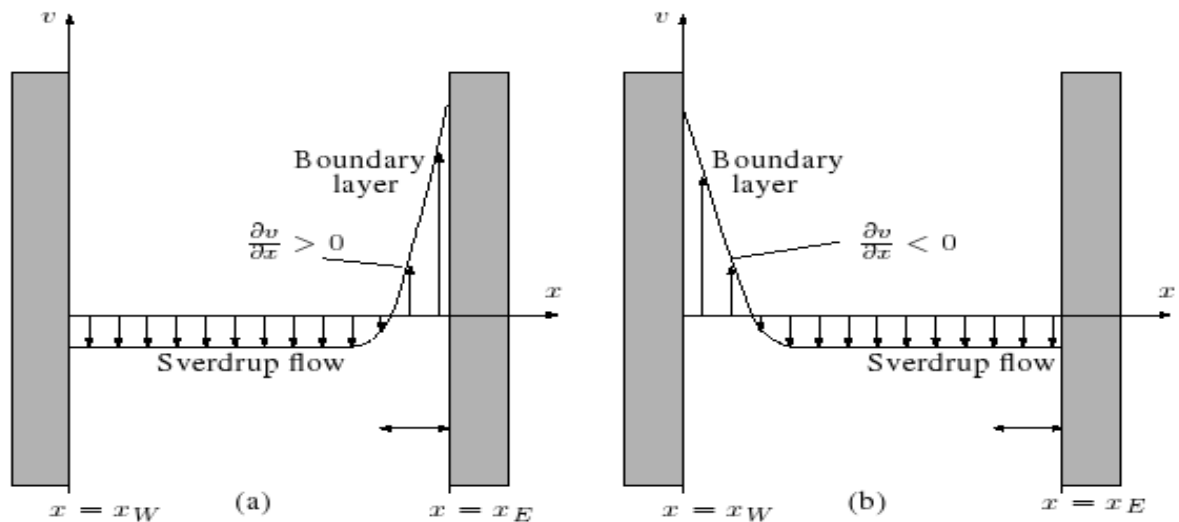


Figura 7.12 – “A priori” posibles configuraciones del flujo de retorno: (izq) como corriente de borde este, (der) como corriente de borde oeste. Esta última es la única dinámicamente posible.

Para determinar cual de estas dos soluciones es válida es necesario considerar la conservación de vorticidad potencial $\Pi = \frac{(f + \zeta)}{H}$. Consideremos que la cuenca está en el H.N, de tal

forma que $f > 0$. Si la corriente de borde está en la frontera este, se tiene que

$$\zeta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \sim \frac{\partial v}{\partial x} > 0$$

$$\zeta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \sim \frac{\partial v}{\partial x} < 0$$

Notemos que la vorticidad relativa es importante sólo cerca de la frontera. A medida que el flujo se mueve hacia el norte ve incrementar f y por lo tanto para que la vorticidad potencial se conserve ζ debe pasar de cero en la solución de Sverdrup a un valor negativo cerca de la frontera (considerando que H no cambia significativamente). Esto sólo lo cumple la solución con la corriente de borde en la frontera oeste, y por ende descartamos la otra solución.

7.3.3 Efectos de la estratificación oceánica

En la mayoría de las regiones la circulación media no se extiende hasta el fondo pues, como discutimos en el capítulo 5 la estratificación interior tiende a cancelar los gradientes de presión en superficie. O sea que en presencia de estratificación se relaja el requerimiento de que el océano se mueva en forma columnar y la coherencia vertical es mas débil.

Como ejemplo supongamos que el océano tiene dos capas de diferente densidad ρ_1 y ρ_2 . La diferencia de densidad produce una interface estable que decoupla las dos capas. Por lo tanto

las columnas en la capa superior que son forzadas por el bombeo de Ekman “sienten” la interface y no el fondo oceánico (figura 7.13).

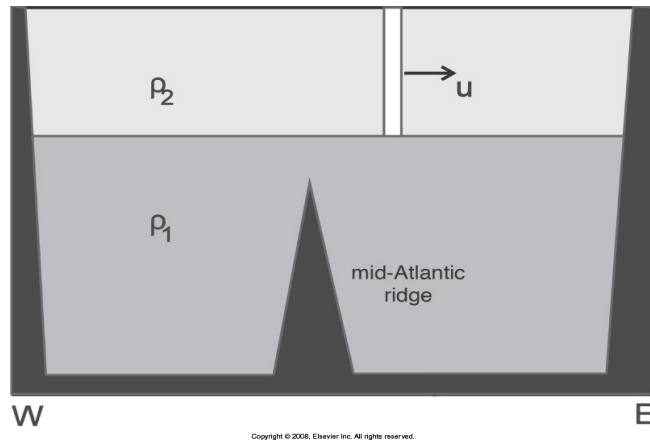


Figura 7.13 – Columna en la capa superior de un océano de dos capas.

Dado que la estratificación en el océano es grande principalmente en la termoclina la circulación media forzada por los vientos está confinada a los primeros 500-1000 m (en promedio). En el siguiente capítulo describimos con mayor detalle los efectos de la estratificación.

Bibliografía principal

- Introduction to physical oceanography, R. Stewart.
- Atmosphere, ocean and climate dynamics, J. Marshall y R. Plumb
- Introduction to geophysical fluid dynamics, B. Cushman-Roisin