

4. Procesos de intercambio en la superficie

En este capítulo consideraremos la atmósfera como el sistema central y nos ocuparemos de los flujos a través de las fronteras aire-tierra y aire-mar. En este contexto la superficie continental incluye la litósfera y la biósfera.

La interface aire-tierra no es uniforme, sino que está modulada por la topografía de los continentes, estructuras creadas por el hombre, naturaleza de los suelos y la vegetación, entre otros. Todos estos factores y sus variaciones espaciales tienen una profunda influencia en el comportamiento de la atmósfera baja. Así, pueden considerarse factores dominantes en el clima regional y local pues introducen grandes variaciones en los balances de momento y energía y en el ciclo hidrológico.

El balance energético en la superficie comienza con la absorción de radiación solar neta, lo cual da lugar a un aumento en el contenido de calor de la capa límite oceánica o las primeras capas de suelo. Esta energía térmica da luego lugar a la transferencia de calor sensible, latente y radiación de onda larga hacia la atmósfera, así como una transferencia de calor hacia abajo de la capa límite oceánica o hacia mayores profundidades en el suelo. Para hacer el balance de energía la superficie se considera parte de la capa límite, lo cual permite calcular el flujo en los primeros metros de esta capa como representativo del flujo real en la superficie. Este acercamiento permite calcular los flujos en función de las observaciones meteorológicas estándar (T2m, v10m, etc).

La capa límite atmosférica se desarrolla debido al impacto de la fricción en el flujo de aire. Esto genera un cortante vertical importante pues los vientos deben ser nulos en la superficie debido a la viscosidad del aire. El cortante de vientos, junto a los flujos de calor, da lugar al desarrollo de un flujo turbulento con remolinos en varias escalas de tiempo y espacio. Este intercambio turbulento, o mezcla turbulenta, es un mecanismo muy eficiente para transferir masa, momento y calor a través de la capa límite hacia arriba y hacia abajo, lo cual termina relacionando la superficie terrestre con la atmósfera libre.

La interfase aire-mar es mucho más uniforme que en el caso del continente. Aun así, la interacción es muy intensa y se transfieren flujos de masa, momento y energía. Por un lado el esfuerzo de los vientos sobre el océano es responsable de las corrientes oceánicas, mientras que por otro lado los océanos constituyen la mayor fuente de vapor de agua a la atmósfera. La energía solar absorbida por la superficie oceánica es distribuida a través de procesos de convección y transportes laterales en los primeros 100 m creando una capa límite superficial separada de las aguas más frías y profundas por la termoclina.

4.1 Balance energía en superficie ideal

Una superficie ideal es aquella capa interfacial entre dos medios que no tiene masa ni capacidad calorífica. El flujo neto radiativo, como fue mostrando en el capítulo 3, puede ser escrito como

$$F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} = F_{\text{SW}}^{\downarrow} (1 - A_{\text{sfc}}) - \epsilon \sigma T_{\text{sfc}}^4 + F_{\text{LW}}^{\downarrow}$$

Los flujos de energía en una superficie ideal obedecen la conservación de energía por lo que

$$F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} - F_{\text{SH}}^{\uparrow} - F_{\text{LH}}^{\uparrow} - F_{\text{G}}^{\downarrow} - F_{\text{M}} = 0,$$

como vimos en el capítulo 3.

El flujo de calor sensible resulta de la diferencia de temperatura entre la superficie y el aire circundante. En los primeros milímetros sobre la superficie la transferencia se realiza fundamentalmente a través de la conducción molecular. Por encima de esta subcapa molecular el intercambio de calor se realiza a través de la convección y la mezcla turbulenta. El flujo de calor sensible está generalmente dirigido hacia arriba durante el día cuando la superficie está caliente y en dirección opuesta durante la noche.

El flujo de calor latente resulta de la evaporación en la superficie y de la condensación en la atmósfera. El calor latente puede expresarse como el producto del calor latente de evaporación L_e y la razón de evaporación E : $F_{\text{LH}} = L_e E$. El cociente entre el calor sensible y el calor latente define el coeficiente de Bowen

$$B = F_{\text{SH}}^{\uparrow} / F_{\text{LH}}^{\uparrow} = F_{\text{SH}}^{\uparrow} / L_e E.$$

Si $B > 1$ la superficie pierde más calor en forma de calor sensible (por ej en regiones semi-áridas $B=2-6$), mientras que si $B < 1$ la superficie pierde más calor en forma de calor latente (en océanos $B < 0.1$).

El flujo de energía hacia capas más profundas F_{G} se da a través de procesos de conducción de calor. El último término F_{M} es la energía usada para derretir el hielo/nieve a una razón de M_s y congelar agua a una razón F_s , con lo cual se obtiene:

$$F_{\text{M}} = L_m (M_s - F_s).$$

siendo L_m el calor latente de fusión. Para condiciones anuales medias sobre el suelo F_{G} es despreciable y se obtiene

$$F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} - (1 + B)L_e E - L_m (M_s - F_s) = 0.$$

4.2 Balance de energía en una capa

En el caso de considerar una capa de ancho finito (Δz), que puede almacenar energía en forma de energía interna, la ecuación de balance de energía se escribe como

$$\frac{\Delta H_s}{\Delta t} = F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} - F_{\text{SH}}^{\uparrow} - F_{\text{LH}}^{\uparrow} - F_{\text{G}}^{\downarrow} - L_m (M_s - F_s),$$

donde el término a la izquierda de la igualdad es la razón de cambio de energía interna H_s en la capa. La figura 1 muestra un esquema en este caso. Notemos que los flujos radiativo, sensible y latente se calculan en la superficie de arriba, mientras que F_{G} en la superficie de abajo.

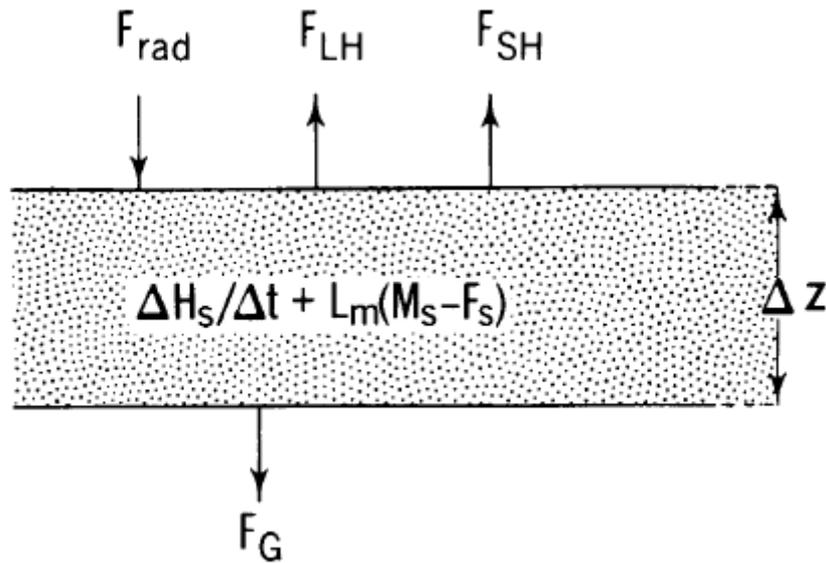


Figura 1

La razón de cambio de almacenamiento de energía interna en la capa es

$$\frac{\Delta H_s}{\Delta t} = \int_{\Delta z} \frac{\Delta}{\Delta t} (\rho c T) dz$$

y es positiva si la divergencia del flujo neto es negativa (o sea, hay convergencia de energía). En este caso la capa se calienta.

Notar que si despreciamos el calor sensible, el flujo hacia abajo y los cambios de fase sólido-líquido, la ecuación de balance de energía en la capa es

$$\frac{\Delta H_s}{\Delta t} = F_{rad}^{sfc} - F_{LH}$$

En un contexto de cambio climático, el aumento de flujo radiativo hacia la superficie debido al efecto invernadero y una reducción del albedo terrestre debe ser balanceado por un aumento de la evaporación (o sea, del ciclo hidrológico) y un aumento en el contenido de calor en el océano (que ha sido observado por encima de los 700m). El aumento de energía interna del océano actúa entonces como buffer de los cambios climáticos.

La razón de transferencia de calor en una dirección dada es proporcional al gradiente de temperatura de acuerdo a la ley de Fick, de tal forma que en la dirección z vale

$$F_G(z,t) = -K \frac{\partial T(z,t)}{\partial z}$$

con K la conductividad térmica del material. A su vez la conductividad térmica se puede expresar en

función de la difusividad K^* como

$$K = \rho c K^*$$

y se puede escribir

$$F_G / \rho c = -K^* \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

Asumiendo que no hay fuentes ni sumideros de energía en la capa, la convergencia de calor por unidad de área

$$- \partial F_G / \partial z,$$

debe ser igual a la razón del aumento de energía interna. Por lo tanto,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c T) = - \frac{\partial F_G}{\partial z}$$

y si la capa tiene una capacidad calorífica constante llegamos a

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K^* \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

que es la ecuación de difusión del calor. O sea, calor es transferido a través de los materiales subsuperficiales por conducción. Esta ecuación puede utilizarse para calcular los flujos de calor verticales en el suelo a partir de mediciones de temperatura a diferentes profundidades. En un suelo típico la profundidad de penetración (profundidad a la cual las fluctuaciones de temperatura se reducen a un 5% de aquellas en la superficie) es menor a 50 cm a escala diaria, y de entre 1.0 y 5.0 m a escala anual dependiendo del tipo de suelo.

La figura 2 muestra la temperatura del suelo a diferentes profundidades para un punto en Minesota, EE.UU., en invierno y verano en función de la hora del día. El suelo cerca de la superficie experimenta una gran variación diaria con un mínimo antes de la salida del sol y el máximo luego del mediodía. En capas mas profundas las variaciones de temperatura son menores y ocurren mas tarde en el día debido al tiempo característico de difusión del calor. Por debajo de 20 cm las variaciones diurnas son muy pequeñas. La figura 3 muestra un esquema de la variación de la temperatura en el suelo y atmósfera típico.

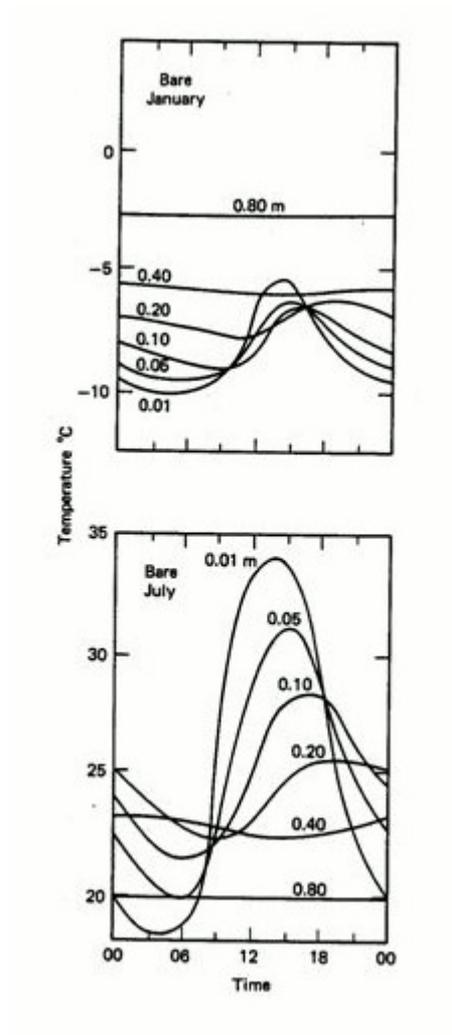


Figura 2

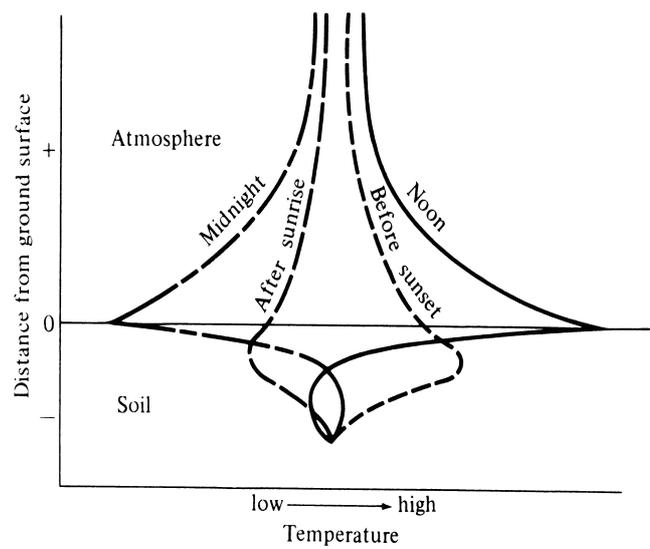


Figura 3

4.3 Capa límite atmosférica

La capa límite atmosférica es aquella región de la atmósfera que está directamente influenciada por continentes u océanos a través de flujos de masa, momento y energía. La profundidad de la capa límite varía considerablemente desde varias decenas de metros hasta 2 km, dependiendo de la rugosidad de la superficie, la razón de calentamiento, advección de calor y humedad, movimientos verticales, etc, pero 1 km es un espesor típico. Sobre el suelo, la profundidad de la capa límite cambia con el momento del día en respuesta a los ciclos de calentamiento y enfriamiento.

Los efectos de la viscosidad y la turbulencia son muy importantes en la formación y mantenimiento de la capa límite planetaria. En la capa límite el flujo disminuye desde valores de la atmósfera libre hasta cercanos a cero en la superficie. La resistencia interna del fluido, que está caracterizada por la viscosidad, está asociada con el cortante vertical de velocidad en diferentes capas. Si τ es el esfuerzo tangencial vale que

$$\tau/\rho = -\nu\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)$$

donde ν es la viscosidad cinemática. Estos fluidos se dicen newtonianos y el aire y agua cumplen con esta relación.

Los fluidos viscosos pueden ser laminares o turbulentos y el número de Reynolds, definido como el cociente entre la fuerza inercial y la fuerza viscosa, caracteriza el estado del fluido

$$R_e = \frac{uL}{\nu}$$

donde u y L son escalas características de velocidad y dimensión espacial del flujo. Números de Reynolds altos indican flujos turbulentos. En la capa límite $Re \sim 10^6 - 10^9$.

Los flujos turbulentos son disipativos. Como los esfuerzos tangenciales viscosos realizan un trabajo de deformación la energía cinética del flujo es disipada continuamente en forma de calor, por lo que es necesario mantener la entrega de energía para que la turbulencia no decaiga. Esta entrega de energía se da desde el flujo medio (energía mecánica), a través de procesos convectivos en los que el calentamiento de la superficie da lugar a ascenso de aire cálido (energía térmica), o por medio de un proceso de cascada en el cual la energía de remolinos mayores pasa a remolinos menores hasta que se disipa en escalas pequeñas donde la viscosidad molecular se vuelve dominante. Cuando la capa límite es inestable, de tal forma que las fuerzas de empuje convectivas e inestabilidades del flujo medio generan turbulencia, la capa límite tiene una capa bien mezclada donde momento, calor y humedad son independientes de la altura.

Una capa límite inestable puede ser idealizada como compuesta por varias subcapas (Figura 4). Cerca de la superficie existe la subcapa molecular viscosa de algunos mm de espesor donde dominan los efectos de la viscosidad y no existe mezcla turbulenta. Arriba de esta capa existe la subcapa superficial de espesor de varias decenas de metros caracterizada por un cortante vertical de vientos importante y donde los flujos verticales de momento, masa y energía son constantes con la altura. Por encima está la capa de mezcla donde la turbulencia está completamente desarrollada y

los movimientos turbulentos mantienen la temperatura potencial, humedad y vientos en valores casi constantes con la altura. Por encima de esta subcapa, luego de una zona de transición (“entrainment zone”), se encuentra la atmósfera libre donde vale el geostrofismo a primer orden. Lejos del ecuador, la fuerza de Coriolis es importante y es necesario considerarla junto a la turbulencia. El balance entre fuerza de Coriolis y los flujos de momento turbulentos aplicado en la capa de mezcla define la capa de mezcla de Ekman.

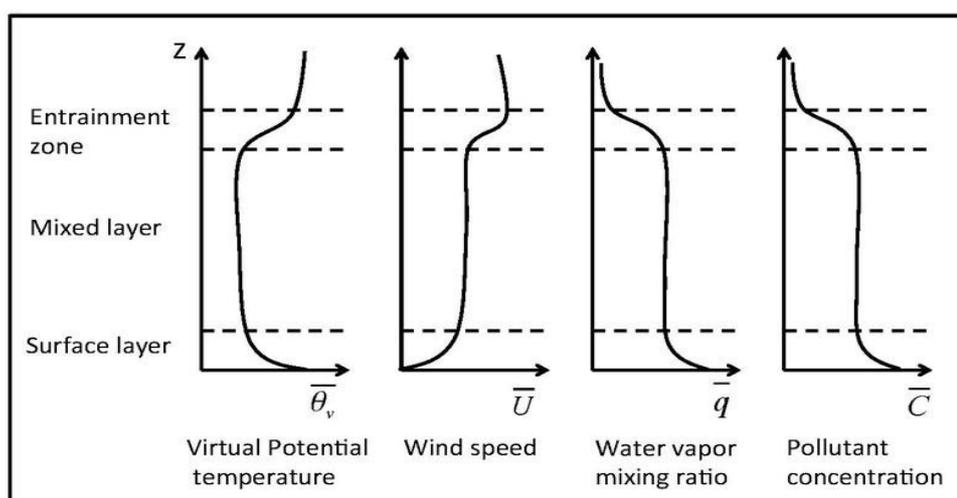


Figura 4 – Perfiles característicos de una capa límite convectiva inestable.

Para caracterizar la relación entre la destrucción de energía cinética y la producción de energía por el flujo medio y empuje se define el número de Richardson

$$R_i = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta} / \partial z}{(\partial \bar{v} / \partial z)^2}$$

El número de Richardson tiene el mismo signo que la estabilidad estática ($\frac{1}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$) pero es una mejor medida de la intensidad de la turbulencia pues toma en cuenta explícitamente el cortante vertical del flujo medio. En el caso de flujo estratificado estable $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0$ el flujo es turbulento si $R_i \leq 1$ pues la razón de producción de energía por el cortante vertical es mayor que la razón de destrucción de energía cinética por las fuerzas de empuje. Esta condición se deriva sin considerar la disipación viscosa; si la consideramos encontramos que el flujo es turbulento si $R_i < 0.25$.

En áreas continentales es común que la capa límite sea inestable durante los días de verano ya que la insolación calienta la superficie. Durante la noche la superficie se enfría mas rápidamente que el aire a mayor altura de tal forma que puede generarse una inversión (aire mas arriba a T mayores). La estratificación resultante puede suprimir las transferencias de momento, calor y humedad durante la noche entre la superficie y la atmósfera libre. Este efecto de cambios en la estabilidad de la capa límite sobre los flujos de momento se puede observar en los cambios diurnos en el perfil de vientos. La figura 5 muestra las variaciones diurnas en velocidad del viento medidas a varias alturas. De noche la velocidad cerca de la superficie decrece porque se reduce la transferencia de momento horizontal desde la atmósfera libre a la superficie debido a la gran estabilidad de la

columna de aire. Los vientos en altura aumentan durante la noche porque la resistencia desde la superficie disminuye. Por el contrario, durante el día la mezcla turbulenta en una capa límite inestable causa que los vientos cerca de la superficie aumenten y en altura disminuyan.

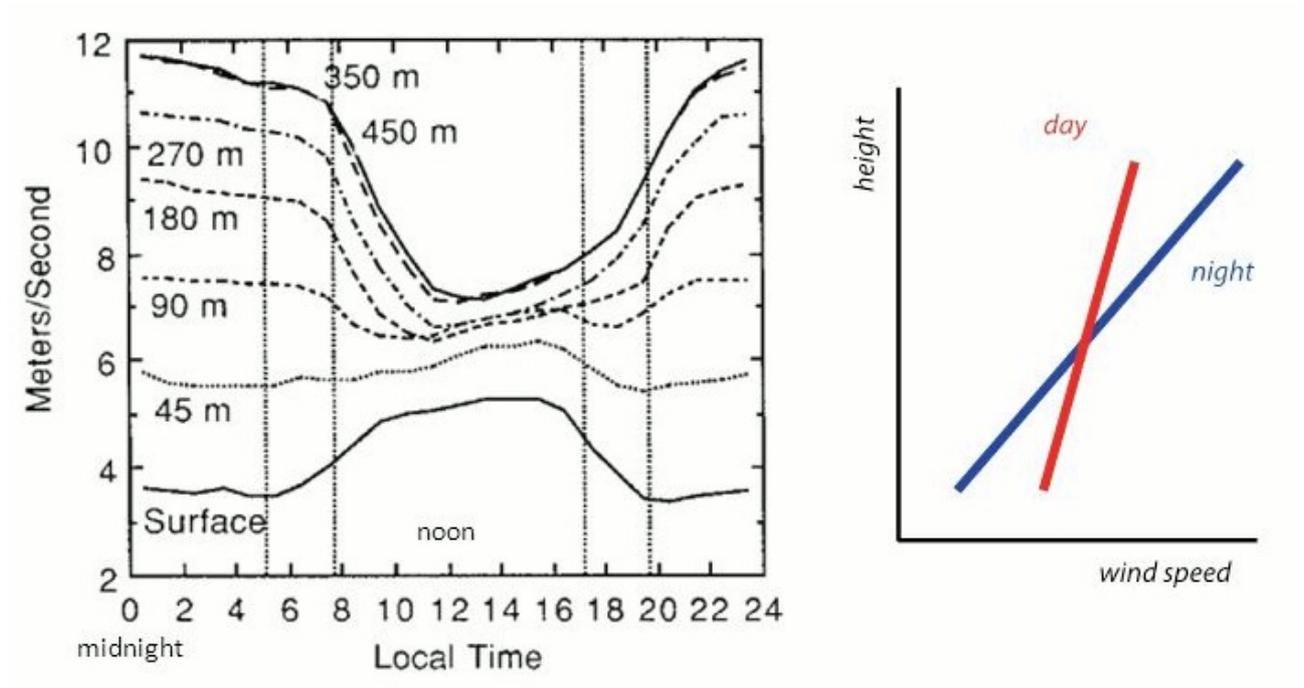


Figura 5

La evolución diaria típica de la capa límite durante verano se muestra en la figura 6. Se observa el desarrollo de una capa límite convectiva inestable durante el día y una capa límite estable durante la noche de menor espesor. La capa residual durante la noche está caracterizada por turbulencia esporádica débil. La capa de inversión por encima de la capa residual aísla la atmósfera libre no permitiendo que la turbulencia débil de la noche la afecte.

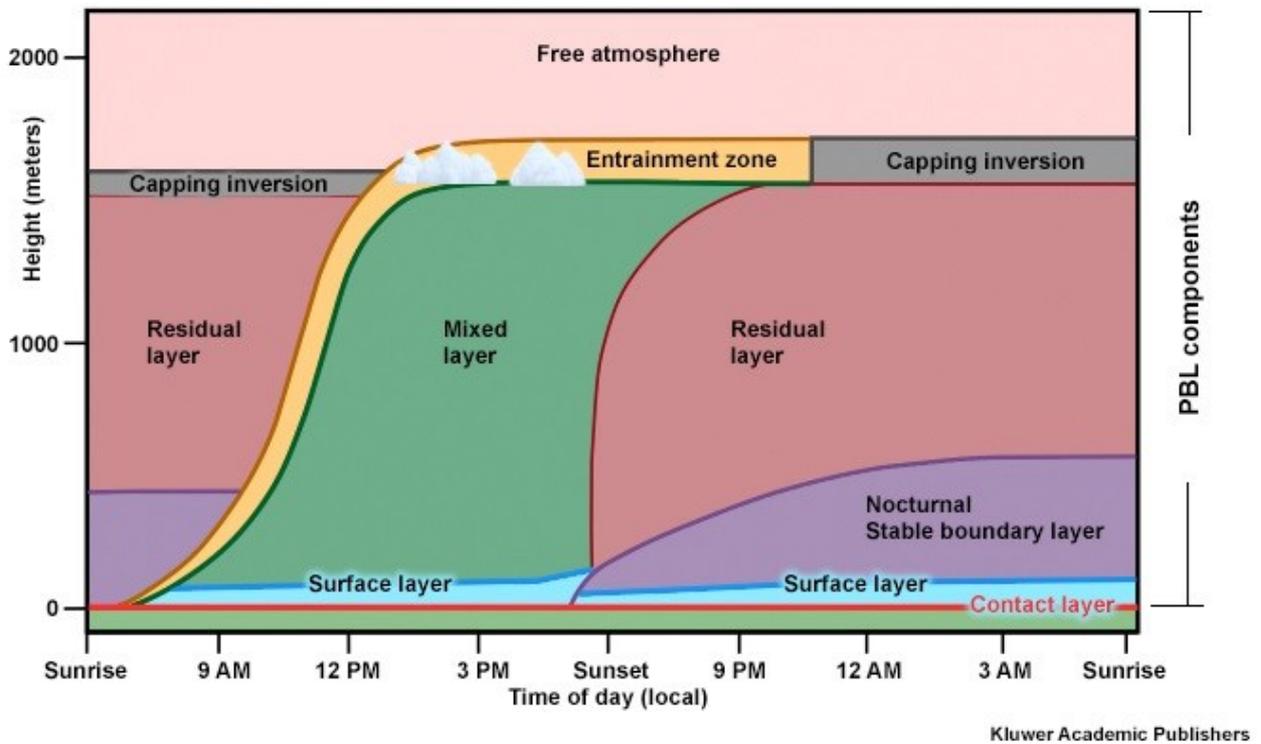


Figura 6

4.4 Intercambio de momento

En la capa de mezcla los esfuerzos turbulentos tangenciales en la dirección del flujo pueden ser expresados como

$$\tau = -K_M \rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$$

donde K_M es el coeficiente de difusión de momento o viscosidad turbulenta. K_M es análogo a la viscosidad cinemática molecular ν . Los dos componentes de la ecuación anterior son

$$\tau_{zx} = -K_M \rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$\tau_{zy} = -K_M \rho \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$$

Se cumple que $K_M \gg \nu$, lo cual muestra que los intercambios turbulentos a través de remolinos son mucho mayores que los que ocurren a nivel molecular. Las expresiones anteriores se basan en una analogía entre los movimientos de los remolinos turbulentos y el comportamiento de las moléculas, y se denomina aproximación de flujo de gradiente ya que se entiende que la consecuencia final de la transferencia de momento por los remolinos es que el momento se transfiera desde regiones con

valores altos a regiones de valores bajos en la dirección del gradiente medio de momento. Notar que la viscosidad turbulenta es una propiedad del flujo y no del fluido.

Prandtl desarrolló un formalismo para hallar una expresión para K_M , que es llamado modelo de longitud de mezcla de la turbulencia. En este modelo se asume que un elemento de fluido en el nivel z se mueve una distancia l llevando su velocidad consigo hasta una altura $z+l$ donde es reabsorbido perdiendo su cantidad de momento original. Por lo tanto, la longitud de mezcla l juega el rol de camino libre medio de las moléculas que se define en teoría cinética de los gases. Así,

$$u' = \bar{u}(z) - \bar{u}(z+l) = -l \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

y asumiento que la turbulencia es isotrópica, es decir que no hay una dirección privilegiada,

$$|w'| \simeq |u'| = l \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$$

$$\overline{u'w'} = -l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Por definición, el flujo vertical de momento es

$$\bar{\tau} = \rho \overline{V'w'}.$$

y se obtiene

$$\tau_{zx} = -\rho l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

De acuerdo a la relación entre esfuerzo turbulento tangencial y cortante vertical del flujo vale entonces

$$K_M = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|$$

Consideremos como ejemplo el caso idealizado de una superficie uniforme en contacto con una capa límite en equilibrio neutro de tal forma que el flujo turbulento de momento puede asumirse constante en altura ($\tau_{zx} = \tau_0$). Entonces

$$\left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| = \frac{1}{l} \sqrt{\frac{|\tau_0|}{\rho}}$$

o

$$\left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| = \frac{u_*}{l}$$

donde

$$u_* = \sqrt{|\tau_0|/\rho}$$

es una velocidad llamada velocidad de fricción, con valores típicos de 0.2-0.4 m/s.

Asumamos además que la escala de la longitud de mezcla es proporcional al espacio disponible para que se desarrolle la turbulencia, o sea que l varía con la altura, $l = kz$, donde $k \sim 0.4$ es la constante de von Karman. Integrando la ecuación anterior con respecto a z se obtiene el perfil logarítmico típico de las variaciones del viento con la altura

$$|u(z)| = \frac{1}{k} u_* \ln \frac{z}{z_0}$$

donde la constante de integración z_0 es la altura por encima de la superficie cuando $u=0$ y se denomina longitud de rugosidad. Su valor depende de la naturaleza del terreno y debe ser calculado empíricamente. Estimaciones de z_0 van desde menos de 1 cm para superficies oceánicas hasta varios metros en bosques y áreas urbanas.

En superficie, el esfuerzo tangencial turbulento puede ser obtenido también en términos de un coeficiente de arrastre C_D como

$$\vec{\tau}_0 = -\rho \overline{u'w'} \hat{i} - \rho \overline{v'w'} \hat{j} \approx \rho C_D |\vec{U}_{10}| \vec{U}_{10}$$

En particular, para condiciones de estabilidad neutras el coeficiente de arrastre adimensional C_D en un nivel de referencia z_r (generalmente 10 m) está dado por

$$C_D = k^2 / (\ln^2 z_r / z_0)$$

de acuerdo con las ecuaciones anteriores.

En el caso mas general C_D no es solamente función de z_r/z_0 sino también de la estabilidad vertical de la columna. Por ejemplo, C_D decrece si el agua está mas fría que el aire y aumenta en el caso contrario. Además, C_D aumenta con la velocidad del aire y con la altura de las olas. En la atmósfera valores típicos de C_D son $1-2 \times 10^{-3}$. Sobre el océano $C_D = 0.0013$ y un valor típico del esfuerzo de los vientos sobre el océano es $\tau_0 \approx 1 \text{ kg/m}^3 10^{-3} (10 \text{ m/s})^2 = 0.1 \text{ N/m}^2$.

La figura 7 muestra el esfuerzo de los vientos en superficie para DEF y JJA. En general el patrón sigue la estructura espacial de los vientos climatológicos. La Figura 8 muestra los promedios zonales de las componentes longitudinal y latitudinal del esfuerzo. En ambas figuras se observa que las variaciones anuales del esfuerzo son mucho mayores en el HN que en el HS, debido a las variaciones anuales en los vientos de superficie.

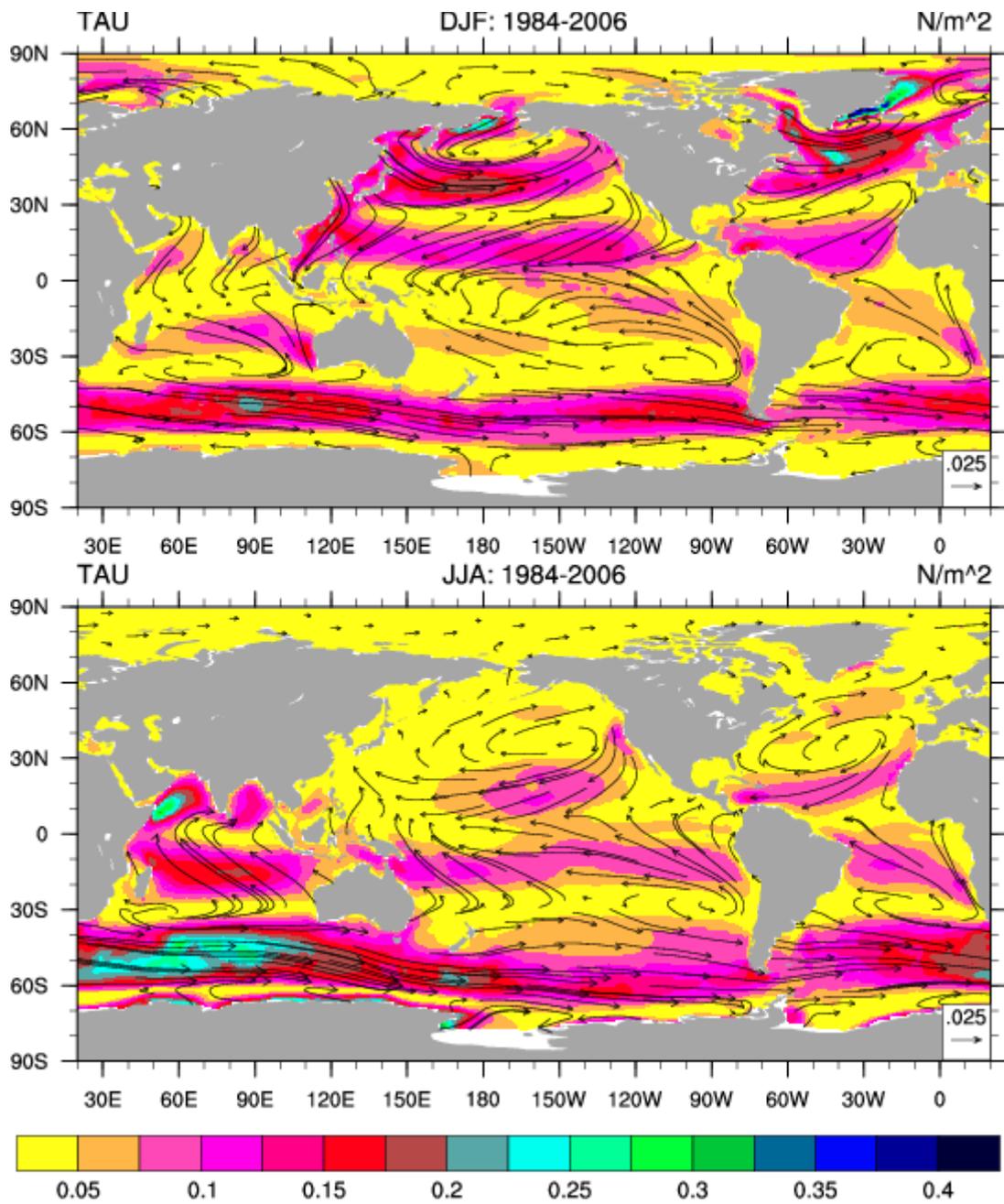


Figura 7 – De COREv2.

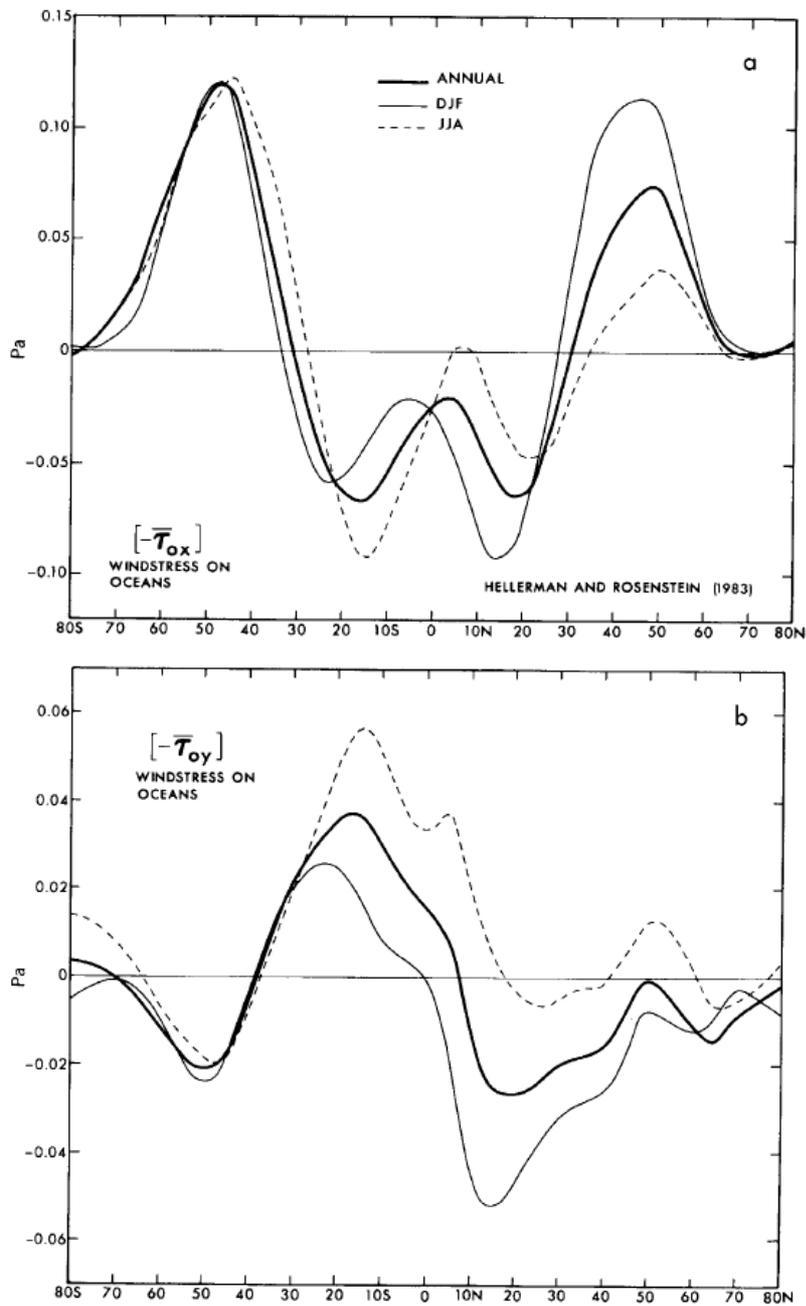


Figura 8

El esfuerzo de los vientos es el principal causante de las corrientes oceánicas. La figura 9 muestra un esquema de la circulación oceánica en superficie, donde se observa la presencia de giros subtropicales en todas las cuencas y subpolares en las cuencas de los océanos del HN. Además se observa la corriente Circumpolar Antártica que rodea Antártica.

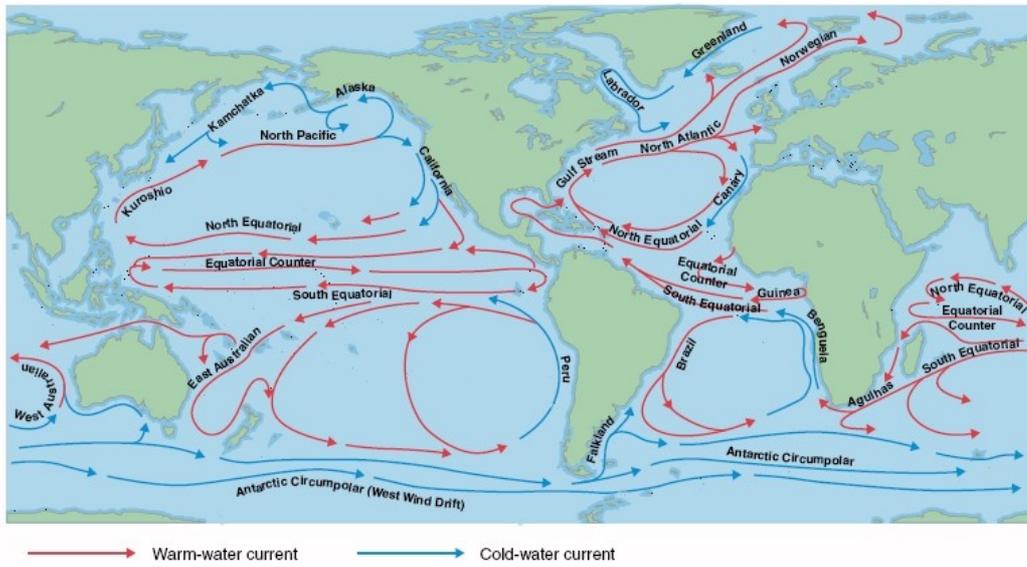


Figura 9

Es posible calcular la energía mecánica que el viento transfiere hacia el océano como el producto de $-\tau_0 \cdot v$, y se muestra en la Figura 10. Los valores son mas altos, 0.02-0.04 W/m^2 , en las regiones de vientos alisios persistentes, así como en latitudes medias del HS. También se observan valores altos en las corrientes de Kuroshio y del Golfo. El valor medio de energía mecánica entregada al océano promediada en todo el globo es cercano a 0.007 W/m^2 .

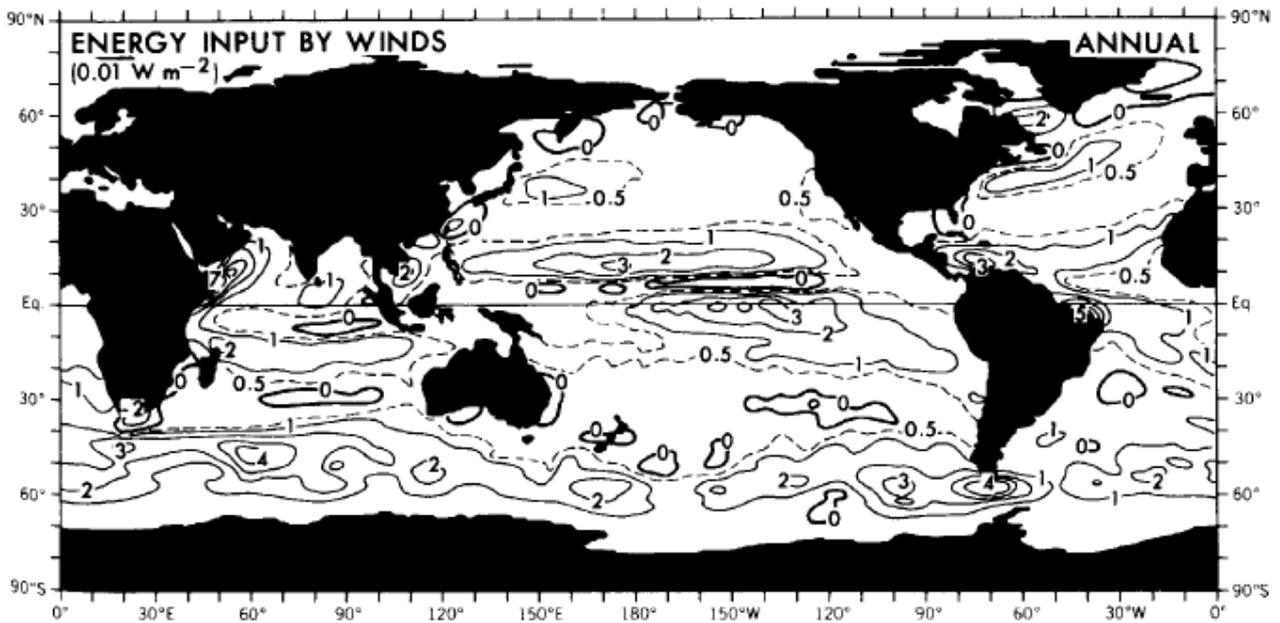


Figura 10

4.5 Intercambio de calor sensible

Los métodos para calcular la transferencia de calor sensible son análogos a los usados para la transferencia de momento. Usando la misma aproximación que en la sección 4.4 podemos escribir el flujo de calor turbulento basado en la hipótesis de Prandtl

$$F_{SH}(z) = \rho c_p \overline{w'\theta'} = -K_H \rho c_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

donde K_H es el coeficiente de difusión de calor turbulento. La ecuación implica que el flujo vertical de calor está determinado por el gradiente medio de temperatura potencial, lo cual se corresponde a la idea intuitiva de que el calor fluye de capas más cálidas a las más frías en forma proporcional al gradiente de la temperatura.

Asimismo, para condiciones de estabilidad neutral es posible expresar el flujo de calor sensible en términos de un coeficiente de transferencia de calor C_H como

$$F_{SH} = -\rho c_p C_H |\mathbf{v}(z)| \{\theta(z) - \theta(0)\}.$$

Sobre el océano C_D y C_H son considerados de igual magnitud, mientras que sobre el continente C_D y C_H varían según la aplicación. Esta ecuación es la base para el cálculo de los flujos sobre el océano llamado “bulk air-sea flux method”.

La diferencia de temperatura aire-océano $T_A - T_S = \theta(10m) - \theta(0)$ es uno de los factores más importantes en determinar el flujo de calor sensible y se muestra en la figura 11. En el ecuador la temperatura del aire es casi la misma que en el océano, mientras que en los extratropicos la temperatura del aire es menor que la del océano, particularmente en el hemisferio de invierno. Estos valores son medias mensuales. A escala diaria la diferencia puede ser mucho mayor cuando ocurre la entrada de aire frío polar hacia latitudes más bajas donde el océano está más cálido.

La figura 12 muestra la media anual de flujo de calor sensible. En general es desde la superficie hacia la atmósfera y los flujos son mayores sobre los continentes que sobre los océanos. La excepción es el flujo de calor sensible intenso desde el océano a la atmósfera en las regiones dominadas por las corrientes cálidas asociadas a los giros subtropicales en el HN.

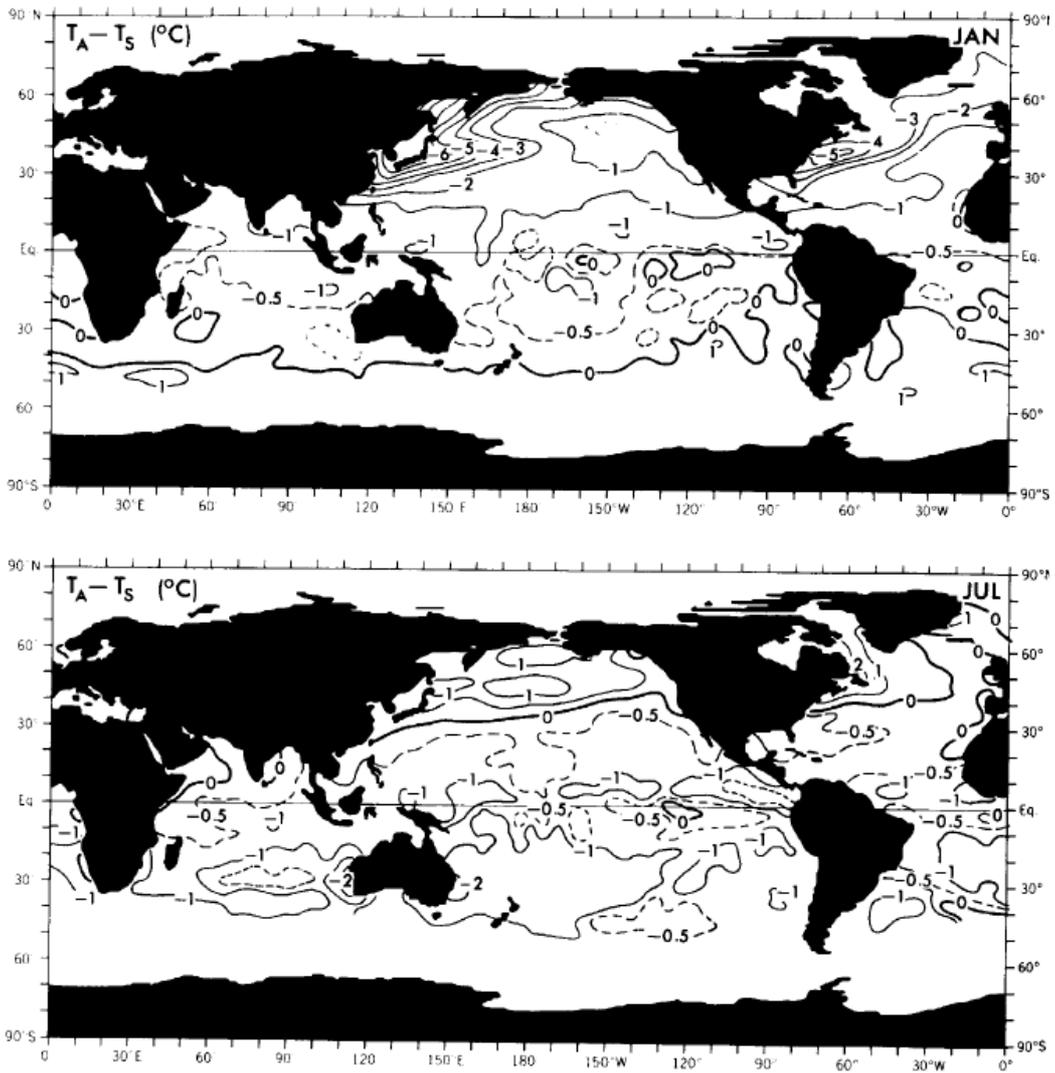


Figura 11

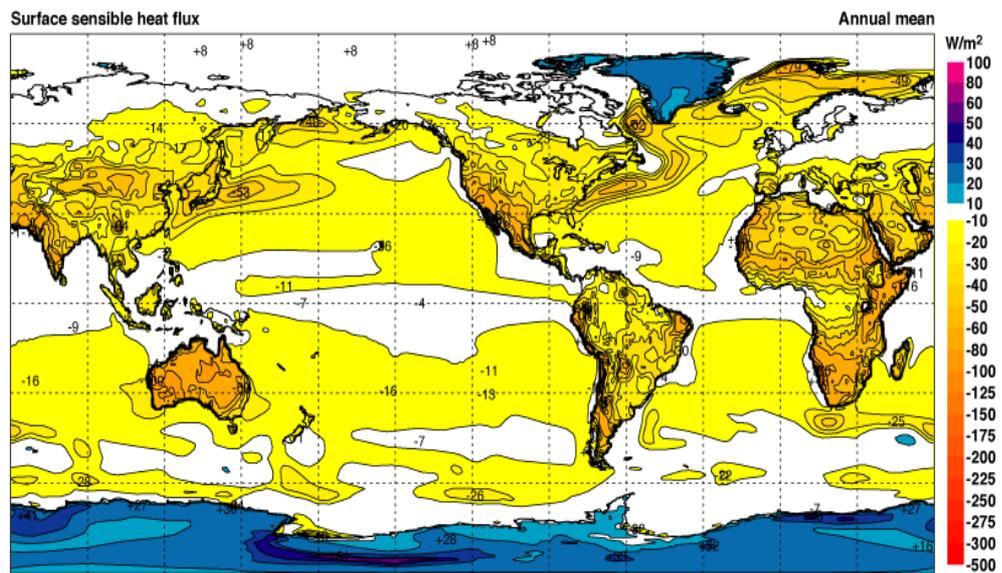


Figura 12

4.6 Intercambio de calor latente

La relación de flujo de gradiente es válida para la evaporación en la capa límite superficial

$$E = -\rho K_w \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$$

donde K_w es la difusividad turbulenta. No obstante, la forma estandar de calcular el flujo de calor latente es análoga a la del calor sensible. O sea, si $F_{LH}=L_e E$ se calcula

$$E = -\rho C_w |\mathbf{v}(z)| \{q(z) - q(0)\}$$

C_w es el coeficiente de transferencia turbulento para el vapor de agua, y $q(0)$ sobre el océano es la humedad específica saturada para el valor de temperatura de superficie del mar. Sobre el continente la ecuación anterior da una medida de la evaporación potencial, pero no necesariamente de la evaporación real. La evaporación potencial es la evaporación máxima que puede ocurrir cuando el suelo está saturado. Generalmente la evaporación real es menor que la potencial ya que el suelo no se encuentra saturado y las plantas no transpiran a razón máxima.

El valor de C_w no está bien establecido, particularmente a altas velocidades (>15 m/s). Por conveniencia se toma $C_w=C_D$. La mayor dificultad de aplicar este método es el cálculo de la humedad específica en la superficie, $q(0)$, sobre el continente ya que no es fácil medirla.

La figura 13 muestra un mapa de flujo de calor latente medio anual. Se observan valores positivos, hacia la atmósfera, en todo el globo, con amplitudes mayores en los trópicos y menores en latitudes mas altas. La excepción a esta regla meridional son los flujos sobre las corrientes cálidas asociadas a los giros subtropicales oceánicos. En las lenguas frías ecuatoriales se observa un mínimo en el flujo de calor latente. Los valores son generalmente mayores sobre el océano que sobre el continente, opuesto a lo observado para el calor sensible.

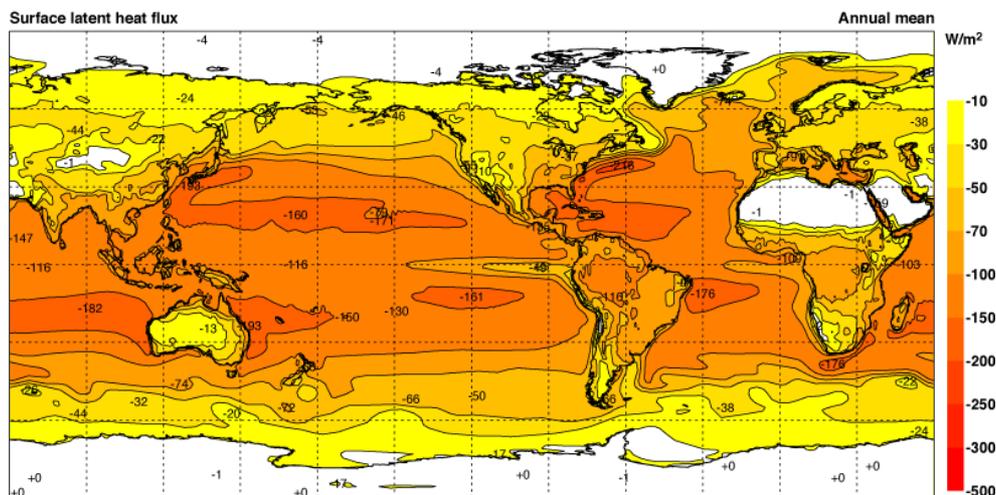


Figura 13

La evaporación se puede estimar a través del balance energía en superficie (ideal):

$$F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} = F_{\text{SH}}^{\downarrow} + L_e E + F_{\text{G}}^{\downarrow} + L_m (M_s - F_s).$$

o, usando el coeficiente de Bowen

$$E = \{F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} - F_{\text{G}}^{\downarrow} - L_m (M_s - F_s)\} / (1 + B)L_e$$

Por lo tanto, conociendo el resto de los flujos en superficie y el coeficiente de Bowen se puede calcular la evaporación.

El coeficiente de Bowen se puede calcular de las relaciones de flujo de gradiente para calor y evaporación asumiendo que $K_H = K_W$

$$B = \frac{c_p}{L_e} \frac{\partial\theta/\partial z}{\partial q/\partial z}$$

$$B = \frac{c_p}{L_e} \frac{\partial\theta/\partial q}{\Delta q} \approx \frac{c_p}{L_e} \frac{\Delta T}{\Delta q}$$

Notando que

$$q = 0.622 e / (p - e) \approx 0.622 (e/p)$$

$$B = \gamma \frac{\partial\theta}{\partial e} \approx \gamma \frac{T(z) - T(0)}{e(z) - e(0)}$$

donde

$$\gamma = \frac{c_p}{L_e} \frac{p}{0.622}$$

es la constante de Bowen que tiene un valor de 0.61 mb/C para $p=1000$ mb.

Por último, sustituyendo B en la ecuación para la evaporación se obtiene

$$E = \{F_{\text{rad}}^{\text{sfc}} - F_{\text{G}}^{\downarrow} - L_m (M_s - F_s)\} \left\{ L_e \left(1 + \gamma \frac{T(z) - T(0)}{e(z) - e(0)} \right) \right\}^{-1}$$

4.7 Flujo neto en superficie

La figura 14 muestra el flujo neto de radiación solar en superficie. Se observa máximos en las zonas subtropicales donde dominan cielos claros sin nubosidad y la radiación incidente es alta.

La radiación de onda larga neta se muestra en la figura 15. Los valores mas altos se observan en las regiones desérticas con amplitudes mayores a -100 W/m². En el resto de la superficie la radiación de onda larga es relativamente uniforme y alcanza valores típicos de 50 W/m².

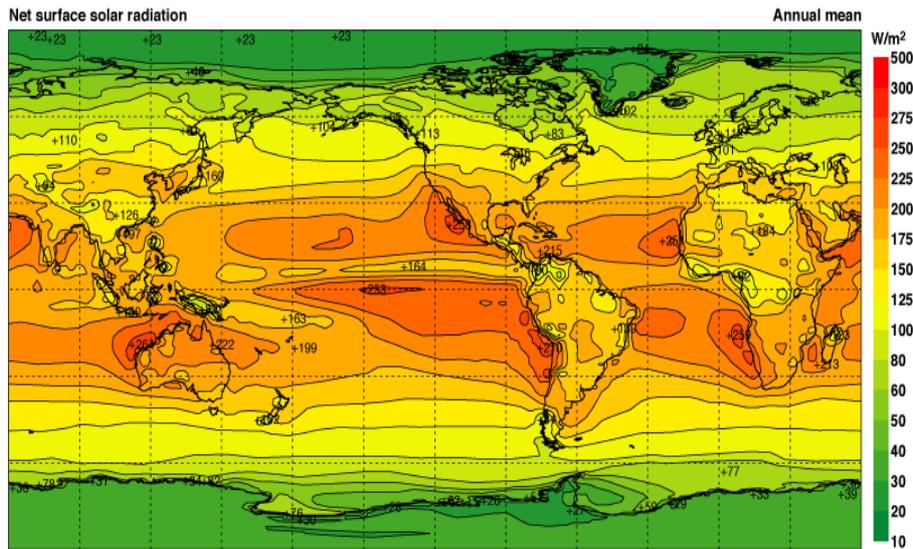


Figura 14

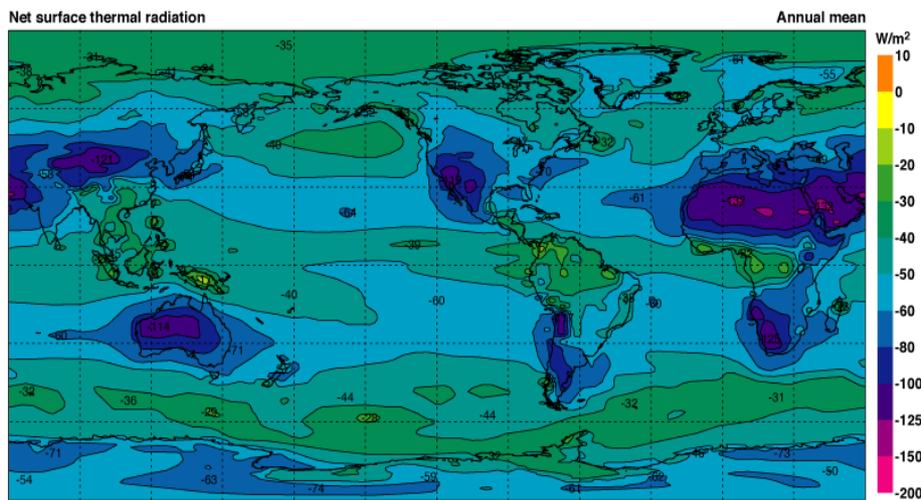


Figura 15

La energía media anual neta absorbida en la superficie se puede calcular como la suma de la radiación solar neta, la radiación de onda larga neta, el flujo de calor sensible y el flujo de calor latente, y se muestra en la figura 16. Se observa que a grandes rasgos el océano gana energía en la región ecuatorial y márgenes este de las cuencas. Por otro lado, el océano pierde calor en latitudes medias, principalmente del HN, en las zonas dominadas por las corrientes de borde oeste, donde aire cálido y frío pasa por encima de las aguas cálidas que caracterizan esas corrientes. El hecho de que los océanos ganen energía en la región ecuatorial y la pierdan en latitudes altas implica un transporte meridional de energía, que es el mostrado en la figura 17 del capítulo 3.

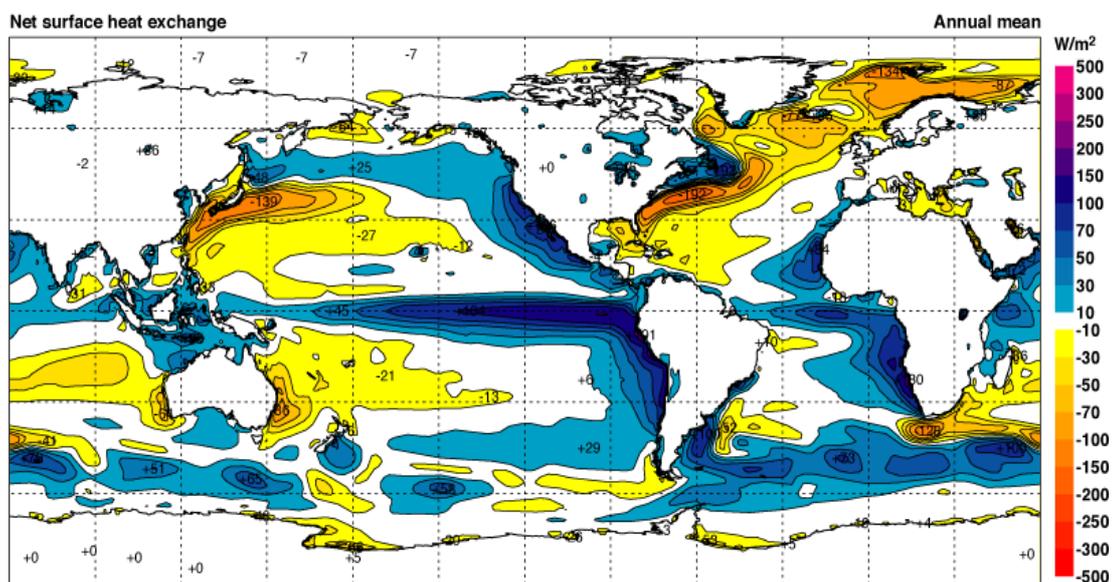


Figura 16

Bibliografía principal

- Physics of Climate, Peixoto & Oort (1992)
- ERA40 Atlas - https://software.ecmwf.int/static/ERA-40_Atlas/docs/index.html