

Chapter Title: FUNDAMENTOS DE LA METEOROLOGÍA

Book Title: Introducción a la contaminación atmosférica

Book Author(s): Héctor Torquera González

Published by: Ediciones UC

Stable URL: <http://www.jstor.com/stable/j.ctt1bhkqvz.7>

---

JSTOR is a not-for-profit service that helps scholars, researchers, and students discover, use, and build upon a wide range of content in a trusted digital archive. We use information technology and tools to increase productivity and facilitate new forms of scholarship. For more information about JSTOR, please contact [support@jstor.org](mailto:support@jstor.org).

Your use of the JSTOR archive indicates your acceptance of the Terms & Conditions of Use, available at <https://about.jstor.org/terms>



JSTOR

Ediciones UC is collaborating with JSTOR to digitize, preserve and extend access to *Introducción a la contaminación atmosférica*

# Capítulo 4

## Fundamentos de la meteorología



# FUNDAMENTOS DE LA METEOROLOGÍA

## 4.1 ¿Qué es la meteorología?

La meteorología es el estudio de los procesos dinámicos de la atmósfera asociados con el clima (largo plazo) y el tiempo (corto plazo). Para fines de análisis cuantitativo, se puede suponer que la atmósfera se considera un medio continuo, cuyo comportamiento constitutivo está dado por la ecuación de estado de un gas ideal. El balance de energía determina el comportamiento de la atmósfera, a escala local y global, como veremos en las siguientes secciones.

Dentro de las escalas de movimientos característicos en la atmósfera, podemos mencionar:

- a) **Macroescala:** Se trata de distancias de miles de km y períodos de días a semanas. Corresponde al movimiento de áreas semipermanentes de altas y bajas presiones, también llamadas sinópticas.
- b) **Mesoescala:** Aquí se habla de distancias de cientos de km y períodos desde horas a días. Como ejemplos de este tipo de movimientos podemos mencionar las brisas mar-continente, los vientos montaña-valle y los frentes migratorios de alta y baja presión.
- c) **Microescala:** Corresponde a distancias del orden de 1 km y períodos de minutos a horas. Se manifiestan en fenómenos tales como la dispersión de un penacho de chimenea, el flujo de aire al pasar por un edificio grande, un incendio, etcétera.

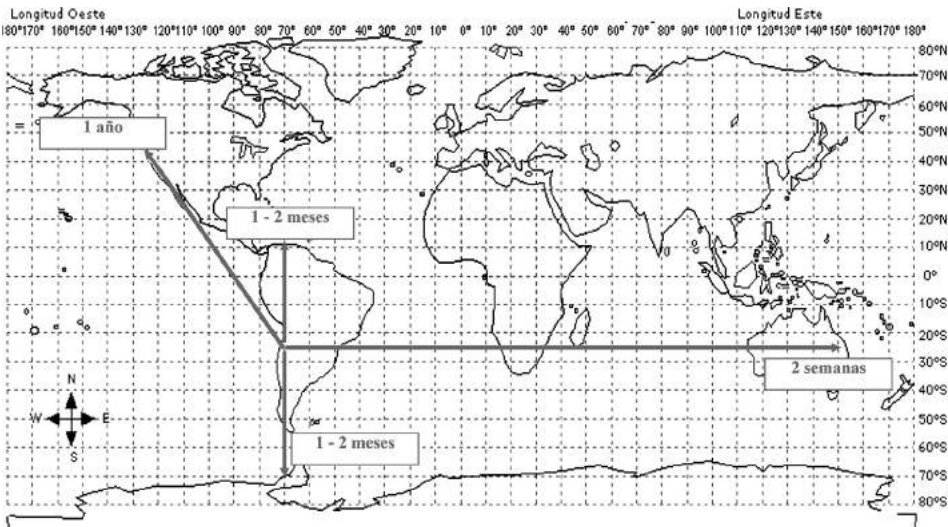
Por lo tanto, desde el punto de vista de calidad del aire, se pueden definir las escalas características de los distintos problemas que se enfrentan en la actualidad, y esta información se resume en la siguiente tabla.

TABLA 4.1  
 Escalas espaciales de los distintos fenómenos que afectan la calidad del aire

Fenómeno	Escala de cobertura espacial
Contaminación urbana	1-100 km
Contaminación regional	10-1.000 km
Lluvia ácida, depositación	100-2.000 km
Compuestos tóxicos	0,1-100 km
Capa de ozono	1.000-40.000 km
Calentamiento global	1.000-40.000 km
Interacciones aerosol clima	100-40.000 km
Transporte y oxidación troposférica	1-40.000 km
Intercambio tropósfera-estratósfera	0,1-100 km
Transporte y oxidación estratosférica	1-40.000 km

Con respecto a las escalas temporales de los movimientos de masas de aire, la siguiente figura muestra un ejemplo de tiempos típicos de transporte horizontal dentro de la tropósfera.

FIGURA 4.1  
 Ejemplos de escalas de tiempo para transporte horizontal en la tropósfera.  
 Adaptado de Jacob (1999)



## 4.2 Estructura de la atmósfera

En la atmósfera se pueden distinguir varias capas, en las que dominan distintos tipos de fenómenos físicos. Estas capas reciben los siguientes nombres (ver siguiente figura):

- a) Tropósfera: hasta 10-15 km altitud sobre la superficie
- b) Estratósfera: sobre la anterior y hasta 45-55 km de altitud
- c) Mesósfera: sobre la anterior y hasta 80-90 km altitud
- d) Termósfera: sobre la anterior y hasta 500 km de altitud, incluye la ionósfera
- e) Exósfera: región más externa (> 500 km de altitud)

### 4.2.1 La tropósfera

Esta es una zona de turbulencia y mezclado permanente. Contiene casi todo el vapor de agua y el 80% de la masa total de la atmósfera. En esta zona la temperatura en promedio decrece linealmente con la altitud; en su tope  $T \approx 217$  K. Se divide en la capa límite planetaria (hasta 1 km de altura aproximadamente) y la tropósfera libre (sobre 1 km de altura).

La capa límite planetaria corresponde a los primeros 1.000 m sobre el suelo, donde se emite la mayoría de los contaminantes. Allí hay influencia de la superficie de la tierra (topografía) en la estructura del campo de vientos y el balance de energía en la superficie. Existe turbulencia, inducida por el viento, la rugosidad superficial y el flujo de calor que va de la superficie hacia el aire.

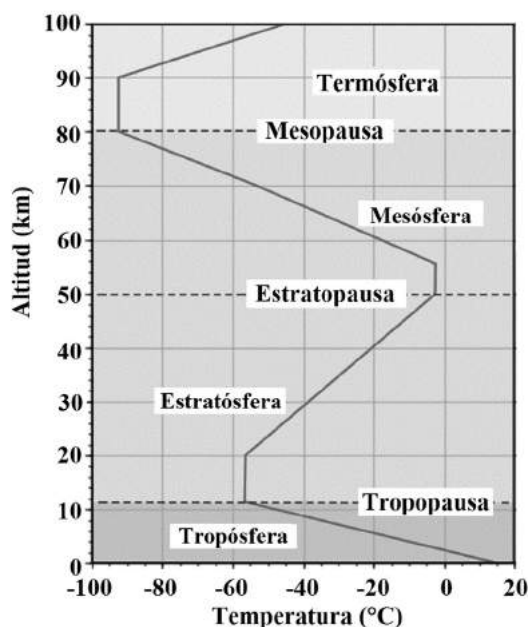
### 4.2.2 La estratósfera

Se extiende desde los 10 a los 50 km de altitud. Allí la temperatura aumenta con la altura, llegando a 271 K al tope. La temperatura aumenta por la presencia de ozono, que absorbe radiación UV de alta energía:

- a)  $O_2 + h\nu \rightarrow 2 O \quad (\lambda \sim 0,2 \text{ nm})$
- b)  $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$
- c)  $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O \quad (\lambda \sim 0,2 - 0,29 \text{ nm})$

Con este mecanismo se genera una capa de ozono ( $O_3$ ) en equilibrio dinámico (producción = destrucción), donde el ozono alcanza una concentración de 0,03 ppm. Esta capa es protectora de los rayos UV más energéticos, previniendo que alcancen la superficie, donde tendrían efectos serios en personas y ecosistemas. En la segunda mitad del siglo XX, y comienzos del XXI,

FIGURA 4.2  
Estructura vertical de la atmósfera



el uso masivo de compuestos orgánicos que contienen flúor y cloro (CFC, por sus siglas en inglés) ha producido un adelgazamiento de esta capa protectora, con lo cual ha aumentado la cantidad de radiación UV que llega a la superficie, sobre todo en los polos, donde el adelgazamiento ha sido más intenso.

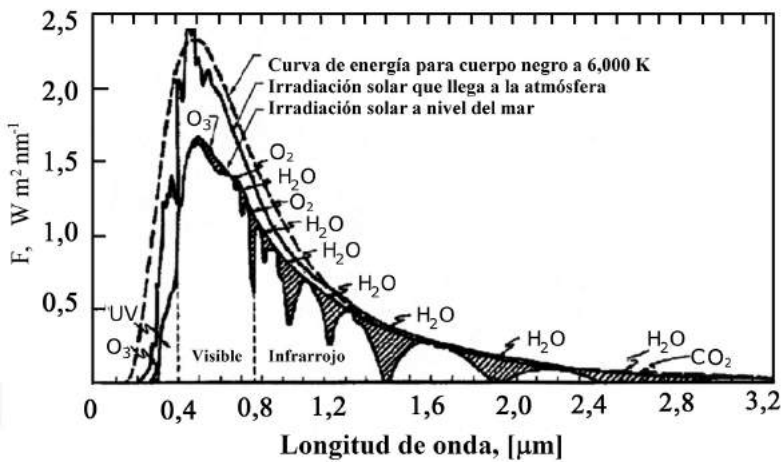
## 4.3 El balance de energía global y el cambio climático

### 4.3.1 La radiación solar

La radiación solar es la *única* fuente de energía disponible para poner en movimiento a la atmósfera. Como se puede apreciar en la Figura 4.3, la máxima proporción (40%) llega en la zona del espectro visible (400-700 nm). La radiación incidente es parcialmente reflejada por las nubes al espacio, redispersada por la atmósfera (lo que produce el color azul del cielo y los tonos rojos de los atardeceres), reflejada por la superficie de la tierra, y parcialmente absorbida por el vapor de agua, otros gases y las nubes. En la Figura 4.3, se puede apreciar que la radiación solar que llega desde el espacio posee una distribución de intensidad semejante a

la de un cuerpo negro, con una temperatura característica de unos 6.000 K. Al ser filtrada esta radiación por la capa de ozono, baja la intensidad del espectro en la zona del UV de baja longitud de onda (o sea, de mayor energía). Además, la radiación que llega al suelo ha sido filtrada por algunas moléculas presentes en el aire (fundamentalmente vapor de agua), por lo que el espectro presenta bandas de absorción, sobre todo en el lado del infrarrojo. Este es un fenómeno cuántico que representa excitaciones de las moléculas que absorben la energía radiante y la transforman en cantidad de movimiento (rotación y vibración).

FIGURA 4.3  
El espectro de la radiación solar



La energía radiante emitida por un cuerpo negro está dada por la fórmula de Planck:

$$\phi_{CN}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left[ \exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1 \right]} \quad \text{Ecuación 4.1}$$

Donde  $h$ ,  $c$ ,  $k$  corresponden a la constante de Planck, la velocidad de la luz en el vacío y la constante de Boltzmann, respectivamente;  $T$  es la temperatura absoluta y  $\lambda$  la longitud de onda de la radiación. La integral sobre todo el espectro da la ecuación de la ley de radiación:  $\Phi_{CN} = \sigma T^4$ , donde  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann. Para sustancias que no son cuerpos negros se aplica la siguiente expresión:

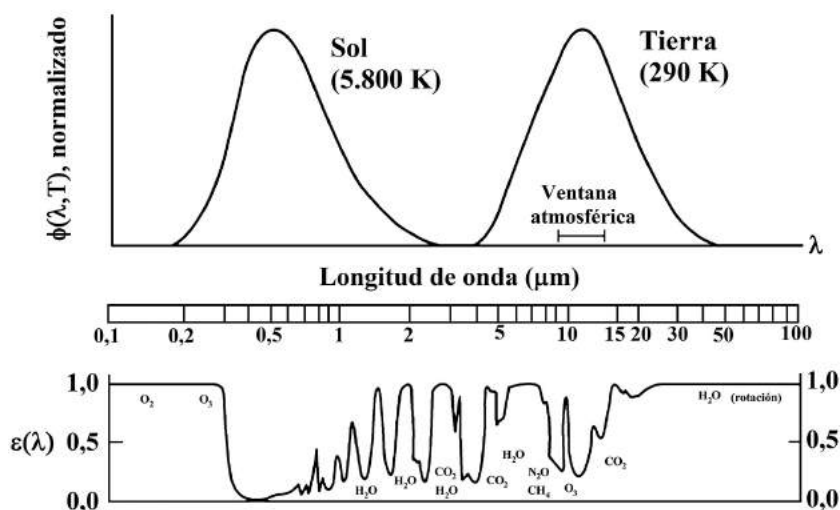


$$\phi(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot \phi_{CN}(\lambda, T) \quad \text{Ecuación 4.2}$$

Donde  $\varepsilon(\lambda, T)$  es la emisividad de la sustancia (entre 0 y 1), e igual a la absorbancia de acuerdo a la ley de Kirchhoff. La emisividad  $\varepsilon(\lambda, T)$  varía mucho con la longitud de onda  $\lambda$ , y esto hace que el espectro de emisión térmica de una sustancia real se modifique considerablemente (con respecto a la emisión de cuerpo negro) cuando se incluye la emisividad. La siguiente figura muestra la emisividad (o eficiencia de absorción de la radiación) para las moléculas que más abundan en la atmósfera, graficada en la misma escala que los espectros de radiación solar y terrestre.

FIGURA 4.4

Dependencia de la absorción de radiación de moléculas en la atmósfera en función de la longitud de onda. Fuente: Jacob (1999)

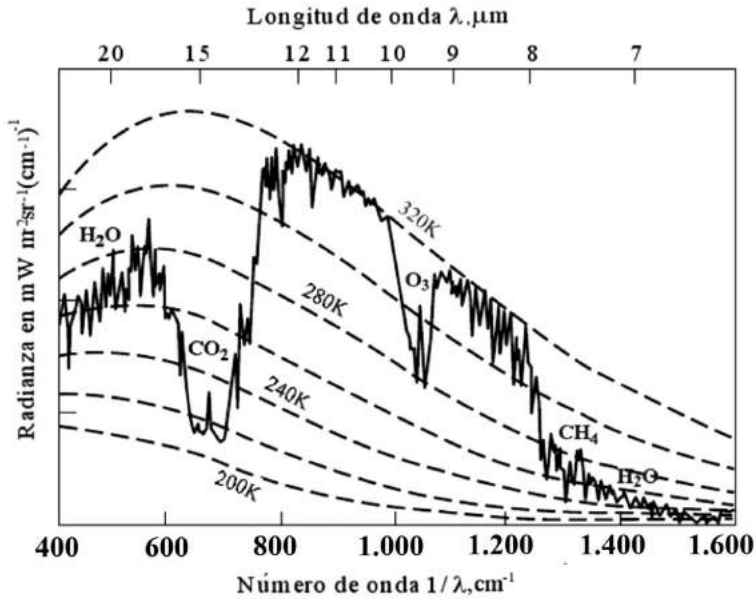


#### 4.3.2 El espectro de la emisión terrestre

La tierra posee un espectro de emisión complejo, porque las moléculas emiten a diversas temperaturas, dado que se encuentran a diferente altitud en la atmósfera. Luego, el espectro neto es una superposición de espectros de emisión a distintas temperaturas, ponderados por la respectiva emisividad de cada gas. La siguiente figura muestra un espectro típico de emisión, medido al tope de la atmósfera mediante instrumentos a bordo de un satélite.

FIGURA 4.5

Espectro de la radiación de la atmósfera; la escala superior es la longitud de onda  $\lambda$  ( $\mu\text{m}$ ); la escala inferior es  $1/\lambda$ , en ( $\text{cm}^{-1}$ ). Imagen captada sobre el valle del Níger, África, al mediodía. Fuente: Jacob (1999)



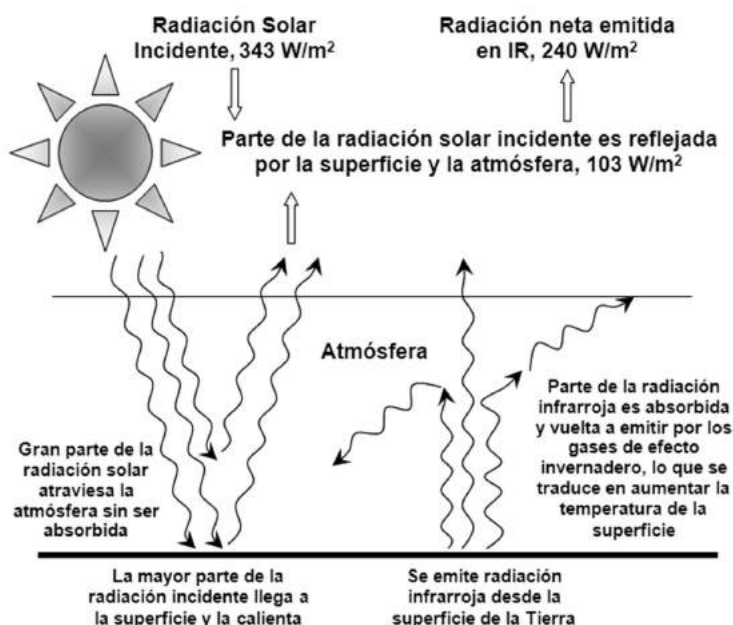
#### 4.3.3 Balance global de radiación solar

El 65% de la radiación incidente es absorbida por los mares y superficie terrestre, contribuyendo así al calentamiento diferencial de la superficie y del aire inmediatamente en contacto con ella, lo que induce el movimiento de la atmósfera. La tierra a su vez reirradia energía como cuerpo negro ( $\sim 290 \text{ K}$ ) en el infrarrojo hacia el espacio. Parte de esta emisión en el infrarrojo es absorbida por el agua y el dióxido de carbono ( $\text{CO}_2$ ) en la baja atmósfera (lo cual explica en parte el efecto invernadero). Este enfriamiento por emisión en el infrarrojo también explica el enfriamiento nocturno de la atmósfera inferior.

La figura siguiente muestra un esquema del balance de radiación global en todo el planeta. La entrada neta de radiación (cercana a  $240 \text{ W/m}^2$ ) se debe balancear con la salida neta de radiación por emisión infrarroja (igual a la anterior, o sea,  $240 \text{ W/m}^2$ ). Alrededor de un tercio de la radiación incidente es reflejada al espacio ( $103 \text{ W/m}^2$ ), y el saldo se absorbe en la superficie de mares y continentes.

FIGURA 4.6

Balance global de radiación según IPCC



#### 4.3.4 Temperatura superficial de equilibrio

Llamando  $S_0$  a la constante solar ( $S_0 = 1.370 \text{ W/m}^2$ ), promediando el flujo sobre todo el hemisferio iluminado de la tierra y considerando el albedo promedio ( $A = 0,28$ ) de la tierra, y *si solo* emitiera radiación la superficie terrestre a temperatura  $T_s$ , entonces el balance de energía quedaría<sup>39</sup>:

$$S_0 \frac{(1 - A)}{4} = \sigma(T_s)^4 \quad \text{Ecuación 4.3}$$

Evaluando se obtiene la temperatura de equilibrio  $T_s = 255 \text{ K}$ . El problema con este razonamiento es que no considera el efecto radiativo de la atmósfera.

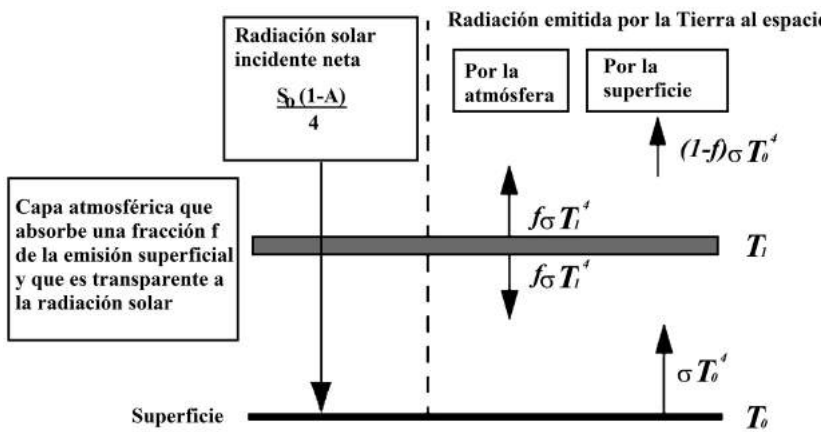
<sup>39</sup> Verificar que el lado izquierdo de la ecuación 4.3 es igual a  $240 \text{ W/m}^2$ .

La emisión de la tierra no solo depende de la temperatura de su superficie, sino de los procesos radiativos que ocurren (a otras temperaturas) en otras partes de la atmósfera.

Consideremos ahora un modelo sencillo del efecto invernadero (ver la siguiente figura). Estimemos que la atmósfera es una capa isotérmica ubicada a cierta altura sobre la superficie a una temperatura  $T_1$ ; esta capa es transparente a la radiación solar, y debido a la presencia de GEI en ella, absorbe una fracción  $f$  de la emisión superficial de la tierra, a temperatura  $T_0$ .

FIGURA 4.7

Un modelo sencillo del efecto invernadero. Fuente: Jacob (1999)



El flujo de radiación superficial terrestre absorbido por la capa atmosférica es  $f\sigma(T_0)^4$ ; cada cara de esa capa emite entonces un flujo radiativo equivalente a  $f\sigma(T_1)^4$  (por la ley de Kirchoff). El balance de energía queda entonces de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \text{Tierra + atmósfera: } S_0 \frac{(1-A)}{4} &= (1-f)\sigma(T_0)^4 + f\sigma(T_1)^4 \\ \text{Capa atmosférica: } f\sigma(T_0)^4 &= 2f\sigma(T_1)^4 \end{aligned} \quad \text{Ecuación 4.4}$$

De aquí se obtiene que  $T_1 = T_0/2^{1/4}$  y, después de un poco de álgebra, se obtiene la temperatura de equilibrio superficial:

$$T_0 = \left[ \frac{S_0(1 - A)}{4\sigma(1 - f/2)} \right]^{0.25} \quad \text{Ecuación 4.5}$$

La temperatura superficial promedio observada es de 288 K, que es consistente con la ecuación anterior si  $f = 0,77$ . Luego, se puede predecir la temperatura observada asumiendo que la atmósfera absorbe 77% de la radiación terrestre. Además, la temperatura equivalente de la atmósfera es  $T_1 = 241$  K, que corresponde a la temperatura a una altitud de 7 km sobre el nivel del mar.

Un incremento en las concentraciones de gases de efecto invernadero produce un aumento de la eficiencia de la atmósfera en absorber emisión infrarroja de la superficie terrestre, es decir,  $f$  aumenta, lo cual incrementa  $T_0$ .

### 4.3.5 Interpretación del espectro de la radiación terrestre

El espectro de la **Figura 4.5** se puede considerar como la suma de espectros de emisión a diferentes temperaturas, dependiendo de la longitud de onda. En la ventana atmosférica entre 8 y 12  $\mu\text{m}$ , la atmósfera absorbe poco (**Figura 4.4**), excepto el ozono cerca de los 9,6  $\mu\text{m}$ . Un satélite que midió el flujo emitido en ese intervalo de longitud de onda registra un espectro correspondiente a un cuerpo negro a 320 K, lo cual no es extraño si se considera que la imagen se tomó al mediodía sobre África del Norte.

En contraste, el  $\text{CO}_2$  tiene una fuerte banda de absorción a los 15  $\mu\text{m}$ , de manera que la radiación emitida por la tierra es absorbida por el  $\text{CO}_2$ , reemitida por el  $\text{CO}_2$ , etcétera, a lo largo de la columna atmosférica (como un efecto dominó). Debido a que la atmósfera es opaca a la radiación en esa longitud de onda, el flujo radiante que mide el satélite corresponde a la capa superior de  $\text{CO}_2$  en la atmósfera, que está en el límite entre la tropósfera y la estratósfera. La emisión de  $\text{CO}_2$  a 15  $\mu\text{m}$  corresponde a una emisión de cuerpo negro a 215 K, que corresponde aproximadamente a la temperatura de la tropopausa.

Consideremos ahora la longitud de onda de 20  $\mu\text{m}$ , a la cual absorbe el agua, pero no el  $\text{CO}_2$ . La opacidad de la atmósfera depende de la concentración de vapor de agua. A diferencia del  $\text{CO}_2$ , el vapor de agua alcanza a ser relevante solo hasta 5 km de altura sobre la superficie, luego el flujo radiante a 20  $\mu\text{m}$  corresponde aproximadamente a una temperatura de 260 K. Esta misma emisión se repite en el intervalo de 7-8  $\mu\text{m}$ , donde el agua es nuevamente un gran absorbedor de radiación IR.

### 4.3.6 ¿En qué consiste el efecto invernadero?

Debido a las consideraciones del balance de energía radiativa, la integral del espectro de emisión terrestre debe ser equivalente a la de un cuerpo negro a 255 K, para balancear la energía solar incidente neta (ver ecuación 4.3). En el modelo sencillo del efecto invernadero, el espectro total de emisión terrestre se representa sumando las contribuciones de la superficie templada y de la atmósfera fría (ver ecuación 4.4).

El fenómeno del efecto invernadero consiste en la absorción de radiación terrestre (en el espectro infrarrojo) por moléculas que experimentan transiciones vibracionales o vibrorrotacionales en esas longitudes de onda, entre 5 y 50  $\mu\text{m}$ . Los principales GEI son:  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ , y los CFC (compuestos halogenados).

Los gases de efecto invernadero (GEI) que son eficientes son aquellos que absorben en la ventana atmosférica entre 8 y 13  $\mu\text{m}$ ; los que absorben en otras zonas saturadas del espectro no son eficientes en producir el efecto invernadero. Por ejemplo, un GEI que absorbe a 11  $\mu\text{m}$  hace que la radiación emitida al espacio a 11  $\mu\text{m}$  se reduzca, ya que ahora sería emitida por una atmósfera más fría que la superficie. Luego, para mantener el balance de energía, se deben incrementar los flujos de emisión en otras longitudes de onda, con lo cual necesariamente la temperatura superficial debe aumentar.

Compárese con la situación de un GEI que absorbe a los 15  $\mu\text{m}$ , en la banda de absorción del  $\text{CO}_2$ . A esa longitud de onda, la columna atmosférica ya es opaca, así que agregando un GEI que absorbe a esa longitud de onda, no se produce un efecto invernadero significativo (esa banda ya está saturada).

La medida cuantitativa de la mayor o menor efectividad de un gas en producir efecto invernadero se mide con el potencial de calentamiento global (GWP, por sus siglas en inglés), que se define como el efecto radiativo que resulta de emitir un kg de una sustancia a la atmósfera, en un período dado, dividido por el mismo efecto para el caso del  $\text{CO}_2$ . Así, para un horizonte de 100 años, el GWP de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  y  $\text{N}_2\text{O}$  resulta en los valores 1, 25 y 320, respectivamente. Los menores valores del  $\text{CO}_2$  se deben a su mayor abundancia y a la saturación de bandas de absorción. En contraste, el GWP del  $\text{SF}_6$  es de 24.900!

Actualmente, los países tratan de ponerse de acuerdo en reducir las emisiones de gases de efecto invernadero para mitigar el cambio climático (IPCC, 2013), es decir, disminuir el factor  $f$  en la ecuación 4.5. Otra alternativa es aumentar el albedo  $A$  en la misma ecuación, para lo cual se ha propuesto inyectar aerosoles reflectantes en la estratósfera (entre otras medidas), imitando el efecto

de largas erupciones volcánicas (SRMGI, 2013). Sin embargo, existe mucha incertidumbre sobre potenciales efectos colaterales, aunque se sostiene que sería más barato que reducir las emisiones de  $\text{CO}_2$  y podría hacerse unilateralmente.

## 4.4 Radiación solar que llega a la superficie

La cantidad de radiación (o sea, calor) que es absorbida depende del tipo de superficie; el suelo típico absorbe más que el hielo o las rocas reflectantes. También hay un efecto de la opacidad, ya que la transparencia del agua permite que los océanos absorban más calor que la tierra. Además, hay una gran variación del albedo, que representa el cociente entre la energía reflejada y la incidente sobre la superficie. Una vez que el calor penetra la superficie, se transmite más profundamente en el agua (mediante el mecanismo de convección) que en el suelo (que solo puede transmitir calor por conducción). Debido a esto, y a los diferentes valores de la capacidad calorífica  $C_p$ , se producen diferentes  $\Delta T$  sobre el aire a baja altura, como se discute a continuación.

### 4.4.1 Balance local de energía en la superficie terrestre

Consideremos lo que ocurre cuando la radiación incide sobre la superficie terrestre. Llamando  $R$  a la radiación incidente y  $A$  al albedo de la superficie, entonces la radiación neta entregada a la superficie es  $R_N = (1-A)R$ . Otra contribución superficial sería el calor antropogénico  $Q_A$ , el cual para distintas zonas urbanas toma un valor entre 20 y 150  $\text{W/m}^2$ , dependiendo de la latitud, densidad de población y estación del año. Toda esta energía se transfiere al suelo ( $Q_G$ ) y al aire.

La energía transferida al aire puede ser en forma de calor sensible ( $H$ ) o de calor latente  $\lambda E$ , donde  $\lambda$  es el calor latente de evaporación de la humedad superficial ( $\text{J/kg}$ ) y  $E$  el flujo de evaporación en la superficie [ $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]. El balance de energía queda, pues, de la siguiente forma:

$$Q_A + R_N = Q_G + H + \lambda E \quad \text{Ecuación 4.6}$$

Introduciendo el coeficiente de calentamiento del suelo  $C_G = Q_G / (R_N + Q_A)$  y el coeficiente de Bowen  $B = H / \lambda E$ , se llega a la expresión

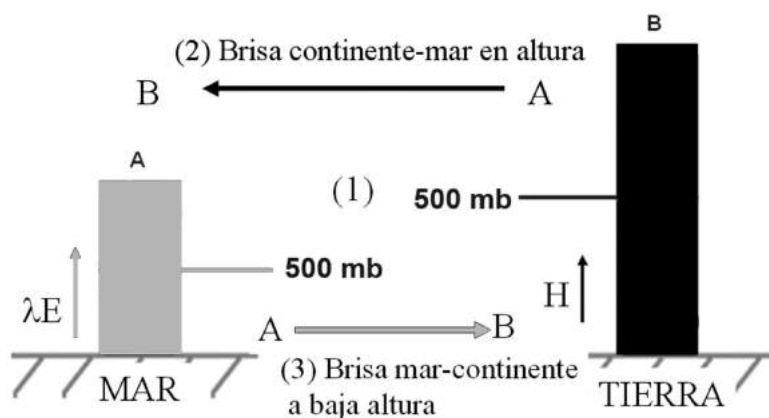
$$H = \frac{(1 - C_G)(R_N + Q_A)}{1 + 1/B} \quad \text{Ecuación 4.7}$$

De aquí es posible estimar para cada hora del día el flujo de calor que calienta el aire ( $H$ ) y el flujo de humedad o energía que se transfiere al aire ( $E$  o  $\lambda E$ , respectivamente). Es claro en este balance que el término  $B$  influye mucho en el balance de energía local, ya que  $B$  varía de 0,1 sobre mares y lagos hasta 6,0 o más en zonas desérticas. Así por ejemplo en condiciones diurnas, la temperatura del aire directamente sobre un cuerpo de agua es menor que la del aire sobre una superficie terrestre, ya que en el primer caso la mayor parte del flujo de energía a la atmósfera está compuesto por humedad evaporada de la superficie, mientras que en el segundo caso normalmente el flujo de calor sensible satisface  $H > \lambda E$ .

En el caso del borde océano-continente, este calentamiento diferencial produce la situación representada en la figura siguiente.

FIGURA 4.8

Efectos del calentamiento diferencial en las presiones atmosféricas sobre el mar y el continente: 1) diferencia de presión continente-océano en altura; 2) establecimiento de circulación continente-mar; 3) desarrollo de brisa mar-continente a nivel del suelo



El aire sobre el mar está más frío (y por tanto, más denso) que el aire sobre la costa continental (denotado con rojo en la figura). Dado que la presión atmosférica es el peso de la columna de aire sobre un nivel de referencia, resulta que la isóbara de 500 mbar (por ejemplo) está a menor altura sobre el mar que sobre el continente. Es decir, se produce a cierta altura un centro de alta presión sobre el continente y uno de baja presión sobre el océano. Esto va a producir una circulación, es decir, se induce a mediana altura un movimiento



horizontal del aire desde la costa hacia el mar, y esta circulación se completa con un movimiento del aire a baja altura desde el mar hacia el continente, lo que constituye la típica brisa marina diurna. En la noche, el suelo del continente se enfría más rápido que el aire sobre el mar, por lo que se revierte esta situación y ahora la alta presión está sobre la costa y la baja presión sobre el mar, produciéndose un flujo de aire desde el continente hacia el mar a baja altura y una circulación mar a continente a mayores alturas.

## 4.5 Circulación global del viento

Lo que hemos visto en la sección anterior respecto a la circulación océano-continente, se manifiesta en todo el planeta (**Figura 4.9**). Así, los polos desarrollan (a nivel superficial) sistemas de alta presión sobre el continente y baja presión sobre el mar. Las masas de aire en desequilibrio de presiones comienzan a moverse y provocan circulaciones de gran escala espacial (miles de kilómetros), constituyéndose en los movimientos sinóticos de la atmósfera.

El aire en el trópico se humedece, debido a la mayor tasas de evaporación allí, y asciende (ya que es menos denso que el aire seco), posteriormente se enfría, precipita la humedad que contiene en forma de lluvia (**Figura 4.10**) y finalmente empieza su descenso a una latitud de  $30^\circ$  aproximadamente en cada hemisferio, en las zonas de altas presiones subtropicales. Desde allí (en superficie) el viento se dirige hacia el ecuador. Debido a la fuerza de Coriolis, el viento se deflecha hacia el oeste en ambos hemisferios, dando origen a los vientos alisios. La circulación vertical completa se denomina celda de Hadley.

Por otra parte, en los polos se produce un descenso de aire muy seco y frío. Esto origina una circulación con generación de bajas presiones subpolares a  $60^\circ$  de latitud (en superficie). El viento sopla entonces desde el polo hacia esas bajas presiones, lo que produce vientos este entre  $60$  y  $60^\circ$  de latitud en superficie. La circulación vertical completa se denomina celda polar.

En las regiones templadas ( $30^\circ$  a  $60^\circ$  de latitud) entre las altas subtropicales y las bajas subpolares, los vientos tratan de ir hacia los polos y terminan soplando desde el oeste, y se establece un equilibrio entre las altas presiones subtropicales y las bajas subpolares, entre las cuales se desarrollan sistemas frontales de baja presión que llevan precipitación a los continentes.

Esta circulación global da origen a las siguientes zonas de características permanentes:

- a) Calmas:  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  y  $60^\circ$ , bordes entre circulaciones térmicas.

- b) Precipitación neta: en ecuador y polos debido al enfriamiento del aire.
- c) Subsistencia seca: a 30° el aire que ascendió en el ecuador pierde humedad, se enfría y desciende.

FIGURA 4.9

Circulación global del viento. Adaptada de Jacobson (2002)

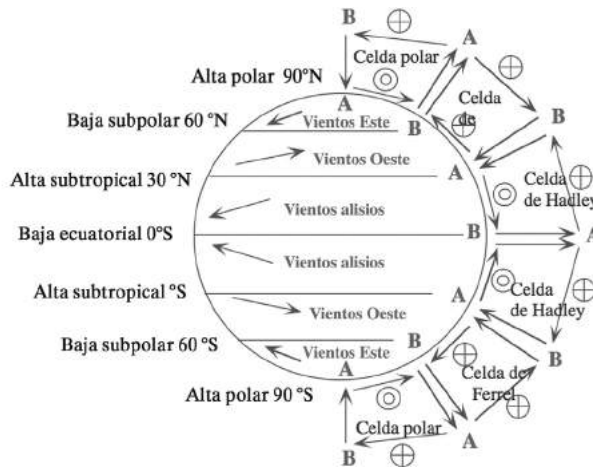
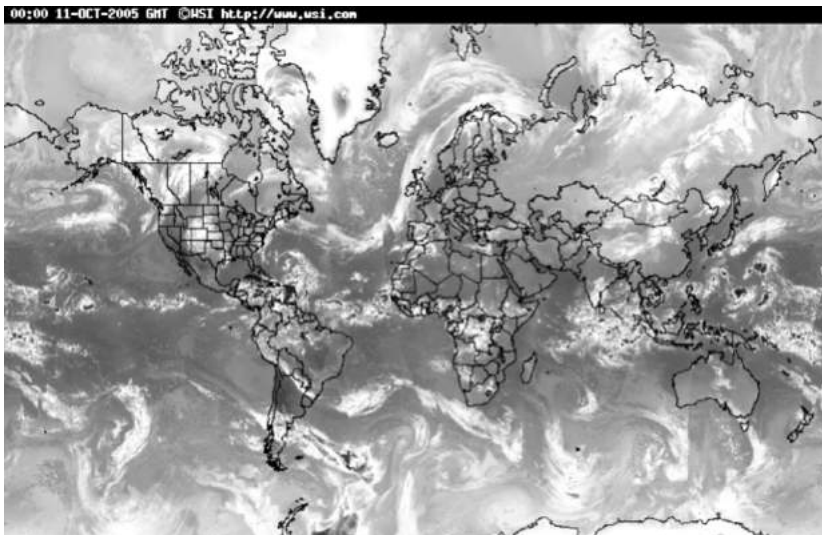


FIGURA 4.10

Mapa global de precipitación y nubosidad para el 11 de octubre de 2005



Así por ejemplo, el anticiclón tropical del Pacífico es una zona de alta presión, semipermanente, que cambia poco de posición entre invierno y verano. En estas zonas el aire frío y seco desciende y se calienta, estableciéndose una temperatura mayor que la de la superficie (inversión térmica). Este fenómeno se refuerza en zonas costeras donde el aire superficial se enfría con el océano y produce aridez en costas occidentales: California, Sahara, Sudamérica, Australia.

#### 4.6 Fuerzas que actúan en la atmósfera

Ya hemos visto que el calentamiento diferencial de la superficie terrestre causa un primer desequilibrio de fuerzas, pues induce diferencias de presión, lo que a su vez causa el movimiento de las masas de aire. A continuación vamos a analizar las distintas fuerzas que actúan sobre un elemento de volumen de aire.

Habíamos señalado que el aire se puede modelar como un gas ideal. La ecuación de movimiento correspondiente es la de Navier-Stokes, corregida por la rotación de la tierra ( $\Omega = 7,29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ), y que se puede poner como sigue:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} = \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} - \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) - g\hat{k} + \vec{F}_v \quad \text{Ecuación 4.8}$$

Donde el lado izquierdo representa la aceleración de un elemento de fluido y el lado derecho representa todas las fuerzas que actúan sobre el fluido, dadas por

- Gradiente de presión, expresado por la ecuación:  $\vec{F}_p / m = -(1/\rho) \nabla p$
- Fuerza gravitacional, dada por:  $\vec{F}_G / m = \vec{g}^* = -GM\vec{r}/r^3$ , y corregida por la rotación de la tierra:  $g = g^* + \Omega^2 a$  donde  $a$  es el radio de la tierra.
- Fuerza viscosa, expresada por:  $\vec{F}_v = \mu \nabla^2 \vec{V}$ , donde  $\mu$  es la viscosidad del aire
- Fuerza de Coriolis, expresada como:  $\vec{F}_C = -2\vec{\Omega} \times \vec{V}$

##### Ejemplo 4.1

Considere dos isóbaras paralelas, separadas a 100 km de distancia horizontal, una de ellas está a 1.012 hPa y la otra a 1.008 hPa. Suponiendo una densidad del aire de  $1,2 \text{ kg/m}^3$ , ¿cuál es la aceleración causada por el gradiente de presión?

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \approx \frac{1}{1,2 \text{ kg/m}^3} \cdot \left( \frac{1.012 - 1.008 \text{ hPa}}{10^5 \text{ m}} \right) \cdot \frac{100 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}}{\text{hPa}} = 0,0033 \text{ m/s}^2$$

Valor que es mucho menor que la aceleración de gravedad.

### Ejemplo 4.2

Considere ahora dos isóbaras, una a nivel del suelo con 1.013 hPa de presión y otra a 100 m de altura a una presión de 1.000 hPa; Suponiendo una densidad del aire de 1,2 kg/m<sup>3</sup>, ¿cuánto vale la aceleración causada por este gradiente vertical de presión?

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \approx \frac{1}{1,2 \text{ kg/m}^3} \cdot \left( \frac{1.000 - 1.013 \text{ hPa}}{10^2 \text{ m}} \right) \cdot \frac{100 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}}{\text{hPa}} = -10,8 \text{ m/s}^2$$

Y este valor es más de 3.000 veces el calculado para el gradiente horizontal de presión en el ejemplo anterior, y es de magnitud y dirección comparable a la aceleración de gravedad.

### Ejemplo 4.3

Considere las siguientes magnitudes de la velocidad este del viento:  $u_1 = 10 \text{ m/s}$  a  $z_1 = 1.000 \text{ m}$  de altura,  $u_2 = 14 \text{ m/s}$  a  $z_2 = 1.250 \text{ m}$  de altura y  $u_3 = 20 \text{ m/s}$  a  $z_3 = 1.500 \text{ m}$  de altura. Calcule la magnitud de la aceleración causada por la fuerza viscosa; asuma que  $T = 280 \text{ K}$ ,  $\rho = 1,09 \text{ kg/m}^3$ , y que la viscosidad del aire es  $\mu = 1,75 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Compare este resultado con el obtenido en el ejemplo anterior.

$$\vec{F}_v = \mu \nabla^2 \vec{V} \rightarrow \frac{F_{v,x}}{m} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \approx \frac{\mu}{\rho} \cdot \left\{ \frac{u_3 - 2 \cdot u_2 + u_1}{(\Delta z)^2} \right\} = \frac{1,75 \times 10^{-5}}{1,09} \cdot \left\{ \frac{20 - 2 \cdot 14 + 10}{(250)^2} \right\} = 5,13 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$$

Este valor es mucho menor que el calculado en el ejemplo anterior.

### Ejemplo 4.4

Considere ahora las siguientes magnitudes de la velocidad este del viento:  $u_1 = 0 \text{ m/s}$  a  $z_1 = 0 \text{ m}$  de altura,  $u_2 = 0,4 \text{ m/s}$  a  $z_2 = 0,05 \text{ m}$  de altura y  $u_3 = 1 \text{ m/s}$  a  $z_3 = 0,1 \text{ m}$  de altura. Calcule la magnitud de la aceleración causada por la fuerza viscosa; asuma que  $T = 288 \text{ K}$ ,  $\rho = 1,23 \text{ kg/m}^3$ , y que la viscosidad

del aire es  $\mu = 1,79 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Compare este resultado con el obtenido en el ejemplo anterior.

$$\frac{F_{v,zx}}{m} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \approx \frac{\mu}{\rho} \cdot \left\{ \frac{u_3 - 2 \cdot u_2 + u_1}{(\Delta z)^2} \right\} = \frac{1,75 \times 10^{-5}}{1,23} \cdot \left\{ \frac{1 - 2 \cdot 0,4 + 0}{(0,05)^2} \right\} = 1,14 \times 10^{-3} \text{ m/s}^2$$

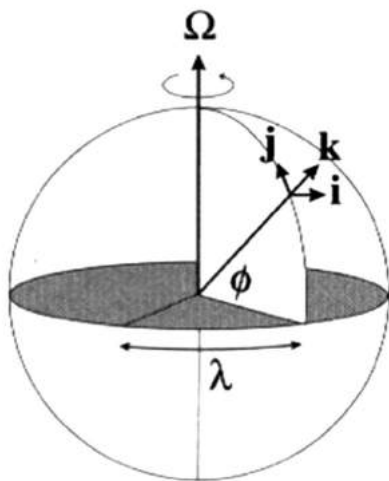
Este valor es considerablemente mayor que el calculado en el ejemplo anterior, siendo similar en magnitud a la aceleración horizontal del gradiente de presión y a la aceleración de Coriolis. Esto indica que la fuerza viscosa vertical es más importante cerca del suelo donde el gradiente vertical de la velocidad del viento es mayor.

#### 4.6.1 Ecuaciones del movimiento en coordenadas esféricas

Consideremos un punto sobre la superficie de la tierra, descrito por  $(r, \phi, \lambda)$ , donde  $r$  es la distancia al centro,  $\phi$  la latitud y  $\lambda$  la longitud. Imaginemos que dibujamos un eje de coordenadas que apunta en tres direcciones perpendiculares: al este, al norte y hacia arriba (**Figura 4.11**). También incluimos la altura  $z$  sobre la superficie, de modo que  $r = a + z$ .

FIGURA 4.11

Sistema de coordenadas esféricas utilizadas en ecuaciones de movimiento



Se puede demostrar (Andrews, 2000, Apéndice B) que en estos tres componentes, donde la velocidad se expresa como  $\vec{V} = (u, v, w)$ , la ecuación (4.8) se puede poner como sigue:

$$\begin{aligned} a) \quad \frac{Du}{Dt} - \left( 2\Omega + \frac{u}{r \cos \phi} \right) (v \sin \phi - w \cos \phi) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= F_V^{(x)} \\ b) \quad \frac{Dv}{Dt} + \frac{wv}{r} + \left( 2\Omega + \frac{u}{r \cos \phi} \right) u \sin \phi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= F_V^{(y)} \\ c) \quad \frac{Dw}{Dt} - \frac{(u^2 + v^2)}{r} - 2\Omega u \cos \phi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g &= F_V^{(z)} \end{aligned} \quad \text{Ecuación 4.9}$$

Donde en el lado derecho se dejaron las componentes de la fuerza viscosa (de roce) en las direcciones este, norte y vertical, respectivamente. En la ecuación (4.9) el término de derivada convectiva viene dado por

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad \text{Ecuación 4.10}$$

Las ecuaciones anteriores se pueden simplificar considerablemente, considerando que vamos a estudiar el movimiento de masas de aire cercanas a la superficie, que la magnitud del viento va a ser menor que 100 m/s, y que las velocidades verticales son mucho menores que las horizontales. En forma matemática, las aproximaciones que se hacen son las siguientes:

$$r = a + z \approx a \quad \frac{|u|}{a \cos \phi} \ll 2\Omega \quad |w \cos \phi| \ll |v \sin \phi| \quad \frac{|wv|}{r} \ll 2\Omega |u \sin \phi| \quad \text{Ecuación 4.11}$$

Aquí se supuso que no se está ni en el ecuador ni en los polos, y que  $\Omega a \approx 465$  m/s. Introduciendo el parámetro de Coriolis  $f$  mediante la definición<sup>40</sup>:

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad \text{Ecuación 4.12}$$

<sup>40</sup> Notar que con esta definición  $f$  es positivo en el Hemisferio Norte y negativo en el Hemisferio Sur.

Resulta que las ecuaciones (4.9) se reducen al conjunto

$$\begin{aligned} a) \quad \frac{Du}{Dt} - fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= F_v^{(x)}; \\ b) \quad \frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= F_v^{(y)}; \\ c) \quad \frac{Dw}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g &= 0 \end{aligned} \quad \text{Ecuación 4.13}$$

Donde además se ha despreciado la componente vertical de la fuerza de fricción, como es usual, debido a lo pequeña que es la velocidad vertical.

### Ejemplo 4.5

Calcule la aceleración de Coriolis de una masa de aire moviéndose a 10 m/s en el Polo Sur. La magnitud está dada por:

$$\frac{F_c}{m} = 2 \cdot \Omega \cdot \|\vec{V}\| = 2 \cdot 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \cdot 10 \text{ m/s} = 1,45 \times 10^{-3} \text{ m/s}^2$$

que es similar en orden de magnitud a la aceleración debida al gradiente horizontal de la presión y comparable a la aceleración de la fuerza viscosa cerca del suelo.

### 4.6.2 Simplificación de la dinámica: aproximación geostrófica e hidrostática

Las ecuaciones (4.13) se pueden simplificar aún más, tomando en cuenta los órdenes de magnitud de los distintos términos que aparecen en ellas. Para esto vamos a considerar fenómenos a escala sinóptica, con  $L \sim 100 \text{ km}$ ,  $T \sim 1 \text{ día}$ ,  $U \sim 10 \text{ m/s}$  y  $W \sim 0,01 \text{ m/s}$ . Entonces la aceleración en la componente vertical, ecuación (4.13c) se puede simplificar notando que

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} \approx \frac{W}{T} \approx \frac{10^{-2}}{10^5} \approx 10^{-7} \text{ m/s}^2 \quad ; \quad u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} \approx \frac{UW}{L} \approx \frac{10^{-1}}{10^6} \approx 10^{-7} \text{ m/s}^2 \\ w \frac{\partial w}{\partial z} \approx \frac{W^2}{H} \approx \frac{10^{-4}}{10^4} \approx 10^{-8} \text{ m/s}^2 \quad ; \quad \therefore \frac{Dw}{Dt} \approx 10^{-7} \text{ m/s}^2 \end{aligned}$$

Ecuación 4.14

Y como  $Dw/Dt$  es mucho menor que  $g$  ( $10^1 \text{ m/s}^2$ ), la conclusión inevitable es que la ecuación (4.13c) se reduce, con muy buena aproximación, a:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad \text{Ecuación 4.15}$$

Lo que muestra que a esas escalas, el movimiento vertical de la atmósfera se reduce a la aproximación de equilibrio hidrostático de presiones, donde el gradiente de presión vertical compensa la fuerza gravitacional que actúa sobre el aire.

Ahora, analizando las ecuaciones horizontales de movimiento, el análisis de orden de magnitud entrega los siguientes resultados:

$$\frac{\partial u}{\partial t} \approx 10^{-4} \quad u \frac{\partial u}{\partial x} \approx 10^{-4} \quad w \frac{\partial u}{\partial z} \approx 10^{-5} \quad fv = 2\Omega v \sin\phi \approx 10^{-3} \quad \text{Ecuación 4.16}$$

Donde todas las cantidades están expresadas en  $\text{m/s}^2$ , y se ha considerado un valor de latitud media. Ahora bien, si despreciamos la fricción, es decir, estamos suficientemente por sobre la superficie, entonces solo los términos de gradientes de presión pueden balancear al término dominante de Coriolis, con lo cual se llega a las ecuaciones del viento geostrófico:

$$a) \quad fv = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad b) \quad fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \text{Ecuación 4.17}$$

Entonces, para movimientos a escala sinóptica a suficiente altura, la ecuación horizontal del balance de momentum se reduce al balance geostrófico dado por (4.17), en el cual el gradiente horizontal de presión es balanceado por las fuerzas de Coriolis asociadas con los vientos horizontales. Esta es la característica del viento por sobre la capa límite planetaria, sin influencia del roce superficial ni el intercambio de calor en la superficie terrestre.



### 4.6.3 La ecuación de estado para el aire

La ecuación de estado de gas ideal para el aire se puede escribir de varias maneras, dependiendo cómo se expresa el contenido de humedad (presencia de vapor de agua) en el aire. Así, la ecuación de estado del aire húmedo se puede poner como

$$p = \rho R (1 + 0,61 q_v) T \equiv \rho R T_v \quad \text{Ecuación 4.18}$$

En donde  $R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  para el aire seco, mientras que  $p$  y  $\rho$  son la presión y densidad totales de la mezcla aire seco-vapor de agua. En la ecuación anterior se ha introducido la humedad específica  $q_v$  como la masa de vapor de agua por unidad de masa de aire húmedo. Esta cantidad está asociada a la presión parcial del vapor de agua en el aire ( $P_{\text{agua}}$ ) y a su vez a la humedad absoluta del aire  $\omega$ , expresada como masa de vapor de agua por unidad de masa de aire seco

$$q_v = \frac{0,622 P_{\text{agua}}}{P_{\text{Total}}} = \frac{0,622 (HR \cdot P^{\text{SAT}}(T))}{P_{\text{Total}}} = \frac{\omega}{1 + \omega} \quad \text{Ecuación 4.19}$$

La cantidad  $q_v$  también se usa para definir una temperatura virtual  $T_v$ , que representa la temperatura que debería tener una masa de aire seco a la misma densidad y presión que una muestra de aire húmedo a la temperatura  $T$ . En la ecuación anterior se han agregado las definiciones de humedad relativa ( $HR$ ) y de presión de saturación del vapor de agua,  $P^{\text{SAT}}(T)$ , respectivamente.

### 4.6.4 El viento termal: acoplamiento de los perfiles de temperatura y velocidad

Partiendo de la ecuación del viento geostrófico (4.17a) y de la ecuación (4.18) para el caso de aire seco se puede demostrar que se cumple

$$fv = \frac{RT}{p} \frac{\partial p}{\partial x} = RT \frac{\partial \ln p}{\partial x} \quad \text{Ecuación 4.20}$$

Mientras que de las ecuaciones (4.15) y (4.18) se obtiene:

$$-\frac{g}{RT} = \frac{\partial \ln p}{\partial z} \quad \text{Ecuación 4.21}$$

Tomando las derivadas con respecto a la coordenada  $z$  en las ecuaciones (4.17), y despreciando los gradientes verticales de temperatura, se llega a los resultados:

$$a) f \frac{\partial v}{\partial z} \approx \frac{g}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad b) f \frac{\partial u}{\partial z} \approx -\frac{g}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \quad \text{Ecuación 4.22}$$

Estas son las ecuaciones del viento termal, que relacionan los gradientes horizontales de temperatura (causados por el calentamiento diferencial de la superficie) con los gradientes verticales del viento horizontal, cuando las aproximaciones geostrófica e hidrostática son válidas.

Como un ejemplo del acoplamiento de estos gradientes, consideremos el caso del Hemisferio Sur y supongamos que las isotermas son solo dependientes de la coordenada norte y que la temperatura disminuye al acercarnos al Polo Sur ( $dT/dy > 0$ ). La ecuación (4.22b) entonces nos indica que el viento este se incrementa al aumentar la altura sobre la superficie, y que la componente norte del viento no cambia con la altura. Si el viento cambia su dirección en el sentido del reloj al aumentar la altura sobre el suelo, se produce advección fría, es decir, el viento sopla desde la zona fría hacia la zona cálida. Recíprocamente, si el viento gira contra el sentido del reloj al aumentar la altura sobre el suelo, se produce advección cálida y el viento sopla en promedio de la zona cálida hacia la zona fría<sup>41</sup>.

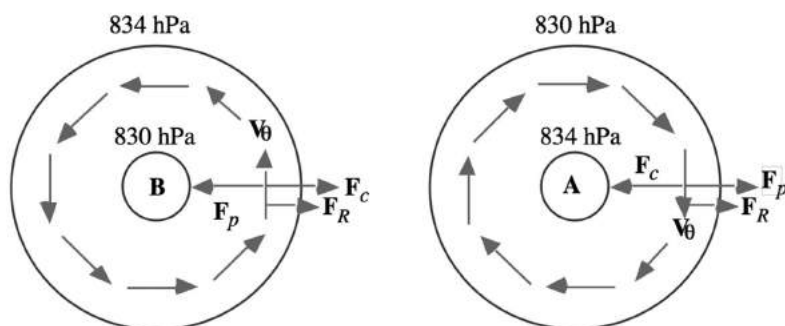
#### 4.6.5 Balance del viento gradiente (isóbaras curvilíneas)

Otra situación que se puede dar en el movimiento horizontal de masas de aire es el caso de una trayectoria circular o vórtice en torno a un foco de alta o baja presión (viento gradiente). Supongamos un vórtice con centro ubicado a latitud  $\phi$ , y definamos coordenadas cilíndricas  $(R, \theta)$  en el plano horizontal. La siguiente figura muestra las fuerzas en acción en casos de focos de baja y alta presión en el Hemisferio Norte.

<sup>41</sup> Se propone aquí al lector hacer el mismo análisis pero para el Hemisferio Norte.

FIGURA 4.12

Esquema de balance de fuerzas para el caso de focos de baja y alta presión en el hemisferio norte. Fuente: Jacobson, FAM II, Capítulo 4



Para este sistema de coordenadas el balance de momentum queda como sigue:

$$\begin{aligned} \frac{dV_R}{dt} &= fV_\theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} + \frac{V_\theta^2}{R} \\ \frac{dV_\theta}{dt} &= -fV_R - \frac{V_\theta V_R}{R} \end{aligned} \quad \text{Ecuación 4.23}$$

Donde se han despreciado las fuerzas de fricción (válido mientras estemos suficientemente lejos del suelo). En el caso de la ecuación radial de momentum, es posible hallar una solución estacionaria que corresponde a una trayectoria circular en torno a un foco de alta o baja presión. Esta ecuación representa el balance de la fuerza de Coriolis con el gradiente de presión radial, y se puede contrastar con la aproximación geostrofica, en la cual el término centrífugo se desprecia (isóbaras rectilíneas). La ecuación (4.23a) es cuadrática en  $V_\theta$ , y si el gradiente de presión está dado, la solución es (la raíz negativa es incorrecta y da origen a una solución no física):

$$V_\theta = -\frac{R_0 f}{2} + \frac{R_0}{2} \sqrt{f^2 + \frac{4}{R_0 \rho} \frac{\partial p}{\partial R}} \quad \text{Ecuación 4.24}$$

Notar que las soluciones físicas, con  $V > 0$  solo se dan si se cumple la condición  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} \geq -\frac{R_0 f^2}{4}$ , de manera que la presión no puede disminuir muy

rápidamente con el radio para que se cumpla el balance fuerza de Coriolis - gradiente de presión.

Este análisis explica por qué se dan situaciones con gradientes de presión pequeños y vientos moderados cuando se trata de un foco de alta presión, mientras que si se trata de un foco de baja presión, los gradientes de presión y la magnitud del viento son apreciablemente mayores (caso de frentes de mal tiempo, huracanes).

### Ejemplo 4.6

Haga los siguientes cálculos para estimar la magnitud del viento en altura cuando las isóbaras son curvas: i) considere un foco de baja presión en un huracán, con gradiente de presión de 45 mb/100 km, un radio de giro de 70 km, latitud de 15° N, presión ambiental de 850 mb y densidad del aire de 1,06 kg m<sup>-3</sup>. Compare con el valor del viento geostrófico correspondiente; ii) ahora considere un centro de alta presión y calcule la velocidad asumiendo los mismos valores anteriores excepto un gradiente de presión de -0,02 mb/100 km; compare nuevamente con el valor del viento geostrófico.

- i) Reemplazando los valores en la ecuación (4.24) se obtiene ( $f = 3,77 \times 10^{-5} \text{ s}$ ):

$$V_{\theta} = -\frac{70.000 \cdot f}{2} + \frac{70.000}{2} \sqrt{f^2 + \frac{4}{70.000 \cdot 1,06} \cdot \frac{45 \cdot 100}{10^5}} = 53,2 \text{ m/s}$$

Por comparación el viento geostrófico sería:

$$V_G = \frac{1}{\rho \cdot f} \cdot \frac{\partial p}{\partial R} = \frac{1}{1,06 \cdot 3,77 \times 10^{-5}} \cdot \frac{45 \cdot 100}{10^5} = 1.126 \text{ m/s}$$

Esto indica que el efecto de curvatura reduce la magnitud del viento en aproximadamente 20 veces su valor, produciendo un viento gradiente subgeostrófico.

- ii) Reemplazando ahora los valores en la ecuación (4.24) se obtiene:

$$V_{\theta} = -\frac{70.000 \cdot f}{2} + \frac{70.000}{2} \sqrt{f^2 - \frac{4}{70.000 \cdot 1,06} \cdot \frac{0,02 \cdot 100}{10^5}} = -0,67 \text{ m/s}$$

Ahora el viento geostrófico sería:

$$V_G = \frac{1}{1,06 \cdot 3,77 \times 10^{-5}} \cdot \frac{(-0,02) \cdot 100}{10^5} = -0,5 \text{ m/s}$$

Ello indica que el efecto de curvatura produce un viento gradiente hipergeostrófico, aunque se trata de velocidades muy inferiores al caso de un frente de baja presión.

#### 4.6.6 Estática de la atmósfera

Ya habíamos establecido que la atmósfera se comporta como un gas ideal, y que en el balance de momentum en la dirección vertical se puede suponer que se alcanza el equilibrio hidrostático, ecuación (4.15). Integrando esta ecuación se obtiene que la presión del aire a la altura  $z$  sobre el nivel del mar queda determinada por la expresión

$$p(z) = \int_z^\infty \rho(z) g dz \quad \text{Ecuación 4.25}$$

Es decir, la presión corresponde al peso de la columna de aire por sobre el nivel de referencia  $z$ . Usando la forma diferencial de la ecuación hidrostática y la ley de gases ideales, se puede definir una función geopotencial  $\Phi$  dada por:

$$d\Phi = g dz = -RT d \ln p \quad \text{Ecuación 4.26}$$

De manera que una forma de expresar la altura es  $Z = \Phi(z)/g_0$ , o de modo diferencial:

$$Z_2 - Z_1 = (R/g_0) \int_{p_2}^{p_1} T d \ln p \quad \text{Ecuación 4.27}$$

De esta forma es posible pasar de presiones atmosféricas a alturas y viceversa. Normalmente las mediciones de los perfiles verticales de la atmósfera entregan los valores de temperatura, presión atmosférica, velocidad y dirección del viento a diferentes niveles de altura, y la ecuación anterior permite construir los perfiles verticales ambientales de  $T$ ,  $p$ , y el vector velocidad horizontal del viento (la componente vertical de la velocidad del viento es muy pequeña y difícil de medir).

**Ejemplo 4.7**

Utilizando la ecuación (4.15) o (4.25) del equilibrio hidrostático, se puede mostrar que la masa total de la atmósfera está dada por (considerando el radio de la tierra como 6,371 km):

$$m_a = \iiint \rho dV = \int dA \int_{z=0}^{\infty} \rho dz = A \cdot \left\{ -\frac{1}{g} \int_{z=0}^{\infty} dp \right\} = A \cdot \frac{P_0}{g} = 4\pi R^2 \cdot \frac{P_0}{g} = 5.2 \times 10^{18} \text{ kg}$$

Y usando un peso molecular promedio de 29 g/mol, el número de moles presentes en la atmósfera es:

$$N_a = \frac{m_a}{M_a} = 1,8 \times 10^{20} \text{ moles}$$

**Ejemplo 4.8**

El 16 de enero de 1998 se midieron en el sector sur de Santiago los perfiles verticales de presión, temperatura y velocidad horizontal del viento que se indican en la siguiente tabla.

Nivel	Temperatura (K)	Presión (N/m <sup>2</sup> )	U(m/s)	V(m/s)
1	300,5	99.614	3,56	2,41
2	299,1	98.263	3,51	2,56
3	297,0	95.896	3,10	2,70
4	294,2	92.768	2,43	2,85
5	291,0	89.088	-0,077	2,51
6	289,3	85.023	-0,873	0,687

- Si a nivel del suelo la presión es de 100.000 (N/m<sup>2</sup>), calcule las alturas sobre el suelo correspondientes a los distintos niveles de presión que aparecen en la tabla. Indique los supuestos que va a emplear para hacer sus cálculos.
- Suponiendo que se cumple la aproximación del viento geostrófico en el nivel de mayor altura que Ud. calculó en a), calcule el gradiente de presión horizontal en dicho nivel. En base a este resultado, ¿hacia dónde se encontraría el foco de alta presión? Considere que  $\phi = 33,5^\circ \text{ S}$  para Santiago.

a) Mediante el uso de las ecuaciones (4.18) y (4.27), es posible hacer el siguiente cálculo de alturas:

Nivel	Temperatura (K)	Presión (N/m <sup>2</sup> )	Densidad (kg/m <sup>3</sup> )	Altura (m)
1	300,5	99.614	1.155	34,0
2	299,1	98.263	1.145	153,9
3	297,0	95.896	1.125	366,8
4	294,2	92.768	1.099	653,8
5	291,0	89.088	1.067	1.000,7
6	289,3	85.023	1.024	1.397,5

b) Utilizando las expresiones para el viento geostrófico (4.17), más los parámetros geofísicos de Santiago, se llega a que:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -5,66 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-3} \quad \frac{\partial p}{\partial y} = -7,19 \times 10^{-5} \text{ Nm}^{-3}$$

Con lo cual se puede decir que el foco de alta presión se encuentra al SW de Santiago.

4.6.7 Termodinámica del aire

Dado que el aire se comporta como un gas ideal, la primera ley de la termodinámica se puede expresar para una masa unitaria de aire como:

$$dQ = dU + dW = C_v(1 + 0,955q_v)dT + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) = C_p(1 + 0,86q_v)dT - \frac{1}{\rho}dp$$

Ecuación 4.28

En donde hemos reservado los símbolos  $C_p$  y  $C_v$  para las capacidades caloríficas del aire seco y se han hecho las correcciones para las capacidades caloríficas del aire húmedo. Consideremos ahora que ocurre en una masa de aire en la cual no hay intercambio de calor entre las distintas zonas de la atmósfera (condición idealizada), entonces para condiciones adiabáticas del movimiento de este sistema cerrado, la primera ley se puede poner como:

$$\begin{aligned}
 a) \quad C_V(1+0.955q_V)dT &= -pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \\
 b) \quad C_P(1+0.86q_V)dT &= C_P dT_V = \frac{1}{\rho} dp
 \end{aligned}
 \quad \text{Ecuación 4.29}$$

Si además combinamos la ecuación (4.29b) con la condición hidrostática, ecuación (4.15), y usando  $C_p = C_v + R$ , y el valor de  $C_p$  para el aire seco ( $1.004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), resulta el perfil adiabático de temperatura

$$\begin{aligned}
 \Gamma &= -\left(\frac{\partial T_V}{\partial z}\right)_{Q=0} = \frac{g}{C_P} = 9,8 \text{ K/km} \\
 \Gamma &= -\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{Q=0} = \frac{9,8 \text{ K/km}}{(1+0,86q_V)}
 \end{aligned}
 \quad \text{Ecuación 4.30}$$

Es decir, el aire al ascender en la atmósfera disminuiría su temperatura virtual a razón de  $10 \text{ K/km}$  aproximadamente, si ascendiera en condiciones adiabáticas. Si se considera el gradiente de la temperatura, el valor disminuiría levemente en valor absoluto con respecto al dado en la ecuación (4.30), aunque la diferencia se puede despreciar para fines prácticos.

Este enfriamiento del aire que asciende por la atmósfera explica cómo las masas de aire en el trópico, humedecidas por la gran evaporación de agua en movimiento ascendente (dado que el aire húmedo es menos denso que el aire seco), se enfrían de manera aproximadamente adiabática, con lo cual el aire se satura en agua y se produce la precipitación en forma de lluvia sobre los trópicos. El aire se seca y enfría, con lo cual adquiere mayor densidad y comienza a descender a una latitud de aproximadamente  $30^\circ$ , lo que da origen a los fenómenos de subsidencia, ya que el aire al descender aumenta su presión atmosférica y, por lo tanto, se calienta.

Al hacer el análisis anterior para el caso de aire saturado, hay que considerar ahora que haya cambio de fase, es decir, condensación de agua por enfriamiento. En este caso el resultado que se obtiene es (Andrews, 2000, Cap. 2):

$$\Gamma_s = -\frac{dT_V}{dz} = \frac{g}{C_P} \frac{\left(1 + \frac{\lambda \omega_s}{RT}\right)}{\left(1 + \frac{\lambda^2 \omega_s}{C_P R_V T^2}\right)}
 \quad \text{Ecuación 4.31}$$

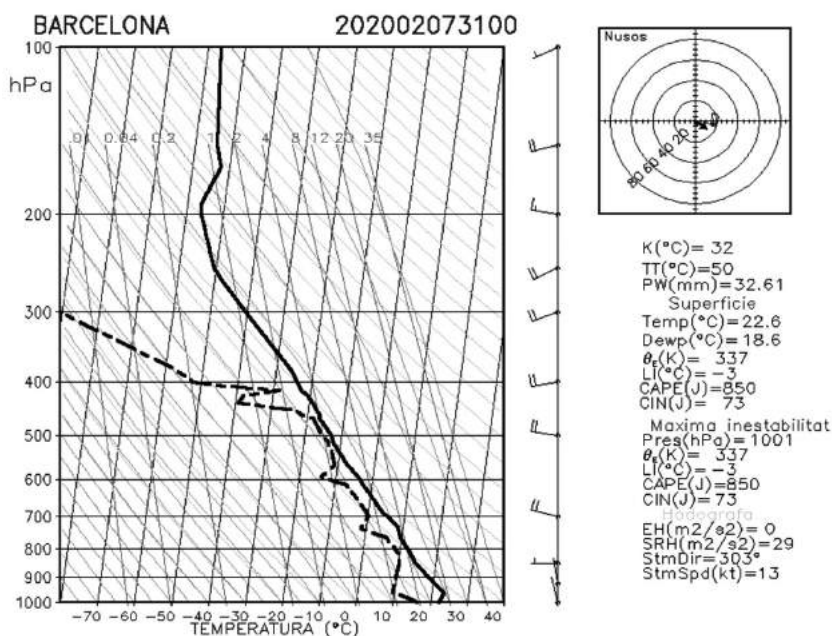


En donde  $\omega_s$  = humedad absoluta del aire (g agua/kg aire seco) en condiciones de saturación;  $\lambda$  es el calor latente de condensación del agua;  $R_v$ , la constante específica de gas ideal para el vapor de agua ( $461,4 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ );  $T$ , la temperatura absoluta. El factor que multiplica a  $\frac{g}{C_p}$  es usualmente menor que 1,0. Esto significa que el enfriamiento del aire es menor en una nube, pues el agua al condensar cede su calor latente al aire. Esto explica que  $\Gamma_s \approx \Gamma/3$  en el trópico; en los polos ambos gradientes son prácticamente iguales, ya que la humedad del aire en es muy baja allí.

La información termodinámica del aire se suele representar en un solo diagrama donde se representan isóbaras (líneas de presión constante), isoterma, líneas de descenso adiabático de la temperatura, líneas de humedad de saturación constante, etcétera, como función de la altura sobre el nivel del mar. También se le añade la información sobre la magnitud y dirección del viento en altura. Estas son las llamadas cartas de radiosondeo, las cuales se presentan en varios formatos diferentes. La figura siguiente muestra una carta de radiosondeo realizado en la ciudad de Barcelona, España.

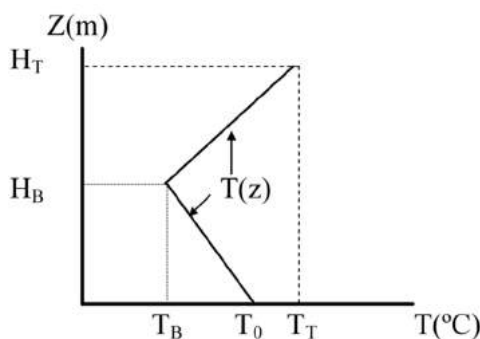
FIGURA 4.13

Radiosondeo efectuado en Barcelona, España, el 31 de julio de 2002, 00 GMT



### Ejemplo 4.9

Las inversiones térmicas son las que determinan la mayoría de los episodios de contaminación atmosférica en Santiago. La siguiente figura ilustra esta situación. Se ha propuesto que, para romper con la inversión térmica, habría que calentar todo el aire bajo el tope de la inversión ( $z < H_T$ ) hasta una temperatura igual o mayor a  $T_T$ .



Calcule la cantidad de energía requerida para romper una inversión térmica en Santiago, suponiendo que el área del valle es de  $1.000 \text{ km}^2$  y que se conocen los siguientes valores:  $H_B = 300 \text{ m}$ ;  $H_T = 800 \text{ m}$ ;  $T_B = 14^\circ\text{C}$ ;  $T_T = 22^\circ\text{C}$ ;  $T_0 = 19^\circ\text{C}$ . Calcule cuántos barriles de petróleo habría que quemar para conseguir romper la inversión, suponiendo que cada barril es capaz de entregar  $4,1 \times 10^{10} \text{ J}$ . ¿Le parece razonable esta cantidad? (Considere que un barril de petróleo cuesta aproximadamente 100 dólares).

Aplicando un cálculo sencillo de calores sensibles, se llega a que:

$$Q = \rho_1 V_1 C_p \Delta T_1 + \rho_1 V_2 C_p \Delta T_2$$

En donde  $V_1 = A \cdot H_B = 3 \cdot 10^{11} \text{ m}^3$  y  $V_2 = A \cdot (H_T - H_B) = 5 \cdot 10^{11} \text{ m}^3$ .

En donde las diferencias de temperatura varían con la posición, pero se toma una diferencia promedio de temperatura, de modo que:

$$\Delta T_1 = (T_T - (T_0 + T_B)/2) = 5,5^\circ\text{C}; \quad \Delta T_2 = (T_T - (T_T + T_B)/2) = 4^\circ\text{C}$$

Tomando una densidad promedio de  $1,1 \text{ kg/m}^3$ , se encuentra que  $Q = 4,03 \cdot 10^{15} \text{ J}$ , lo cual corresponde a quemar 98.300 barriles de petróleo, aproximadamente. Esto daría monetariamente cerca de 10 millones de dólares en petróleo, sin contar con lo que implica quemarlo uniformemente en toda la Región Metropolitana. ¡Este es un valor claramente excesivo!

#### 4.6.8 La temperatura potencial $\theta$

Consideremos los movimientos adiabáticos de masas de aire que ascienden o descienden por la atmósfera, sin que haya cambio de fase; estos movimientos pueden ocurrir espontáneamente en la atmósfera porque no requieren que se añada o quite energía al aire. A partir de la ecuación (4.29b) y la ecuación de estado (4.13), la presión y la temperatura a lo largo de una adiabática satisfacen

$$\frac{dT}{T} = \kappa(1 - 0,25q_v) \frac{dp}{p} \quad \frac{dT_v}{T_v} = \kappa \frac{dp}{p} \quad \text{Ecuación 4.32}$$

Es decir, si tomamos una masa de aire en el estado  $(p, T)$  y la llevásemos adiabáticamente (isoentrópicamente) al nivel del suelo (a presión de referencia  $p_0$ ), llegaría con una temperatura

$$\theta_v = T_v \left( \frac{p_0}{p} \right)^\kappa = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\kappa(1-0,25q_v)} \quad \text{Ecuación 4.33}$$

Aquí hemos definido  $\theta_v$  = temperatura potencial virtual; dado que incluye la corrección por la presión, esta variable es apropiada para representar los perfiles verticales de la temperatura del aire. El valor del exponente  $\kappa$  en la ecuación (4.33) está dado para el aire seco por  $\kappa = R/C_p = 0,286$ , mientras que la corrección por humedad está dada por el factor  $(1-0,25\omega)$ , el cual solo representa una pequeña corrección menor al 1%, por lo que la ecuación (4.33) se puede asumir válida tanto para aire seco como húmedo. Además, al combinar las ecuaciones (4.33) y (4.26) se obtiene el resultado

$$\left(\frac{\partial \ln \theta_v}{\partial z}\right) = \left(\frac{\partial \ln T_v}{\partial z}\right) + \frac{\Gamma}{T_v} \quad \text{Ecuación 4.34}$$

o bien,

$$\left(\frac{\partial \theta_v}{\partial z}\right) \approx \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right) + \Gamma \quad \text{Ecuación 4.35}$$

De manera que se puede aproximar:  $\theta_v \approx T + \Gamma \cdot z$  a bajas alturas. En el caso de que se consideren los efectos de cambio de fase del agua presente en las masas de aire, la definición de temperatura potencial se puede extender para obtener el resultado para la temperatura potencial equivalente  $\theta_e$ :

$$\theta_e(T, p) = \theta(T, p) \exp\left(\frac{\lambda \omega_s}{TC_p}\right) \quad \text{Ecuación 4.36}$$

Esta expresión nos entrega la línea de saturación adiabática del aire. La ecuación (4.36) es una excelente aproximación para las condiciones de presión, temperatura y humedades típicas. A medida que se asciende en la atmósfera, la ecuación (4.36) se aproxima a la ecuación (4.33).

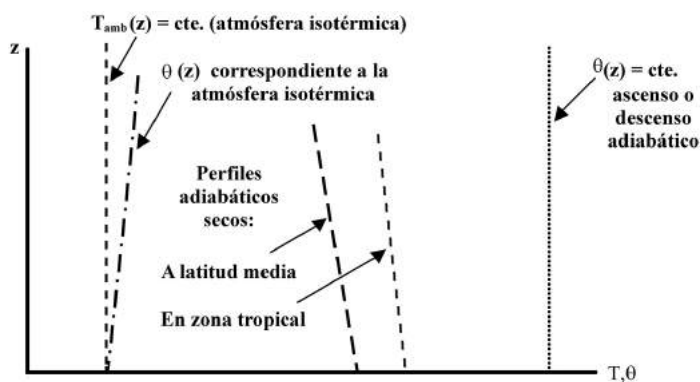
Una carta de radiosondeo típica entrega todas las temperaturas y variables termodinámicas del aire en forma tabular, en función de la altura sobre el nivel del mar, de manera que no es necesario aplicar las ecuaciones anteriores<sup>42</sup> para hacer los cálculos de las distintas temperaturas que se pueden definir.

La siguiente figura muestra los distintos casos de perfiles ambientales de temperatura que podrían presentarse en una situación ideal, expresados como perfiles  $T(z)$  o  $\theta(z)$ .

En la práctica, los perfiles reales de temperatura difieren del perfil adiabático o ideal; esto se puede deber al efecto de los vientos (fenómeno de advección) y al calentamiento solar, el cual varía durante el día, modificando el perfil vertical de temperatura, tal como se aprecia en la **Figura 4.14**.

<sup>42</sup> Por ejemplo, el siguiente sitio de internet de la Universidad de Wyoming, EE.UU., entrega cartas de radiosondeo de todo el mundo, así como información meteorológica complementaria: <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>

FIGURA 4.14  
Perfiles verticales ideales de temperatura



## 4.7 Estabilidad atmosférica

### 4.7.1 Concepto de estabilidad local

En esta sección vamos a analizar el comportamiento de las emisiones que se liberan a la atmósfera y de qué depende que se diluyan en ella. Normalmente muchas de esas emisiones se producen a una temperatura  $T'$  mayor que la temperatura  $T$  del aire; en estas condiciones las masas de contaminantes experimentan una aceleración dada por:

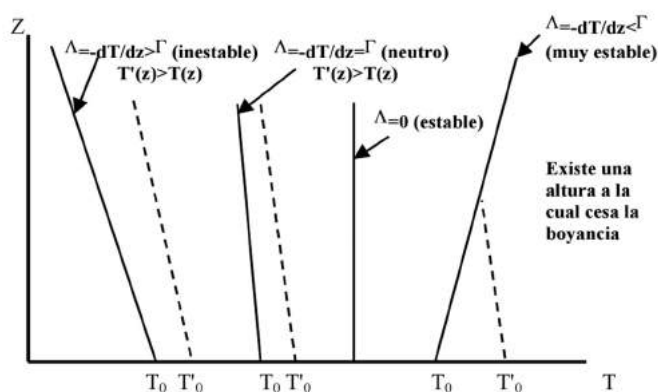
$$g(\rho - \rho')/\rho' = g(T' - T)/T \quad \text{Ecuación 4.37}$$

Aquí hemos aplicado la condición de equilibrio de presiones ( $P = P'$ ) y la ley de gases ideales para expresar la aceleración causada por la boyancia en función de las temperaturas de las respectivas masas de aire.

Luego, la masa de aire contaminado sube mientras se cumpla que  $T'(z) > T(z)$ . Por lo tanto, las características del perfil ambiental  $T(z)$  van a determinar hasta qué altura va a ascender la masa de aire contaminado. Esto se presenta de forma gráfica en la siguiente figura.

FIGURA 4.15

Perfiles de temperatura (simplificados) y sus implicancias de estabilidad atmosférica



Consideremos un paquete de aire, inicialmente en equilibrio con sus alrededores a  $(p, T)$  y que se somete a un desplazamiento vertical  $\delta z$ ; si se asume que solo la boyancia actúa y que el movimiento es adiabático, entonces la segunda ley de Newton para este sistema está dada por

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = g \left( \frac{T'}{T} - 1 \right) = g \left( \frac{T - \Gamma \delta z}{T + (dT/dz)\delta z} - 1 \right) = -\frac{g}{T} \left( \Gamma + \frac{dT}{dz} \right) \delta z$$

Ecuación 4.38

$$\therefore \frac{d^2(\delta z)}{dt^2} + N^2 \delta z = 0 \quad \text{con} \quad N^2 = \frac{g}{T} \left( \Gamma + \frac{dT}{dz} \right) = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$$

En el caso de una atmósfera estable,  $N^2 > 0$  y la ecuación dinámica representa una oscilación armónica, en donde el paquete de aire sube y baja con frecuencia  $N$ . A la cantidad  $N$  se le conoce como frecuencia de Brunt-Väisälä. En la tropósfera el período correspondiente  $2\pi/N$  es del orden de algunos minutos. Para el caso de una condición de inestabilidad atmosférica muy pronunciada, es decir, que la temperatura ambiental decaiga con la altura más rápidamente que a la tasa dada por  $-\Gamma$ ,  $N^2 < 0$  y la ecuación dinámica admite soluciones exponenciales, una de las cuales corresponde a que el paquete de aire ascienda en forma indefinida acelerándose<sup>43</sup>. La cantidad  $N^2$  es una medida útil de la

<sup>43</sup> Esa trayectoria divergente en la práctica es frenada por la fricción atmosférica y por la presencia de inversiones térmicas en altura, como se discute más adelante en el tema de la altura de mezclado.

estratificación de la atmósfera, y en la última igualdad en la ecuación (4.38) se ha hecho la conexión entre dicho parámetro y el perfil vertical de la temperatura potencial, usando la ecuación (4.35).

Así, se puede concluir que una zona de la atmósfera es estáticamente estable si es que  $\theta$  aumenta con la altura, que es estáticamente inestable si es que  $\theta$  disminuye con la altura y que es neutra si  $\theta$  no varía con la altura.

En resumen, en términos del perfil ambiental de temperatura tenemos:

- a) estabilidad neutra si  $\{ (dT/dz) + \Gamma \} = 0$ , o sea,  $N^2 = 0$
- b) atmósfera inestable si  $\{ (dT/dz) + \Gamma \} < 0$ , o sea,  $N^2 < 0$
- c) atmósfera estable si  $\{ (dT/dz) + \Gamma \} > 0$ , o sea,  $N^2 > 0$

Todos estos conceptos se aplican en forma local, es decir, en una ubicación dada de la atmósfera. Por ejemplo, si medimos en un mástil meteorológico la temperatura a diversas alturas sobre el suelo, podremos construir el valor del gradiente  $dT/dz$  cerca del suelo, es decir, la estabilidad atmosférica de la capa de aire más cercana al suelo. Sin embargo, esto no necesariamente nos entrega una perspectiva más global de la estabilidad atmosférica, aspecto que se discute en la siguiente sección.

#### 4.7.2 Concepto de estabilidad atmosférica no local

En la sección anterior hemos visto que a partir de mediciones locales, podemos establecer si la atmósfera presenta condiciones (locales) de estabilidad o no, lo cual tiene implicancias para predecir cómo se van a dispersar las emisiones atmosféricas locales.

Sin embargo, cuando analizamos toda una zona urbana o una cuenca completa (escala regional), necesitamos disponer de mediciones más integrales de la estabilidad de toda la columna de aire que está por encima de una ciudad, por ejemplo. Así se podrá predecir hasta que altura se van a dispersar los contaminantes emitidos en dicha zona, por ejemplo.

Un método estándar para poder estimar las zonas de estabilidad, neutralidad o inestabilidad atmosférica consiste en graficar la temperatura potencial  $\theta_v$  en función de la altura. Esta temperatura se puede obtener directamente a través de mediciones utilizando instrumentos como globos radiosonda, globos cautivos, perfiladores verticales de temperatura basados en señales acústicas o utilizando la información reportada por los aviones que operan en el aeropuerto más cercano.

Luego, se utiliza la temperatura potencial a nivel del suelo como referencia de cálculo y se examina en el perfil si es posible que una masa de aire a nivel del suelo se pueda mezclar a mayores alturas, ascendiendo libremente hasta una cierta altitud (y viceversa). Si esto ocurre, entonces decimos que la atmósfera es inestable (y se presenta entonces un mecanismo de mezcla vertical de masas de aire, hasta una altura de mezclado  $h$ ); si no ocurre esto, entonces la atmósfera es neutra o estable (en este último caso la atmósfera está estratificada).

La siguiente figura resume varias posibles situaciones. Todos los perfiles verticales que se muestran están simplificados, ya que es posible que se presenten distorsiones importantes causadas por presencia de nubosidad, vientos intensos, circulaciones mar-continente o valle-montaña, etcétera. En los casos es que es posible definir una altura de mezclado convectivo, ella se destaca en cada caso. En los otros casos, existe una altura de mezclado generada mecánicamente por acción del viento, la que se puede estimar usando tanto el perfil vertical de la temperatura como el de la magnitud de la velocidad del viento.

En general, se puede concluir que para una columna de aire donde la temperatura aumenta con la altura, entonces siempre se produce una fuerte estabilidad atmosférica, la que podría estar causada, entre otras situaciones, por:

- a) Subsistencia de un centro de alta presión, que implica una compresión adiabática de aire que desciende, lo que causa temperaturas en altura superiores a las temperaturas superficiales. Esta condición persiste por varios días (es un movimiento sinóptico) y contribuye a la acumulación de contaminantes (episodios críticos de contaminación).
- b) Inversión por radiación: enfriamiento nocturno del suelo y del aire adyacente; es máxima justo antes del amanecer. Disminuye por nubosidad o vientos fuertes. Se manifiesta todo el año, pero predomina en otoño e invierno.
- c) Desarrollo de brisa marina (aire frío abajo, cálido arriba).
- d) Circulación valle-montaña (aire frío abajo, cálido arriba).
- e) Paso de un frente cálido o de un frente frío (aire frío abajo, cálido arriba).

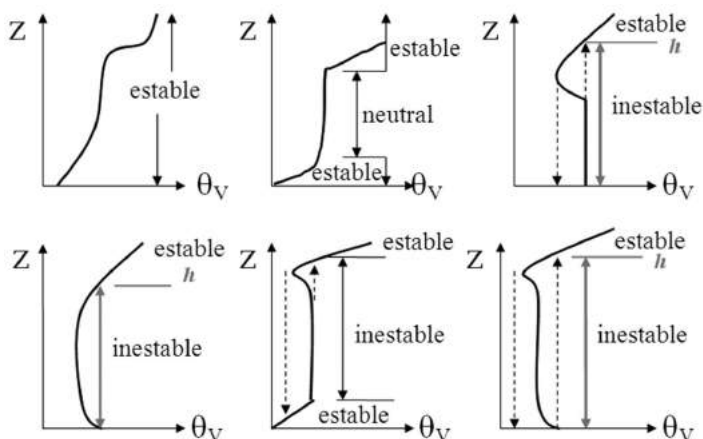
Todas estas situaciones contribuyen a inhibir el movimiento vertical de masas de aire.

Por lo tanto, interesa saber hasta qué altura se pueden mezclar los contaminantes emitidos usualmente a nivel del suelo; la siguiente sección trata este tema en detalle.



FIGURA 4.16

Ejemplos de estabilidad no local para distintas situaciones de perfiles verticales de temperatura



### 4.7.3 Concepto de altura de mezclado

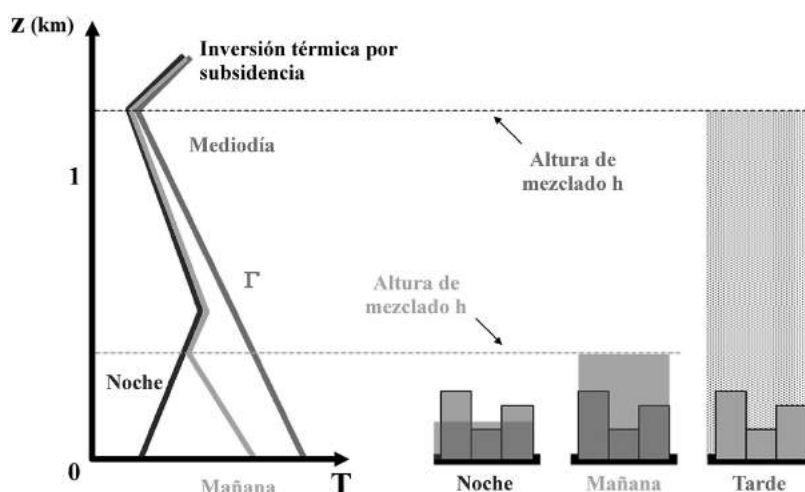
La altura de mezclado corresponde a aquella zona de la capa límite planetaria donde se produce una mezcla turbulenta de las masas de aire en la dirección vertical. En condiciones diurnas de alta insolación, el perfil ambiental de temperatura es aproximadamente adiabático, lo cual indica que las masas de aire superficiales (donde se emiten la mayoría de los contaminantes) se mezclan verticalmente ascendiendo en forma adiabática hasta que alcanzan una inversión térmica en altura, o bien llegan al tope de una capa de nubes, por ejemplo. De noche el perfil de temperatura es estable, y el concepto de altura de mezclado queda definido mecánicamente, por la velocidad del viento cerca de la superficie, y normalmente la altura de mezclado nocturna es considerablemente menor que el valor que alcanza durante el día.

La **Figura 4.17** muestra cómo varían los perfiles de temperatura y sus consecuencias para la ventilación de los contaminantes atmosféricos en la ciudad.

El perfil diurno de la altura de mezclado muestra una variabilidad diurna-nocturna bien marcada, en la mañana ella es mínima al amanecer, luego si hay insolación se desarrolla una capa superficial adiabática, la que crece a medida que aumenta la radiación incidente, llegándose al mediodía a alturas  $h$  superiores a 1 km sobre el suelo en condiciones de primavera o verano, como ha sido determinado para Santiago (Muñoz y Undurraga, 2010; Muñoz y Alcañiz, 2012).

FIGURA 4.17

Evolución de la altura de mezclado a lo largo del día. Fuente: Jacob (1999)



Al anochecer la altura de mezclado se reduce drásticamente, el suelo se enfría por radiación y el perfil de temperatura desarrolla un mínimo de temperatura en la superficie. En estas condiciones la altura de mezclado disminuye, lo que favorece la acumulación de contaminantes cerca del suelo.

A continuación se entregan criterios para estimar cuantitativamente la altura de mezclado en una zona dada.

#### 4.7.3.1 *Atmósfera inestable o neutra*

La altura de mezclado queda definida implícitamente por la igualdad:

$$\theta(z=0) = \theta(z=h) \quad \text{Ecuación 4.39}$$

Tal como se muestra en la **Figura 4.16**, donde hay tres casos donde se puede aplicar la ecuación anterior; esto se puede ir evaluando a lo largo del día con los datos del monitoreo de temperatura superficial. Para esto se requiere disponer de un radiosondeo matinal. Cuando hay nubosidad convectiva, la altura de mezclado corresponde a la altura de la base de esas nubes.

En condiciones diurnas, desde el amanecer en adelante, se puede estimar también la altura de mezclado haciendo un balance de energía (Panofski y Dutton, 1984), asumiendo que todo el calor sensible  $H$  –ecuación (4.7)– se

usa en elevar la temperatura del aire entre  $z = 0$  y  $z = h(t)$ . Llamando  $\Lambda = -(\partial T / \partial z)$  a la pendiente del perfil ambiental de temperatura al amanecer, entonces se cumple que:

$$h(t) = \sqrt{2 \int_0^t \frac{H(s) ds}{\rho c_p (\Gamma - \Lambda)}} \quad \text{Ecuación 4.40}$$

Donde  $\rho$  y  $C_p$  son la densidad y calor específico del aire, respectivamente. Se requiere del perfil vertical de temperatura en la mañana para poder aplicar la ecuación anterior. Como el flujo sensible de calor  $H$  depende del tipo de suelo, la altura de mezclado puede alcanzar varios kilómetros de altura sobre desiertos, mientras que sobre zonas agrícolas irrigadas va a ser menor que en zonas urbanas cercanas, donde el efecto de isla de calor inyecta más energía sensible a la atmósfera.

#### 4.7.3.2 Atmósfera estable

Las condiciones estables se producen durante la noche, en ausencia de nubosidad y con vientos débiles. Esto normalmente origina una inversión térmica cerca de la superficie, originada en el enfriamiento radiativo del suelo durante la noche. Esto hace que la temperatura disminuya monótonamente desde el suelo hasta el tope de la capa límite nocturna.

Sin embargo, a pesar de que el viento está frenado por el flujo vertical de calor que apunta hacia arriba, existe suficiente turbulencia mecánica para crear una capa límite de mezclado. Las condiciones nocturnas se caracterizan porque la atmósfera se encuentra altamente estratificada, con movimientos aproximadamente independientes en las distintas capas horizontales, existencia de tendencias inerciales (ondas gravitacionales) y efectos de gradientes del viento; en resumen, no se alcanza a establecer un equilibrio dinámico.

Para estimar la altura de mezclado  $h$ , se puede aplicar la siguiente expresión de carácter empírico, desarrollada por Venkatram (1980):

$$h = 2.300 (u^*)^{3/2} \quad \text{Ecuación 4.41}$$

Donde  $u^*$  es la velocidad de fricción, en m/s, que es una medida de la intensidad de la turbulencia mecánica a nivel superficial. El valor de este

parámetro se puede estimar a partir de las mediciones de la velocidad del viento  $U_m$  medida a una altura  $Z_m$  sobre el suelo, y de la expresión teórica para el perfil de la velocidad del viento cerca del suelo.

Otra expresión para estimar la altura de mezclado en condiciones nocturnas es la expresión de Zilitenkevich (1972), dada por:

$$h = 0,4 \cdot \frac{u^* \cdot L}{f} \quad \text{Ecuación 4.42}$$

Donde  $L$  es la longitud de Monin-Obukhov y es una medida continua de la estabilidad atmosférica (ver Arya, 2001, sección 4.7.2).

## 4.8 Resumen

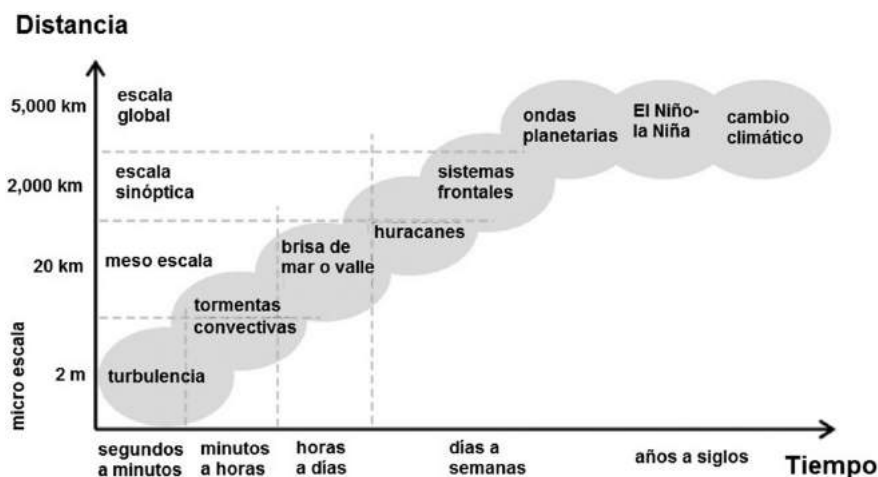
La meteorología comprende el estudio del movimiento de la atmósfera, el que se manifiesta con fenómenos que abarcan distintas escalas espaciales y temporales como se muestra en la **Figura 4.18**.

Esta dinámica atmosférica de múltiples escalas afecta el transporte y dispersión de contaminantes en la atmósfera; la estabilidad atmosférica, la turbulencia, la evolución diurna de la altura de mezclado, y los sistemas frontales son fenómenos que explican las máximas y mínimas diarias de la contaminación, así como la ocurrencia de episodios de contaminación por estancamiento del aire sobre una cuenca. En el largo plazo el cambio climático, una distorsión del balance de energía de la tierra inducido por la actividad humana, afecta a escala global a través de la evolución de la capa de ozono, de las modificaciones de los patrones de precipitación, el aumento de la temperatura superficial y de la frecuencia de ondas de calor, etcétera, en dinámicas cuya magnitud, retroalimentación y extensión espacial todavía no se conocen con precisión.

La circulación global, regional y local del viento se explica por el balance de las fuerzas de gravedad, viscosa, de presión y el efecto de Coriolis causado por la rotación de la tierra. Esto da origen en diversas zonas a condiciones tales como el viento geostrófico, el viento gradiente y el viento termal, así como a la formación de frentes de alta y baja presión, entre otras manifestaciones del intercambio de energía y momentum entre distintas partes de la atmósfera y la superficie.

FIGURA 4.18

Escalas espaciales horizontales y temporales asociadas a distintos fenómenos meteorológicos y climáticos. Adaptado de Ahrens (2009)



El factor meteorológico es un aspecto fundamental que explica una gran parte de la variación observada en la calidad del aire, por ello es necesario conocer cuál es la información necesaria para poder caracterizar el estado de la atmósfera para fines de predecir impactos en la calidad del aire causado por las emisiones antropogénicas y naturales.

## 4.9 Referencias

### 4.9.1 Referencias en internet

- 1) Libro de Daniel Jacob: *Introduction to Atmospheric Chemistry*. Accesible en la siguiente ubicación: <http://acmg.seas.harvard.edu/people/faculty/djj/book/index.html>
- 2) Libro de Mark Jacobson: *Fundamentals of Atmospheric Modeling*, 2ª ed. Accesible en la dirección: <http://www.stanford.edu/group/efmh/jacobson/FAMbook2dEd/index.html>
- 3) Sitio del Módulo Instruccional de Meteorología de la Universidad de Illinois, Departamento de Ciencias de la Atmósfera: [http://ww2010.atmos.uiuc.edu/\(Gh\)/guides/mtr/home.rxml](http://ww2010.atmos.uiuc.edu/(Gh)/guides/mtr/home.rxml)

- 4) Dirección Meteorológica de Chile: Pronóstico del tiempo para Chile, instrumentos de medición, datos climatológicos, etcétera: <http://www.meteochile.cl/>
- 5) Archivo de datos satelitales de la NASA: [Earthobservatory.nasa.gov](http://Earthobservatory.nasa.gov)  
Aquí podrá encontrar acerca de los huracanes, el fenómeno del Niño y la Niña, así como de las misiones de exploración en operación actual.
- 6) Imágenes satelitales de la NASA acerca del fenómeno del Niño y la Niña: [Topex-www.jpl.nasa.gov](http://Topex-www.jpl.nasa.gov).
- 7) Página web acerca de los huracanes, tifones, fuerza de Coriolis, etcétera, desarrollada por la NOAA de EE.UU. (en inglés). Listado de preguntas más frecuentes (¿Sabía Ud. qué huracán proviene del nombre de un dios maya?): [www.aoml.noaa.gov/hrd/tcfaq/tcfaqA.html](http://www.aoml.noaa.gov/hrd/tcfaq/tcfaqA.html)
- 8) Página web (en español) que contiene información de climatología, software de presentación de datos climáticos y otros tópicos relacionados: [www.atmosfera.cl](http://www.atmosfera.cl).
- 9) El siguiente sitio de internet de la Universidad de Wyoming, EE.UU., entrega cartas de radiosondeo de todo el mundo, así como información meteorológica de superficie: <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>
- 10) Sitio de almacenamiento y distribución de información meteorológica superficial (reportes METAR/SYNOP) medida en todo el mundo: [www.ogimet.com](http://www.ogimet.com)
- 11) Sitio de NCAR-EE.UU. de almacenamiento de datos globales de meteorología de superficie y en altura: <http://rda.ucar.edu/#home>
- 12) Sitio web del Sistema de Información de Calidad del Aire (SINCA), del Ministerio del Medio Ambiente de Chile: que contiene además información meteorológica de redes públicas en Chile: <http://sinca.mma.gob.cl>

#### 4.9.2 Referencias

- 1) Ahrens, C.D., *Meteorology Today*, 9ª ed. Belmont, CA: Brooks/Cole, 2010.
- 2) Andrews, D.G. *An Introduction to Atmospheric Physics*. Londres: Cambridge University Press, 2000.
- 3) Arya, S.P. *Introduction to Micrometeorology*, 2ª ed. Nueva York: Academic Press, 2001.
- 4) Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC): <http://www.ipcc.ch/>
- 5) Jacob, D. *Introduction to Atmospheric Chemistry*. Princeton, NJ: Princeton University Press, 1999.

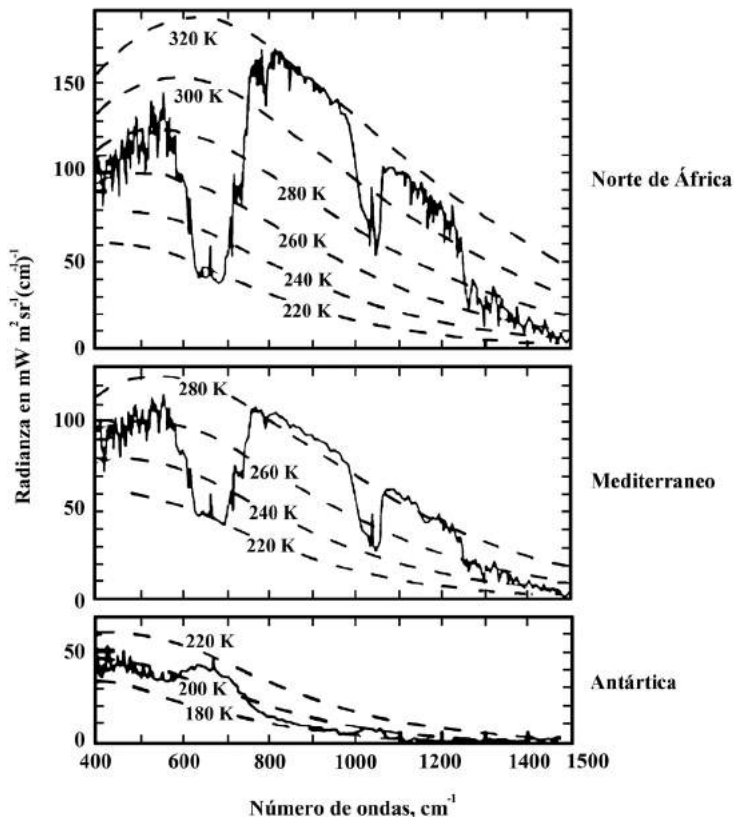
- 6) Jacobson, M. *Fundamentals of Atmospheric Modeling*, 2ª ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- 7) Muñoz R. y A. Undurraga. "Daytime mixed layer over the Santiago Basin: description of two years of observations with a Lidar ceilometer". *J Appl Meteorol Climatol* 49 (2010), 1728-1741.
- 8) Muñoz, R. y R. Alcañiz. "Variability of Urban Aerosols over Santiago, Chile: Comparison of Surface PM10 Concentrations and Remote Sensing with Ceilometer and Lidar". *Aerosol and Air Quality Research*, 12 (2012), 8-19.
- 9) Panofsky, H. A. y J.A. Dutton. *Atmospheric Turbulence: Models and Methods for Engineering Applications*. Nueva York: John Wiley and Sons.
- 10) Seinfeld, J.H. y S.N. Pandis. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2ª ed. Nueva York: Wiley, 2006.
- 11) Solar Radiation Management Governance Initiative (SRMGI): <http://www.srmgi.org/>
- 12) Stull, R.B. *Meteorology for Scientists and Engineers*, 2ª ed. California: Brooks/Cole, 2000.
- 13) Venkatram, A. "Estimating the Monin-Obukhov length in the stable boundary layer for dispersion calculations". *Boundary-Layer Meteorology* 19 (1980), 481-485.
- 14) Zilitinkevich, S. S. "On the determination of the height of the Ekman boundary layer". *Bound Layer Meteor* 3 (1972), 141-145.

#### 4.10 Problemas propuestos

- 1) Júpiter está a  $7,8 \times 10^8$  km del Sol, su albedo promedio es  $A = 0,73$ . a) Calcule su temperatura efectiva superficial, asumiendo que el Sol es su única fuente de energía; b) Las observaciones indican una temperatura superficial de 134 K. Esta temperatura es mantenida en parte por reacciones químicas y en parte por el efecto de la gravedad. ¿Cómo se compara esta fuente interna de energía con la radiación solar neta incidente?
- 2) Considere un modelo de dos capas para la atmósfera terrestre, que incluye:
  - Una capa principal a temperatura  $T_m$  que es transparente a la radiación solar y que absorbe 77% de la emisión terrestre.
  - Una capa delgada de temperatura  $T_d$  sobre la capa principal, que es transparente a la radiación solar y que absorbe una pequeña fracción  $f' \ll 1$  de la radiación terrestre. Esta capa se llama piel planetaria.

Calcule la temperatura  $T_d$ . Esta temperatura representa la menor temperatura que se puede alcanzar en la atmósfera terrestre en ausencia de absorción de radiación solar por moléculas de gas. Explique brevemente por qué esto es así.

- 3) La siguiente figura muestra espectros de la emisión terrestre observados por un satélite sobre África del Norte, el Mediterráneo y Antártica. Las abscisas corresponden al número de onda, el recíproco de la longitud de onda, en  $\text{cm}^{-1}$ .
- Estime a partir del espectro la temperatura superficial en cada región.
  - Explique los mínimos en el espectro a  $600 - 700 \text{ cm}^{-1}$  ( $14 - 16 \mu\text{m}$ ) y a  $1.000 - 1.050 \text{ cm}^{-1}$  ( $9,5$  a  $10 \mu\text{m}$ ) en los espectros de emisión sobre el Sahara y el Mediterráneo.
  - ¿Por qué los mínimos en b) pasan a ser máximos locales en el espectro sobre Antártica?





- 4) Descargue datos mensuales de  $\text{CO}_2$  medidos en diversas zonas remotas del mundo por el Global Atmospheric Watch Programme de la World Meteorological Organization, desde la dirección: <http://ds.data.jma.go.jp/gmd/wdcgg/cgi-bin/wdcgg/catalogue.cgi>. Estime la tasa de cambio anual del  $\text{CO}_2$  en porcentaje, ¿hay diferencias entre sitios del hemisferio norte con respecto al hemisferio sur?
- 5) En un veraneo en la zona de los lagos sureños, Ud. se encuentra a cargo de las provisiones, las que se guardan en un *cooler* aislado, pero el cual es preferible mantenerlo a bajas temperaturas ambientales, para preservar mejor los alimentos. Ud. tiene tres sitios para acampar: en un patio de una casa (zona rural), en un bosque nativo o en un pantano. Para decidir dónde sería mejor acampar, Ud. recurre a sus apuntes de contaminación atmosférica y de allí saca los siguientes datos:

Tipo de zona	$r$ (albedo)	$C_G = Q_G/R_N$	$Bo = H/\lambda E$
Rural	0,18	0,15	2,0
Pantano	0,14	0,15	0,2
Bosque	0,12	0,15	0,6

Además, Ud. se pone en el caso más desfavorable de verano: mediodía con  $900 \text{ W/m}^2$  de radiación incidente.

- a) ¿Cómo ordenaría Ud. de menor a mayor las temperaturas ambientales en estas tres zonas? Explique.
- b) ¿Cómo ordenaría Ud. de menor a mayor las humedades ambientales en estas tres zonas? Explique.
- 6) Justifique por qué la presión a nivel del mar no puede variar más que dentro del intervalo  $1.013 \pm 50 \text{ hPa}$ .
- 7) Mencione dos características de la capa límite planetaria. ¿Cómo se puede definir su altura?
- 8) Usando la ecuación de estado para una mezcla binaria de gases ideales (aire y vapor de agua) en conjunto con la definición de  $q_v$  de la ecuación (4.19), derive la ecuación de estado para el aire húmedo, ecuación (4.18).
- 9) Considere la altura de la isóbara de 500 mb, ¿es mayor en el trópico o en latitudes extremas?

- 10) Demuestre que si el gradiente vertical de la temperatura ambiental es constante, entonces la presión atmosférica está dada por la expresión (donde  $\Lambda = -dT/dz$ ).

$$p(z) = p_0 \left( 1 - \frac{\Lambda z}{T_0} \right)^{g/(\Lambda R)}$$

- 11) Usando el resultado del problema anterior, calcule la altura a la cual la presión es 10% de su valor superficial, suponiendo una temperatura de 290 K y i) un gradiente de  $-10$  K/km, ii) una temperatura uniforme de 290 K para la atmósfera.
- 12) La atmósfera estándar consiste en un promedio global del perfil vertical de presión y temperatura. Algunos de los valores estándar se indican en la siguiente tabla:

H (km)	P (kPa)	T (°C)
0	101.325	15,0
1	89.874	8,5
2	79.495	2,0
3	70.108	-4,5
5	54.019	-17,5
10	26.436	-50,0
20	5.475	-56,5
30	1.172	-46,5

- a) Verifique que la ecuación  $P = P_0 \exp\left(-\frac{a}{T} \cdot z\right)$  con  $a = 0,0342$  K/m aproxima bien el perfil vertical de presión atmosférica.
- b) Verifique si es que al usar  $T = 270$  K constante en la ecuación anterior se cometen errores apreciables o no en la estimación de la presión versus la altura sobre el nivel del mar.
- c) Muestre que al usar la aproximación señalada en el punto anterior la ecuación hidrostática se puede poner como  $P = P_0 \exp(-z/H_p)$ , donde  $H_p$  es aquella altura donde la presión disminuye  $e$  veces con respecto al valor al nivel del mar. Calcule el valor de esta 'escala de altura' para la presión atmosférica, en km.

- d) ¿Cuál sería la densidad del aire a 2 km de altura en una atmósfera a  $T=288$  K constante? ¿En cuánto se reduce el empuje que se ejerce sobre el ala de un avión a dicha altura, con respecto a otro que se mueve a la misma velocidad pero a baja altura?
- 13) Describa con un diagrama las fuerzas que intervienen cuando el viento gradiente sopla en torno a un foco de alta presión, con curvatura de isóbaras. ¿Cómo es la magnitud del viento, respecto al valor geostrófico?
  - 14) En el océano Pacífico tropical se ha medido que la superficie del mar es 0,5 metros más alta en Indonesia (extremo oriental) que en Ecuador (extremo occidental). Explique por qué puede pasar esto.
  - 15) Haga los siguientes cálculos para estimar la magnitud del viento gradiente: i) considere un foco de baja presión en un huracán, con gradiente de presión de 45 mb/100 km, un radio de giro de 70 km, latitud de  $15^\circ$  N, presión ambiental de 850 mb y densidad del aire de  $1,06 \text{ kg m}^{-3}$ . Compare con el viento geostrófico correspondiente; ii) ahora considere un centro de alta presión, con un gradiente de  $-0,1 \text{ mb/100 km}$ , y repita los cálculos. ¿Qué puede opinar respecto a la magnitud de los vientos gradiente cuando el foco es de alta o baja presión? ¿Por qué el gradiente de presión en el caso del foco de alta presión no puede tener la magnitud de  $-45 \text{ mb/100 km}$ ?
  - 16) Indique con un diagrama la trayectoria del viento cerca de la superficie en el caso de un foco de alta presión y de uno de baja presión. ¿Por qué el viento adquiere dicha orientación?
  - 17) Calcule el período de oscilación de una masa de aire si es que  $dT/dz = -6,5 \text{ K/km}$  y la temperatura es de 270 K.
  - 18) Explique por qué al aumentar la velocidad del viento, la atmósfera se pone más estable al mediodía y más inestable de noche.
  - 19) Suponga que el perfil ambiental en una mañana de invierno es de  $+0,1^\circ\text{C/m}$  y que la temperatura a nivel del suelo es de  $2^\circ\text{C}$ . Calcule a qué altura ascendería el humo de un pequeño incendio en el suelo, asumiendo que el humo tiene una temperatura inicial de  $30^\circ\text{C}$  y que asciende adiabáticamente.
  - 20) La siguiente tabla entrega mediciones hechas en un radiosondeo en Liverpool, Inglaterra, a la medianoche en un día de junio (verano). Grafique los datos en un tefograma, conectando los puntos de medición por líneas rectas, y responda las siguientes preguntas.

Presión (hPa)	Temperatura (°C)	Punto de rocío o de congelación (°C)
1.000	13	11
940	9,5	8
900	7	5
780	0	-3
700	-5	-11
600	-11	-17
500	-20	-28
400	-32	-42
300	-47	
200	-49	

- ¿Cuál es la presión en la tropopausa?<sup>44</sup>
- ¿En qué partes del perfil vertical hay estabilidad para aire seco o para aire saturado?
- ¿Cuál es la cantidad de vapor de agua presente (en g kg<sup>-1</sup>) a 1.000 hPa y a 500 hPa?
- En la noche la superficie se enfría por radiación al espacio, produciéndose una inversión térmica cerca del suelo. ¿Cuánto se tendría que enfriar el aire cerca del suelo para que se formara niebla?
- En la mañana el sol disipa la niebla y el aire comienza a ascender por calentamiento. Si el ascenso es adiabático, es decir, las capas inferiores de la atmósfera desarrollan perfiles adiabáticos a medida que se calienta el suelo, ¿a qué presión ocurre la condensación? Este valor se denomina *lifting condensation level* (LCL) y corresponde al nivel al cual se produce condensación de la humedad del aire debido al enfriamiento adiabático causado por el ascenso de aire desde la superficie.
- Al condensarse el agua, aumenta la temperatura del aire que perdió el agua, con lo cual pasa a ser inestable con respecto a sus alrededores, se produce boyancia y ascenso convectivo. ¿Cuál es el nivel de las nubes convectivas que se desarrollan posteriormente en el día?

<sup>44</sup> La tropopausa se define como la menor altitud donde el gradiente de temperatura con la altura posee un valor menor o igual a 2 K/km en valor absoluto.

- 21) Considere una situación en que la presión parcial del aire seco es  $p_d = 980$  mb y la temperatura  $T = 285$  K.
- Si  $N_{O_3} = 1,5 \times 10^{12}$  molec/cm<sup>3</sup>, calcule la razón de mezclado del ozono ( $\xi_{O_3}$  en ppm), su presión parcial, en mb, y la concentración en  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ . El peso molecular es 48 g/mol.
  - Si la razón de mezclado para el CO ( $\xi_{CO}$ ) es de 1,5 ppm (en volumen), calcule  $N_{CO}$  en molec/cm<sup>3</sup>, la presión parcial en mb y la concentración expresada en  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ . El peso molecular es 28 g/mol.
- 22) Considere ahora el caso del sistema aire (seco) + vapor de agua.
- Si  $T = 285$  K,  $p_d = 850$  mb y la humedad relativa HR es del 78%, calcule la densidad del aire húmedo en kg/m<sup>3</sup> y la presión parcial del agua, en mb.
  - Calcule la temperatura virtual ( $T_v$ ) cuando  $N_{TOTAL} = 2,1 \times 10^{19}$  molec/cm<sup>3</sup>,  $T = 295$  K y HR=92%.
  - Calcule la presión parcial del vapor de agua si  $q_v = 3$  g agua/kg aire,  $T = 278$  K y  $p_d = 0,5$  kg/m<sup>3</sup>.
  - Si  $p = 966$  mb, la razón de mezclado (en volumen) del agua es de 5.000 ppm, y  $T = 284$  K, encuentre la presión parcial del vapor de agua, el peso molecular promedio de la mezcla, la constante R de la mezcla, la temperatura virtual y la densidad.
- 23) Si la presión a nivel del mar es de 1.015 mb y la densidad del aire de 1,2 kg/m<sup>3</sup>, estime a qué altura la presión es de 1.000 mb.

NOTAS para preguntas 20 a 22:

- Una ecuación para estimar la presión de saturación del vapor de agua (en mb) viene dada por la siguiente ecuación:

$$P^{SAT}(t) = 6,112 \cdot \exp\left(\frac{17,67 \cdot t}{t + 243,5}\right)$$

Donde T está en °C.

- Otros datos:

$R = 0,083 \text{ m}^3 \text{ mb}/(\text{mol K})$	para $p = n R T / V$ ;
$k_B = 1,38 \times 10^{-19} \text{ cm}^3 \text{ mb} / \text{K}$	para $p = N k_B T / V$
$R_d = 2,87 \text{ m}^3 \text{ mb}/(\text{kg} \times \text{K})$	para $p_d = \rho_d R_d T$
$R_v = 4,61 \text{ m}^3 \text{ mb}/(\text{kg K})$	para $p_v = \rho_v R_v T$