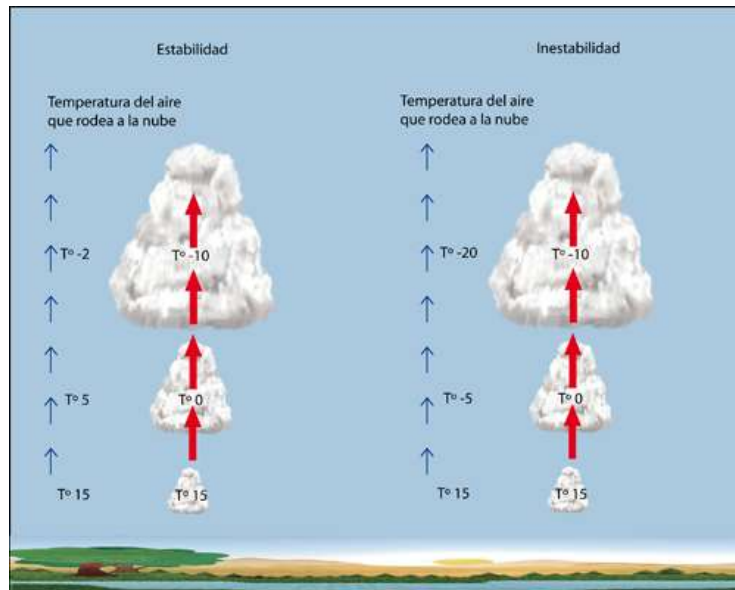


3

Estabilidad estática y empuje hidrostático sobre una burbuja

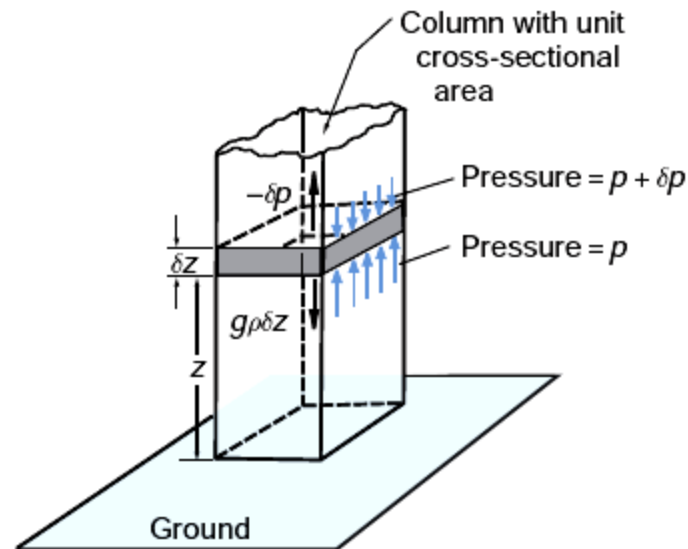


Equilibrio hidrostático

Decimos que el aire está en equilibrio hidrostático, cuando sobre el mismo la fuerza neta vertical es nula. En estas condiciones, sucede que la fuerza debida al gradiente vertical de presión está justamente equilibrada por la de la gravedad (fig. 3.1). En tal equilibrio ocurre que

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad (3.1)$$

que es la bien conocida ecuación hidrostática.



El signo negativo en (3.1) asegura que la presión disminuye al aumentar la altura. Debido a que $\rho = 1/\alpha$ la ecuación puede ser reordenarse para dar

$$gdz = -\alpha dp$$

Si la presión en la altura z es $p(z)$, por encima de un punto fijo de la Tierra tenemos

$$-\int_{p(z)}^{p(\infty)} dp = \int_z^{\infty} g\rho dz$$

o, ya que $p(\infty) = 0$

$$p(z) = \int_z^{\infty} g\rho dz$$

Es decir, la presión a la altura z es igual al peso del aire en la columna vertical de sección transversal de área unitaria situada por encima de ese nivel. Si la masa de la atmósfera de la Tierra se distribuyera uniformemente a lo largo del globo, conservando la topografía de la Tierra en su forma actual, la presión a nivel del mar sería de $1,013 \times 10^5$ Pa o 1013 hPa, lo que se conoce como *1 atmósfera* (o 1 atm).

Geopotencial

El *geopotencial* Φ en cualquier punto de la atmósfera se define como el trabajo que se debe hacer en contra del campo gravitacional de la Tierra para elevar una masa de 1 kg desde el nivel del mar hasta ese punto. En otras palabras, Φ es el potencial gravitacional por unidad de masa. Las unidades de geopotencial son J kg^{-1} o $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$. La fuerza (en Newtons) que actúa sobre 1 kg a una altura z sobre el nivel del mar es numéricamente igual a g . El trabajo (en J) para elevar 1 kg de masa desde z hasta $z+dz$ es $g dz$; por lo tanto

$$d\Phi \equiv g dz$$

o, usando la eq. hidrostática

$$d\Phi \equiv g dz = -\alpha dp$$

El geopotencial $\Phi(z)$ a la altura z está dada por

$$\Phi(z) = \int_0^z g dz$$

donde el geopotencial $\Phi(0)$ al nivel del mar ($z = 0$) tiene, por convención, valor cero. El geopotencial en un punto particular en la atmósfera sólo depende de la altura de ese punto y no del camino a través del cual se desplaza la masa unidad para calcular el trabajo efectuado hasta alcanzar ese punto. El trabajo realizado por una masa de 1 kg desde el punto A con geopotencial Φ_A al punto B con geopotencial Φ_B es $\Phi_B - \Phi_A$.

Podemos definir también la *altura geopotencial* Z como

$$Z \equiv \frac{\Phi(z)}{g_0} = \frac{1}{g_0} \int_0^z g dz$$

donde g_0 es la aceleración media global de la gravedad en la superficie de la Tierra (tomada como $9,81 \text{ m s}^{-2}$). La altura geopotencial se utiliza como coordenada vertical en la mayoría de aplicaciones atmosféricas en las que la energía desempeña un papel importante (por ejemplo, en movimientos atmosféricos a gran escala). Se puede ver de la Tabla siguiente que los valores de z y Z son casi los mismos en la atmósfera inferior donde $g_0 = g$.

Table 3.1 Values of geopotential height (Z) and acceleration due to gravity (g) at 40° latitude for geometric height (z)

z (km)	Z (km)	g (m s^{-2})
0	0	9.81
1	1.00	9.80
10	9.99	9.77
100	98.47	9.50
500	463.6	8.43

En la práctica meteorológica no es conveniente hacer uso de la densidad de un gas, ρ , valor que generalmente no se mide. Usando la eq. de estado para eliminar ρ de la hidrostática, obtenemos

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{p g}{R T} = -\frac{p g}{R_d T_v} \quad (3.2)$$

Reordenando y usando la definición de geopotencial

$$d\Phi = g dz = -RT \frac{dp}{p} = -R_d T_v \frac{dp}{p}$$

Si ahora integramos entre los niveles de presión p_1 y p_2 , con geopotenciales Φ_1 y Φ_2 , respectivamente,

$$\int_{\Phi_1}^{\Phi_2} d\Phi = - \int_{p_1}^{p_2} R_d T_v \frac{dp}{p}$$

o

$$\Phi_2 - \Phi_1 = -R_d \int_{p_1}^{p_2} T_v \frac{dp}{p}$$

Dividiendo ambos miembros de la última ecuación por g_0 e invirtiendo los límites de límites de integración

$$Z_2 - Z_1 = \frac{R_d}{g_0} \int_{p_2}^{p_1} T_v \frac{dp}{p} \quad (3.2')$$

Esta diferencia $Z_2 - Z_1$ se denomina el *espesor* (geopotencial) de la capa entre los niveles de presión p_1 y p_2 .

Altura de escala y ecuación hipsométrica

Para una atmósfera isotérmica (o sea de temperatura constante con la altura), si se desprecia la corrección de la temperatura virtual, la eq. anterior se convierte en

$$Z_2 - Z_1 = H \ln(p_1/p_2)$$

o

$$p_2 = p_1 \exp\left[-\frac{(Z_2 - Z_1)}{H}\right] \quad (3.3)$$

donde

$$H \equiv \frac{RT}{g_0} = 29.3T$$

H se llama *altura de escala*.

Debido a que la atmósfera está bien mezclada por debajo de la tropopausa, las presiones y las densidades de los gases individuales disminuyen con la altitud a la misma velocidad y con una altura de escala proporcional a la constante de los gases R (y por lo tanto inversamente proporcional al peso molar aparente de la mezcla). Si tomamos un valor de T_v de 255 K (el valor medio aproximado de la troposfera y la estratosfera), la altura de escala H para el aire en la atmósfera a partir de la eq. anterior es de aproximadamente 7.5 kilómetros.

Por encima de la tropopausa la distribución vertical de los gases es controlado en gran medida por la difusión molecular y se puede definir una altura de escala para cada uno de los gases individuales en el aire. Debido a que para cada gas la altura de escala es proporcional a la constante del gas por unidad de masa, que varía inversamente con el peso molar del gas, las presiones (y densidades) de gases más pesados caen más rápidamente con la altura por encima de la tropopausa que las de los gases más ligeros.

Ejercicio 3.2. Si la relación entre la densidad del número de átomos de oxígeno y la densidad del número de átomos de hidrógeno a una altura geopotencial de 200 km sobre la superficie de la Tierra es de 10^5 , calcular la relación de las densidades numéricas de átomos de estos dos componentes a una altura geopotencial de 1400 km. Suponga una atmósfera isotérmica entre 200 y 1400 km, con una temperatura de 2000 K.

La temperatura de la atmósfera en general varía con la altura y la corrección de la temperatura virtual no puede despreciarse siempre. En un caso más general, (3.2') puede integrarse si definimos una *temperatura virtual media* con respecto a p , como se muestra en la Fig. 3.2. Esto es,

$$\bar{T}_v \equiv \frac{\int_{p_2}^{p_1} T_v d(\ln p)}{\int_{p_2}^{p_1} d(\ln p)} = \frac{\int_{p_2}^{p_1} T_v \frac{dp}{p}}{\ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)} \quad (3.4)$$

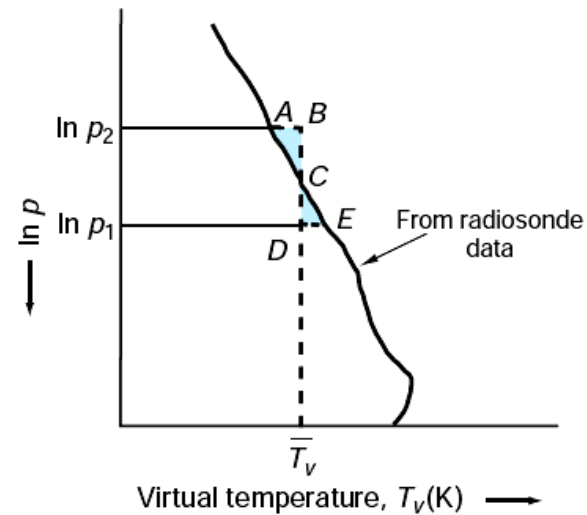


Fig. 3.2 Vertical profile, or sounding, of virtual temperature. If area $ABC = \text{area } CDE$, \bar{T}_v is the mean virtual temperature with respect to $\ln p$ between the pressure levels p_1 and p_2 .

De (3.2') y (3.4):

$$Z_2 - Z_1 = \bar{H} \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) = \frac{R_d \bar{T}_v}{g_0} \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

que se llama *ecuación hipsométrica*.

Ejercicio 3.3. *Calcular la altura geopotencial de la superficie de presión de 1000 hPa cuando la presión a nivel del mar es de 1014 hPa. La altura de escala de la atmósfera puede tomarse como 8 km.*

Esesores y altura de las superficies de presión constante

Dado que la presión disminuye monótonamente con la altura, las superficies de presión (es decir, superficies imaginarias en las que la presión es constante) nunca se cruzan. Se puede observar a partir de la ecuación hipsométrica que el espesor de la capa entre dos superficies de presión p_2 y p_1 es proporcional a la temperatura virtual media de la capa. Se puede visualizar que conforme \bar{T}_v aumenta, el aire entre los dos niveles de presión se expande y la capa se vuelve más gruesa.

Ejercicio 3.4. (a) Calcular el espesor de la capa entre las superficies de presión 1000 y 500 hPa (a) en un punto en los trópicos donde la temperatura virtual media de la capa es de 15 °C y (b) en un punto en las regiones polares donde la temperatura virtual media correspondiente es de -40 ° C.

Antes de la llegada de la teledetección por radiómetros a bordo de satélites, el espesor se evaluó casi exclusivamente a partir de datos de radiosonda, que proporcionan mediciones de la presión, la temperatura y la humedad en diferentes niveles en la atmósfera. La temperatura virtual T_v se calculaba en cada nivel y los valores medios de varias capas se calculaban utilizando el método gráfico ilustrado en la Fig. 3.2. Usando sondas de una red de estaciones, fue posible construir mapas topográficos de la distribución de la altura geopotencial para superficies de presión seleccionados. Estos cálculos, que inicialmente se realizaron por los observadores que trabajan en el lugar, ahora se encuentran incorporados a sofisticados protocolos de asimilación de datos.

Al pasar de una superficie de presión dada a otra situada por encima o por debajo de ella, el cambio en la altura geopotencial está relacionado geoméricamente con el espesor de la capa, que a su vez, es directamente proporcional a la temperatura virtual media de la capa. Por lo tanto, si la distribución tridimensional de temperatura virtual es conocida, junto con la distribución de la altura geopotencial en una superficie de presión, es posible deducir la distribución de la altura geopotencial de cualquier otra superficie de presión. La misma relación hipsométrica entre el campo de temperatura en tres dimensiones y la forma de la superficie de presión se puede utilizar de una manera cualitativa para obtener algunas ideas útiles en la estructura tridimensional de las perturbaciones atmosféricas, como se ilustra por los siguientes ejemplos.

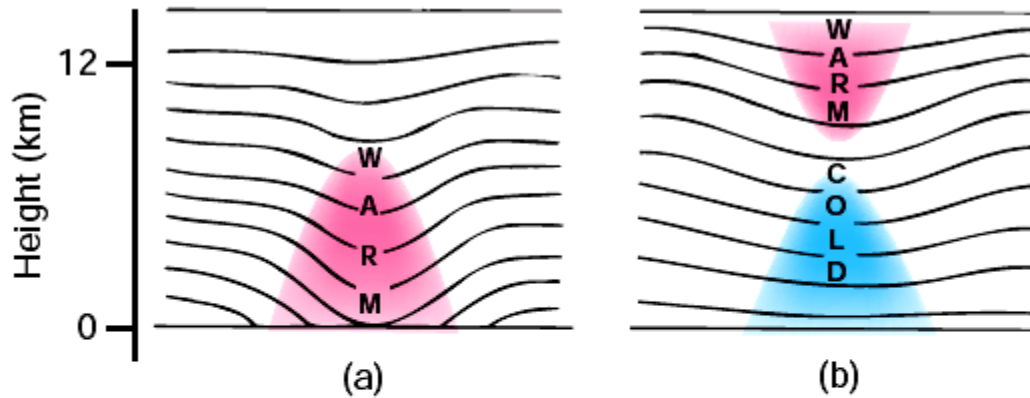


Fig. 3.3 Cross sections in the longitude–height plane. The solid lines indicate various constant pressure surfaces. The sections are drawn such that the thickness between adjacent pressure surfaces is smaller in the cold (blue) regions and larger in the warm (red) regions.

i. El aire cerca del centro de un huracán es más caliente que su entorno. En consecuencia, la intensidad de la tormenta (tal como se mide por la depresión de las superficies isobáricas) debe disminuir con la altura (Fig. 3.3a). Los vientos en dichos núcleos calientes siempre exhiben su mayor intensidad cerca del suelo y disminuyen a medida que aumenta la altura sobre el suelo.

ii. Algunas bajas de nivel superior no se extienden hacia abajo hasta la tierra, como se indica en la figura. 3.3b. Se deduce de la ecuación hipsométrica que estos mínimos de presión deben ser de núcleo frío por debajo del nivel en el que alcanzan su mayor intensidad y núcleo caliente por encima de ese nivel, como se muestra en la Fig. 3.3b.

Energía estática seca

Vimos que cuando una capa de aire que se encuentra en reposo y en equilibrio hidrostático se calienta, por ejemplo por radiación, el peso del aire que se encuentra arriba presionando hacia abajo sobre el mismo, se mantiene constante. Por lo tanto, el calentamiento es a presión constante. La energía añadida al aire se libera en forma de un aumento de la entalpía o *calor sensible*, y \therefore .

$$dq = dh = c_p dT$$

Podemos escribir una expresión más general, aplicable a una parcela de aire en movimiento, cuya presión cambia a medida que sube o baja en relación con el aire circundante.

Combinando las expresiones

$$\left. \begin{array}{l} d\Phi \equiv g dz = -\alpha dp \\ dq = dh - \alpha dp \\ h = c_p T \end{array} \right\} dq = d(h + \Phi) = d(c_p T + \Phi)$$

Por lo tanto, si el material es una parcela de aire de masa fija que se está moviendo sobre en una atmósfera hidrostática, la cantidad $(h + \Phi)$, que se denomina *energía estática seca*, es constante siempre que la parcela ni gane ni pierda calor (es decir, $dq = 0$).

Reducción de la presión a nivel del mar

En regiones montañosas la diferencia de presión en la superficie de una estación de observación a otra se debe en gran parte a diferencias en la elevación. Para aislar la parte del campo de presión que se debe al paso de sistemas meteorológicos, es necesario reducir las presiones a un nivel de referencia común. Para este fin, se utiliza normalmente el nivel del mar.

Tomemos los subíndices g y 0 para referirnos a las condiciones sobre el terreno y a nivel del mar ($Z = 0$), respectivamente. Luego, para la capa entre el nivel de la superficie del mar y de la Tierra, la ecuación hipsométrica toma la forma

$$Z_g = \bar{H} \ln \frac{p_0}{p_g}$$

que puede resolverse para obtener la presión a nivel del mar

$$p_0 = p_g \exp \left(\frac{Z_g}{\bar{H}} \right) = p_g \exp \left(\frac{g_0 Z_g}{R_d \bar{T}_v} \right)$$

Si Z_g es pequeña, la altura de escala puede evaluarse a partir de la temperatura del suelo. Además, si $Z_g/\bar{H} \ll 1$, la exponencial en la eq. anterior se puede aproximar por $1 + Z_g/\bar{H}$, en cuyo caso se convierte en

$$p_0 - p_g \approx p_g \frac{Z_g}{\bar{H}} = p_g \left(\frac{g_0 Z_g}{R_d \bar{T}_v} \right)$$

Debido a que $p_g \cong 1000$ hPa y $\bar{H} \cong 8000$ m, la corrección de la presión (en hPa) es aproximadamente igual a Z_g (en metros) dividido por 8. En otras palabras, para altitudes de hasta unos pocos cientos de metros por encima (o por debajo) el nivel del mar, la presión disminuye en aproximadamente 1 hPa por cada 8 m de ascenso vertical.

Gradiente adiabático seco

Cuando el aire seco experimenta una variación adiabática de presión:

$$c_p dT = \frac{R' T}{p} dp. \quad \text{de (1.22)}$$

De modo que para el aire seco que asciende, expansionándose:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{R' T}{c_p p} \frac{dp}{dz} \quad (3.5)$$

En una burbuja, o paquete de aire, no confinado, la presión se ajustará inmediatamente a la presión ambiental, de modo que:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho' g, \quad (3.6)$$

donde ρ' representa la densidad del medio ambiente:

$$\rho' = \frac{p}{R' T'} \quad (3.7)$$

siendo T' la temperatura ambiente.

Combinando estas ecuaciones se obtiene:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} \frac{T}{T'}$$

Teniendo en cuenta que la temperatura de la burbuja no será muy distinta de la que exista en el ambiente, $T/T' \approx 1$, y el resultado anterior se simplifica:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma, \quad (3.8)$$

donde $\Gamma = g/c_p = 0,98 \text{ }^\circ\text{C}/100\text{m} \approx 1 \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ m}$, representa el *gradiente adiabático seco*; es, por tanto, la velocidad a la que disminuye la temperatura con la altura, en un proceso de ascensión adiabática. Puede demostrarse que el gradiente adiabático, para el aire húmedo (pero no saturado) es igual también a Γ , con bastante aproximación.

Empuje hidrostático sobre una burbuja

Consideremos una burbuja, o paquete, de aire cuyo volumen sea V , esté a la temperatura T y tenga una densidad ρ . Dicha burbuja desplaza a un volumen igual de aire ambiental, a la temperatura T' y densidad ρ' . La fuerza vertical, hacia abajo, que actúa sobre la burbuja es ρgV ; la análoga sobre el aire desplazado será $\rho'gV$. En cambio, la fuerza vertical hacia arriba es idéntica para la burbuja y para el aire desplazado, $-V(\partial p/\partial z)$. En consecuencia, el empuje neto vertical (hacia arriba) es $Vg(\rho' - \rho)$; de modo que por unidad de masa, el empuje hidrostático es

$$F_B = g\left(\frac{\rho' - \rho}{\rho}\right) = g\left(\frac{T - T'}{T'}\right). \quad *$$
(3.9)

Naturalmente, dicha fuerza es positiva cuando la burbuja se encuentra más caliente que el ambiente y negativa cuando está más fría. La fórmula (3.9) puede generalizarse al aire húmedo, para lo que bastará simplemente, sustituir la temperatura por la temperatura virtual.

Criterios de estabilidad para aire seco

Una de las aplicaciones más frecuentes del gradiente adiabático seco, es con vistas al estudio de la estabilidad de las capas atmosféricas, frente al desplazamiento vertical de una burbuja. Si tras un pequeño desplazamiento vertical de la burbuja, ésta se encuentra sometida a una fuerza restauradora, que tiende a acelerarla hacia su posición original, la capa, o estrato, diremos que es estable; mientras que si después del desplazamiento, la burbuja se encuentra sometida a una fuerza que actúa en la misma dirección del desplazamiento, el estrato resulta ser inestable. De modo que el hecho de que una capa sea o no estable, depende del gradiente térmico ambiental, es decir de la disminución de la temperatura, con la altura, en dicha capa o estrato.

Consideremos un paquete de aire que inicialmente se encuentra a la temperatura ambiente T . Si es desplazado, adiabáticamente, hacia arriba, de una distancia Δz se enfriará en $\Gamma\Delta z$, y con ello su temperatura quedará reducida a $T - \Gamma\Delta z$. Designemos por γ al gradiente térmico ambiental, es decir

$$-\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right) = \gamma,$$

que no debe ser confundido con un gradiente térmico correspondiente a un proceso. Al nivel Δz , por encima de la cota inicial en la que se encuentra la burbuja, la temperatura ambiente es $T - \gamma\Delta z$. En consecuencia, el exceso de temperatura de la burbuja, respecto al ambiente, será $\Delta z(\gamma - \Gamma)$. Cuando esta magnitud sea positiva, el paquete o burbuja estará más caliente que el aire situado a su alrededor y, según (3.9), será acelerado hacia arriba; en consecuencia el aire es inestable siempre que $\gamma - \Gamma > 0$. Viceversa, la burbuja estará sometida a una fuerza recuperadora (hacia abajo), siempre que $\gamma - \Gamma < 0$. En el caso particular de que suceda que $\gamma = \Gamma$, sobre la burbuja desplazada no actúa ningún empuje. Los criterios de estabilidad para el aire seco pueden ser resumidos así:

- $\gamma < \Gamma$ Estable
- $\gamma = \Gamma$ Neutro
- $\gamma > \Gamma$ Inestable

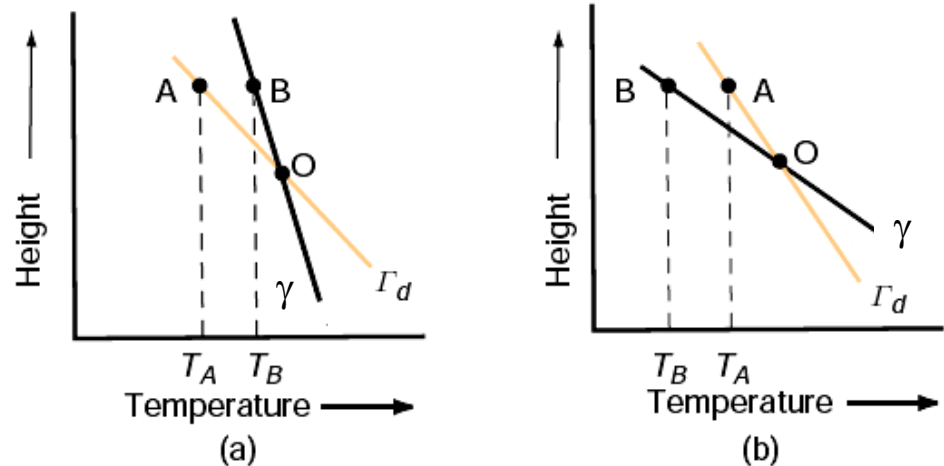


Fig. 3.12 Conditions for (a) positive static stability ($\gamma < \Gamma_d$) and (b) negative static instability ($\gamma > \Gamma_d$) for the displacement of unsaturated air parcels.

Ejercicio 3.11. Una parcela de aire no saturada tiene densidad ρ' y temperatura T' , y la densidad y temperatura del aire ambiente son ρ y T . Derivar una expresión para la aceleración vertical de la parcela de aire en términos de T , T' , y ρ .

Ejercicio 3.12. La parcela de aire en la Fig. 3.12a se desplaza hacia arriba de su nivel de equilibrio en $z' = 0$ por una distancia z' a un nuevo nivel donde la temperatura ambiente es T . Luego se la deja libre. Obtenga una expresión que describa el desplazamiento vertical posterior de la parcela de aire en función del tiempo en términos de T , el gradiente vertical del aire ambiente (γ), y el gradiente adiabático seco (Γ).

En ocasiones las parcelas de aire se someten a oscilaciones de flotabilidad en asociación con las ondas de gravedad. Las ondas de gravedad pueden provocarse por el flujo de aire sobre terreno montañoso, como en la fotografía superior o por una intensa perturbación local, como se muestra en la fotografía inferior.

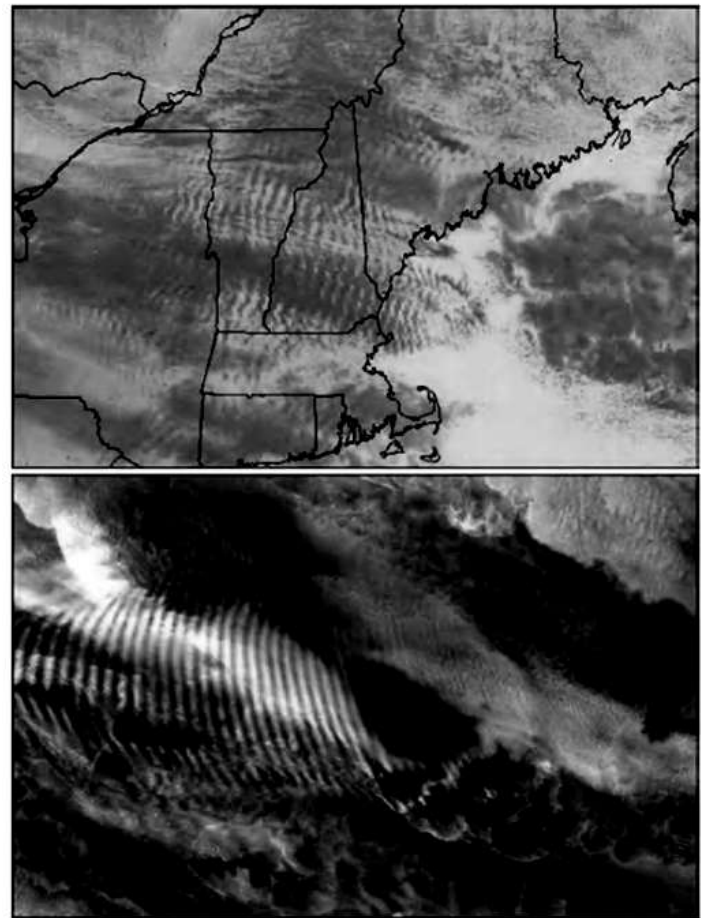


Fig. 3.14 Gravity waves, as revealed by cloud patterns. The upper photograph, based on NOAA GOES 8 visible satellite imagery, shows a wave pattern in west to east (right to left) airflow over the north-south-oriented mountain ranges of the Appalachians in the northeastern United States. The waves are transverse to the flow and their horizontal wavelength is ~ 20 km. The atmospheric wave pattern is more regular and widespread than the undulations in the terrain. The bottom photograph, based on imagery from NASA's multiangle imaging spectro-radiometer (MISR), shows an even more regular wave pattern in a thin layer of clouds over the Indian Ocean.

Ejercicio 3.13. Una capa de aire no saturado fluye sobre terreno montañoso en el que las cumbres están separadas 10 km entre sí en la dirección del flujo. El gradiente vertical es de $5\text{ }^{\circ}\text{C km}^{-1}$ y la temperatura es de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Para qué valor de velocidad del viento U , el período del forzante orográfico (es decir, inducido por el terreno) coincidirá con el período de la oscilación de flotabilidad?

Las capas de aire con gradientes de temperatura negativos (es decir, aumento de la temperatura con la altura) se denominan *inversiones*. Es claro de la discusión anterior que estas capas están caracterizadas por una muy fuerte estabilidad estática. Una inversión de bajo nivel puede actuar como una "tapa" que atrapa la contaminación del aire por debajo de ella (Fig. 3.15). La estructura en capas estratificadas de la *estratosfera* se deriva de que ésta presenta una inversión en el perfil vertical de temperatura.

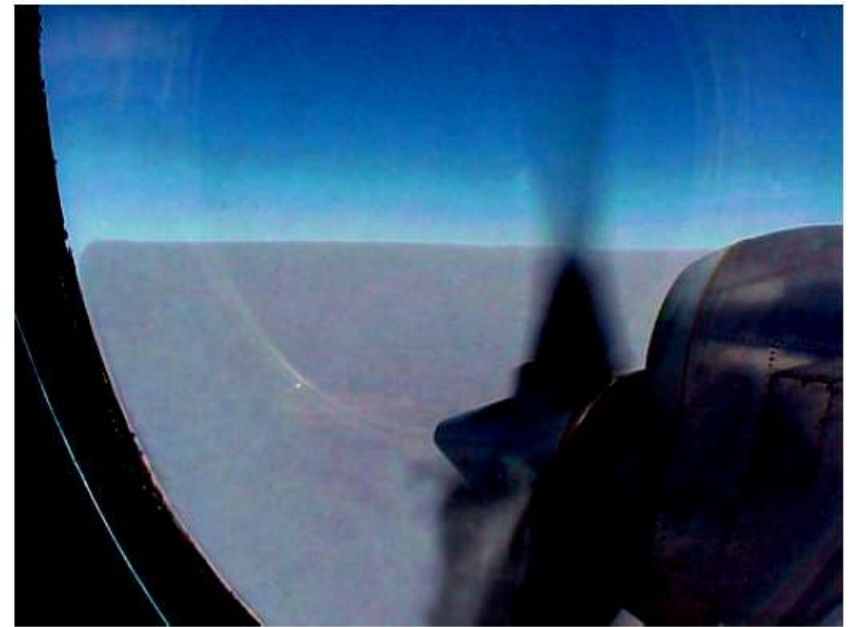


Fig. 3.15 Looking down onto widespread haze over southern Africa during the biomass-burning season. The haze is confined below a temperature inversion. Above the inversion, the air is remarkably clean and the visibility is excellent. (Photo: P. V. Hobbs.)

Los criterios de estabilidad pueden expresarse también en función de la temperatura potencial. A partir de la ecuación (1.24)

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{k}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{1}{T} (\Gamma - \gamma), \quad (3.10)$$

donde hemos utilizado (3.1), (3.8) y la ecuación de estado. Por tanto, las condiciones de estabilidad pueden ser también expresadas de la siguiente forma:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 \quad \text{ESTABLE}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad \text{NEUTRO O INDIFERENTE}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0 \quad \text{INESTABLE}$$

El gradiente pseudoadiabático

Ejercicio 3.50. Obtenga una expresión para la tasa de cambio de la temperatura con la altura (Γ_s) de una masa de aire sometida a un proceso adiabático saturado. Suponga que

$$\rho L_v \left(\frac{dw_s}{dp} \right)_T$$

es pequeño comparado con 1.

En base al ejercicio anterior se ve que

$$\Gamma_s = \Gamma \frac{1 - \rho L \frac{\partial w_s}{\partial p}}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{\partial w_s}{\partial T}} \cong \frac{\Gamma}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{\partial w_s}{\partial T}}$$

Y usando la definición de w_s y la ecuación de Clausius-Clapeyron

$$\Gamma_s = \Gamma \frac{1 + \frac{Lw_s}{R'T}}{1 + \frac{L^2 \epsilon w_s}{c_p R'T^2}} \cong \frac{\Gamma}{1 + \frac{L^2 \epsilon w_s}{c_p R'T^2}} \quad (3.12)$$

Se observa, a partir de la (3.12) que $\Gamma_s < \Gamma$, siempre que $L_E > c_p T$. Debido al elevado valor de L para el agua, en la atmósfera dicha desigualdad se satisface siempre.

Criterios de estabilidad para el aire húmedo

Cuando una burbuja saturada se desplaza hacia arriba, su temperatura disminuirá, pero lo hará al ritmo correspondiente al gradiente pseudoadiabático. Si el gradiente ambiental es superior al pseudoadiabático, la burbuja se encontrará más caliente que su entorno y resultará acelerada en la dirección de su desplazamiento. Dicho aire será inestable, respecto al desplazamiento pseudoadiabático de la burbuja. Considerando la posibilidad de que se produzca condensación, durante la ascensión, caben cinco tipos de estabilidad para el caso del aire húmedo:

$\gamma < \Gamma_s$	ABSOLUTAMENTE ESTABLE
$\gamma = \Gamma_s$	NEUTRO O INDIFERENTE SATURADO
$\Gamma_s < \gamma < \Gamma$	CONDICIONALMENTE INESTABLE
$\gamma = \Gamma$	NEUTRO O INDIFERENTE SECO
$\gamma > \Gamma$	ABSOLUTAMENTE INESTABLE

Inestabilidad convectiva

El peso de una columna de aire, de sección transversal unidad, que se extiende desde una cota donde la presión es p_1 hasta otra donde vale p_2 , es igual a $(p_1 - p_2)$. Vamos a considerar desplazamientos verticales de tal columna, en el supuesto de que su peso se mantiene constante. (Como g puede considerarse constante, con aceptable aproximación, esto equivale a decir que los desplazamientos verticales tienen lugar sin que varíe la masa). En tal caso, $\Delta p = p_1 - p_2$ es constante.

En virtud de la ecuación hidrostática, la altura de la columna y su espesor medido en diferencia de presión, están relacionados por $\Delta p = g\bar{\rho}\Delta z$, siendo $\bar{\rho}$ la densidad media del aire en la columna. Como la densidad, ρ , disminuye con la altura, es evidente que el ascenso de la columna debe llevar consigo un alargamiento de la misma, mientras que una contracción acompañará al descenso. Generalmente la estabilidad del aire viene afectada por este tipo de proceso.

Consideremos, en primer lugar, el caso del aire seco; antes del desplazamiento la estabilidad viene medida por $\partial\theta/\partial z$, de acuerdo con el criterio establecido anteriormente. Sucede que a lo largo de un pequeño intervalo de altura, ∂z , la temperatura potencial varía en $\delta\theta = (\partial\theta/\partial z)\delta z$; para este estrato elemental, $\delta\theta$ permanece constante en los desplazamientos adiabáticos. No obstante, cuando el estrato sube, con todas las condiciones restrictivas supuestas, δz aumentará, a consecuencia del alargamiento, que como vimos tiene lugar, y de esto se deduce que $(\partial\theta/\partial z)$ debe disminuir. Por otra parte, si la columna de aire desciende $\partial\theta/\partial z$ debe aumentar; una excepción se da en el caso de que el aire se encuentre en condiciones de neutralidad, pues entonces sucede que $(\partial\theta/\partial z) = 0$, antes y después del desplazamiento.

Estos resultados ponen de manifiesto que el ascenso no afecta la estabilidad de un estrato en el que inicialmente exista estabilidad neutra. Una capa, inicialmente inestable, pierde, en cambio, parte de su inestabilidad; mientras que otra que sea inicialmente estable, resulta tras el ascenso, menos estable. En una palabra, la ascensión hace que el gradiente térmico tienda hacia el gradiente adiabático seco. Lo contrario tiene lugar cuando un estrato desciende, pues en tal caso su gradiente térmico se aleja cada vez más del adiabático.

Este efecto puede comprenderse fácilmente mediante un diagrama termodinámico. En la figura 3.2 puede verse un estrato de 100 mb de espesor, antes y después del ascenso, para las tres posibles condiciones de estabilidad. Es digno de subrayar que un aire, inicialmente estable, sigue siéndolo tras el ascenso.

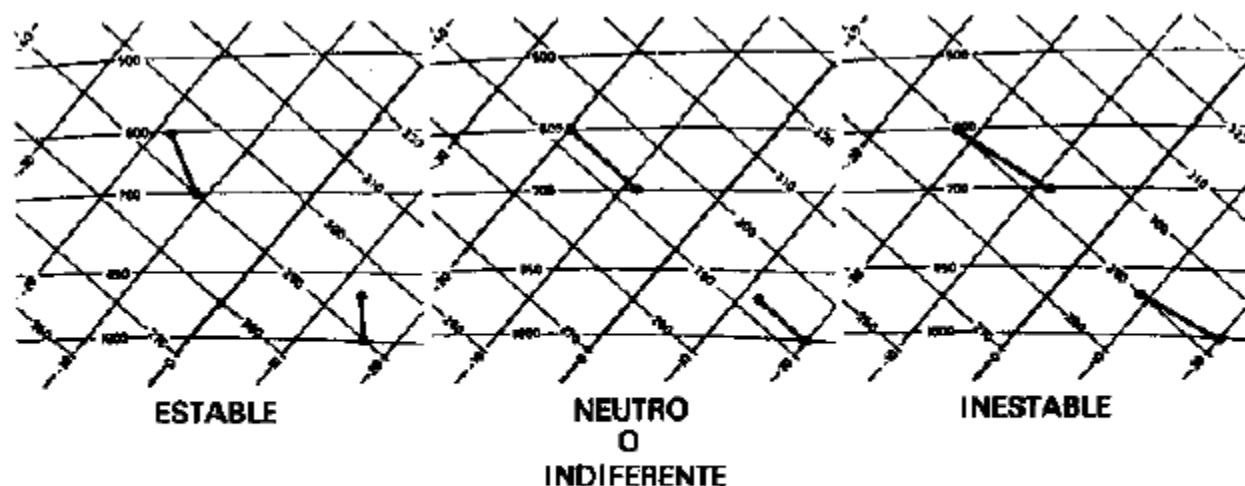


FIG. 3.2. Efecto de la ascensión sobre la estabilidad de un estrato (caso de aire seco).

La ascensión de una columna de aire húmedo, hasta que resulta totalmente saturada, también afecta a su estabilidad, pero existe una notable diferencia entre el aire seco y el húmedo, y es que este último, supuesto inicialmente estable, puede llegar a ser absolutamente inestable o condicionalmente inestable, por la ascensión. Como puede verse en la figura, esto no ocurre con el aire seco.

De una columna de aire que se ha transformado en inestable, mediante un proceso ascensional hasta alcanzar la saturación, se dice que es convectivamente inestable. (Algunos textos usan la expresión potencialmente inestable). Los criterios de estabilidad convectiva pueden expresarse en función del gradiente de la temperatura potencial del termómetro húmedo.

$\frac{\partial \theta_w}{\partial z} > 0$	CONVECTIVAMENTE ESTABLE	$-\frac{\partial T_w}{\partial z} < \Gamma_s$
$\frac{\partial \theta_w}{\partial z} = 0$	CONVECTIVAMENTE NEUTRO	$-\frac{\partial T_w}{\partial z} = \Gamma_s$
$\frac{\partial \theta_w}{\partial z} < 0$	CONVECTIVAMENTE INESTABLE	$-\frac{\partial T_w}{\partial z} > \Gamma_s$

Estos criterios se comprenden mejor refiriéndolos al tefigrama (Fig. 3.3).

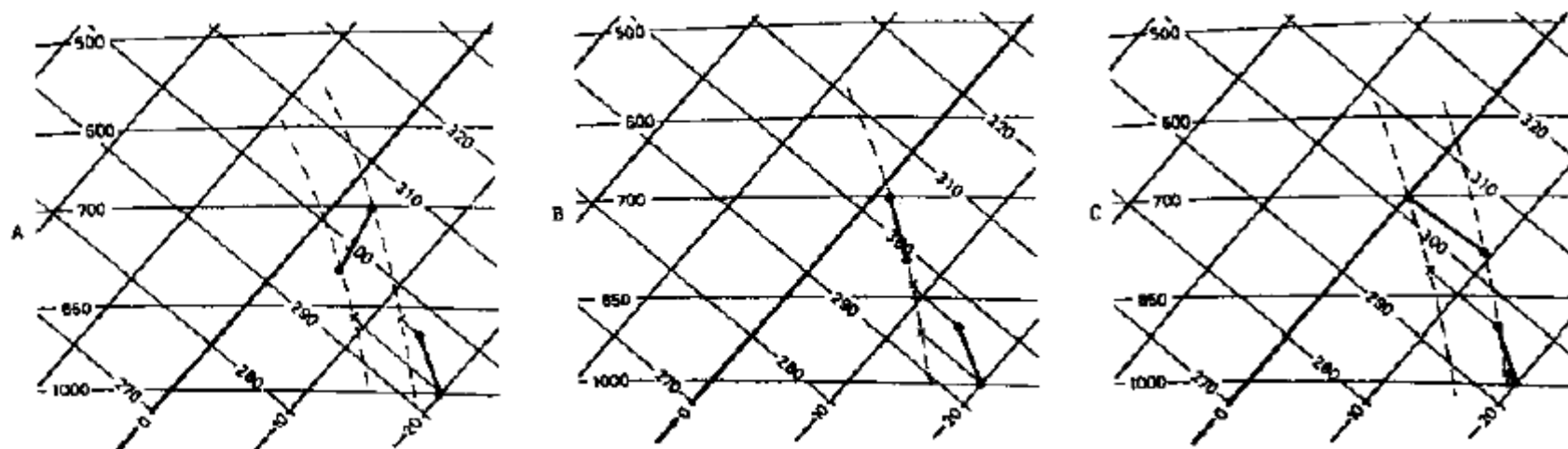


FIG. 3.3. Explicación del criterio para la inestabilidad convectiva. En cada caso el estrato, situado entre 900 y 1000 mb es elevado a 700 mb, produciéndose condensación en toda la masa del aire ascendente. En el caso A, $\partial\theta_w/\partial z > 0$ y el ascenso, hasta determinar la condensación produce una estabilización del estrato. En el caso B, existe estabilidad neutra convectiva, con $\partial\theta_w/\partial z = 0$. El caso C, con $\partial\theta_w/\partial z < 0$, es convectivamente inestable.