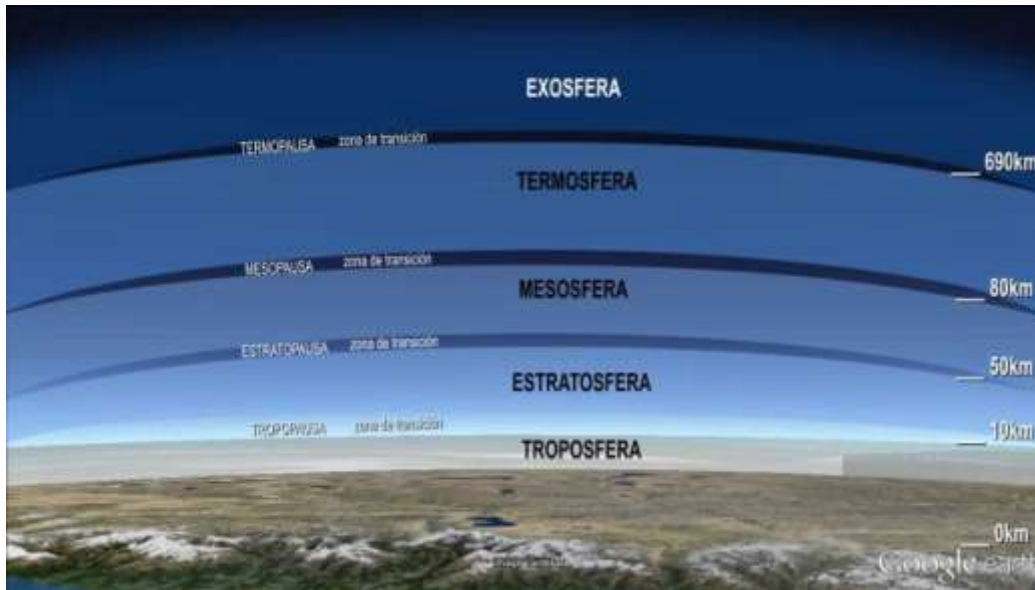


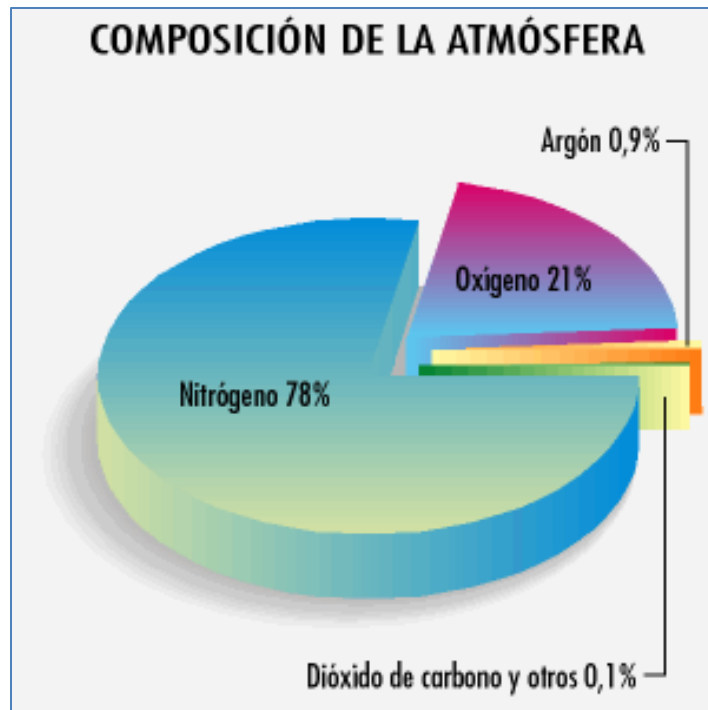
1

Termodinámica del aire seco



Composición de la Atmósfera

El aire es una mezcla de varios de los denominados gases permanentes, un grupo de gases de concentración variable, así como partículas sólidas y líquidas también en variable concentración. El nitrógeno y el oxígeno constituyen, respectivamente, el 78 % y el 21 %, en volumen, de los gases permanentes; el resto, el 1 %, está constituido fundamentalmente por argón, pero con vestigios de neon, helio y otros gases. La composición del aire es notablemente uniforme, y la proporción relativa de los gases permanentes se mantiene prácticamente constante, siendo la misma en todas partes y hasta una altura de 90 km.



Composición de la atmósfera actual	
Gases	%
Nitrógeno (N ₂)	78,08
Oxígeno (O ₂)	20,95
Dióxido de Carbono (CO ₂)	0,0356
Vapor de agua (H ₂ O)	0,001
Metano (CH ₄)	0,00018
Óxido nitroso (N ₂ O)	0,00003
Clorofluorocarbonos (CFC)	0,00000001
Ozono (O ₃)	0 - 0,1
Argón (Ar)	0,93
Neón (Ne)	0,0018
Helio (He)	0,0005
Kriptón (Kr)	Trazas
Xenón (Xe)	Trazas
Hidrógeno (H ₂)	0,00005

De los gases que están presentes en cantidades variables, los más abundantes son el vapor de agua, el anhídrido carbónico y el ozono; son los gases que más notablemente afectan a la transferencia radiativa en la atmósfera. El vapor de agua, por otra parte, juega también un importante papel en la termodinámica de la atmósfera.

Las partículas de materia, sólidas y líquidas, suspendidas en el aire, se denominan aerosoles. Ejemplos corrientes son las gotitas de agua, incluyendo las nubes, partículas de polvo ordinario y polen. La termodinámica se ocupa de los gases, pero ocurre que un grupo selecto de aerosoles, denominados núcleos higroscópicos, son cruciales en la condensación del vapor de agua en la atmósfera.

En meteorología se enfoca el problema del aire tratándolo como si en realidad fuera la mezcla de dos gases ideales, "aire seco" y vapor de agua; esta mezcla se denomina aire húmedo. Las propiedades termodinámicas del aire húmedo se determinan combinando los comportamientos, por separado, del aire seco y del vapor.

La ecuación de estado para el aire seco

La ecuación de estado para un gas perfecto, o ley del gas ideal, expresa la relación entre presión p , volumen V , y temperatura T , de un gas en equilibrio térmico:

$$pV = CT, \quad (1.1)$$

donde C es una constante propia de cada gas.

Esta ecuación se reduce a una forma standard, recurriendo a la ley de Avogadro que establece que a la misma presión y temperatura, el volumen ocupado por un mol de cualquier gas es el mismo. Llamando v a dicho volumen, tenemos:

$$pv = C'T, \quad (1.2)$$

donde ahora C' es una constante, igual para todos los gases. Se denomina la constante *universal* de los gases y se designa por R^* ; su valor es $R^* = 8,314 \times 10^7 \text{ ergs. K}^{-1} \text{ mol}^{-1} = 8,314 \text{ joules K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$.

Como un volumen cualquiera $V = nv$, siendo n el número de moles, se deduce de la (1.2) que

$$pV = nR^*T. \quad (1.3)$$

y dividiendo por la masa M del gas, resulta

$$\frac{pV}{M} = \frac{n}{M} R^*T.$$

Pero, $V/M = \alpha$, o volumen específico, y $n/M = 1/m$, donde m designa el peso molecular del gas. En consecuencia (1.3) queda reducida a

$$p\alpha = R'T, \quad (1.4)$$

donde $R' = R^*/m$, es la constante *individual* del gas.

Debido a que la constante de los gases para un Número de Avogadro ($N_A = 6.022 \times 10^{23}$) moléculas es R^* , definimos:

$$k = \frac{R^*}{N_A}$$

Por lo tanto, para un gas que contiene n_0 moléculas por unidad de volumen, la ecuación del gas ideal resulta:

$$p = n_0kT$$

Ahora podemos definir el peso molecular aparente m_d de aire seco como la masa total (en gramos) de los gases constituyentes en el aire seco dividido por el número total de moles de los gases constituyentes; es decir,

$$m_d = \frac{\sum_i M_i}{\sum_i \frac{M_i}{m_i}}$$

donde M_i y m_i representan la masa (en gramos) y el peso molar, respectivamente, del componente i en la mezcla.

El peso molecular aparente de aire seco es 28,97. Debido a que R^* es la constante del gas para 1 mol de cualquier sustancia, o para m_d (= 28.97) gramos de aire seco, la constante del gas para 1 g de aire seco es R^*/m_d , y para 1 kg de aire seco es:

$$R_d = 1000 \frac{R^*}{m_d} = 1000 \frac{8.3145}{28.97} = 287.0 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$$

Para los intervalos de temperatura y presión que se consideran en meteorología, la (1.4) describe bastante bien el comportamiento del aire seco y con suficiente precisión en la mayor parte de los casos.

Primera ley termodinámica

La primera ley es una declaración de dos hechos empíricos:

1. El calor es una forma de energía.
2. La energía se conserva.

La primera es la denominada ley de Joule, y expresa el equivalente mecánico del calor como

$$1 \text{ cal} = 4,186 \times 10^7 \text{ ergs} = 4,186 \text{ joules.} \quad (1.5)$$

El segundo hecho empírico puede escribirse en forma algébrica:

$$dQ = dU + dW. \quad (1.6)$$

De la cantidad total de calor dado a un gas, dQ , parte tenderá a aumentar su energía interna en dU , y el resto determinará que el gas produzca trabajo, en cantidad dW . En general, resulta más útil escribir la última ecuación referida a la unidad de masa, en la forma:

$$dq = du + dw. \quad (1.7)$$

En esta última expresión, examinemos primero el término trabajo; consideremos una burbuja de gas que tenga un volumen V y un área superficial A , tal como se indica en la figura 1.1. El cambio de volumen, asociado a una pequeña expansión lineal dn , será

$$dV = Adn.$$

Pero $p = F/A$, donde F es la fuerza ejercida sobre el gas, de modo que

$$pdV = Fdn. \quad (1.8)$$

El trabajo realizado en la expansión del gas es $dW = Fdn$; en consecuencia (1.8) podrá escribirse

$$dW = pdV.$$

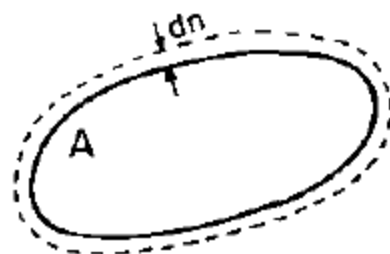


FIG. 1.1. Expansión de una burbuja de gas.

El trabajo hecho, por unidad de masa del gas (trabajo específico) es

$$dw = p d\alpha. \quad (1.9)$$

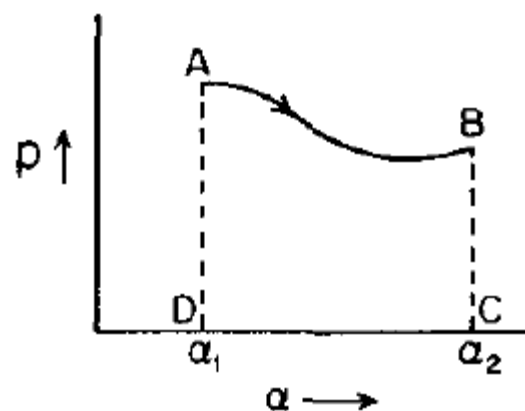
En general, el trabajo específico realizado en una expansión finita de α_1 a α_2 , es

$$\int dw = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} p d\alpha.$$

integración que puede ser fácilmente calculada mediante la ayuda de un diagrama termodinámico.

Un diagrama termodinámico es una representación gráfica en la que las coordenadas son variables de estado; en tal diagrama, un estado de un gas en equilibrio puede representarse por un punto; cuando el gas evoluciona, pasando por sucesivos estados de equilibrio (p.e. en virtud al calor que recibe o a la fuerza ejercida sobre el mismo, desde el exterior), va describiendo una trayectoria sobre el diagrama termodinámico.

El trabajo realizado en la expansión de un gas viene ilustrado sobre un diagrama cuyas coordenadas son el volumen específico y la presión, como se indica en la figura 1.2. En el ejemplo, el gas se expandiona desde el estado inicial, dado por $A (p_1, \alpha_1)$ hasta el final, $B (p_2, \alpha_2)$; el trabajo específico realizado viene representado por el área $ABCD$. En realidad existen muchas posibles trayectorias de equilibrio entre A y B , según sea el calor cedido al gas o emitido por éste, o en qué momento de la evolución tiene lugar el intercambio calorífico. En consecuencia, el trabajo realizado depende de la trayectoria sobre la que se hace la integración, lo que equivale a decir que $dw = p d\alpha$, no es una diferencial exacta. Por tanto, *no* existe una función general $F(\alpha)$, tal que

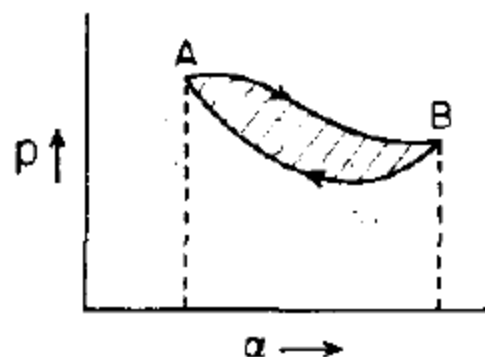


$$\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} p d\alpha = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} dF(\alpha) = F(\alpha_2) - F(\alpha_1).$$

(Algunos autores destacan esta circunstancia escribiendo δw en lugar de dw).

FIG. 1.2. Diagrama termodinámico representando el trabajo realizado en la expansión.

En la teoría termodinámica son de especial interés los procesos *cíclicos*, en los cuales el gas experimenta una serie continua de cambios, para terminar con las mismas coordenadas termodinámicas que tenía al principio. En la figura 1.3 viene representado uno de tales ciclos, en el diagrama p, α : el gas parte del estado A y evoluciona hacia el B , a lo largo de la curva que se indica; lo mismo que antes, el área limitada por esta curva representa el trabajo hecho por el gas en su expansión de α_1 a α_2 . A continuación el gas es comprimido y obligado a recuperar su estado A , a lo largo de la curva inferior. En esta etapa del proceso, se ha realizado un trabajo sobre el gas. El trabajo neto hecho por el gas, en el proceso cíclico completo, viene representado por el área rayada. Adviértase que si el proceso hubiera tenido lugar en sentido opuesto, con las flechas invertidas, el área rayada correspondería al trabajo hecho contra el gas. En un proceso cíclico, el trabajo neto viene descrito matemáticamente por una integral curvilínea, a lo largo de la trayectoria de la evolución



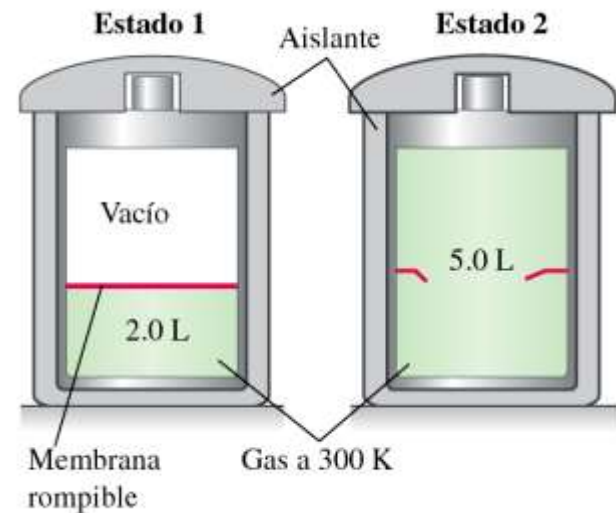
$$\int_c dw = \int_c p d\alpha.$$

FIG. 1.3. Proceso cíclico.

Para integrandos que fueran diferenciales exactas, cualquier integración a lo largo de un ciclo sería nula, ya que como sabemos sólo depende de los límites de integración; éste no es el caso, en general, para dw , tal como hemos explicado anteriormente.

Ley de Joule

Tras una serie de experimentos de laboratorio sobre el aire, Joule concluyó en 1848 que cuando un gas se expande sin hacer el trabajo externo, mediante la expansión a una cámara de vacío, y sin tomar o ceder calor, la temperatura del gas no cambia. Esta afirmación, que se conoce como la *ley de Joule*, es estrictamente cierta sólo para un gas ideal, pero el aire (y muchos otros gases) se comporta de manera muy similar a un gas ideal a través de una amplia gama de condiciones.



La ley de Joule conduce a una conclusión importante en relación con la energía interna de un gas ideal. Si un gas ni hace trabajo externo, ni toma o cede calor, en la ecuación

$$dq - dw = du$$

$dw = 0$ y $dq = 0$, de modo que $du = 0$. También, de acuerdo con la ley de Joule, en estas condiciones, la temperatura del gas no cambia, lo que implica que la energía cinética de las moléculas se mantiene constante. Por lo tanto, debido a que la energía interna total del gas es constante, la parte de la energía interna debida a la energía potencial debe también permanecer sin cambios, a pesar de que el volumen de gas cambie. En otras palabras, la energía interna de un gas ideal es independiente de su volumen si la temperatura se mantiene constante. Este caso puede darse sólo si las moléculas de un gas ideal no ejercen fuerzas entre sí. En ese caso, *la energía interna de un gas ideal dependerá sólo de su temperatura.*

Capacidades caloríficas

Consideremos ahora el término du en la ecuación (1.7); para un gas ideal, cualquier aumento de energía interna aparece en forma de incremento de temperatura, siendo el cambio de temperatura proporcional a la cantidad de calor suministrado, de acuerdo con

$$dT = \frac{1}{c} dq, \quad (1.10)$$

donde c es el calor específico y viene medido en $\text{cal g}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Para un gas, c no es constante, ya que su valor depende de que haya o no intercambio de trabajo, durante el proceso de calentamiento; si no lo hay, $d\alpha = 0$, según (1.9), y podremos escribir para el calor específico

$$c_v = \left(\frac{dq}{dT} \right)_\alpha, \quad (1.11)$$

que se conoce por el nombre de calor específico a volumen constante.

Nota: Como para un gas ideal, U es sólo función de T , la ecuación:

$$\Delta U = c_v \Delta T$$

es también válida para procesos que implican gases ideales en los que V no es constante.

Otro caso de interés, es cuando se suministra calor, pero se mantiene la presión constante, para cuyo proceso el calor específico es

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p, \quad (1.12)$$

y se conoce con el nombre de calor específico a presión constante.

Evidentemente, $c_p > c_v$, puesto que en el proceso que ocurre a presión constante, parte del calor recibido será utilizado en realizar trabajo, de acuerdo con el término $p d\alpha$, mientras que si tiene lugar a volumen constante, todo el calor recibido se utiliza en producir aumento de T . Para el aire seco:

$$\begin{aligned} c_p &= 0,24 \text{ cal g}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} = 1,005 \text{ joules g}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \\ c_v &= 0,17 \text{ cal g}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} = 0,716 \text{ joules g}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}. \end{aligned}$$

Del calor total recibido, la cantidad que se convierte en energía interna es

$$du = c_v dT \quad (1.13)$$

y el resto va al término correspondiente al trabajo. Por tanto, la expresión general de la conservación de la energía es

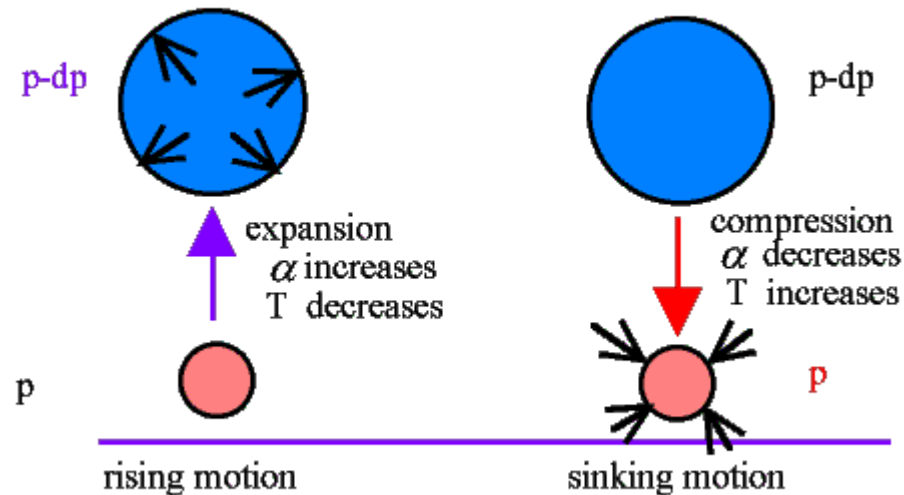
$$dq = c_v dT + p d\alpha. \quad (1.14)$$

Concepto de parcela atmosférica

En muchos problemas de mecánica de fluidos, la mezcla se considera como un resultado de los movimientos aleatorios de las moléculas individuales. En la atmósfera, la mezcla molecular es importante sólo dentro de un centímetro de la superficie de la Tierra y en niveles por encima de la tropopausa (~ 105 km). En los niveles intermedios, prácticamente toda la mezcla en la vertical se logra mediante el intercambio de "parcelas de aire" macro-escalares con dimensiones horizontales que van desde milímetros hasta la escala de la Tierra misma. Para obtener algunas ideas sobre la naturaleza de la mezcla vertical en la atmósfera, es útil tener en cuenta el comportamiento de una parcela de aire de dimensiones infinitesimales que se supone que es:

- i. térmicamente aislada de su entorno de manera que su temperatura cambia adiabáticamente a medida que asciende o desciende, permaneciendo siempre exactamente a la misma presión que el aire ambiental para un mismo nivel, suponiéndose en equilibrio hidrostático; y
- ii. moviéndose lo suficientemente lento como para suponer que la energía cinética macroscópica de la porción de aire es una fracción insignificante de su energía total.

Aunque en el caso de las parcelas de aire reales, una o más de estas hipótesis es casi siempre violada, en cierta medida, este simple idealizado modelo es útil en la comprensión de algunos de los procesos físicos que influyen en la distribución de los movimientos verticales y la mezcla vertical en la atmósfera.



Procesos especiales

Por diferenciación en (1.4) obtenemos

$$pd\alpha + \alpha dp = R' dT \quad (1.15)$$

ecuación diferencial que relaciona los cambios de presión, volumen específico y temperatura, en condiciones de equilibrio termodinámico. Combinando (1.15) y (1.14)

$$dq = (c_v + R')dT - \alpha dp.$$

pero

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p = c_v + R',$$

de modo que:

$$dq = c_p dT - \alpha dp \quad (1.16)$$

que podremos utilizar, en lugar de la (1.14), como otra expresión de la primera ley.

Vamos a definir algunos procesos especiales, mediante estas ecuaciones:

(a) Proceso isobárico: $dp = 0$

$$dq = c_p dT = \left(\frac{c_p}{c_v}\right) c_v dT = \left(\frac{c_p}{c_v}\right) du. \quad (1.17)$$

(b) Proceso isoterma: $dT = 0$

$$dq = -\alpha dp = p d\alpha = dw. \quad (1.18)$$

(c) Proceso isostérico: $d\alpha = 0$

$$dq = c_v dT = du. \quad (1.19)$$

(d) Proceso adiabático: $dq = 0$

$$c_p dT = \alpha dp \quad (1.20)$$

$$c_v dT = -p d\alpha. \quad (1.21)$$

El proceso adiabático es de una especial importancia, dado que muchos de los cambios de temperatura que tienen lugar en la atmósfera pueden considerarse, aproximadamente, como adiabáticos. A partir de la (1.20) y de la ecuación de estado se obtiene:

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

que por integración conduce a:

$$\left(\frac{T}{T_0}\right) = \left(\frac{p}{p_0}\right)^k, \quad (1.23)$$

donde $k = R'/c_p = (c_p - c_v)/c_p = 0,286$.

Este resultado (1.23) se conoce con el nombre de ecuación de Poisson válida para los procesos adiabáticos; es posible y sencillo deducir otras ecuaciones equivalentes a la (1.23), en las que intervengan cualquiera de las otras parejas de las variables termodinámicas presión, temperatura y volumen específico.

Mediante la ecuación (1.23) se define una cuarta variable termodinámica, denominada temperatura potencial, que designaremos por θ , de la siguiente manera:

$$\left(\frac{T}{\theta}\right) = \left(\frac{p}{1000 \text{ mb}}\right)^k$$

o

$$\theta = T \left(\frac{1000 \text{ mb}}{p}\right)^k \quad (1.24)$$

y que puede interpretarse como la temperatura que alcanzaría una burbuja de aire, inicialmente a la temperatura T y presión p , sometida a una compresión o expansión adiabática que la lleva a la presión final de 1000 mb. (1 mb = 10^{-3} bars = 10^3 dinas/cm.²). La temperatura potencial es una variable de estado, porque puede expresarse en función de las variables de estado p y T . En cualquier proceso adiabático, θ se mantiene constante; por esta razón decimos que la temperatura potencial es una propiedad *conservativa*, respecto a los procesos adiabáticos.

Entalpía

Si se añade calor a un material a presión constante de manera que el volumen específico del material aumenta de α_1 a α_2 , el trabajo realizado por una unidad de masa del material es $p(\alpha_2 - \alpha_1)$. Por lo tanto, la cantidad finita de calor Δq añadido a una unidad de masa del material a presión constante está dada por

$$\begin{aligned}\Delta q &= (u_2 - u_1) + p(\alpha_2 - \alpha_1) \\ &= (u_2 + p\alpha_2) - (u_1 + p\alpha_1)\end{aligned}$$

donde son, respectivamente, las energías internas inicial y final de una unidad u_1 y u_2 de masa del material. Por lo tanto, a presión constante,

$$\Delta q = h_2 - h_1$$

donde h es la *entalpía* de una unidad de masa del material, que se define por

$$h \equiv u + p\alpha$$

Debido a que u , p , y α son funciones de estado, h es una función de estado.

Diferenciando, obtenemos

$$dh = du + d(p\alpha)$$

Sustituyendo du a partir de (1.11) y como $d(p\alpha) = p d\alpha + \alpha dp$, combinando con (1.14) obtenemos $dq = c_v dT + d(p\alpha) - \alpha dp$, y por lo tanto

$$dq = dh - \alpha dp$$

que es una forma más de la primera ley de la termodinámica.

Comparando esta última expresión con (1.16) vemos que

$$dh = c_p dT$$

o, en forma integrada,

$$h = c_p T$$

donde h se toma como cero cuando $T = 0$. En vista de esta última, h corresponde a la cantidad de calor necesaria para elevar la temperatura de un material de 0 a T K a presión constante.

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*, como los científicos atmosféricos comúnmente se refieren a ella) y \therefore :

$$dq = dh = c_p dT$$

El aire dentro de la capa se expande cuando se calienta, y hace trabajo sobre el aire que está arriba levantándolo contra la atracción gravitacional de la Tierra. De la energía por unidad de masa impartida al aire por el calentamiento, vemos a partir de (1.11) y (1.14) que $du = c_v dT$ se refleja en un aumento de la energía interna y $p d\alpha = R dT$ se gasta haciendo trabajo en el aire sobreyacente. Debido a que la atmósfera se compone principalmente de gases diatómicos (N_2 y O_2), la energía añadida por el calentamiento dq se reparte entre el aumento de la energía interna du y el trabajo de expansión $p d\alpha$ en una relación 5:2.

Segunda ley de la Termodinámica

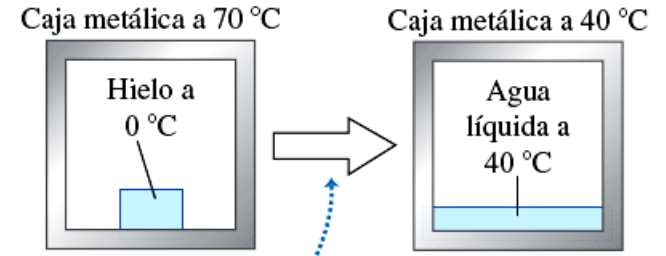
Planteamiento de Clausius

Es imposible que un proceso tenga como único resultado la transferencia de calor de un cuerpo más frío a uno más caliente.

Planteamiento de Kelvin-Planck

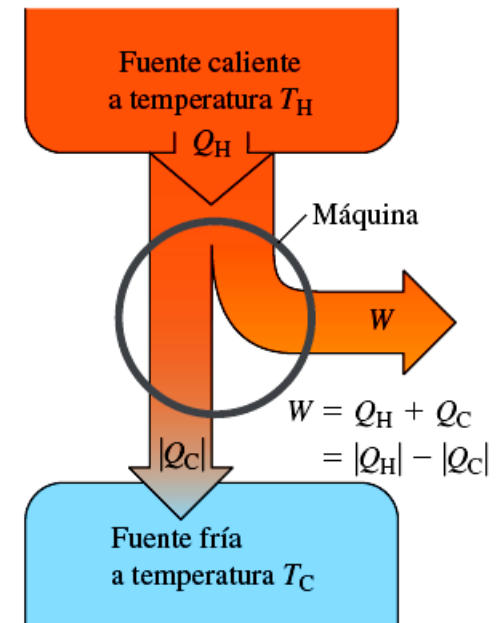
Es imposible que un sistema efectúe un proceso en el que absorba calor de una fuente de temperatura uniforme y lo convierta totalmente en trabajo mecánico, terminando en el mismo estado en que inició.

a) Un bloque de hielo se derrite *irreversiblemente* cuando lo colocamos en una caja metálica caliente (70 °C).

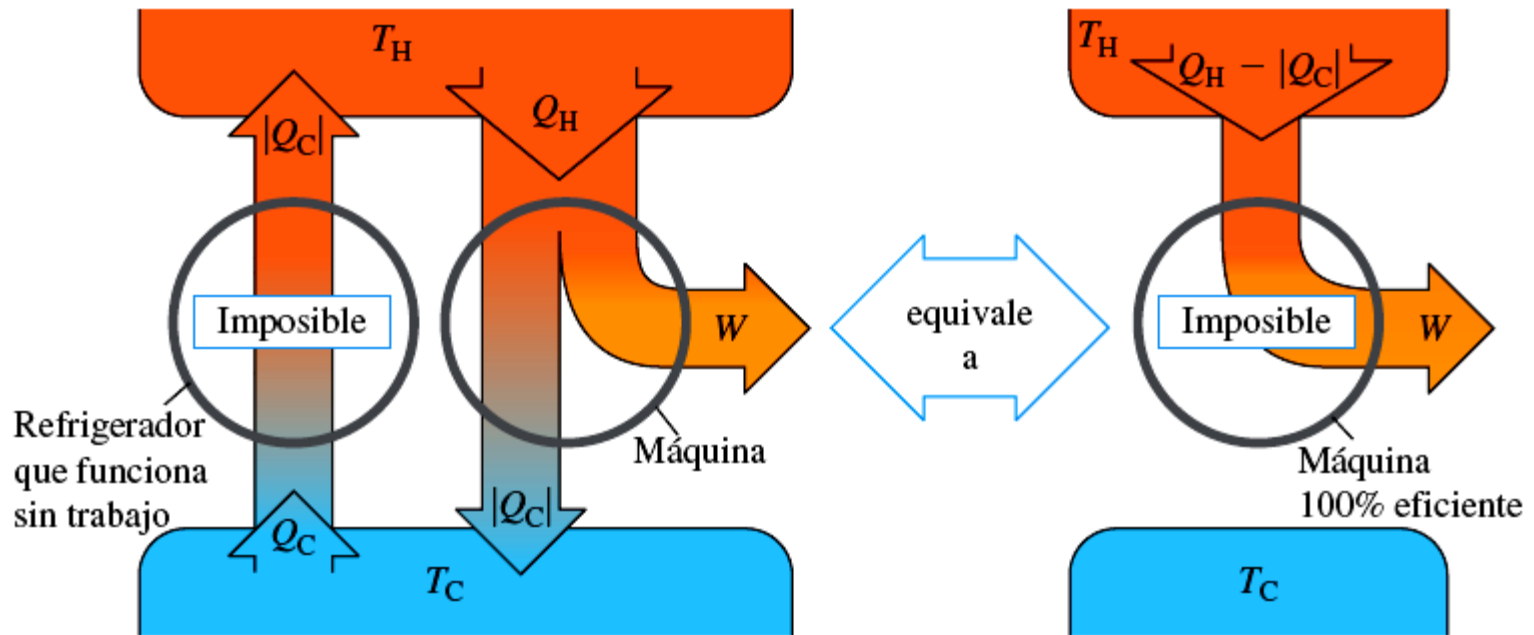


Fluye calor de la caja al hielo y el agua, nunca al revés.

20.3 Diagrama de flujo de energía para una máquina térmica.

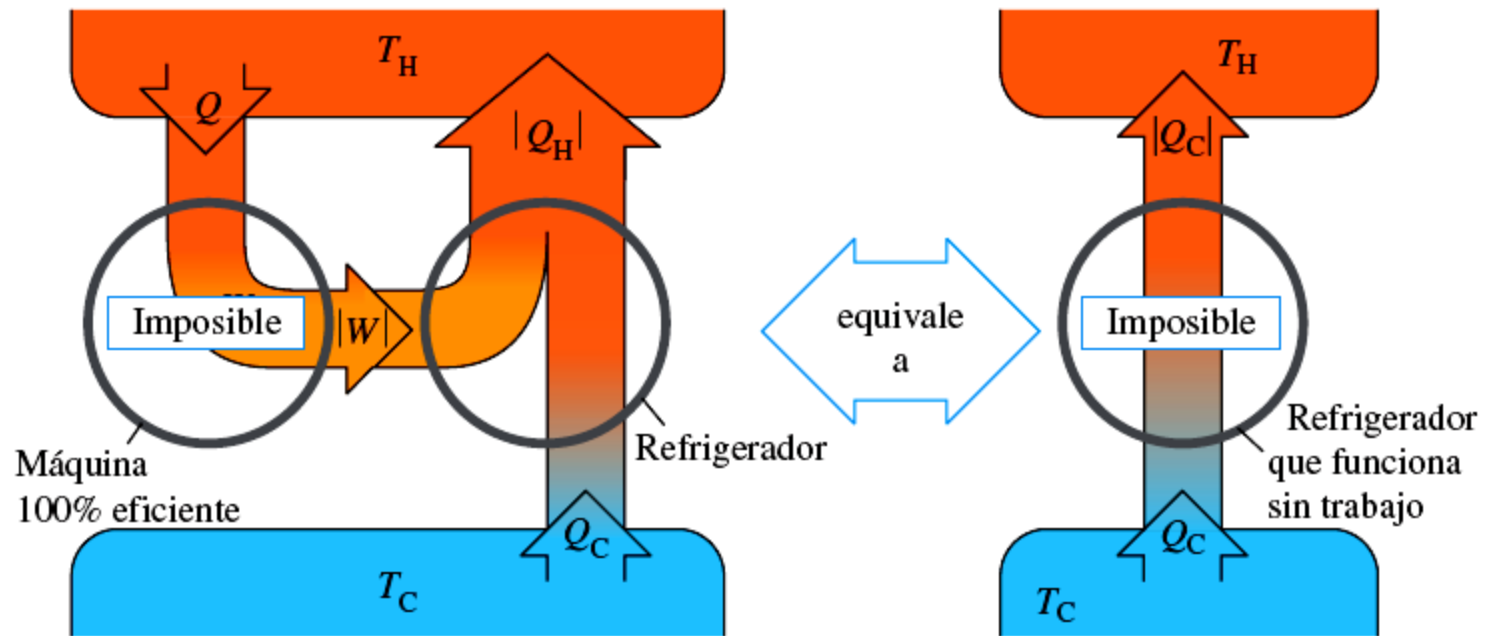


a) El planteamiento de “máquina” de la segunda ley de la termodinámica



Si fuera posible que un refrigerador funcionara sin trabajo, junto con una máquina térmica ordinaria, podría usarse para crear una máquina 100% eficiente, convirtiendo el calor $Q_H - |Q_C|$ completamente en trabajo.

b) El planteamiento de “refrigerador” de la segunda ley de la termodinámica



Si fuera posible que una máquina 100% eficiente, junto con un refrigerador doméstico, podría usarse para crear un refrigerador que funcionara sin trabajo, transfiriendo el calor Q_C de la fuente fría a la caliente sin aportar trabajo.

Entropía

La segunda ley de la termodinámica implica la existencia de otra variable de estado, llamada entropía, que puede definirse mediante la ecuación

$$d\phi = \frac{dq}{T}, \quad (1.25)$$

donde $d\phi$ representa el aumento de entropía específica que acompaña a la adición de una cantidad de calor dq a la unidad de masa del gas, a la temperatura T . Se deduce de la (1.16) que

$$d\phi = \frac{1}{T} [c_p dT - \alpha dp] = c_p \frac{dT}{T} - R' \frac{dp}{p} = c_p \left[\frac{dT}{T} - k \frac{dp}{p} \right] = c_p \frac{d\theta}{\theta}. \quad (1.26) \quad *$$

que por integración conduce a:

$$\phi = c_p \ln \theta + \text{const.}, \quad (1.27)$$

que liga la entropía a la temperatura potencial. Resulta evidente, a partir de la ecuación de definición (1.25), que los procesos adiabáticos ($dq = 0$) son también isoentrópicos.

La segunda ley de la termodinámica establece (en parte) que *para una transformación reversible no hay ningún cambio en la entropía del universo* (donde “universo” se refiere a un sistema y su entorno). En otras palabras, si un sistema recibe calor de manera reversible, el aumento de su entropía es exactamente igual en magnitud a la disminución de la entropía de su entorno.

El concepto de reversibilidad es una abstracción. Una transformación reversible mueve un sistema a través de una serie de estados de equilibrio de modo que la dirección de la transformación se puede invertir en cualquier momento al hacer un cambio infinitesimal en el entorno. Todas las transformaciones naturales son irreversibles en cierta medida. En una *transformación irreversible* (a veces llamada *transformación espontánea*), un sistema sufre transformaciones finitas a tasas finitas, y estas transformaciones no pueden ser invertidas simplemente cambiando el entorno del sistema en cantidades infinitesimales. Ejemplos de transformaciones irreversibles son el flujo de calor de un calentador a un cuerpo más frío, o la mezcla de dos gases.

Si un sistema recibe dq_{irrev} de calor a la temperatura T durante una transformación irreversible, el cambio en la entropía del sistema *no* es igual a dq_{irrev} / T . De hecho, para una transformación irreversible no hay una relación simple entre el cambio en la entropía del sistema y el cambio de la entropía de su entorno. Sin embargo, la parte restante de la segunda ley de la termodinámica establece que *la entropía del universo aumenta como resultado de transformaciones irreversibles*.

Las dos partes de la segunda ley de la termodinámica dichas anteriormente se pueden resumir de la siguiente manera:

$$\Delta\phi_{\text{universo}} = \Delta\phi_{\text{sistema}} + \Delta\phi_{\text{entorno}}$$

$$\Delta\phi_{\text{universo}} = 0 \quad \text{para transformaciones } \textit{reversibles} \text{ (equilibrio)}$$

$$\Delta\phi_{\text{universo}} > 0 \quad \text{para transformaciones } \textit{irreversibles} \text{ (espontaneas)}$$

La segunda ley de la termodinámica no puede probarse. Se cree que es válida porque conduce a deducciones que están de acuerdo con las observaciones y la experiencia.

Ejercicio 1.16. *Suponiendo la veracidad de la segunda ley de la termodinámica, probar que un gas ideal aislado puede expandirse de forma espontánea (i.e., en el vacío) pero no puede contraerse de forma espontánea.*

Sabemos que no hay ningún cambio en la entropía en un ciclo de Carnot. Debido a que cualquier ciclo reversible puede ser dividido en un número infinito de transformaciones adiabáticas y isotérmicas, y por lo tanto en un número infinito de ciclos de Carnot, se deduce que *en cualquier ciclo reversible la variación total de entropía es cero*. Este resultado es otra forma de expresar la segunda ley de la termodinámica.

En el mundo real (en oposición al mundo de los ciclos reversibles), los sistemas libres tienden a desordenarse con el tiempo, y por lo tanto aumenta su entropía. En consecuencia, una forma paralela de enunciar las dos leyes de la termodinámica es: (1) *la energía del universo es constante* y (2) *la entropía del universo tiende a un máximo*.

Ejercicio 1.17. *Un kilogramo de hielo a $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ se coloca en un recipiente aislado con 1 kg de agua a $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 1 atm . (a) ¿Qué parte del hielo se derrite? (b) ¿Cuál es el cambio que hay en la entropía del universo debido al derretimiento del hielo?*

Diagramas aerológicos

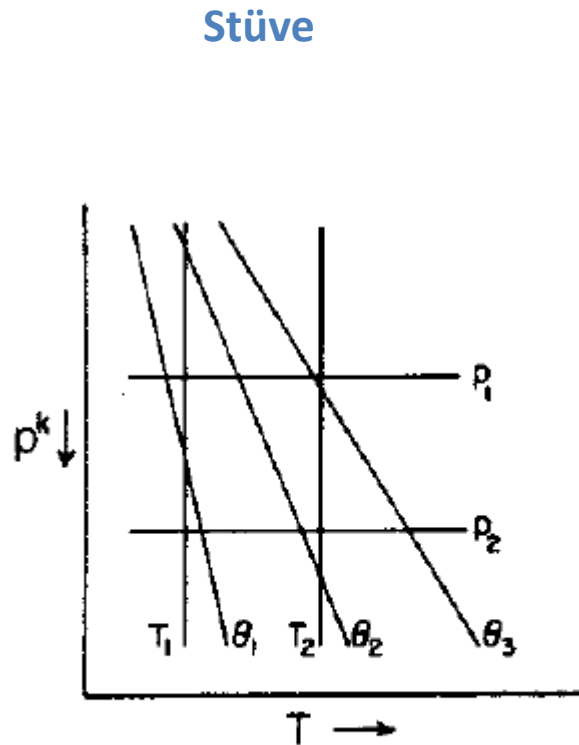


FIG. 1.4. Diagrama de Stüve.

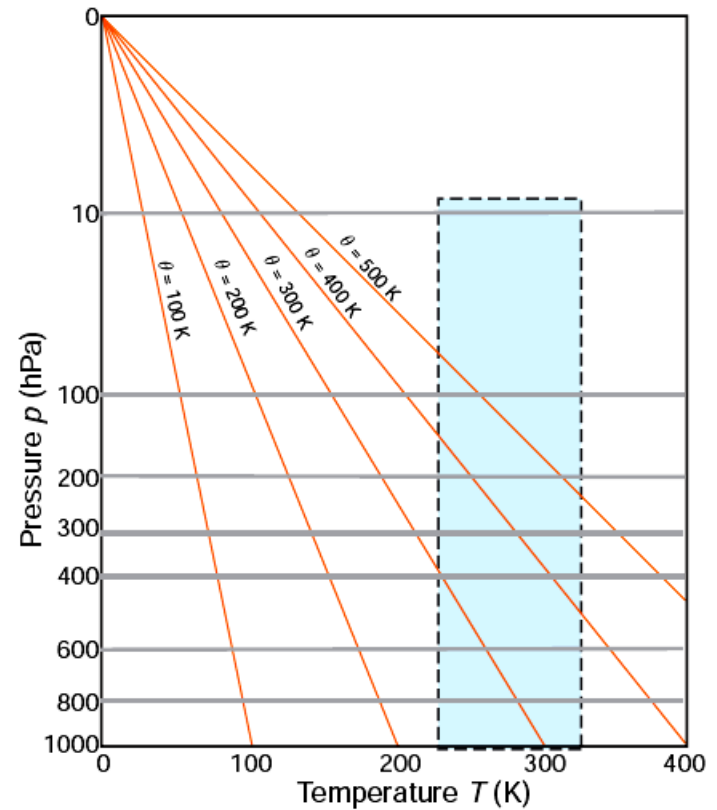


Fig. 3.6 The complete pseudoadiabatic chart. Note that p increases downward and is plotted on a distorted scale (representing $p^{0.286}$). Only the blue-shaded area is generally printed for use in meteorological computations. The sloping lines, each labeled with a value of the potential temperature θ , are dry adiabats. As required by the definition of θ , the actual temperature of the air (given on the abscissa) at 1000 hPa is equal to its potential temperature.

Emagrama

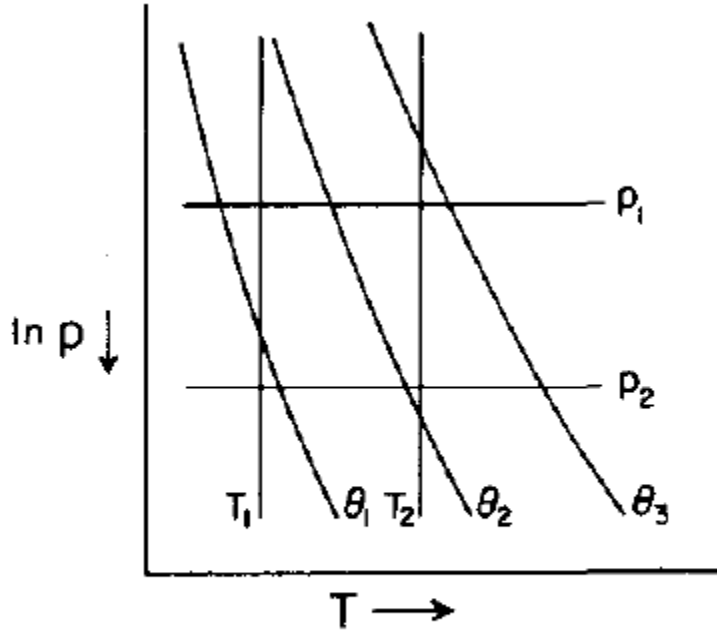
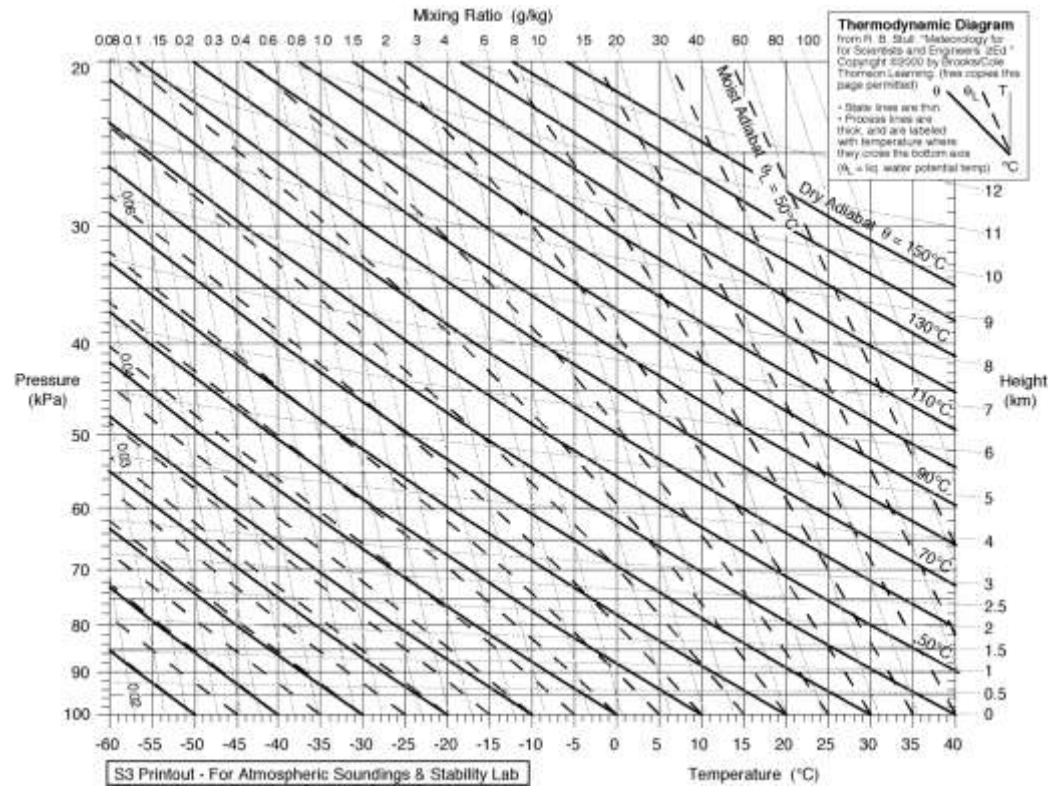
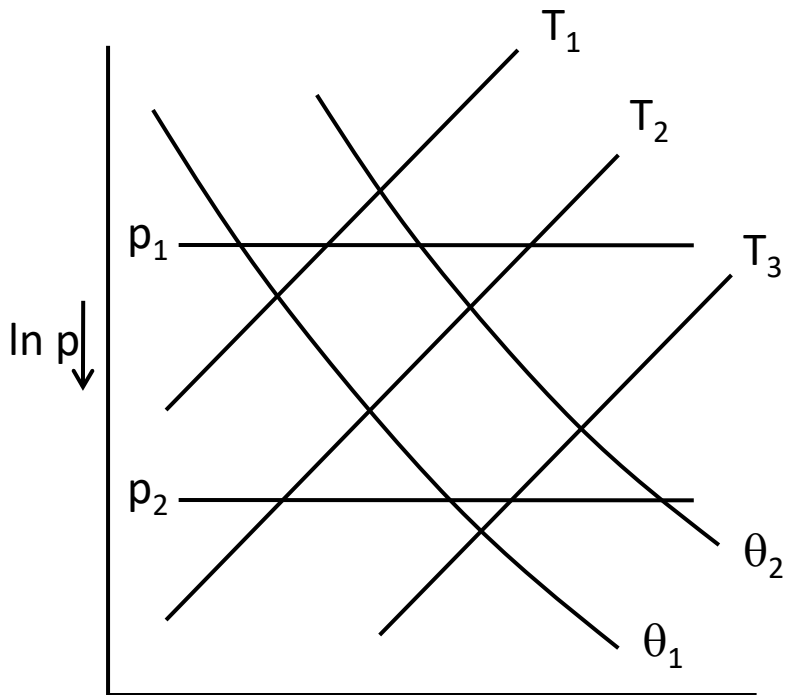


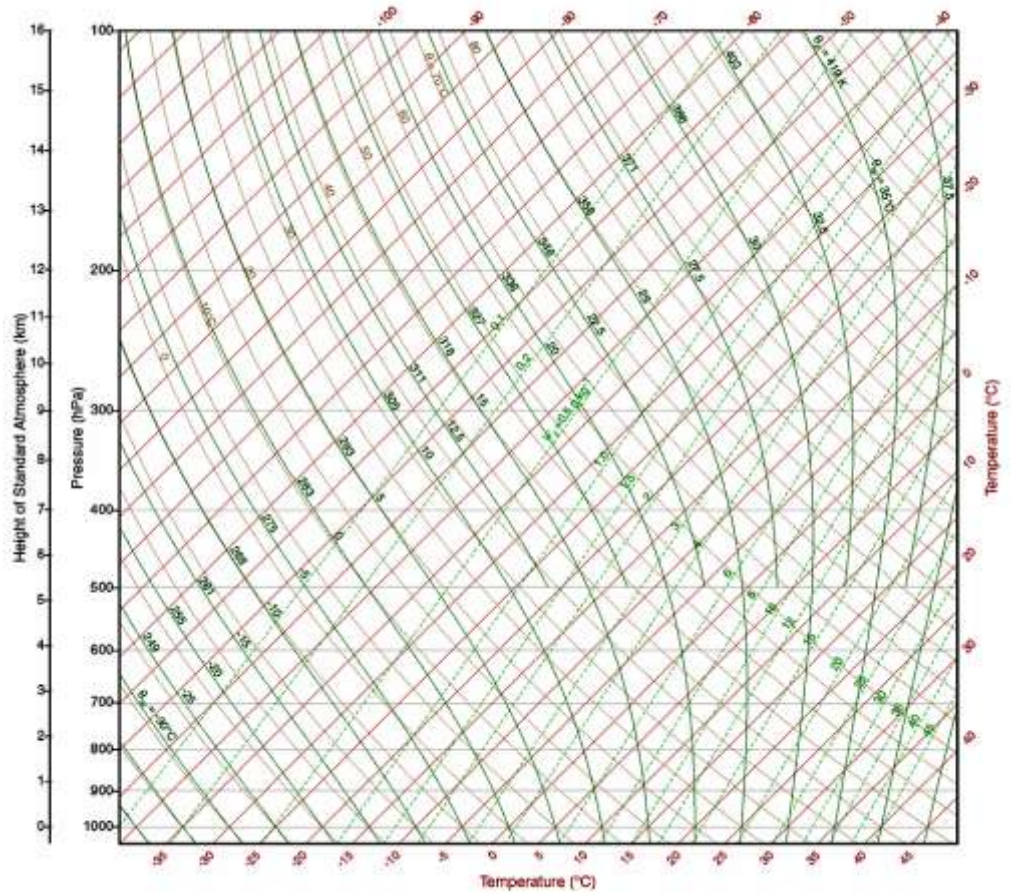
FIG. 1.5. Emagrama.



Skew T



Skew T - ln p Chart



Courtesy of Jennifer Adams, COLA

Tefigrama

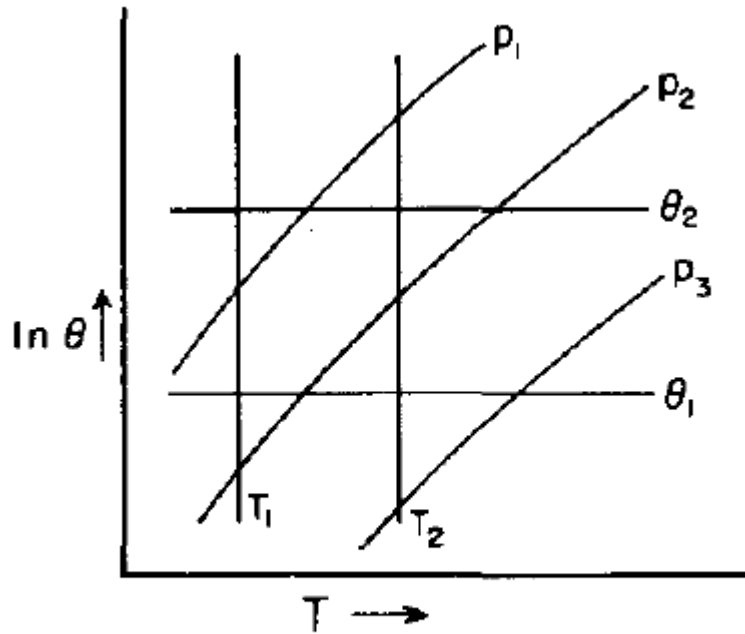


FIG. 1.6. Tefigrama esquemático.

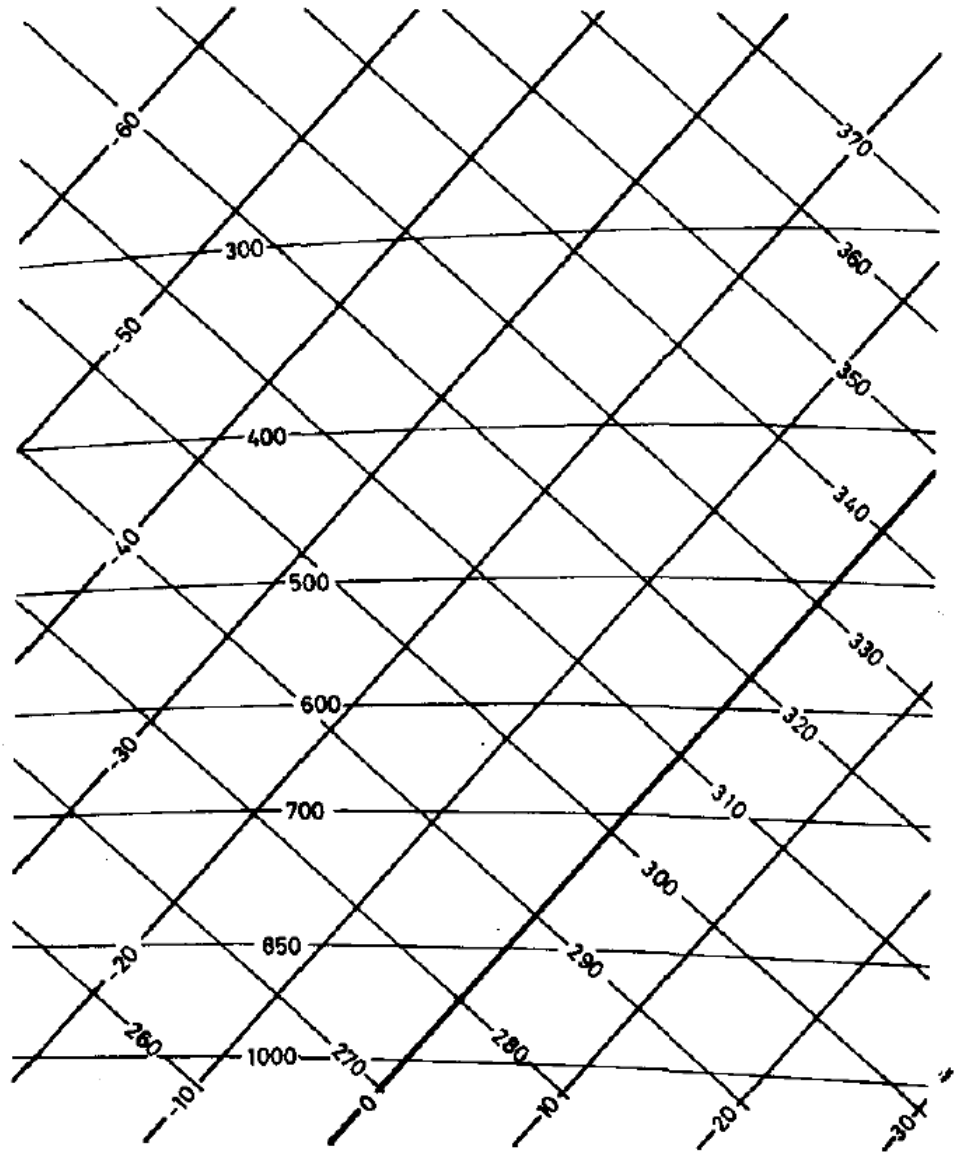
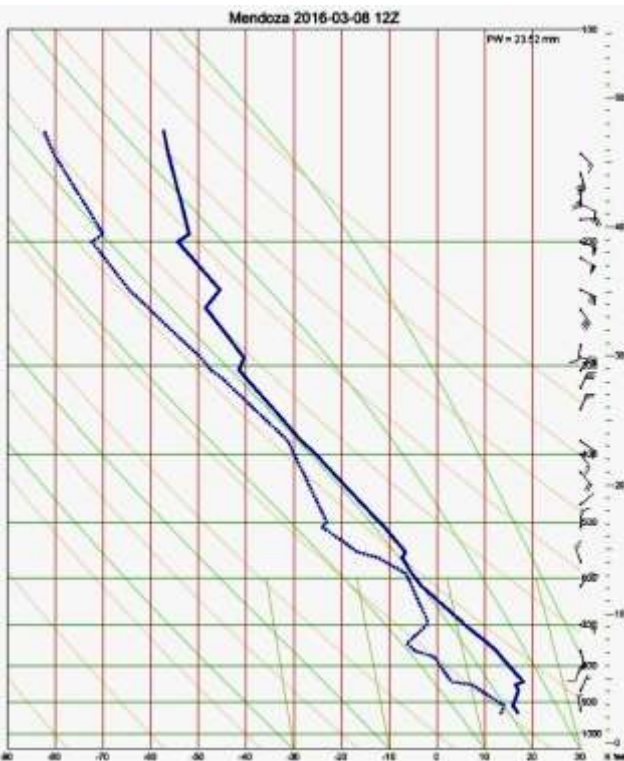
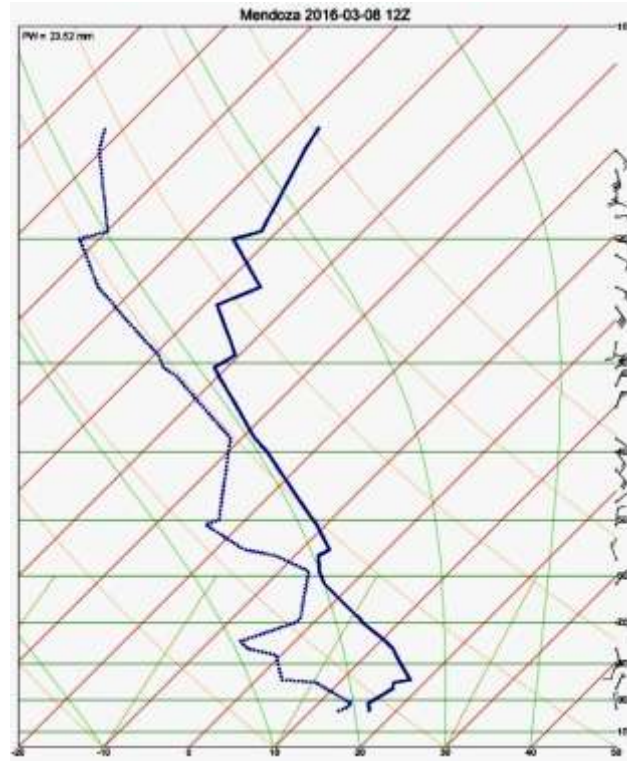


FIG. 1.7. Tefigrama esquemático; las isobaras son aproximadamente horizontales, acotadas en mb. Las isotermas, en °C, orientadas hacia arriba y a la derecha. Las adiabáticas secas o normales a las isotermas y acotadas de acuerdo con su temperatura potencial (K).

Stüve



Skew T



Tefigrama

