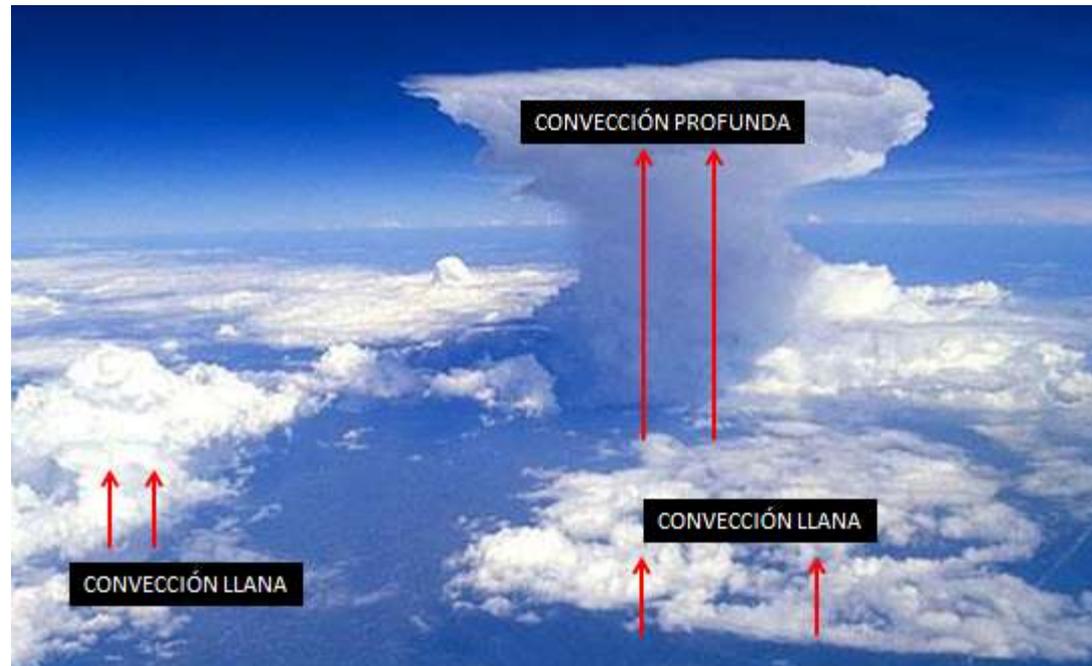


4

Mezcla y convección



MEZCLA de masas de aire

(a) Mezcla isobárica

Consideremos dos masas de aire húmedo a la presión p : la primera de masa M_1 temperatura T_1 y humedad específica q_1 , y la segunda con masa M_2 , temperatura T_2 y humedad específica q_2 . Supongamos que dichas masas se mezclan completamente, a presión constante.

La humedad específica de la mezcla resultante vendrá dada por una media, ponderada en masa, entre las humedades específicas individuales.

$$q = \frac{M_1}{M_1 + M_2} q_1 + \frac{M_2}{M_1 + M_2} q_2. \quad (4.1)$$

A partir de (2.12) y (2.13) se deduce que, con buena aproximación, la razón de mezcla y la presión de vapor de la mezcla, resultarán también de una media ponderada.

$$w \approx \frac{M_1}{M_1 + M_2} w_1 + \frac{M_2}{M_1 + M_2} w_2 \quad (4.2)$$

$$e \approx \frac{M_1}{M_1 + M_2} e_1 + \frac{M_2}{M_1 + M_2} e_2. \quad (4.3)$$

Suponiendo que no hay ganancia, ni pérdida, neta de calor durante el proceso de mezcla, la cantidad de calor perdido por la masa más caliente será igual a la ganada por la otra. Es decir, si T representa la temperatura final de la mezcla:

$$M_1(c_p + w_1c_{pv})(T_1 - T) = M_2(c_p + w_2c_{pv})(T - T_2).$$

Despreciando, en este balance, la pequeña contribución del vapor de agua:

$$T \approx \frac{M_1}{M_1 + M_2} T_1 + \frac{M_2}{M_1 + M_2} T_2, \quad (4.4)$$

lo que demuestra que la temperatura de la mezcla resulta ser una media ponderada de las temperaturas de las dos muestras de aire.

Este tipo de proceso de mezcla viene descrito fácilmente mediante un diagrama higrométrico, que es una representación de e en función de T (ver fig. 4.1). Como se indica en la figura, cada una de las dos muestras que van a mezclarse viene representada por un punto, mediante dichas coordenadas; las ecuaciones (4.3) y (4.4) implican que la temperatura y presión de vapor de la mezcla se situarán sobre algún punto de la recta que une a los otros dos. Tal posición dependerá de la relación entre M_1 y M_2 ; por ejemplo, si se mezclan 4 kg. de la muestra 1, con 3 kg. de la muestra 2, el punto característico de la mezcla se sitúa a los $4/7$ de la distancia entre el punto 2 y el 1, contada a partir del punto 2, como se indica.

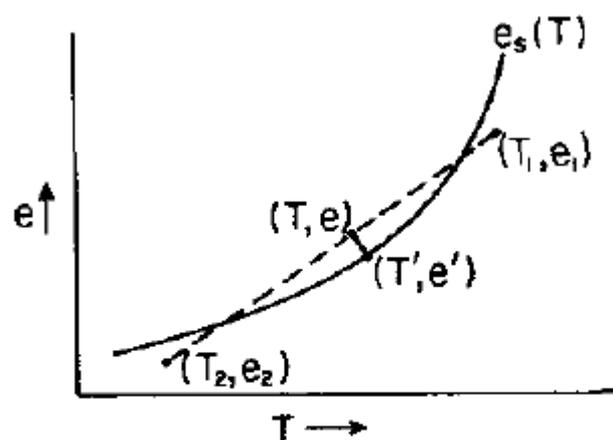


FIG. 4.1. Mezcla isobárica de dos masas de aire.

La línea continua, e_s , corresponde a la presión de vapor de saturación, que, de acuerdo con la ecuación de Clausius-Clapeyron, es sólo función de la temperatura (2.10). Cuando se mezclan masas de aire, en las condiciones supuestas, cabe la posibilidad de que la mezcla resultante sea sobresaturada, es decir, con una humedad por encima del 100 %. En tal caso, se produce condensación, y se forma una nube en la mezcla.* El diagrama higrométrico ilustra, también en este caso, el proceso que tiene lugar.

En el ejemplo anterior, la mezcla está sobresaturada, y por tanto tendrá lugar la condensación; ésta continuará hasta que la mezcla resulte justamente saturada. Esto no ocurrirá a la temperatura T , puesto que durante la condensación, la mezcla se irá calentando debido al calor latente de condensación. Como la razón de mezcla disminuye en dw , durante la condensación, el calor latente determinará un calentamiento dado aproximadamente, por:

$$dq = -Ldw. \quad (4.5)$$

Introduciendo la (2.12), para expresar w en función de e , y suponiendo que el proceso es isobárico, resulta:

$$\frac{de}{dT} = -\frac{pc_p}{L\varepsilon}, \quad *$$
(4.6)

que da la pendiente de la línea que, en el diagrama higrométrico, nos describe el proceso de condensación isobárica. La intersección de esta línea, con la curva e_s , define un punto, de coordenadas T' y e' , que corresponde a la mezcla de las dos masas de aire, tras haberse producido la condensación.

(b) *Mezcla adiabática*

Supongamos que las dos masas de aire, antes consideradas, están inicialmente a presiones distintas, y que su mezcla tiene lugar después que cada una de ellas ha sido llevada, adiabáticamente, hasta la misma presión. Lo mismo que antes, la humedad específica de la mezcla vendrá dada por (4.1). Por otra parte, en este proceso de mezcla adiabática, la temperatura potencial de la mezcla resulta ser también una media ponderada de las temperaturas potenciales individuales, de la misma forma que las temperaturas estaban relacionadas por (4.4).

En consecuencia, cuando una columna de aire está completamente mezclada, la humedad específica tenderá a alcanzar un valor constante, en toda ella, dado por

$$q_m = \frac{1}{M} \int_{z_1}^{z_2} \rho q dz,$$

donde $M = \int_{z_1}^{z_2} \rho dz$, es la masa total de la columna.

Mediante la ecuación hidrostática, la última expresión puede escribirse en función del espesor de la columna expresado en presión, lo que conduce a

$$q_m = \frac{1}{\Delta p} \int_{p_2}^{p_1} q dp. \quad *$$
(4.7)

Análogas expresiones pueden escribirse para la razón de mezcla y la presión de vapor de las masas mezcladas.

La temperatura potencial de dicha mezcla tiende a un valor constante de

$$\theta_m = \frac{1}{\Delta p} \int_{p_2}^{p_1} \theta dp. \quad (4.8)$$

Mediante una mezcla total, el gradiente térmico en una columna vertical tiende al gradiente adiabático seco y la razón de mezcla a un valor constante; los valores límites de la temperatura potencial y de la razón de mezcla son promedios, respecto a la presión.

Nivel de condensación por convección

La mezcla vertical de una columna de aire junto al suelo, tiene lugar a consecuencia del calentamiento producido por el sol en la superficie terrestre. El calor pasa, por conducción, del suelo a la capa de aire en contacto con aquél, dando lugar a un fuerte gradiente de temperatura en las capas de aire inferiores. Cuando el gradiente térmico llega a ser superadiabático, cualquier pequeña perturbación dará lugar a movimientos verticales del aire, en dichas capas, produciéndose la consiguiente mezcla y subversión. En la capa de mezcla, el perfil de temperaturas tenderá al correspondiente al adiabático seco y la razón de mezcla se aproximará, en toda la columna, a su valor medio respecto a la presión. Si el fuerte calentamiento, sobre la superficie terrestre, continúa, tal calor, transportado por convección hacia arriba, determinará un aumento de la temperatura potencial del aire, en toda la capa o zona de mezcla. Este proceso viene indicado, esquemáticamente, en la figura 4.2.

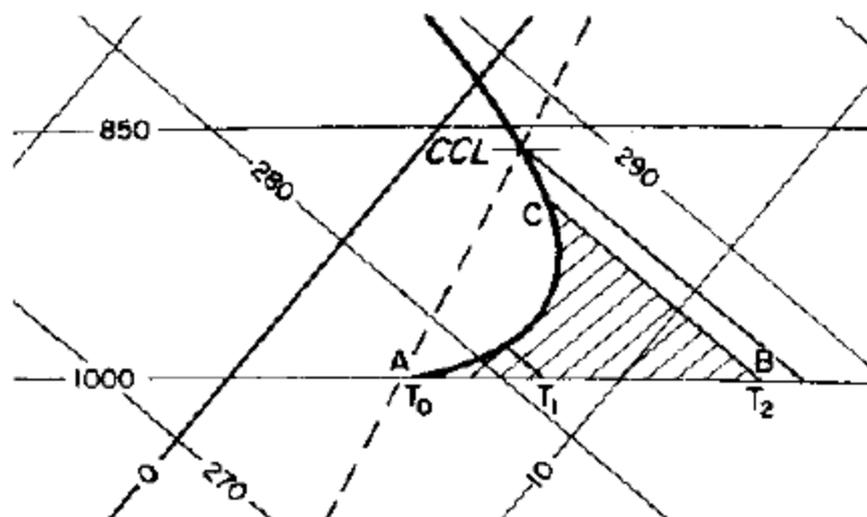


FIG. 4.2. Ejemplo de cómo se determina el nivel de condensación por convección.

La línea continua gruesa corresponde al perfil inicial de temperatura, con T_0 como valor de la temperatura junto al suelo; el calentamiento eleva esta temperatura, y da lugar a que temporalmente, se establezca un gradiente superadiabático; éste ocasiona la convección, mediante la cual tiende a producirse un gradiente adiabático seco, con una temperatura en superficie, igual a T_1 . Un calentamiento adicional, eleva la temperatura y aumenta el espesor de la capa de

mezcla; eventualmente, la temperatura superficial alcanza el valor T_2 , y el calor total aportado por la convección es proporcional al área rayada ABC. Entretanto, la razón de mezcla se ha hecho prácticamente constante, hasta la cota correspondiente al punto C, e igual al valor medio en la capa; la línea de trazos indica el perfil de T_d , supuesta w constante. Se observa que un pequeño calentamiento adicional, dará lugar a una elevación de la cima de la capa de mezcla, hasta el punto en que la adiabática corta a la línea de vapor; a esta altura, denominada nivel de condensación por convección (CCL), es donde cabe esperar se produzca la condensación y se encuentre la base de las nubes cumuliformes. Si el aire es condicionalmente inestable, por encima del CCL, proseguirá la ascensión de los elementos convectivos, pero el descenso de temperatura, a partir de tal nivel, tendrá lugar de acuerdo con el gradiente pseudoadiabático. Esta descripción esquemática ilustra el principio de acuerdo con el cual tiene lugar la formación de nubes por convección, pero el proceso real resulta, frecuentemente, complicado por el hecho de que el calentamiento superficial determina evaporación adicional, y con ello da lugar a un aumento de la razón de mezcla, con el consiguiente descenso del nivel de condensación convectiva, CCL.

Además del CCL, y relacionado con él, cabe definir el nivel de condensación por ascendencia (LCL), que es el nivel al que una burbuja que asciende desde el suelo, en un proceso adiabático seco, alcanza, justamente, su saturación. Dicho nivel, LCL, depende exclusivamente de las propiedades de la burbuja de aire, junto a la superficie, sin tener en cuenta la existencia de ninguna mezcla vertical. En las condiciones bajo las que se observa la formación de los cúmulos, los niveles LCL y CCL, prácticamente, coinciden, con frecuencia entre sí, debido a que el aire por debajo de la nube, está bien mezclado.

Contenido acuoso adiabático

Consideremos una burbuja de aire, situada en la base de la nube, y que contiene un gramo de aire seco y w_s gramos de vapor; (w_s es la razón de mezcla de saturación, a la temperatura y presión existentes en la base de la nube). Cuando la burbuja asciende una pequeña altura dz , la razón de mezcla de saturación disminuye, a su vez, en dw_s ; es decir, para seguir estando justamente saturada, en la burbuja condensan $-dw_s$ gramos de agua. Por lo tanto se condensarán

$$-\frac{dw_s}{1+w_s} = d\chi$$

gramos de agua, por gramo de aire. A la vez que esta condensación, tiene lugar un desprendimiento de calor latente (por gramo de aire) en cantidad igual a

$$dq = -\frac{L}{1+w_s} dw_s.$$

Pero como $dq = c_p dT - \alpha dp$, resulta que $d\chi = (1/L)[c_p dT - \alpha dp]$. Este resultado puede escribirse en la forma

$$* \quad d\chi = \frac{1}{L} \left[c_p \left(\frac{dT}{dz} \right)_{\text{sat.}} dz - \alpha \frac{dp}{dz} dz \right],$$

que se reduce a

$$d\chi = \frac{c_p}{L} (\Gamma - \Gamma_s) dz. \quad (4.9)$$

La magnitud χ que aquí figura, se denomina contenido acuoso adiabático del aire, y se expresa en gramos de agua por unidad de masa de aire; representa el contenido en agua de la nube, bajo el supuesto de que no tiene lugar mezcla en el proceso de ascensión de la burbuja con el aire y que por otra parte, toda el agua queda en la nube, sin que por tanto, escape parte de ella para formar precipitación. Se trata de un concepto que nos suministra una estimación muy útil acerca del límite superior, en relación al posible contenido acuoso de la nube.

Con frecuencia, resulta más conveniente medir el contenido acuoso adiabático, en gramos por unidad de volumen de aire, en lugar de por unidad de peso. En tal caso la magnitud se designa por M_a y está relacionada con χ por

$$M_a = \rho\chi.$$

La ecuación diferencial correspondiente a M_a , análoga a la (4.9), es:

$$\frac{dM_a}{dp} = \frac{M_a}{p} \left[1 - k \frac{\Gamma_s}{\Gamma} \right] - \frac{1}{L} \left[1 - \frac{\Gamma_s}{\Gamma} \right]. \quad (4.10)$$

Aunque en principio, la dependencia de Γ_s , respecto a la temperatura, puede obtenerse a partir de (3.12) y (4.10), resuelta para M_a , en la práctica para estimar el contenido acuoso adiabático, se recurre a la utilización de un tefigrama, más que a las ecuaciones.

CONVECCIÓN: Teoría elemental de la burbuja

El término convección se refiere a los movimientos verticales de elementos de aire; tales movimientos pueden tener lugar bajo la influencia de fuerzas de empuje hidrostático o impulsos mecánicos, y son el medio de que dispone la atmósfera, para que en su seno tenga lugar un transporte eficiente de calor, masa y cantidad de movimiento. Resulta de un interés especial, la convección por empuje hidrostático, ya que gracias a este proceso tiene lugar la formación de los cúmulos o nubes convectivas. La convección por empuje hidrostático representa una conversión de energía potencial en cinética, y es de esperar se produzca siempre que el calentamiento junto a la superficie terrestre, o el enfriamiento en capas superiores, dé lugar a la inestabilización de una capa de aire.

La clase pasada, se dieron los criterios de estabilidad; asimismo, se ha hecho una descripción de la forma en que la convección modifica el gradiente térmico del aire inestable por efecto del transporte hacia arriba de calor. Sin embargo, no se tuvo en consideración la estructura real del campo de movimientos verticales, y son de gran importancia tanto el tamaño y forma de los elementos sometidos al empuje ascensional, como sus propias velocidades e interacciones con el aire que los rodea. Un gran número de investigadores a lo largo de los últimos cien años han estudiado, teórica y experimentalmente desde diversos puntos de vista, tales detalles relativos a la convección.

Inicialmente el interés se centró en el estudio del campo de movimiento que se establece en un fluido incompresible, calentado uniformemente por su base inferior. Más tarde, el estudio se extendió considerando el efecto del movimiento uniforme, con cizalla, del fluido sobre la superficie calentada. Experiencias de laboratorio posteriores, relativas a la convección en fluidos, permitieron encontrar analogías con las nubes cumuliformes en la atmósfera, conduciendo al hallazgo de teorías de la convección que permitieron interpretar algunas de las características observadas en las nubes. Las mismas nubes fueron investigadas mediante fotografías discontinuas, aviones dotados de medios de observación y radar, hasta obtener una idea del carácter del flujo de aire dentro de la convección natural.

Posteriormente, mediante técnicas perfeccionadas para el sondeo a distancia de la atmósfera con ondas acústicas o electromagnéticas, se logró incluso el estudio de tipos o modelos de convección en el aire en ausencia de nubes.

La forma más elemental para encontrar la velocidad vertical de un elemento convectivo, se basa en la (3.9), que expresa el empuje hidrostático sobre una burbuja de aire. Se supone que tal burbuja, o elemento flotante de aire de tamaño y forma cualquiera, mantiene su propia individualidad durante los procesos termodinámicos; que en ninguna forma perturba o interacciona con el aire ambiente; que tiene en toda su masa propiedades uniformes y que su presión se ajusta instantáneamente a la del medio ambiente. A partir de la (3.9), su ecuación de movimiento será:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = gB, \quad (4.11)$$

donde

$$B = \frac{T - T'}{T'} \quad (4.12)$$

representa el empuje hidrostático.

Introduciendo $w = dz / dt$ como velocidad vertical, la (4.11) se convierte en

$$w dw = gB dz, \quad *$$
(4.13)

que por integración respecto a la altura nos dará:

$$w^2 = w_0^2 + 2g \int_{z_0}^z B(z) dz, \quad (4.14)$$

siendo w la velocidad a la altura z , y w_0 a la z_0 .

Recurriendo a la ecuación hidrostática, la integral $\int_{z_0}^z gB dz$ resulta ser igual a $R' \int (T - T') d(\ln p)$. Este resultado, en un diagrama termodinámico, representa el área limitada por la curva representativa del proceso de la temperatura de la burbuja y la del perfil de la temperatura ambiente, desde la presión $p(z_0)$, ascendiendo, hasta la $p(z)$. Tal área es proporcional al aumento de energía cinética de la burbuja flotante, entre z_0 y z ; se conoce con el nombre de "área positiva" del sondeo.

La velocidad predicha por la (4.14), probablemente, resulta demasiado alta por las siguientes razones:

1. No se ha tenido en cuenta el arrastre aerodinámico.
2. Se ha despreciado la posible mezcla con el aire ambiental.
3. No se han tenido en cuenta los movimientos descendentes compensantes que pueden tener lugar en el aire de alrededor.
4. Se ha despreciado el peso del agua condensada, parte de la cual es arrastrada por la burbuja en su ascenso.

En consecuencia, el valor de w , en la (4.14), debe ser interpretado tan sólo como un valor límite superior, para la velocidad vertical, de que está animada la burbuja en su ascenso convectivo.

Modificación de la teoría elemental

Con objeto de obtener una descripción más correcta del comportamiento de los elementos convectivos o “térmicas”, la teoría elemental de la burbuja ha sido modificada en varios aspectos, en parte como un intento de superar los defectos de la teoría elemental señalados. En este apartado vamos a esquematizar algunas de tales modificaciones.

(a) *El peso del agua condensada*

El empuje hidrostático, por unidad de masa de aire es gB , para aire seco, donde B viene dado por la (4.12); para el húmedo valdrá la misma expresión, con la salvedad de emplear la temperatura potencial en lugar de la corriente. La presencia de agua condensada en la burbuja, en forma de gotitas nubosas o de precipitación, da lugar a una fuerza vertical, hacia abajo, igual al peso de aquéllas. En tal caso el factor empuje hidrostático B , se convierte en

$$B = \frac{T}{T'} - (1 + m), \quad (4.15)$$

donde m representa la "razón de mezcla", en masa por *unidad de masa de aire* en la fase *condensada*. Para el caso de una expansión adiabática sin mezcla y despreciando la precipitación, $m = \chi$, contenido acuoso adiabático dado por la (4.9). La (4.15) parte del supuesto de que no existe condensación en el aire ambiente, alrededor de la térmica; circunstancia que no se dará en el caso de que la térmica ascienda a través de una nube. Si tenemos en cuenta tal posibilidad, se obtiene una expresión más general para el valor de B

$$B = \frac{T}{T'} (1 + m') - (1 + m), \quad (4.16)$$

donde m' es la razón de mezcla, de la fase condensada, en el aire ambiente.

(b) Compensación por posibles movimientos descendentes

Siempre que se produce el movimiento vertical ascendente de una térmica, en virtud del requisito impuesto por la ecuación de continuidad de la masa, en alguna parte otra masa de aire debe descender, para ocupar el volumen desalojado por la burbuja ascendente. Si el descenso tiene lugar en aire claro, libre de nubes, la masa descendente se calentará, de acuerdo con el gradiente adiabático seco. Por tanto, el aire a través del cual la térmica asciende puede ver su temperatura afectada por dicho descenso adiabático, y tales cambios de temperatura afectarán a su vez al factor B , que expresa el efecto del empuje hidrostático.

Para tener en cuenta este efecto del aire ambiente descendente, existe un método de análisis de estabilidad denominado del "estrato"; en tal método se centra la atención en lo que sucede en un estrato horizontal, a través del cual las térmicas suben y el aire ambiente descende. El área ocupada por las térmicas será designada por A , y el resto, en que el aire es descendente, es designado por A' . La masa de aire, en el flujo ascendente a través del estrato, es $\rho w A$, donde w es la velocidad de las térmicas; la masa del flujo descendente es $\rho' A' w'$. Se supone que el estrato es lo bastante extenso, para que los dos flujos sean iguales, y por lo tanto *

$$\frac{A}{A'} = \frac{\rho' w'}{\rho w} \approx \frac{w'}{w} \quad (4.17)$$

donde hemos supuesto que $\rho' \approx \rho$.

Supondremos, además, que el aire descendente se calienta de acuerdo con el gradiente adiabático seco, mientras que el que sube se enfría según el pseudo-adiabático. En consecuencia, tras un corto intervalo de tiempo dt , el aire que llega al estrato, procedente de abajo, tendrá una temperatura dada por $T_0 + \gamma w dt - \Gamma_s w dt$, donde T_0 es la temperatura inicial del estrato, Γ_s el gradiente pseudo-adiabático, y γ el gradiente térmico ambiental. El aire que llega al estrato, procedente de arriba, tendrá una temperatura $T_0 - \gamma w' dt + \Gamma w' dt$. La situación resulta inestable cuando esta última es menor que la de la térmica; así pues, en caso de inestabilidad tendremos:

$$(\gamma - \Gamma_s)w > (\Gamma - \gamma)w'$$

o, en virtud (4.17),

$$(\gamma - \Gamma_s)A' > (\Gamma - \gamma)A. \quad (4.18)$$

En el caso límite, cuando A tiende a cero, el resultado anterior coincide con el criterio de inestabilidad, dado anteriormente, para una burbuja elemental. *

Con los mismos razonamientos del método del estrato, se observa que las condiciones de estabilidad neutra tendrán lugar cuando

$$\frac{\gamma - \Gamma_s}{\Gamma - \gamma} = \frac{A}{A'}$$

Si $A/A' > 0$, es decir si la extensión horizontal de las térmicas no resulta despreciable, la ecuación anterior sólo puede satisfacerse cuando $\gamma > \Gamma_s$. Lo que equivale a decir que el gradiente térmico ambiental debe ser más acusado, en caso de inestabilidad, cuando son tenidos en cuenta los movimientos descendentes compensantes, que cuando no lo sean y se consideren despreciables.

(c) *Dilución por mezcla*

Es evidente que cuando un elemento de aire, o burbuja, asciende es de esperar que tendrá lugar algo de mezcla con el ambiente, a través de su contorno. Como el aire ambiente está, por lo general, más frío y seco que la burbuja ascendente, el efecto de la mezcla será doble, por un lado tendiendo a disminuir el empuje hidrostático que actúa sobre la térmica y por otro a reducir el valor de su razón de mezcla. Este tipo de mezcla se conoce con el nombre de "efecto de arrastre", y se ha desarrollado una teoría para tener en cuenta sus consecuencias termodinámicas.

Consideremos una masa de aire nuboso de masa m , que contiene aire seco, vapor de agua y agua condensada. Al ascender a través de una altura dz , una masa dm , del aire exterior es arrastrada. Sea T la temperatura del aire nuboso, y T' la del ambiente. La cantidad de calor necesaria para calentar el aire arrastrado, es

$$dQ_1 = c_p (T - T') dm,$$

despreciando el contenido calorífico del vapor y del agua, frente al del aire seco.

A continuación, supondremos que de la fase condensada, se evapora justamente la cantidad precisa para que la mezcla se mantenga saturada; el calor necesario para dicha evaporación es

$$dQ_2 = L(w_s - w')dm,$$

donde w' representa la razón de mezcla del aire arrastrado.

Por otra parte, en el ascenso, se produce condensación, con el consiguiente desprendimiento de calor, dado por

$$dQ_3 = -mLdw_s.$$

Durante el proceso, el paquete nuboso como tal, pierde calor en la cuantía de $dQ_1 + dQ_2$, por una parte, y gana por otra, dQ_3 ; en consecuencia, en virtud del primer principio de la termodinámica:

$$m\left(c_p dT - R' T \frac{dp}{p}\right) = -(dQ_1 + dQ_2) + dQ_3.$$

Dividiendo ambos miembros por $mc_p T$, y recurriendo a la (1.25), se deduce que en un proceso de arrastre, se cumple:

$$\frac{d\theta}{\theta} = -\frac{L}{c_p T} dw_s - \left[B + \frac{L}{c_p T} (w_s - w') \right] \frac{dm}{m} \quad (4.19)$$

Cuando no exista efecto de arrastre ($dm = 0$), el resultado anterior queda reducido a una expresión que nos da la variación de temperatura potencial que tiene lugar en el proceso pseudoadiabático, como era de esperar. Dado que el término en el interior del corchete es siempre positivo, en los casos de interés, resulta que la temperatura disminuye a un ritmo más rápido, cuando se tiene en consideración el efecto de arrastre que cuando es despreciado. Lo que equivale a decir, que el efecto de flotación, o empuje hidrostático, viene debilitado por el de arrastre, como habíamos adelantado.

(d) Resistencia aerodinámica: la teoría de la burbuja, chorros y penachos

En la figura 4.3 damos el esquema de una térmica idealizada; está basado primordialmente en estudios llevados a cabo en el laboratorio acerca de la convección, aunque también tiene un parecido con las térmicas atmosféricas que aparecen en forma de protuberancias o "torres" observadas en nubes cumuliformes.

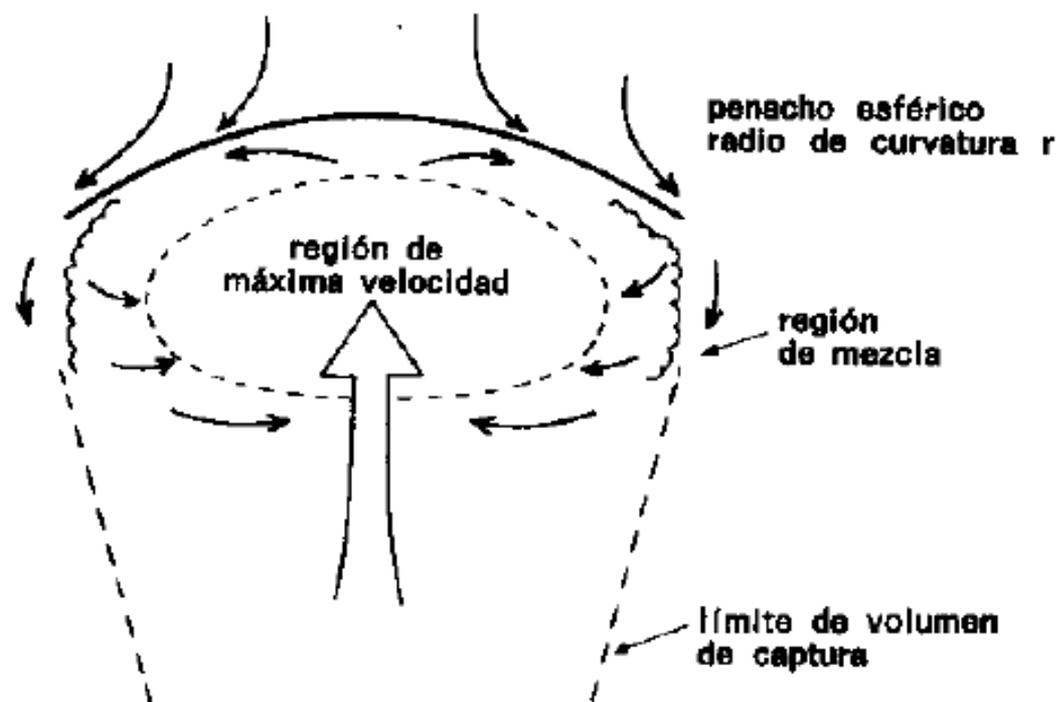


FIG. 4.3. Estructura de una burbuja convectiva.

Tales térmicas parecen tener la propiedad de conservar su forma, es decir, mantener una similaridad geométrica durante gran parte del período de su desarrollo. Para explicar algunas de sus principales características, existe una teoría, basada en el análisis dimensional, en la que se establece que la velocidad vertical de la burbuja depende de su tamaño y del empuje hidrostático, de acuerdo con la siguiente relación

$$w = c(g\bar{B}r)^{1/2}, \quad (4.20)$$

donde w es la velocidad ascendente de su contorno superior, cima o penacho, \bar{B} el valor medio del factor de empuje dentro de la burbuja, r el radio de curvatura del contorno superior y c una constante sin dimensiones que debe de ser determinada experimental o teóricamente. Por razones de similitud, la altura del penacho sobre el suelo puede expresarse por $z = nr$, y el volumen de la térmica por $V = mr^3$, donde n y m son constantes adimensionales a determinar. Se supone que el empuje ascensional total (producto de B por V) se conserva. Por tanto, en cualquier instante

$$V\bar{B} = V_0\bar{B}_0,$$

donde V_0 y \bar{B}_0 , son el el volumen y empuje iniciales.

Con estos supuestos, la (4.20), puede escribirse:

$$w = cn (gr_0^3 \bar{B}_0)^{1/2} / z. \quad *$$

que tras una integración se reduce a

$$z^2 = 2cn \sqrt{\beta / m} t, \quad (4.21)$$

donde $\beta = g\bar{B}_0 V_0$. Experiencias de laboratorio confirman la (4.21), con $m \approx 3$, $n \approx 4$ y $c \approx 1,2$.

En la atmósfera, las nubes cumuliformes resultan más complejas que las simples burbujas, producidas en el laboratorio y para cuya interpretación fue elaborada esta teoría. No obstante, es evidente que las torres esféricas individuales presentes en los cúmulos, sugieren fuertemente la idea de burbujas, y hasta cierto punto, su comportamiento parece estar en buen acuerdo con la teoría elemental. Su velocidad está íntimamente ligada a la estabilidad del aire y al tamaño y estado de desarrollo global de la nube, sin que pueda ser previsto para todas las nubes y para todas las ocasiones, mediante el conjunto de parámetros dado anteriormente. Esta teoría elemental incluso permite darnos una idea acerca de la interacción que cabe esperar entre las térmicas en las nubes cumuliformes.

En virtud de esta ley de dependencia, de la altura y del tamaño, con la raíz cuadrada del tiempo, que hemos encontrado, sucederá que las sucesivas térmicas, surgidas del mismo lugar, tenderán a juntarse entre sí, determinando con ello un aumento del empuje y de la velocidad ascensional de la térmica global. Cuando las térmicas individuales, se suceden con gran continuidad, la convección que se produce toma la forma de chorro continuo o de penacho, en lugar de burbujas discontinuas. Para el conocimiento de los penachos se han llevado a cabo experiencias de laboratorio, confirmadas por un gran volumen de trabajos teóricos, con el resultado de que tales penachos, en algunos aspectos, parecen de naturaleza análoga al flujo de aire existente durante el desarrollo de las nubes cumuloformes.

En la figura 4.4 se representa la idealización de un penacho; su forma es cónica, y se indican los perfiles de velocidad y empuje hidrostático, para su sección transversal. Teniendo en cuenta que empuje y temperatura están relacionados, a través del factor B , el perfil térmico será esencialmente el mismo que el de empuje. En virtud de la forma cónica, el radio puede expresarse así

$$r = \alpha z. \quad (4.22)$$

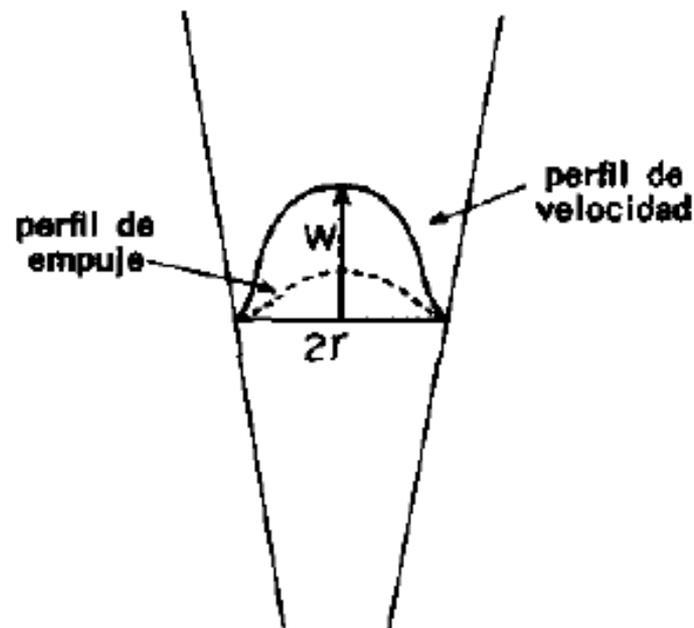


FIG. 4.4. Sección vertical de un penacho.

El flujo másico, a través de un cierto nivel, es igual a $Awr^2\rho$, en g/s, siendo A un factor adimensional que viene determinado por la forma del perfil de velocidad; el de cantidad de movimiento será $Aw^2r^2\rho$, en g cm s⁻², lo mismo que una fuerza.

El flujo de la fuerza de empuje es cp_gBwr^2 , expresado en unidades g cm s⁻²/s, idénticas a las de una fuerza por unidad de tiempo; c es el factor de forma, determinado por los perfiles de empuje y velocidad. *

Puede ser de algún interés teórico el “penacho hidrostático puro”, definido por

$$c\rho g B w r^2 = \text{const.}, \quad (4.23)$$

en el que el flujo de la fuerza-empuje es constante a lo largo de la altura. (El factor de forma c se supone constante.)

La fuerza de empuje y la cantidad de movimiento están relacionadas de la siguiente forma: dentro de un intervalo de altura igual a la unidad, el empuje neto es $c\rho g B r^2$ y la cantidad de movimiento $A w r^2 \rho$. En este estrato de aire, el empuje es igual a la velocidad de variación de la cantidad de movimiento, con el tiempo; así pues:

$$c\rho g B r^2 = \frac{d}{dt} (A w r^2 \rho) = w \frac{d}{dz} (A w r^2 \rho). \quad (4.24)$$

Las (4.23) y (4.24), conjuntamente, pueden ser utilizadas para deducir la variación con la altura, del empuje y velocidad, dentro del penacho. Se supone que tales magnitudes son proporcionales a cierta potencia de la altura: $w \propto z^a$ y $B \propto z^b$. En tal caso, la única forma de que satisfagan a las (4.23) y (4.24), es con $a = -1/3$ y $b = -5/3$. De modo que para el caso de un penacho flotante puro, la teoría predice que

$$w \propto z^{-1/3}; \quad B \propto z^{-5/3}. \quad (4.25)$$

La teoría elemental expuesta se refiere al caso de un penacho seco, en el que no se tiene en cuenta la condensación. El fenómeno atmosférico más análogo al penacho, es la corriente ascensional existente en el seno de nubes cumuloiformes, en donde sí tiene lugar la condensación. Varios investigadores han elaborado una teoría que incluye los efectos de la condensación, y con estos refinamientos se consigue una descripción que se ajusta mejor al proceso de la convección natural. No obstante, siguen introduciéndose una serie de parámetros adimensionales, ajustables, que no resultan ser los mismos en todos los casos o condiciones.

El trabajo más reciente, en relación a la convección en las nubes, no centra su atención solamente en la corriente ascendente, ni recurre a razonamientos basados en análisis dimensional, sino que trata de obtener la integración de las ecuaciones de movimiento del aire, incluyendo la termodinámica de la condensación y de la producción de precipitación. Estos modelos dinámicos ponen de manifiesto el desarrollo de la nube y de la lluvia, en una forma que tiene un estrecho parecido con el proceso de la convección natural. Hasta muy recientemente, tales modelos han sido o bien bidimensionales (a lo más), o tridimensionales pero, en este caso, con la admisión de hipótesis de simetría adicionales.

Además, la naturaleza de la supuesta perturbación inicial ha sido algo arbitraria. No obstante, existen prometedores indicios de que dentro los próximos años, logrará ser perfeccionado un modelo, totalmente tridimensional, así como su variación con el tiempo, e incluyendo la precipitación.