



© 1995-2026 by Isidoro Martínez

TERMODINÁMICA DE LA ATMÓSFERA

Introducción	1
La termodinámica y la atmósfera.....	2
Estructura térmica de la atmósfera.....	3
El modelo de atmósfera estándar	9
La termodinámica	13
La atmósfera como sistema termodinámico.....	17
Balance energético terrestre	19
Radiación solar.....	20
Albedo.....	23
Emisión	24
Balance radiativo.....	26
Ventanas atmosféricas.....	30
Efecto invernadero	32
Tiempo y clima	37
Cambio climático	40
Variables atmosféricas locales	44
Posicionamiento: la altitud y su medida	45
Presión y temperatura atmosféricas: modelos y medidas	45
Sondeos atmosféricos.....	47
Humedad del aire	49
Estabilidad vertical.....	55
Diagramas termodinámicos meteorológicos	61
Las nubes.....	67
Formación de las nubes.....	69
Nucleación	70
Condensación por depresión inducida por el vuelo	74
Precipitaciones	75
Formación de hielo.....	78
La atmósfera a escala sinóptica: mapas del tiempo	85
Centros de acción, masas de aire y frentes.....	87
Circulación general	91
Fuerzas actuantes	94
Vientos	96
Corrientes en chorro.....	103
Conclusiones	104
Referencias.....	105

Introducción

Se dice que el planeta Tierra debería llamarse planeta Agua, pues más del 70% de su superficie es acuosa, pero el aire aún ocupa más, y nos es máspreciado si cabe a los animales terrestres (si falta el aire, es cuestión de vida o muerte en unos minutos), y particularmente a los ingenieros aeroespaciales. Cuando se diseñan sistemas de soporte de vida (aeroespaciales, submarinos u otros) las prioridades son: aire, agua, y alimento. Y lo que se ve de la Tierra desde el espacio es básicamente la cobertura nubosa en la atmósfera,

más que los océanos y los continentes, como puede comprobarse actualmente casi al instante (<http://epic.gsfc.nasa.gov/>).

La termodinámica es una de las ciencias básicas para comprender todos estos sistemas y los procesos que en ellos tienen lugar, puesto que es el calentamiento desigual de la superficie planetaria la fuente motriz de toda la maquinaria del tiempo meteorológico.

La termodinámica y la atmósfera

La termodinámica es la ciencia de la temperatura y el calor (que no es lo mismo: temperatura es el nivel de la energía interna térmica, y calor es el flujo de energía interna térmica a través de una superficie impermeable a la materia). El observador elige una porción de materia para el estudio (su sistema termodinámico), y analiza los efectos de la interacción del sistema con el entorno, que se pueden resumir en que la energía ni se crea ni se destruye (sólo se transforma), y que la energía siempre tiende a dispersarse.

Aunque a veces se dice que la termodinámica clásica sólo estudia sistemas en equilibrio (e.g. agua caliente o agua fría, pero no parte caliente y parte fría), lo que se quiere decir es que a la termodinámica le conviene estudiar sistemas en equilibrio porque son los más sencillos, pero eso no es óbice para que se pueda aplicar a sistemas dinámicos como la atmósfera (que es un océano de aire en permanente estado de convección natural), e incluso a los sistemas vivos (lo más alejado del equilibrio termodinámico).

Las sustancias más corrientes en termodinámica son el aire y el agua, y la atmósfera es básicamente aire y agua (el aire también está disuelto en el mar, y tanto el aire como el agua forman parte del suelo). El aire, como no se ve, parece algo difícil de comprender, aunque una vez aprendido el modelo de gas perfecto, resulta muy fácil de estudiar. El agua en cambio, como parece que se ve (aun siendo transparente como el aire), nos parece más asequible, incluso después de constatar que, por estar la temperatura de la Tierra cercana a la del punto triple del agua, ésta puede cambiar con facilidad entre los estados sólido, líquido y gaseoso. En contra de lo que siempre se dice, lo que más destaca de la Tierra vista desde el espacio no es el azul del agua del océano, sino el blanco de las nubes, que cubren aproximadamente la mitad de la superficie del globo; también se ve el blanco del hielo polar, y el marrón de las partes continentales no cubiertas de nubes. Atmósfera viene del Gr. ατμός, vapor.

La termodinámica atmosférica (código UNESCO 250111) pertenece a las ciencias de la atmósfera (código 2501), que está dentro de las ciencias de la tierra y del espacio (código 25), que está junto a las otras ciencias naturales (e.g. 22: física). La termodinámica de la atmósfera se basa en observaciones atmosféricas y trata de establecer modelos termodinámicos que sirvan de diagnóstico y ayuden en la predicción fiable para nuestra mejor defensa y provecho de los fenómenos naturales (meteorología, aeronáutica), y nuestro deseo de creación y control de sistemas artificiales que sustituyan o modifiquen a los naturales (sistemas de soporte de vida, atmósferas industriales controladas). Hay libros con el título de ‘Termodinámica de la atmósfera’, el primero publicado en 1911 por Alfred Wegener, el creador de la teoría de la deriva de los continentes (otros más modernos pueden verse en [1] y [2]).

La Organización Meteorológica Mundial (OMM, <http://www.wmo.int>) celebra su aniversario el 23 de marzo, que en 2009 ha tenido por lema “El tiempo, el clima, y el aire que respiramos”.

Estructura térmica de la atmósfera

La atmósfera terrestre es una capa relativamente muy delgada; su espesor no se aprecia ni desde los satélites más cercanos, ni en la sombra de los eclipses de Luna. Como el 99,9% de su masa está comprendida en los primeros 48 km de altitud, el espesor equivalente en una esfera manejable de 100 mm de diámetro (en lugar de los 12 740 km del diámetro medio terrestre) sería de $100 \cdot 48 / 12740 = 0,38$ mm, i.e. más parecido a la piel de una manzana que a la de una naranja (y sin embargo se dice que la Tierra es redonda como una naranja, por la mayor redondez de ésta).

¿Cómo se puede saber que a 48 km ya sólo queda un 1% (un uno por mil) del aire atmosférico? No es necesario ir allí y medirlo; basta medir la presión atmosférica en la superficie terrestre, integrar la ecuación de la hidrostática (con ayuda de la ecuación de los gases ideales, y de una estimación del gradiente térmico vertical, que no influye mucho), para calcular que apenas queda un 1% de masa de aire desde 48 km hasta... (hasta donde la atracción gravitatoria terrestre sea capaz de mantener atrapados los gases). La ecuación de la hidrostática, $dp/dz = -\rho g$, enseña cómo varía la presión, p , con la altura, z , en un campo gravitatorio de intensidad g , siendo ρ la densidad del fluido. Aunque esta variación de la presión con la altura nos parezca obvia (la fuerza por unidad de área que hace un fluido, disminuye con la altura, debido al peso unitario de la columna de fluido que se descuenta), no fue hasta el famoso experimento de Torricelli (1643) con la columna de mercurio en Florencia (50 m de altitud), cuando se logró medir por primera vez la presión atmosférica: el equivalente a 760 mm de columna de mercurio; su variación con la altitud fue medida por Pascal (1648) subiendo a un monte de 1,5 km (se lo encargó a su cuñado), y por Gay-Lussac (1804) ascendiendo en globo hasta 7 km (comprobando que la composición del aire no variaba con la altura, y que la temperatura decrecía con la altura); fue Laplace quien desarrolló ese mismo año (1804) la ley de dependencia de la presión atmosférica con la altura.

Hablando de dónde acaba la atmósfera, según la Federación Astronáutica Internacional (IAF), para los ingenieros aeroespaciales acaba en la línea de Kármán, a unos 100 km de altitud, donde el vuelo con sustentación aerodinámica requeriría una velocidad similar a la del vuelo orbital, separando el dominio aeronáutico del astronáutico. Aunque, de momento, esta división tiene poco interés práctico por falta de uso (desde los 20 km de altitud a los 200 km de altitud, es difícil mantener la altitud de vuelo, salvo los globos sonda, Fig. 1, que pueden llegar hasta los 40 km; el récord está en 53 km desde 2002), ya hay naciones que adoptan los 100 km de altitud como límite de su soberanía del espacio aéreo (según el tratado de la ONU de 1967 y otros posteriores, sobre el espacio exterior no hay soberanía nacional). Uno de los objetivos de la próxima comercialización de los vuelos espaciales, es sobrepasar estos 100 km de altitud, aunque sea durante pocos segundos, para poder dar el ‘diploma de astronauta’. Tal vez sea entonces, con el desarrollo de actividad importante en esas altitudes, cuando sea necesario ponerse de acuerdo en la legislación.



Fig. 1. Fotografía de la estratosfera a 30 km de altitud tomada en 2009 desde un globo desarrollado por estudiantes [3]. Inserto: fotografía de la Tierra desde el Apolo 17 (1972) yendo a la Luna.

Debido a su alta compresibilidad, la atmósfera está muy estratificada verticalmente, y, aunque la delimitación de las capas de interés depende del fenómeno a estudiar, y los límites no son nítidos (y además varían temporal y espacialmente), suelen considerarse cuatro capas atendiendo al perfil vertical de temperatura:

- Troposfera (0..10 km, donde “..” se va a usar para indicar un intervalo, por ejemplo entre 0 y 10 km de altitud). Esta es la capa más próxima a la superficie, donde tienen lugar la mayoría de los fenómenos meteorológicos (contiene un 75% de todo el aire, y más del 99% del agua atmosférica). Aunque se ha dicho 0..10 km, se quiere decir desde el nivel del suelo (agua o terreno, que puede ir desde depresiones como el Mar Muerto hasta la cima del Everest, aunque la altitud media del terreno a nivel global es de sólo 150 m sobre el nivel medio del mar), hasta unos 10 km más o menos (unos 8 km en las zonas polares, unos 11 km en latitudes medias, y unos 18 en la zona ecuatorial). La temperatura disminuye con la altura (y la cantidad de agua también) en esta capa, y más arriba aumenta. El límite superior de la troposfera es la tropopausa, que la Organización Meteorológica Mundial define por la condición $dT/dz > -2 \text{ °C/km}$ en altura (y además $\Delta T/\Delta z \geq -2 \text{ °C/km}$ cuando a partir de esa cota se considera un incremento de $\Delta z = 2 \text{ km}$). Como el gradiente térmico vertical medio no varía mucho (luego se verá que este valor medio es del orden de $dT/dz > -6,5 \text{ °C/km}$), esto da lugar a que por encima de los 8 km de la tropopausa polar, haga más frío en el Ecuador que en los Polos, pues en estos últimos ya se ha superado la troposfera y la temperatura no sigue disminuyendo. Además, la tropopausa está algo más alta en verano que en invierno y fluctúa mucho en latitudes de unos 30° y unos 60° en cada hemisferio, por lo que se dice que la tropopausa es discontinua en esas latitudes, justo donde aparecen las corrientes en chorro que se analizan más adelante.
- Estratosfera (10..50 km). A diferencia de la troposfera, que está calentada mayormente por abajo, esta capa, que prácticamente contiene el 25% restante de la masa total de aire, está calentada por arriba; i.e. la temperatura aumenta con la altitud (al principio muy lentamente), lo que la hace dinámicamente muy estable (la dispersión de los contaminantes que alcanzan estas cotas es muy lenta). Este calentamiento es debido a la absorción solar ultravioleta (entre $0,2 \mu\text{m}$ y $0,3 \mu\text{m}$) que transforma el oxígeno (O_2) en ozono (O_3) y éste a su vez en aquél, manteniendo una concentración casi-estacionaria, alcanzándose temperaturas máximas de unos 0 °C a los 50 km, aunque la concentración máxima de ozono, $<10 \text{ ppm}$ (máxima en primavera), está en torno a los 25 km de

altitud, más en las regiones tropicales y menos en las polares (el 90% del ozono total entre los 15 km y los 35 km).

- Mesosfera (50..90 km). En esta capa la temperatura vuelve a disminuir con la altitud hasta unos $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ a unos 90 km, debido a la escasa absorción solar y la emisión infrarroja del CO_2 hacia el exterior. La composición del aire apenas varía desde el nivel del mar hasta los 90 km (en base seca, i.e. separando el H_2O , queda 78% N_2 , 21% O_2 , 0,9% de Ar y 0,1% de otros gases, aunque las concentraciones de estos últimos no son uniformes, como se ha visto para el ozono). En la mesosfera empiezan a aparecer los primeros iones por descomposición solar de los óxidos de nitrógeno (se llama capa D de la ionosfera, y no es la que refleja las ondas de radio largas, de menos de 10 MHz, que es la capa E o de Heaviside en la termosfera; de hecho, la capa D absorbe esas ondas largas, por lo que cuando más intensa es, durante el día, más dificulta las comunicaciones). La mesosfera sólo es accesible al estudio con cohetes de sondeo.
- Termosfera (90..500 km). Desde los 80 km o 90 km la temperatura que es ahí de unos $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ o $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ empieza a subir asintóticamente hasta unos 1000 K o 2000 K a unos 200 km (el máximo de temperatura depende mucho de la actividad solar), por la absorción de la radiación solar más energética (rayos UV de alta frecuencia, rayos X y rayos γ) que descomponen las moléculas del aire residual en radicales libres (oxígeno atómico) iones y electrones (capas ionosféricas E en 90..120 km, y F en 120..400 km). A partir de unos 500 km, en lo que se llama la exosfera, la influencia de la Tierra en el enrarecido ambiente espacial apenas cuenta mas que en la desviación del viento solar por el campo magnético terrestre, i.e. la magnetosfera, que se sitúa a unos diez radios terrestres (aunque en realidad es un paraboloide apuntando al Sol), dentro de la cual están los cinturones de van Allen de partículas atrapadas de muy alta energía.

Fuera de nuestra atmósfera, tienen interés también otras atmósferas planetarias. Mercurio y nuestra Luna son demasiado pequeños para mantener atrapada por gravitación una atmósfera apreciable; la densidad de partículas, que a nivel del mar en la Tierra es de $N/V=p/(kT)=10^5/(1,38\cdot 10^{-23}\cdot 288)=25\cdot 10^{24}\text{ }1/\text{m}^3$ ($25\cdot 10^{15}$ moléculas por milímetro cúbico, o $p=10^5$ Pa en superficie), es en ellos del orden de 1000 átomos por milímetro cúbico ($p=10^{-8}$ Pa en superficie, principalmente de argón, y algunos átomos metálicos), aunque la densidad de partículas varía mucho si es de día o de noche (en todo caso bastante mayor que la densidad del viento solar, que es de unos pocos protones por centímetro cúbico); además, estas tenues atmósferas están en continua renovación: se van generando en superficie por impacto del viento solar y micrometeoritos, alcanzan grandes altitudes (del orden del radio), y son barridas por el viento solar. En cambio, Venus, que casi tiene el tamaño de la Tierra, tiene una atmósfera cien veces más densa que la terrestre (casi toda de CO_2 , con nubes de ácido sulfúrico; $p=9,3$ MPa en superficie). Marte, que tiene un diámetro la mitad que el terrestre, tiene una atmósfera cien veces menos densa que la nuestra (casi toda de CO_2 ; $p=0,8$ kPa en superficie); sus dos lunas, Fobos y Deimos, no son más que asteroides atrapados, de varios kilómetros de tamaño. Los planetas exteriores tienen atmósferas gigantescas, aunque en el centro hay un pequeño núcleo sólido (que tal vez llegue a 1/10 del radio), rodeado de una enorme y densa capa fluida de hidrógeno metálico (que se extiende hasta unos $\frac{3}{4}$ del radio). En Júpiter, la atmósfera tiene una composición similar a la del Sol (84% de moléculas de H_2 y 16% de He, más trazas de metano, amoniaco

y otros), y en ellas se observan bandas zonales de nubes de NH_3 , NH_4HS y H_2O en una capa en la que la presión es de unos 100 kPa y la temperatura de unos 300 K, como en la Tierra, y que se elige como cota cero de altitudes jovianas. La sonda Galileo en 1995 llegó a 132 km por debajo de esa cota; por encima, unos 5000 km de atmósfera con una estructura térmica similar a la terrestre: troposfera, estratosfera y termosfera; por debajo, otros 1000 km de atmósfera hasta llegar a la zona difusa en que el hidrógeno se hace metálico a una presión de unos 200 GPa y una temperatura de unos 10 000 K). De las muchas lunas de los planetas exteriores, Titán, la mayor de Saturno (casi la mitad del radio terrestre), es la única cuya atmósfera es parecida a la nuestra, con $p=145$ kPa y 94 K en superficie, y un 98% de N_2 , 1,5% de CH_4 , otros hidrocarburos y trazas de agua; el metano forma pequeños mares y una densa cobertura nubosa que lo hace opaco; la sonda europea Huygens en 2005 aterrizó allí y sobrevivió 90 minutos, detectando trozos de hielo de agua, pero no las masas líquidas de hidrocarburos que también se habían predicho. Más lejanas todavía están las atmósferas estelares, como la corona solar.

¿De qué está compuesta la atmósfera terrestre? Pues principalmente de aire: oxígeno, nitrógeno y argón (sin forma definida ni color, como dice la canción [4]), más otros componentes minoritarios pero importantísimos: gases (vapor de agua, dióxido de carbono, ozono...), partículas líquidas en suspensión (de agua o disoluciones acuosas), y partículas sólidas en suspensión (de hielo, polvo, microorganismos...); los objetos macroscópicos (desde insectos a aviones) se consideran aparte. La calina (del Lat. *caligo*, oscuridad, también llamada calima por influencia de bruma), es una bruma debida a los aerosoles. En los primeros 90 km de altitud la composición es muy homogénea salvo la pequeña fracción másica de agua, que globalmente es tan sólo un 0,3%, incluyendo el vapor, las gotas y los cristales de hielo, aunque en superficie la media es del 1% y localmente llega hasta el 3% sobre algunos mares cálidos. Sin embargo, esta pequeña proporción de agua es la que controla los fenómenos meteorológicos y biológicos (incluyendo los agroalimentarios). Atendiendo a la composición, la atmósfera se puede dividir en homosfera (hasta 90 km de altitud) y heterosfera (por encima de 90 km).

Sigue en proporción una pequeñísima fracción molar de dióxido de carbono, un 0,04% (385 ppm en 2009 y creciendo, con fluctuaciones estacionales de unas 8 ppm acompañadas con el crecimiento vegetal, con máximo en abril-mayo y mínimo en octubre), pero que es la principal causa de la amenaza del cambio climático; en los últimos 100 años, la concentración de CO_2 ha crecido un 25% (estamos emitiendo 50 millones de toneladas de CO_2 al día globalmente); no ha habido tan altas concentraciones de CO_2 (ni de CH_4 y otros gases de efecto invernadero) en los últimos 500 000 años, y este crecimiento va en aumento. Tras el N_2 , O_2 , Ar, H_2O , y CO_2 , vienen en menor proporción Ne, O_3 (beneficioso en la estratosfera y dañino en la troposfera), He, CH_4 (duplicado en los últimos 100 años), Kr, N_2O (que contribuye al problema de la lluvia ácida), H_2 , CO y después algunos gases sintéticos, principalmente los clorofluorocarbonos (CFC) causantes de la pérdida de ozono estratosférico.

La composición de la atmósfera no ha variado mucho desde que los vegetales se extendieran por toda la Tierra, hace unos 400 millones de años (periodo carbonífero); mucho antes, hace 3000 millones de años, la aparición de las algas fotosintéticas empezó a transformar la atmósfera inerte primigenia (con mucho

CO₂, N₂, H₂O y algo de H₂, en la atmósfera vital que conocemos, condensando la mayor parte del H₂O, disolviéndose el CO₂ para formar sedimentos de carbonato, perdiéndose el H₂ al espacio, y apareciendo el O₂ por hidrólisis fotosintética (se sintetiza el hidrógeno del agua con el CO₂ para formar compuestos orgánicos, quedando libre el O₂).

La atmósfera se manifiesta en fenómenos térmicos (frío/calor), fenómenos acuosos (nubes, precipitaciones), fenómenos mecánicos (vientos, tormentas de arena, erosión), fenómenos ópticos (nieblas, arco iris, auroras, rayos), fenómenos eléctricos (rayos), fenómenos acústicos (truenos), etc. La mayoría de todos estos fenómenos vienen condicionados por los fenómenos térmicos (e.g. las precipitaciones y los vientos), y éstos a su vez por los factores astronómicos (ciclo diario y anual); esta última correlación debió de conocerse muy tempranamente, dando origen a los calendarios. Si no fuera por el calentamiento solar diferencial, la atmósfera y los océanos estarían en reposo moviéndose con toda la Tierra como un cuerpo rígido (salvo el pequeño bombeo gravitacional luni-solar).

La atmósfera es un escudo radiativo que nos protege de radiaciones dañinas, electromagnéticas (como las radiaciones UVA, UVB, rayos X y rayos gamma) y de partículas (como el viento solar y las radiaciones cósmicas). Y sin embargo deja pasar las radiaciones visibles, lo que nos ha permitido aprender tanto de las estrellas (¡qué hubiera sido de vivir en una atmósfera ópticamente densa como la de Venus!). También deja pasar otras radiaciones electromagnéticas que nos permiten comunicarnos con las naves espaciales de una forma eficiente (en el interior del océano apenas se propagan las ondas electromagnéticas y hay que usar ondas acústicas), así como las radiaciones infrarrojas en torno a 10 µm, que alivian el efecto invernadero.

Nos vamos a ceñir aquí a la parte baja de la atmósfera, i.e. a la troposfera, esa delgada primera capa de unos 10 km de altura (y 40 000 km de extensión horizontal), que ya contiene el 75% de la masa de aire, donde tienen lugar la mayoría de los fenómenos meteorológicos (más del 99% del agua atmosférica está dentro de la troposfera), dejando aparte el fascinante estudio de la termodinámica del aire en el vuelo hipersónico y supersónico (típicamente estratosférico), y el calentamiento del aire por absorción, tanto en la estratosfera (generando la capa de ozono a partir del oxígeno y la radiación ultravioleta), como en la ionosfera (generando oxígeno ionizado a partir de óxido nítrico y moléculas de oxígeno), así como por absorción de rayos X del oxígeno atómico en la termosfera más lejana, que hace que esté muy caliente, a más de 1000 °C (pero sin importancia para el control térmico de astronaves por la bajísima densidad, que hace la conducción térmica despreciable). Atendiendo a la absorción de la radiación solar, en la atmósfera se pueden distinguir varias capas: la ozonosfera (de 20 km a 30 km), la ionosfera, la exosfera (por encima de 500 km), y la magnetosfera (de 1 a 5 radios terrestres). Pese a esta limitación de escenario, todavía cabe enumerar muchos posibles temas a tratar:

- La atmósfera como baño térmico, a una temperatura que hace posible la vida, 15 °C de media a nivel del mar (quince grados Celsius, igual a doscientos ochenta y ocho kelvin, 288 K). ¿Por qué tenemos esa temperatura; ha sido siempre así o ya ha habido en el pasado cambios climáticos

profundos como los que se cree que se avecinan? Piénsese que en la Luna, a mediodía hay unos 150 °C y a media noche unos 150 °C bajo cero.

- La atmósfera como sumidero térmico, que nos permite una cómoda transmisión de calor al ambiente, a todos los seres vivos y a todos los artefactos activos, pues la famosa segunda ley de la termodinámica enseña que todo sistema activo en régimen estacionario ha de disipar energía en forma de calor al ambiente (por eso necesitan una fuente de alimentación). El confort térmico de los seres vivos no sólo depende de la temperatura, sino del viento (que aumenta mucho la convección térmica), y de la humedad (que incide en la transpiración).
- La atmósfera como motor térmico. Los desequilibrios térmicos en la atmósfera sirven de fuente de energía eólica (e hidráulica y solar). Los vientos llevan el calor del Sol hasta las regiones polares (las corrientes oceánicas también), y nos traen el agua del océano a los continentes, ya potabilizada por el Sol, en forma de nubes, para el consumo humano, animal y vegetal.
- La atmósfera como gobernadora del tiempo meteorológico. La energía térmica y la humedad en la atmósfera son los principales condicionantes de la meteorología y la climatología, tan importantes en todo tipo de actividad humana: urbanismo, edificación, agricultura, industria, transporte, ocio y turismo. Las nubes no son más que conjuntos de micropartículas líquidas o sólidas, invisibles una a una, pero que juntas son capaces de taparnos el Sol y hasta los objetos próximos, además del mencionado efecto fertilizante del agua que transportan (nos traen unos $30 \cdot 10^{12}$ m³/año de agua destilada sobre los continentes). Por cierto, que es en la atmósfera donde se encuentra en sus tres fases el agua, sólida, líquida y gaseosa (aunque esta última muy diluida en aire), siendo la única sustancia presente en sus tres fases en la naturaleza.
- La atmósfera como escudo radiativo. Dejando aparte el escudo contra las radiaciones dañinas ultravioletas y ionizantes, las nubes son el principal mecanismo de control del clima global en la Tierra, pues, además de controlar la energía que se absorbe del Sol (son los mejores escudos solares, pues las nubes reflejan mucho, i.e. tienen un gran albedo o blancura, al menos por la parte superior), controlan la energía que emite la superficie de la Tierra hacia el exterior (i.e. el efecto invernadero). El balance neto es que las nubes enfrían la Tierra (aunque en las nubes altas el efecto neto es de calentamiento).
- La atmósfera como materia prima usada en la industria para obtener oxígeno, nitrógeno y argón, y productos sintéticos como el amoníaco, además del uso industrial como refrigerante, como comburente y como fluido limpiador (por soplado o por aspiración).
- La atmósfera como sumidero de desechos, no sólo de energía térmica, sino de gases y partículas contaminantes, que el viento ayuda a dispersar, y la lluvia arrastra hacia el suelo (las gotitas y cristalitos favorecen la adsorción y las reacciones heterogéneas), hasta alcanzarse concentraciones tolerables en la mayoría de los casos. El transporte aéreo de partículas es también importante biológicamente, tanto para la polinización como en la propagación de enfermedades. La atmósfera es también un buen sumidero de residuos astronáuticos (los volatiliza) y nos protege contra la mayoría de los meteoritos.
- Y por último, la atmósfera como medio de transporte de personas y mercancías, ya que el aire permite el vuelo sustentado dinámicamente, que es muy eficiente (requiere un empuje muy

inferior al peso). En [5] puede verse un estudio sobre los efectos medioambientales asociados al transporte aéreo. Además, la atmósfera proporciona un valioso freno aerodinámico, sobre todo en la re-entrada de naves espaciales, o para modificar órbitas.

El modelo de atmósfera estándar

La termodinámica de la atmósfera es tan importante en aeronáutica, que dio origen el modelo de atmósfera estándar internacional (ISA, en sus siglas inglesas), inicialmente propuesto por NACA (National Advisory Committee on Aeronautics) en 1922, adoptado por la OACI en 1941, la CGMP-9 en 1948 (al igual que la OMM), y la ISO-2533 en 1975. Actualmente el modelo ISA se extiende hasta la mesopausa (hasta 86 km de altitud, i.e. cubre toda la homósfera).

El modelo ISA en la troposfera es el de una capa esférica que se extiende desde el nivel medio del mar ($z=0$) hasta 11 km de altitud geopotencial (11 019 m geométricos), de gas ideal ($pV=mRT$), de composición fija (aire seco, con $R=287,06 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$), caloríficamente perfecto ($c_p=1004,7 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$, o bien $\gamma=c_p/(c_p-R)=1,4000$), en reposo mecánico (sin vientos), sometido al equilibrio hidrostático ($\partial p/\partial z=-\rho g$), con una presión a nivel del mar (*sea level pressure*, SLP) $p_0=101\,325 \text{ Pa}$ y una temperatura a nivel del mar (*sea level temperature*, SLT) $T_0=288,15 \text{ K}$, con un gradiente de temperatura (*lapse rate*) constante $\Gamma=-dT/dz=6,5 \text{ K}/\text{km}$ (nótese el cambio de signo en la definición de este gradiente, así como la unidad usada, el kelvin por kilómetro, K/km , en lugar de la más usual y menos científica de $^\circ\text{C}/\text{km}$, que ha obligado a muchos profesores a suspender a alumnos que ‘traducían $6,5 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}=(6,5+273) \text{ K}/\text{km}$ ’), y una gravedad uniforme $g_0=9,80665 \text{ m}/\text{s}^2$. Con este modelo, la presión en la troposfera es:

$$p_{\text{ISA}}(z) = p_0 \left(1 - \frac{\Gamma}{T_0} z \right)^{\frac{g_0}{\Gamma R}} \quad (1)$$

Por ejemplo, si se aplica (1) a la tropopausa ISA ($z=11 \text{ km}$), se obtiene: $p_{11}=101325(1-0,0065 \cdot 11000/288,15)^{9,80665/(287,06 \cdot 0,0065)}=22\,633 \text{ Pa}$.

Podría pensarse que un modelo que supone que el aire no se mueve, ni varía sus propiedades con los ciclos diarios y estacionales, y es igual de un lugar a otro, no serviría para nada, más que tal vez como valor medio (como un modelo que dijera que la precipitación sobre el terreno es de 2 mm de agua al día). Pero el modelo ISA es muy útil, y todavía se usa para ordenar el tráfico aéreo en altura.

¿Por qué se han adoptado esos valores para el modelo ISA? Todo proceso de estandarización de variables físicas se basa en unas medidas (aproximadas), y un valor exacto (o casi) adoptado por acuerdo institucional en un cierto momento para poder comparar sin ambigüedades las medidas reales. En el modelo ISA parece que se fijan al menos 5 cifras significativas para cada variable, excepto para el gradiente térmico ($6,5 \text{ K}/\text{km}$), pues bien este valor data de antes de 1920 [6], y fue propuesto por un sabio profesor que prefirió el ajuste más simple (lineal) de las temperaturas medidas a gran altura (unos $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ a 10 km), con la temperatura media a nivel del mar (unos $15 \text{ }^\circ\text{C}$). Si se mide $\Gamma=-dT/dz$ en un punto y un instante dados en la troposfera (por cociente incremental) puede resultar cualquier valor (grande o

pequeño, positivo o negativo), porque los cambios de temperatura son bastante bruscos, aunque, superados los mil primeros metros (donde el gradiente parece caótico), suele tender a un valor medio entre $\Gamma=4$ K/km y $\Gamma=9$ K/km, que justifica el valor estándar ISA, $\Gamma=6,5$ K/km. El valor estándar de la temperatura a nivel del mar, $T_0=288,15$ K, proviene del valor aproximado $T_0=15$ °C antes comentado [6], y del valor estándar de 273,15 K adoptado para la definición de la escala Celsius. Por debajo de 1 km de altura sobre el terreno, las irregularidades espaciales y temporales en el estado real de la atmósfera hacen que el modelo ISA sea poco representativo (no debe olvidarse que el interés original del modelo era para calibración de las cápsulas aneroides usadas como altímetros en vuelo, no cerca del suelo, donde una disminución meteorológica de 1 kPa no corregida equivale a montañas casi 100 m más altas). Los espejismos y los maravillosos cambios de luz en algunos amaneceres y anocheceres, que son debidos a gradientes de índice de refracción de origen térmico, tampoco pueden explicarse con el modelo ISA, el cual sí puede servir para extrapolar las medidas en superficie y poder dibujar las isobaras a nivel del mar en los mapas del tiempo (aunque muchas veces se aplica el modelo isotermo en vez del ISA), y descontar así el efecto de las distintas altitudes de los lugares de medida.

La presión medida a nivel del mar varía poco de un punto a otro; lo normal es que esté entre 98 kPa y 104 kPa, con una media global de $101,3\pm 0,2$ kPa (el récord mundial es de 87 kPa en el ojo de un tifón en 1979, y de 108,3 kPa en el anticiclón siberiano el 31-12-1968 en Agata; sobre el océano, raramente se sale del intervalo 95..104 kPa). Para puntos del terreno que no están a nivel del mar, se define la presión a nivel del mar como la extrapolación de la presión en superficie con la ecuación de la hidrostática, la temperatura media diaria superficial y el gradiente estándar. Para un mismo lugar, la variación diurna típica es de 0,11 kPa (de ciclo semidiurno, con máximos hacia las 10 de la mañana y las 10 de la noche), mientras que las grandes variaciones temporales son de ± 1 kPa entre el buen tiempo y el mal tiempo. El valor estándar de la presión del aire a nivel del mar, $p_0=101\,325$ Pa (101,325 kPa, o 1013,25 hPa en unidades meteorológicas que antes usaban el milibar, 1 mb=1 hPa=100 Pa), proviene de adoptar como valor exacto estándar el valor aproximado de 760 mm de columna de mercurio del barómetro de Torricelli, y multiplicar por la densidad del mercurio a 0 °C y una aceleración de la gravedad estándar. Nótese que igualmente podría haberse elegido como estándar de la presión del aire a nivel del mar un valor más redondo como $p_0=10^5$ Pa (que corresponde a 750 mmHg en vez de a 760 mmHg), pues, aunque, si bien es verdad que la media espacio-temporal extendida a todo el globo (con las correcciones por altitud del terreno) están más próximas a 760 mmHg, las fluctuaciones meteorológicas en un punto dado tienen una amplitud típica de 1 kPa (equivalente a 7 mmHg), lo que hace inservible el modelo ISA para vuelo a baja cota (1 kPa de incertidumbre en superficie corresponde a una incertidumbre de 84 m de altura), necesitando ajustar el barómetro del avión a la presión real en tierra, aunque, para vuelo a gran altura, y para todos los demás tipos de industrias, es insignificante que se adopte una referencia u otra (la IUPAC ya cambió en 1982 al estándar a $p_0=100$ kPa). De modo análogo, la adopción de otros valores estándar con muchas cifras significativas ($g_0=9,80665$ m/s², $c_p=1004,7$ J/(kg·K), $T_0=288,15$ K...), que en la práctica se eluden ($g_0=9,8$ m/s², cuando no se toma simplemente $g_0=10$ m/s², $c_p=1000$ J/(kg·K), $T_0=288$ K...), no se fundamentan más que en el deseo (muy loable) de minimizar cambios de referencia (que

podrían ocasionar errores, como los de cambio de sistema de unidades), manteniendo así la tradición y el legado de los pioneros.

La temperatura medida del aire a nivel del mar varía mucho más que la presión; desde los $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ medidos cerca del Polo Sur a los $58\text{ }^{\circ}\text{C}$ medidos en el desierto del Sahara. No es raro que en un mismo lugar (e.g. Madrid, cuya temperatura media anual es de $14,6\text{ }^{\circ}\text{C}$), la amplitud térmica diaria sea de $15\text{ }^{\circ}\text{C}$, y la amplitud térmica estacional de otros $15\text{ }^{\circ}\text{C}$. En la superficie del mar, en cambio, la temperatura del agua sólo varía desde los $-1,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ de congelación del agua salada y los $32\text{ }^{\circ}\text{C}$ de máxima del Mar Rojo o el Golfo Pérsico, con amplitudes térmicas diarias menores de $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ y estacionales menores de $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ en mar abierto. La media global de la temperatura superficial del aire, 2 m sobre el terreno que es donde se mide, es de $15,2\pm 0,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($15,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ sobre el océano algo menos de $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ sobre los continentes). No confundir con la temperatura del agua en superficie, a 1 m por debajo del nivel medio que es donde se mide, que es de casi $17\text{ }^{\circ}\text{C}$. También en media toda la atmósfera está bastante más fría ($T_m=-15\text{ }^{\circ}\text{C}$) que el océano en su conjunto ($T_m=3,5\text{ }^{\circ}\text{C}$). Las fluctuaciones plurianuales típicas de la media global anual del aire son de $\pm 0,2\text{ }^{\circ}\text{C}$ en 30 años. Si la media anual en un lugar es menor de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ ya no crecen árboles, mientras que si es superior a $18\text{ }^{\circ}\text{C}$ surge la vegetación tropical multinivel, lo que, junto con las precipitaciones, se utiliza para delimitar las zonas climáticas.

La atmósfera está muy estratificada, y por eso los gradientes a lo largo de la dirección vertical son mucho mayores que los gradientes horizontales (por ejemplo, a nivel del mar el gradiente de presión típico es del orden $\partial p/\partial x \sim \pm 10^{-2}\text{ Pa/m}$ (1 kPa en 100 km), mientras que verticalmente es $\partial p/\partial z = -\rho g = -10\text{ Pa/m}$ (mil veces mayor). La facilidad de la medida de la presión (con una cápsula aneroide) frente a la medida de la altitud, y la estrecha correlación entre ambas, dio lugar a que en aeronáutica los niveles de vuelo se refieran a altitud-presión; e.g. un nivel de vuelo FL330, típico de crucero comercial, indica que la presión medida es de 26,3 kPa, que con el modelo ISA corresponde a 10,1 km o 33 000 pies, $100\cdot\text{FL}$, y que, aunque no coincida con la altitud verdadera, no importa, si todos los usuarios se basan en ella; i.e. el vuelo de crucero es por isobaras (a nivel de vuelo fijo, y no a altitud constante).

La aproximación en el modelo ISA de considerar la gravedad uniforme con la altura es muy buena; a 11 km, en la tropopausa la g sólo ha disminuido un 0,3% (un 3 por mil) de su valor a nivel del mar (incluso a la altitud de la estación espacial ISS a 400 km de altura, la aceleración de la gravedad es $g=g_0(R_T/(R_T+H))^2=g_0(6370/(6370+400))^2=0,89\cdot g_0$, i.e. sólo un 11% menor que a nivel del mar).

Ya se ha dicho que en el modelo ISA la tropopausa está a 11 km y tiene $-56,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 22,6 kPa, cuando en la realidad, la tropopausa ecuatorial está a unos 18 km de altitud y tiene unos $-85\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 10 kPa, mientras que la tropopausa polar está a unos 8 km de altitud y tiene unos $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 35 kPa.

A veces se utilizan otros modelos derivados del ISA, principalmente desplazando el perfil de temperaturas; así por ejemplo, un modelo ISA+20 indica un desplazamiento de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, i.e. $T_0=35\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\Gamma=6,5\text{ K/km}$ y $p_0=101,325\text{ kPa}$.

Conviene siempre tener presente que, además de las variaciones espaciales altitudinales, latitudinales y longitudinales antedichas, y las variaciones temporales diurnas y estacionales, en la atmósfera ocurren otros cambios temporales de muy diverso tiempo característico, desde unos pocos minutos de la turbulencia (ráfagas), a unos pocos días de paso de frentes térmicos, sin olvidar los cambios climáticos globales en tiempos geológicos (y puede que no tan a largo plazo con las perturbaciones antropogénicas actuales).

Ejercicio 1. Usando el modelo de atmósfera estándar internacional (ISA) para en la troposfera:

- Deducir, y representar gráficamente, la variación de la presión con la altura, $p(z)$,
- Estimar la masa total de la atmósfera.
- Determinar a qué altitud la presión y la densidad se hacen la mitad del valor en el suelo.

Solución.

- Deducir, y representar gráficamente, la variación de la presión con la altura, $p(z)$,

De $dp/dz = -\rho g$ con $\rho = p/(RT)$ y $T = T_0 - \Gamma z$, se obtiene $dp/p = -g dz / (R(T_0 - \Gamma z))$, que se integra directamente para dar $p = p_0(1 - \Gamma z/T_0)^{g/(R\Gamma)}$, con $p_0 = 101$ kPa, $\Gamma = 6,5$ K/km, $T_0 = 288$ K, $g = 9.8$ m/s² y $R = 287$ J/(kg·K). En la Fig. E1 se ha representado esta función (válida hasta 11 km según el modelo ISA) en trazo grueso sobre los datos de la atmósfera estándar ISA hasta 50 km de altitud. Una buena aproximación a memorizar es que cada 16 km de altura disminuye la presión a la décima parte (100 kPa a $z=0$, 10 kPa a $z=16$ km, 1 kPa a $z=32$ km, y 0,1 kPa a $z=48$ km).

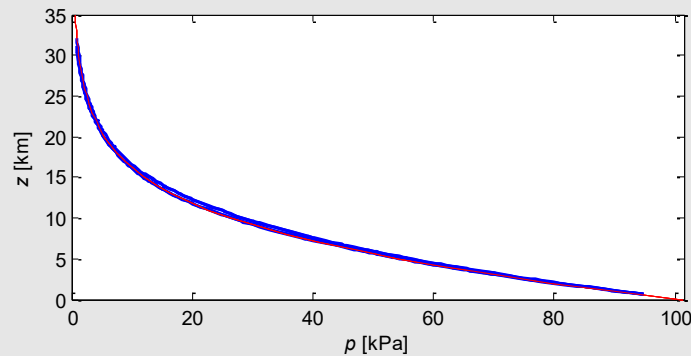


Fig. E1. Variación de la presión con la altitud con el modelo ISA (en rojo), y superposición de los perfiles reales de presiones medidas en los sondeo de medianoche y mediodía sobre Madrid el 1-Ene-2009 y el 1-Jul-2009 (el que más se desvía).

- Estimar la masa total de la atmósfera.

Para calcular la masa total de la atmósfera no es necesario integrar la densidad a todo el volumen, $m = \int \rho dV$; basta con recordar que la presión atmosférica es el peso de aire por unidad de superficie, luego, una columna de aire de 1 m² pesa 10⁵ N (tomando $p_0 = 10^5$ Pa = 10⁵ N/m²), equivalente a 10⁵/9,8 ≈ 10⁴ kg; como el área de la Tierra es $4\pi R^2 = 4\pi(6,37 \cdot 10^6)^2 = 510 \cdot 10^{12}$ m², la masa total de la atmósfera será de 10⁴ · 510 · 10¹² = 5 · 10¹⁸ kg. La masa de aire atmosférico no varía apreciablemente con el tiempo porque los aportes (e.g. erupciones volcánicas, por abajo) y pérdidas (al espacio exterior, por arriba) son insignificantes.

c) Determinar a qué altitud la presión y la densidad se hacen la mitad del valor en el suelo. La altitud a la que $p=p_0(1-\Gamma z/T_0)^{g/(R\Gamma)}=p_0/2$ es $z=(T_0/\Gamma)[1-(p/p_0)^{R\Gamma/g}]=44,3 \cdot [1-(50,65/101,3)^{0,19}]=5,5$ km. La variación de la densidad del aire con la altura en el modelo ISA es $\rho=p/(RT)=\rho_0(1-\Gamma z/T_0)^{g/(R\Gamma)-1}$, e.g. en la tropopausa ISA es $\rho=1,225(1-6,5 \cdot 11/288)^{(9,8/(287 \cdot 0,0065))-1}=0,365$ kg/m³. La altitud a la que la densidad es $\rho=\rho_0/2=0,61$ kg/m³ es de 6,7 km. Nótese que la altitud que delimita la mitad de la masa de la atmósfera es la de $p=p_0/2$ (5,5 km) y no la de $\rho=\rho_0/2$ (6,7 km). Nótese que si el gradiente térmico fuese $\Gamma=g/R=9,8/287=34$ K/km en vez de 6,5 K/km, la densidad del aire no variaría con la altitud; esto puede ocurrir en capas próximas al suelo en mañanas frescas con mucho sol, y el cambio del gradiente de índice de refracción del aire da lugar a espejismos.

La termodinámica

La termodinámica nació en 1824 con Sadi Carnot como la ciencia de la generación de trabajo a partir del calor, pero hoy día se usa para explicar todos los procesos relacionados con la distribución de las variables conservativas (masa, momento, energía) en los procesos disipativos (que son todos, los naturales, como el mezclado o la transmisión de calor, y los artificiales, como la producción de frío o la propulsión). El propio Carnot reconocía en su única obra “Sobre la potencia motriz del fuego y las máquinas que la desarrollan”, que el calor es la causa de los vientos, de la formación de las nubes, de la lluvia, y que la atmósfera es un gigantesco motor térmico.

La termodinámica clásica se basa en el modelo continuo de la materia, no entrando en el detalle atómico-molecular que estudia la mecánica estadística, pero siempre conviene tener presente la realidad microscópica y saber que la mayoría de las moléculas en el aire tienen tamaños de unos 10^{-10} m, se mueven caóticamente a unos 400 m/s recorriendo en tiempos del orden de 10^{-10} s distancias típicas (camino libre medio, λ) de unos 10^{-7} m antes de chocar con otras. Este modelo de medio continuo deja de ser válido cuando el camino libre medio λ es comparable al tamaño de los objetos de interés; por ejemplo, para objetos de $L \approx 1$ m, esto ($\lambda \approx L$) ocurre a partir de unos 110 km de altitud, en la termosfera. Por tanto, en todo el dominio aeronáutico es apropiado el modelo continuo (a 50 km de altitud, el modelo de medio continuo todavía es aplicable a sistemas mayores de 1 milímetro), mientras que en todo el dominio astronáutico hay que recurrir al modelo cinético de partículas.

Las ecuaciones que usa la termodinámica pueden agruparse en los siguientes tipos de leyes:

- Leyes de conservación, i.e. de invarianza temporal en un sistema aislado, $d\Phi/dt=0$, donde Φ es la masa, el momento, o la energía. El balance energético para un sistema aislado es $dE/dt=0$, y para un sistema cerrado (que intercambia trabajo y calor con el exterior, sin intercambiar masa) pasa a ser:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{W} + \dot{Q} \quad (2)$$

siendo \dot{W} y \dot{Q} los flujos de trabajo y de calor recibidos por el sistema. La energía suele dividirse en dos términos, las energías mecánicas E_m (cinética y potencial, que dependen del sistema de referencia elegido), y la energía interna U , tal que $E=E_m+U$.

- Ley del equilibrio, que enseña que, si se aísla un sistema de su exterior, el sistema evoluciona con el tiempo hacia un estado muy simple, llamado de equilibrio, en el que la temperatura es uniforme en todo el sistema, desaparece todo movimiento macroscópico relativo, y (para sistemas homogéneos sin campos de fuerza externos) las concentraciones de los componentes de una mezcla son uniformes, todo lo cual se puede resumir diciendo que existe una función de distribución de la energía interna (U), del volumen (V), y de las cantidades de sustancia (n_i), de cada especie química i presente en el sistema, llamada entropía, $S(U, V, n_i)$, que en la evolución de un sistema aislado tiende hacia un valor máximo. La unidad de energía es el julio, la de volumen el metro cúbico, la de la cantidad de sustancia el mol ($1 \text{ mol} = 6,02 \cdot 10^{23}$ partículas), y la de la entropía es el julio dividido por kelvin; esta función de distribución (la entropía) tiene la siguiente expresión diferencial en el estado de equilibrio:

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{p}{T} dV - \sum \frac{\mu_i}{T} dn_i \quad (3)$$

donde la temperatura, T , mide la ‘fuerza de escape’ de la energía interna térmica (i.e. el nivel de equilibrio térmico), la presión, p , mide la fuerza de escape de la energía mecánica (i.e. el nivel de equilibrio mecánico), y el potencial químico de cada especie, μ_i , mide la fuerza de escape de la energía química (i.e. el nivel de equilibrio químico). Para el equilibrio multifásico, la igualdad de potenciales químicos conduce a la ecuación de Clapeyron para sustancias puras, o a la ecuación de Raoult para el equilibrio líquido-vapor de mezclas ideales. El equilibrio químico también está controlado por los potenciales químicos.

- Leyes constitutivas de la materia en el equilibrio, que relacionan las variables dependientes (que aparecen en las ecuaciones de conservación) con las independientes. Para el caso del aire, si se supone que no varía la composición, bastan dos relaciones constitutivas, que con el modelo sencillo de gas perfecto toman la forma:
 - Ecuación de los gases ideales:

$$pV = mRT \quad \left(\text{o bien } \rho \equiv \frac{m}{V} = \frac{p}{RT} \right) \quad (4)$$

siendo para el aire, de masa molar $M=0,029 \text{ kg/mol}$, $R=R_u/M=287 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, con la constante universal de los gases $R_u=8,314 \text{ J/(mol}\cdot\text{K)}$.

- Sustancia caloríficamente perfecta:

$$\Delta U = mc_v \Delta T \quad (\text{o bien } \Delta H = mc_p \Delta T) \quad (5)$$

siendo H la entalpía (una variable energética que no es más que la suma de la energía interna U y el producto presión volumen pV , i.e. $H \equiv U + pV$), y donde c_v y c_p son las capacidades térmicas específicas a volumen y a presión constante, respectivamente, antiguamente llamados calores específicos, relacionados en los gases ideales a través de $c_p - c_v = R$ (relación de Mayer), y que para el aire toman los valores $c_p = 1000 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ y

$c_v = c_p - R = 713 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$. Al cociente de capacidades térmicas se le llama gamma: $\gamma = c_p/c_v$ (para el aire es $\gamma = 1000/713 = 1,40$).

Cuando sea preciso considerar el aire como una mezcla gaseosa con n_i moles de cada gas i , el modelo de mezcla ideal (i.e. sin excesos energéticos ni volumétricos) tiene como ecuación de estado $pV = \sum n_i R_u T = \sum x_i n R_u T = mRT$ con $R = R_u/M$ y $M = \sum x_i M_i$, siendo $x_i = n_i/\sum n_i$ la fracción molar de cada especie i , con $c_p = \sum x_i c_{pi}$. Es costumbre llamar presión parcial a $p_i = x_i p$, siguiendo a Dalton (1803), que fue el primero en estudiar el efecto del vapor de agua en el aire.

- Leyes constitutivas de la materia en los procesos cinéticos (o de transporte), que relacionan los flujos (que aparecen cuando no hay equilibrio) con las fuerzas que los originan (los gradientes de las ‘fuerzas de escape’ anteriormente mencionadas), y sirven para predecir la velocidad a la que evolucionarán los procesos de relajación hacia el equilibrio, y los procesos forzados por condiciones de contorno de no aislamiento. En realidad, la termodinámica clásica sólo estudia procesos muy rápidos o muy lentos, encargándose otras ciencias de estudiar la velocidad real (la transmisión de calor y masa, la mecánica de fluidos, y la cinética química). Eso sí, la termodinámica clásica enseña a distinguir los procesos favorables (i.e. que pueden ocurrir espontáneamente, a mucha o poca velocidad), de los procesos desfavorables (i.e. aquéllos que no pueden ocurrir solos, sino que se necesitan de una acción exterior permanente para que ocurran). En efecto, un sistema aislado tiende al equilibrio maximizando su entropía (i.e. sólo son posibles los procesos con $dS > 0$), pero un sistema no aislado sino en contacto con un ambiente a T_0 y p_0 , tiende al equilibrio minimizando su función de Gibbs, $G = U + pV - TS = H - TS$ (con lo que se consigue maximizar la entropía del conjunto sistema+ambiente). Pero ahora vemos que hay dos caminos para minimizar G : perder entalpía H (equivalente a perder energía), o ganar entropía, S . Por ejemplo, la materia condensada (sólidos y líquidos) tiene poca entropía, así que tiende a perder energía y caer a la posición más baja posible, mientras que los gases tratan de maximizar su entropía ocupando todo el volumen disponible (por esa misma razón no se caen las gotitas y cristalitos de las nubes, pese a que su densidad es mil veces mayor que la del aire, ni se segregan apreciablemente el oxígeno y el nitrógeno del aire, pese a su diferencia de densidad). El equilibrio químico en un sistema reactante, en presencia de un ambiente a T_0 y p_0 , tiene lugar cuando la función de Gibbs llega a un valor mínimo (pero aquí no vamos a entrar en temas termoquímicos).

De las leyes constitutivas de transporte no haremos aquí uso, más que para resaltar lo poco eficiente que es la difusión de masa, momento y energía en el aire. Las correspondientes leyes son: la ley de Fick para la difusión de especies químicas, $\vec{j}_i = -D_i \nabla \rho_i$, que establece que el flujo de masa de la especie i que atraviesa la unidad de área por unidad de tiempo, \vec{j}_i , es proporcional al gradiente de la densidad de la especie i , ρ_i , llamándose ‘difusividad másica’ al coeficiente de proporcionalidad, D_i , que depende de la especie i considerada en la mezcla; la ley de Newton de la viscosidad, $\vec{\tau} = -\mu \nabla \vec{v}$, que dice que el flujo de momento (o esfuerzo viscoso), $\vec{\tau}$, es proporcional al gradiente de la velocidad, \vec{v} , llamándose viscosidad dinámica al coeficiente de proporcionalidad, μ (o viscosidad cinemática a $\nu = \mu/\rho$); y la ley de Fourier para la transmisión de calor, $\vec{q} = -k \nabla T$, que dice que el flujo de calor que atraviesa la unidad de área por

unidad de tiempo, \vec{q} , es proporcional al gradiente de la temperatura, T , llamándose conductividad térmica al coeficiente de proporcionalidad, k (o difusividad térmica a $\alpha \equiv k/(\rho c_p)$). La teoría cinética enseña que en los gases todas las difusividades son del mismo orden de magnitud, i.e. $D_i \approx v \approx \alpha$; e.g. para el aire a 15 °C, $\alpha = 21 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $v = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $D_{\text{vapor}} = 23 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $D_{\text{CO}_2} = 14 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $D_{\text{O}_2} = 19 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, etc. Con estos valores de las difusividades, los procesos de relajación son muy grandes (e.g. para que se mezcle por difusión una capa de un metro de aire, han de pasar $t \sim L^2/D_i = 1/10^{-5} = 10^5 \text{ s}$, i.e. un día), así que los procesos de mezclan son muy lentos, y los procesos más corrientes son adiabáticos y con escasa disipación (i.e. casi isoentrópicos). A propósito, hasta mediados del siglo XX se usaba el calificativo de ‘adiabático’ como sinónimo de isoentrópico (i.e. adiabático reversible).

Tampoco nos detendremos mucho en el estudio de la interacción de la materia y la radiación (ni en el estado de equilibrio de cuerpo negro, ni en la transmisión de calor por radiación, ni en efectos ionizantes, ni visuales), más que lo necesario para comprender el balance radiativo terrestre.

Uno de los procesos más importantes en la termodinámica es el de la evolución adiabática y sin fricción de un gas perfecto, que conduce a la famosa relación $pV^\gamma = \text{cte.}$, como se deduce a continuación. Adiabática quiere decir $Q=0$, sin fricción significa que el único trabajo del fluido va a ser el de compresión/expansión $W = -\int p dV$, y gas perfecto implica $pV = mRT$ y $\Delta U = m c_v \Delta T$, por lo que sustituyendo en la expresión diferencial del balance energético, $dU = dW + dQ = m c_v dT = -p dV = -(mRT) dV/V$, i.e. $c_v dT/T = -R dV/V$; integrando, y haciendo uso de la relación de Mayer, $c_p - c_v = R$, se obtiene $TV^{\gamma-1} = \text{cte.}$, que con ayuda de $pV = mRT$, nos da la expresión buscada, $pV^\gamma = \text{cte.}$, y de la misma forma se llega a la tercera expresión equivalente:

$$\frac{T}{p^{\frac{\gamma-1}{\lambda}}} = \text{cte.} \quad \left(\begin{array}{l} \text{evolución isentrópica} \\ \text{de un gas perfecto} \end{array} \right) \quad (6)$$

de la que haremos uso al estudiar la estabilidad atmosférica.

Ejercicio 2. Calcular la variación de temperatura que sufriría una masa de aire al ascender rápidamente en la atmósfera estándar.

Solución. Debido a la escasa duración del proceso y a la baja difusividad del aire, se puede suponer que se trata de un sistema cerrado (no hay mezcla con el resto), que el proceso es adiabático (no hay transmisión de calor), y que el movimiento del aire es no disipativo (sin fricción), luego es de aplicación la ecuación anterior, $T/p^{(\gamma-1)/\gamma} = \text{cte.}$, que en forma diferencial es $dT/T = ((\gamma-1)/\gamma) dp/p$. Sustituyendo el gradiente hidrostático, $dp/dz = -\rho g$, y la ecuación de los gases ideales, $\rho = p/(RT)$, se obtiene $dT/T = -((\gamma-1)/\gamma) g dz / (RT)$, y finalmente $dT/dz = -g/c_p = -9,8/1000 = -9,8 \text{ K/km}$, donde se ha hecho uso de $\gamma \equiv c_p/c_v$ y de $c_p - c_v = R$. También se podría haber deducido a partir del balance energético de la masa de aire que asciende sin disipación ni transmisión de calor, $\Delta E = W + Q = \Delta U + mg \Delta z = -\int p dV$, que en forma diferencial se reduce a $dH + mg dz = m c_p dT + mg dz = 0$, y por tanto $dT/dz = -g/c_p$ como antes. Este resultado es

muy importante en meteorología, donde se le llama gradiente adiabático seco, $\Gamma \equiv -dT/dz = 9,8 \text{ K/km}$, que es un valor prácticamente constante para cualquier punto en la atmósfera, pues las variaciones de g con la posición y la altura, y las variaciones de c_p con la presión y la temperatura, son pequeñísimas.

La atmósfera como sistema termodinámico

Ya se ha mencionado que la atmósfera es una capa muy delgada (11 km de media la troposfera), pero horizontalmente es muy extensa y se suelen considerar varios tamaños para su estudio, como se detalla en la Tabla 1.

Tabla 1. Escalas espacio-temporales en el estudio de la atmósfera.

Escala (horizontal)	Extensión horizontal	Tiempo característico	Fenómenos
Macro (o global, o planetaria)	$\sim 10^4 \text{ km}$ (40 000 km)	10^6 s (10 días)	Circulación general: grandes células convectivas, vientos dominantes, capa límite planetaria.
Sinóptica (Gr. $\sigma\psi\nu\text{-}\eta\delta\sigma$, unión)	$\sim 10^3 \text{ km}$	10^5 s (1 día)	Ciclones y anticiclones, dorsales, vaguadas, tormentas tropicales, mapas del tiempo.
Meso	$\sim 10 \text{ km}$	10^4 s (1 h)	Tormentas, tornados, tiempo en un área metropolitana.
Micro	$< 1 \text{ km}$	$< 10^3 \text{ s}$ (10 min)	Torbellinos y ráfagas de viento, penachos de chimeneas y escapes.

Con el formalismo termodinámico clásico, diríamos que la atmósfera en su conjunto es un sistema abierto, pues intercambia masa con su entorno (por arriba y por abajo): del espacio exterior recibe polvo cósmico y meteoritos, y por abajo intercambia agua, gases y partículas con la hidrosfera, la litosfera y la biosfera (biota global); en primera aproximación, la ecosfera en su conjunto (atmósfera+hidrosfera+litosfera+biosfera) sí se puede considerar un sistema cerrado. Considerando periodos plurianuales, podemos decir que la atmósfera está en estado casi-estacionario, pues las variaciones plurianuales de su masa y su energía son pequeñísimas (hasta el temido cambio climático que se avecina apenas incrementaría la temperatura media unas centésimas de grado cada año).

Globalmente la masa de la atmósfera apenas varía (es de unos $5 \cdot 10^{18} \text{ kg}$ desde hace millones de años), y recibe anualmente $0,5 \cdot 10^{18} \text{ kg}$ de agua del océano, aunque se compensan con la precipitación anual correspondiente, y globalmente la atmósfera pueda considerarse en estado casi estacionario. Globalmente sí, pero las fluctuaciones locales temporales y espaciales son muy importantes. La atmósfera no está en equilibrio, ni térmico (hay gradientes de temperatura), ni mecánico (hay vientos), ni químico (llueve, y a veces, lluvia ácida).

¿Por qué la atmósfera no está en equilibrio? Porque está expuesta al flujo de energía solar, que varía con el día y la noche y las estaciones; toda la meteorología es debida en último término a este bombeo radiativo solar, que es muy efectivo porque desestabiliza la atmósfera, al originar un calentamiento de abajo a arriba, al ser la atmósfera casi transparente a la radiación solar y absorberse ésta mayoritariamente en la superficie terrestre. El hecho de que la insolación media terrestre disminuya desde el Ecuador a los polos, da lugar a una clasificación zonal de la atmósfera en las siguientes bandas: zona ecuatorial (o mejor, zona de convergencia intertropical (ZCIT, ITCZ en sus siglas inglesa), pues depende de la Termodinámica de la atmósfera

distribución de masas continentales y varía con las estaciones como se ve más adelante), zonas tropicales, zonas subtropicales, zonas templadas o de latitudes medias, zonas subpolares, y zonas polares.

¿Por qué hace más frío sobre una montaña o altiplanicie, que a nivel del mar, si el calor del Sol viene de arriba? De hecho, en un día despejado de verano se reciben menos de 1000 W/m^2 a nivel del mar y más de 1200 W/m^2 a 5 km de altitud (y no es por estar más cerca del Sol). La respuesta es que el aire se calienta por abajo y se enfría por arriba; por abajo recibe calor por convección y por radiación infrarroja del suelo, y por arriba recibe menos radiación infrarroja de la atmósfera que hay encima (i.e. pierde más calor al exterior) cuanto mayor sea la altitud, porque el 'exterior', a 2,7 K, está más cerca. De otro modo, puede decirse que la temperatura disminuye con la altitud (en la tropopausa) porque el efecto invernadero disminuye con el espesor de la capa de aire restante, o, en lenguaje coloquial, porque sobre los altiplanos hay menos 'manta' (manto de aire). Por cierto, hay que tener cuidado con esta idea de 'manta', pues en las mantas usuales (las que se usan en las camas), los efectos radiativos son despreciables, ya que se basan, como toda la vestimenta usual, en mantener una capa de aire atrapado en un medio poroso para evitar la convección directa sobre la piel. Por el contrario, las mantas multicapa que se usan en el control térmico de vehículos espaciales sí son de tipo radiativo y no de tipo convectivo.

Pero una cosa es que el aire esté más frío cuanto más alto, y otra cuestión es el por qué el aire se enfriará si asciende rápidamente, que no es por contacto con el aire frío de arriba (como podría pensarse) porque la difusividad del aire es muy pequeña, sino por enfriamiento adiabático, que es la pérdida de energía térmica necesaria para que, al ir disminuyendo su presión con la altura, el aire se expanda empujando contra el resto de aire ambiente: $dU=dW+dQ \rightarrow mc_v dT=-pdV \rightarrow T/p^{(\gamma-1)/\gamma}=\text{cte.}$ (como se vio al estudiar la evolución adiabática y sin fricción de un gas perfecto), que en términos de variaciones relativas (derivada logarítmica) es $dT/T=((\gamma-1)/\gamma)dp/p$. Si se combina esta expresión con la del gradiente hidrostático de presión, $dp/dz=-\rho g=-(p/(RT))g$, se obtiene $dT/T=((\gamma-1)/\gamma)(-gdz/(RT)) \rightarrow dT/dz=-g/c_p=-9,8/1000$, i.e. un gradiente constante $\Gamma \equiv -dT/dz=9,8 \text{ K/km}$, que influye grandemente en la estabilidad atmosférica cuando no hay condensación de vapor de agua, como se verá después.

Y todavía es más sorprendente que el aire no se enfríe más y más con la altura, sino que su temperatura suba desde unos $-60 \text{ }^\circ\text{C}$ a los 20 km a casi $0 \text{ }^\circ\text{C}$ a unos 50 km, para luego bajar a casi $-100 \text{ }^\circ\text{C}$ a los 80 km, y empezar a subir desde 90 km hasta alcanzar más de $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ por encima de los 200 km. La respuesta es: porque en esas capas sí que absorbe parte de las radiaciones del Sol y se calienta.

Otra difícil cuestión que resuelve la termodinámica es la siguiente. Si parece que está demostrado que no es posible predecir el tiempo atmosférico más allá de una o dos semanas, ¿qué valor tienen las predicciones del cambio climático para dentro de un siglo? La respuesta es que, debido al carácter caótico de las ecuaciones que se usan en meteorología (aun siendo deterministas), las predicciones concretas locales van perdiendo precisión con el tiempo (cronológico), pero hay otro tipo de predicciones que son globales y de carácter probabilístico, que van ganando precisión con el tiempo, que son aquéllas que corresponden a la tendencia hacia el equilibrio. Es como la esperanza de vida humana, que para una

persona concreta es una predicción inútil, pero que para un gran conjunto la predicción es muy precisa. La termodinámica, como ciencia estadística que es, tiene ese gran poder de predicción (como dice mi profesor y amigo Manuel Abejón: en la transmisión de calor, es más fácil ser profeta que historiador).

Por último, conviene señalar que la termodinámica de la atmósfera no es sólo termodinámica del aire sino que tiene mucho de termodinámica del agua [7] ya que, como se ha dicho antes, el agua atmosférica, pese a su marginalidad ponderal (0,3% de la masa total), es el constituyente dominante en toda la dinámica atmosférica, a través de los cambios de fase vaporización/condensación, sublimación/deposición, y fusión/congelación, los cuales van siempre acompañados de grandes flujos de energía (la interacción atmósfera-océano [8] es vital en el estudio de ambas masas fluidas).

Balance energético terrestre

El Sol es la fuente de la vida, pues además de darnos luz y calor, su luz nos da de comer (a través de la fotosíntesis de materia orgánica y la cadena trófica), y de beber (a través del ciclo hidrológico). También nos proporciona casi todas las fuentes de energía (la solar térmica, la solar fotovoltaica, la hidráulica, la eólica, la de la biomasa...), incluyendo los combustibles fósiles que tanto tiempo tardaron en formarse y tan rápidamente estamos consumiendo. Salvo la energía nuclear (que apenas representa un 6% del consumo energético primario mundial), y otras mucho menos relevantes cuantitativamente, como la mareomotriz (que proviene mayoritariamente del movimiento de la Luna), y la geotérmica (que proviene de la desintegración nuclear residual en el interior de la Tierra), todas las energías provienen directa o indirectamente del Sol. Y no sólo el viento, sino que el aire mismo es debido al Sol, en cuanto que el oxígeno del aire es un subproducto de la fotosíntesis. Por último, el propio origen de la vida está ligado al Sol, con cuya energía se sintetizaron las primeras moléculas orgánicas a partir de moléculas inorgánicas hace unos 3500 millones de años.

Y la rotación diaria de la Tierra nos distribuye la radiación solar por todas partes. Aunque ya sabemos las ventajas de considerar el Sol quieto y la Tierra girando sobre sí misma y trasladándose alrededor del Sol, suele ser más habitual e intuitivo considerar la Tierra quieta y el Sol y la Luna girando a nuestro alrededor (pero hay que llevar cuidado porque la rotación de la Tierra, además del ciclo día/noche y el semidiurno de las mareas, que se pueden explicar desde ambos puntos de vista, da lugar a las fuerzas de inercia centrífuga y de Coriolis, inexplicables con el modelo de Tierra fija).

El hecho de que la temperatura media global del aire en superficie apenas varíe con el tiempo (su valor es de unos 15 °C y su variación anual del orden de centésimas de grado), enseña que el balance energético de la Tierra está en régimen casi estacionario, emitiendo al exterior prácticamente la misma energía que absorbe del Sol, como demuestran también los flujos radiativos de entrada y salida medidos desde satélites, que enseñan que la radiación solar incidente es globalmente igual a la que sale de la Tierra (reflejada más emitida). Las variaciones estacionales de temperatura media global, debidas a que la Tierra recibe un 3,4% más de energía solar en enero que en julio (por la elipticidad de su órbita) no son detectables por el proceso de promediado (basado en datos climáticos plurianuales), por las fluctuaciones

en la cobertura nubosa, por su pequeña amplitud (con el modelo $M=\sigma T^4$ explicado más abajo las variaciones de temperatura sería cuatro veces menores que las de energía radiativa), y por el amortiguamiento debido a la inercia térmica.

El retraso temporal que la inercia térmica ocasiona en las oscilaciones periódicas diarias y estacionales a nivel local, puede estimarse con este sencillo modelo: sea una masa m de capacidad térmica c que recibe un flujo de energía neta sinusoidal con el tiempo, $\dot{Q}_0 \cos(2\pi t/\tau)$, siendo τ el periodo; e.g., en el ciclo diario, \dot{Q}_0 sería la insolación máxima a mediodía, menos las pérdidas, $\tau=24$ h, y t la hora del día empezando a mediodía, resultando que con este modelo, a medianoche se estaría emitiendo una energía \dot{Q}_0 , sin recibir nada. El balance energético en cada instante sería $mc dT/dt = \dot{Q}_0 \cos(2\pi t/\tau)$, que integrando desde mediodía daría $T = T_0 + (\dot{Q}_0 \tau / (2\pi mc)) \sin(2\pi t/\tau)$, siendo T_0 la temperatura a mediodía, mostrando que la respuesta $T(t)$ tiene un desfase de $1/4$ de periodo respecto a la entrada (e.g., en el ciclo diario, la masa m alcanzaría la temperatura máxima a las 6 de la tarde y la mínima a las 6 de la mañana). Un modelo mejor, que tiene en cuenta la velocidad de penetración de la onda térmica en un sólido semi-infinito daría un retardo de $\tau/(2\pi)$ en lugar de $\tau/4$, y la realidad es parecida aunque mucho más compleja porque las solicitaciones no son sinusoidales.

Pero lo que para la Tierra en su conjunto es un proceso que apenas varía con el tiempo (el balance radiativo global es nulo en cada instante), localmente es un proceso dinámico con grandes cambios espacio-temporales, sobre todo por la entrada de energía: el Sol apunta en una única dirección hacia la esfera terrestre, siempre en latitudes tropicales, y ésta está girando, así que el punto subsolar cambia con el tiempo en longitud y latitud debido a los ciclos diario y estacional, respectivamente, estando limitado en latitud a la banda intertropical $-23,5^\circ..23,5^\circ$; trópico (del Gr. τροπικός) significa ‘donde da la vuelta’ (el Sol). La potencia solar recibida depende además de la cambiante cobertura nubosa (el número de horas de sol sin nubes se llama insolación, y se puede medir con un heliógrafo). La radiación emitida por la Tierra también depende de la cobertura nubosa, aunque varía mucho menos que la entrada solar. Todas estas variaciones de entrada y salida ocasiona una disimetría térmica entre el antes y el después del paso del Sol, suavizada por la inercia térmica de tierra, mar y aire. Así, para un cierto punto en la superficie, la radiación absorbida depende de la inclinación solar, de las horas de sol diarias, y del tipo de superficie. La mínima temperatura diaria suele ocurrir a la salida del Sol, y la máxima un par de horas después del mediodía. Las temperaturas máximas anuales suelen tener lugar unos 40 días tras el solsticio de verano, y las mínimas unos 40 días tras el solsticio de invierno. La energía absorbida del Sol tiende a distribuirse desde las zonas más iluminadas a las menos iluminadas por convección multifásica multicomponente (aire y agua), siendo algo mayor la contribución de la circulación atmosférica que la oceánica, debido a los cambios de fase: evaporación y condensación.

Radiación solar

Del Sol recibimos radiaciones electromagnéticas (fotones, sin masa en reposo, que tardan 8 minutos en llegar, a la velocidad de la luz), y radiaciones de partículas (protones y electrones a alta velocidad, mayor que los 618 km/s de escape del Sol, con una velocidad terminal media de 400 km/s y un flujo de unas $500 \cdot 10^{12}$ part/(m²·s); el llamado viento solar, que da origen a las auroras boreales). Desde el punto de

vista energético, interesa destacar dos características principales de las radiaciones electromagnéticas como la solar:

- Potencia (la irradiancia, E , es la potencia por unidad de área normal a la dirección de propagación). La potencia se mide con un radiómetro total (i.e. de banda ancha). En meteorología, la radiación solar directa se mide con un radiómetro de haz estrecho (i.e. de pequeña apertura) que se llama piroheliómetro, mientras que la radiación solar hemisférica (directa más difusa más reflejada por otros cuerpos) se mide con un radiómetro hemisférico llamado piranómetro. La irradiancia solar que llega a la Tierra es de 1360 W/m^2 , de los que en un día claro a mediodía a nivel del mar llegan unos 900 W/m^2 de radiación directa más otros 90 W/m^2 de radiación difusa (en total casi 1000 W/m^2).
- Distribución espectral (distribución de esa potencia en las diferentes longitudes de onda que la integran, E_λ). La distribución espectral se mide con un monocromador (un selector de banda estrecha) y un radiómetro. En la Fig. 2 se muestra el espectro de la irradiancia solar extraterrestre y a nivel del mar con cielo despejado. La absorción solar en la atmósfera tiene lugar mayoritariamente en la troposfera, por las nubes, y en cielo claro por el vapor de agua (y en mucha menor medida por el dióxido de carbono, cerca de $2,8 \mu\text{m}$, $4,3 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$). También es importante la absorción solar en la estratosfera por el ozono (en torno a $0,3 \mu\text{m}$ y a $9,6 \mu\text{m}$), y en la termosfera por el oxígeno molecular ($0,1..0,3 \mu\text{m}$), y oxígeno y nitrógeno atómicos (radiaciones ionizantes).

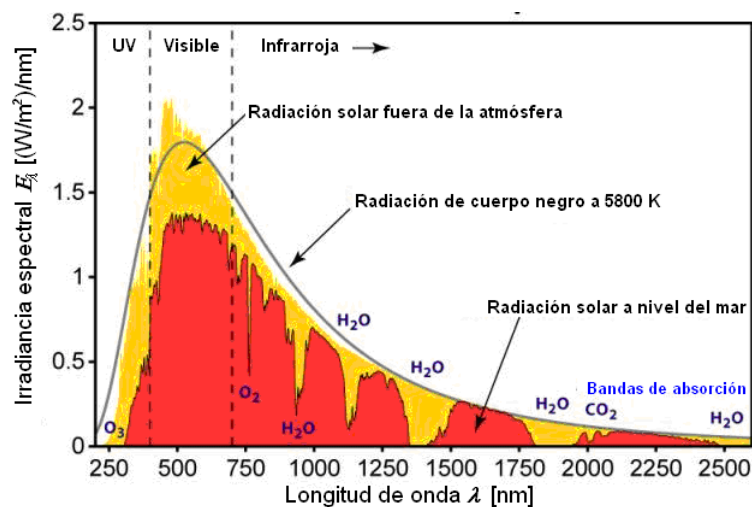


Fig. 2. Espectro de la radiación solar fuera de la atmósfera y a nivel del mar. (<http://en.wikipedia.org>)

La irradiancia solar, a la distancia media Sol-Tierra, $R_{ST}=150 \cdot 10^9 \text{ m}$ (ciento cincuenta millones de kilómetros, la unidad astronómica), apenas varía con los años, y por eso se suele llamar constante solar; vale $E_0=1361.5 \text{ W/m}^2$ y oscila $\pm 1 \text{ W/m}^2$ con un periodo de 11,2 años; tomaremos como valor de referencia $E_0=1360 \text{ W/m}^2$. La última variación más acusada de este valor medio se estima que fue de -1 W/m^2 durante la Pequeña Edad del Hielo (del siglo XIV al XVIII), en donde la temperatura media en el hemisferio Norte fue $1 \text{ }^\circ\text{C}$ menor de lo habitual. Debido a la elipticidad de la órbita terrestre, que es 1,7% en el radio ($\epsilon=0,017$), la irradiancia solar oscila un 3,4% estacionalmente (curiosamente, el Sol está más cerca en enero, que en invierno en el hemisferio norte).

La irradiancia solar extraterrestre será entonces $E=E_0(R_{ST}/R_{ST,0})^2 \approx E_0[1+2\epsilon \cos(2\pi(N-4)/N_a)]$, siendo N el número ordinal del día del año ($N=1$ para el 1 de enero) y $N_a=365$, habiendo supuesto que el perihelio ocurre el 4 de enero (puede variar un día). Se entiende que estos valores de irradiancia se refieren a la unidad de área normal; para una superficie cuya normal esté inclinada un ángulo β respecto a la dirección solar, la irradiancia será sólo $E=E_0 \cos\beta$; e.g., si el Sol está sobre el Ecuador terrestre, la insolación extraterrestre sobre el Ecuador sería de 1360 W/m^2 , pero sobre una placa horizontal en Madrid (40°N) sólo se recibirían a mediodía solar $1360 \cdot \cos 40^\circ = 1049 \text{ W/m}^2$ fuera de la atmósfera y unos 700 W/m^2 a nivel del suelo sin nubes. En verano, en un día claro en Madrid a mediodía se reciben unos 950 W/m^2 (depende de la concentración de aerosoles) de radiación solar directa perpendicular al Sol en el suelo, o unos 890 W/m^2 sobre un plano horizontal, mientras que en el punto subsolar (a $23,5^\circ\text{N}$ donde la irradiancia extraterrestre sería de 1321 W/m^2 por el alejamiento solar) llegarían al suelo unos 950 W/m^2 (i.e. respecto a estos 950 W/m^2 del punto subsolar se pierden unos 40 W/m^2 por la oblicuidad geométrica y otros 20 W/m^2 debido al incremento de espesor atmosférico). En invierno, en un día claro en Madrid a mediodía se reciben unos 800 W/m^2 de radiación solar directa perpendicular al Sol (aunque depende todavía más de la concentración de aerosoles), o unos 270 W/m^2 sobre un plano horizontal, mientras que en el punto subsolar (a $23,5^\circ\text{S}$, donde la irradiancia extraterrestre sería de 1412 W/m^2) llegarían al suelo unos 1020 W/m^2 (i.e. respecto a estos 1020 W/m^2 del punto subsolar se pierden unos 550 W/m^2 por la oblicuidad geométrica y otros 200 W/m^2 debido al incremento de espesor atmosférico). La variación de la irradiancia en el espacio y el tiempo (i.e. sobre distintas localizaciones y a distinta hora y mes), hace que sean muchos los promedios de interés.

- Promedios espaciales de irradiación solar extraterrestre en un instante dado:
 - El promedio instantáneo para toda la cara iluminada por el Sol (de área una semiesfera, $2\pi R^2$, y superficie frontal πR^2) es $E_0 \pi R^2 / (2\pi R^2) = 1360/2 = 684 \text{ W/m}^2$.
 - El promedio instantáneo para todo el globo terrestre es $E_0 \pi R^2 / (4\pi R^2) = 1360/4 = 342 \text{ W/m}^2$.
- Promedios temporales de irradiación solar extraterrestre a una latitud ϕ :
 - El promedio diario normal por arriba de la atmósfera es la integral de E_0 (despreciando el efecto de la excentricidad) por las horas de sol al día dividido por 24 h, variando desde $E_0/2 = 684 \text{ W/m}^2$ en el Ecuador durante todo el año, a los valores extremos de 1360 W/m^2 en las regiones polares en sus respectivos veranos, y 0 en sus respectivos inviernos. Si en lugar de por superficie normal se hace por superficie horizontal (pero también extraterrestre), estos valores se reducen a 417 W/m^2 de media anual en el ecuador, con máximos de 435 W/m^2 en los equinoccios y mínimos de 399 W/m^2 en los solsticios, y a 545 W/m^2 en las regiones polares en sus respectivos veranos. La excentricidad introduce ligeras modificaciones, como que el máximo absoluto diario de irradiación horizontal ocurra en el Polo Sur en enero, con 550 W/m^2 (en el Polo Norte en julio sólo llegan 510 W/m^2). El filtro atmosférico introduce cambios aún mayores.
 - El promedio mensual se obtiene a partir del promedio diario.

- El promedio anual sobre una superficie perpendicular al Sol no depende de la latitud, siendo de $E_0/2=684 \text{ W/m}^2$ (en media anual, la mitad del tiempo es de día y la mitad de noche, en cualquier punto del globo).

También son de utilidad los valores integrales de la radiación solar recibida en un día a nivel del suelo (para aplicaciones agrícolas y de captadores solares). Un cálculo sencillo de la energía recibida en un día típico equinoccial en que el Sol saliese a las 6 h y se pusiera a las 18 h, sin nubes y con una irradiación senoidal con máximo a mediodía de $\dot{Q}_0=1 \text{ kW/m}^2$ (máximo de verano en latitudes bajas y medias), enseña que en todo el día se recibirían $(\dot{Q}_0/\pi) \cdot (24 \text{ h})=7,6 \text{ kWh}$. Para la península Ibérica, suelen tomarse como valores medios 6 kWh para el solsticio de verano (7 kWh en el Sur y 4 kWh en el Norte) y 1,5 kWh para el solsticio de invierno (2,5 kWh en el Sur y 0,5 kWh en el Norte); el total anual varía desde unos 1500 kWh en el Norte hasta unos 2000 kWh en el Sur.

Albedo

No toda la radiación solar incidente sobre una superficie (irradiancia, E) es absorbida; en general una fracción α se absorbe, otra ρ se refleja, y otra τ se transmite (con $\alpha+\rho+\tau=1$). Considerando el conjunto superficie terrestre más atmósfera como un todo, no hay transmisión ulterior, y la absorción de la radiación solar será $\alpha E=(1-\rho)E$, siendo α la absorptancia y ρ la reflectancia o albedo (Lat. *albus*, blanco), que depende fuertemente de la presencia de nubes. La distribución espectral del albedo es parecida a la de la radiación solar incidente (realmente es algo mayor en el ultravioleta y algo menor en el infrarrojo). La distribución angular del albedo (i.e. la distribución bidireccional de reflectancias) suele considerarse uniforme (i.e. reflexión difusa).

El valor medio global del albedo de la Tierra es $\rho=0,30$. El valor medio zonal varía casi parabólicamente desde $\rho=0,2$ en el Ecuador a $\rho=0,7$ en los Polos, como se muestra en la Fig. 3. El albedo local normal en un cierto instante se mide con radiómetros embarcados en satélites, por cociente entre la radiación reflejada por la Tierra y la recibida del Sol, aunque no es tan fácil como pudiera parecer, porque la del Sol es unidireccional, pero la reflejada sale en todas las direcciones). El valor local del albedo puede variar entre $\rho=0,05$ sobre el mar despejado en la vertical solar (aunque puede alcanzar $\rho=0,7$ con el Sol en el horizonte), hasta $\rho=0,9$ sobre nubes cúmulo-nimbo ecuatoriales o sobre nieve fresca; sobre los desiertos $\rho=0,2..0,4$, y sobre la taiga $\rho=0,1..0,2$. El albedo tiene un efecto realimentador, como se puede apreciar en la nieve: al cubrirse de blanco el suelo, se absorbe menos energía solar y la nieve dura más. El albedo lunar es pequeño, $\rho=0,1$, dando una iluminancia en noches claras con luna llena de 0,25 lux (para un observador en la Luna, la ‘tierra llena’ en luna nueva da casi cien veces más, unos 200 lux, la iluminación típica de una sala de estar).

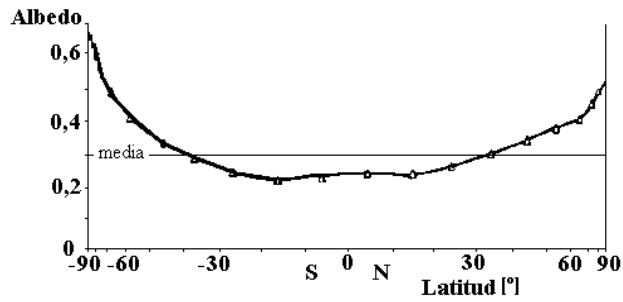


Fig. 3. Albedo medio zonal en la Tierra (la media global es $\rho=0,30$), basado en medidas de 1962-69 por satélite (Vonder Haar & Suomi, 1971).

Emisión

Todos los sistemas materiales emiten continuamente radiaciones electromagnéticas, debido a los movimientos microscópicos de cargas eléctricas subatómicas en permanente agitación térmica. La potencia emitida por unidad de área se llama emitancia, M , y su estudio se basa en modelo de radiación de ‘cuerpo negro’. Aunque el interés aquí va a estar en la emisión de la Tierra (superficie y atmósfera), también se menciona la emisión del Sol, que, salvo el factor de escala, coincide con la irradiación que llega a la Tierra porque no hay absorción intermedia.

La radiación de cuerpo negro es la que saldría a través de un pequeño agujero en un recinto cerrado de paredes aislantes (en su interior, la materia, cuyas características ya no son relevantes, estaría en equilibrio termodinámico con la radiación que emana de los átomos fluctuantes, i.e. con el campo electromagnético creado por las cargas eléctricas microscópicas en continuo movimiento). Como el ojo ve negros los agujeros sin fondo, y de hecho, las superficies que aparecen negras a la luz (radiación visible) lo son porque no reflejan nada, como los agujeros, se dice radiación de cuerpo negro; aunque, si una superficie visiblemente negra se "ilumina" con otro tipo de radiación (e.g. infrarroja), puede que la refleje y ya no sería negra como el agujero (que, tanto en el infrarrojo como en el visible, nunca reflejaría nada), por lo que con esta nomenclatura se da el curioso hecho de que la nieve (blanca) se comporta como un cuerpo negro para las radiaciones infrarrojas. La termodinámica del equilibrio enseña que si una radiación (equivalente a un gas de fotones) queda completamente caracterizada por su energía total, y está en equilibrio termodinámico, la distribución espectral de la energía que fluye por unidad de área, llamada emitancia espectral, M_λ , viene dada por la ley de Planck de 1901, deducida teóricamente por Bose en 1924:

$$M_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (7)$$

donde λ es la longitud de onda de la radiación, $h=6,6 \cdot 10^{-34}$ J·s es la constante de Planck, $c=3 \cdot 10^8$ m/s es la velocidad de la luz, y $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K es la constante de Boltzmann; M_λ suele darse en unidades de $(W/m^2)/\mu m$.

La distribución espectral de la irradiación solar, que corresponde aproximadamente a la que emitiría un cuerpo negro a 5800 K (unos 5500 °C), tiene un 10% de la potencia en la banda ultravioleta (que es muy

absorbida por todos los gases en la ionosfera y por el ozono estratosférico), un 40% en la visible (para la que la atmósfera es casi transparente), y un 50% en la infrarroja (que es absorbida parcialmente por el vapor de agua y en mucha menor proporción por otros gases de efecto invernadero).

La irradiancia solar, E , está relacionada con la emitancia solar, M , a través del balance de radiación total que sale de la superficie del Sol (de área $4\pi R_S^2$), y llega a una superficie esférica a la distancia Sol-Tierra (de área $4\pi R_{ST}^2$); i.e. $M4\pi R_S^2 = E4\pi R_{ST}^2$, donde se ve que la irradiancia solar (la espectral y la total) disminuye con el cuadrado de la distancia al Sol, $E = M(R_S/R_{ST})^2$. La distribución espectral de Planck presenta dos importantes corolarios:

- El máximo de la distribución espectral tiene lugar a una longitud de onda tal que $T\lambda_{M_{\max}} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ (se llama ley de Wien). Para la radiación solar ($T_S = 5800 \text{ K}$) se tiene que $\lambda_{M_{\max}} = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ (i.e. $0,5 \mu\text{m}$), que corresponde bastante bien con la longitud de onda de mejor visión del ojo humano, como era de esperar de acuerdo con la teoría de la evolución biológica.
- La integral de la distribución espectral, extendida a todo el espectro, da la llamada ley de Stefan-Boltzmann $M = \int M_\lambda d\lambda = \sigma T^4$, siendo $\sigma = 2\pi^5 k^4 / (15c^2 h^3) = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ la constante de Stefan-Boltzmann.

Ejercicio 3. En 1880, Jozef Stefan calculó por primera vez la temperatura del Sol comparando la irradiancia total recibida del Sol sobre un detector térmico de pequeña apertura (que por unidad de área del sensor es $M = \sigma T^4$), con la recibida de una chapa al rojo vivo a unos 1500 K, resultando una relación del orden de 200 a 1. Determinar el grado de aproximación de este resultado experimental respecto al valor real.

Solución. De la relación de irradiancias entre el Sol y la chapa, $\sigma T_S^4 / (\sigma T_C^4) = 200$, se deduce $T_S = T_C \cdot 200^{1/4} = 1500 \cdot 3,76 = 5600 \text{ K}$ que, pese a la gran incertidumbre en las medidas de la temperatura de la chapa (tal vez de un 10% contando con el efecto de la emisividad no ideal), la incertidumbre en la relación de irradiancias (que tal vez fuese mayor, aunque esta incertidumbre queda reducida a la cuarta parte por la dependencia funcional), y el hecho de no tener en cuenta la absorción atmosférica (que reduce en un 30% la irradiancia solar a nivel del suelo respecto al exterior de la atmósfera, darían una incertidumbre total en la temperatura del Sol del orden del 20%, i.e. unos 1000 K, pese a lo cual, quedaba claro que era superior a la de cualquier proceso de combustión conocido (los procesos nucleares no se descubrieron hasta el primer tercio del siglo XX).

La emisión de radiación de los cuerpos ordinarios está siempre en la banda infrarroja porque su temperatura no suele ser mayor de 1000 K ni menor de 100 K. Como la potencia emitida por unidad de superficie depende básicamente de su temperatura, la emisión terrestre no varía mucho con la hora del día ni el mes del año (la absorción solar es máxima a mediodía y nula durante la noche). En la Fig. 4 se muestra la distribución zonal de radiación solar absorbida (en la superficie más la atmósfera), y la distribución zonal de radiación emitida por la Tierra (superficie más atmósfera), así como su diferencia, i.e. la radiación neta recibida, cuyo valor medio es nulo por ser iguales la absorción media y la emisión

media (nótese que se trata de medias superficiales, y que en una esfera hay casi tanta superficie entre 0 y 30° de latitud que entre 30° y 90°).

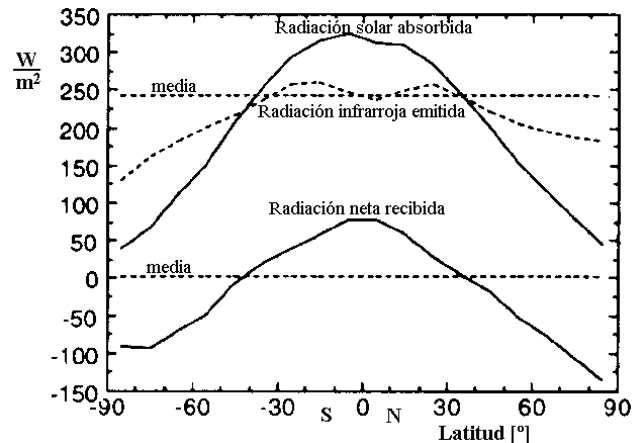


Fig. 4. Distribución media zonal de la radiación solar absorbida, radiación infrarroja emitida, y radiación neta recibida (i.e. su diferencia). Referencia en Fig. 3.

Debido a la asimetría Sur-Norte que se aprecia en la Fig. 4, originada por el desigual reparto de mares y continentes entre ambos hemisferios y la ligera variación de la distancia Sol-Tierra, los flujos convectivos de energía Sur-Norte que las corrientes de aire y de agua transportan también presentan una disimetría zonal, como se presenta en la Fig. 5.

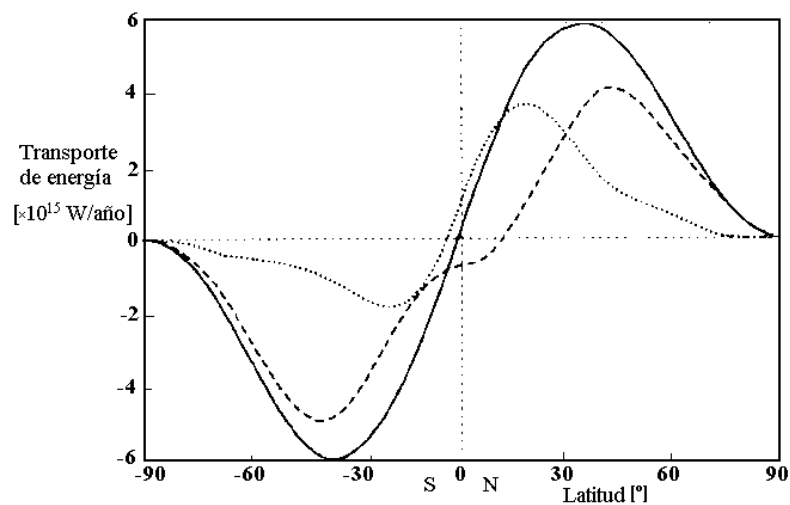


Fig. 5. Flujos de energía Sur-Norte por convección en la atmósfera (línea a trazos) y en el océano (línea a puntos); la línea continua es la suma de las dos, y coincide con el balance de radiación neta extraterrestre desde el Ecuador hasta la latitud considerada (Zhang & Rossow, 1997).

Balance radiativo

El balance energético terrestre global es muy sencillo porque globalmente la Tierra está en régimen casi-estacionario (su temperatura media superficial no varía significativamente con el tiempo), luego, como no hay intercambio de masa y el bombeo gravitacional debido a la Luna y otros aportes energéticos son despreciables a escala global, el balance es: energía radiante que entra (del Sol), igual a energía radiante que sale (la reflejada del Sol más la emitida por la Tierra), que también puede ponerse como: energía solar absorbida, igual a energía terrestre emitida. Por eso da igual hablar de balance energético terrestre que de balance radiativo terrestre.

Como ya apuntábamos en un artículo anterior [9], el aire atmosférico puede considerarse como el fluido de trabajo de un gigantesco motor térmico que aprovecha el calor solar para generar energía mecánica eólica e hidráulica, en presencia de un foco frío (el espacio interestelar está a 2,7 K, reminiscencia del enfriamiento debido a la expansión del Universo desde el Big Bang).

Si el balance radiativo terrestre lo hacemos por unidad de área genérica, teniendo en cuenta que el planeta sólo absorbe la radiación solar como un disco de área πR_T^2 , mientras que emite por toda la superficie esférica de área $4\pi R_T^2=0,51 \cdot 10^{15} \text{ m}^2$, i.e. promediando la radiación solar recibida fuera de la atmósfera, $E_0\pi R_T^2=1360 \cdot \pi (6,37 \cdot 10^6)^2=175 \cdot 10^{15} \text{ W}$ (el equivalente a 175 millones de centrales nucleares típicas, de 1000 MW), sobre los $0,51 \cdot 10^{15} \text{ m}^2$ de superficie total de la Tierra, resulta que la irradiación solar media extraterrestre es de 342 W/m^2 ($342=1360/4$). La primera aproximación del balance energético es que la Tierra emite la misma cantidad de energía que absorbe del Sol, que es 240 W/m^2 ($120 \cdot 10^{15} \text{ W}$) puesto que sólo absorbe el 70% de lo que recibe ($240=0,7 \cdot 342$), reflejando el otro 30% (que es el albedo terrestre medio, α). Estos grandes flujos energéticos son mucho mayores que los siguientes: el flujo geotérmico que sale del interior de la Tierra es sólo de $0,05 \text{ W/m}^2$ (i.e. $0,025 \cdot 10^{15} \text{ W}$, o un 0,02% de la absorción solar), todo el consumo humano apenas equivale a $0,034 \text{ W/m}^2$ (i.e. $0,017 \cdot 10^{15} \text{ W}$, o un 0,014% de la absorción solar), el flujo mareomotriz debido al bombeo gravitatorio de la Luna y el Sol es $0,006 \text{ W/m}^2$ (i.e. $0,003 \cdot 10^{15} \text{ W}$, o un 0,0025% de la absorción solar), y la contribución de volcanes y terremotos es todavía menor (se ha observado que la gran cantidad de partículas emitidas en las erupciones volcánicas enfrían un poco la Tierra durante meses o algún año).

Pero no sólo importan los flujos radiativos totales, sino la absorción selectiva de estas radiaciones en ciertas bandas del espectro. Empezaremos analizando con ayuda de la Fig. 6 los procesos que sufre la radiación en su camino desde que entra en la atmósfera terrestre hasta que vuelve a salir, lo cual se hace en términos relativos a los 342 W/m^2 de energía solar que entra por fuera de la atmósfera (i.e. antes de descontar la reflejada).

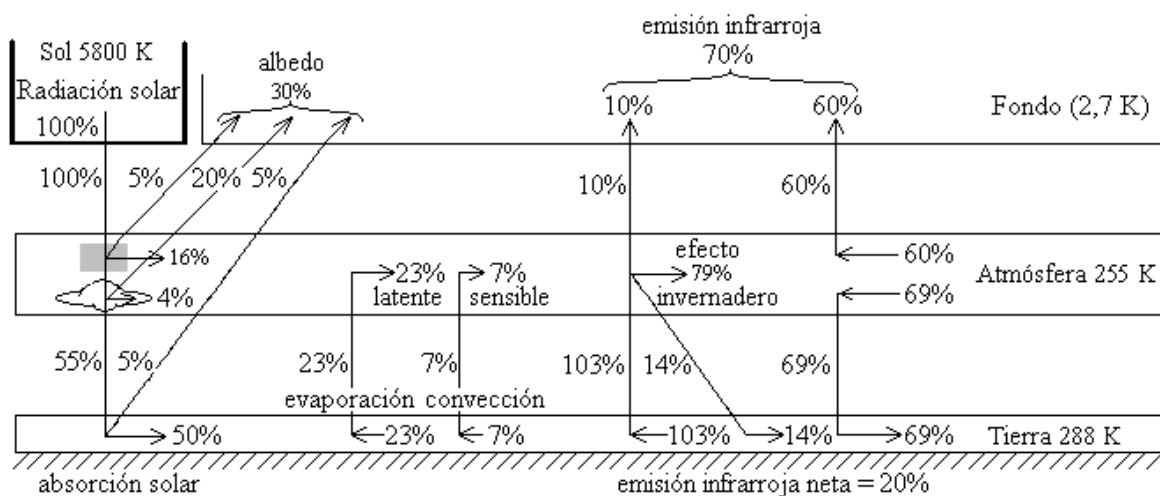


Fig. 6. Balance radiativo de la Tierra (100% corresponde a 342 W/m^2 , la media solar global).

¿Cómo se calculan esos valores?

Termodinámica de la atmósfera

- El 100% de entrada corresponde a la irradiancia solar media extraterrestre, $E_0/4=1360/4=342$ W/m². Un 97% de esta energía está en el rango $\lambda=0,3..3$ μm (banda solar, Fig. 5), y de esta un 40% es en la banda visible ($\lambda=0,4..0,7$ μm).
- El 30% de albedo medio se determina promediando el albedo medido por comparación de la energía reflejada con la recibida, de donde se obtiene también su distribución: 20% reflejado por la cobertura nubosa (por el techo de nubes), 5% por el terreno y 5% por el aire (por dispersión). El albedo tiene casi el mismo espectro que la radiación solar incidente (algo menos de infrarrojos y algo más de ultravioletas). El albedo de las nubes depende del tipo de nubes: los cirros tienen un albedo entre 50..70%, los estratos entre 60..80% y los cúmulos entre 70..90%; en general, las gotitas de agua reflejan más que los cristallitos de hielo. Si ni hubiera nubes, la temperatura media de la Tierra sería de unos 65 °C en vez de los 15 °C actuales.
- Las fracciones absorbidas son difíciles de medir y se calculan por balance de energía. Nótese que la columna de aire absorbe mucha más energía que las nubes, pese a que en promedio la mitad del globo está cubierto de nubes, a causa de la gran reflectancia de éstas en comparación con el aire; en la Fig. 2 puede verse que las moléculas más absorbentes son H₂O, O₃, y en menor proporción CO₂. En cualquier caso, se trata de reflexión difusa, y no de reflexión especular, i.e. dispersión de la luz en todas direcciones, como la que hace aparecer el cielo azul (por dispersión de Rayleigh en partículas de tamaño $d \ll \lambda$, las moléculas del aire, cuya intensidad es axilsimétrica y proporcional a $1/\lambda^4$), y las nubes blancas (por dispersión de Mie en partículas de tamaño $d \geq \lambda$, los aerosoles, cuya intensidad es mayor en la dirección de propagación, y apenas depende de la longitud de onda).
- El 55% que llega a la superficie, $342 \cdot 0,55=188$ W/m², es la media global de insolación, que varía desde 0 (por la noche), a unos 900 W/m² de radiación solar directa en días claros a mediodía con el Sol en el cenit (más unos 80 W/m² de difusa, con un espectro más centrado en el azul). Su cálculo es muy complicado.
- El 23% de paso a energía latente corresponde a la evaporación en el ciclo del agua, que es de 1 m por año de media sobre la superficie del globo ($A_E=510 \cdot 10^{12}$ m²), lo que requiere $\dot{q} = (\dot{m}/A_E) \Delta h_{LV} = (1 \text{ m/año}) \cdot (10^3 \text{ kg/m}^3) \cdot (2,5 \cdot 10^6 \text{ J/kg}) = 79 \text{ W/m}^2$, y por tanto $79/342=23\%$.
- El 7% de paso a energía sensible del aire debido a la convección natural, que se corresponde bien con los valores del coeficiente de convección natural en aire (del orden de 10 W/(m²·K)), y el salto térmico agua-aire (la temperatura media de la superficie del mar es $T_{SSL}=17,5$ °C y la del aire $T_{SLT}=15$ °C); i.e. $\dot{q} = h(T_w - T_a) = 10(17,5 - 15) = 25 \text{ W/m}^2$, y por tanto el $25/342=7\%$.
- El 103% de emisión terrestre infrarroja corresponde a una temperatura media de 288 K con una emisividad media del 90% (más cerca de la del agua, 90%, que de la del terreno, 85%), i.e. $\varepsilon \sigma T^4 = 0,90 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 288^4 = 352 \text{ W/m}^2$, y por tanto el $352/342=103\%$.
- El 79% de absorción infrarroja por la atmósfera corresponde a una absortancia infrarroja del 85% excluyendo la ventana atmosférica (que deja pasar ese 10% en torno a los 10 μm de longitud de onda), i.e. $(103\% - 10\%) \cdot 0,85 = 79\%$. Las moléculas más absorbentes son: H₂O, CO₂, CH₄ y N₂O.

- El 14% de reflexión infrarroja en la atmósfera es aproximadamente del orden del 15% de la emisión terrestre interceptada, pues en esas longitudes de onda será $\alpha \approx \varepsilon$ y por tanto la reflectancia será $\rho \approx (1-\alpha) = 1-0,85 = 15\%$.
- El 60% de emisión infrarroja de la atmósfera hacia el espacio exterior viene dado por la temperatura equivalente de la atmósfera vista desde el exterior, 255 K, y una emisividad del 85%, i.e. $\varepsilon\sigma T^4 = 0,85 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 255^4 = 204 \text{ W/m}^2$, y por tanto el $204/342 = 60\%$. Este 60% que emite la atmósfera hacia el exterior (desde el techo de nubes en la ventana en torno a $10 \mu\text{m}$, o desde la alta troposfera en el resto del espectro infrarrojo), más el 10% que emite directamente desde la superficie a través de la ventana atmosférica, completan el 70% de emisión tota desde la Tierra (el 90% de esta energía emitida está en la banda $\lambda = 3..30 \mu\text{m}$).
- El 69% de emisión infrarroja de la atmósfera hacia la superficie viene dado por una temperatura equivalente algo mayor, pues la temperatura disminuye con la altitud en las capas más densas.

El primer modelo del balance energético de la Tierra que incluía ya el efecto invernadero fue publicado en 1896 por el químico-físico sueco Svante Arrhenius, premio Nobel en 1903. En la Fig. 5 se puede apreciar en qué consiste el efecto invernadero terrestre: la superficie de la Tierra tendría que tener una emisión infrarroja neta del 20% de la incidencia solar ($0,2 \cdot 342 = 68 \text{ W/m}^2$) para compensar el balance energético (absorbe el 50% de la solar, y le da el $23+7=30\%$ por contacto al aire); para que una superficie con $\varepsilon = 0,85$ emita 68 W/m^2 basta con que esté a 190 K. Pero como la superficie de la Tierra absorbe, además del 50% solar ($0,5 \cdot 342 = 171 \text{ W/m}^2$), mucha radiación infrarroja recibida de la atmósfera (83% de 342 W/m^2 , i.e. 284 W/m^2), tiene que ponerse a 288 K para poder evacuar tanta energía (emitiendo un 103% de 342 W/m^2). En resumen, el balance de flujos energéticos en superficies es (relativo a los 342 W/m^2 de entrada extraterrestre media):

$$\underbrace{\dot{E}_{\text{abs,sol}}}_{50\%} + \underbrace{\dot{E}_{\text{abs,atm}}}_{83\%} = \underbrace{\dot{E}_{\text{conv}}}_{7\%} + \underbrace{\dot{E}_{\text{evap}}}_{23\%} + \underbrace{\dot{E}_{\text{emit}}}_{103\%} \quad (8)$$

Nótese que el efecto invernadero no es debido a que “la atmósfera refleja la radiación solar que llega a la superficie terrestre”, ni a que “la atmósfera refleja la radiación infrarroja terrestre”, como a veces se dice para simplificar, sino a que la atmósfera está caliente y emite mucho (hacia abajo y hacia arriba); a efectos radiativos desde la superficie, la atmósfera es equivalente a un cuerpo negro a unos 266 K (con una nubosidad media, unos 258 K con cielo claro) que nos aislase del frío interestelar a 2,7 K. Joseph Fourier no fue sólo el creador de la teoría de la conducción de calor (1822); él llamaba ‘calor negro’ a la radiación infrarroja (no visible, al contrario del calor ‘al rojo vivo’), y explicaba el efecto invernadero como la consecuencia de que el calor visible traspasa mejor la atmósfera que el calor negro.

Ejercicio 4. Estimar el tiempo característico que tarda la atmósfera en alcanzar un nuevo equilibrio radiativo con el suelo, cuando éste sufre un incremento de temperatura ΔT .

Solución. Supondremos que la atmósfera está a una temperatura media T , y que sólo recibe energía por radiación infrarroja desde el suelo, luego el balance energético, $dE/dt = \dot{Q}$, por unidad de área será

$\rho \Delta z c_p dT/dt = \sigma [(T + \Delta T)^4 - T^4] = 4\sigma T^3 \Delta T$, que se reduce a $d\Delta T/\Delta T = dt/\tau$, donde el tiempo característico es $\tau = \rho \Delta z c_p / (4\sigma T^3)$, que con valores típicos para la atmósfera ($\rho=1 \text{ kg/m}^3$, $\Delta z=5,5 \text{ km}$, $c_p=1000 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$, $T=250 \text{ K}$) queda $\tau = 1 \cdot 5,5 \cdot 10^3 \cdot 10^3 / (4 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 250^3) = 1,6 \cdot 10^6 \text{ s}$, i.e. 18 días.

Ventanas atmosféricas

Las ‘ventanas’ atmosféricas son las bandas del espectro electromagnético en las que la atmósfera es casi transparente, i.e. que la absorptancia es pequeña.

En la Fig. 7 se ha representado el efecto del filtro atmosférico radiativo en función de la longitud de onda de las radiaciones involucradas [10]. No se ha representado la gran ventana radioeléctrica, $\lambda > 1 \text{ mm}$, aunque es esencial para las telecomunicaciones humanas aéreas y espaciales (dentro del mar apenas se propagan las ondas electromagnéticas y hemos de recurrir a las ondas acústicas). Las principales ventanas (bandas de alta transmitancia) para el balance energético son:

- La ventana visible (en torno a $\lambda=0,5 \mu\text{m}$, de $0,4..0,7 \mu\text{m}$), que nos permite ver el Sol y las estrellas, dejando pasar más de la mitad de la radiación solar hasta la superficie. También permite ver desde los satélites la radiación solar reflejada en la Tierra.
- La ventana infrarroja (en torno a $\lambda=10 \mu\text{m}$, de $8..13 \mu\text{m}$), que permite que la superficie terrestre se ‘refresque’ emitiendo directamente al vacío exterior; sin este alivio, la superficie terrestre alcanzaría una temperatura tan alta que no mantendría el agua en estado líquido y no soportaría la vida en el planeta (por eso es tan preocupante el calentamiento global por absorción del CO_2 y otros gases en esta banda de $8..13 \mu\text{m}$, pues en las demás el agua ya absorbe prácticamente todo y no puede aumentar el efecto invernadero). Esta ventana también permite ver desde los satélites la radiación térmica emitida por la Tierra, lo que permite medir la temperatura de la superficie, o de la parte superior de las nubes.

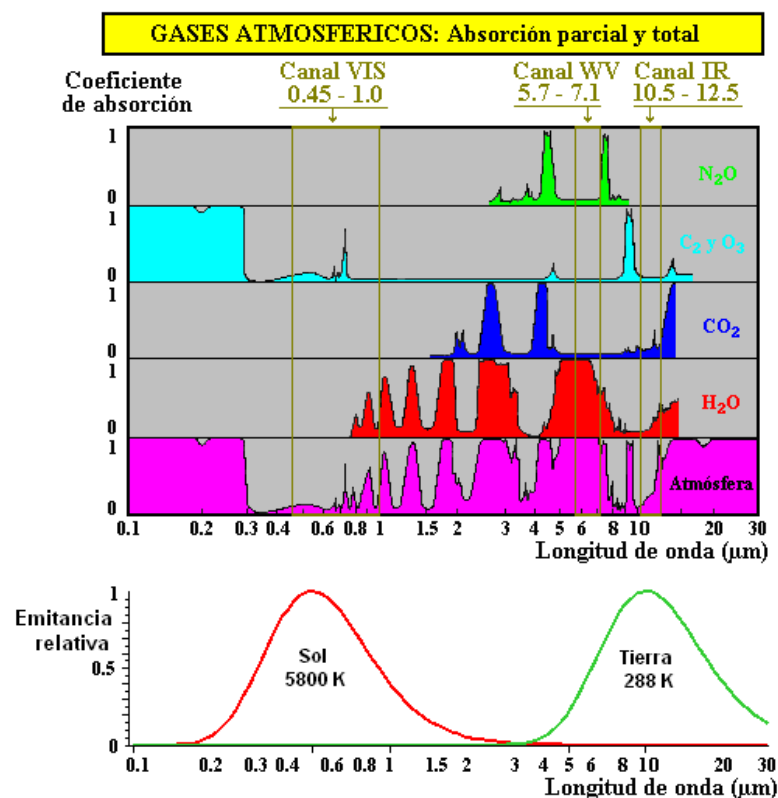


Fig. 7. Absorción atmosférica selectiva de radiación (filtro atmosférico), y emitancias espectrales (normalizadas con sus valores máximos) de cuerpos negros a 5800 K (radiación solar) y a 288 K (radiación terrestre).

Aunque no influya apenas en el balance radiativo terrestre, en la Fig. 7 se ve que hay otras ventanas atmosféricas infrarrojas (además de la principal en torno a $\lambda=10 \mu\text{m}$), como la centrada en $\lambda=3,5 \mu\text{m}$ o la centrada en $\lambda=1,5 \mu\text{m}$.

Para entender mejor el efecto del filtro atmosférico, veamos lo que mediría un espectrorradiómetro en la superficie terrestre apuntando hacia arriba, y lo que mediría desde un satélite apuntando hacia la superficie terrestre.

- En la superficie, el radiómetro recibiría casi nada en el ultravioleta (lo poco que deja pasar de radiación solar la capa de ozono), casi toda la radiación solar visible, mucha de la radiación solar infrarroja (entre $0,7..3 \mu\text{m}$) excepto las bandas de absorción del vapor de agua y el ozono (y en menor cuantía del CO_2), y una radiación infrarroja de onda más larga (entre $3..30 \mu\text{m}$) procedente de la atmósfera, que, si hay nubes, corresponde a la de un cuerpo negro a una temperatura ligeramente inferior a la de la base de la nube, y que si no hay nubes corresponde a la de un cuerpo negro a una temperatura intermedia, excepto en la ventana de $8..13 \mu\text{m}$, en la que se recibe mucha menos radiación.
- En un satélite, el radiómetro apuntando a la Tierra recibiría en el ultravioleta y en el visible la reflexión solar (de día), que en media es de un 30%, pero que si hay nubes gruesas puede llegar al 90% y si no hay nubes y está el mar debajo puede ser tan sólo del 5% de la irradiancia solar; en el infrarrojo cercano (entre $0,7..3 \mu\text{m}$) se recibe algo de reflexión solar (de día), y en el infrarrojo lejano se recibe la emisión propia de la Tierra (superficie más atmósfera, de día y de noche), que si hay nubes gruesas corresponde a la emisión de un cuerpo negro a una temperatura ligeramente inferior a la de la cima de la nube, y que si no hay nubes corresponde a la de un cuerpo negro a una temperatura intermedia, excepto en la ventana de $8..13 \mu\text{m}$, en la que se recibe mucha más radiación porque corresponde a la emisión de la superficie terrestre, que está más caliente que el conjunto de la atmósfera (excepto sobre la Antártida).

El análisis de la radiación que recibe un satélite en órbita no sólo sirve para el balance radiativo, sino que la aplicación más importante es para teledetección, i.e. para la adquisición de información atmosférica, continental y oceánica. La tecnología de teledetección empezó basándose en la obtención de imágenes visibles (ya en 1858 se embarcó en un globo la primera cámara para fotografiar París desde el aire, y en 1946 se fotografió la Tierra desde un cohete V-2 sobre Nuevo México), pero los avances más espectaculares se han dado usando otras bandas del espectro electromagnético, empezando por el uso de los rayos X en medicina, donde las modernas técnicas de imagen han revolucionado el diagnóstico no intrusivo (tomografías tridimensionales con rayos X, gammagrafías, emisión de positrones, resonancia magnética...). La teledetección desde satélites pronto utilizó la banda infrarroja para poder ver de noche la cobertura nubosa, y medir temperaturas en superficie con cielo claro (en la banda centrada en $10 \mu\text{m}$), concentraciones de gases en la atmósfera (el canal WV, *water vapour*, en torno a $\lambda=6 \mu\text{m}$ en la Fig. 7 se

usa para detectar el vapor de agua en la alta troposfera, la estrecha banda en $\lambda=9,6 \mu\text{m}$ se usa para medir el ozono estratosférico, la banda centrada en $\lambda=15 \mu\text{m}$ se usa para medir el CO_2 ...). El primer análisis multiespectral se realizó desde el Apolo 9 en 1969 (los actuales radiómetros hiperspectrales llegan a tener hasta 256 bandas, de unos pocos nanómetros de anchura, lo que permite diferenciar posiciones, temperaturas y concentraciones de sólidos, líquidos y gases en el campo de visión). Últimamente ya no sólo se usan sensores pasivos, que reciben radiación propia del objeto (térmica infrarroja) o reflejada en él desde fuentes naturales (el Sol), sino que se usan también métodos activos en los que se analiza la reflexión en el objeto de una radiación emitida desde el mismo u otro satélite (radar si es con microondas, o lidar si es con laser en el visible). En resumen, las ventanas atmosféricas se aprovechan para las radiocomunicaciones, la meteorología y climatología, la teledetección de recursos terrestres, la localización y navegación, la vigilancia y seguridad, etc.

Volviendo a los efectos energéticos del filtro atmosférico, la ventana infrarroja en torno a $10 \mu\text{m}$ es la que hace que los objetos en la superficie de la Tierra puedan alcanzar temperaturas inferiores a la del aire ambiente en noches claras (i.e. cuando no hay sol ni nubes), pues una superficie que mire hacia el cielo nocturno ‘ve’ las estrellas y el vacío, y ese vacío de fondo del Universo está a $2,7 \text{ K}$, aunque, como la atmósfera no es transparente ni siquiera en esta ventana principal en torno a $10 \mu\text{m}$, la radiación que recibe un radiómetro mirando al vacío en esta banda corresponde a una temperatura efectiva de unos 218 K de media (unos $-55 \text{ }^\circ\text{C}$; el valor depende de la temperatura y la humedad ambiente, variando desde unos $-30 \text{ }^\circ\text{C}$ en las regiones ecuatoriales hasta unos $-200 \text{ }^\circ\text{C}$ en las regiones polares, pero en media es de unos $70 \text{ }^\circ\text{C}$ por debajo de la temperatura del aire en superficie; todos estos valores pueden variar $2 \text{ }^\circ\text{C}$ o $3 \text{ }^\circ\text{C}$ según diversas mediciones); si el radiómetro está sintonizado en otra banda del infrarrojo, mide temperaturas mayores, en torno a unos 263 K de media ($-10 \text{ }^\circ\text{C}$, correspondiendo a una atmósfera opaca), y si el radiómetro mide globalmente en todo el espectro la temperatura efectiva del cielo es de unos 258 K (unos $-15 \text{ }^\circ\text{C}$ de media; el valor real depende de la temperatura y la humedad ambiente, pero en media es de unos $30 \text{ }^\circ\text{C}$ por debajo de la temperatura del aire en superficie). A esa temperatura efectiva total se le denomina ‘temperatura del cielo claro’; obviamente, si hay nubes se bloquea la ventana atmosférica (y la visible) y el radiómetro ya no ve el vacío a través de una delgada capa de aire (húmedo), sino que sólo ve las nubes interpuestas, y lo que mide es la temperatura de ellas pues prácticamente emiten como cuerpos negros (esta temperatura del cielo nuboso será algo menor que la del aire ambiente en superficie porque las nubes están más arriba. La medida de la temperatura del cielo con un radiómetro de infrarrojos es un método sencillo de detección de nubes.

Efecto invernadero

Puede definirse el efecto invernadero como el incremento de temperatura de una superficie necesario para que, en régimen estacionario, emita la misma cantidad neta de energía que recibe del Sol a través de un medio absorbente de radiación térmica, que en el caso de los invernaderos agrícolas (y en las terrazas cubiertas) es la capa de vidrio o de plástico de la cubierta, y en el caso de las atmósferas planetarias es la capa de gas (algunos de cuyos gases componentes son absorbentes, como el vapor de agua, dióxido de carbono, ozono, óxidos de nitrógeno, metano...) y partículas del aerosol (la cobertura nubosa principalmente). Nótese que el incremento de temperatura en el caso de los invernaderos de cubierta

sólida no sólo es debido al bloqueo de la radiación infrarroja saliente (o mejor dicho, al aporte de radiación infrarroja de la cubierta), sino que influye grandemente la supresión de las corrientes de aire (i.e. el efecto corta-vientos).

Se define el calentamiento por efecto invernadero (*greenhouse warming*, GW) como la diferencia entre la temperatura media de la superficie y la del balance radiativo exterior (i.e. contando sólo la irradiancia solar y el albedo, pero tomando la emisividad igual a 1); para la Tierra es $GW=288-255=33$ K (33 °C), para Marte $GW=217-209=8$ K (y eso que su atmósfera tiene más del 95% de CO_2), para Venus $GW=735-225=510$ K, etc. De los 33 °C de calentamiento por efecto invernadero terrestre, unos 20 °C corresponden al H_2O , 10 °C al CO_2 , 2 °C al O_3 , 1,5 °C al N_2O , y casi 1 °C al CH_4 .

Un indicador nuevo usado para estimar el efecto de diversas alteraciones (antropogénicas o naturales) sobre el cambio climático es el llamado forzamiento radiativo, RF, definido como el cambio neto (ganancia menos pérdida) de la irradiancia media (solar más terrestre) a nivel de la tropopausa, suponiendo que las condiciones en la superficie y la troposfera no cambian, y sólo lo hacen en la estratosfera. Se estima que el efecto antropogénico global acumulado es de $RF=+2.6\pm 0.3$ W/m^2 (1.7 W/m^2 debido al CO_2 , 0,48 W/m^2 al CH_4 , 0,32 W/m^2 a los CFC, etc. Por cierto, el efecto invernadero calienta la superficie pero enfría la parte superior de la atmósfera (la temperatura media de la estratosfera ha disminuido entre 3 °C y 5 °C en los últimos 50 años).

Se podría pensar que al aumentar el efecto invernadero y calentarse más la Tierra, se vaporizaría más agua, que generaría más nubes que nos protegerían más del Sol (la mayoría de las nubes, excepto los estratos altos, y las partículas sólidas, tienden a enfriar la Tierra), pero también cabría decir que a más vapor más efecto invernadero. Además, cuanto más calentamiento, menos solubilidad del CO_2 en el océano (por eso la concentración de CO_2 atmosférico varía estacionalmente, aunque con desfase), que es donde está el 99% del total, luego mayor aumento del CO_2 atmosférico y mayor efecto invernadero. Pero la realidad es que actualmente hay un ligero aumento del promedio mundial de la temperatura del aire y del océano (y un leve ascenso del nivel medio del mar). Este calentamiento global está correlacionado con el incremento atmosférico de gases de efecto invernadero generados por la actividad humana y, aunque parece muy pequeño (de centésimas de grado por año), puede dar lugar a grandes cambios climáticos (ver más adelante). La predicción del calentamiento medio para el año 2100 puede verse en la Fig. 8.

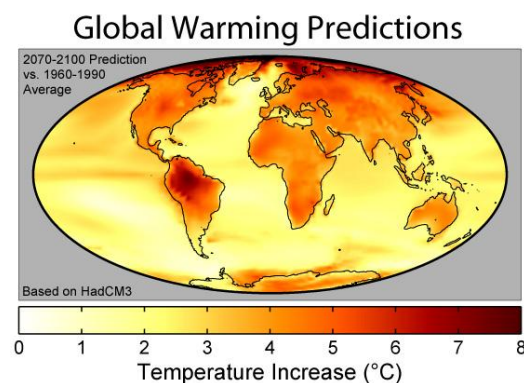


Fig. 8. Calentamiento en superficie previsto para el siglo XXI; el incremento medio es de 3,5 °C. (<http://www.ipcc.ch>)

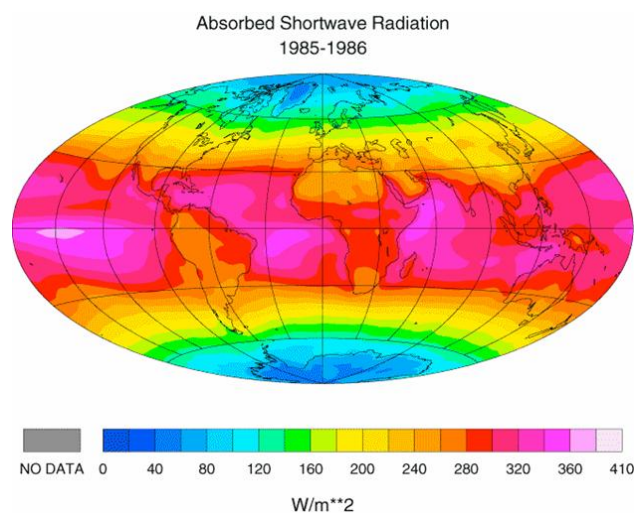
Parece sorprendente que una proporción tan exigua de estos gases (menos del 0,05% de moléculas de CO₂ en la atmósfera), puedan amenazar a toda la población del planeta, pero la predicción científica mayoritaria es que, al ritmo actual de generación humana de gases de invernadero (27·10¹² kg/año, aunque menos de la mitad permanece en la atmósfera), la temperatura media del aire en la superficie terrestre pasará en este siglo XXI de unos 15 °C a unos 19 °C (en el siglo XX aumentó entre 0,5 °C y 0,7 °C; la de todo el océano unos 0,05 °C), y, aunque a simple vista parezca hasta deseable (un ambiente a 19 °C es más confortable que a 15 °C), los procesos naturales que se desarrollarán para adaptarse a esa nueva climatología se vislumbran aterradores con el conocimiento científico actual: mayor intensidad y frecuencia de huracanes, olas de calor y frío intensos, grandes sequías e inundaciones, desertización de los suelos, acidificación de las aguas, pérdida de biodiversidad (extinción de especies por desaparición de su hábitat)..., mayor contraste climático en suma. Tal vez la vida se da en la Tierra por una justa proporción de CO₂ atmosférico que mantiene un $\Delta T=30$ °C para que haya océanos, y no al revés. Últimamente, aunque parecía que el agua en la atmósfera (regulada por el ciclo hidrológico) no contribuía al incremento antropogénico del efecto invernadero (pese a suponer 20 °C de los 22 °C del efecto invernadero natural), se ha descubierto un aumento de la cantidad de vapor de agua en la parte alta de la troposfera (80% de este aumento tiene lugar a más de 5 km de altura); aunque el incremento es pequeño y la incertidumbre grande, puede suponer un forzamiento radiativo acumulado de unos $0,4\pm 0,3$ W/m², la tendencia parece clara.

Volviendo al análisis atmosférico local, los factores condicionantes del balance radiativo son:

- La oblicuidad de los rayos solares sobre la superficie, que tiene dos efectos acumulativos: 1) disminuye la irradiación proporcionalmente al coseno del ángulo con la vertical local, y 2) disminuye la transmitancia atmosférica por aumento del camino recorrido en ella (al amanecer y atardecer la absorción es 40 veces mayor que cuando el Sol está en la vertical, i.e. el Sol rasante debe atravesar el equivalente a 40 espesores atmosféricos verticales).
- Los cambios de esa oblicuidad en las horas del día por el movimiento de rotación diario, y en los meses del año por la inclinación del eje de giro de la Tierra respecto a su plano de traslación, que da lugar a la declinación solar, $\delta = -23.45^\circ \cos(360^\circ \cdot (N+10)/365)$, siendo N el día del año, con $N=1$ para el 1 de enero (lo de $N+10$ es para poner el origen en el solsticio de diciembre).
- El tipo de superficie: la superficie del mar absorbe mucho más que la continental (por unidad de área, y hay más del doble de superficie oceánica, y más en el hemisferio Sur). De hecho, el mar absorbe la misma cantidad de radiación solar que entre los continentes y toda la atmósfera (que luego sale en un 50% en la evaporación, un 40% en radiación infrarroja neta, y un 10% en convección térmica sensible con el aire, que está casi 2 °C más frío, en promedio). En menor escala, los edificios y pavimentos en las aglomeraciones urbanas también absorben más que el campo, lo que añadido a la disipación térmica de la actividad humana (calefacción, refrigeración, transporte, alumbrado...) da lugar a incrementos típicos de 5 °C en las grandes ciudades respecto al campo circundante.

- La cobertura nubosa, que es la que en última instancia controla en todo momento el paso de la radiación solar hacia el suelo, y de la radiación terrestre hacia el cielo. Las nubes altas calientan la Tierra porque, al no ser muy espesas, dejan pasar mucho el sol (poco albedo), y al estar muy altas, son muy frías (mucho radiación terrestre ya ha sido absorbida más abajo) y emiten poco hacia fuera, por lo que el efecto invernadero en ellas, aunque escaso, es preponderante. Las nubes bajas enfrían la Tierra porque reflejan más al ser más espesas, y al estar más calientes (porque absorben mucha más radiación terrestre) emiten mucho hacia fuera. La contribución global de las nubes es un enfriamiento medio de unos 15 W/m^2 (en regiones de alta nubosidad con estratos bajos el enfriamiento neto puede llegar a 50 W/m^2). Nótese que, aunque el efecto neto de las nubes bajas es de mantener a menor temperatura media la superficie que tapan, durante la noche el efecto es el contrario (i.e. por la noche no dejan escapar la radiación terrestre y no refresca, pero por el día no dejan llegar la radiación solar, que es preponderante).

El balance neto radiativo local se compensa con el transporte convectivo atmosférico (y oceánico, si ha lugar), aparte de la pequeña acumulación local (el terreno se va calentando lentamente durante la primavera-verano, y enfriando durante el otoño-invierno). En la Fig. 9 se muestran las distribuciones espaciales de radiación solar absorbida en superficie (media anual), radiación infrarroja emitida, y radiación neta recibida. Nótese lo poco que absorben los continentes en comparación con los mares, y lo poco que emiten las regiones ecuatoriales con gran pluviometría (y que el Sahara tiene un balance negativo porque no absorbe mucho (un 40% frente a un 90% del mar) y emite mucho por estar muy caliente).



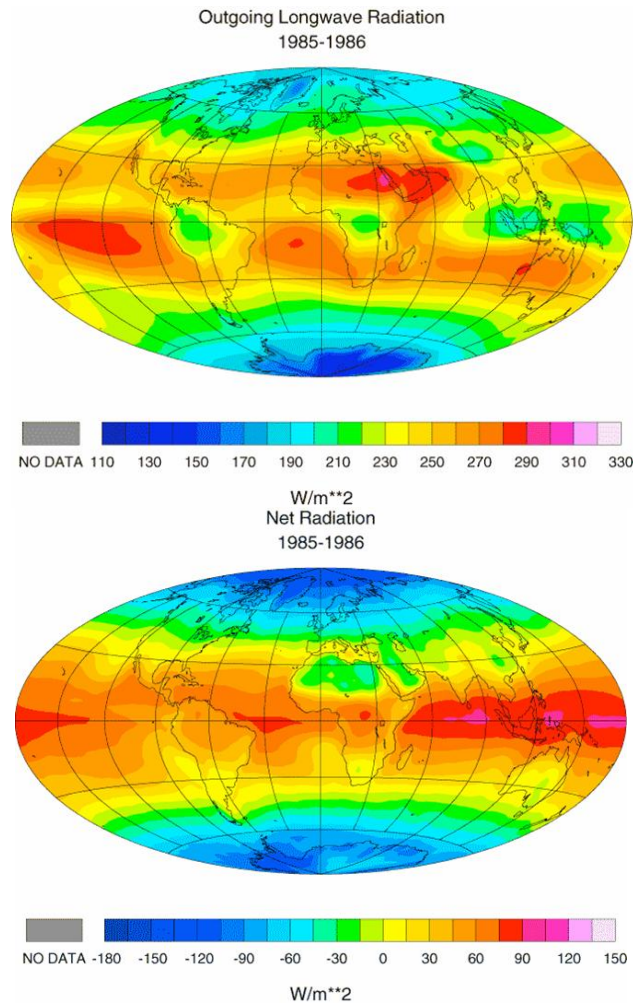


Fig. 9. Distribución espacial media de la radiación solar absorbida, radiación infrarroja emitida, y radiación recibida neta. (<http://www.atmos.washington.edu>)

Cuando se observan imágenes de satélites meteorológicos en la banda visible, el mar aparece más oscuro que los continentes, y las nubes se ven blancas (cuanto más espesas, más blancas), pues lo que se está midiendo es la reflexión solar (el albedo), y sólo puede haber imágenes visibles diurnas. Sin embargo, las imágenes en la banda infrarroja terrestre pueden obtenerse de día o de noche, y en ellas aparecería el mar más claro que los continentes, y las nubes bajas más claras que las altas, pues lo que se está midiendo es la emisión infrarroja, y cuanto más temperatura más emisión, pero es práctica común invertir la escala de niveles de gris que se le asignan a la radiación medida, por lo que el mar aparece más oscuro que los continentes, y las nubes altas, más frías, se ven más blancas que las nubes bajas. En las imágenes en la banda del vapor de agua (entre 6..7 μm), el satélite mide la emisión térmica por el vapor en la alta troposfera (6..10 km altitud), pues en esta banda espectral el vapor se comporta como cuerpo negro (por eso no se aprecia ningún detalle superficial de mares y continentes); la escala de grises se ajusta para que las zonas claras correspondan a un mayor contenido de vapor de agua (o nubes altas), y las zonas oscuras a menor humedad; en estas imágenes se ven bien las corrientes en chorro (bandas oscuras alargadas) y las tormentas (bandas claras en espiral).

En resumen, la atmósfera es el principal controlador del balance radiativo de la Tierra (y de cualquier otro planeta con atmósfera): la variación media de la noche al día, que en un punto de la Tierra puede ser de

10 °C, en la Luna es de unos de 250 °C por no haber atmósfera (y porque su rotación dura 27,3 días), en Marte es de unos 80 °C (la atmósfera es escasa; 0,8 kPa en vez de los 100 kPa terrestres, y su día dura casi igual que el nuestro), y en Venus es menor de 1 °C (la presión allí es de unos 9000 kPa, y eso que tarda 243 días en girar sobre sí mismo, más de lo que tarda en girar alrededor del Sol, que son 225 días terrestres).

Tiempo y clima

Se va a considerar ahora la atmósfera a escala local, i.e. las variables meteorológicas. El estado atmosférico en un cierto momento y lugar es lo que se llama tiempo meteorológico, que comparte etimología con el tiempo de calendario, pues en ambos casos (Lat. *tempus*) se trata de la ordenación de cosas sujetas a mudanza. Aunque en francés y demás lenguas románicas ocurre lo mismo, en inglés y otras lenguas germánicas el tiempo meteorológico, *weather*, proviene de ‘tormenta’ (Ger. *wetter*), mientras que el tiempo de calendario, *time*, está relacionado con la marea (*tide*).

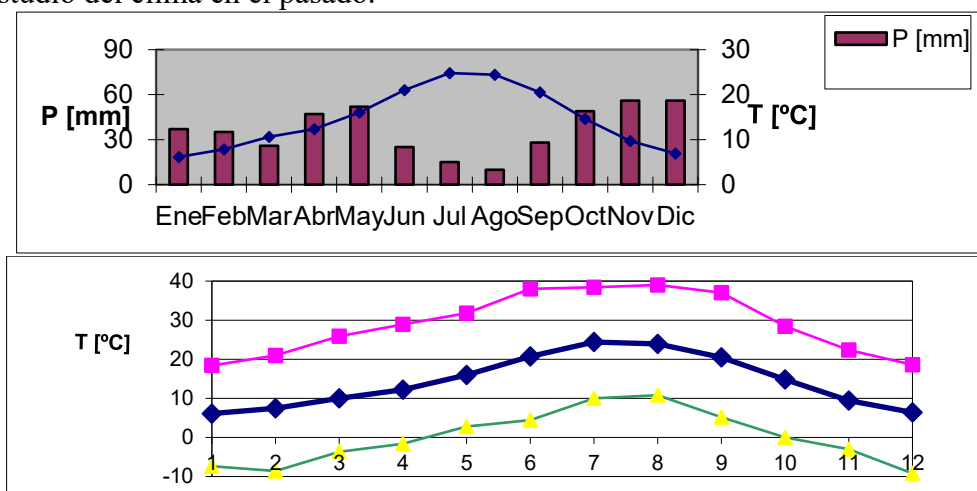
La meteorología suele condicionar las actividades humanas en los tres sectores productivos: extractivo, manufacturero, y de servicios; i.e. desde la agricultura hasta el turismo, incluso en la época actual de trabajo y ocio ‘bajo techo’, siendo de gran relevancia en todo tipo de transporte y en especial en aeronáutica (e.g. nieblas, tormentas, turbulencias, congelación), lo que justifica que en todo aeropuerto haya una oficina meteorológica (OMA), y que todo avión de más de 9 pasajeros haya de llevar un radar meteorológico para evitar zonas tormentosas. Todavía hoy no se sabe luchar contra la niebla en el entorno aeroportuario, aunque se han obtenido éxitos parciales en nieblas frías matinales lanzando hielo seco en polvo, y, a escala más reducida, dispersando nieblas superficiales por mezcla con aire superior más seco, mediante helicópteros (el calentamiento con quemadores resulta contraproducente en todos los casos).

En latitudes ecuatoriales y polares, la meteorología no cambia mucho con el tiempo, pero en latitudes medias (entre 30° y 60°) los cambios meteorológicos pueden ser drásticos (i.e. las zonas templadas son las más cambiantes), y desde la antigüedad se ha visto la conveniencia de poder hacer pronósticos, al principio simplemente basados en el estado del cielo (cobertura nubosa) y la experiencia de situaciones análogas, y ya a partir del Renacimiento basándose en los cambios de presión ambiente (e.g. previsión de mal tiempo si disminuía la presión). Hoy día, la previsión se basa en el cálculo numérico con modelos dinámicos a partir de datos multiparamétricos de la situación actual obtenidos desde satélites, estaciones en tierra, y globos sonda.

La palabra "meteorología" (Gr, μετέ, detrás, y ὠρος, aire) aparece por primera vez en el título de un libro, *Meteorológica*, escrito alrededor del año 340 a. C. por Aristóteles sobre observaciones (y especulaciones) celestes, donde se describe por primera vez el ciclo del agua. Poco se avanzó en los siguientes 2000 años hasta el desarrollo de instrumentos de medida: el termómetro de Galileo en 1607, el barómetro de Torricelli en 1643, el anemómetro de Hooke en 1667, y el higrómetro de Saussure en 1780. Posteriormente se puso el énfasis en la base de datos meteorológicos (y ya en el siglo XX, en el desarrollo de modelos predictivos). Franklin, hacia 1750, fue el primero en registrar de modo preciso y detallado las

condiciones del tiempo en base diaria, así como de efectuar previsiones del tiempo sobre esa base. El primero en definir de modo correcto la circulación atmosférica global fue Hadley, con un estudio de 1735 sobre los vientos alisios. Howard en 1802 clasificó las nubes y Beaufort en 1806 los vientos. Desde 1834, el telégrafo permitió intercambiar información meteorológica en tiempo real. El geofísico noruego Vilhelm Bjerknes propuso en 1904 predecir el tiempo analíticamente a partir de las ecuaciones físicas, en vez de empíricamente a partir de las observaciones, como hasta entonces, y ya en el primer ordenador en 1950 (el ENIAC) se obtuvieron resultados prometedores. El lanzamiento del primer satélite meteorológico, el TIROS-1 en 1960 (el 1 de abril; el Vanguard-2 lanzado en febrero de 1959, no funcionó bien), permitió la observación global. Precisamente en esas mismas fechas, Edward Lorenz descubrió la naturaleza caótica de las ecuaciones de predicción del tiempo (él usaba un modelo con 12 variables): pequeñísimos cambios en las condiciones iniciales, daban lugar a predicciones divergentes en el tiempo (sintetizado en la famosa frase “el efecto mariposa”, basada en el título de una de sus conferencias: “¿Puede un tornado en Texas ser debido al aleteo de una mariposa en Brasil?, AAAS-1972).

El clima (Gr. κλίμα, inclinación) es la media plurianual (30 años según la OMM) del tiempo atmosférico que caracteriza una región, destacando las temperaturas medias de cada mes y las precipitaciones mensuales, datos con los que se construyen los climogramas como el de la Fig. 10 (correspondiente al observatorio de Madrid-Retiro, 40,4167°N, 3,6833°W, 667 m de altitud de referencia barométrica, código 08222; el de Madrid-Barajas, código OACI LEMD=08221, está a 582 m de altitud). A diferencia de la meteorología, que siempre ha tratado de ser predictiva, hasta hace pocas décadas el estudio del clima era simplemente descriptivo pues se suponía que, como las otras partes de la geografía física, era inalterable a escala humana (i.e., la meteorología se consideraba una ciencia física, pero la climatología era una ciencia geográfica que estudiaba los efectos a largo plazo de la meteorología sobre el paisaje y la actividad humana). Actualmente, la climatología se centra en el estudio de modelos climáticos (que incorporan los modelos atmosféricos, oceánicos, de suelo...) que permitan calcular proyecciones de la evolución futura del clima, con el fin de conocer el impacto de las diferentes actividades humanas y fenómenos naturales, incluyendo el estudio del clima en el pasado.



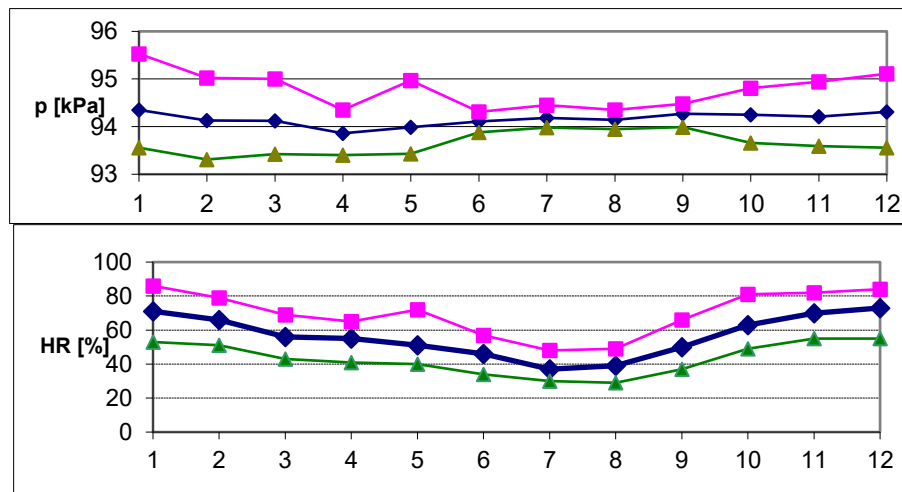


Fig. 10. a) Climograma de Madrid; la temperatura media anual es de 14,6 °C, y la pluviosidad anual de 450 mm, y es de tipo Csa según la clasificación de Köppen. b) Temperaturas media y extremas mensuales. c) Presión media y extremas mensuales. d) Humedad relativa media y extremas mensuales. (www.aemet.es)

Los climas suelen clasificarse atendiendo a la vegetación que pueden soportar (e.g. Köppen-1936, basada en temperatura media y aridez). La aridez es la diferencia entre las precipitaciones y la evapotranspiración. Si la temperatura media anual es <18 °C no hay selva (vegetación en varios niveles), si es <10 °C no suelen crecer árboles (lo que ocurre para latitudes por encima de 65° Norte o Sur), y si es <0 °C no hay vegetación. Actualmente, esta definición antropocéntrica de clima (de lugares habitados) se extiende al conjunto de variables medias en toda la ecosfera (i.e. no sólo el tiempo meteorológico, sino las variables oceánicas y terrestres, incluyendo la criosfera y la biosfera). También hay que señalar que hasta hace unos pocos años la climatología era una ciencia descriptiva, que no intentaba predecir como la meteorología, sino que se limitaba a documentar y tratar de explicar los promedios temporales de la meteorología local; hoy día la climatología está integrada en la meteorología, usa las mismas ecuaciones, y sólo se diferencia en el plazo temporal.

El clima viene condicionado básicamente por la latitud (insolación anual) y la proximidad al mar, mientras que el tiempo viene controlado por la insolación instantánea, y el viento y la humedad local. Los factores que influyen en el clima de una región, en orden de importancia decreciente, son: la latitud, la proximidad al océano, la altitud, la orografía, y el uso del suelo (urbano/rural, seco/regadío, bosque/páramo...). El clima de una región apenas cambia en el transcurso de una vida humana, pero el análisis de datos correlacionables con el clima en épocas pasadas (espesor de los anillos en los troncos de árboles, concentraciones de CO₂ en las burbujas atrapadas en los hielos polares, concentración de isótopos en el aire, el agua, o los sedimentos) nos muestra que ha habido pequeñas variaciones con los siglos, y grandes variaciones con decenas y centenas de miles de años (ciclos de Milankovitch).

En latitudes medias y altas se suceden cuatro estaciones térmicas al año (primavera, verano, otoño e invierno), pero en las zonas tropicales y subtropicales sólo aparecen dos: la estación lluviosa y la seca), y en las regiones ecuatoriales no se aprecian estaciones (siempre hace calor y llueve). A veces se hace distinción entre estaciones térmicas y estaciones astronómicas; e.g. en el hemisferio Norte, el verano

térmico incluye junio, julio y agosto, mientras que el verano astronómico va del 21 de junio al 22 de septiembre. En Europa, el clima es más benigno que en otras regiones de la misma latitud debido a la corriente oceánica del Golfo. Europa está en latitudes medio-altas. El 75% de la humanidad vive entre 30° de latitud Norte y 30° de latitud Sur, zona que ya comprende la mitad de la superficie terrestre. Las presiones y los vientos en superficie vienen condicionados por las altas presiones en latitudes medias (anticiclón de las Azores) y las bajas presiones en latitudes altas (depresión de Islandia), que actúan durante todo el año en el occidente europeo, mientras que en el oriente, en Siberia aparece un fuerte anticiclón invernal que se transforma en una depresión estival. Los vientos dominantes en latitudes medias son del oeste. El clima en la península ibérica, excepto en la parte superior de la costa atlántica y la cornisa cantábrica (donde las precipitaciones son abundantes) es de tipo mediterráneo, con veranos secos y calurosos (y gran oscilación térmica diaria en el interior), pues este es el clima típico de las fachadas occidentales de los continentes en latitudes medias (30°.40°: Europa meridional, Norte de África, Oriente Medio, California, Chile, Ciudad del Cabo en Sudáfrica, o Perth y Alabi en Australia).

Dentro de un clima dado, el tiempo atmosférico varía casi-periódicamente con las horas del día, y no sólo las temperaturas, sino las precipitaciones y los vientos (e.g. las brisas costeras soplan desde el mar por la tarde, y desde tierra por la mañana; las brisas de montaña soplan hacia arriba por la mañana, y hacia abajo al atardecer), y con las estaciones (vientos de otoño, vientos de primavera, vientos monzónicos...; “monzón” viene del árabe “estación”).

Cambio climático

El clima en la Tierra ha sufrido grandes cambios en épocas pretéritas (los ciclos de Milankovitch, antes citados), y el *homo sapiens* ya ha experimentado en sus 2 millones de años de existencia glaciaciones y periodos más cálidos que el actual. Lo novedoso es que en nuestra época hemos sido capaces de introducir perturbaciones antropogénicas globales en el clima, lamentablemente descontroladas, y estamos empezando a ser capaces de predecir las consecuencias, lo que nos puede permitir minimizar (si no evitar) los daños previsibles. Aunque estos daños no afectarán a todos por igual (habrá regiones y pueblos que salgan beneficiados), y además recaerán principalmente sobre las generaciones futuras, parece más lógico y más humano prevenir que curar (i.e. prevenir riesgos y minimizar daños potenciales, que esperar a ver lo que pasa y actuar entonces, si se puede, o ir adaptándose a los cambios).

Todavía hay muchos científicos que dudan de que el hombre pueda causar un daño importante a la Naturaleza, y piensan que el cambio climático es un proceso natural, como otros que pueden verse en el paisaje, testigo mudo de cambios climáticos pasados. Los $6,8 \cdot 10^9$ habitantes del planeta (2010) suman una masa de unos $400 \cdot 10^9$ kg (que no ocuparía ni la mitad de la capacidad de un embalse como el de Entrepeñas, de $0,8 \text{ km}^3$), mientras que la Naturaleza es incomparablemente mayor (sólo la masa del aire es ya de $5 \cdot 10^{18}$ kg, i.e. más de diez millones de veces mayor, y no digamos la de los mares y continentes).

Pero, aunque los modelos predictivos todavía presentan gran incertidumbre, el consenso científico internacional, representado por varios miles de investigadores en el Panel Intergubernamental del Cambio Climático (IPCC) de la ONU, mayoritariamente concluye que actualmente el calentamiento del sistema

climático es inequívoco, las anomalías en el régimen general de lluvias evidente, y la causa es con gran probabilidad antropogénica [11].

Aunque los cambios de uso del suelo son importantes (deforestación, urbanización), la principal contribución humana al cambio climático es debida a las emisiones de CO₂ (gas que incrementa el efecto invernadero de la atmósfera) en los procesos de combustión usados mayoritariamente en el transporte (derivados del petróleo) y la producción de electricidad (carbón y gas natural).

¿Por qué no resulta evidente a nivel individual (i.e. fácilmente comprensible) el impacto antropogénico en el cambio climático?

- Porque no es fácil tener presente los efectos de la explosión demográfica actual. A nivel individual, las actividades humanas más contaminantes actualmente, como el uso del vehículo privado o el aire acondicionado en edificios, son actividades muy beneficiosas (es el progreso, la movilidad, el confort), cuyos efectos nocivos parecen aceptables (basta no ponerse justo detrás del tubo de escape, y no poner las centrales térmicas cerca de las ciudades). Pero a nivel global, cuando se suma el efecto de los mil millones de vehículos y de los miles de centrales eléctricas de carbón, la contaminación ya resulta insostenible. Y sólo una pequeña parte de la humanidad disfruta actualmente de vehículo privado y aire acondicionado. Y la población mundial se ha duplicado en los últimos 30 años (y no es bueno pensar que el problema es de los otros).
- Por las diferentes escalas espacio-temporales. Aunque los cambios climáticos son ubicuos, en muchas regiones desarrolladas no se aprecian a nivel local, o su efecto no es tan acusado (e.g. las olas de calor acontecen en vacaciones), o incluso contradicen las predicciones globales (e.g. hace más frío en lugar de más calor, pese al calentamiento global); parece que eso del cambio climático es cosa del deshielo en los Polos, la sequía en el Sahel, o las inundaciones en Indochina. De hecho, hay gente que piensa que el cambio climático es lo mismo que el cambio meteorológico (confunden tiempo y clima). Por otra parte, aunque el cambio climático que se prevé es muy rápido a escala geológica (no se trata de millones o incluso miles de años), a escala personal es percibido como muy lento (no se aprecian grandes cambios de un año a otro). Y a la inversa, las acciones pro-sostenibilidad a nivel personal no parece que vayan a remediar problemas tan globales y tan duraderos (¿y si los demás no colaboran?, ¿y si por alguna crisis económica o sanitaria no somos capaces de mantener el esfuerzo?). Se podría pensar que el calentamiento global no es tan perjudicial, y que bastaría con irse a vivir más lejos de la zona ecuatorial, incluso que el deshielo ártico permitiría aprovechar los inmensos recursos naturales allí detectados (las reservas de gas natural casi llegan a un tercio del total mundial), pero el deshielo del permafrost liberaría mucho metano, que incrementaría aún más la concentración de gases de invernadero.
- Porque parece haber dudas cualitativas sobre algunos aspectos clave, como determinar si en último término las contribuciones humanas al cambio climático son positivas o negativas, dando lugar a contradicciones. Así, resulta que las emisiones de CO₂ tienden a calentar la Tierra por efecto invernadero, pero las emisiones de partículas sólidas tienden a enfriar; y también está el

efecto del cambio en la cobertura nubosa, con unas nubes que enfrían y otras que calientan. ¿No sería mejor esperar a saber más y despejar todas las dudas?

- Porque hay gran incertidumbre cuantitativa sobre muchos aspectos importantes, como el efecto de la interacción atmósfera-océano en los flujos de contaminantes, el efecto catalizador de las nubes, el efecto del deshielo ártico sobre la circulación general termohalina, etc. ¿No sería mejor esperar a conocer con precisión las consecuencias? El coste económico de la lucha contra el cambio climático se prevé muy cuantioso. ¿No sería mejor destinar esos recursos a otros problemas acuciantes (malnutrición infantil, enfermedades contagiosas, educación...)?

¿En qué etapa de conocimiento del cambio climático estamos? La Organización Meteorológica Mundial (OMM) organizó la primera conferencia mundial del clima ya en 1979 (la 2ª fue en 1990 y la 3ª en 2009). A consecuencia de esta 1ª conferencia, y en colaboración con el Programa de Naciones Unidas sobre Medio Ambiente (PNUMA), en 1988 fue creado el Panel Intergubernamental sobre Cambio Climático de la ONU (IPCC), con el objetivo de evaluar la información científica, técnica y socioeconómica relevante para la comprensión del cambio climático, sus impactos potenciales y las opciones de adaptación y mitigación. En su 4º Informe de Evaluación, de 2007, el IPCC estableció un estado actual de los indicadores del cambio climático, y propuso estimaciones de la evolución, y actuaciones para mitigar sus efectos. Por ejemplo, se establece que en el último siglo el calentamiento global ha sido de 0,5 °C y 0,7 °C, que para 2100 sería de entre 3 °C y 8 °C si no se tomasen medidas especiales, y que para lograr que el incremento de temperatura global no sobrepase los 2 °C o 2,5 °C que se consideran críticos para la dinámica del clima, la concentración de CO₂ debería estabilizarse entre 350 ppm y 400 ppm (en 2009 es de 385 ppm), y las concentraciones conjuntas de todos los gases de efecto invernadero entre 450 ppm y 490 ppm de CO₂ equivalente. De acuerdo con ese informe, ello sería posible si antes de 2015 se logra romper la actual tendencia al aumento de las emisiones mundiales de CO₂ y se inicia su descenso paulatino, y hacia 2050 se consiguen recortes en las emisiones globales entre el 50% y el 85% respecto a las de 1990.

Pero el calentamiento global no refleja por sí solo los grandes cambios climáticos que se prevén. Basta considerar por ejemplo que, aunque en el siglo XX el aumento sólo fue de 0,5..0,7 °C (la media global superficial del aire; la de todo el océano sería unos 0,05 °C), según la AEMET [12], el incremento medio en la península ibérica casi fue de 4 °C, y el incremento en la estación de primavera casi de 7 °C. Los glaciares de montaña están en vías de desaparición, observándose un ascenso de las cotas de vegetación; el régimen de lluvias se está alterando; el ciclo anual de muchas especies vegetales y animales se está adelantando (y a diferente ritmo, lo que introduce un mayor impacto en los ecosistemas), etc.

Estos cambios climáticos previstos no se han producido en los últimos 10 000 años (desde que el hombre se hizo sedentario en el Neolítico) y, aunque en épocas anteriores hubo largos periodos glaciales (con temperaturas medias 9 °C inferiores a las actuales) en los que el hombre primitivo logró sobrevivir, y todavía antes otros periodos más cálidos (en la época de los dinosaurios parece que había 4 °C más que ahora), es más que razonable tratar de paliar esos sombríos panoramas, ya que evitarlos del todo parece

que ya no se puede, pues, aunque ya no se echase más CO₂ a la atmósfera, la inercia de la ecosfera, particularmente la enorme cantidad de CO₂ acumulado en los océanos (que han ido absorbiendo más de la mitad del CO₂ generado por el hombre), impedirá evitar totalmente el cambio. Por cierto, el análisis paleoclimático de las glaciaciones enseña que las transiciones hacia un calentamiento global han sido mucho más rápidas que las transiciones hacia un enfriamiento global.

Por mitigar el impacto negativo previsible del cambio climático (porque en algunas regiones el impacto puede ser favorable, pero se prevén catástrofes en las áreas ribereñas más densamente pobladas del planeta), se está tratando de actuar, a nivel internacional, en dos aspectos:

1. Reducir la generación de gases de efecto invernadero mediante cambios en los procesos de generación de energía, transporte y consumo, y el desarrollo de tecnologías de captación del CO₂ generado. El problema es que estas actuaciones son económicamente muy costosas (y eso que no se pretende evitar totalmente el cambio climático, sino limitarlo a un calentamiento medio menor de 2 °C a lo largo del siglo XXI).
2. Minimizar el impacto previsible del cambio climático mediante un uso más racional del suelo: evitando la deforestación de las zonas tropicales y subpolares donde todavía hay selva y taiga, promoviendo la reforestación de zonas templadas, no malgastando recursos hídricos en zonas semidesérticas, no permitiendo más desarrollos urbanos a nivel del mar, mejorando la agricultura, etc.
3. Minimizar el impacto previsible del cambio climático mediante un mejor aprovechamiento del agua de lluvia, evitando escorrentías torrenciales mediante la estabilización de suelos, yendo al almacenamiento distribuido (como en los antiguos aljibes) en lugar de a los grandes embalses fluviales, reutilización del agua, etc.

Se trata de un delicado problema, pues se requieren grandes gastos actuales para disminuir un impacto ambiental negativo (pero con grandes incertidumbres de cuantificación), sobre las próximas generaciones humanas (a 25 años por generación, nuestros hijos, nietos y biznietos), y cuya efectividad no depende del esfuerzo de unos pocos sino de un esfuerzo mundial coordinado, y es patente la escasa sensibilidad que han demostrado hasta ahora muchos gobiernos y sus ciudadanos sobre este problema. Sin embargo, existen precedentes comparables de acción coordinada global en los que sí se ha reaccionado con éxito, como en el caso de la disminución observada en los años 1970 del grosor de la capa de ozono estratosférico que nos protege de las radiaciones ultravioleta dañinas; en 1987 se llegó a un acuerdo internacional auspiciado por la ONU (Protocolo de Montreal), y en 1995 ya quedó suprimida la fabricación de los gases más dañinos para el ozono, pero el coste no era comparable con el de la lucha contra el cambio climático, ni fue necesaria la participación ciudadana activa. En cambio el IPCC fue creado en 1988, en 1997 se acordó el Protocolo de Kyoto, que entró en vigor en 2005, y todavía no se aprecian las medidas adoptadas.

Variables atmosféricas locales

Vamos ahora a pasar desde el estudio de los flujos radiativos solar y terrestre, cuya distribución espaciotemporal es la causa de la dinámica atmosférica, al estudio de otras variables atmosféricas locales: temperaturas, presiones, composiciones... Como el elemento detonante de los cambios más significativos en la atmósfera es el contenido en agua, se incluye un análisis detallado de la termodinámica del aire húmedo, dejando la formación de nubes y las precipitaciones para después.

Para comprender la física de la atmósfera y llegar, por ejemplo a predecir el tiempo y el clima, conviene disponer de unas medidas objetivas, y establecer unos modelos que expliquen el comportamiento observado y sean capaces de predecir el futuro. Para el análisis detallado, además de las variables espacio-temporales necesarias para referirse a un punto y un instante concretos, son muchas las variables usadas para describir el estado de equilibrio local y la dinámica de la atmósfera, destacando la presión, la temperatura, la humedad (en todas sus formas), y la velocidad del aire. Posteriormente se verán los cambios de fase del agua y las precipitaciones, y la circulación general de los vientos, todo lo cual puede servir, entre otras cosas, para comprender en qué se basan los sofisticados modelos climáticos y de predicción meteorológica.

Las medidas meteorológicas eran de carácter local (observatorios nacionales, grandes barcos) hasta mediados del siglo XIX en que el telégrafo permitió coordinar los datos. En el congreso internacional sobre meteorología en Viena en 1873 se creó la Organización Meteorológica Internacional (OMI, precursora de la OMM que las Naciones Unidas crearon en 1951). Con el desarrollo de la aeronáutica en el siglo XX se incrementó notablemente la investigación meteorológica, y de los observatorios centrales (que iban quedando mal ubicados en el centro de las grandes ciudades) se pasó a los observatorios aeroportuarios, menos expuestos al impacto antropogénico. En [10] puede encontrarse una revisión de sensores meteorológicos usados en aeropuertos.

Posteriormente se desarrollaron mini-estaciones embarcadas en globos sonda (Molchanov-1930), sondas soltadas desde aviones, y cohetes de sondeo, conjuntamente llamadas radiosondas (también se usaron sistemas amarrados: cometas y globos cautivos; la primera cometa meteorológica voló en 1749, en Glasgow, con un termómetro). Hoy día siguen siendo muy útiles los globos sonda.

Pero las medidas desde tierra apenas tienen un radio de acción del orden de cientos de kilómetros (por la curvatura terrestre), y las medidas en sondeos verticales aún son más costosas y restrictivas; el método de diagnóstico que ha revolucionado la meteorología (y la oceanografía, y la agronomía...) ha sido la teledetección desde satélites geoestacionarios, capaces de observar permanentemente más de la cuarta parte de la Tierra. Para las regiones polares, que no pueden ser cubiertas por los satélites geoestacionarios, y para la teledetección activa (mediante radar o lidar) o de mayor resolución espacial, se usan satélites en órbita baja polar. El lidar (*light detection and ranging*) es el equivalente al radar pero usando ondas luminosas de un láser pulsado en vez de microondas. Las observaciones desde satélites son casi globales espacial y temporalmente, en tiempo real, y multiparamétricas (no sólo 'se ve', sino que se miden

temperaturas, nubosidad, vientos, aerosoles, humedad del aire y del suelo, vegetación, salinidad del mar, altura de olas, etc.

Posicionamiento: la altitud y su medida

En primer lugar hay que mencionar que, para tener un modelo más cómodo de los efectos gravitatorios, en lugar de la altitud verdadera, z , sobre el nivel medio del mar (extendido a todo el globo, i.e., el geoide de referencia), suele usarse la altitud geopotencial, $Z = (1/g_0) \int g(z, \theta, \phi) dz$, donde $g_0 = 9,80665 \text{ m/s}^2$ y $g(z, \theta, \phi)$ es la aceleración gravitatoria real a una altura geométrica z , una latitud θ , y una longitud ϕ , que se aproxima con un modelo geodésico estándar (la desviación del geoide respecto al elipsoide de referencia puede llegar a +85 m en Europa y Nueva Zelanda, y a -105 m en Norteamérica y la India). La altitud verdadera se mide hoy día por radionavegación basada en satélites (GPS); antes se usaban radio-ayudas en tierra (LORAN), o seguimiento por radar, aunque en realidad no es necesario medir la altitud si se mide la presión, la temperatura y la humedad, pues basta usar la ecuación de la hidrostática (que, como en este caso es para determinar la altura, se llama ecuación hipsométrica; Gr. hypso, altura); ya el simple modelo de atmósfera estándar permite deducir la altitud a partir directamente de la presión con una incertidumbre menor de $\pm 100 \text{ m}$; incluso se puede usar directamente un termómetro en vez de un barómetro para medir la altitud, midiendo la temperatura de un líquido en ebullición en una pequeña cápsula calentada y abierta al ambiente (el famoso hipsómetro de Regnault, usado desde 1830).

Presión y temperatura atmosféricas: modelos y medidas

El modelo de atmósfera más sencillo sería el de una atmósfera con simetría radial, aislada del resto del mundo y en equilibrio termodinámico a una temperatura uniforme, por ejemplo $T = 15 \text{ °C}$ (que no variaría porque nada calentaría o enfriaría el aire, que estaría en reposo absoluto), y con una presión, p , que disminuiría con la altura, z , según la ecuación del equilibrio hidrostático, $dp/dz = -\rho g$, siendo ρ la densidad del aire, que con el modelo de gas ideal ($pV = mRT$) sería directamente proporcional a la presión en una atmósfera isoterma y de composición fija, $\rho = p/(RT)$, resultando $p(z) = p_0 \exp[-g(z-z_0)/(RT)]$, siendo p_0 la presión a nivel del mar, $z_0 = 0$, que podemos tomar aproximadamente igual a 10^5 Pa (i.e. 100 kPa o 1 bar), aunque tradicionalmente se toma $p_0 = 101,325 \text{ kPa}$ como ya se ha dicho. Con este modelo, la presión a 11 km sería $p_{11} = 10^5 \exp[-11 \cdot 10^3 \cdot 9.8 / (287 \cdot 288)] = 27 \text{ kPa}$, i.e. del orden de la cuarta parte de la presión a nivel del mar, que no se desvía tanto de los valores medidos (e.g. en Madrid suele estar en torno a 22 kPa). Pocas variables más se necesitarían para describir esa atmósfera en equilibrio, pero la atmósfera real no está en equilibrio, ni siquiera en régimen estacionario, ni su composición es uniforme, aunque el modelo de atmósfera estándar internacional (ISA) se basa en esta simplificación de atmósfera isoterma entre 11 km y 20 km de altitud, i.e. usa $p(z) = p_{11} \exp[-g(z-z_{11})/(RT)]$, siendo p_{11} la presión a $z_{11} = 11 \text{ km}$, que se determina con el modelo siguiente.

El modelo que sigue en sencillez al de atmósfera isoterma es el de gradiente térmico fijo, que en el modelo de atmósfera estándar internacional se toma $\Gamma = -dT/dz = 6,5 \text{ K/km}$ para la troposfera (de 0 a 11 km), con el cual, la variación de la presión con la altura, $dp/dz = -\rho g$, con $\rho = p/(RT)$ y $T = T_0 - \Gamma(z-z_0)$, resulta ser $p = p_0 [1 - \Gamma(z-z_0)/T_0]^{g/(R\Gamma)}$, con $p_0 = 101,3 \text{ kPa}$ a $z_0 = 0$, $\Gamma_{\text{ISA}} = 6,5 \text{ K/km}$, $T_0 = 288 \text{ K}$, $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ y $R = 287 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$. Despejando, la altitud correspondiente a una cierta presión con el modelo ISA, (i.e. la altitud-presión) es:

$$z(p) = \frac{T_0}{\Gamma_{ISA}} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R\Gamma_{ISA}}{g}} \right] \quad (9)$$

que sustituyendo valores queda $z=44,3 \cdot [1-(p/101,3)^{0,190}]$, con p en kPa y z en km. Con este modelo ISA la presión a 11 km es de 22,7 kPa en vez de los 27 kPa del modelo isoterma. Nótese que, aunque a nivel del mar las variaciones relativas de presión con la latitud y la longitud son muy pequeñas (típicamente $p=101\pm 4$ kPa), en altura son bastante mayores, debido a las diferencias de perfil vertical de temperaturas (e.g. a 11 km, $p=22\pm 4$ kPa, i.e. variaciones relativas del 18% en lugar del 4%).

Además de las temperaturas y las presiones, la variable más influyente en el estado atmosférico es el contenido en agua, w , que se puede definir para un cierto volumen de aire como la masa de agua dividido por la masa de aire seco, $w=m_v/m_a$, y que, aunque es siempre pequeño (globalmente del orden del 0,3%), resulta dominante en los procesos de formación de nubes y precipitaciones. No se ha desarrollado ningún modelo sencillo que contemple la humedad (el modelo ISA es para aire seco); un modelo plausible sería añadir al modelo ISA un perfil lineal de variación con la altura de la humedad relativa (i.e. respecto a la de saturación), desde un 100% a nivel del mar (pese a que la media en toda la superficie de la Tierra es más próxima al 60% que al 100%) hasta un 0% en la tropopausa a 11 km, aunque los perfiles reales medidos son tan fluctuantes como los de gradiente térmico.

Tras las variables principales T , p y w , son también de gran interés las relacionadas con las precipitaciones (cantidad y tipo), el viento (velocidad y dirección), la cobertura nubosa, la visibilidad, la insolación (horas de sol sin nubes), etc. En las estaciones de tierra se miden todas estas variables al menos cada hora.

Los instrumentos más usados para medir las variables meteorológicas son el termómetro (termistores múltiples, basados en la variación de la resistencia eléctrica de un conductor con la temperatura, capaces de llegar a una precisión de 0,1 °C en el rango $-50..50$ °C), el barómetro (cápsula aneroide, basado en la deformación elástica de una membrana), el higrómetro (capacitivo o resistivo), el pluviómetro (gravimétrico), el anemómetro (de cazoletas, con veleta para indicar la dirección de procedencia), y diversos radiómetros (multiespectrales para la radiación solar: heliómetros y piranómetros, o visibles para determinar la visibilidad, la altura de nubes, la densidad de partículas); el radar meteorológico sirve para detectar las nubes, y los tipos y tamaños de partículas. Todos estos aparatos tienden a ser actualmente eléctricos (e.g. los pluviómetros modernos suelen usar LED infrarrojos de varios centímetros de diámetro, que una vez calibrados son capaces de determinar no sólo la cantidad de precipitación sino la forma de ésta por análisis de formas). Poco antes de que Torricelli inventase el primer barómetro, su maestro en la Academia Florentina, Galileo, había desarrollado en 1607 el primer termómetro (usando la expansión del aire y no la del mercurio, que luego se hizo universal, hasta la retirada del mercurio en nuestros días, tanto de termómetros como de barómetros, por su negativo impacto ambiental).

¿Qué es la temperatura atmosférica? ¿La que marca un termómetro en el exterior? Se aprende mucha termodinámica intentando definir cuál es la temperatura exterior (atmosférica; la temperatura exterior a la atmósfera, la extraterrestre, todavía es más ‘interesante’). Según la OMM, la temperatura del aire es la temperatura que mide un termómetro protegido del Sol y de otras fuentes de radiación, y de las precipitaciones, pero bien expuesto al aire (desde mediados del XIX se ha usado la caja de Stevenson, con doble persiana en los cuatro laterales y doble techo, toda pintada de blanco). El sensor debe situarse sobre un terreno horizontal (no sobre tejados ni ventanas), a unos 1,5..2 m del suelo, en un emplazamiento libre de obstáculos al menos en un semi-ángulo cenital de 45°, con un termómetro que tenga al menos una precisión de 0,2 °C en el rango -40..50 °C, y un tiempo de respuesta menor de 20 s. Actualmente, las sondas de temperatura y humedad (que suelen ir integradas en una sonda común) suelen ubicarse en el mástil del medidor del viento, en el que se dispone el anemómetro, que tradicionalmente era de tres cazoletas, y modernamente es de sonda ultrasónica por efecto doppler, sin partes móviles que sufran los efectos del hielo y el polvo, y la veleta (prescindible si se usan tres pares de sensores sónicos), a unos 10 m de altura sobre terreno llano despejado. La medida de la temperatura exterior en aviación se basa en una sonda termorresistiva Pt-100 que mide la temperatura total del aire (TAT), a partir de la cual se calcula la temperatura del aire de fuera (OAT) en función de la velocidad relativa del aire obtenida de la sonda pitot, con las correcciones necesarias por intercambio radiativo con el fuselaje y por calefacción de la sonda para evitar la formación de hielo.

Las medidas de presión son las que más precisión demandan en meteorología, donde se requiere resolver 10 Pa en el rango 95..105 kPa en superficie (i.e. un 0,01% en términos absolutos). Suelen usarse varias cápsulas aneroides, que no tienen por qué estar instaladas con las demás sondas, al ser la presión muy uniforme, pero cuyas medidas han de ser corregidas a la altitud de referencia de la estación meteorológica (recuérdese que hay unos 10 Pa de diferencia por cada metro de altura de aire).

Sondeos atmosféricos

Los globos sonda vienen usándose de manera rutinaria desde 1958 para medir perfiles verticales meteorológicos con detalle, que los satélites todavía no son capaces de resolver. Se sueltan varias veces al día a la vez en todo el planeta (como mínimo a las 0 UTC y a las 12 UTC, i.e. 00:00Z y 12:00Z) desde casi unas mil estaciones meteorológicas a lo largo del planeta (varias en España). Recuérdese que la hora internacional (UTC, Universal Time Coordinated), es llamada ‘hora zulú’ en terminología de radiocomunicaciones (zulú es el identificador redundante de la letra Z), pues antes de las siglas UTC (y antes de GMT) se usaba la Z de ‘zona cero’ para referirse a la hora solar en el observatorio de Greenwich.

La sonda es una pequeña caja electrónica de plástico (del orden de un litro y un kilogramo en total) con sensores, procesador de señales, transmisor de radio y baterías. Se mide como mínimo la temperatura ambiente y el punto de rocío durante el ascenso (cada minuto, o así), aunque lo normal es que se mida también la presión, y la velocidad y dirección del viento (mediante posicionamiento tridimensional, que actualmente se basa en GPS por ser más barato que con radar desde el suelo). La sonda va colgada del globo mediante un hilo de unos 30 m de longitud que incluye un paracaídas de papel rojo o anaranjado (ya cerca del globo) para que la sonda no presente peligro al caer sobre zonas habitadas. El globo es de

goma natural (látex; a veces se usa goma artificial, neopreno), y se llena hasta 1..2 m de diámetro inicial con hidrógeno (o con helio, aunque es más caro, y en raras ocasiones con gas natural, por disponibilidad). Al ascender (la velocidad de diseño es de 5 m/s) y disminuir la presión exterior, la goma se va expandiendo por sobrepresión hasta que, cuando alcanza unos 30 km de altitud (del orden de 1 kPa) y algunas decenas de metros de diámetro, se produce su rotura natural. El riesgo aeronáutico es mínimo, habiéndose desintegrado la sonda sin apenas huella sobre el avión en los escasos impactos documentados. No siempre es rentable recuperar el equipo, que puede costar 100 € o 200 €, aunque se sepa donde ha caído (suele recuperarse un 20% o 30% de ellos); la caja electrónica va protegida con poliestireno expandido etiquetado para su fácil identificación por el público en general.

El ascenso del globo no es vertical, a causa del viento (puede derivar unos 100 km en la hora larga que suele tardar en alcanzar la cota de rotura), pero no importa mucho porque los gradientes horizontales de las magnitudes atmosféricas son mucho menores que los verticales. Las medidas tampoco son sincrónicas porque el globo tarda una o dos horas en el ascenso; suele tomarse una medida cada minuto (a unos 5 m/s, cada 300 m). El sensor de temperatura suele ser un termistor de baja inercia (< 1 mm de tamaño, < 1 s de retraso), con recubrimiento reflectante y de baja emisividad para minimizar el intercambio radiativo (aluminizado), calibrado para dar una precisión de $\pm 0,1$ °C en el rango $-90..50$ °C, aunque en la estratosfera la radiación puede llegar a contribuir con 1 °C de más durante el día y 1 °C de menos durante la noche. El sensor de humedad suele ser una delgada lámina dieléctrica entre electrodos, formando un condensador cuya capacidad eléctrica varía con la humedad relativa del aire ambiente, con una respuesta rápida (menor de 0,5 s a 15 °C, aunque a -50 °C puede ser mayor de 100 s y resulta inservible) y una precisión mejor del 5% en todo el rango (0..100% RH); este detector va protegido contra las precipitaciones. El sensor de presión es una cápsula aneroide con transductor capacitivo para la deflexión de la membrana, que ha de ser de alta precisión (mejor de 100 Pa en todo el rango de 0,5 kPa a 105 kPa); sin embargo, puede prescindirse del barómetro si se usa el GPS pues la incertidumbre típica puede ser de 0,1 kPa si se usa un modelo de atmósfera adecuado; con el modelo ISA puede ser de 1 kPa). En la Fig. 9 se presentan algunas medidas del perfil de temperaturas sobre Madrid.

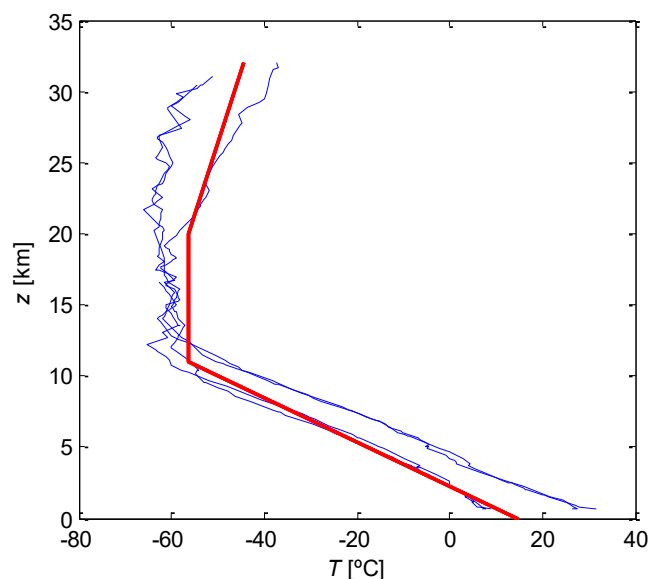


Fig. 9. Perfiles verticales ambientales de temperatura en Madrid. Sondeos del 1-Ene-2009 y del 1-Jul-2009 (0 UTC y 12 UTC horas, i.e. 00Z y 12Z), y comparación con el modelo ISA.

Para el estudio de la estratosfera se usan otros globos mucho mayores [13], llenos de helio parcialmente para facilitar la suelta, que suben hasta 40 km cargas científicas de hasta algunas toneladas, y permanecen flotando varias semanas, arrastrados por el viento, recuperándose la carga en paracaídas tras romper por radio el globo. Para mayores altitudes, para medir en la ionosfera, se lanzan cohetes con radiosondas hasta unos 100 km de altitud, con un paracaídas para ralentizar la toma de datos durante el descenso. En cuanto a otras atmósferas planetarias [14], la única experiencia data de 1985 cuando las dos sondas Vega lanzaron sendos globos en Venus, de unos 12 kg cada uno, que recorrieron miles de kilómetros a unos 50 km de altitud. ¿Podría flotar un globo en la atmósfera de Júpiter sabiendo que ésta es de hidrógeno, el gas más ligero conocido? Sí, calentando el gas interior (i.e. como los terrestres de aire caliente).

A partir de 1960 en que se lanzó el primer satélite meteorológico, la disponibilidad de datos globales, simultáneos, y cada vez más precisos espacial y espectralmente (rutinarios desde el primer Meteosat en 1978), ha cambiado radicalmente la capacidad de predicción, que ya es muy precisa en el corto periodo (hasta 3 días suele haber un 90% de aciertos) en el que todavía es válida la extrapolación casi-lineal; para predicciones de medio y largo plazo (más de 10 días), la dinámica atmosférica tiende a ser caótica (pequeños detalles iniciales predicen estados finales muy diferentes), y ya no son de utilidad los modelos teóricos deterministas, sino que es necesario realizar una simulación estadística, a partir no de un estado inicial único detallado, sino a partir de las predicciones para un conjunto de estados iniciales parecidos.

Actualmente se están desarrollando las medidas meteorológicas basadas en el análisis de la propagación de las señales GPS, con lo que podría llegar el día en que, además del posicionamiento tridimensional del portador, los ubicuos micro-receptores GPS nos proporcionasen la predicción continua del tiempo local.

Humedad del aire

El agua, pese a ser un componente minoritario en el aire (apenas 3 g de agua por cada kilo de aire en toda la atmósfera), es el principal controlador de todos los procesos termodinámicos atmosféricos, por medio de la formación, transporte y precipitación de las nubes, que regulan el ciclo hidrológico, el balance radiativo de la Tierra (reflejan el Sol e incrementan el efecto invernadero), el rocío y la escarcha, las tormentas de viento, agua o granizo, etc. Si la atmósfera estuviese en equilibrio termodinámico con el océano a los 15 °C de temperatura media superficial, en el aire habría 11 g de agua por cada kilo de aire, en vez de los 3 g/kg de media real; la explicación es que globalmente la atmósfera está más fría y admite menos agua, y ni siquiera está saturada, como se puede apreciar por la cobertura nubosa (la media planetaria es algo superior al 50%).

El contenido en agua del aire se puede especificar de muy diversas maneras. La más directa es en términos de la relación másica de mezcla, w (también llamada simplemente humedad, o humedad absoluta para distinguirla claramente de la humedad relativa que se introduce después). La humedad, w , se define como la masa de agua por unidad de masa de aire seco, $w \equiv m_w/m_a$, en un cierto volumen dado,

que puede contener además del agua disuelta en el aire en forma de vapor, agua líquida y/o hielo. Ésta es también la variable que se usa para medir la humedad de sustancias condensadas (e.g. de los alimentos, maderas, carbones...). Hay que hacer notar que el contenido en agua del aire se da a veces en términos volumétricos, i.e. como la masa de agua por unidad de volumen global, $\rho_w \equiv m_w/V$, que corresponde a la densidad de agua en el aire, y no debe confundirse con la humedad absoluta antes definida; la ventaja de definir la humedad como relación másica de mezcla, m_w/m_a , frente a la de densidad de agua es que no cambia con la temperatura ni la presión. Tampoco es conveniente usar la fracción másica de agua, $m_w/(m_a+m_w)$, porque, al ser el agua el único componente condensable, resulta ventajoso referirse a la unidad de masa del componente fijo, m_w/m_a .

De momento, en este apartado, vamos a estudiar sólo las mezclas gaseosas de aire y agua, dejando el estudio de las mezclas heterogéneas (con gotitas líquidas o cristalitas de hielo) para el epígrafe de nubes.

Aunque a veces se dice que la cantidad máxima de vapor en la atmósfera sólo depende de la temperatura y no de la presión, ni siquiera de la presencia de aire, ya que la máxima densidad de vapor es $\rho_{\max} = m_{\max}/V = p_v^*(T)/(R_v T)$, y que, por tanto, “no es verdad que el aire disuelva el vapor”, la verdad es que, en esas condiciones de presión y temperatura todo el vapor de agua estaría condensado si no hubiera aire (o cualquier otro gas) que lo mantuviera disuelto en fase gaseosa (eso sí, en primera aproximación, cualquier gas disuelve la misma cantidad de agua en esas condiciones de presión y temperatura).

Si toda el agua está en fase vapor ($w = m_v/m_a$), la humedad del aire queda limitada superiormente por el estado de saturación, i.e. el equilibrio líquido-vapor (o sólido-vapor si $T < 0$ °C), que enseña (ley de Raoult) que la fracción molar de vapor de agua en saturación es $n_{\text{sat}}/n = x_{\text{sat}} = p_v^*(T)/p$, siendo $p_v^*(T)$ la presión de equilibrio bifásico del agua líquida con su vapor puro, que viene dado por la ecuación de Clausius-Clapeyron, que en forma diferencial exacta es $dp_v^*/dT|_{\text{sat}} = h_{LV}/(T v_{LV})$, y en forma integrada aproximada es:

$$p_v^*(T) = p_0 \exp[-(h_{LV}/R_v)(1/T - 1/T_0)] \quad (10)$$

siendo el estado (p_0, T_0) un punto conocido de esa función, que suele elegirse el punto de ebullición normal ($p_0 = 100$ kPa, $T_0 = 373$ K = 100 °C), o el punto triple sólido-líquido-vapor ($p_0 = 0,61$ kPa, $T_0 = 273$ K). La entalpía de cambio de fase líquido-vapor, h_{LV} (o calor latente de vaporización como se decía antiguamente), suele considerarse constante, tomando el valor en el punto triple, $h_{LV} = 2,5 \cdot 10^6$ J/kg, aunque disminuye con la temperatura (e.g. a 100 °C es $h_{LV} = 2,26 \cdot 10^6$ J/kg). La constante del vapor de agua es $R_v = 8.314/0,018 = 462$ J/(kg/K), y v_{LV} era la diferencia de volúmenes entre la fase líquida y la fase vapor. Así, la presión del vapor de agua en equilibrio con agua líquida puede tomarse $p_v^*(T) = 0,611 \exp(19,8 - 5420/T)$ con T en kélvines y p en kPa (en meteorología se usa mucho también la correlación de Bolton-1980: $p_v^*(T) = 611,2 \exp(17,67 \cdot T/(T+243,5))$ con T en °C y p en Pa, cuya desviación es del orden de 0,1% en el intervalo $-30..35$ °C); una buena aproximación para recordar es que la presión de equilibrio se duplica cada 10 K de incremento (e.g. 0,611 kPa a 0 °C y 1,23 kPa a 10 °C). Hay que

señalar que en meteorología se usa la ecuación del equilibrio líquido-vapor incluso para el caso de que fuese $T < 0$ °C, a pesar de que, si hubiese equilibrio hielo-vapor, habría que cambiar en la ecuación de Clausius-Clapeyron $h_{LV}=2,5 \cdot 10^6$ J/kg por $h_{SV}=2,84 \cdot 10^6$ J/kg, obteniéndose entonces $p_v^*(T)=0,611 \exp(22,5-6140/T)$ con T en kélvines y p en kPa).

En términos de la relación de mezcla, el valor de saturación es:

$$w_{\text{sat}} \equiv \frac{m_{v,\text{sat}}}{m_a} = \frac{n_{v,\text{sat}} M_v}{n_a M_a} = \frac{M_{va} n_{v,\text{sat}}}{n - n_{v,\text{sat}}} = \frac{M_{va} x_{v,\text{sat}}}{1 - x_{v,\text{sat}}} = \frac{M_{va} p_v^*(T)}{p - p_v^*(T)} \approx M_{va} \frac{p_v^*(T)}{p} \quad (11)$$

La humedad puede medirse directamente absorbiendo toda el agua de una cierta cantidad de aire húmedo con una sustancia higroscópica como el pentóxido de fósforo, pero en la práctica se recurre a otras medidas equivalentes. En la Fig. 10 se muestran varios perfiles del promedio anual de la variación con la altura de la humedad en la atmósfera en distintas zonas. Aunque la humedad global de la atmósfera es muy pequeña, $w=0,003$ (0,3% en peso), localmente puede llegar, sobre mares cerrados cálidos hasta $w=0,03$ (3% en peso); el récord mundial fue de 35 g/kg, en 2003 en Dhahram (Arabia Saudí), en el Golfo Pérsico, correspondiente a una temperatura de rocío de 35 °C (la temperatura del aire era de 42 °C).

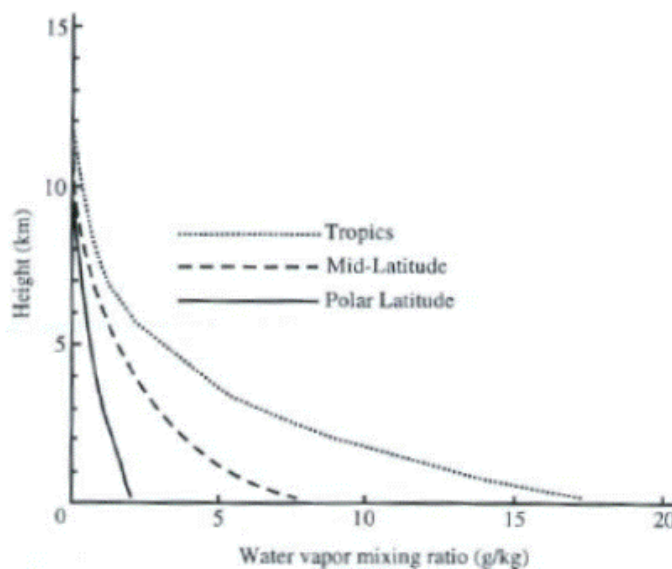


Fig. 10. Perfiles verticales medios de humedad absoluta en distintas zonas.

Se llama humedad relativa del aire, ϕ , al cociente entre la cantidad de vapor de agua disuelta en el aire y la cantidad máxima en esas condiciones de presión y temperatura (estado saturado); nótese que el cociente es en cantidades de sustancia (moles o fracciones molares, que con el modelo de mezcla ideal equivale a volúmenes o a presiones parciales), y no al cociente en masa, i.e. $\phi \equiv n_v/n_{v,\text{sat}} \neq w/w_{\text{sat}}$, aunque la diferencia es muy pequeña y a veces se usa $\phi \approx w/w_{\text{sat}}$.

La humedad suele medirse mediante sensores capacitivos (un condensador eléctrico cuyo dieléctrico, una delgada lámina de material polimérico, expuesto al ambiente, varía su capacidad con la humedad relativa), con una precisión máxima del 1% en el rango 5..100% y un tiempo de respuesta cercano al

minuto. Nótese que la humedad relativa suele darse en porcentaje (e.g. $\phi=60\%$, o más comúnmente escrito como 60% HR, en lugar de dar el cociente unitario, $\phi=0,6$). La humedad relativa en superficie varía mucho espacial y temporalmente, entre un 10% HR en los desiertos más secos (y en las cabinas de aviones en altura), hasta un 100% en situación de niebla persistente (cuando llueve, la humedad relativa puede ser relativamente baja, de un 70% o un 80% si no se alcanza el equilibrio). Con el ciclo diario, si los aportes netos de agua no son grandes, la humedad relativa muestra una oscilación en contrafase con la de la temperatura (e.g. máxima humedad relativa al amanecer, cuando la temperatura es mínima). La humedad relativa máxima sobre la superficie del mar no puede sobrepasar el 98% debido a la presencia de las sales disueltas (sobre una disolución acuosa saturada de NaCl no podría superar el 76%).

El primero en medir la humedad del aire fue Saussure (1780), utilizando la expansión de cabellos animales, aunque, a falta de una calibración, sólo servía para detectar cambios. La humedad del aire también se puede calcular midiendo la temperatura de rocío, T_{dew} , que es a la que se empañaría un espejo enfriado en aire a presión constante, formándose diminutas gotitas si $T_{\text{dew}} > 0$ °C, o cristallitos de hielo si $T_{\text{dew}} < 0$ °C, en cuyo caso se llama más propiamente temperatura de escarcha. Sin embargo, el procedimiento más sencillo de medir la humedad del aire (para $T > 0$ °C) se basa en el termómetro de bulbo húmedo, T_{wet} , que es la que alcanza en régimen estacionario un termómetro con el bulbo rodeado por una malla empapada en agua, en presencia de una corriente de aire en condiciones (p, T, ϕ) y al menos 3 m/s de velocidad relativa, la cual resulta ser aproximadamente igual en valor a la temperatura de saturación adiabática (la que alcanzaría una corriente en estado (p, T, ϕ) al añadirle agua líquida en estado (p, T) adiabáticamente hasta conseguir saturarla). Todas estas variables higrométricas están relacionadas entre sí por:

$$w \equiv \frac{m_v}{m_a} = \frac{M_{va}}{\frac{1}{x_v} - 1} = \frac{M_{va}}{\frac{p}{\phi p_v^*(T)} - 1} \approx \frac{M_{va}}{\frac{p}{p_v^*(T_{\text{dew}})} - 1} = \frac{c_p (T - T_{\text{wet}})}{h_{LV}} - \frac{M_{va}}{\frac{p}{p_v^*(T_{\text{wet}})} - 1} \approx \phi w_{\text{sat}} \quad (12)$$

con $M_{va} \equiv M_v/M_a = 0,018/0,029 = 0,622$, siendo $M_a = 0,029$ kg/mol la masa molar del aire seco y $M_v = 0,018$ kg/mol la del vapor. Nótese que, conocido el estado (p, T, ϕ) , la temperatura de rocío, T_{dew} , puede obtenerse explícitamente de $\phi p_v^*(T) = p_v^*(T_{\text{dew}}) = \phi p_v^*(T_{\text{dew}}) \exp[-(h_{LV}/R_v)(1/T - 1/T_{\text{dew}})]$, pues, dividiendo por $p_v^*(T_{\text{dew}})$, y tomando logaritmos queda $0 = \ln \phi - (h_{LV}/R_v)(1/T - 1/T_{\text{dew}})$; una aproximación muy usada es $\ln \phi \approx (h_{LV}/R_v)(T_{\text{dew}} - T)/T^2 \approx -(T - T_{\text{dew}})/(15,3 \text{ K})$, e.g. si la temperatura de rocío es 15,3 °C menor que la verdadera, la humedad relativa es del 37% ($\ln 0,37 = -15,3/15,3$). Por el contrario, la temperatura de bulbo húmedo, T_{wet} , ha de calcularse por iteraciones (una primera aproximación es $T_{\text{wet}} \approx (T + 2T_{\text{dew}})/3$); su expresión en (12) proviene del balance energético para el proceso de saturación por humidificación adiabática, que aproximadamente corresponde al de igualdad de entalpías, $h(p, T, \phi) = h(p, T_{\text{wet}}, 1)$, donde la entalpía del aire húmedo por unidad de masa de aire seco es $H/m_a = h = c_p(T - T_0) + wh_{LV}$, quedando $c_p(T - T_{\text{wet}}) + (w - w_{\text{wet}})h_{LV} = 0$ con $w_{\text{wet}} \approx M_{va} p_v^*(T_{\text{wet}})/p$. Finalmente, w_{sat} es la humedad en saturación definida anteriormente.

La humedad relativa del aire puede variar por tres causas independientes (o cualquier combinación de ellas): por aumento de la presión, por disminución de la temperatura, o por aumento de la cantidad de agua (humedad absoluta), i.e. $\phi(p, T, w)$:

$$\phi \equiv \frac{x_v}{x_{v,\text{sat}}} = \frac{x_v p}{p_v^*(T)} = \frac{1}{\frac{p_v^*(T)}{p} \left(\frac{M_{va}}{w} + 1 \right)} \approx \frac{w_{\text{sat}}}{w} \quad (13)$$

Ejercicio 5. Un día de verano en Madrid se registran los valores $T=35\text{ °C}$ y $\phi=20\%$ HR. Determinar la humedad absoluta, la temperatura de rocío y la de bulbo húmedo.

Solución. Empezamos determinando la presión de equilibrio líquido-vapor del agua pura a 35 °C ($T=308\text{ K}$), $p_v^*(T)=6,11\exp(19,8-5420/308)=5,5\text{ kPa}$, y tomando un valor típico de la presión en Madrid, $p=94\text{ kPa}$ (el correspondiente a su altitud de 660 m con la atmósfera ISA, $p=p_0(1-\Gamma z/T_0)^{g/(R\Gamma)}=1013(1-6,5\cdot 0,660/288)^{9,8/(0,287\cdot 6,5)}=93,6\text{ kPa}$). Para la humedad tendremos $w=M_{va}\phi p^*(T)/(p-\phi p^*(T))=0,622\cdot 0,2\cdot 5,5\cdot 10^3/(94\cdot 10^3-0,2\cdot 5,5\cdot 10^3)=0,0075$, i.e. hay $7,5\text{ g}$ de vapor de agua por cada kilogramo de aire seco. Para la temperatura de rocío, de $0=\ln\phi-(h_{LV}/R_v)(1/T-1/T_{\text{dew}})=\ln(0,2)-(2,5\cdot 10^6/462)(1/308-1/T_{\text{dew}})$, se obtiene $T_{\text{dew}}=282\text{ K}$ (9 °C), i.e., si se enfriara el aire a presión constante, sin añadir ni quitar agua, a 9 °C quedaría saturado y empezarían a formarse gotitas. Para la temperatura de bulbo húmedo T_{wet} (o de saturación por humidificación adiabática), hay que resolver $c_p(T-T_{\text{wet}})+(w-w_{\text{wet}})h_{LV}=0$ con $w_{\text{wet}}\approx M_{va}p^*(T_{\text{wet}})/p$, i.e. encontrar el cero de la función $f(T_{\text{wet}})=c_p(T-T_{\text{wet}})+(w-M_{va}p^*(T_{\text{wet}})/p)h_{LV}=1000(308-T_{\text{wet}})+(0,0075-0,622\cdot 6,11\exp(19,8-5420/T_{\text{wet}})/940)\cdot 2,5\cdot 10^6$; si probamos con $T_{\text{wet}}=T=308\text{ K}$ se obtiene $f(T_{\text{wet}})=-73\text{ kJ}$ y si probamos con $T_{\text{wet}}=T_{\text{dew}}=282\text{ K}$ se obtiene $f(T_{\text{wet}})=27\text{ kJ}$, anulándose para $T_{\text{wet}}=292\text{ K}$ que, efectivamente, es cercano al valor $(T+2T_{\text{dew}})/3=(308+2\cdot 282)/3=291\text{ K}$.

En meteorología, para simplificar el modelo matemático, la ecuación de estado del aire húmedo no se escribe $pV=mRT$ (con $R\equiv R_u/M_m$, siendo $R_u=8,3\text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$ y M_m la masa molar de la mezcla de aire seco y vapor de agua), sino que se escribe $pV=mR_a T^*$, con $R_a=287\text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ constante, pasando el efecto de la humedad a la nueva variable T^* , llamada temperatura virtual, $T^*\equiv TM_a/M_m\approx T(1+0,61w)$, con $M_m=M_a(1+w)/(1+w/M_{va})$. La diferencia entre la temperatura virtual y la real puede ser apreciable; e.g. para una temperatura real de $T=30\text{ °C}$ y una humedad absoluta $w=0,02$ ($20\text{ g}/\text{kg}$), la temperatura virtual es $T^*=(1+0,61\cdot 0,02)303=306,7\text{ K}$ ($33,7\text{ °C}$). Además, en meteorología, para la presión parcial del vapor de agua (el producto de su fracción molar por la presión), se usa el símbolo e , i.e. $e=\phi p_v^*(T)$, $e_{\text{sat}}=p_v^*(T)$, y para la humedad relativa el símbolo u ($u=e/e_{\text{sat}}$); así, la radiosonda básica se dice que es una PTU (presión, temperatura, humedad relativa).

Por cierto, si se quiere correlacionar con gran precisión la altitud con la presión o viceversa, en lugar de usar el modelo ISA, $dp/p=-g_0 dz/(R_a(T_0-\Gamma_{\text{ISA}}z))$, que se integra directamente para dar $p=p_0(1-\Gamma_{\text{ISA}}z/T_0)^{g_0/(R_a/\text{ISA})}$, hay que usar el modelo ideal más completo:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{gdz}{R_a T^*} = -\frac{gdz}{R_a T} \frac{1+w}{1+\frac{w}{M_{va}}} \quad (14)$$

con $g(z, \theta, \phi)$ del modelo geodésico estándar, y $T^*(z)$ la temperatura virtual (combinación de la temperatura y la humedad), e integrarla numéricamente; i.e., si en un sondeo se miden z , $T(z)$, y $w(z)$, la integración de la ecuación anterior proporciona $p(z)$, y si lo que se mide es p , $T(p)$, y $w(p)$, la integración de la ecuación anterior proporciona $z(p)$.

Ejercicio 6. Estimar la masa total de agua en la atmósfera, suponiendo que sólo hay en la troposfera y que está completamente saturada.

Solución. El contenido de vapor de agua en saturación en una columna de aire, por unidad de área en planta y 11 km de altura (límite de la troposfera en el modelo ISA) será $m_w/A = \int w_{sat} \rho_a dz$, donde $\rho_a = p/(RT)$ la densidad del aire seco, $w_{sat} = M_{va}/(p/p_v^*(T)-1) \approx M_{va} p_v^*(T)/p$ es la humedad en saturación (11), y $p_v^*(T)$ es la presión de vapor saturado, que se obtiene de la ecuación de Clausius-Clapeyron (10) antes descrita. Con el modelo ISA ponemos $T(z)$, $p(z)$ y $\rho_a(z)$, y substituyendo en w_{sat} ya queda todo el integrando como función explícita de z , cuya integración da 35 kg/m² (el equivalente a una columna de 35 mm) y multiplicando por el área de la Tierra $4\pi R^2 = 510 \cdot 10^{12}$ m², se obtiene un total de $18 \cdot 10^{15}$ kg de agua.

La integración mencionada puede hacerse de una forma aproximada como sigue; $m_w/A = \int w_{sat} \rho_a dz = \int [p_v^*(T)/(R_v T)] dz \approx \int [p_v^*(T)/(R_v T_0)] dz = [p_v^*(T_0)/(R_v T_0)] \int \exp[-(h_{LV}/R_v)(1/T-1/T_0)] dz$, e introduciendo los cambios $T = T_0 - Iz$ ($dz = -dT/I$), $\theta = T/T_0$ y $m = h_{LV}/(R_v T_0)$, en el límite $m \gg 1$ queda $m_w/A = -[p_v^*(T_0)/(IR_v)] \int \exp[-m(1/\theta-1)] d\theta \approx -[p_v^*(T_0)/(IR_v)] \int \exp[m(\theta-1)] d\theta = -[p_v^*(T_0)/(IR_v)] [\exp(m\theta)/(m \exp(m))]$, que particularizado entre los límites $\theta=1$ ($z=0$) y $\theta=0$ ($z \rightarrow \infty$), da $m_w/A = -[p_v^*(T_0)/(IR_v)](-1/m)$, y deshaciendo el cambio se obtiene finalmente:

$$m_w/A = \int w_{sat} \rho_a dz = T_0 p_v^*(T_0)/(I h_{LV}).$$

Tomando $T_0 = 288$ K, $p_v^*(T_0) = 6,11 \exp(19,8 - 5420/288) = 1,63$ kPa, $I = 6,5$ K/km y $h_{LV} = 2,5 \cdot 10^6$ J/kg, se obtiene $m_w/A = 29$ kg/m², i.e. 29 mm de espesor en estado líquido, un valor que, pese a las drásticas simplificaciones, resulta más aproximado que la integración numérica inicial. En realidad la atmósfera no está saturada (la humedad relativa tiende a cero hacia la tropopausa y es nula por encima), ni su densidad responde al modelo idealizado ISA, y, según las mejores estimaciones, contiene unos $15 \cdot 10^{15}$ kg de agua (algo menos de 30 kg/m²) incluyendo el vapor de agua disuelto más el agua condensada en las nubes (tanto líquida como sólida). La cantidad total varía ligeramente con la declinación solar (es máxima en junio), y la distribución por hemisferio varía bastante con la estación (es un 50% mayor en verano que en invierno). Nótese que la humedad global es $m_w/m_a = 15 \cdot 10^{15}/5 \cdot 10^{18} = 0,003$, i.e. 3 g de agua por cada kilo de aire. Toda esa agua es equivalente a una capa de líquido de 30 mm de espesor (30 kg/m²). También es de notar que, en un aguacero pueden recogerse 50 mm de agua (50 L/m²), y todavía quedar la atmósfera saturada, pero se trata de fenómenos locales de concentración. Por otra parte, si en lugar de la atmósfera estándar se usan datos locales para los perfiles de presión y temperatura, sobre los Polos, aunque estuviese el aire totalmente saturado, sólo habría unos 2 mm de agua, sobre la cima del Everest tan sólo

0,5 mm de agua, mientras que un poco más al sur, en la época del monzón se alcanzarían 65 mm de espesor equivalente de agua. Sabiendo que la precipitación global media es de 990 mm/año, el tiempo medio de residencia del agua en la atmósfera es $30/990=0,03$ años (11 días).

Estabilidad vertical

La estabilidad es la resistencia al cambio. Vamos a estudiar la estabilidad vertical de la atmósfera considerando una masa de aire en equilibrio con su entorno, y viendo si al sufrir un pequeño desplazamiento vertical de su posición de equilibrio, vuelve a ella o se aleja aún más. Ya sabemos que, por la escasa difusividad de los gases, para tiempos no muy grandes el aire apenas se mezcla (es como si la masa de aire estuviera dentro de un globo), y mantiene siempre el equilibrio hidrostático con su entorno debido a la gran velocidad de propagación de las perturbaciones mecánicas (velocidad del sonido).

La inestabilidad atmosférica suele ir pareja con un desplazamiento vertical del aire, que puede deberse a:

- La orografía, e.g. cuando el viento se aproxima a una montaña ha de ascender si no puede rodearla.
- La convergencia del aire en torno a una baja presión en superficie, producida por una succión hacia arriba. En la ITCZ la convergencia es Norte-Sur, pero en latitudes medias suele ser Este-Oeste.
- Al movimiento relativo de dos masas de aire con distintas condiciones, i.e. al avance de un frente (frío o cálido), que puede hacer subir una masa de aire por encima de otra. En latitudes medias.
- Al avance de una masa de aire sobre una superficie caliente (suelo a mediodía, ciudades), que origina una inestabilidad adiabática que da lugar a movimientos convectivos (en meteorología la convección es vertical; a la horizontal se le llama advección).

En cambio, contribuyen a estabilizar la atmósfera:

- La divergencia del aire en torno a una alta presión en superficie, producida por una subsidencia.
- Al avance de una masa de aire sobre una superficie fría (suelo nocturno, masa de agua).

Para estudiar la estabilidad hay que considerar el gradiente de presión hidrostática y diversos gradientes de temperatura. En general, se denomina 'térmica' a una corriente ascendente de aire (la palabra viento suele referirse exclusivamente al movimiento horizontal), aunque otras veces se reserva el nombre de térmica para las ascensiones de origen exclusivamente térmico, no incluyendo las ascensiones orográficas y por convergencia. Al ser estos movimientos verticales de menor intensidad y menor extensión que los horizontales, las fuerzas de inercia (centrífugas y de Coriolis) pueden despreciarse.

En meteorología, se define el gradiente térmico vertical (*lapse rate* en inglés) como la disminución de la temperatura con la altura en el ambiente (gradiente térmico ambiental), o en un proceso adiabático con aire seco, húmedo, o saturado (se ha de especificar uno de estos tres casos, si no, se sobreentiende que es aire seco). En cualquier caso se usa el símbolo $\Gamma \equiv -dT/dz$, con el subíndice apropiado (si no se especifica,

se sobreentiende que es el ambiental). También pueden definirse gradientes térmicos correspondientes a otros procesos, como el gradiente de rocío. Esto es:

- Gradiente ambiental, Γ_e (*environmental lapse rate*, ELR). Es el resultado de la medida de $T(z)$ en la atmósfera real en un instante y un lugar dados (suele estar en el rango $(-2..+12)$ K/km y depende mucho de la altitud). También puede referirse al dato de un cierto modelo ambiental como el de la ISA ($\Gamma_e=6,5$ K/km, constante en la troposfera).
- Gradiente adiabático seco, Γ_a (*dry adiabatic lapse rate*, DALR), también llamado enfriamiento adiabático seco. Es el que sufriría una masa de aire seco (i.e. sin humedad, $w=0$) en un proceso de ascenso (o descenso) rápido y sin fricción (i.e. isoentrópico), que con el modelo de gas perfecto se ha visto que es el valor constante $\Gamma_a=g/c_p=9,8/1000=9,8$ K/km (i.e. independiente de la altura y las condiciones atmosféricas reales). Estas evoluciones isoentrópicas de gases perfectos, que como se ha visto responden a la ecuación $T/p^{(\gamma-1)/\gamma}=\text{cte.}$ (o $pv^\gamma=\text{cte.}$), en meteorología se etiquetan con el valor que tomaría la temperatura del aire en condiciones reales (T,p) si se llevase isoentrópicamente hasta $p_0=100$ kPa, i.e. $\theta \equiv T(p_0/p)^{(\gamma-1)/\gamma}$ que se llama ‘temperatura potencial seca’, θ_a , o simplemente temperatura potencial, θ . Fue Kelvin en 1865 el primero en calcular este gradiente adiabático seco, que él llamaba ‘caída de temperatura en equilibrio convectivo’ y, como resultaba bastante mayor que las caídas medidas en globos sonda, a sugerencia de Joule calculó también el posible efecto de la condensación del vapor, concluyendo que ‘la explicación del Dr. Joule es correcta: la condensación del vapor en el aire que asciende es la causa de que el enfriamiento medido (en globos) sea menor que el debido al equilibrio convectivo del aire’.
- Gradiente adiabático húmedo no saturado, Γ_m (del inglés moist air). Es el que adquiriría una masa de aire con algo de humedad (i.e. $w>0$) pero que no llega a saturar (i.e. que en todo momento $w<w_{\text{sat}}$). Numéricamente apenas se diferencia del gradiente adiabático seco: $\Gamma_m=g/c_{p,m}=(1-0,87w)g/c_p \approx 9.8$ K/km. De modo análogo al caso anterior se define la temperatura potencial húmeda (no saturada), θ_m .
- Gradiente adiabático saturado (i.e. en saturación, dentro de una masa nubosa), Γ_{sat} (*saturated adiabatic lapse rate*, SALR). Es el que adquiriría una masa de aire saturado ($w=w_{\text{sat}}$) en un proceso de ascenso o descenso isoentrópicos, i.e. en equilibrio en todo momento con la fracción condensada, a humedad total constante, $w=\text{cte.}$ (habrá una parte disuelta, w_{sat} , y otra parte condensada, $w-w_{\text{sat}}$, que supondremos en estado líquido para este cálculo). Por ser la entropía aditiva, por unidad de masa de aire seco, m_a , tendremos, $s=s_a+w_{\text{sat}}s_v+(w-w_{\text{sat}})s_L=s_a+w_{\text{sat}}(s_v-s_L)+ws_L=\text{cte.}$, donde el subíndice ‘a’ se refiere al aire seco, ‘V’ al vapor de agua, y ‘L’ al líquido. Con el modelo de sustancias perfectas, tendremos:

$$s = s_a + w_{\text{sat}}(s_v - s_L) + ws_L = c_{pa} \ln \frac{T}{T_0} - R_a \ln \frac{p - p^*(T)}{p_0 - p^*(T_0)} + w_{\text{sat}} \frac{h_{LV}}{T} + wc_L \ln \frac{T}{T_0} \quad (15)$$

$$\rightarrow 0 = c_{pa} \frac{dT}{T} - R_a \frac{dp}{p} + d\left(\frac{w_{\text{sat}} h_{LV}}{T}\right) + wc_L \frac{dT}{T} \rightarrow 0 = \frac{dT}{T} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dp}{p} + d\left(\frac{w_{\text{sat}} h_{LV}}{c_p T}\right)$$

(habiendo despreciado $p^*(T)$ frente a p , y w_{CL} frente a c_{pa}), y sustituyendo la ecuación de la hidrostática, $dp/dz = -\rho g = -p g / (R_a T)$, y la humedad en saturación, $w_{sat} = M_{va} p^*(T) / p$ (nótese que la derivada logarítmica es $dw_{sat} / w_{sat} = dp^*(T) / p^*(T) - dp / p$, y que $dp^*(T) / p^*(T) = h_{LV} dT / (R_v T^2)$), de donde se obtiene finalmente:

$$\Gamma_{sat} = - \left. \frac{dT}{dz} \right|_{sat} = \frac{g}{c_{pa}} \frac{1 + \frac{w_{sat} h_{LV}}{R_a T}}{1 + \frac{w_{sat} h_{LV}^2}{c_{pa} R_v T^2}} \approx 5 \frac{^\circ\text{C}}{\text{km}} \quad (16)$$

que depende de las condiciones atmosféricas reales (T, w_{sat}), pudiendo variar entre 3 K/km (e.g. para $T=35$ °C y $w=10$ g/kg) hasta 9,8 K/km cerca de la tropopausa, aunque en condiciones usuales de baja altitud está en torno a 5 ± 1 K/km (e.g. 4 K/km a 23 °C, 6 K/km a 4 °C). La temperatura potencial saturada, θ_{sat} (también llamada temperatura potencial equivalente, θ_e), se define por $\theta_{sat} \equiv T(p_0/p)^{(1-\gamma)/\gamma} \exp(w_{sat} h_{LV} / (c_p T))$, pero ya no es la que alcanzaría el aire en condiciones (p, T, w_{sat}) al llevarlo isoentrópicamente hasta $p_0=100$ kPa, sino la que alcanzaría el aire en condiciones (p, T, w_{sat}) al llevarlo primero isoentrópicamente y saturado hasta $p \rightarrow 0$ (para que condensase toda el agua; en la práctica se toma el límite $p=20$ kPa, que en el modelo ISA corresponde a 11,8 km de altitud), y después llevar ese aire seco isoentrópicamente hasta $p_0=100$ kPa. En la realidad el agua condensada precipitará cuando alcance tamaños de gotas $>10^{-5}$ m y ya no seguirá en equilibrio con la masa de aire saturado ascendente (y por tanto la evolución ya no será isoentrópica), pero la diferencia no es importante, y el proceso real (adiabático pero irreversible, a veces llamado pseudoadiabático) se suele aproximar por el proceso isoentrópico anteriormente descrito.

- Gradiente de rocío, Γ_{dew} . Es la disminución de temperatura de rocío con la altura que sufriría una masa de aire húmedo no saturado que ascendiera sin variar su humedad (no importa si lo hace adiabáticamente o no). A partir de la definición de temperatura de rocío, T_{dew} :

$$p^*(T_{dew}) = \phi p^*(T) = \frac{w}{M_{va} + w} p \rightarrow \frac{d \ln p^*(T_{dew})}{dz} = \frac{d \ln p}{dz} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{d \ln p^*(T_{dew})}{dT_{dew}} \frac{dT_{dew}}{dz} = \frac{d \ln p}{dz} \quad (17)$$

y con la ecuación de Clapeyron y la de la hidrostática:

$$\frac{d \ln p^*(T_{dew})}{dT_{dew}} = \frac{h_{LV}}{R_v T_{dew}^2}, \quad \frac{d \ln p}{dz} = - \frac{\rho g}{p} = - \frac{g}{R_a T} \quad (18)$$

se obtiene el gradiente vertical de rocío:

$$\Gamma_{dew} = - \left. \frac{dT}{dz} \right|_{dew} = \frac{g T_{dew}^2}{M_{va} h_{LV} T} \approx 1,8 \pm 0,1 \frac{^\circ\text{C}}{\text{km}} \quad (19)$$

Hay que darse cuenta de que, para que la atmósfera sea una capa fluida inestable, no basta con que haya aire caliente por debajo de aire frío, porque, al ser un fluido compresible, también influye la presión (en el agua esta contribución es despreciable). Ya se sabe que si se deja caer un cuerpo más pesado que el aire cae; la ecuación de este movimiento vertical es $m\ddot{z} = F_A - F_p - F_D = \rho_e Vg - mg - F_D$, siendo \ddot{z} la aceleración del cuerpo, $F_A = \rho_e Vg$ el empuje de Arquímedes, $F_p = \rho Vg$ el peso, F_D una fuerza de resistencia que opone el fluido al movimiento relativo (la despreciaremos en este análisis), ρ_e la densidad del ambiente y V el volumen del cuerpo. Dividiendo por la masa del cuerpo queda $\ddot{z} = (\rho_e/\rho - 1)g$. Pero lo que andamos buscando no es cómo cae o sube un cuerpo de densidad distinta a la del ambiente, sino qué le pasaría a una porción del mismo fluido ambiente si fuese desplazada verticalmente de su posición de equilibrio (por cualquier fluctuación), es decir, si aparecerían fuerzas recuperadoras que la harían volver (oscilando alrededor de la posición de equilibrio, pues se ha despreciado la fricción que la haría pararse), o si por el contrario surgirá una fuerza desestabilizadora que la aparte cada vez más de su posición original. Dada la baja difusividad del ambiente, modelamos el desplazamiento de la masa de control como isoentrópico (adiabático y reversible). Para estudiar este movimiento, hacemos un desarrollo linealmente en alturas (a partir del estado de equilibrio inicial común, $\rho_0(T_0, p_0)$), de la densidad del medioambiente $\rho_e = \rho_0 + (d\rho_e/dz)(z - z_0)$ y de la densidad en la evolución isoentrópica de la masa de aire de control (usamos el subíndice 'a' de evolución adiabática de este aire seco) $\rho_a = \rho_0 + (d\rho_a/dz)(z - z_0)$, obteniéndose para la ecuación de las pequeñas oscilaciones:

$$\ddot{z} = g \left(\frac{\rho_e}{\rho_a} - 1 \right) = \frac{g}{\rho} \left(\frac{d\rho_e}{dz} - \frac{d\rho_a}{dz} \right) (z - z_0) = -N^2 (z - z_0) \quad N \equiv \sqrt{\frac{g}{\rho} \left(\frac{d\rho_a}{dz} - \frac{d\rho_e}{dz} \right)} \quad (20)$$

i.e., para los casos en que N sea un número real, un movimiento oscilatorio estable de frecuencia angular N , llamada frecuencia de Brunt-Väisälä o de flotabilidad, y un movimiento monótono creciente inestable si N resulta complejo. El periodo de las oscilaciones será $\tau = 2\pi/N$. El desarrollo anterior vale tanto si el medio es el aire atmosférico como si es el agua oceánica. Para el aire, con el modelo de gas ideal, $\rho = p/(RT)$, y como las variaciones logarítmicas de densidad son $d \ln \rho = d \ln p - d \ln T$, y las variaciones de presión con la altura son iguales (la masa de aire que asciende se va adaptando instantáneamente a la presión ambiente), queda:

$$N \equiv \sqrt{g \left(\frac{d \ln \rho_a}{dz} - \frac{d \ln \rho_e}{dz} \right)}^{\text{MGP}} = \sqrt{g \left(-\frac{d \ln T_a}{dz} + \frac{d \ln T_e}{dz} \right)} = \sqrt{\frac{g}{T} (\Gamma_a - \Gamma_e)} \quad (21)$$

con la interpretación siguiente (ver Fig. 11):

- Si el gradiente ambiental, Γ_e , es mayor que el gradiente adiabático, Γ_a , entonces la atmósfera es inestable (valor de N imaginario). Como de los posibles gradientes adiabáticos, el seco es el mayor ($\Gamma_a = 9,8$ K/km), si el gradiente ambiental supera este valor (i.e. gradiente super-adiabático, $\Gamma_e > 9,8$ K/km) la atmósfera es incondicionalmente inestable y la masa de aire seguiría un ascenso (o descenso) monótono acelerado.

- Si diese la casualidad de que el gradiente ambiental coincidiese con el adiabático ($\Gamma_e = \Gamma_a$, valor de N nulo), entonces la atmósfera sería indiferentemente estable (las perturbaciones darían movimientos no acelerados).
- Si el gradiente ambiental, Γ_e , es menor que el gradiente adiabático, Γ_a , entonces la atmósfera es estable (valor de N real), y las pequeñas perturbaciones darían lugar a movimientos oscilatorios de recuperación. Como de los posibles gradientes adiabáticos, el saturado es el menor ($\Gamma_{\text{sat}} \approx 5 \text{ K/km}$), si el gradiente ambiental no llega a este valor (i.e. $\Gamma_e < \Gamma_{\text{sat}}$) la atmósfera es incondicionalmente estable. Este sería, por ejemplo, el caso de una atmósfera isoterma ($\Gamma_e = 0$), o el caso de inversión térmica ($\Gamma_e < 0$), que puede ocurrir ocasionalmente en alguna capa (en la troposfera, más arriba es lo usual), y que cuando tiene lugar sobre grandes urbes retarda la dispersión de contaminantes.
- El caso más interesante tiene lugar cuando el valor del gradiente ambiental, Γ_e , está entre el valor del gradiente adiabático saturado y el seco, $\Gamma_{\text{sat}} < \Gamma_e < \Gamma_a$ (i.e. cuando $5 \text{ K/km} < \Gamma_e < 9,8 \text{ K/km}$), ya que, dependiendo de la humedad ambiente, una masa de aire no saturada podría iniciar un ascenso que sería estable pero, antes de recuperar su posición inicial, alcanzar la saturación y entonces devenir inestable, formándose una nube de desarrollo vertical. Para determinar esta posibilidad hay que estudiar la altura de condensación, z_{LCL} , (*lifting condensation level*, LCL, o nivel de condensación por ascenso, NCA), la cual, para una masa de aire que tenga temperatura T y temperatura de rocío T_{dew} a cota z , queda determinada por la intersección del perfil de temperaturas adiabáticas, $T(z) = T - \Gamma_a(z_{\text{LCL}} - z)$, con el perfil de temperaturas de rocío, $T_{\text{dew}}(z) = T_{\text{dew}} - \Gamma_{\text{dew}}(z_{\text{LCL}} - z)$, de donde resulta (igualando $T(z) = T_{\text{dew}}(z)$): $z_{\text{LCL}} - z = (T - T_{\text{dew}}) / (\Gamma_a - \Gamma_{\text{dew}}) = (T - T_{\text{dew}}) / (9,8 - 1,8) = (T - T_{\text{dew}}) / 8$ con alturas en kilómetros; por tanto, si se miden T y T_{dew} sobre el terreno, la altura a la que se formarían las nubes si hubiera un ascenso adiabático sería $z_{\text{LCL}} = 125(T - T_{\text{dew}})$, en metros. Otra manera de calcular z_{LCL} es determinando cuando se alcanza la saturación en el ascenso isoentrópico desde las condiciones iniciales (p, T, ϕ) , i.e. cuando $w_{\text{sat}}(p(z), T(z)) = w(p, T, \phi)$. Téngase en cuenta que este modelo sólo predice la altitud de la base de nubes de tipo cúmulo (y enseña que esa base es bastante plana, pues los detalles en superficie delimitan el tamaño de la masa de aire que asciende, pero sus condiciones termodinámicas son casi uniformes).

Nótese que el modelo de atmósfera ISA es incondicionalmente estable porque sólo considera aire seco con $\Gamma_e = 6,5 \text{ K/km}$ ($< \Gamma_a = 9,8 \text{ K/km}$); la frecuencia de Brunt-Väisälä en este caso sería $N = (g(\Gamma_a - \Gamma_e) / T)^{1/2} \approx (9,8(0,0098 - 0,0065) / 250)^{1/2} = 0,012 \text{ rad/s}$, i.e. un periodo de unos $\tau = 2\pi / N = 550 \text{ s}$ (por eso, con un viento de velocidad v , pueden aparecer bandas de nubes equiespaciadas con una longitud de onda $\lambda = v\tau$, e.g. con viento de 20 m/s , $\lambda = 20 \cdot 550 = 11 \text{ km}$). Por otra parte, hay que mencionar que la inversión térmica (i.e. gradiente térmico ambiental negativo, $\Gamma_e = -dT/dz < 0$), puede ser debido a una inversión radiativa (por un fuerte enfriamiento nocturno en noches claras de invierno, aunque se disipa si hace sol al día siguiente) o a una inversión de subsidencia (debida al calentamiento del aire descendente en los centros de alta presión, cuando el descenso no llega hasta la superficie; tienen mayor duración, ocurren más en verano y a altitudes medias, no a ras del suelo como en la inversión radiativa).

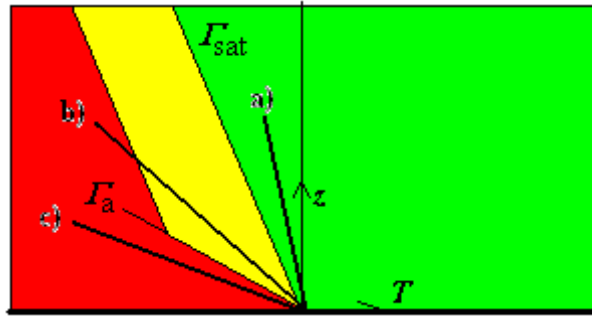


Fig. 11. Diagrama de estabilidad vertical en la atmósfera: zona estable, $\Gamma_e < \Gamma_{sat}$ (verde), zona condicionalmente estable, i.e. estable hasta la altura de condensación (LCL) y luego inestable (amarilla), y zona inestable (roja).

Ejercicio 7. Una corriente de aire a $T=25\text{ °C}$ y $T_{dew}=20\text{ °C}$ sobre un terreno a 500 m sobre el nivel del mar, incide sobre una montaña de 1500 m de altura sobre el terreno (Efecto Föhn, Fig. E6). Sabiendo que la atmósfera circundante es estable, se pide:

- Humedad y relativa del aire y gradientes térmicos verticales.
- Altitud a la que empezará la condensación.
- Temperatura en la cima.
- Temperatura que alcanzará el aire cuando recupere el nivel del terreno a sotavento (500 m), suponiendo que en el ascenso ha precipitado el 80% del vapor condensado.

Solución.

- Humedad absoluta y relativa del aire, y gradientes térmicos verticales.

Conocidas la temperatura y la temperatura de rocío, la humedad relativa del aire se obtiene de $\phi = p^*(T_{dew})/p^*(T) = 0,611 \exp(19,8 - 5420/293) / (0,611 \exp(19,8 - 5420/298)) = 2,25/3,06 = 0,74$, i.e. 74% HR. La humedad absoluta será $w = M_{va} \phi p^*(T) / (p - \phi p^*(T)) = 0,622 \cdot 0,74 \cdot 3,06 / (95,7 - 0,74 \cdot 3,06) = 0,015$, i.e. hay 15 g de vapor de agua por cada kilogramo de aire seco, habiendo tomado la presión correspondiente a esa altitud en la atmósfera ISA, $p = p_0 (1 - \Gamma_e z / T_0)^{g/(RT)} = 101,3 (1 - 6,5 \cdot 0,500 / 288)^{9,8 / (0,287 \cdot 6,5)} = 95,7$ kPa. Para el gradiente térmico ambiental tomaremos $\Gamma_e = 6,5$ K/km; para el gradiente de temperatura de rocío $\Gamma_{dew} = g T_r^2 / (M_{va} h_{LV} T) = 1,8$ K/km; para el gradiente adiabático seco $\Gamma_a = g / c_p = 9,8$ K/km; para el gradiente adiabático saturado $\Gamma_{sat} = (g / c_p) [1 + w_{sat} h_{LV} / (R_a T)] / [1 + w_{sat} h_{LV}^2 / (c_p R_v T^2)] = 5,0$ K/km, habiendo usado $w_{sat} = M_{va} p^*(T) / p = 0,622 \cdot 3,06 / 95,7 = 0,020 = 20$ g/kg.

- Altitud a la que empezará la condensación.

La altura de condensación será $z_{LCL} - z = (T - T_{dew}) / (\Gamma_a - \Gamma_{dew}) = (T - T_{dew}) / (9,8 - 1,8) = (T - T_{dew}) / 8 = (25 - 20) / 8 = 0,625$ km, i.e. 650 m sobre el terreno o 1125 m sobre el nivel del mar.

- Temperatura en la cima.

Al ascender el aire, su temperatura irá disminuyendo según el gradiente adiabático seco (9,8 K/km; ya se vio que la humedad apenas influía), manteniendo su humedad, w , hasta alcanzar la altitud de condensación, $z_{LCL} = 1125$ m, donde llegará con $T_{LCL} = T - \Gamma_a (z_{LCL} - z) = 25 - 9,8 \cdot 0,625 = 18,9$ °C y la humedad que traía, $w = 0,015 = 15$ g/kg. A partir de la cota $z_{LCL} = 1125$ m, seguirá ascendiendo, pero ahora con el gradiente pseudoadiabático en saturación, que supondremos de

valor medio $\Gamma_{\text{sat}}=5$ K/km, hasta alcanzar la cima con una temperatura $T_{\text{cima}}=T_{\text{LCL}}-\Gamma_{\text{sat}}(z_{\text{cima}}-z_{\text{LCL}})=18,9-5,0(2,0-1,125)=14,5$ °C y la humedad de saturación en esas condiciones, $w_{\text{sat,cima}}=M_{\text{va}}p^*(T_{\text{cima}})/p_{\text{cima}}=0,622 \cdot 15,8/795=0,0124=12,4$ g/kg, habiendo tomado $p^*(T_{\text{cima}})=0,611 \exp(19,8-5420/287,5)=1,58$ kPa y $p=p_0(1-\Gamma_e z/T_0)^{g/(RT)}=101,3(1-6,5 \cdot 2,0/288)^{9,8/(0,287 \cdot 6,5)}=79,5$ kPa.

- d) Temperatura que alcanzará el aire cuando recupere el nivel del terreno a sotavento (500 m), suponiendo que en el ascenso ha precipitado el 80% del vapor condensado.

Como se ha considerado que la atmósfera es estable (i.e. que no se alcanza el nivel de condensación convectivo porque la temperatura de la masa que asciende nunca sobrepasa la ambiental), pasada la cima el aire tenderá a bajar, pero al haber precipitado un 80% de los $15-12,4=2,6$ g/kg, i.e. 2,1 g/kg, la masa de aire descendente está saturada y con $2,6-2,1=0,5$ g/kg de gotitas en suspensión, por lo que el descenso será en saturación (con $\Gamma_{\text{sat}}=5$ K/km) hasta disolver todo el líquido y adquirir $w_{\text{sat}}=12,4+0,5=12,9$ g/kg, lo que ocurrirá a una altitud z_{unsat} tal que $w_{\text{sat}}=M_{\text{va}}p^*(T)/p=0,0129$, (con la $T(z)$ del gradiente saturado y la $p(z)$ hidrostático), resultando $z_{\text{unsat}}=1780$ m (y $T_{\text{unsat}}=T_{\text{cima}}+\Gamma_{\text{sat}}(z_{\text{cima}}-z_{\text{unsat}})=14,5+5,0(2,0-1,78)=15,6$ °C, $p=p_0(1-\Gamma_e z/T_0)^{g/(RT)}=101,3(1-6,5 \cdot 1,78/288)^{9,8/(0,287 \cdot 6,5)}=81,7$ kPa). A partir de ahí sigue bajando pero con el gradiente adiabático seco ($\Gamma_a=9,8$ K/km), alcanzando $T_{\text{suelo}}=T_{\text{unsat}}+\Gamma_a(z_{\text{unsat}}-z_{\text{suelo}})=15,6+9,8(1,78-0,5)=28,1$ °C, manteniendo la humedad $w=12,9$ g/kg. En resumen, cuando el aire vuelve a recuperar el nivel del terreno a sotavento, su temperatura respecto a barlovento ha subido $28,1-25=3,1$ °C (calentado por la liberación de entalpía de condensación) y su humedad absoluta ha disminuido en $15-12,9=2,1$ g/kg, que es la precipitación que ha tenido lugar durante el ascenso saturado (la humedad relativa ha disminuido desde el 74% a barlovento hasta el 51%, por la pérdida de agua, y por estar más caliente).

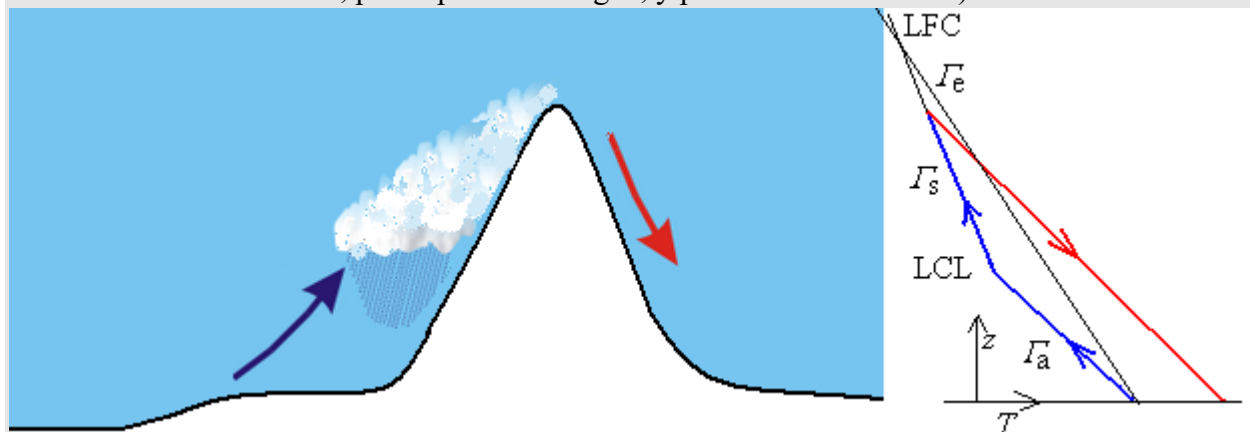


Fig. E6. Efecto Föhn y perfiles de temperatura del entorno, del aire ascendente y del descendente.

Diagramas termodinámicos meteorológicos

Un diagrama es un dibujo, a escala o esquemático, en el que se muestran algunas relaciones de dependencia físicas, geométricas o lógicas. En termodinámica se usan multitud de diagramas para representar las propiedades y/o procesos, de la sustancia de trabajo. El diagrama presión-temperatura ($p-T$), llamado ‘diagrama de fases’, es el más básico para entender las transiciones sólido-líquido-gas de una sustancia pura, siendo esencial para explicar el punto triple y el punto crítico. El diagrama presión-

volumen ($p-v$) es muy usado en el estudio de los procesos con gases, y en especial en el estudio de los ciclos Otto y Diesel que modelan los motores alternativos de combustión y compresores volumétricos, pues el área encerrada en la representación de un proceso cíclico ideal es el trabajo realizado o necesario. El diagrama temperatura-entropía ($T-s$) es el más usado para esquematizar los procesos termodinámicos de todo tipo, sobre todo en procesos de flujo de gases y vapores condensables, no así para la presentación de los datos de las sustancias de trabajo, donde el diagrama presión-entalpía ($p-h$) es el más usado. El diagrama entalpía-entropía ($h-s$), fue el más usado en el siglo XX para los procesos con vapor de agua, y se conoce como diagrama de Mollier del agua, que no hay que confundir con el diagrama de Mollier del aire húmedo, también llamado diagrama psicrométrico entalpía-humedad, $h-w$, en el que se representan los datos de la mezcla ‘aire seco’ más ‘vapor de agua’ a presión constante. En el estudio de la termodinámica atmosférica, sin embargo, apenas se usan todos estos diagramas de la termodinámica clásica por dos razones:

- Los procesos meteorológicos de mayor interés son evoluciones verticales, en las que la presión, lejos de permanecer constante, cambia rápidamente con la altitud adaptándose al perfil hidrostático por el cortísimo tiempo de relajación mecánica de la materia (inversamente proporcional a la velocidad del sonido), por lo que una de las variables principales ha de ser la presión. En principio, podrían valer los diagramas $p-v$ o $p-T$, eso sí, con el ligero cambio de ‘punto de vista natural’ consistente en tomar la escala de presiones invertida, para que la presión disminuya con la ‘altura’ en el eje de ordenadas. Suele también disponerse como ayuda extra una segunda escala de ordenadas con la altitud correspondiente a cada presión según el modelo ISA, pues, aunque el gradiente ambiental no sea de 6,5 K/km ni uniforme, la diferencia no será muy grande (también puede representarse la correspondencia ‘exacta’, medida, o calculada con el perfil medido de temperaturas y humedades).
- Los procesos meteorológicos de mayor interés son evoluciones isoentrópicas, i.e. adiabáticas (por el largo tiempo de relajación térmica del aire), sin fricción (por el largo tiempo de relajación viscosa del aire), y sin mezcla (por el largo tiempo de relajación difusiva del aire). Pero no se ha desarrollado el diagrama $p-s$ sino otras variantes más ‘cómodas’. Para empezar, en lugar de utilizar la entropía como variable, que para un gas perfecto verifica:

$$s - s_0 = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{p}{p_0} \rightarrow \exp\left(\frac{s - s_0}{c_p}\right) = \frac{T}{T_0} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \rightarrow T_0 = \exp\left(\frac{s_0 - s}{c_p}\right) T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (22)$$

se utiliza la llamada ‘temperatura potencial’, $\theta \equiv T(p_0/p)^{(\gamma-1)/\gamma}$ (también conocida como ecuación de Poisson en meteorología), y que es la temperatura que alcanzaría una masa de aire inicialmente en condiciones (p, T) al comprimirla o expandirla isoentrópicamente hasta $p_0=100$ kPa. Nótese que en las evoluciones isoentrópicas ($s=s_0$) no cambia la temperatura potencial ($\theta=\text{cte.}$).

También es deseable que las áreas en los diagramas sean directamente proporcionales a la energía intercambiada (calor o trabajo), para facilitar la interpretación. Para ello, las transformaciones desde el diagrama $p-v$ (que mide el trabajo reversible por unidad de masa, $W=-\int p dv$) o desde el diagrama $T-s$ (que

mide el calor reversible por unidad de masa, $Q=\int Tds$), han de dar un valor del Jacobiano constante, por lo que, por ejemplo, no es bueno usar el diagrama $T-p$ (cuyo Jacobiano es $J(T,p|T,s)=-p/R$), sino el diagrama $T-\ln p$, ya que $J(T,\ln p|T,s)=-1/R=\text{cte}$. Los diagramas termodinámicos que se han desarrollado en meteorología (también llamados diagramas aerológicos) son:

- El emagrama (lo de ‘em-’ venía de energía por unidad de masa). Fue el primer diagrama $T-\log p$ (diagrama cartesiano con escala lineal de temperaturas en abscisas y escala logarítmica invertida de presiones en ordenadas), usado desde 1884 en Europa.
- El tefigrama (lo de ‘tefi-’ venía de temperatura y de la letra griega phi que se usaba para la entropía). Es un diagrama $T-s$ girado unos 45° a la derecha para que las isobaras (que son curvas) aparezcan casi horizontales. Se ha usado desde 1915 en el área anglosajona.
- El diagrama de Stüve (propuesto en 1927 por G. Stüve) es tal vez el más sencillo: se trata de un diagrama $p-T$ en el que en ordenadas se usa la escala $p^{(\gamma-1)/\gamma}=p^{0.286}$ (como siempre con presiones decrecientes hacia arriba) para que las isoentrópicas (y por tanto las isotermas potenciales) sean también líneas rectas.
- El diagrama más usado hoy día es el diagrama oblicuo $SkewT-\log p$ (propuesto en 1947 por N. Herlofson como un emagrama modificado), donde las temperaturas (abscisas) son rectas oblicuas (e.g. desde los 100 kPa de abajo hasta los 10 kPa de arriba, 16 km con el modelo ISA, recorren 80°C en el eje de abscisas, i.e. la vertical corresponde a un gradiente de $T=80/16=5\text{ K/km}$, con lo cual aparecen inclinadas unos 45° como en el tefigrama). Éste es el diagrama en el que se presentan los datos del sondeo vertical de la atmósfera, básicamente temperaturas y puntos de rocío en función de la altura-presión (Fig. 12).

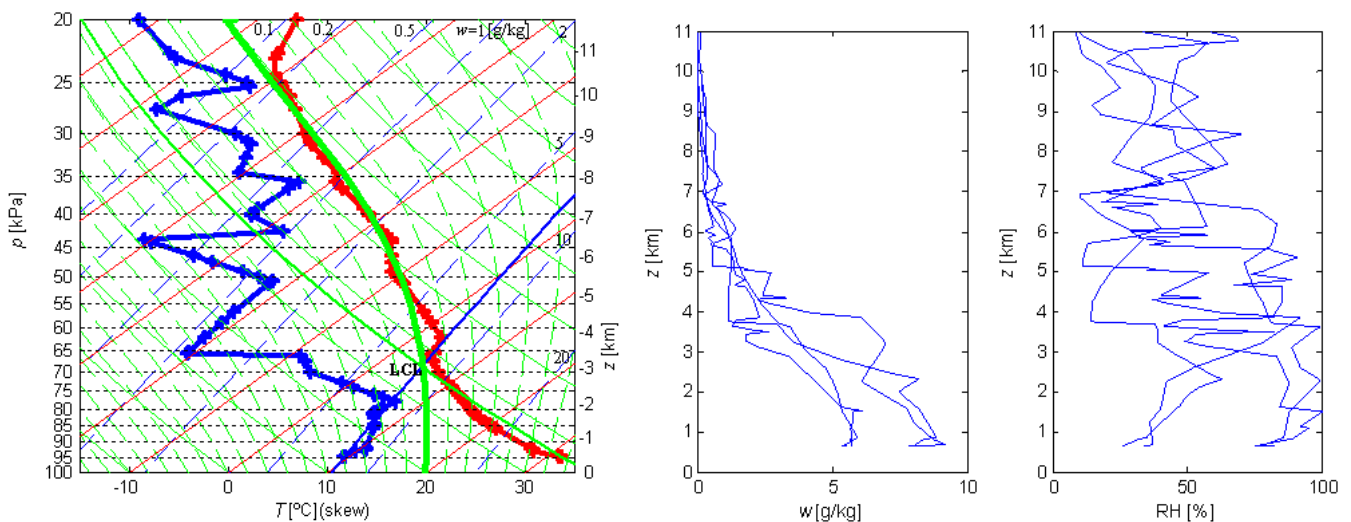


Fig. 12. Diagrama oblicuo ($skewT-\log p$) de sondeos verticales (corresponden a las 12 h del 01-07-2009 en Madrid), y perfiles de humedad absoluta, w [g/kg], y humedad relativa, RH [%], de los sondeos en Madrid del 01-01-2009 y 01-07-2009 a las 0 h UTC y a las 12 h UTC.

En el diagrama oblicuo, las temperaturas potenciales (líneas de evolución adiabática seca) aparecen curvadas hiperbólicamente hacia la izquierda, y coinciden con el valor de la temperatura a la presión base de 100 kPa (e.g. en el sondeo de la Fig. 12, la temperatura potencial en superficie es 36°C). Las

temperaturas potenciales equivalentes (líneas de evolución adiabática saturada) aparecen con doble curvatura, saliendo verticalmente cerca de 20 °C, aunque no se etiquetan con el valor de la isoterma de 100 kPa sino con el de la isoterma potencial a la que se aproxima cuando $p \rightarrow 0$ (e.g. en el sondeo de la Fig. 12, la temperatura potencial equivalente en superficie es 60 °C). Nótese que la temperatura potencial se conserva en las evoluciones isoentrópicas de una masa de aire seco, mientras que la temperatura potencial equivalente se conserva en las evoluciones isoentrópicas tanto en seco como en saturación. Las líneas de humedad absoluta en saturación son casi rectas oblicuas ligeramente convergentes hacia la derecha (e.g. en el sondeo de la Fig. 12, la humedad absoluta en superficie es de 8 g/kg). En los diagramas de los sondeos se incluye siempre la evolución que seguiría una masa de aire superficial que fuese obligada a ascender adiabáticamente desde la superficie, siguiendo primero el gradiente seco (i.e. la isoterma potencial que pasa por el punto del suelo, línea verde gruesa en la Fig. 12) hasta el nivel de condensación por ascenso forzado (NCA, LCL), y después siguiendo el gradiente saturado (i.e. la isoterma potencial equivalente que pasa por el LCL, línea verde gruesa a trazos en la Fig. 12). Una segunda escala de ordenadas con la altura real medida por GPS, z , aunque la diferencia con el cálculo hidrostático a partir de las medidas de presión, temperatura y humedad es siempre muy pequeña. También se suele incluir en el lateral derecho del diagrama las curvas la intensidad y dirección del viento (o esquemas equivalentes de viento), no incluido en la Fig. 12.

¿Qué se puede ver el diagrama de un sondeo?

- El perfil vertical de temperaturas, o curva de estados térmicos, donde se aprecia a simple vista:
 - Las inversiones térmicas, que son los tramos del perfil $T(z)$ con pendiente inferior a las isotermas oblicuas (i.e. los tramos en los que la temperatura crece con la altitud). Si están cerca del suelo se trata de una inversión térmica nocturna por radiación, pero si están en altura son debidas al calentamiento por descenso adiabático (subsistencia), lo que puede comprobarse si la humedad también crece con la altura (estas subsidencias no suele llegar al suelo, sino que se para sobre una zona de mezclado turbulento superficial).
 - La altura mínima de congelación (donde la temperatura ambiente baja de 0 °C); si la temperatura en superficie es <0 °C, se dice que el punto de congelación está ‘por debajo del terreno’.
 - El nivel de la tropopausa, que es el nivel en que la temperatura deja de disminuir con la altura (más precisamente, la altitud mínima para la que $dT/dz \geq -2$ K/km y además $\Delta T/\Delta z \geq -2$ K/km cuando a partir de ahí se considera un incremento de $\Delta z = 2$ km, para evitar contabilizar pequeñas fluctuaciones).
 - El estado de mezclado vertical: si la atmósfera está bien mezclada, el perfil de temperaturas estará próximo a una adiabática seca, hasta el nivel de condensación por ascenso forzado (por encima se aproximaría a una adiabática saturada). El sondeo de la Fig. 12 muestra una atmósfera bien mezclada.
- El perfil vertical de humedad. La humedad es inversamente proporcional a la distancia horizontal entre la temperatura y su correspondiente punto de rocío, que está siempre a la izquierda (i.e. $T_{\text{dew}} < T_e$). La humedad relativa es $\phi = p_v^*(T_{\text{dew}})/p_v^*(T)$, y con la aproximación antes desarrollada,

$\ln \phi \approx -(T - T_{\text{dew}})/(15,3 \text{ K})$, aunque si se hace uso de las curvas de humedad absoluta constante incluidas en el gráfico, $\phi \approx w_{\text{sat}}(T_{\text{dew}})/w_{\text{sat}}(T)$, donde $w_{\text{sat}}(T_{\text{dew}})$ es el valor de la humedad absoluta en saturación en el punto de rocío, y $w_{\text{sat}}(T)$ es la humedad absoluta de saturación a esa cota.

- La existencia de nubes. La diferencia de temperaturas, $T_e(z) - T_{\text{dew}}(z)$, muestra de un vistazo si hay nubes, a qué altitud empiezan, y a qué altitud acaban. Cuando la diferencia entre la temperatura y su correspondiente punto de rocío es menor de 2 °C o 3 °C, es de esperar que a esa cota exista condensación, i.e. que haya nubes. Se nota cuando la sonda sale de una nube en que la diferencia $T_e - T_{\text{dew}}$ aumenta bruscamente.
- La altitud de la base de las nubes producidas por ascenso de aire (el LCL), que se determina por intersección de la isoterma potencial que pasa por el punto del suelo, con la recta de humedad absoluta de saturación que pasa por el punto de rocío a nivel del suelo.
- El agua precipitable, que es la cantidad de vapor de agua en una columna atmosférica de área unitaria, expresada en espesor equivalente de agua líquida. Se mide integrando las medidas de humedad (también puede medirse desde tierra o desde satélite por absorción selectiva multiespectral). Aunque sólo se mide la cantidad de vapor, luego se verá que esa es una buena aproximación al agua total (incluyendo gotitas y cristallitos de hielo). Téngase en cuenta que el agua precipitable no es la cantidad máxima de lluvia posible porque la columna no está aislada, durante el tiempo que está lloviendo entra y sale agua lateralmente, y es imposible secar del todo la atmósfera; pero sí es un indicador de posibles lluvias torrenciales, y también indica que no va a haber granizadas (los movimientos ascensionales están muy impedidos).
- La estabilidad atmosférica:
 - La estabilidad atmosférica estática, comparando la temperatura real ambiental, $T_e(z)$, con la que alcanzaría una masa de aire que, a partir de las condiciones en superficie, ascendiese adiabáticamente, $T_a(z)$; si $T_a(z) < T_e(z)$ la atmósfera es estable, y si $T_a(z) > T_e(z)$ inestable.
 - La estabilidad atmosférica dinámica, en función de varios índices de estabilidad, uno de ellos es el índice de ascenso (*lifted index*, LI), definido como la diferencia entre la temperatura ambiental a 50 kPa y la que alcanzaría a esa presión una masa de aire superficial subida adiabáticamente hasta allí (en seco, o saturada si se sobrepasa el LCL), $LI = T - T_a$ a 50 kPa. Es estable si $LI > 0$ e inestable si $LI < 0$ (si $LI < -6$ es signo de posible tormenta).
 - La estabilidad atmosférica térmica, mediante el nivel de convección libre (NCL, *level of free convection*, LFC, en inglés), que es aquél, si existe, en el que la curva de ascensión adiabática corta a la curva de estados térmicos, ya que, si una masa de aire logra subir por convección forzada hasta esa cota, su densidad se hace menor que la del ambiente y continuaría ascendiendo por flotabilidad hasta que otra vez volviesen a cortarse dichas curvas (nivel de equilibrio de densidades, NE, EL en inglés). Si el NCL está cerca de la superficie, es probable que se desarrolle una tormenta.
 - La medida global más usada para cuantificar la inestabilidad, si es que la hay, es la energía potencial convectiva disponible (EPCD, *convective available potential energy*, CAPE, en

inglés), que es el área (en J/kg) entre la curva de ascensión adiabática y la curva de estados térmicos, desde el NCL hasta el NE, $\Delta E_{\text{CAPE}} = \int_{\text{NCL}}^{\text{NE}} g(\rho_c/\rho_a - 1)dz$, que si el aire ambiente está en equilibrio hidrostático se reduce a integrar la diferencia de temperaturas virtuales: $\Delta E_{\text{CAPE}} = \int_{\text{NCL}}^{\text{NE}} R_a(T_{v,a} - T_{v,e})d(\ln p)$. El área entre esas dos curvas, desde el NCL hasta la superficie (que se mide en J/kg y se considera negativa), si existe, se llama energía de inhibición convectiva (Convective INhibition, CIN, en inglés), y mide la energía para forzar el ascenso de la masa de aire hasta el NCL, la cual puede provenir del avance de un frente frío, de un ascenso orográfico, de una brisa marina, o de una convergencia dinámica.

- Las demás funciones termodinámicas del aire húmedo, e.g. la temperatura de bulbo húmedo (además de la humedad absoluta y la relativa antes descritas).

Además, el perfil de vientos en el sondeo sirve para conocer el gradiente horizontal de temperaturas en altura; así, si el viento gira en altura como las agujas del reloj, es porque el aire viene de zonas más calientes, y si gira al revés es que venía de zonas más frías.

Ejercicio 8. Determinar analíticamente y con ayuda del diagrama meteorológico (*SkewT-logp*) la temperatura y humedad del aire comprimido en una aeronave, desde los 60 kPa de presión del aire exterior a los 90 kPa del aire en cabina, suponiendo una humedad relativa del aire exterior del 50% y la temperatura del modelo ISA.

Solución. Analíticamente, los 60 kPa corresponden a una altitud de vuelo ISA de $z=44,3 \cdot [1-(600/1013)^{0,19}]=4,2$ km (i.e. FL140), donde la temperatura ambiente ISA es $T_e=T_0-\Gamma_e z=15-6,5 \cdot 4,2=-12,3$ °C, mientras que en cabina la altitud-presión es de $z=44,3 \cdot [1-(900/1013)^{0,19}]=980$ m.

La humedad absoluta exterior será $w=M_{va}\phi p_v^*(T)/(p-\phi p_v^*(T))=0,622 \cdot 0,5 \cdot 0,25/(60-0,5 \cdot 0,25)=1,3$ g/kg (i.e. hay 1,3 g de vapor de agua por cada kilogramo de aire seco), donde se ha usado la presión de vapor de saturación del agua líquida a -12 °C, $p^*(T_e)=0,611 \exp(19,8-5420/(273-12,3))=0,25$ kPa en lugar de la del hielo, como es costumbre en meteorología (la diferencia es muy pequeña).

Al comprimir isoentrópicamente aire seco desde 60 kPa hasta 90 kPa, la temperatura de salida será $T_s=T_e(p_s/p_e)^{(\gamma-1)/\gamma}=(273-12,3)(90/60)^{(1,4-1)/1,4}=293,6$ K (20,5 °C), una temperatura confortable; lástima que en la práctica no sea tan sencillo el acondicionamiento de aire en cabina, que ha de funcionar en tierra y en crucero.

La humedad relativa del aire comprimido vendría dada por (8) $\phi=(p/p_v^*(T_s))/(M_{va}/w+1)=(90/2,3)/(0,622/0,0013+1)=0,08$, i.e. 8% de HR.

Ahora con el diagrama oblicuo.

Las alturas ISA de las presiones dadas se miran en la escala secundaria de ordenadas (a la derecha). La precisión es obviamente menor si el diagrama no es muy grande.

A las condiciones exteriores de 60 kPa y $-12,3$ °C, en el diagrama oblicuo le corresponde una humedad absoluta de saturación de $w_{\text{sat}}=2,3$ g/kg (la resolución gráfica es pobre), por lo que, como la humedad

relativa es del 50%, y es $\phi \approx w/w_{\text{sat}}$, la humedad absoluta será aproximadamente $w = \phi w_{\text{sat}} = 0,5 \cdot 0,0023 = 0,0012$ (i.e. 1,2 g/kg, en vez de los 1,3 g/kg del cálculo analítico).

Siguiendo ahora la curva de temperatura potencial que pasa por el punto (60 kPa, -12,3 °C) hasta 90 kPa se llega a un punto de temperatura $T = 19$ °C (en vez de los 20,5 °C antes calculado) y humedad absoluta de saturación de $w_{\text{sat}} = 15$ g/kg, que con la humedad absoluta conocida $w = 1,2$ g/kg (que no cambia en la compresión) nos da una humedad relativa $\phi \approx w/w_{\text{sat}} = 1,2/15 = 0,08$ como en el cálculo de arriba.

Las nubes

Una nube de buen tiempo es una dispersión visible de diminutas partículas invisibles de agua condensada en el aire. Al ser tan diminutas ($\sim 10^{-5}$ m, entre 5..50 μm), pese a que la densidad de las gotitas o de los cristallitos de hielo es del orden de mil veces mayor que la densidad del aire que las rodea, se mantienen sin caer, como enseña la termodinámica, hasta que las partículas no se juntan y se hacen mucho mayores ($> 10^{-4}$ m); i.e. han de juntarse varios miles de partículas de agua en suspensión para formar una gota, copo o hielo que precipite (el tamaño de estas partículas está entre 0,5..5 mm, $\sim 10^{-3}$ m).

Las nubes son usualmente las únicas partes visibles de la atmósfera, y el indicativo meteorológico más evidente. La cobertura nubosa del planeta es globalmente del orden del 50..55%, siendo del orden del 30% en latitudes subtropicales (cinturón desértico sin nubes a unos 30°N y 30°S, no tan pronunciado en el sur), del orden del 80% en el Ecuador (cinturón de nubes ecuatoriales moviéndose hacia el oeste con los alisios), del orden del 90% a unos 60°S (cinturón de nubes polares moviéndose hacia el este, no tan pronunciado en el hemisferio norte), y del orden del 70% en las regiones polares (estratos y cirros, más cuanto más cerca del océano, cambiando poco del día a la noche).

En la ZCIT las nubes cargadas de humedad ascienden hasta más de 10 km, condensando en nubes de tipo cúmulo-nimbos con lluvias intensas todo el año. La cobertura nubosa contribuye mayoritariamente al albedo de la Tierra (que es del 30%: 25 debido a las nubes y el 5 restante a la superficie, principalmente la continental, pues la oceánica refleja muy poco). También es la cobertura nubosa la mayor causa de incertidumbre en los modelos de predicción meteorológicos y climáticos, debido a la disparidad de órdenes de magnitud en las escalas espaciales asociadas (desde menos de 10^{-6} m de sus gotitas o cristallitos constituyentes, a los más de 10^6 m de los grandes sistemas nubosos).

Las nubes se clasifican por su posición altitudinal (altas si está a más de 6 km, medias si entre 2 km y 6 km, y bajas si por debajo de 2 km) y por su forma (cirros o velos rizados, estratos o capas, y cúmulos o nubes espesas), añadiendo el prefijo o sufijo ‘nimbo’ si se trata de nubes de lluvia (Fig. 13). Nótese que el prefijo ‘alto’ no se usa para las nubes altas sino para las medias. La niebla es una nube de tipo estratos a ras del suelo, pero se considera aparte. También pueden formarse una especie de cirroestratos (velos nubosos de cristallitos de hielo, con su típico halo alrededor del Sol o la Luna) en la estratosfera (entre 15 km y 25 km de altitud).

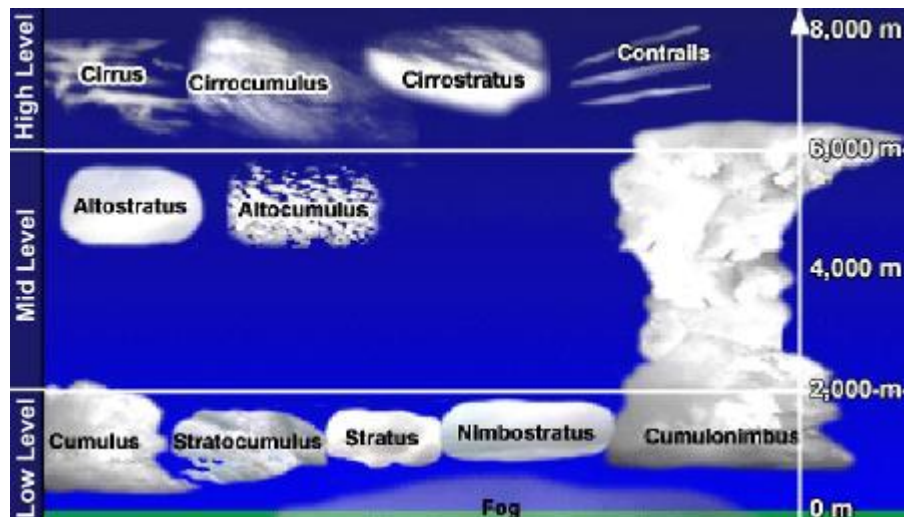


Fig. 13. Tipos de nubes. Los 'contrails' son las trazas de condensación que dejan los aviones.

Las nubes estratiformes (incluyendo los cirros) no suelen ser peligrosas en aviación pues, aunque merman la visibilidad, no presentan mucha turbulencia, el gradiente térmico vertical es estable, si hay lluvia es bastante uniforme, y si congela sobre las superficies lo hacen en forma de escarcha no compacta. Las nubes cumuliformes, en cambio, pueden ir acompañadas de gran turbulencia (y eso que el aire de alrededor es más limpio y la visibilidad mayor), el gradiente térmico vertical suele ser inestable (lo que puede ocasionar tormentas), la lluvia es más variable (empieza, cambia y acaba abruptamente), y la congelación superficial de grandes gotas subenfriadas puede ser muy peligrosa.

Todos los fenómenos tormentosos (y sus desastrosos efectos: inundaciones, huracanes, tornados, rayos...) está asociados a las grandes nubes de tipo cúmulo-nimbo, y éstas a zonas de baja presión en superficie, por lo que la disminución brusca de la presión atmosférica es una clara señal de la llegada de tormentas.

Las nubes algodonosas de buen tiempo, espaciadas y de perfil bien definido, son cúmulos de tamaño muy variable (desde 100 m a 1 km) y forma globular, y suelen indicar la existencia de corrientes ascendentes (térmicas). En el vuelo en planeador se aprovechan las térmicas que se van formando sobre el terreno llano en días soleados, las cuales van formando nubes de tipo cúmulo, que van creciendo y moviéndose con el viento (que ha de ser flojo o no se formaría la columna térmica).

La predicción meteorológica se ha basado siempre en la cobertura nubosa (como acreditan textos babilónicos ya en el 650 a.C.) y desde el siglo XIX en la medida de los cambios de presión barométrica. La predicción basada en fenómenos astronómicos (e.g. fases de la Luna), o en su interacción con fenómenos atmosféricos (e.g. coloración del atardecer, veladuras de la luna), no ha resultado fiable.

Desde el suelo, puede medirse la cobertura nubosa local, la altura y velocidad de las nubes, la cantidad y tamaño de sus partículas (por nefelometría; Gr. νεφέλη, nube), y su temperatura, pero con la ayuda de los satélites meteorológicos multispectrales se mide todo esto a escala global. Aún así, las medidas in situ mediante globos sonda siguen siendo necesarias para determinar los perfiles verticales de estas variables.

Formación de las nubes

Las nubes se forman por sobresaturación y condensación del vapor de agua atmosférico, que proviene en un 90% de la evaporación en la superficie de los mares, y en un 10% de la evaporación de lagos, ríos, glaciares, y suelos húmedos, y de la evapotranspiración de las plantas y animales; nótese que, aunque la vegetación genera humedad atmosférica (transpiración), el balance hídrico es negativo, pues absorben aún más por las raíces para compensar la fotosíntesis. Aunque la mayor parte de la precipitación también tiene lugar sobre los mares (el 80% de todas las precipitaciones, y su superficie es el 71% del globo), el transporte de agua (condensada en nubes y disuelta en el aire) desde los mares a los continentes por efecto del viento, es crucial para el desarrollo de la flora y fauna terrestre y toda la actividad humana. Así, aunque el agua en ríos y lagos sobre los continentes sólo corresponda al 0,025% del agua del planeta, y de esa parte la mitad sean aguas salobres, la atmósfera deja caer $3 \cdot 10^6$ m³/s de agua dulce sobre los continentes.

Para que se formen las nubes, el aire ha de estar sobresaturado de humedad y ‘sucio’ de partículas. La sobresaturación, i.e. que la humedad relativa, ϕ , que depende de la temperatura, T , de la humedad absoluta, w , y de la presión, p , $\phi(T,w,p)=(p/p^*(T))/(M_{va}/w+1)$, sea $\phi > 100\%$ sobre agua pura (para que la cinética sea favorable hacia la condensación, pues con $\phi = 100\%$ sólo estaría en equilibrio), puede conseguirse:

- Por depresión, i.e. por enfriamiento isoentrópico de una masa de aire húmedo ascendente (éste es, con mucho, el principal proceso de formación de nubes). El ascenso puede ser dinámico (cuando el viento se ve forzado a subir por la ladera de una montaña, o sobre un frente frío, y se alcanza el nivel de condensación por ascenso, LCL), o puede ser térmico (cuando aparece flotabilidad positiva sobre un terreno caliente, como en las térmicas, y se alcanza el nivel de condensación convectivo, CCL).
- Por aporte de agua, normalmente por mezcla de masa de aire de distintas condiciones higrométricas (así se forman las estelas de condensación de los aviones, el ‘humo blanco’ de las torres de refrigeración y de los escapes de los coches, y el vaho de la respiración de mamíferos). El aporte de agua también puede ser directo (i.e. sin ir disuelta en aire), como en la humidificación de una masa de aire que pasa sobre una gran superficie de agua.
- Por enfriamiento, i.e. por disminución de la temperatura a presión y humedad absoluta constantes (como ocurre al empañarse una superficie fría en contacto con aire caliente). En meteorología este proceso es poco frecuente porque la difusividad térmica del aire es muy pequeña, aunque puede ocurrir por enfriamiento radiativo (e.g. nieblas matinales tras noches claras).

Para que una sobresaturación pequeña ($\phi < 110\%$) sea capaz de generar gotas estables, el aire ha de estar lleno de micropartículas donde puedan alojarse las moléculas de agua y crecer, lo que se conoce como nucleación heterogénea. Los mejores núcleos de condensación son las partículas higroscópicas, normalmente sales solubles hidratadas (sulfatos, nitratos, cloruros). En la atmósfera cercana al mar siempre hay muchos núcleos de sal en suspensión (por eso notamos los labios salados en la playa aun sin bañarnos), debido al arrastre por el viento de las diminutas gotitas en la espuma de las olas. Pero todavía hay más concentración de partículas sobre los continentes (unas 5 veces más, de media), debido al polvo

del suelo, y a las partículas desprendidas en los grandes fuegos y erupciones volcánicas. Aunque puede haber condensación sobre partículas higroscópicas con humedades (relativas al agua pura) menores del 100% (la concentración de saturación sobre salmuera saturada es del 76% HR), lo normal es que la condensación heterogénea se produce con sobresaturaciones del 1% ($\phi=101\%$ HR) en atmósferas con más de 10^9 partículas por metro cúbico de tamaño $d_s \approx 10^{-7}$ m, los llamados núcleos de condensación, lo que añade otro modo de formación de nubes:

- Por aumento de la población de partículas en suspensión en una masa de aire limpio sobresaturado, principalmente, pero también polvo del suelo, hollín de los fuegos y cenizas volcánicas.

Para que llegase a haber nucleación homogénea (i.e. condensación en aire limpio sin núcleos previos), se necesitarían sobresaturaciones enormes (300% HR o así), para dar lugar a grandes fluctuaciones que pudieran ocasionar núcleos condensados de gran tamaño, ya que las gotas nanométricas son muy inestables y se vuelven a vaporizar, como enseña el siguiente análisis termodinámico del proceso.

Nucleación

Consideremos, para empezar, el proceso de de formación de gotitas líquidas a partir de vapor de agua puro a 15 °C (la presión será baja, del orden de 1,7 kPa). Como ya se ha dicho, todo proceso natural requiere que su función de Gibbs G disminuya en el proceso. Haremos primero un análisis aproximado. Al formarse una gota de radio r , hay una disminución de energía térmica por condensación, $-(4/3)\pi r^3 \rho_L h_{LV}$, con $\rho_L=1000$ kg/m³ y $h_{LV}=2,5$ MJ/kg, y un aumento de energía por creación de la interfase, $4\pi r^2 \sigma_{LV}$, con $\sigma_{LV}=0,073$ N/m=0,073 J/m². En total, $\Delta G=-(4/3)\pi r^3 \rho_L h_{LV}+4\pi r^2 \sigma_{LV}$ es positiva para radios pequeños, $r < r_{cr} \approx 3 \sigma_{LV}/(\rho_L h_{LV})$, i.e. no puede ocurrir de forma natural ese proceso de formación de gotas pequeñas, sólo el de gotas grandes con $r > r_{cr}$. Un análisis termodinámico más apropiado da para el radio crítico el valor $r_{cr}=2\sigma_{LV}T_{ELV}/(\rho_L h_{LV} \Delta T_{sub})$, definido por $dG/dr=0$, donde $dG=-SdT+Vdp+\sum \mu_i dn_i+\sigma dA$, que a $T=cte.$ y $p=cte.$ queda $dG=(\mu_L-\mu_V)dn_L+\sigma dA$. Si hubiese equilibrio sería $\mu_L-\mu_V=0$, pero si existe un grado de subenfriamiento definido por $\Delta T_{sub} \equiv T_{ELV}-T > 0$, donde el equilibrio líquido-vapor a $p_{ELV}=1,7$ kPa es $T_{ELV}=15$ °C, entonces será $\mu_L-\mu_V=R_u T \ln(p_v^*(T)/p_v^*(T_{ELV}))$, que con la ecuación de Clapeyron queda $\mu_L-\mu_V=R_u T [-(h_{LV}/R)(1/T-1/T_{ELV})] \approx -M_V h_{LV} \Delta T_{sub}/T_{ELV}$; sustituyendo esto y $dn_L=(\rho_L/M_V)4\pi r^2 dr$ en $dG=(\mu_L-\mu_V)dn_L+\sigma dA$, se obtiene $dG=-\rho_L h_{LV} \Delta T_{sub} 4\pi r^2 dr/T_{ELV} + \sigma 8\pi r dr$, de donde se deduce que $r_{cr}=2\sigma_{LV}T_{ELV}/(\rho_L h_{LV} \Delta T_{sub})$ para $dG/dr=0$. Para que sean estables los núcleos de condensación nanométricos, $r_{cr} \approx 10^{-9}$ m, se necesitaría un subenfriamiento $\Delta T_{sub}=2\sigma_{LV}T_{ELV}/(r_{cr}\rho_L h_{LV})=2 \cdot 0,073 \cdot 288/(10^{-9} \cdot 10^3 \cdot 2,5 \cdot 10^6)=17$ °C; nótese que con este subenfriamiento podría tener lugar directamente el paso de vapor a fase sólida (15-17=-3 °C). Para conocer la velocidad de crecimiento de los núcleos de condensación cuando el proceso está dominado por la difusión de vapor puede usarse un modelo análogo al de Langmuir de vaporización de gotas, resultando una ley de crecimiento del tipo $r^2=r_0^2+K\Delta T_{sub}(t-t_0)$, donde K es un factor que depende de las difusividades térmicas y másicas.

En realidad, toda neblina es inestable, como enseña la ecuación de Kelvin de la presión de vapor en saturación, que se deduce de la ecuación de Laplace para la presión capilar, $p_L-p_V=2\sigma/r$ (siendo σ la

tensión superficial, $\sigma=0,073$ N/m para el agua pura a 15 °C), y del equilibrio líquido-vapor de una sustancia pura, $\mu_L=\mu_V$ (siendo μ el potencial químico, $d\mu=-Tds+vd p$). Diferenciando a temperatura constante, $dp_L-dp_V=-2\sigma dr/r^2$, y $v_L dp_L=v_V dp_V$, respectivamente; si de ésta despejamos $dp_V=(v_L/v_V)dp_L$, y sustituimos en la primera, despreciando v_L frente a v_V , sustituyendo ésta con el modelo de gas ideal, $dp_V=-2\sigma v_L dr/(v_V r^2)=-2\sigma p_L dr/(\rho_L R T r^2)$, e integrando se obtiene la ecuación de Kelvin:

$$\ln \frac{p_V}{p_{V\infty}} = \frac{2\sigma}{\rho_L R T r} \quad (23)$$

siendo p_V la presión de equilibrio líquido-vapor puro para gotas de radio r , y $p_{V\infty}$ la presión de equilibrio líquido-vapor puro para interfaces planas (i.e. sin efecto de curvatura, lo que antes llamamos $p_v^*(T)$). Por ejemplo, para que una gotita de agua líquida de radio $r=10^{-6}$ m esté en equilibrio con su vapor a 15 °C, la presión en la fase gaseosa ha de ser $p_V=p_{V\infty}\exp(2\sigma/(\rho_L R T r))=1705 \cdot \exp(2 \cdot 0,073/(1000 \cdot 462 \cdot 288 \cdot 10^{-6}))=1707$ Pa, i.e. 2 Pa superior a la de interfase plana, $p_{V\infty}(288 \text{ K})=1705$ Pa, i.e. el equilibrio necesita un $2/1700=0,12\%$ de sobresaturación. Si se define el grado de sobresaturación relativa, s , como $s=p_V/p_{V\infty}-1$, la ecuación (23) para pequeñas sobresaturaciones como los que tienen lugar en la nucleación heterogénea queda $s=2\sigma/(\rho_L R T r)$.

Volviendo al equilibrio de las gotitas en aire, según la ecuación de Kelvin (ahora p_V será la presión parcial del vapor en equilibrio, $p_V=x_V p$), nunca podría haber gotitas de diferente tamaño en equilibrio, pues para unas condiciones dadas de temperatura y presión (en la fase gaseosa), queda definido un radio de equilibrio dado por (23), pero de equilibrio inestable: las moléculas de agua en las gotitas más pequeñas tendrían más fuerza de escape y desaparecerían pasando el vapor a engrosar las gotas mayores. Si se observan neblinas en la realidad es porque el tiempo de relajación hacia el equilibrio de dos fases separadas por una única interfase es muy grande. Sin embargo, si en lugar de considerar gotitas de agua pura consideramos gotitas de disolución, el efecto del soluto puede ser estabilizante, como se verá a continuación. Para ello, basta combinar la ecuación del equilibrio líquido-vapor de una disolución ideal (ley de Raoult), con la ecuación de Kelvin, para obtener la ecuación de Köhler-1926, que es:

$$\ln \frac{p_V}{x_L p_{V\infty}} = \frac{2\sigma}{\rho_L R T r} \rightarrow s = \frac{A}{r} - \frac{B}{r^3} \quad \left(A = \frac{2\sigma}{\rho_L R T r}, B = \frac{z_s \rho_s M_v r_s^3}{\rho_L M_s} \right) \quad (24)$$

como se deduce sustituyendo la ley de Raoult para el disolvente (el agua; el soluto se considera no volátil), $x_V p = x_L p_v^*(T)$, en la ecuación de Kelvin, obteniéndose $\ln[p_V/(x_L p_{V\infty})]=2\sigma/(\rho_L R T r)$, o $\ln(p_V/p_{V\infty})=2\sigma/(\rho_L R T r)+\ln x_L$, que para sobresaturaciones pequeñas ($s=p_V/p_{V\infty}-1 \ll 1$) y disoluciones diluidas ($x_L=1-x_s$, con fracción molar de soluto $x_s \ll 1$), queda $s=2\sigma/(\rho_L R T r)-x_s$, con $x_s=n_s/n_L \approx (m_s/(z_s M_s))/(m_L/M_V)$, donde se ha tenido en cuenta que cada mol de soluto sólido puede dar varios moles de soluto disuelto (e.g. $z_s=2$ para NaCl, $z_s=3$ para $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$). Finalmente, en lugar de la masa de soluto se ha considerado el tamaño que tendría esa masa seca en forma esférica, $m_s=\rho_s 4\pi r_s^3/4$, llegándose finalmente a la ecuación de Köhler, (24), donde $\sigma=0.073$ N/m, $\rho_L=1000$ kg/m³, $R=462$ J/(kg·K), y si suponemos que el soluto es NaCl, $z_s=2$, $\rho_s=2000$ kg/m³, $M_s=0.058$ kg/mol y $M_V=0.018$

kg/mol). En la Fig. 14 se ha representado $s(r)$ para tres valores del radio inicial seco (en diámetros, que es lo más usado).

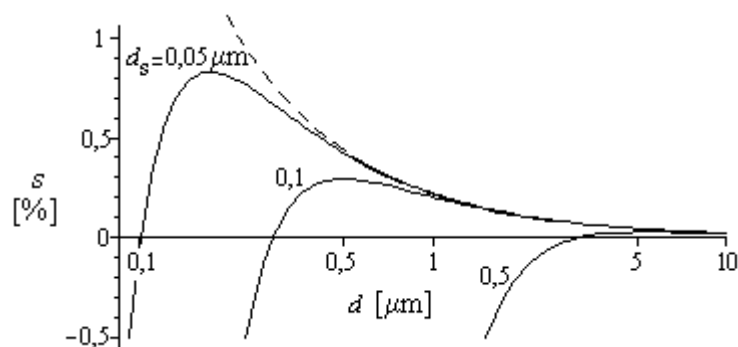


Fig. 14. Curvas de Köhler, que relacionan el diámetro, d , de equilibrio de gotas de NaCl(aq), con el grado relativo de sobresaturación, s (e.g. $s=1\%$ correspondería a una humedad relativa del aire del 101% sobre agua pura), para tres valores del diámetro del núcleo seco de NaCl en aire a 288 K. La línea de puntos corresponde a la ecuación de Kelvin (23).

La interpretación de la Fig. 14 es como sigue. Considérese una partícula sólida (soluto seco) de diámetro $d_s=0,5 \cdot 10^{-7}$ m (curva de 0,05 μm) y una sobresaturación relativa del aire $s=0,5\%$. La ecuación de Köhler enseña que hay dos posibles tamaños de equilibrio para una gota formada sobre ese núcleo seco: aproximadamente $d=0,11 \mu\text{m}$ y $d=0,4 \mu\text{m}$ (Fig. 14); el primer punto (en la parte ascendente de la curva) es de equilibrio estable, porque si una fluctuación aumentara su tamaño, aumentaría su presión de vapor de equilibrio y tendería a vaporizarse y recuperar el tamaño, mientras que el otro punto (en la parte descendente de la curva) es de equilibrio inestable, porque si una fluctuación aumentara su tamaño, al disminuir la presión de vapor de equilibrio tendería a condensar más y continuar aumentando de tamaño. Por último, si la sobresaturación fuese tan grande que no cortase a la curva de Köhler, no habría diámetro de equilibrio y el tamaño aumentaría indefinidamente. Como se aprecia en la Fig. 14, para que haya núcleos de condensación numerosos (d_s pequeños) con sobresaturaciones pequeñas ($s < 1\%$), ha de ser $0,05 \mu\text{m} < d_s < 0,5 \mu\text{m}$ (medidas nefelométricas antes y después del paso de un frente nuboso confirman que los núcleos de condensación son de tamaño medio $d_s \sim 10^{-7}$ m, en el rango $0,1 \cdot 10^{-7} \dots 4 \cdot 10^{-7}$ m sobre el océano, y en el rango $1 \cdot 10^{-7} \dots 11 \cdot 10^{-7}$ m sobre los continentes). Una vez iniciado el crecimiento sobre estos núcleos fértiles, el tamaño de las partículas aumenta por condensación del vapor (que es lo que aquí hemos estudiado, o por deposición del vapor si se trata de cristalitos de hielo), hasta alcanzar unos $d \sim 10^{-5}$ m (en tiempos del orden de algunos minutos), en que ya empieza a ser muy lento el crecimiento por difusión, e importante la segregación gravitatoria (la velocidad de caída para partículas de 10 μm es de unos 3 mm/s), apareciendo entonces el proceso de coalescencia por choque de partículas. La Tabla 2 resume todos estos tipos de partículas. Más adelante se estudia la precipitación.

Tabla 2. Valores típicos de tamaño, concentración y densidad de partículas en la atmósfera.

Partículas	Tamaño ^a	Concentración ^b	Densidad ^c
Moléculas de aire a 100 kPa y 15 °C	$0,15 \cdot 10^{-9}$ m	$25 \cdot 10^{24}$ part/m ³	1,2 kg/m ³
Moléculas de agua a 100 kPa, 15 °C y 100%HR	$0,12 \cdot 10^{-9}$ m	$0,4 \cdot 10^{24}$ part/m ³	9 g/m ³ (11 g/kg)
Núcleos de condensación	10^{-7} m	10^9 part/m ³	1 $\mu\text{g}/\text{m}^3$
Gotitas y cristalitos de nubes (en suspensión)	10^{-5} m	10^9 part/m ³	1 g/m ³
Gotas de lluvia (precipitando)	10^{-3} m	10^3 part/m ³	1 g/m ³

- ^a El tamaño característico es el valor medio; el número de partículas decrece rápidamente con el tamaño (e.g. de tamaño doble suele haber 10 veces menos).
- ^b Concentración total de las partículas.
- ^c Masa total de las partículas que hay en 1 m³.

Aunque nos hemos centrado en la nucleación y crecimiento de gotitas de agua líquida, inicialmente por condensación de vapor sobre los núcleos, y posteriormente por coalescencia, uno de los procesos de nucleación más efectivos en la formación de nubes en latitudes medias y altas es el proceso de acreción de gotitas de agua subenfriada sobre cristallitos de hielo (propuesto por Bergeron en 1933), debido a la más baja presión de saturación sobre el hielo que sobre el líquido subenfriado (Tabla 3 y Fig. 15).

Tabla 3. Algunas propiedades del agua a 100 kPa o a la presión de equilibrio bifásico indicado.

T [°C]	p_v^* ESV [kPa]	p_v^* ELV [kPa]	h_{SV} [kJ/kg]	h_{LV} [kJ/kg]	$c_{p,S}$ [J/(kg·K)]	$c_{p,L}$ [J/(kg·K)]	$c_{p,V}$ [J/(kg·K)]
0	0,611	0,611	2834	2501	2107	4218	1870
-10	0,257	0,287	2837	2525	2032	4270	1865
-20	0,102	0,125	2838	2549	1960	4355	1860
-30	0,037	0,051	2839	2575	1885	4522	1858
-40	0,013	0,019	2839	2603	1814	4773	1856
-50	0,004	0,006	2839	-	1730	-	1854

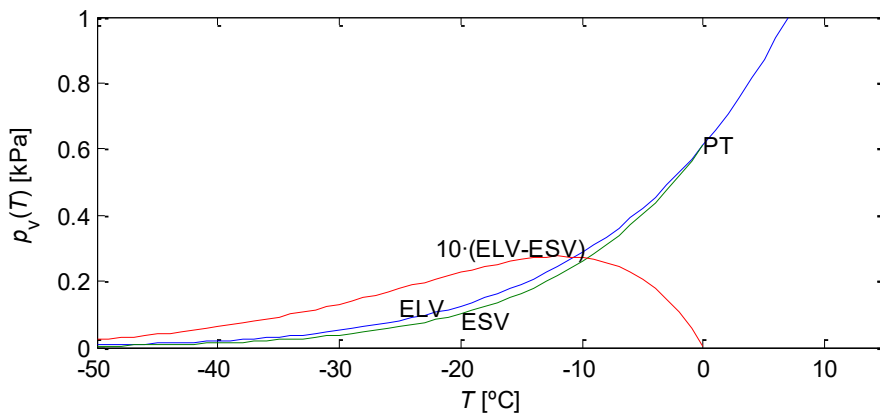


Fig. 15. Presión de vapor en el equilibrio líquido-vapor (ELV, para agua pura), extrapolada también por debajo del punto triple ($T_{PT}=0,01$ °C, $p_{PT}=0,611$ kPa), y en el equilibrio sólido-vapor (ESV), así como la diferencia ampliada ($10\times$).

La sobresaturación suele ocurrir por enfriamiento rápido (adiabático) en los ascensos de una masa de aire, o bien debido a una gran evaporación acompañada de un ligero enfriamiento (si no, no podría haberse evaporado tanto), o a un mezclado de aire cálido y aire frío muy húmedos. El nivel de condensación por ascenso (NCA, LCL), que se puede definir siempre (se alcance o no), se alcanzaría cuando la temperatura potencial (i.e. la temperatura que iría adquiriendo la masa de aire en superficie al ascender adiabáticamente, $T(z)=T_0-\Gamma_a(z-z_0)$, con $\Gamma_a=9.8$ K/km), igualase a la temperatura de rocío (si $T_{dew}>0$ °C) o de escarcha (si $T_{dew}<0$ °C) correspondiente a esa altura de la masa ascendente $T_{dew}(z)=T_{dew,0}-\Gamma_{dew}(z-z_0)$, con $\Gamma_{dew}=1.8$ K/km. Si no hubiera forzamiento dinámico por advección, también podría haber un forzamiento térmico vertical en superficie que diera lugar a una térmica, en cuyo caso la condensación empezaría algo más arriba del NCA (i.e. a presiones menores), en el llamado nivel de condensación convectivo (NCC, CCL en inglés), que es el punto donde se cortan el perfil de temperatura ambiente con

la curva de humedad absoluta en superficie. La condensación por debajo de unos 2 km en latitudes medias (depende del estado térmico local) suele dar lugar a nubes de gotitas líquidas, mientras que la condensación por encima de esa cota da lugar a nubes de cristalitos de hielo o de gotitas líquidas subenfriadas (estado metastable); por encima de unos 8 km la formación de nubes es escasa porque hay menos agua y menos núcleos de condensación (se forman los cirros naturales y las estelas de condensación aeronáuticas), y no producen lluvia porque al estar tan dispersos los cristalitos se dificulta la coalescencia; incluso si inician su precipitación, su pequeño tamaño y gran tiempo de residencia hace que se vaporicen en altitudes bajas antes de llegar al suelo.

Conviene hacer notar que, aunque la humedad sea siempre mayor del 100% mientras se están formando las nubes, el aire que atraviesa la lluvia al caer no suele estar saturado porque no da tiempo a alcanzar el equilibrio químico durante la caída (por eso puede estar lloviendo y haber un 70..80% de HR, eso sí, creciendo lentamente con el tiempo). Incluso puede evaporarse toda la lluvia durante su caída, antes de alcanzar el suelo.

Condensación por depresión inducida por el vuelo

Se va a tratar aquí de la condensación en forma de gotitas, del vapor de agua atmosférico en el entorno de una aeronave, debido al enfriamiento asociado a las depresiones que aparecen en diversas zonas próximas al avión. Más abajo se estudian las condensaciones en forma de hielo (sobre el propio avión, o en su estela).

La condensación por depresión suele ocurrir a altitudes bajas y medias en ambientes húmedos, y puede tener lugar en distintas zonas:

- En el núcleo de los torbellinos desprendidos de la punta de ala (o de flaps), o de las pala en hélices y rotores. El enfriamiento súbito en el eje de los torbellinos (que puede ser de unos 3 kPa en punta de ala, y mucho más en punta de pala) provoca la condensación del aire ambiente en estelas cortas, descendentes, que desaparecen al difundirse la vorticidad.
- En la toma de los turbofanos durante el despegue (cuando la depresión allí es máxima).
- En el extradós del ala y en la parte superior de la carlinga en aviones de combate, en vuelo en aire muy húmedo, donde la depresión es máxima.
- En el estrechamiento del fuselaje anterior a la cola, en vuelo transónico. Cuando la velocidad de vuelo alcanza Mach 0,8 o 0,9, se forma una fuerte onda de expansión tras la fuerte onda de compresión que se desarrolla sobre el morro del avión, que en ambientes húmedos da lugar a una extensa y delgada lámina de condensación casi plana (algo curvada hacia atrás, y del tamaño del avión), denominada cono de condensación o cono de vapor. Este frente de condensación se evapora otra vez rápidamente cuando la corriente vuelve a comprimirse en la cola y recuperarse la presión ambiente.

Los dos primeros tipos de zonas con condensación se pueden ver en vuelos comerciales, pero las dos últimas sólo se suelen ver en las demostraciones aéreas de aviones de combate (capaces de mantener el

vuelo transónico a baja cota, Fig. 16), y en los despegues de cohetes (e.g. el Shuttle, a los 30 s del despegue alcanza ya la velocidad del sonido, y el ambiente en Florida suele ser muy húmedo).



Fig. 16. Condensación por depresión inducida en vuelo ([NASA](#)).

Precipitaciones

La precipitación (lluvia, nieve y granizo; niebla y rocío no son precipitaciones) es la caída a la superficie de los partículas de gran tamaño ($d > 10^{-4}$ m) de agua condensada (en estado líquido o sólido), las cuales se desarrollan inestablemente en las nubes a partir de las pequeñas partículas típicas de las nubes ($d \sim 10^{-5}$ m), ya que éstas no segregan apreciablemente porque la fuerza gravitatoria no es suficiente para vencer la tendencia entrópica a la dispersión. Por eso, tras formarse la nube por nucleación heterogénea sobre partículas de unos 10^{-7} m, e ir creciendo lentamente por agregación difusiva (condensación de más vapor sobre las gotitas o cristalitos) hasta los tamaños típicos de unos 10^{-5} m en que ya no es eficiente la deposición de vapor por difusión y comienza la segregación gravitatoria, es necesario que aparezca un movimiento relativo en el seno de la nube que haga que las partículas choquen entre sí para crecer por coalescencia, que es el mecanismo de acreción dominante para tamaños por encima de unas $20 \mu\text{m}$, donde la partícula mayor absorbe a la más pequeña; nótese que se necesitan $\sim 10^6$ partículas de 10^{-5} m para formar una de 10^{-3} m. La presencia de campos eléctricos favorece la coalescencia, y por eso las tormentas eléctricas suelen ir acompañadas de lluvia intensa. Si la precipitación no es muy intensa y las capas de aire bajo las nubes tienen alta temperatura y baja humedad, las partículas pueden evaporarse totalmente durante la caída (la cortina de lluvia que no llega al suelo se llama virga).

La intensidad de la lluvia, I (o en general intensidad de la precipitación), suele estar en el rango $I = 10..50$ mm/h de líquido (Tabla 4), y se mide con los tradicionales pluviómetros de acumulación, o con los modernos detectores ópticos (radar o infrarrojos, desde tierra, globo, avión o satélite) que miden cantidad y tamaño de partículas. Si no se indica la duración, se sobreentiende que se trata de valores promediados a la hora, aunque la intensidad instantánea siempre varía con el tiempo de la misma manera: crece al principio del proceso de precipitación, alcanza un máximo, I_{max} , y disminuye más lentamente hasta finalizar; suele usarse una función gamma de probabilidad $I(t) = I_{\text{max}} (t/\tau)^n \exp(-t/\tau)$ con un cierto tiempo característico τ , y $n = 1..2$. La llovizna es una lluvia suave de gotas pequeñas ($d < 0,5$ mm). Nótese que, en promedio global, sólo hay el equivalente a 30 mm/m^2 de agua en toda la atmósfera, pero la lluvia es siempre un proceso local. Nótese también que, incluso en un aguacero, hay más agua en fase gaseosa que

en fase líquida; e.g. en un aguacero de intensidad $I=100$ mm/h, sólo hay unas $N=2000..3000$ gotas/m³, con un tamaño medio de unos $d=2$ mm de diámetro, lo que da una densidad $\rho=(\pi d^3/6)\rho N=10,5$ g/m³, o 8,7 g/kg respecto al aire a 100 kPa y 15 °C, que saturado ya contiene $w_{\text{sat}}=11,0$ g/kg de vapor de agua disuelto en el aire; la velocidad de caída media es de unos 5 m/s, con lo que en una hora habrán caído 18 000 m³ sobre cada m², que a 10,5 g/m³ dan 189 kg/m², i.e. 189 mm/h, que es del orden de magnitud correcto (un aguacero de 100 mm/h no suele durar una hora).

Tabla 4. Intensidad de la lluvia en [mm/h] ($1 \text{ mm/h}=1 \text{ (L/s)/m}^2=0,28 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}$). AEMET.

Muy débil	<0.5
Débil	0.5..2
Moderada	2..15
Fuerte	15..30
Muy fuerte	30..60
Torrencial*	>60

*El record es de 700 mm/h durante 10 s (NASA-1990).

La distribución de tamaños de gotas (u otro tipo de partículas en precipitación, que se mide óptica o acústicamente con un aparato llamado disdrómetro), suele aproximarse por una exponencial decreciente, $p(d)=A \exp(-\lambda d)$, llamada distribución de Marshall-Palmer, que da la probabilidad de encontrar gotas con diámetro entre d y $d+\delta d$, siendo el parámetro λ una función de la intensidad instantánea de precipitación, I , normalmente puesta en la forma $\lambda=a(I/I_0)^b$ con valores usuales $a=172 \text{ 1/m}$ y $b=-0.21$ ($I_0=1 \text{ m/s}$ es simplemente una unidad de intensidad para hacer adimensional la función entre paréntesis). Típicamente, por cada gota de $d=3$ mm hay entre 100 y 1000 con $d=1$ mm.

La práctica totalidad de los fenómenos de precipitación se producen por ascensos de masas de aire, y más de la mitad comienzan en fase sólida (nucleación y crecimiento de cristalitos de hielo). La velocidad de estas corrientes ascendentes ha de ser superior a la velocidad terminal de las partículas, para mantenerlas creciendo. En aire en calma, la velocidad terminal para gotitas de $d=10 \mu\text{m}$ es de $v=3 \text{ mm/s}$ (puede aplicarse la ley de Stokes, $v=k_1 d^2$, hasta $d<50 \mu\text{m}$); para gotitas de $100 \mu\text{m}$ es de $0,4 \text{ m/s}$ (para $0,05<d<1 \text{ mm}$ es $v=k_2 d$); para gotitas de 1 mm es de 4 m/s (para $d>1 \text{ mm}$ es $k_3 d^{1/2}$); las gotas con $d>4 \text{ mm}$ no mantienen la esfericidad, se aplanan por abajo, toman forma de paracaídas y se rompen (el tamaño máximo medido es de $d=10 \text{ mm}$, pero el tamaño medio de las gotas de lluvia está entre 1 mm y 2 mm , i.e. son esféricas); para bolas de granizo de 2 cm de diámetro hacen falta velocidades ascendentes de 300 km/h .

Para que haya precipitaciones ha de haber, pues, nubes e inestabilidad atmosférica vertical. Las nubes suelen venir de lejos con el viento (e.g. menos del 15% de las nubes que en un momento están en un entorno de 500 km de radio como la Península Ibérica se han formado in situ). La inestabilidad también requiere su tiempo para que las diminutas partículas de agua ($d<10^{-5} \text{ m}$) trasportadas en las nubes se revuelvan y den lugar a coalescencias que engorden algunas partículas hasta $d=10^{-4}..10^{-2} \text{ m}$ para que caigan. Pese a todo esto, en las zonas tropicales puede formarse una nube, desarrollarse y precipitar abundantemente en menos de media hora.

Para que se forme granizo es necesario que haya fuertes corrientes de convección inestables con una capa intermedia de gotitas líquidas subenfriadas; estas gotitas hacen engordar los granizos, las grandes oscilaciones verticales los hacen pasar una y otra vez por la banda subenfriada, y la fuerte convección ascendente impide que caigan hasta alcanzar gran tamaño.

Los intentos de controlar artificialmente las precipitaciones (para hacer que llueva cuando hace falta, o para evitar granizadas o lluvias torrenciales) no han tenido mucho éxito. Se empezó en 1946 soltando nieve carbónica sobre una nube desde un avión, provocando algo de nieve artificial, y luego se encontró que el yoduro de plata a temperatura ambiente era de lo más efectivo, al ser su estructura cristalina similar a la del hielo. Para producir lluvia artificial se han usado básicamente las mismas sustancias: nieve carbónica y yoduro de plata, añadiendo a veces acetona y sodio, pero los resultados prácticos han sido pobres (la cantidad de lluvia producida depende mucho de las circunstancias meteorológicas locales y de la programación de la siembra).

Lo que sí se ha constatado es que los cambios climáticos asociados a la actividad humana, que antes eran locales (e.g. al talar bosques, o cambiar de tipo de cultivo grandes extensiones, o en el entorno urbano), ahora empiezan a ser globales (cambio climático, disminución de la capa de ozono, desertización, lluvia ácida...). La lluvia ácida es la precipitación de agua acidulada por la absorción de óxidos de azufre (da ácido sulfúrico diluido), y de óxidos de nitrógeno (ácido nítrico), principalmente debidos a emisiones antrópicas. El agua de lluvia natural es ligeramente ácida por la absorción del dióxido de carbono: el pH, que para el agua destilada es de 7, en el agua de lluvia limpia es de 5 a 6 (pH=5,6 en el equilibrio agua-aire en condiciones estándar), y en la lluvia ácida $\text{pH} < 4$ (el agua de mar es algo alcalina, con $\text{pH} = 7,5..8$).

En general, las precipitaciones sobre la Tierra muestran una clara distribución zonal (Fig. 17), con lluvias muy intensas cerca del ecuador, bandas subtropicales de escasa precipitación, bandas de precipitación moderada en latitudes medias, y escasas precipitaciones polares (< 100 mm/año en la Antártida). Las lluvias aumentan en las zonas litorales y con el incremento de altitud. En [7] puede verse un análisis más detallado del ciclo hidrológico.

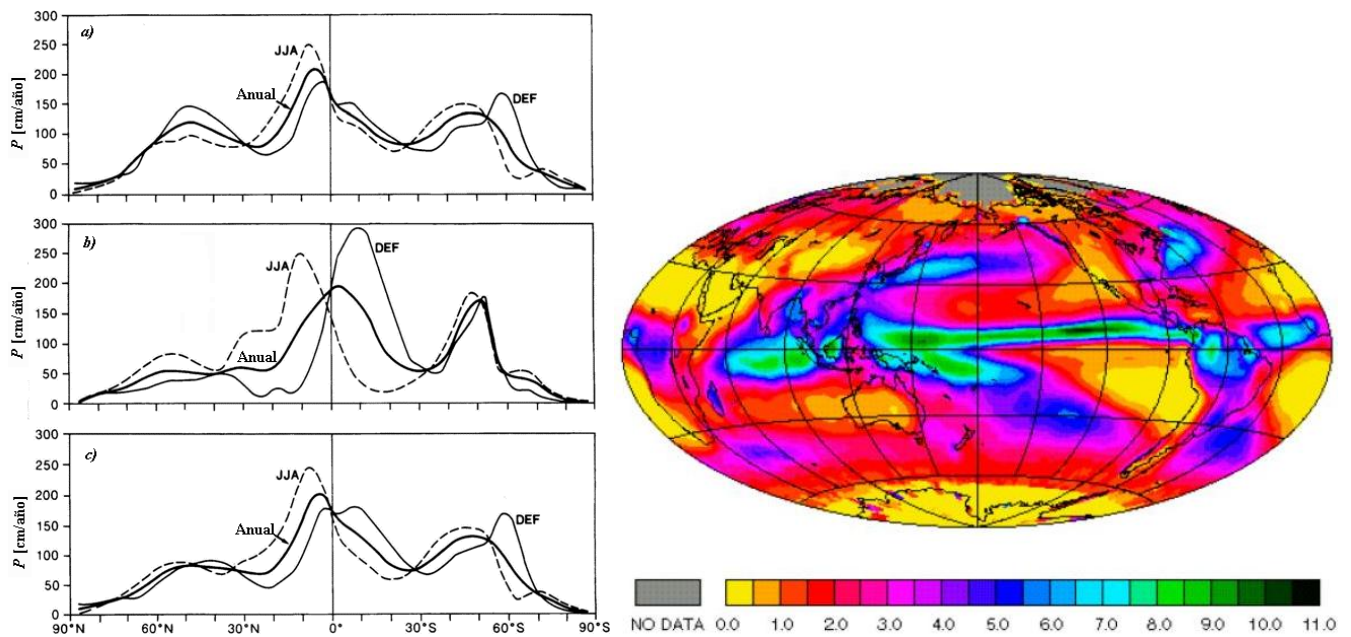


Fig. 17. Distribuciones zonales de precipitación (en cm/año de media anual, Junio-Julio-Agosto, y Diciembre-Enero-Febrero): a) sobre los mares, b) sobre los continentes, y c) global (Peixoto & Oort, 1983). d) Distribución espacial media anual (en mm/día).

Aunque globalmente las precipitaciones son prácticamente agua pura (destilada), localmente pueden contener disueltas o en suspensión otras sustancias, sobre todo en el caso de la lluvia, que puede arrastrar polvo y otras partículas, y absorber óxidos de nitrógeno y azufre para producir lluvia ácida.

La precipitación total sobre el globo es de $505 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$ (80%, i.e. $400 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$, sobre los océanos, y un 20% sobre los continentes, $105 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$). La precipitación media sobre la superficie del globo ($510 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$) es de $500 \cdot 10^{12} / 510 \cdot 10^{12} = 990 \text{ mm/año}$ (1100 mm/año sobre el mar y 770 mm/año sobre los continentes). Las regiones con $>750 \text{ mm/año}$ se dicen húmedas, las de $300..750 \text{ mm/año}$ secas, y las de $<300 \text{ mm/año}$ desérticas. Aproximadamente un 50% de las tierras emergidas pueden considerarse húmedas (selvas y bosques), un 30% áridas (desiertos y estepas), un 10% de alta montaña y el otro 10% de glaciares. Los máximos pluviométricos se producen en zonas de elevada altitud. También llueve más donde más vegetación hay, porque en zonas frondosas la evapotranspiración puede contribuir hasta con el 50% del contenido de agua en el aire.

Formación de hielo

La formación de hielo puede ser debida a la congelación de agua ya formada (cuando la temperatura baja de $0 \text{ }^\circ\text{C}$) o a la condensación directa del vapor de agua en hielo por debajo de $0 \text{ }^\circ\text{C}$.

Formación de hielo en la atmósfera

Se considera aquí la formación de hielo en el seno de la atmósfera, lejos de superficies sólidas. En ausencia de núcleos de condensación (atmósfera limpia) el aire húmedo puede permanecer en equilibrio metastable sobresaturado por debajo de su temperatura de condensación, y las gotitas de agua pueden mantenerse líquidas hasta unos $-40 \text{ }^\circ\text{C}$. Es muy fácil obtener en el laboratorio estos estados metastables de agua líquida subenfriada; basta con poner agua destilada en un tubo de ensayo limpio e ir enfriando

(para verlo mejor, puede usarse una mezcla hielo-sal como frigorígeno); el termómetro mostrará una curva de enfriamiento suave hasta unos $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ o $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ (depende de la velocidad de enfriamiento y las impurezas del agua) en que se produce la congelación, durante la cual el termómetro marcará los $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ del cambio de fase, y luego seguirá bajando hasta alcanzar la temperatura del baño. El paso desde la temperatura del agua subenfriada hasta la temperatura de equilibrio sólido-líquido ($0\text{ }^{\circ}\text{C}$) es casi instantáneo porque no es por transmisión de calor, sino por la deposición volumétrica de la entalpía de fusión, pues por cada gramo que congela se liberan 334 J ($h_{\text{SL}}=334\text{ kJ/kg}$), energía suficiente para subir la temperatura de ese gramo de hielo $h_{\text{SL}}/c_{\text{S}}=334/2=167\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($c_{\text{S}}=2\text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$ es la capacidad térmica del hielo), aunque en realidad no congela todo el agua subenfriada sino la suficiente para calentar todo hasta los $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ y equilibrar con ello la cinética del cambio de fase; e.g. en el caso extremo de agua líquida subenfriada a $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, sólo llegaría a congelar una fracción $f=50\%$ (del balance energético $fh_{\text{SL}}=c\Delta T$, con $h_{\text{SL}}=334\text{ kJ/kg}$, $c=4,2\text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$, y $\Delta T=40\text{ }^{\circ}\text{C}$), permaneciendo el otro 50% en forma líquida en equilibrio con el hielo a $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. A propósito, hay que tener cuidado al calcular las variaciones de las funciones termodinámicas en los procesos metastables, pues no puede hacerse directamente sino a través de un proceso imaginario de estados de equilibrio, lo cual no supone apenas cambio en las funciones energéticas, pero sí en las entrópicas; por ejemplo, si se tiene agua subenfriada a $T_{\text{L}}=-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, y al perturbarla congela bruscamente (si la presencia de un sumidero térmico permite disipar la energía restante del cambio de fase), el cambio de entropía no sería $\Delta s_{\text{LS}}=\Delta h_{\text{LS}}(T_{\text{L}})/T_{\text{L}}$ ni $\Delta s_{\text{LS}}=\Delta h_{\text{LS}}(T_{\text{f}})/T_{\text{f}}$, sino $\Delta s_{\text{LS}}=c_{\text{L}}\ln(T_{\text{f}}/T_{\text{L}})+\Delta h_{\text{f}}(T_{\text{f}})/T_{\text{f}}+c_{\text{S}}\ln(T_{\text{LS}}/T_{\text{f}})=4200\ln(273/263)-334\cdot 10^3/273+2000\ln(263/273)=0,16-1,22-0,08=1,14\text{ kJ/K}$.

Una vez formados los cristalitos de hielo en la atmósfera, estos han de crecer por deposición de vapor, por acreción de gotitas (proceso Bergeron), y por colisión y adhesión de cristalitos, hasta tamaños precipitables, que son los copos de nieve o, bajo condiciones más inestables, los granizos. Aunque los cristalitos que se forman inicialmente tienen estructuras dendríticas casi planas de cristales hexagonales transparentes, la acreción irregular hace que los copos de nieve sean tridimensionales y muy porosos (la densidad de la nieve reciente puede ser de tan sólo 150 kg/m^3), dispersando la luz y apareciendo blancos y opacos. Los copos de nieve se forman mayoritariamente en nubes medias no muy frías (a unos $-2\text{ }^{\circ}\text{C}$), directamente por acreción sólida (los copos no son gotitas congeladas) y al precipitar pueden fundir a fase líquida si atraviesan capas bajas más calientes (a más de $2\text{ }^{\circ}\text{C}$ o así; más, si hay poca humedad en el ambiente) antes de llegar al suelo. Como los cristalitos de hielo dispersan más la luz que las gotitas, es corriente ver un cambio de luminosidad en las cortinas de precipitación bajo las nubes, con una zona más oscura desde la base de las nubes hasta unos 300 m más abajo (debido al tiempo que tarda en fundir) y una zona más clara de lluvia hasta el suelo. La cota de nieve es la altitud a la que se calcula que ocurre esta transición de fase, la cual se estima en meteorología a partir de los datos del sondeo vertical (normalmente, a partir de las temperaturas a 85 kPa y 50 kPa).

El granizo, en cambio, tiene estructura esférica, con capas casi transparentes (debido a la congelación de agua subenfriada) y capas blanquecinas (debidas a la deposición en seco de hielo), y tiene mucha densidad (puede llegar a 917 kg/m^3). Para que se forme granizo ha de haber fuertes corrientes

ascendentes, que sólo se dan en nubes de gran desarrollo vertical, los cumulonimbos de las tormentas de inicio del verano en latitudes medias (el suelo ya se calienta bastante con el Sol en solsticio, mientras que todavía está la atmósfera fría en altura), y se requiere gran cantidad de gotitas subenfriadas, lo que ocurre mayormente a unos $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ (a temperaturas más bajas hay menos agua subenfriada, y a temperaturas más altas hay menor grado de subenfriamiento). Por eso es raro que granice en latitudes tropicales (pese a la mayor frecuencia de tormentas), y es más frecuente que granice en zonas montañosas de gran ascenso orográfico (las mayores granizadas ocurren en la ladera Sur del Himalaya, donde se han recogido algunos granizos de más de 10 cm de diámetro). Para luchar contra las fuertes granizadas que arruinan las cosechas, se ha probado a lanzar con cohetes (o desde un avión por arriba, o incluso quemando bengalas en tierra) una carga de material aerosol (e.g. 0,5 kg de yoduro de plata, que generan $>10^{16}$ núcleos de condensación, unas 10^{12} partículas/ m^3) que generen muchos núcleos de condensación y repartan el hielo entre muchos granizos pequeños (que pueden fundir al atravesar capas calientes superficiales por tener más relación superficie/volumen y mayor tiempo de residencia, y que en cualquier caso llegarán al suelo con menor velocidad).

Formación de hielo sobre superficies

La formación de hielo sobre superficies sólidas se llama escarche (de escarchar, *frosting*) si es por deposición de vapor, y congelación (*freezing*) si es por cambio de fase líquido-sólido, aunque en Meteorología se llama engelamiento (*icing*) a la congelación de gotas impactando sobre superficies (normalmente por perturbación del equilibrio metastable en gotas subenfriadas). El hielo que se forma por engelamiento sobre un cuerpo se llama cencellada (del Lat. *circius*, viento cierzo); *rime* en inglés, *givre* en francés. Hay dos tipos de cencelladas: la blanda (o blanca), que se forma por engelamiento en calma con poco viento, y cuya estructura puede variar entre la de la nieve y la de la escarcha, y la dura (traslúcida), que se forma con viento fuerte y nieblas o nubes subenfriadas (e.g. $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$). La eliminación de la escarcha se denomina desescarche, y la eliminación del hielo deshielo, aunque si se realiza por medios térmicos se suele llamar descongelación, en ambos casos (la fusión puede conseguirse también por medios químicos, como cuando se añade sal al hielo). Nótese que la eliminación del hielo adherido a una pared no suele requerir la fusión total del hielo, sino simplemente su despegue, lo que puede conseguirse rascando o golpeando mecánicamente, flexionando la superficie, originando fuerzas de dilatación o contracción interfaciales (e.g. electrostricción), calentando solamente la capa interfacial hielo-pared, etc.

Ejercicio 9. Es sabido que puede formarse escarcha sobre los coches y otros cuerpos, tras noches despejadas, aun cuando la temperatura ambiente sea mayor que la de congelación. Esto es debido a que el agua que se condensa sobre estas superficies no solo está expuesta a la transmisión de calor por conducción y convección del entorno inmediato, sino que también intercambia calor por radiación térmica con los objetos lejanos, y la temperatura radiativa del cielo (T_{sky}) puede ser mucho menor que la del aire (disminuye con la altitud del lugar, con la altura angular hacia el zénit, y con la claridad del aire). Calcular hasta qué temperatura ambiente puede formarse escarcha para una temperatura equivalente

de radiación infrarroja del cielo de $T_{\text{sky}}=-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, suponiendo que el coeficiente de convección térmica con el aire es $h=20\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$.

Solución. El balance energético de la escarcha, que como máximo estará a la temperatura de congelación, $T_{\text{water}}=0\text{ }^{\circ}\text{C}=273\text{ K}$, suponiendo despreciable el calor que le llega por conducción por abajo (desde dentro del coche, o del terreno), será $\dot{Q}_{\text{entra,conv,aire}} = \dot{Q}_{\text{sale,rad,cielo}}$, i.e. por unidad de área superficial $h(T_{\text{air}} - T_{\text{water}}) = \varepsilon\sigma(T_{\text{water}}^4 - T_{\text{sky}}^4) = 15,67\cdot 10^{-8}\cdot(273^4 - 233^4) = 148\text{ W}/\text{m}^2$, y por lo tanto $T_{\text{air}}=7,4\text{ }^{\circ}\text{C}$, habiendo tomado un valor máximo para la emisividad ($\varepsilon=1$; en realidad el hielo suele tener $\varepsilon>0,9$).

Es sabido que la formación de hielo sobre las ventanillas de un coche es difícil de eliminar, pero aún es peor en el caso de los aviones, pues, además de la visión, la capa de hielo incide negativamente sobre la aerodinámica del vehículo, puede causar desprendimiento inesperado de la capa límite con pérdida de la sustentación, impedir el movimiento de alguna superficie de control (slats, alerones, flaps), tapar los conductos de sensores vitales (toma de presión, tubo pitot...), tapar orificios del avión (entradas y salidas de aire de impacto), interferir las radiocomunicaciones (cortocircuita la antena), aumentar la carga alar, e impactar como proyectiles sobre otras partes del avión al desprenderse [15-16].

No está permitido el despegue de aviones con hielo en las alas, pero en tierra se tiene la ayuda externa para realizar el deshielo, que puede hacerse rociando con anticongelante calentado (una solución acuosa de mono-propilen-glicol, que, aunque menos tóxica que el dietilen-glicol usado en los coches, hay que recoger y reciclar), o calentando con infrarrojos. También puede aplicarse una capa más viscosa y adherente de anticongelante como prevención.

Las modernas aeronaves deben poder volar con cualquier meteorología, así que en vuelo hay que poder conseguir el deshielo o garantizar con un sistema anti-hielo que no habrá incrustaciones. Afortunadamente, los aerorreactores permiten el vuelo de crucero a 9..12 km de altitud, donde el consumo de combustible es más eficiente y la meteorología menos dañina; pero en el ascenso y descenso hay que atravesar las zonas meteorológimante más peligrosas. Cuando es necesario, el deshielo puede hacerse mediante calentadores eléctricos como en las lunetas traseras de los coches, aunque lo normal es llevar aire caliente sangrado del motor (a casi 200 °C) por conductos hasta los bordes de ataque de alas y timones (y las carenas de los motores) para calentar la zona de interés mediante eyectores, y luego dirigir el aire usado hacia el exterior por orificios donde no perturben mucho la aerodinámica del perfil. También se han usado dispositivos mecánicos (gomas inflables) para romper la capa de hielo en los bordes de ataque de alas y timones. La decisión para activar el sistema anti-hielo (para que no se forme) o de deshielo (para que se elimine el ya formado) solía basarse en la observación por el piloto del hielo formado en el parabrisas, pero modernamente se basa en un detector automático de hielo por resonancia magnética. El hielo en el parabrisas se elimina manteniéndolo caliente eléctricamente mediante una delgada lámina transparente y conductora embebida entre las varias láminas que lo forman, y mediante chorros de aire caliente como en los coches.

Las condiciones más peligrosas en aviación son las de vuelo a través de nubes alargadas cargadas de gotas líquidas metastables (que se encuentran subenfriadas a unos $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ o $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$) y que al impactar en las superficies del avión congelan instantáneamente (al menos en parte), quedando adheridas a las superficies frontales (donde el barrido aerodinámico es menos efectivo) y acumulándose peligrosamente sobre el borde de ataque del ala, pudiendo llegar a desprender la corriente y perder la sustentación tras pocos minutos si no se deshiela a tiempo. También es peligrosa la formación de hielo en los sensores de velocidad (tubo pitot), por el descontrol que supone para el pilotaje. Y en la carena, el buje, y los alabes guía (si los hay) de los motores, pues la ingesta de hielo puede ocasionar daños mecánicos o apagar las llamas. Y algo parecido ocurriría en los rotores de helicóptero y demás aeronaves menores si se aventurasen a volar en esas condiciones (no así en aviones supersónicos, misiles y lanzadores, pues el enorme calentamiento dinámico impide que haya hielo en sus superficies. Para disponer de previsiones aeronáuticas globales de las áreas peligrosas por formación de hielo, aparte de los radares meteorológicos, se usa las imágenes de satélite en la bande de $3,9\text{ }\mu\text{m}$.

Ejercicio 10. Evaluar la velocidad de crecimiento de la capa de hielo que se formaría en el borde de ataque del ala de un avión que vuela a 100 m/s a través de nubes con gotitas líquidas subenfriadas a $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, en cantidad de $0,5\text{ g/m}^3$ y tamaño medio de $10\text{ }\mu\text{m}$.

Solución. Empecemos analizando los datos. La velocidad de vuelo $U_{\infty}=100\text{ m/s}$ (360 km/h) es la mitad o así de la de crucero comercial, indicando que se trata de un vuelo a baja altura durante el ascenso o el descenso de la aeronave; a la altitud de crucero no hay problemas de hielo porque no hay apenas agua, y cerca del suelo tampoco es corriente que haya problemas de congelación de gotas subenfriadas porque estarán por encima de $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ si hace calor, o ya estarán en forma sólida si hace frío (con lo que la adherencia tras el impacto es mucho menor). A 100 m/s le corresponde un calentamiento dinámico $\Delta T=U_{\infty}^2/(2c_p)=100^2/(2\cdot 1000)=5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Supondremos que el movimiento ascendente del aire necesario para mantener las gotitas en suspensión (3 mm/s para $d=10\text{ }\mu\text{m}$, según la ley de Stokes) permite aproximar el estado del aire húmedo como de casi-equilibrio, y por tanto a $T_{\infty}=-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $\phi_{\infty}=100\%$ HR. El contenido en agua líquida del aire, $\rho_{wa}=0,5\text{ g/m}^3$, indica que la separación media entre gotas de $10\text{ }\mu\text{m}$ es de unos 3 mm . También se puede ver que esta cantidad de agua líquida es suspensión es menor que la cantidad de agua disuelta en la fase gaseosa, $w_{\text{sat}}=M_{va}/(p/p_v^*(T)-1)\approx M_{va}p_v^*(T)/p=0,622\cdot 0,27/62=2,7\text{ g/kg}$ ($2,2\text{ g/m}^3$), donde se ha tomado para la presión de vapor del agua subenfriada $p^*(-10\text{ }^{\circ}\text{C})=0,611\exp(19,8-5420/263)=0,27\text{ kPa}$, y para la presión del aire exterior el valor ISA a $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, $p=62\text{ kPa}$ ($z=3850\text{ m}$, $\rho_a=0,82\text{ kg/m}^3$), aunque la incertidumbre aquí sea grande.

Ahora hay que estimar el número de gotitas que impactarían sobre el perfil del ala por unidad de área superficial. Este es un problema que no es difícil de resolver: bastaría pensar en una columna vertical de gotitas de $10\text{ }\mu\text{m}$ separadas 3 mm entre sí, en la corriente de aire no perturbada delante del perfil del ala, y estudiar el movimiento de deriva inercial de cada una respecto al flujo de aire alrededor del perfil, que se supondría conocido y no perturbado por las gotitas. Un valor conservativo es que sobre la región del perfil con más impactos habrá una gotita cada 3 mm , o lo que es lo mismo, que el flujo de agua que le

llega es el mismo que se ve venir sin el avión, $j = \rho_{wa} U_{\infty} = 0,5 \cdot 10^{-3} \cdot 100 = 0,05 \text{ (kg/s)/m}^2$; el flujo de aire divergente siempre hará disminuir algo este valor límite. La velocidad de crecimiento del espesor δ la capa de hielo sería pues $d\delta/dt = j/\rho_{ice} = 0,05/917 = 55 \cdot 10^{-6} \text{ m/s}$, i.e. 3,3 mm por minuto, lo que resulta muy amenazador, pues se sabe que rugosidades de tan sólo un milímetro en el borde de ataque pueden disminuir la sustentación de un ala a la mitad y reducir en 4° o 6° el ángulo de entrada en pérdida.

Conclusión: aunque, debido a las drásticas hipótesis usadas, el valor real de la velocidad de crecimiento de la capa de hielo en su parte más gruesa fuese incluso inferior a 1 mm/min, está claro que no es posible mantener un vuelo de más de unos minutos (cada minuto son 6 km de recorrido a 100 m/s) en estas condiciones, por lo que para certificar que la aeronave pueda volar en cualquier condición previsible, los bordes de ataque de las superficies sustentadoras han de disponer de elementos anti-hielo o deshielo apropiados (se inyecta aire caliente por el interior).

Formación de hielo en la estela de aviones

Además de la formación de hielo sobre las superficies frontales del avión por impacto de gotas subenfriadas, el vuelo del avión puede introducir otras perturbaciones meteorológicas [17], como las condensaciones líquidas por depresión antes descritas (Fig. 15), y la condensación sólida en la estela (Fig. 18).



Fig. 18. Estela de condensación.

Las estelas de condensación (en inglés *contrails*, de *condensation trails*) son las perturbaciones más visibles que puede dejar un avión, y son cirros artificiales que se forman en el vuelo de aviones a gran altitud, normalmente por aviones a reacción ‘a chorro’, aunque las primeras ya se observaron en aviones de reconocimiento en la primera guerra mundial hacia 1918. Las estelas aparecen rectilíneas y no curvadas hacia arriba (como correspondería a un penacho caliente, pues el chorro sale a unos 400°C , y el aire ambiente está a unos -50°C) porque la diferencia de tiempos entre un extremo y otro de la estela es pequeña (e.g. un segmento de estela que diste 1 km del avión, hace apenas $(1000 \text{ m})/(250 \text{ m/s}) = 4 \text{ s}$ que ha salido del motor, y la flotabilidad sólo lo habrá desplazado unos 20 m hacia arriba (los globos de helio ascienden a unos 5 m/s).

La formación de estelas de condensación es debida a tres causas que se superponen: la principal es que los gases de escape llevan mucha agua disuelta (están muy calientes), otra es que llevan muchas partículas

sólidas de hollín (que sirven de núcleos de condensación), y la tercera es que se forman cristalitas de hielo muy estables, como se detalla a continuación.

- Exceso de humedad de los gases de escape. La combustión genera tanto vapor que, pese a que en los reactores se diluye en una gran relación aire/combustible (ya el aire primario es más del doble del aire teórico necesario), en cuanto se enfrían los gases de escape por debajo de la temperatura local de rocío condensa el vapor. Para un chorro de escape típico con una fracción molar de agua del 6% (la combustión estequiométrica de keroseno y aire genera un 13% en volumen de vapor), la temperatura de rocío sería de unos 12 °C a 10 km de altitud, pero la dilución con el flujo secundario y el aire ambiente, disminuyen este valor. Como además los gases llevan también muchas partículas sólidas (hollín), el vapor condensa y aparece la estela de cristalitas. La estela no se forma justo a la salida sino bastante más atrás, cuando los gases de escape a alta temperatura se van enfriando al mezclarse con el aire ambiente (la turbulencia del chorro ayuda en este proceso).
- Nucleación en los gases de escape. Además de servir de núcleos de condensación para el vapor de los gases de escape, la emisión de partículas puede servir de semilla para la condensación del propio vapor atmosférico, lo que produce estelas de condensación muy persistentes (de varios kilómetros). Esto ocurre en atmósferas muy limpias subenfriadas, i.e. con temperaturas inferiores al punto de rocío (de escarcha) y con escasos núcleos de condensación naturales, formándose largas nubes de cristalitas estables (cirros), que pueden extenderse también transversalmente, y cuya contribución al balance radiativo terrestre puede ser apreciable, con un efecto neto de calentamiento por efecto invernadero (del orden del 1%), que sobrepasa el aumento del albedo.
- Formación de hielo. Si la condensación fuese a temperaturas mayores de 0 °C, la estela condensada se disiparía rápidamente (como ocurre en el escape de los coches o en el vaho del aliento). Para que sean tan persistentes, las estelas de condensación producidas por aviones han de estar formadas por cristalitas de hielo (la evaporación es muy lenta porque la presión de vapor de equilibrio es muy pequeña).

Además del problema que pueda causar la huella visual, cuando estos cirros lineales son persistentes y crecen, contribuyen al calentamiento terrestre (porque tapan la ventana infrarroja en torno a 10 μm), causando un forzamiento radiativo medio de unos 0,05 W/m^2 . El calentamiento no es tan grande por el día porque parte se compensa con el incremento de albedo (parece que los cirros aeronáuticos nocturnos contribuyen en 2/3 al efecto medio, pese a que la densidad de vuelos nocturnos es menor de 1/4 del total). Este impacto ambiental puede superar en un futuro próximo al de emisiones en la tropopausa (donde la persistencia es muy grande), y al ruido en el entorno de operación cercano al suelo [18]. Los nuevos aerorreactores generan estelas de condensación mayores, y no se sabe cómo evitar la formación de estos cirros artificiales; una solución sería volar por encima de la tropopausa para evitar la humedad ambiente (pero tal vez aumentaría el impacto ambiental global); otra solución que se ha apuntado sería añadir al motor un cambiador de calor que enfriase los gases de escape para condensar la mayor parte del agua, y soltarla en forma de chorro líquido precipitable en lugar de como vapor condensable (incluso se podría recircular el agua, inyectándola en la cámara de combustión, para reducir la formación de óxidos de nitrógeno), pero se comprende fácilmente el reto tecnológico implicado.

Para que aparezcan estelas de condensación persistentes, la temperatura ambiente ha de ser bastante baja; e.g. en vuelo a 10 km de altitud, la temperatura ha de ser menor de $-51\text{ }^{\circ}\text{C}$ en atmósfera seca, o menor de $-41\text{ }^{\circ}\text{C}$ en atmósfera saturada (a ese nivel, el modelo de atmósfera ISA da $T=-50\text{ }^{\circ}\text{C}$). Si el ambiente está sobresaturado de vapor de agua (e.g. por falta de núcleos de cristalización en el aire limpio a esas cotas), la formación de hielo iniciada en la estela se propaga y da lugar a grandes cirros artificiales indistinguibles de los naturales, más frecuentes en Norteamérica y Europa, por la intensidad del tráfico aéreo. Uno de los modelos más usados para la predicción de estelas de condensación es el de Schmidt-Appleman de 1953 (la primera explicación termodinámica es de E. Schmidt-1941).

También puede darse el efecto inverso al *contrail* (*dissipated trail o distrails*), i.e. que el paso del avión deje una estela evaporada, (un agujero en la nube).

La atmósfera a escala sinóptica: mapas del tiempo

La escala sinóptica (Gr. $\sigma\psi\nu\delta\omicron\zeta$, junta) es la que permite ver diferentes rasgos meteorológicos adyacentes, facilitando la visión de conjunto; típicamente abarca unos 3000 km de extensión horizontal, y corresponde a los mapas del tiempo típicos.

Un mapa es una representación geográfica de la superficie de la Tierra o parte de ella, en un plano, donde se da información física (costas, ríos, montañas...), con o sin leyenda (mapas mudos), usualmente incluyendo información humana (poblaciones, vías de comunicación, lenguas, industrias, comercio...). La termodinámica básica no usa mapas porque estudia sistemas en equilibrio (en transmisión de calor sí se hace uso de mapas de distribución de temperaturas sobre una superficie, aunque no sea la terrestre).

Para mostrar el tiempo meteorológico se utilizan distintos mapas del tiempo (Fig. 19):

- Imágenes desde satélites. Miden la cobertura nubosa por reflexión en el canal visible (VIS, $0,4..0,7\text{ }\mu\text{m}$), la temperatura superficial por emisión infrarroja (IR, $8..14\text{ }\mu\text{m}$), y la humedad en altura por emisión infrarroja en la banda de absorción del vapor de agua (WV, $5,5..7\text{ }\mu\text{m}$); con esta última banda sólo detecta la contribución del vapor por encima de unos 5 km, pues por debajo ya es opaco (no se ven bordes continentales), y sirve para determinar la altitud del techo nuboso. Las nubes en cúmulos se ven en los tres canales, pero los estratos sólo aparecen en el canal IR y en el visible, y los cirros sólo en el IR. Hay satélites con detectores en otras muchas bandas (e.g. la $3,5..4,4\text{ }\mu\text{m}$ para medir temperaturas en superficie y nubes bajas, la $9,4..9,9\text{ }\mu\text{m}$ para medir ozono, la $12,4..14,4\text{ }\mu\text{m}$ para medir CO_2 , etc.). Los satélites meteorológicos son principalmente geoestacionarios (los de órbita polar se usan más para investigación) y cubren casi un hemisferio (más de 1/3 de la superficie del globo), aunque se suele presentar sólo la región de interés a escala sinóptica. La extensión de la imagen depende del tipo de satélite, pero se suele ajustar a la de los demás mapas del tiempo.
- Mapa significativo o pictográfico. Usa iconos meteorológicos sencillos: sol sonriente, nube goteando, rayo relampagueando, cristal de nieve, etc. Se usa para presentar el tiempo actual o los

pronósticos. La tendencia moderna es a añadir estos pictogramas sobre la imagen del satélite donde se aprecian las nubes (incluso añadiendo los centros de acción principales). La extensión horizontal puede variar desde unos 200 km (mapas provinciales) hasta unos 5000 km (mapas de grandes regiones).

- Mapa de isobaras en superficie (a $z=0$). Es el clásico mapa del tiempo de ayuda a la predicción, que muestra las isobaras a nivel del mar, los máximos y mínimos relativos (altas, A, y bajas, B, usualmente con el valor extremo de la presión allí), las masas de aire, y sus frentes. Las isobaras no pueden cruzarse entre ellas porque en el punto de corte no estaría definida la presión. En las zonas donde predomina el buen tiempo, como en Madrid, hay sobrepresión prácticamente durante todo el año (la media anual corregida a nivel del mar es de 101,6 kPa (la media mensual oscila entre 101,4 kPa en agosto y 102,0 kPa en enero, aunque los valores instantáneos pueden oscilar 1 kPa sobre estas medias). Para calcular la presión a nivel del mar, p_{SL} , suele usarse la extrapolación de atmósfera isoterma: $p_{SL}=p_{ST}\exp[gz_{ST}/(RT_{ST})]$, donde ST se refiere a los valores medidos en la estación meteorológica (de altitud z_{ST}). El viento en superficie en latitudes medias y altas es oblicuo a las isobaras, debido al efecto combinado de la fuerza de Coriolis y a la capa límite planetaria, con dirección preponderante de A a B (i.e. de altas a bajas) y velocidad proporcional a la distancia entre isóbaras. La extensión del mapa suele ser de 1000..3000 km (escala sinóptica).
- Mapa topográfico de altitud geopotencial en altura (el más usado es el de 50 kPa). Muestra las isohipsas de esa superficie isobárica, de 40 en 40 m, pasando por la de 5560 m (el valor ISA a 50 kPa, siendo el gradiente vertical con este modelo $dp/dz=-\rho g=-pg/(RT)=-500\cdot 10^2\cdot 9,8/(287\cdot 252)=-6,8$ Pa/m), incluyendo las isotermas (a trazos) y marcando las corrientes en chorro. A veces se omite el último dígito en las altitudes para simplificar la leyenda (i.e. las isohipsas se etiquetan en decámetros neopotenciales, ‘gpdam’). Nótese que, a diferencia del mapa de isobaras en superficie, el mapa de isohipsas en altura presenta un marcado sesgo meridiano, pues, al disminuir la temperatura con la latitud, la isobara de 50 kPa tiende a estar más baja a mayor latitud; por cierto que por esta misma razón (atmósfera baroclina), si se comparan mapas de altura a distintas presiones, la densidad de isohipsas aumenta al disminuir la presión (i.e. el sesgo meridiano aumenta con la altura). En latitudes medias y altas, el viento en altura es prácticamente paralelo a las isobaras (o lo que es casi igual, a las isohipsas) y se llama geostrófico (Gr. γεο-στρεφειν, girado por ‘la rotación de’ la Tierra), pues la fuerza de fricción es despreciable y el gradiente de presiones queda compensado con la fuerza de inercia de Coriolis en ejes rotatorios; la dirección del viento es tal que el triedro $(\nabla p, \vec{v}, \vec{\Omega})$ sea a derechas, y su velocidad es proporcional a la distancia entre las isobaras, que en los mapas de altura se corresponden prácticamente con las isohipsas como ya se ha dicho ($dp/dz=-6,8$ Pa/m a 50 kPa). Aunque pudiera parecer que el mapa de altura sólo interesa en aviación, es fundamental también para los modelos de predicción del tiempo en superficie.

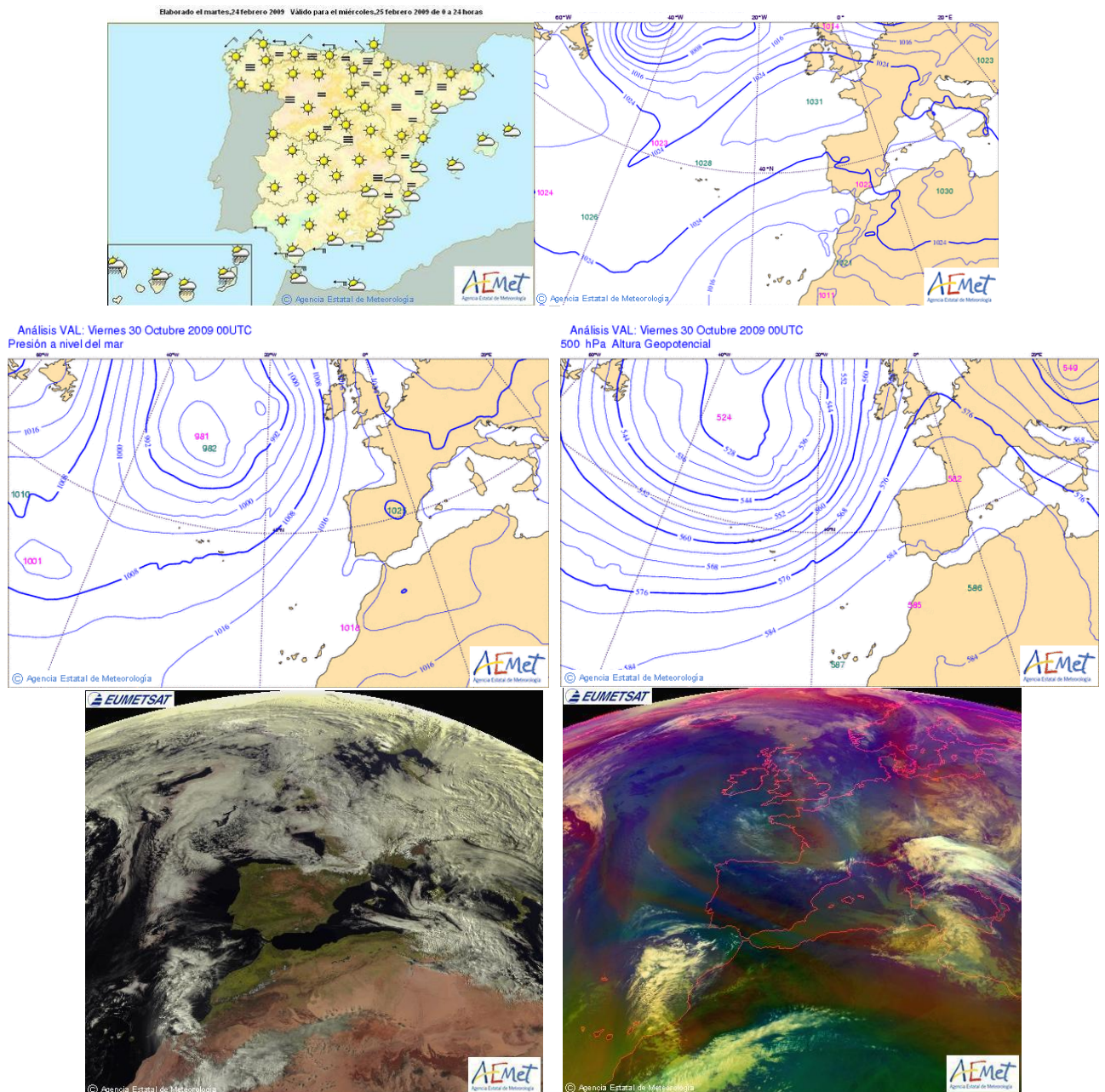


Fig. 19. Mapas e imágenes meteorológicas: a) mapa significativo, b) mapa de superficie, c) mapa de altura, d) imagen Meteosat de la cobertura nubosa (canal visible), e) imagen Meteosat de las masas de aire (multiespectral). <http://www.aemet.es>, Agencia Estatal de Meteorología (AEMET), antes Instituto Nacional de Meteorología (INM).

Centros de acción, masas de aire y frentes

El tiempo que hace en un lugar y momento considerados, depende de la historia de la masa de aire que en ese momento está ahí, pero que viene de otro sitio, arrastrada por el viento, que en superficie se mueve de las regiones con alta presión barométrica hacia las regiones de baja; estas regiones de máximos y mínimos relativos de presión en superficie se llaman centros de acción; en los de alta se originan las masas de aire que llevan el ‘tipo de tiempo’ (la temperatura y la humedad) hacia los de baja.

- Anticiclón, o alta (A en el mapa del tiempo, H en inglés). Corresponde a un máximo relativo de presión a nivel del mar (siempre es superior a la media estándar de 101,325 kPa), y en su entorno las isobaras son casi-circulares y bastante espaciadas, pues en ellas el viento en superficie es divergente, moderado, y con giro a derechas en el hemisferio Norte. El flujo divergente se

compensa con una corriente que desciende desde las capas altas, normalmente forzado por una sobrepresión en altura (anticiclón dinámico) que hace que el aire descendiente (subsistencia) se calienta por compresión isoentrópica, dando lugar a un tiempo apacible y despejado. Otras veces el origen no es dinámico sino térmico, como los anticiclones que se forman por enfriamiento de las superficies de los continentes en invierno; en este caso, la velocidad de la subsistencia disminuye con la altura. Los anticiclones dinámicos son muy estables en localización y duración (con pequeñas oscilaciones de situación e intensidad a lo largo de las estaciones), y por eso se les da nombre propio: anticiclón de las Azores, de Hawai, del Índico, del Atlántico Sur, del Pacífico Sur.

- Depresión (o ciclón, o borrasca, o baja, B en el mapa del tiempo, L en inglés). Pueden ser de origen térmico (superficies continentales cálidas en verano, disminuyendo la velocidad con la altura, donde dan lugar a altas), o de origen dinámico (aire absorbido por una dorsal en altura; la velocidad crece en altura en este caso). Las depresiones son menos estables que los anticiclones, y no se les da nombre propio (excepto a la depresión de Islandia, que es muy estable, y a los huracanes (ciclones tropicales), que pese a su carácter transitorio, merecen detallada atención por los peligros que entrañan). Los ciclones tropicales se forman cuando una masa de aire tropical marítima escapa del cinturón de bajas presiones ecuatoriales (zona de convergencia intertropical) y sobrepasa unos 15° de latitud en donde ya empieza a ser importante la aceleración de Coriolis, que le hace girar (a izquierdas en el hemisferio Norte) y aumentar la depresión que, sobre aguas cálidas (principalmente en el Caribe y las Filipinas) da lugar a una gran evaporación superficial y una gran condensación en altura, con un gran desprendimiento de calor que realimentan la fuerza del viento, hasta llegar a la costa (empujado hacia el Oeste por los alisios), donde se van disipando no sin antes causar graves daños. El ojo del huracán es la región axial de unos 20..60 km de diámetro donde la depresión dinámica es tan grande que incluso aspira aire axialmente, aunque la disipación turbulenta en el ojo reduce mucho la velocidad del aire (que es pequeña y descendente, como en el ojo de los tornados) y la temperatura ahí es mayor y no hay condensación (se ve un agujero en la cobertura nubosa, Fig. 20).

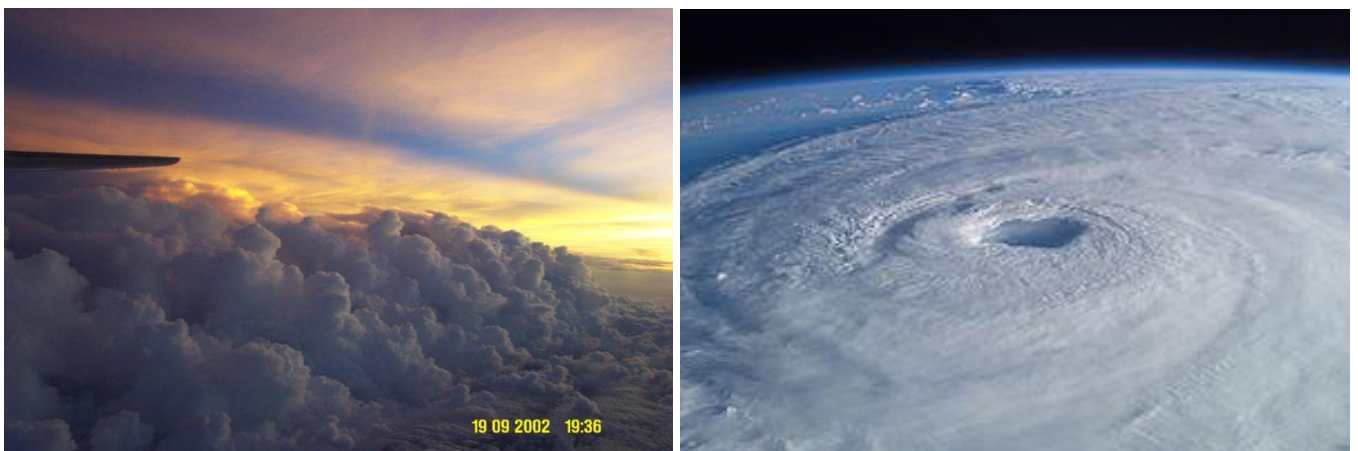


Fig. 20. a) Huracán Isidore-2002 fotografiado desde un avión a 2100 m de altitud. b) Huracán Isabel-2003 fotografiado desde la estación espacial ISS (<http://en.wikipedia.org/wiki/Hurricane>).

En los mapas de altura es más raro que aparezcan centros de acción propiamente dichos (i.e. que las isolíneas se cierren como en los anticiclones y depresiones por haber máximos y mínimos relativos), debido a la inclinación media de las superficie isobaras (más altas hacia el Ecuador), siendo lo más normal que aparezcan ondulaciones que no llegan a cerrarse, llamadas dorsales y vaguadas, las cuales también aparecen en el mapa de isobaras de superficie (pero en éste no son tan importantes).

- Dorsal, o loma (o cuña anticiclónica, si es en superficie), es una deformación de las isolíneas (isobaras o isohipsas) hacia las altas latitudes (i.e. en forma de U-invertida en los mapas del hemisferio Norte, y de U en el hemisferio Sur), dando lugar a máximos (de presión o de altitud) sólo a lo largo del eje de la dorsal (y no también del perpendicular, como en los anticiclones). En altura se etiquetan con la misma letra que los anticiclones (A), e indican que la masa de aire por debajo está más caliente que en sus alrededores.
- Vaguada, o valle, es una deformación de las isolíneas (isobaras o isohipsas) hacia las bajas latitudes (forma de U en los mapas del hemisferio Norte), dando lugar a mínimos (de presión o de altitud) sólo a lo largo del eje de la vaguada (y no también del perpendicular, como en las borrascas). En altura se etiquetan con la misma letra que las borrascas (B), e indican que la masa de aire por debajo está más fría que en sus alrededores.
- Collado, es la región donde la topografía es casi plana porque en ella cambia el signo del gradiente (como en una silla de montar), que allí es nulo (las isobaras o isohipsas aparecen muy alejadas). No suelen etiquetarse en los mapas (a veces se pone una C).

Los centros de acción pueden clasificarse en diversos grupos:

- Según su origen, en dinámicos y térmicos, como ya se ha indicado. Los centros de acción dinámicos suelen aparecer contrapuestos en los mapas de superficie y de altura (e.g. a un anticiclón en superficie le corresponde una baja en el mismo lugar en altura), pero los centros de acción térmicos no suelen tener correspondencia en altura.
- Según su situación, en permanentes (se desplazan poco de su ubicación habitual siguiendo la declinación solar) y transitorios (aparecen y desaparecen con las estaciones, o se desplazan mucho, e.g. los térmicos). Los permanentes suelen tener una distribución zonal: cinturón de bajas presiones ecuatoriales (que pueden dar lugar a huracanes tropicales si alcanzan latitudes mayores de unos 15°), cinturón de altas presiones subtropicales, cinturón de bajas presiones subpolares (asociadas al frente polar, como la borrasca de Islandia), y cinturón de altas presiones polares (anticiclones ártico, antártico, canadiense y siberiano).
- Según su extensión, en primarios (los grandes centros permanentes) y secundarios (e.g. la depresión de Liguria o del golfo de Génova, el anticiclón del desierto de Sonora en México, y los anticiclones peninsulares de verano).

Masas de aire

En meteorología, una masa de aire es un gran volumen de aire con temperatura y humedad casi uniformes y distintas a las de los volúmenes adyacentes. Puede tener gran extensión horizontal, hasta unos 1000·1000 km², y unos 3 km de altura, y se forma sobre grandes superficies de características

homogéneas (grandes regiones oceánicas o continentales) y vientos flojos (para que haya mucho tiempo de residencia). Suelen distinguirse cuatro tipos térmicos de masas de aire: ártica (A), polar (P), tropical (T) y ecuatorial (E); y dos tipos higrométricos: marítimo (m, húmedo) y continental (c, seco); a veces se añade una tercera letra para indicar la estabilidad respecto al suelo, poniendo k (colder) si la masa es más fría, o w (warmer) si es más caliente. Las masas continentales polares, cP, son frías en invierno, pero cálidas en verano; las demás apenas varían estacionalmente. El espesor de la separación entre masas de aire es del orden de 10 km y se llama frente, el cual se designa con el nombre de la masa que empuja, y tiene un movimiento básicamente horizontal. Así pues, las masas de aire pueden ser de los tipos siguientes:

- Ártica marítima (mA o Am), fría y seca, procedente de Islandia, puede llegar en invierno si hay altas presiones allí; puede dar precipitaciones de nieve en la cornisa cantábrica.
- Ártica continental (cA o Ac), fría y seca, procedente del Ártico o de la Antártica en sus respectivos inviernos, cuando hay altas presiones allí; da lugar a heladas sin nieve (en Europa entran por el NE).
- Polar marítima (mP o Pm), fría y húmeda, llega a Europa procedente del W de Irlanda; típico del invierno, produce lluvia en la zona NW; en primavera suele cambiar y venir de las Azores, siendo entonces la masa mP cálida y húmeda, produciendo abundantes lluvias en el SW.
- Polar continental (cP o Pc), fría y seca, procedente del norte de Europa, Liberia o Canadá; típico del invierno; produce tiempo estable, frío y seco.
- Tropical marítima (mT o Tm), cálida y húmeda, procedente de las Azores, típico del verano (produce lluvia en la zona NW), pero que puede darse también en invierno (produce lluvia en la zona SW).
- Tropical continental (cT o Tc), cálida y seca, que puede llegar en verano procedente de África, con calimas, olas de calor, e incluso con arena en suspensión, en el SE.

Las masas de aire se van desplazando con el viento, intercambiando masa (agua) y energía (térmica) con la superficie, donde el gradiente es mayor. Cuando la masa se enfría o toma agua se estabiliza, y cuando se calienta o precipita se desestabiliza. La interacción entre masas de aire es complicada porque la difusión es pequeña y por tanto el mezclado no es eficiente, produciéndose discontinuidad de propiedades (frentes).

Frentes

Un frente meteorológico es una franja de separación (de unos 10 km de espesor) entre dos masas de aire (de unos 1000 km de extensión) de diferentes características de temperatura y humedad, y se clasifican en: fríos, calientes, estacionarios y ocluidos. Los frentes se mueven desde las altas a las bajas presiones, por eso en latitudes medias suelen venir del oeste, con los vientos predominantes. En las imágenes de satélite, los frentes se corresponden con franjas de nubes.

- Frente frío. Al avanzar sobre una masa de aire caliente y ser el aire frío más pesado, hace de cuña y levanta el aire más cálido, produciendo bajas presiones y precipitación (al llegar el frente). Se mueven deprisa, a unos 10 m/s, por su mayor densidad, y causan una bajada brusca de

temperaturas en pocas horas. En mapas de tiempo, los frentes fríos están marcados con el símbolo de una línea azul de triángulos que señalan la dirección de su movimiento. En latitudes medias-altas se sitúa permanentemente un frente polar que separa los vientos fríos del este (polares), de los vientos del oeste en latitudes medias. Este frente se ondula y da lugar a frentes fríos hacia el Ecuador y frentes cálidos hacia los Polos (frontogénesis).

- Frente cálido. Una masa de aire tibio que avanza más despacio, a unos 5 m/s, pasando por encima de una masa de aire frío que retrocede. Suelen venir de latitudes bajas y, con el paso del frente cálido la temperatura y la humedad aumentan, y la presión sube. Al llegar un frente cálido, primero aparecen nubes altas (cirros), luego altoestratos y al cabo de unas 12 horas nimboestratos, dejando un tiempo apacible excepto cuando el aire cálido ascendente es inestable y da lugar a fuertes chubascos y tormentas, tras lo cual queda un tiempo cálido y despejado.
- Un frente ocluido se forma cuando un frente frío (que avanza más deprisa) acaba barriendo en superficie al frente caliente que antecede (más lento); el conjunto de un frente cálido seguido de un frente frío se denomina sistema frontal. El frente ocluido da lugar a nubes medias con lluvias débiles y persistentes, hasta que al cabo de un día o dos, el frente ocluido desaparece por difusión (frontolisis). En los mapas meteorológicos los frentes ocluidos se indican con una línea punteada rosada entre las marcas del frente frío y el frente caliente que señalan la dirección de su desplazamiento.
- Un frente estacionario es un límite entre dos masas de aire, de las cuales ninguna es lo suficientemente fuerte para sustituir a la otra. Suelen ocurrir sobre el océano. En los mapas meteorológicos están marcados con una línea de círculos rojos y triángulos azules que se alternan, puestos en direcciones opuestas, simbolizando la naturaleza dual del frente.

Circulación general

La dinámica de los fluidos medioambientales (atmósfera y océano) es el movimiento originado por el desigual calentamiento por radiación solar de la Tierra que, aunque a nivel global apenas varía temporalmente, a nivel local el Sol no calienta todas las regiones por igual ni al mismo tiempo, siendo la dinámica atmosférica preponderante frente a la oceánica porque, además de contribuir con algo más de la mitad al transporte de energía desde el Ecuador a los Polos (un 60% o así, principalmente en forma de calor latente del vapor de agua), es la causa directa del movimiento (por la inestabilidad atmosférica), mientras que la dinámica oceánica viene ‘arrastrada’ por el aire, y sólo contribuye en un 40% o así al transporte de energía.

Salvo el suave bombeo gravitacional, principalmente debido a la Luna, todo el movimiento del aire y el mar es debido a ese bombeo térmico solar: calentamiento en la zona tropical y enfriamiento en las zonas polares. El primero en explicar este origen de los vientos fue Torricelli (hacia 1640), y a la misma conclusión llegó E. Halley en 1686 (el astrónomo inglés descubridor del cometa Halley), que fue el que más influyó en el desarrollo posterior. El primero en explicar por qué los vientos permanentes tienen componente zonal (y no sólo latitudinal) fue G. Hadley en 1735, aunque hasta el siglo XIX prevalecieron las ideas de Halley, que era científico de prestigio, mientras que Hadley era abogado de formación y meteorólogo de afición.

Hablando del bombeo gravitacional, hay que tener presente que las mareas no sólo se dan en el agua oceánica, sino también en la atmósfera y la litosfera, aunque en menor cuantía por el efecto combinado de las diferentes densidad y fluidez, dando lugar a oscilaciones en la altura de la capa de aire (suele medirse la presión en superficie en lugar de la altura de la tropopausa, por ejemplo) y en la altura del terreno (respecto al centro de la Tierra), de periodo semidiario (12 h) como las mareas tradicionales. En la corteza terrestre, se miden amplitudes de hasta 0,5 m en latitudes bajas, disminuyendo hacia los Polos. En la atmósfera, a nivel del mar y en latitudes bajas se miden amplitudes de unos 150 Pa, disminuyendo hacia los Polos, pero en este caso el bombeo gravitacional sólo contribuye unos 10 Pa (y la mayor parte no es debida a la marea propia de la masa del aire sino al bombeo que ocasionan las mareas oceánicas); el resto de la marea atmosférica no es debido a la atracción gravitatoria luni-solar, sino al bombeo térmico solar que, aunque de periodo diario (24 h), genera armónicos importantes por no ser la excitación solar senoidal. Esta marea atmosférica suelen presentar los máximos a las 10 h y a las 22 h.

Tanto en la atmósfera como en los océanos, juega un papel crucial un componente minoritario: el agua en el caso del aire (globalmente un 0,3% en peso), y la sal en el caso del agua (un 3,5% en peso). La gran diferencia de inercia, sin embargo, hace que en la atmósfera los tiempos y distancias característicos de cambio sean mucho menores (unos pocos días y algunos kilómetros, frente a varias decenas de días y decenas de kilómetros en el océano).

La circulación general de la atmósfera puede explicarse de forma secuencial de la manera siguiente. El movimiento del aire nace, por así decir, en la zona ecuatorial donde la mayor absorción solar en superficie produce un sobrecalentamiento del aire que, al disminuir su densidad y en presencia del campo gravitatorio, origina una fuerza neta de flotabilidad que le hace ascender (efecto chimenea). Esta corriente ascensional, en altura se encuentra con un gradiente horizontal de presiones (porque la columna de aire caliente desde el suelo ha disminuido menos su presión hidrostática, e.g. a 10 km de altitud, la presión sobre el Ecuador es de unos 30 kPa y en latitudes medias es de 20 kPa), que le hace divergir hacia regiones más frías a ambos lados del Ecuador, hacia los Polos. Si la Tierra estuviese inmóvil y el Sol diera vueltas a su alrededor, sólo habría una célula de circulación en cada hemisferio, pues la depresión ecuatorial atrae aire de mayor latitud en superficie (i.e. los vientos dominantes sería fríos polares en todo el globo); las corrientes en altura cerrarían el ciclo en latitudes polares donde el aire más frío en altura descendería. Sin embargo, como la Tierra gira hacia la derecha (en sentido contrario a las agujas del reloj visto desde el Norte), la fuerza de Coriolis desvía las corrientes superficiales (de menos de 1 km de altura) que van hacia el Ecuador hacia la izquierda (vientos alisios, del nordeste en el hemisferio Norte, del sudeste en el Sur), y las corrientes en altura (cerca de la tropopausa) que van hacia los Polos, hacia la derecha, i.e. los vientos intertropicales en altura son del SW en el Norte y del NW en el Sur, acortando la célula principal hasta latitudes de unos 30° (en las que el aire enfriado en altura cae), y apareciendo otras células en latitudes mayores, en ambos hemisferios. En la zona de convergencia intertropical apenas hay viento (calmas ecuatoriales, en inglés *doldrums*)

Así, la circulación general de la atmósfera terrestre da lugar a tres arrollamientos zonales en cada hemisferio (aunque la célula intermedia no está bien cerrada en altura), llamados en general células de Hadley, o en más detalle células de Hadley, Ferrel y Polar (Fig. 21). En Venus la fuerza de Coriolis es pequeña porque el planeta gira más despacio (tarda 243 días terrestres en dar una vuelta sobre su eje, y de Este a Oeste, no como los demás planetas) y por ello sólo aparece una célula de Hadley en su atmósfera. Júpiter, sin embargo, gira tan rápido (tarda menos de 10 h), que aparecen muchas más células de Hadley (las bandas que se ven en las fotos). La desviación por efecto Coriolis hace que los vientos permanentes en el hemisferio Norte, tanto en superficie como en altura, vayan o vengan entre el primer y el tercer cuadrante cartesiano, y en el hemisferio Sur entre el segundo y el cuarto. La circulación general es más o menos constante (estacionaria) en las células de Hadley y Polar, siendo mucho más variable en la célula de Ferrel, que es más inestable y donde la meteorología se hace menos predecible. La circulación general en superficie en la célula de Ferrel tiene una componente latitudinal preponderante hacia los Polos, pero en altura la componente latitudinal es menos pronunciada y más variable, pues se trata de una zona de transición entre las células estables de Hadley y Polar.

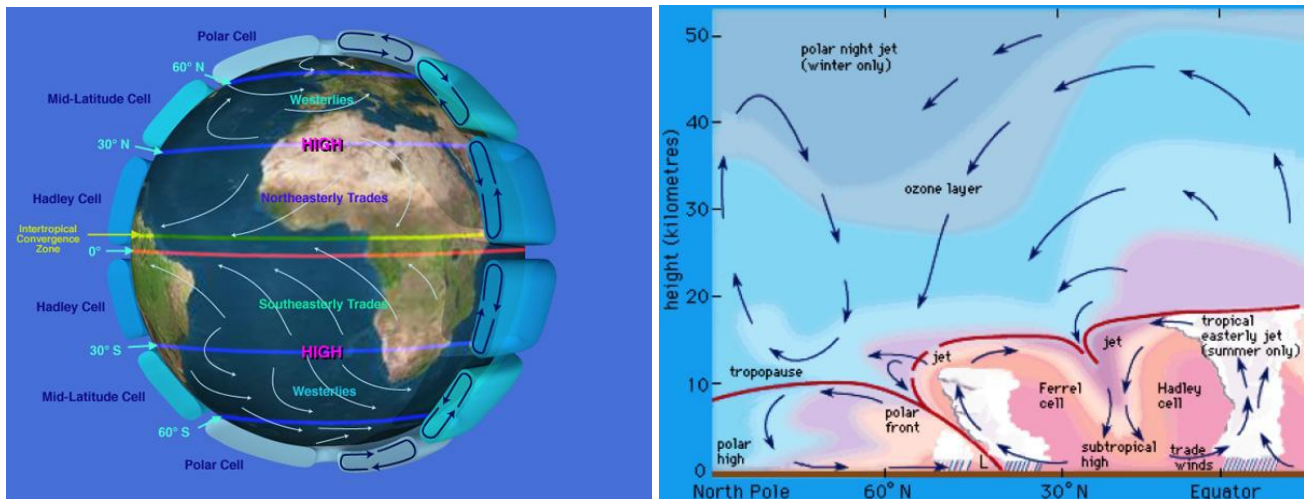


Fig. 21. Circulación general de la atmósfera: células de Hadley, Ferrel, y Polar.

Debido a la declinación solar estacional, las dos células de Hadley no convergen en el Ecuador geográfico, sino en la zona de convergencia intertropical (ITCZ), o Ecuador térmico, cuya posición sigue el curso anual del sol, desplazándose una media de 10° hacia el Norte en julio y de unos 5° hacia el Sur en enero, aunque la posición concreta viene modulada por la distribución de masas continentales, pudiendo sobrepasar los trópicos en algún caso (Fig. 22).

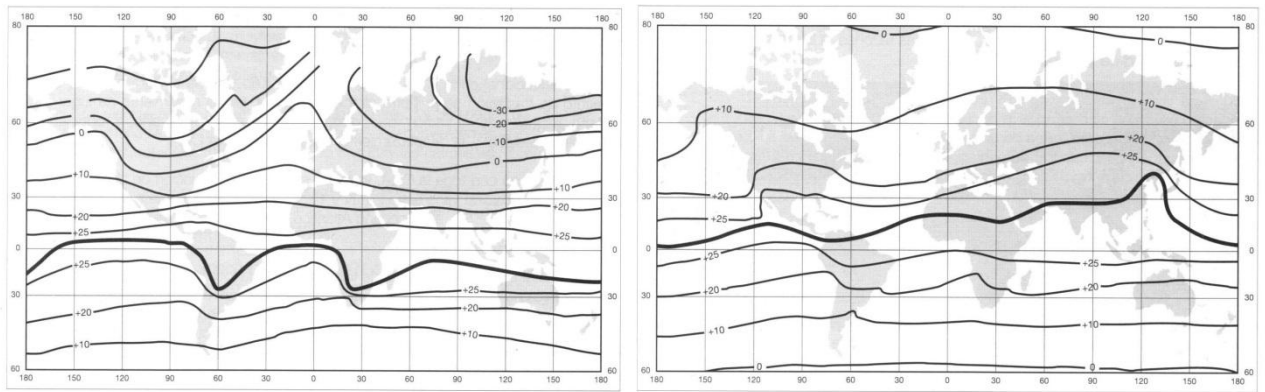


Fig. 22. Variación estacional de la zona de convergencia intertropical (línea gruesa) y de las isothermas medias en superficie (enero y julio).

Al considerar los vientos de la circulación general atmosférica surge la pregunta de por qué predominan los vientos del oeste, y eso que la Tierra gira en esa misma dirección. La respuesta más sencilla es: para conservar el momento angular en el movimiento general del aire desde el Ecuador a los Polos. Esto es, los vientos zonales son consecuencia de la desviación de Coriolis de los vientos meridianos, y el promedio anual de estos últimos en un paralelo dado ha de ser nulo por conservación de la masa y simetría, por lo que, al ser la desviación de Coriolis lineal con la velocidad, el promedio anual de estos últimos en un meridiano dado también ha de ser nulo. En latitudes medias predomina el viento del Oeste tanto en superficie como en altura; de hecho, en altura, son también preponderantes los vientos del Oeste en todas las latitudes. Pero todo esto ocurre en la troposfera. En la estratosfera y la mesosfera, aunque con grandes fluctuaciones, predominan los vientos del Este en latitudes bajas durante todo el año, y en el verano de cada hemisferio para las demás latitudes (y en superficie en las células de Hadley y Polar). En la célula de Ferrel, los vientos en superficie son predominantemente del Oeste, con velocidad creciente con la altitud hasta la troposfera, donde alcanza valores medios de unos 10 m/s (mucho más en los extremos, donde se desarrollan las corrientes en chorro); a partir de esa cota el viento disminuye con la altura más o menos al mismo ritmo que había aumentado en la troposfera, con lo que a unos 20 km cambia de sentido (velocidad media despreciable) y sigue creciendo, siendo de unos 30 m/s a la altitud de los globos estratosféricos, i.e. 40 km (i.e. por debajo de 20 km predomina el viento del oeste, y por encima el viento del este). El viento del Oeste en superficie es bastante más intenso en el hemisferio Sur porque en el hemisferio Norte se frena en las superficies continentales. En Europa predomina el viento del oeste (del WNW en invierno y del WSW en verano).

Fuerzas actuantes

Para entender mejor la dinámica atmosférica es preciso considerar en detalle las fuerzas que actúan sobre una masa de aire, y que son las que generan, mantienen y disipan el viento, según la ecuación de Newton del movimiento, $m d\vec{v}/dt = \sum \vec{F}$. Para un volumen unitario elemental, $\rho d\vec{v}/dt = \sum \vec{f}$, las fuerzas son las de presión \vec{f}_p , fricción \vec{f}_f , gravitatoria \vec{f}_g , centrífuga \vec{f}_c , y de Coriolis \vec{f}_C ; estas dos últimas aparecen por no elegir ejes inerciales sino en rotación con la Tierra, a $\Omega = 2\pi/86400 = 73 \cdot 10^{-6}$ rad/s. Las fuerzas de presión y de fricción son de superficie, y las demás de volumen. En más detalle:

- La del gradiente de presión, $\vec{f}_p = -\nabla p$, cuyo efecto más importante es en el movimiento horizontal porque el gradiente vertical de presión, pese a ser mucho mayor, se compensa con la

fuerza gravitatoria. Por ejemplo, la convección térmica intertropical antes descrita, aspira el aire del entorno de la zona caliente en superficie para alimentar la corriente ascendente; el aire caliente ascendente hace que la presión vaya disminuyendo en esa columna en menor grado que en el aire ambiente de alrededor, por lo que el gradiente horizontal de presión irá creciendo con la altura, desviando el aire ascendente tropical hacia los polos. Los gradientes horizontales de presión son los que originan los grandes movimientos horizontales, los llamados propiamente vientos, pues las corrientes ascendentes y descendentes son en promedio mucho menores.

- La de fricción, $\vec{f}_f = \mu \nabla^2 \vec{v}$, siendo μ la viscosidad del aire. La fuerza de fricción se opone siempre al movimiento y es mayor donde hay fuertes gradientes de velocidad, i.e. en la capa límite planetaria (hasta 1 km de altura sobre el terreno, o así) y otras zonas de cortadura más localizadas (tornados, corrientes en chorro, frentes...). Surge aquí una de las mayores complicaciones de toda la mecánica de fluidos, y es que este modelo basado en la viscosidad real del fluido (una característica constitutiva intrínseca) sólo es aplicable al movimiento laminar de los fluidos o a la simulación directa del movimiento turbulento, pero no es aplicable a las ecuaciones del flujo turbulento promediado. Como el movimiento del aire a gran escala es siempre turbulento y la simulación numérica directa (DNS) no es practicable con los ordenadores actuales, es preciso introducir un modelo turbulento; el más sencillo es cambiar el coeficiente de viscosidad del fluido, μ , por un factor empírico que tenga en cuenta la turbulencia, μ_{turb} , que depende del tipo de flujo y es difícil de evaluar.
- La gravitatoria, $\vec{f}_g = \rho \vec{g}$, que mantiene atrapado el aire contra la superficie y establece un fuerte gradiente vertical de presión. Si la atmósfera no está en equilibrio (y nunca lo está), esta fuerza puede dar lugar a movimientos verticales de aire por fuerzas de flotabilidad. Como el coeficiente de dilatación del aire es siempre positivo, basta un pequeño gradiente horizontal de temperatura causado por un calentamiento solar desigual de la superficie, para que el campo gravitatorio genere el movimiento de convección natural.
- La centrífuga, $\vec{f}_c = -\rho \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})$, por tomar ejes giratorios. Esta fuerza es pequeña y se contabiliza junto a la gravitatoria (en el Ecuador, donde es máxima, es 300 veces menor que la gravitatoria). Las fuerzas centrífuga y de Coriolis son las fuerzas de inercia que se añaden en ejes giratorios, en lugar de las aceleraciones del sistema de referencia no galileano, que se deducen del movimiento relativo:

$$\frac{d\vec{r}}{dt}\Big|_{\text{fijo}} = \frac{d\vec{r}}{dt}\Big|_{\text{móvil}} + \vec{\Omega} \times \vec{r} \quad \rightarrow$$

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2}\Big|_{\text{fijo}} = \frac{d}{dt}\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\Big|_{\text{móvil}} + \vec{\Omega} \times \vec{r}\right)\Big|_{\text{fijo}} + \vec{\Omega} \times \left(\frac{d\vec{r}}{dt}\Big|_{\text{móvil}} + \vec{\Omega} \times \vec{r}\right) \quad \rightarrow$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt}\Big|_{\text{fijo}} = \frac{d\vec{v}}{dt}\Big|_{\text{móvil}} + 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}).$$
 Si se considerase la Tierra quieta y el Sol girando a su alrededor, no habría ni efectos centrífugos ni de Coriolis. Pero habrá que tener en cuenta la fuerza centrífuga que aparece en otros movimientos giratorios, como vientos fuertes en trayectorias de gran curvatura, ciclones y tornados.
- La fuerza de Coriolis (1835), $\vec{f}_c = -2\rho \vec{\Omega} \times \vec{v}$, también por tomar ejes giratorios, es característica de los movimientos geofísicos. Como la Tierra gira hacia el Este (i.e. la velocidad angular, $\vec{\Omega}$, apunta al Norte), en ejes Tierra los vientos que se alejen del eje de giro han de girar al Oeste para conservar el momento angular (según reconoció el meteorólogo Norteamericano William Ferrel en 1859), mientras que los vientos que se acerquen al eje se desviarán hacia el Este (por eso, como

en altura predominan los vientos del Ecuador a los Polos, han de predominar los vientos del Oeste. En superficie, en cambio, aunque en la célula de Ferrel (Fig. 21) los vientos tienen componente polar y por tanto del Oeste, en las células de Hadley y Polar los vientos en superficie van hacia el Ecuador y por tanto son del Este (Fig. 21). Como el movimiento vertical del aire es de menor cuantía, el efecto Coriolis en él es despreciable. La fuerza de Coriolis en los movimientos geofísicos sólo se aprecia a gran escala (i.e. es un efecto de largo recorrido), debido al pequeño valor de Ω .

En resumen, la ecuación del movimiento $\rho d\vec{v}/dt = \vec{f}_p + \vec{f}_f + \vec{f}_g + \vec{f}_c + \vec{f}_c$ pasa a ser:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{-\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{v} + \left(\vec{g} - \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \right) - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} \quad (25)$$

donde $D()/Dt = \partial()/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla()$ es la derivada total (local más convectiva). Para completar el modelo hay que añadir la ecuación de continuidad, $D\rho/Dt = -\rho \nabla \cdot \vec{v}$ (que es el balance másico total), la del balance másico de H₂O (que es difícil de modelar por culpa de los cambios de fase), y la de la energía (que también se complica por los cambios de fase, y más por los acoplamientos radiativos).

Vientos

El viento es el aire en movimiento, y se caracteriza por su velocidad media y su dirección de procedencia (de donde vienen las nubes, de donde viene el fuego..., contrariamente a las corrientes oceánicas, que se etiquetan con la dirección de destino, i.e. a donde nos lleva la corriente).

El viento es lo que más directamente se nota del aire ('hace mucho aire'), y normalmente nos da frío (porque suele estar a menor temperatura que nuestro cuerpo; si no, sofoca). El viento dispersa las hojas caídas y la contaminación, empujando los barcos y las nubes, y dando origen a las corrientes marinas superficiales, lo que supone una doble acción sobre la navegación marítima: el viento y el oleaje (precisamente en la correlación entre el estado de la superficie del mar y el viento se basa la escala Beaufort de clasificación de la fuerza del viento). El viento ayuda en la polinización, y es capaz de esculpir las rocas. El viento puede apagar los pequeños fuegos, como el de una cerilla o los quemadores de gas del hogar (con el consiguiente peligro, al seguir saliendo gases sin quemar), debido a que desprende la llama de su anclaje, pero puede avivar los fuegos de combustibles sólidos debido al mayor aporte de oxígeno.

En meteorología, se llama viento a la componente horizontal del viento, llamando a las componente vertical ascensión o subsidencia. El aparato que mide la velocidad del viento es el anemómetro, cuyo primer desarrollo se debe a Hooke (1667), aunque el artista renacentista Alberti había usado un dispositivo similar; la fuerza del viento se medía por la deflexión angular que sufría una chapa colgando de una charnela, todo ello enfrentado al viento mediante una veleta que hacía girar horizontalmente el conjunto. El anemómetro de tipo pitot usado en aeronáutica se debe a Pitot (1732). El tipo más común en meteorología es el anemómetro de cazoletas (3 o 4 aspas) en el que se mide la velocidad de rotación, aunque empieza a ser substituido por el anemómetro sónico (se mide la diferencia de velocidad del sonido

entre dos emisores/sensores (montando tres pares se mide también la dirección del viento). La dirección (de procedencia) se indica por el punto cardinal (rosa de los vientos), o en grados sexagesimales desde el Norte a derechas (e.g. un viento del E tiene 90°). En los mapas, la dirección e intensidad del viento se representan con una flecha (normalmente sin cabeza) con barbas sólo a un lado de la cola; cada raya de las barbas indica 5 m/s (se usa media barba para 2,5 m/s, y una banderola triangular para 25 m/s), y la dirección del viento es desde las barbas hacia la punta (nótese que en las veletas, el viento va desde la punta de la flecha o cabeza del gallo, hacia la cola).

La manera más antigua de medir las corrientes (de un río, del viento) es mediante el posicionamiento de cuerpos flotantes (se supone que la velocidad es la de arrastre), i.e. el viento se mide desde tierra siguiendo la posición de las nubes o de globos aeroestáticos (o, en este último caso, detectando su posición por radar o por radionavegación). En los sondeos, la velocidad y dirección del viento en función de la altura puede representarse conjuntamente en un diagrama polar de los vectores velocidad con una curva que une sus extremos, la odógrafa, en la que van marcadas las altitudes. Desde un satélite se puede medir el viento sobre la superficie del mar (velocidad y dirección) por dispersión rádar, enviando desde una antena giratoria un pulso de microondas de haz estrecho que se refleja en el mar (transpasa las nubes) y produce un eco proporcional a la rugosidad del oleaje (a su vez proporcional al viento).

Los vientos, además de servir de transporte convectivo de energía desde el Ecuador a los Polos y originar por arrastre las corrientes oceánicas, sirven para la renovación del aire y la dispersión de contaminantes en el entorno de los seres vivos (es bien conocida la tapadera ‘marrón’ de polución que se forma sobre las grandes ciudades cuando no hay viento). La calidad del aire depende de la emisión de contaminantes, su transporte, los procesos físico-químicos que sufre, y de los sumideros actuantes.

¿Dónde nace el viento? Decía Aristóteles que todo cuerpo en movimiento tiende a pararse por la fricción, pero ¿cómo se crea el movimiento? Newton lo explicaba así: todo cuerpo en movimiento tiende a mantenerse en movimiento, si no hay fuerzas que lo aceleren o deceleren (para el movimiento unidimensional, $F=ma$). Como consecuencia del calentamiento desigual de la superficie de la Tierra por la radiación solar, de la dilatación de aire, y de la fuerza gravitatoria, se generan movimientos convectivos en el aire (ascendencias y subsidencias), que a su vez dan lugar a corrientes horizontales de compensación que son de mayor amplitud porque las variaciones de energía potencial son muy pequeñas y todo desequilibrio pasa a energía cinética, y porque tienen mayor extensión para desarrollarse. Aunque, en media, la componente horizontal del viento es varios órdenes de magnitud mayor que la vertical, ésta puede ser mayor en los movimientos convectivos de tormentas. El viento aparece así en las superficies con desigual calentamiento donde se desarrollan las corrientes convectivas (como el Sol es un foco casi puntual de calor, en todas las atmósferas planetarias habrá viento).

Pueden distinguirse dos tipos de vientos según su extensión espaciotemporal. Unos son globales (su extensión es planetaria) y bastante permanentes (no varían mucho con el tiempo). Otros son regionales o locales (de extensión menor de unos 1000 km), y bastante variables (aunque algunos también son casi

permanentes o cíclicos). Los primeros constituyen la circulación general de la atmósfera, que engloba a los segundos.

El viento más sencillo de describir es el que se da en régimen estacionario por encima de la capa límite terrestre (i.e. cuando las fuerzas de fricción son ya despreciables), en latitudes no muy bajas, que se llama viento geostrófico (Gr. $\gamma\epsilon\omega-\sigma\tau\rho\phi\epsilon\iota\nu$, giro de la Tierra); en este caso, la ecuación del movimiento (25) se reduce a:

$$0 = \frac{-\nabla p}{\rho} + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} = \frac{-\nabla p}{\rho} + \vec{g} - f \vec{k} \times \vec{v} \xrightarrow{\vec{k} \times 0} 0 = -\vec{k} \times \frac{\nabla p}{\rho} - f\vec{v}$$

$$\xrightarrow{dp = -\rho g dz} 0 = g \vec{k} \times \nabla Z - f\vec{v} \quad \left\{ \begin{array}{l} -fv = -g \frac{\partial Z}{\partial x} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{-1}{\rho R \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} \\ fu = -g \frac{\partial Z}{\partial y} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{-1}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial \phi} \\ 0 = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \end{array} \right. \quad (26)$$

donde $f=2\Omega\sin\phi$ es el factor de Coriolis (la fuerza de Coriolis por unidad de volumen es $\vec{f}_c = -\rho f \vec{k} \times \vec{v}$), \vec{k} es el vector unitario vertical local, $Z(x,y)$ es la superficie isobara que pasa por el punto considerado, y habiendo tomado coordenadas cartesianas en la horizontal local (x,y,z) , siendo x la distancia en dirección longitudinal (positiva hacia el Este), y la distancia en dirección latitudinal (positiva hacia el Norte), y z la distancia vertical hacia arriba; para las últimas expresiones se ha supuesto Tierra esférica de radio R , y la posición del punto definida por la latitud ϕ y la longitud λ (angulares). Nótese que el modelo de viento geostrófico no es válido cerca del Ecuador porque $f=2\Omega\sin\phi$ ya no es un factor preponderante.

Vemos que el viento geostrófico, $\vec{v} = (g/f)\vec{k} \times \nabla Z = -(1/f)\vec{k} \times (\nabla p/\rho)$, no tiene componente vertical, y es perpendicular al gradiente de presiones (y al de isohipsas), y por tanto paralelo a las isobaras (y a las isohipsas), y de intensidad proporcional al gradiente (lo que permite calcular la velocidad del viento midiendo el gradiente de isohipsas en los mapas de altura). Otro corolario del flujo geostrófico es la llamada regla de Ballot, que dice que en el hemisferio Norte, el viento geostrófico tiene altas presiones a la derecha y bajas a la izquierda, y al contrario en el otro hemisferio. Nótese una vez más cómo la termodinámica gobierna la dinámica atmosférica: el viento geostrófico nace del gradiente horizontal de presiones, que es debido a las variaciones horizontales de densidad, que a su vez son proporcionales a las variaciones horizontales de temperatura.

Ejercicio 11. Determinar la velocidad y dirección del viento geostrófico sobre Madrid (40°N), sabiendo que en un mapa de altura (50 kPa) se observa que las isohipsas son casi verticales (i.e. paralelas a los meridianos), pasando por Madrid la de 5700 m y por Lisboa (a unos 500 km al Oeste) la de 5760 m (están dibujadas cada 60 m).

Solución. Se trata de aplicar $\vec{v} = (g/f)\vec{k} \times \nabla Z$. En módulo, $v=(g/f)|\nabla Z|$, donde $g=9,8 \text{ m/s}^2$, $f=2\Omega\sin\phi$, $=2 \cdot (2\pi/86400) \cdot \cos 40^\circ = 93,5 \cdot 10^{-6} \text{ rad/s}$, y $|\nabla Z| = \Delta Z / \Delta x = 60 / (500 \cdot 10^3) = 120 \cdot 10^{-6}$, luego, $v = (9,8 / (93,5 \cdot 10^{-6})) \cdot 120 \cdot 10^{-6} = 12,6 \text{ m/s}$.

$6)) \cdot 120 \cdot 10^{-6} = 13$ m/s. En dirección, la regla de la mano derecha enseña que, al ser \vec{k} vertical hacia arriba (pulgar) y hacia el Oeste (el dedo índice a la izquierda), el viento \vec{v} (el dedo corazón) apunta hacia el Sur (i.e. viento del Norte). El gradiente de presión en altura coincidirá con el gradiente de isohipsas, luego las presiones altas quedan al Oeste y las bajas al Este, como ocurre de ordinario con buen tiempo en Madrid, dominado por el anticiclón de las Azores (el viento que suele acompañar a la lluvia viene del Suroeste). Conviene apuntar que no se ha calculado el gradiente centrado en Madrid, sino entre Madrid y Lisboa, y que el gradiente promediado temporalmente siempre apuntará de Norte a Sur (tanto el de altitud de 50 kPa, como el de temperaturas y presiones).

Se suele llamar viento térmico (aunque no es un viento) al gradiente vertical del viento geostrófico, $d\vec{v}/dz$, que es un vector contenido en la superficie de presión constante y paralelo a las isotermas (el aire más caliente queda siempre a la derecha), como se deduce a continuación:

$$\frac{d\vec{v}}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{g}{f} \vec{k} \times \nabla Z \right) = \frac{d}{dz} \left(\frac{-1}{f} \vec{k} \times \frac{\nabla p}{\rho} \right) = \frac{-R}{f} \frac{d \ln p}{dz} \vec{k} \times \nabla_p T \quad (27)$$

que también se puede poner, integrando entre dos cotas, $\Delta\vec{v} = (-R/f) \ln(p_2/p_1) \vec{k} \times \nabla_p T$. Como en el hemisferio Norte la temperatura decrece hacia el Polo, $dT/dy|_p < 0$, el viento térmico (27) hace que el viento geostrófico aumente su velocidad con la altitud, y tiende a alinearlo con las isotermas en altura. Basta conocer cómo gira el viento en altura (e.g. con un globo sonda) para saber si el viento es frío o caliente (e.g. si en el hemisferio Norte la odógrafa gira a derechas con la altura, es porque el viento viene de regiones más cálidas). Las corrientes en chorro, que luego se describen, son un buen ejemplo de viento térmico. Nótese que si la atmósfera fuese barótrapa (i.e. que la densidad sólo dependiese de la presión y no de la temperatura), no habría viento geostrófico porque $\nabla_p T = 0$, y se verificaría el teorema de Taylor-Proudman, que dice que en estas condiciones el campo de velocidades no puede variar en la dirección del momento angular (aquí es $d\vec{v}/dz = 0$).

Se llama viento de gradiente al viento geostrófico cuando la fuerza centrífuga es importante, como ocurre alrededor de un centro de alta o baja presión en altura.

Volviendo ahora a cotas inferiores, hay que indicar que la disminución de velocidad en la capa límite terrestre es más pronunciada cerca del suelo; así, sobre terreno muy llano la velocidad en superficie (a 10 m del suelo, que es donde se mide) es ya del orden del 90% de la velocidad geostrófica (y sólo ha girado unos 10° .. 20° respecto a ella, mientras que en terreno muy rugoso (como el urbano) a 10 m la velocidad puede ser la mitad de la geostrófica (y haber girado unos 45° respecto a ella). El perfil vertical de velocidad del viento suele ajustarse a una curva del tipo $v = v_{10}(z/z_{10})^n$, con $n=0,1$ para terreno liso y $n=0,3$ para terreno muy rugoso (e.g. si en un entorno urbano se miden 5 m/s a 10 m de altura, a 100 m de altura la velocidad del viento será de unos $5(100/10)^{0,3} = 10$ m/s).

La circulación general de la atmósfera da lugar a una distribución zonal de centros de acción (altas y bajas), que a su vez condicionan los vientos a escala sinóptica. En el cinturón ecuatorial de bajas

presiones, de origen térmico, los vientos no son importantes. En el cinturón subtropical de altas presiones, de origen dinámico (e.g. anticiclón de las Azores), se originan los vientos dominantes en latitudes medias, e.g. vientos del W en la península ibérica, sobre todo en primavera, aunque en invierno, la alta centroeuropea puede dar lugar a vientos del E muy fríos y secos, y en verano, la baja norteafricana puede dar lugar a vientos cálidos y secos, y en otoño, la baja del golfo de Génova, de carácter dinámico, puede traer vientos cálidos y húmedos del Mediterráneo, que si se combinan con un embolsamiento de aire frío por depresión aislada en niveles altos (DANA) pueden ocasionar episodios de gota fría. La DANA (*cut-off low* en inglés) se forma cuando un ramal de la corriente en chorro (polar o subtropical) queda desprendido y aislado de la corriente principal y se mueve independientemente del chorro (del Oeste), y puede ser estacionaria o, incluso, retrograda (del Este); la DANA se sitúa a unos 6 km u 8 km de altitud, observándose en el mapa de altura como un mínimo local en las isotermas (que aparecen casi concéntricas), y apenas tienen correspondencia en superficie.

El tamaño de los centros de acción puede estimarse con el modelo de viento geostrófico en latitudes medias y velocidades típicas del viento de unos 10 m/s, pues igualando la aceleración de Coriolis, $a_c = 2\omega v \sin\phi = 2 \cdot (2\pi/86400) \cdot 10 \cdot \sin 45^\circ = 10^{-3} \text{ m/s}^2$, con la centrífuga, $a_c = v^2/R$, se obtiene un radio típico $R = v^2/a_c = 10^2/10^{-3} = 100 \text{ km}$, con un periodo de rotación $\Delta t = 2\pi R/v = 2\pi \cdot 10^5/10 = 18 \text{ h}$.

Aunque mucho menos pronunciadas que las células de Hadley, Ferrel y Polar, la disimetría azimutal en la distribución de masas continentales origina unas células de recirculación o arrollamientos de eje meridiano (células de Walter) con ascensiones en África (30°E), América (90°W) y Oceanía (150°E), y subsidencias en las zonas marítimas intermedias.

La capa límite planetaria ocupa unos 500 m sobre terreno llano por la noche, pero a media tarde llega hasta uno o dos kilómetros de altura en general (más incluso sobre zonas muy calientes y secas, debido a la convección vertical); la altura de la capa límite puede medirse con radares (o mejor lidares) sintonizados para detectar gradientes térmicos y turbulencia. En altura, pese a que las velocidades son mucho mayores, los gradientes son muy pequeños (excepto en la corriente en chorro). Es dentro de esta capa límite terrestre donde tiene lugar las células locales de convección térmica (o 'térmicas') que se originan por calentamiento solar a lo largo del día sobre terrenos secos y llanos, y que aprovechan las aves y los veleros (aviones sin motor). El calentamiento solar del aire cercano al suelo produce una capa de unos 100..200 m con flotabilidad positiva, en la que se desarrollan pequeñas chimeneas de aire caliente que se juntan y forman una gran columna térmica ascendente de unos cuantos cientos de metros tanto en anchura como en altura (hasta 1 km o más; el mismo tamaño de la nube cumuliforme a que suelen dar lugar). Estas térmicas están 1 °C o 2 °C por encima del ambiente, su velocidad ascensional está entre 1 m/s y 3 m/s, y se van enfriando hasta condensar; al sobrepasar la altura de la capa límite y ser entonces la atmósfera estable, la corriente térmica diverge horizontalmente y tiende a caer (con menor velocidad) por el exterior de la columna ascendente.

La fricción por gradiente de velocidad es la causa de que la capa límite planetaria sea turbulenta. Para velocidades típicas de 10 m/s y longitudes características de 1 km (vertical, 1000 km horizontal), el número de Reynolds es $Re = vL/\nu = 10 \cdot 10^3 / 10^{-5} = 10^9$ para el movimiento vertical (10^{12} para el horizontal), habiendo tomado $\nu = 10^{-5}$ m²/s para la viscosidad cinemática del aire. Esta capa límite turbulenta llega prácticamente hasta el suelo, pues la subcapa laminar (donde $Re < 10^3$) próxima al suelo (velocidades típicas de 1 m/s) apenas tiene un centímetro de espesor: $L = \nu Re / v = 10^{-5} \cdot 10^3 / 1 = 10^{-2}$ m. Al ir disminuyendo la velocidad al acercarse al suelo, la dirección geostrófica del viento va girando hacia la del gradiente de presión (lo que se llama espiral de Ekman).

La circulación general de la atmósfera está relacionada con la circulación oceánica, como ya se ha dicho, y como se sabía desde antiguo; e.g. los vientos favorables alisios en latitudes bajas y del W en latitudes medias, dan lugar a corrientes marinas favorables: la corriente del Golfo en el Atlántico Norte, y la de Kuro-Shivo en el Pacífico Norte. Por eso Colón (1492) bajó hasta 25°N para ir al Oeste en busca de las Indias (y tuvo suerte de que ese año los alisios fuesen fuertes en esas latitudes), y subió hasta 40°N para volver a Europa; también Andrés de Urdaneta (1565) subió hasta 35°N para regresar a Acapulco (16°N) desde Manila (13°N) sin tener que volver por El Cabo como Elcano (primera circumnavegación: 1519-1522).

Además de esta correlación entre los vientos y las corrientes superficiales, hay muchos otros procesos de interés debidos a este acoplamiento atmósfera-océano, como la el afloramiento costero (*upwelling*), la deriva nor-atlántica (NAO, *North Atlantic Oscillation*), la oscilación sur-pacífica (ENSO, *El Niño Southern Oscillation*), la oscilación Ártica (AO, *Arctic Oscillation*, relacionada con la NAO), y la oscilación pacífica decenal (PDO, *Pacific Decadal Oscillation*). La oscilación de El Niño (ENSO) consiste en un cambio pronunciado, cada 4 o 6 años, de la circulación de los alisios en el Pacífico Sur. Como ya se ha dicho, lo normal es que los alisios soplen del Este y arrastren las aguas oceánicas hacia el Oeste, desarrollando una circulación general de vientos y corrientes oceánicas en sentido horario en el hemisferio Norte, y antihorario en el Sur, por las fuerzas de Coriolis (la componente longitudinal de esta circulación da lugar a las células de Walker). Cuando estas corrientes de aire y agua vuelven hacia el Ecuador por la parte oriental de las cuencas oceánicas, el aire está frío y por tanto con poca humedad absoluta, y en el agua tiene lugar una surgencia de aguas profundas para reemplazar a las aguas superficiales que son arrastradas por los alisios. Este afloramiento trae muchos nutrientes que mantienen grandes bancos de pesca (en el Sur: Chile-Perú, Namibia, y la costa Oeste de Nueva Zelanda; en el Norte: California y Canarias). En diciembre (Navidad o El Niño), estas corrientes son menos intensas, y en la cuenca del Pacífico Sur, cada 4 o 6 años llagan a pararse y dejan de llegar agua y aire fríos a las costas de Perú, dejando aire cálido y húmedo que ocasiona grandes lluvias. Estas oscilaciones en el hemisferio Norte son mucho menos pronunciadas.

Los vientos pueden clasificarse por su escala (vientos globales que constituyen la circulación general anteriormente descrita, regionales o locales), por su altitud (en superficie o en altura), o por su componente vertical (anabáticos si es ascendente, o catabáticos si es descendente). Los vientos en

superficie son mayores en las latitudes medias, y en el hemisferio sur (más del doble de velocidad). Los vientos locales suelen ser de ciclo diurnos (brisas marinas, continentales, de montaña y de valle).

Los vientos anabáticos aparecen en las laderas de las montañas o altiplanicies en días soleados (durante el día), debido a la mayor irradiación solar sobre las partes altas (el efecto es aún más acusado si otras montañas hacen sombra sobre el valle, y durante la primavera). Estas corrientes ascensionales (térmicas) son aprovechadas por las aves (y los veleros) para elevarse. El viento anabático sufre un enfriamiento adiabático al subir, que a veces llega hasta condensar el vapor de agua y producir precipitaciones.

Los vientos catabáticos aparecen en las laderas de las montañas o altiplanicies en días despejados, al atardecer y durante la noche, debido a la mayor emisión de radiación terrestre en las partes altas (el efecto es aún más acusado si en el valle hay focos térmicos como grandes ciudades o industrias, y durante el otoño). El viento catabático sufre un calentamiento adiabático al bajar, pero como su temperatura en origen era más baja, suele considerarse viento frío. En Europa son de este tipo los vientos del norte que caen desde los Pirineos (el Cierzo), el Macizo Central francés (el Mistral), los Alpes occidentales (la Tramontana) y los Alpes orientales (el Bora). En los grandes glaciares de la Antártica y Groenlandia, al caer el aire desde gran altura se alcanzan velocidades de 50..60 m/s. La Antártica es la región con meteorología más extrema; se han registrado vientos de hasta 80 m/s (300 km/h), temperaturas de $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$, humedades menores de 1 g/kg, y su altitud media es mucho mayor que la de otras grandes regiones (2400 m de media); la temperatura del aire en el Polo Sur es de unos $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$ de marzo a octubre, y unos $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ de diciembre a enero, siendo el viento menos fuerte que en latitudes menores (el viento aumenta con la altura hasta la tropopausa, que no está muy definida porque el gradiente térmico no cambia bruscamente, sino que la temperatura sigue disminuyendo hasta unos 25 km de altitud).

Cuando un viento en superficie cargado de humedad encuentra una montaña, se produce el efecto Föhn, que consiste en una corriente ascendente que por enfriamiento adiabático produce saturación y precipitaciones, que pasa a tener componente descendente a sotavento, con el consiguiente calentamiento adiabático que, al ser sin condensación, da lugar a un fuerte calentamiento global del viento en superficie (puede ser de más de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ desde barlovento a sotavento). El Föhn, vocablo alemán proviene del latín Favonius, que era un viento cálido favorable, suele aparecer en las laderas septentrionales de los Alpes, produciendo cielos muy despejados y derritiendo rápidamente la nieve.

En las zonas de baja presión, el viento horizontal se acelera y gira conforme se acerca al eje tomando una componente vertical cada vez mayor, hasta que en el ascenso la espiral se va ensanchando y la velocidad reduciendo cada vez más, como se aprecia en los pequeños remolinos, tornados y borrascas.

Las corrientes de aire en cortadura o cizalla (*wind shear*) son muy peligrosas en aeronáutica porque dan lugar a cambios bruscos de sustentación. Además de en las zonas de turbulencia debidas a la capa límite terrestre, las cortaduras más peligrosas son las convectivas (en las que una fuerte ascensión de aire da lugar a flujos convergentes cerca del suelo), y las no-convectivas (en las que una inversión térmica, un

frente, o una brisa fuerte, de mar o de montaña, ocasiona vientos muy estratificados). Puede decirse que, en general, las condiciones meteorológicas más adversas para la navegación aérea tienen lugar en cotas bajas, y son, por orden de gravedad: la formación de hielo, las cizalladuras, la niebla, y las tormentas. En cotas altas pueden representar algún riesgo las turbulencias y las cenizas volcánicas.

Los vientos ocasionales y las tormentas son más frecuentes por la tarde, debido a la inestabilidad que origina el calentamiento solar diurno.

Corrientes en chorro

Se llaman corrientes en chorro (*jet stream*) a unos vientos fuertes y persistentes (>30 m/s), que tienen lugar en un estrecho cinturón zonal cerca de las discontinuidades de la tropopausa, donde hay fuertes gradientes horizontales de temperatura. La anchura típica es de unos 200 km, y el espesor de 1 km a 2 km, estando el eje (velocidad máxima) más cerca del lado frío del chorro. Hay un chorro ecuatorial (en la ZCIT) de viento del este, a unos 15..16 km de altitud, con grandes velocidades sobre el Índico en verano (cuando el monzón), luego sendos chorros subtropicales del oeste, a unos 12..13 km de altitud y menor intensidad, que llegan a desaparecer en sus respectivos veranos, y finalmente sendos chorros polares también del oeste, a unos 9..10 km de altitud y mucho más fuertes, sobre todo en invierno, particularmente en el hemisferio norte, que delimitan los vórtices ciclónicos circumpolares (i.e. forman el frente polar).

La corriente en chorro principal (la subpolar norte), suele estar a unos 9..10 km de altitud (unos 30..25 kPa), y unos 50°N en verano y unos 40°N en invierno, con tres o cuatro ondulaciones latitudinales principales (de unos 5° latitudinales de amplitud, aumentando con la velocidad) y otras ondulaciones menores), aunque varía bastante con el tiempo. Las dorsales y vaguadas que originan estas ondulaciones se corresponden en superficie con las bajas (B) y altas (A), respectivamente, y así se etiquetan. La posición del chorro (a unos 25..30 kPa de altitud presión), se corresponde con la isoterma de -28 °C o -29 °C en un mapa de altura de 50 kPa (que también es donde el gradiente de las isotermas es máximo), y con la posición del frente polar en superficie. La velocidad máxima, que varía bastante a lo largo del eje, siendo máxima en el Pacífico, suele ser de unos 30 m/s en verano (unos 100 km/h), y de unos 50 m/s en invierno, aunque pueden llegar a más de 100 m/s en invierno en algunas zonas (más de 300 km/h). Las compañías aéreas tratan de aprovechar este viento de cola de Asia a Norteamérica y de Norteamérica a Europa, en lugar de ir por la distancia más corta (ortodrómica)

Cuando una ondulación se hace muy pronunciada puede llegar a desprenderse del chorro principal y formar una DANA (*cut-off low*), o el chorro puede ramificarse. La ruptura ocasional de esta circulación zonal da paso a corrientes meridianas que ocasionas bruscos cambios meteorológicos.

La corriente en chorro contribuye a mantener el gran salto térmico entre la masa de aire polar en baja presión y la de la zona anticiclónica templada, aunque en algunas ocasiones ocurren episodios de relajación (Oscilación Ártica) en los que la diferencia de presiones no es tan acusada porque los anticiclones de latitudes medias se acercan más al Ecuador y las depresiones polares son menores,

disminuyendo en intensidad y ondulándose mucho la corriente en chorro, dejando que el aire ártico fluya en superficie hacia las zonas templadas, lo cual se nota más en invierno (e.g. en Europa hace que el invierno sea mucho más frío de lo habitual, y en el Ártico más caliente, como ocurrió a finales de 2009).

¿Por qué las corrientes en chorro se producen cerca de la tropopausa y justo en los bordes entre las células? Pues porque el origen de la corriente en chorro es térmico en última instancia, pues son los fuertes gradientes horizontales de temperatura en esas regiones de la tropopausa lo que da lugar a los fuertes gradientes horizontales de presión que dan lugar a ese movimiento geostrofico.

Conclusiones

La atmósfera es una delgada capa gaseosa atrapada sobre una esfera de materia condensada en rotación. Si no fuera por el calentamiento solar diferenciado, y dejando aparte el pequeño efecto de las mareas, la atmósfera estaría en reposo (con la distribución de presiones gravitatoria y centrífuga adecuada). Toda la dinámica atmosférica es debida al diferente calentamiento solar de unos lugares a otros (en el espacio y en el tiempo).

La mayoría de los fenómenos atmosféricos, desde la estela de condensación que dejan los aviones hasta los cambios climáticos que está empezando a causar el hombre, son procesos termodinámicos que se pueden reducir a efectos de la temperatura y la humedad del aire. Aunque de ordinario no prestamos atención al hecho de vivir inmersos en un océano de aire, los procesos sobresalientes (lluvia, tormentas...) ya captaron el interés humano desde la más remota antigüedad, pero el avance más significativo en la comprensión de la física de la atmósfera ha tenido lugar con el desarrollo de la aeronáutica en el siglo XX, y sobre todo de la astronáutica en las últimas décadas, con la visión global que de la Tierra proporcionan los satélites artificiales.

La información del tiempo ha sido siempre una de las más demandadas por todos los públicos. ¿Quién no se preocupa de si va a llover o hará frío, antes de salir de casa? Y eso que en las sociedades avanzadas pasa uno la mayor parte del tiempo bajo techo. Por descontado que el interés por el tiempo y el clima aumenta al preparar una excursión o un largo viaje. Resulta sorprendente que la atmósfera, una capa de gas tan delgada que apenas se atisba desde los satélites, sea el elemento de control de todo el clima en la Tierra (global y localmente). Hemos visto el sorprendente perfil vertical de temperatura atmosférica, con su doble vaguada térmica (con mínimos en la tropopausa y la mesopausa), que se explica en base a la especificidad del filtro atmosférico respecto a las radiaciones electromagnéticas. Hemos visto también cómo la interacción de la atmósfera con la hidrosfera gobierna los intercambios másicos y energéticos que dan soporte a la vida en la Tierra, principalmente mediante el ciclo hidrológico. Y cómo la rotación de la Tierra hace que los vientos predominantes (que si fuese el Sol el que girase alrededor de una Tierra inmóvil serían siempre polares (i.e. del Norte en el hemisferio Norte) sean del Este en latitudes pequeñas (los alisios), del Oeste en latitudes medias, y ora vez del Este en latitudes polares.

Pero la comprensión de los procesos atmosféricos no se limita a la meteorología y la climatología; hay otros muchos procesos de interés, como los asociados a la renovación del aire respirable, que va desde la problemática de la contaminación en grandes espacios urbanos (dispersión de contaminantes), a la del control ambiental en ambientes cerrados (desde el aire acondicionado en una habitación, hasta la atmósfera artificial en una nave espacial). No parece que pueda compararse el interés ciudadano por la atmósfera con el interés por la hidrosfera, por la litosfera, o incluso por la biosfera (si de ella excluimos a los seres humanos).

Ha habido grandes avances en este campo en las últimas décadas, con instrumentos de teledetección cada vez más sofisticados, y con modelos matemáticos cada vez más poderosos y precisos con gran capacidad de predicción, aunque nos queda mucho por conocer (sobre todo de la formación de nubes y su precipitación, y del efecto de otros aerosoles), y apenas hemos progresado en el control de estos fenómenos; e.g. llueve cuando quiere, y todavía estamos en la etapa de aprovechar la lluvia y los vientos favorables cuando los haya, protegernos de meteorologías y climas adversos, y tratar de conocerlos con antelación para estar mejor preparados. Parece mentira que, con los grandes logros científico-técnicos de los últimos 50 años (desde la televisión en blanco y negro y canal único hasta las agendas móviles con conexión a Internet, GPS...,) no hayamos avanzado más en el control atmosférico.

Pero la curiosidad, la necesidad, la reflexión y el tesón humano, que al fin y al cabo son los motores del progreso, nos irán permitiendo avanzar en el aprovechamiento más eficiente de estos recursos vitales (la disponibilidad de agua limpia es un condicionante básico para el desarrollo humano), y en procurar soluciones alternativas cuando así nos interese, desde la lucha contra los cambios climáticos y meteorológicos adversos, a los sistemas artificiales de soporte de vida en vehículos aeroespaciales, en otros mundos, e incluso en éste, si deviniera necesario.

Referencias

1. Iribarne, J. V., “Termodinámica de la atmósfera”, Ministerio de Medio Ambiente, Centro de Publicaciones, 1996.
2. Tsonis, A.A., “An introduction to atmospheric thermodynamics”, Cambridge University Press, 2007.
3. Proyecto Meteotek08, <http://teslabs.com/meteotek08/>, 2009.
4. Cano, J.M., “Aire”, Mecano (grupo español de música pop), 1984.
5. Fernández Martínez, R., “Ecología y aviación civil”, en seis artículos: I “Reflexiones ecológicas”, IAA 337 (1994), pp. 2-10, II “Las eco-tasas en el transporte aéreo”, IAA 337 (1994), pp. 11-14, III “Conservación de la energía”, IAA 338 (1995), pp. 19-24, IV “El control del ruido de las aeronaves”, IAA 339 (1995), pp. 2-10, V “La contaminación gaseosa de los motores de aviación”, IAA 340 (1995), pp. 2-21, VI “Las infraestructuras del transporte aéreo y el medio ambiente”, IAA 341 (1995), pp. 2-24.
6. Gregg, W. R., “The standard atmosphere”, Monthly Weather Review 48, 272–273. 1920. NACA TR-147, 1922.

7. Martínez, I., “Termodinámica del agua”, en dos partes: IAA 365, pp. 31-43, y IAA 366 pp. 11-21, 2001.
8. Curry, J.A., Webster, P.J., “Thermodynamics of atmospheres and oceans”, Academic Press, 1999
9. Martínez, I., “La energía y la atmósfera”, IAA 210, pp. 5-7, 1980.
10. Bohren, C.F., Clothiaux, E.E., “Fundamentals of Atmospheric Radiation”, John Wiley & Sons, 2006.
11. Pachauri, R.K., Reisinger, A. (Eds.), “Climate Change 2007: the AR4 Synthesis Report”, IPCC, 2007.
12. http://www.aemet.es/documentos/es/elclima/cambio_climat/escenarios/Informe_Escenarios.pdf.
13. Blamont, J., “History and perspectives of scientific ballooning”, ESA SP-471, pp. 71-82, 2001.
14. Blamont, J., “Planetary balloons”, Experimental Astronomy 22, pp. 1–39, 2008.
15. González López, B., “Meteorología aeronáutica”, Actividades Varias Aeronáuticas (AVA), 2005.
16. Ledesma, M., Baleriola, G., “Meteorología aplicada a la aviación”, Thomson-Paraninfo, 2008.
17. Lines Escardo, “Fenómenos atmosféricos inducidos por el propio avión”, IAA 337, pp. 26-29, 1994.
18. Gierens, K., Sausen, R., Schumann, U., “A diagnostic study of the global distribution of contrails, Part 2: Future air traffic scenarios”, Theor. Appl. Climatol. 63, 1-9, 1999.

[Back to Index](#)