
Apuntes
de
Meteorología

José Agustín García García

Badajoz, Febrero de 2004.

Índice General

1	Meteorología y Climatología: concepto	1
2	Composición, estructura y evolución de la atmósfera	5
2.1	Introducción	5
2.2	Composición de la atmósfera	5
2.2.1	Composición	6
2.2.2	Nitrógeno	7
2.2.3	Oxígeno	8
2.2.4	Vapor de agua	8
2.2.5	Dióxido de carbono	9
2.2.6	El ciclo del CO ₂	11
2.2.7	La perturbación antropogénica	13
2.3	Distribución vertical de la masa y composición de la atmósfera	14
2.3.1	Distribución vertical de la masa	14
2.3.2	Variación de la composición con la altura	15
2.4	Estructura térmica de la atmósfera	17
2.4.1	Variación vertical de la temperatura	17
2.4.2	Variación latitudinal de la temperatura	18
2.5	Estructura cinemática	19
2.6	El campo de masas	20
2.7	Estructura eléctrica	22
2.7.1	Las partículas cargadas	23
2.7.2	El campo eléctrico	24
2.7.3	El problema fundamental de la electricidad atmosférica	25
2.7.4	Ionosfera	26
2.8	Origen de la atmósfera	27
2.8.1	La atmósfera primitiva	27
2.8.2	La evolución del oxígeno en la atmósfera	29

3	Radiación	35
3.1	Introducción	35
3.2	El espectro electromagnético	35
3.3	Características cuantitativas del campo radiativo	37
3.3.1	Ley inversa del cuadrado	39
3.4	Leyes fundamentales de la radiación	40
3.4.1	Ley de Kirchhoff	40
3.4.2	Ley de Planck	41
3.4.3	Proceso de extinción. Ecuación de Swardchild	44
3.5	Espectro solar	47
3.6	La radiación solar fuera de la atmosfera. Influencia del movimiento diurno y ánuo de la Tierra	49
3.7	Interacción de la radiación solar con la atmósfera	54
3.7.1	Procesos de scattering	54
3.7.2	Absorción de la radiación solar	57
3.8	Interacción de la radiación solar con la superficie de la Tierra	60
3.8.1	Interacción de la radiación solar con la vegetación	60
3.8.2	Interacción con el océano	62
3.9	Radiación terrestre	64
3.9.1	El espectro de absorción de los gases atmosféricos	64
3.9.2	Un modelo simple de efecto invernadero	66
3.9.3	El forzamiento radiativo	69
3.9.4	Efecto de las nubes	71
3.10	El balance radiativo del sistema atmósfera – tierra	71
4	Termodinámica atmosférica.	75
4.1	Introducción	75
4.2	Primer y segundo principio de la termodinámica	75
4.3	Ecuaciones de estado de los gases atmosféricos	76
4.4	Funciones de estado de los gases atmosféricos	78
4.5	Índices de humedad	79
4.5.1	Ecuación de estado como función de los índices de humedad	81
4.6	Cambios de estado	82
4.6.1	Calores latentes	82
4.6.2	Presión de vapor saturante. Ecuación de Clausius–Clapeyron	84
4.7	Procesos adiabáticos.	86
4.7.1	Aire seco. Temperatura potencial	86

4.7.2	Aire saturado. Proceso pseudoadiabático	88
4.7.3	Procesos de enfriamiento adiabático en la atmósfera	89
4.8	Procesos isobáricos	91
4.8.1	Procesos de enfriamiento isobáricos. Niebla y rocío	91
4.9	Procesos isentálpicos. Termómetro húmedo	92
4.10	Atmósfera hidrostática	93
4.10.1	Tipos de fuerzas	93
4.10.2	Equilibrio hidrostático	94
4.10.3	Experimento de Torricelli.	96
4.10.4	Ley de Arquímedes. Estabilidad hidrostática de la atmósfera	100
5	Física de nubes.	107
5.1	El aerosol atmosférico	107
5.1.1	Dimensiones y concentración	107
5.1.2	Origen	108
5.1.3	Composición	111
5.2	La condensación en la atmósfera	113
5.2.1	Presión de vapor saturante sobre una gota de agua	113
5.2.2	Núcleos de Condensación Nubosos	115
5.3	Procesos de formación de las nubes. Nubes cálidas	116
5.4	Formación del hielo	118
5.5	Clasificación de las nubes	122
5.6	Precipitación	127
5.7	Formación de tormentas	128
5.7.1	Rayos y truenos	130
6	Introducción a la meteorología dinámica	135
6.1	Ecuaciones del movimiento.	135
6.1.1	Conservación del momento lineal.	135
6.1.2	Efectos de la rotación de la Tierra.	137
6.2	Análisis de escala. Viento geostrófico	139
6.2.1	Viento del gradiente	144
6.2.2	Efecto del rozamiento	146
6.2.3	Isóbaras e isohipsas	146
6.2.4	Relación entre las isohipsas y el viento geostrófico	148
6.2.5	Variación con la altura del viento geostrófico	149
6.2.6	Variación en altura de las estructuras de presión	150
6.3	Ecuación de conservación de la energía	153

6.3.1	Variación local de la temperatura	154
6.4	Divergencia horizontal y vorticidad	156
6.4.1	Divergencia horizontal	156
6.4.2	Vorticidad	158

Capítulo 1

Meteorología y Climatología: concepto

El estudio de los procesos y fenómenos que tienen lugar en la atmósfera pertenece al dominio de las llamadas ‘Ciencias de la Atmósfera’ las cuales abarcan a su vez una serie de disciplinas altamente intercorrelacionadas. Tradicionalmente las ciencias de la atmósfera se han dividido en Meteorología y Climatología.

Literalmente hablando, la palabra Meteorología significa el *estudio* (del griego *logos*: Discurso) de los *meteoros*, palabra ésta también de etimología griega (*μετεωρος*) que significa *alto* o *elevado en el aire*. Con esta palabra (*μετεωρος*) los griegos acostumbraban a designar todo aquello perteneciente al mundo sublunar y que engloba todo lo que sucede en el cielo desde una nube a una lluvia de estrellas. Para los griegos la palabra tenía un significado mucho más amplio que el actual, prueba de ello es la cantidad de temas abordados por la obra *Los Meteorológicos* de Aristóteles (340 a.C). Según la OMM, *meteoro* es “todo fenómeno que se observa en la atmósfera o en la superficie de la tierra, que consiste en la precipitación, la suspensión o el depósito de partículas, líquidas o sólidas, acuosas o no. También se dice de fenómenos de naturaleza óptica o eléctrica”

Hoy en día la palabra meteorología se emplea para indicar la ciencia que estudia los fenómenos atmosféricos y su comportamiento a lo largo del tiempo. Podríamos decir también que la meteorología estudia el tiempo atmosférico (la temperie) y su evolución, entendiendo como tiempo atmosférico el estado de la atmósfera en un sitio en particular y en un instante en particular, estando descrito este estado por una serie de elementos meteorológicos directamente percibidos por los humanos, tales como la temperatura del aire, su velocidad y dirección, la cantidad y forma de las nubes, la cantidad y el tipo (líquida, sólida) de precipitación, la presión atmosférica, la humedad, etc.

A su vez la meteorología ha sido tradicionalmente dividida en tres subdisciplinas: física, sinóptica y dinámica.

La *meteorología física* se interesa en la estructura y composición de la atmósfera, la transferencia de radiación electromagnética y de las ondas acústicas a través de la atmósfera, los procesos físicos involucrados en la formación de las nubes y la precipitación, la electricidad atmosférica y un amplio abanico de otros problemas relacionados con la física y la química.

La *meteorología sinóptica*¹ se ocupa de la descripción, análisis y la predicción de los movimientos atmosféricos a gran escala. Tiene sus raíces en la predicción del tiempo mediante técnicas y reglas empíricas que fueron desarrolladas a finales del siglo XIX y primeros del XX a partir del establecimiento de las redes de observaciones meteorológicas.

La *Meteorología dinámica* se ocupa también de los movimientos que tienen lugar en la atmósfera pero, contrariamente a la meteorología sinóptica, lo hace desde un punto de vista teórico. Podríamos decir que la meteorología sinóptica representa la parte inductiva de la meteorología mientras que la meteorología dinámica representa la parte deductiva. Con los métodos altamente complejos que se han desarrollado, principalmente en lo que se refiere a la integración numérica de las ecuaciones del movimiento, cada vez se hace más difusa la frontera que separa a la meteorología sinóptica de la meteorología dinámica.

Por otra parte la palabra Climatología significa literalmente el *estudio del clima*, palabra ésta que procede del vocablo griego $\chi\lambda\iota\mu\alpha$ y que tiene relación con el verbo $\chi\lambda\iota\nu\omega$ que significa *inclinarse*, aludiendo a la inclinación de los rayos solares y con ello a la duración del día. Los griegos llamaban climas a franjas o anillos terrestres delimitados por paralelos, de tal manera que, en nuestro hemisferio, durante el solsticio de verano el paso de uno a otro de mayor latitud suponía, hasta el círculo polar ártico, que el día ganase media hora, diferenciándose así, entre dicho círculo (duración de día en el solsticio 24 horas) y el ecuador (duración del día a lo largo del todo el año 12 horas) veinticuatro climas de media hora. Desde entonces hasta hoy día, el concepto ha evolucionado y no existe una posición unánime sobre el concepto de clima. Así por ejemplo, el gran meteorólogo austriaco Julius von Hann propone como concepto de clima *al conjunto de fenómenos que caracterizan el estado medio de la atmósfera en un punto determinado de la superficie terrestre* similar al empleado por el meteorólogo español Inocencio Font Tullot quien en su obra sobre la Climatología de España y Portugal propone como concepto de clima *a la síntesis del conjunto fluctuante de las condiciones atmosféricas, en un área determinada, correspondiente a un periodo de tiempo lo suficientemente largo para que sea geográficamente representativa*. Existen otras acepciones entre las que destacan las debidas a Max Sorre y Pierre Pédelaborde, quienes defienden que la referencia para caracterizar el clima no es el estado medio de la atmósfera, sino la sucesión o ritmo habituales de situaciones atmosféricas sobre el punto considerado.

Una definición más compleja es la dada por el meteorólogo ruso Andrei Sergeevich Monin. Empieza Monin por establecer como sistema climático no solamente a la atmósfera sino al conjunto atmósfera–océano–suelo–biosfera–criosfera; pues al considerarse, para definir el clima, periodos de tiempo relativamente grandes, la interacción existente entre ellos hace que se deban de considerar

los cuatro subsistemas en conjunto. El número de grados de libertad para definir este sistema es enorme, habla Monin de 10^{28} , esto es, se necesita esa cantidad de números para describir el sistema. Ahora bien, para propósitos tales como: organizar las tareas agrícolas, la construcción de nuestras viviendas, ordenar el transporte y otras tareas humanas no es necesario conocer una cronología de los diferentes estados del sistema climático, sino más bien, necesitamos conocer un conjunto de *estadísticos* de estos estados del sistema, de tal forma que Monin define un clima como: *Un conjunto estadístico de los estados del sistema atmósfera-océano-tierra-biosfera durante un periodo de tiempo suficientemente largo*. En este sentido, Monin considera al sistema climático como un sistema estocástico multicomponente, por lo que, para su definición, no sólo se necesitan sus valores medios sino todas las funciones finito-dimensionales de probabilidad o, lo que es lo mismo, todos los momentos del sistema estocástico. Como esta descripción es imposible en la práctica, bajo ciertas condiciones restrictivas, lo que se conoce como estacionaridad en sentido amplio, basta para describir el sistema los valores medios, las desviaciones típicas y las correlaciones cruzadas. Puesto que el sistema atmósfera-océano-tierra-biosfera es global, el clima es también un concepto global, de tal forma que el clima local no es sino una manifestación del clima global. Sin embargo, la totalidad de los climas locales en todos los puntos del espacio no representa el clima global, pues no contiene las distribuciones de probabilidad multipuntuales. Una definición tan compleja me lleva a poner la siguiente frase debida al excelente climatólogo portugués, recientemente fallecido, José Pinto Peixoto,

*Quid est clima ?
Si memo a me quaret scio !
Si quaereti explicare velim, nescio !*

que significa

*Qué es clima?
Si no me lo preguntas, lo se !
si quieres que te lo explique, no lo se !*

y que, de alguna manera, resume nuestro conocimiento de lo que es el clima.

La climatología se subdivide así mismo en un número de disciplinas, entre las que cabe mencionar la *climatología física*, que se preocupa de las causas que definen el clima; la *climatografía*, la cual se preocupa de la formulación y presentación de las estadísticas climáticas a escalas global, regional, local etc. y la *climatología aplicada* que se ocupa de la aplicación de las estadísticas climáticas a problemas prácticos. Desde luego el clima, sea a escala local o global, está determinado por los procesos meteorológicos, por lo que la distinción entre meteorología dinámica y climatología física no es indicativo de ninguna separación real entre las dos disciplinas y, tal como se encuentran hoy día, es más bien un reflejo de su desarrollo histórico. La distinción entre meteorología y climatología está disminuyendo progresivamente debido al reconocimiento del hecho que el clima está

continuamente cambiando. Ya no se puede representar por una única colección de estadísticos, sino que, al igual que sucede en meteorología, debe de ser tratado como un problema dependiente del tiempo.

Capítulo 2

Composición, estructura y evolución de la atmósfera

2.1 Introducción

Vamos a dar en este capítulo una visión general de la atmósfera tanto en lo que se refiere a su composición química como su estructura térmica y cinemática. Empezaremos viendo cual es su composición actual y como varía esta composición en función de la altura. Dada la importancia que tienen actualmente los llamados gases de efecto invernadero nos detendremos ligeramente en analizar los ciclos físico-químicos en los que intervienen. Pasaremos a continuación a ver la estructura térmica de la atmósfera. Terminaremos el capítulo analizando a grandes líneas, cual ha sido el origen de la atmósfera y su evolución hasta su estado actual.

2.2 Composición de la atmósfera

La atmósfera es una delgada capa gaseosa del orden de 200 Km de espesor que rodea a la Tierra y gracias a la cual es posible la vida sobre la misma. Esta capa gaseosa es una mezcla de diferentes gases junto con partículas acuosas y no acuosas. Esta delgada capa no es de densidad uniforme, sino que, según ascendemos va disminuyendo su densidad hasta que se integra en la llamada heliosfera. Por lo tanto es muy difícil determinar cual es el espesor de la atmósfera. Una idea de su espesor nos puede venir dada por el tanto por ciento de masa que hay por debajo de un cierto nivel, así por ejemplo por debajo de los 100 km está el 99.99997 % de la masa de la atmósfera. Sin embargo, aunque esta cifra se nos haga muy grande, por encima de esta altura hay el suficiente aire como para que los ingenieros de la NASA se preocupen del 'rozamiento' del aire sobre los satélites artificiales.

Aunque vista desde el suelo y comparada con nuestro tamaño, el espesor de la atmósfera nos pueda parecer muy grande, comparada con el radio de la Tierra, unos 6300 km, es del orden de un

2 a 3 %.

A pesar de su relativa delgadez la masa de la atmósfera es considerable, se puede estimar en 5.14×10^{15} kg, esto es 5.140 billones de toneladas.

2.2.1 Composición

La atmósfera no es un sistema estanco, sino que intercambia masa, energía y otras propiedades con el resto del planeta (la corteza terrestre, los océanos, los seres vivos, los hielos permanentes). La velocidad a la cual se produce el intercambio de masa depende mucho del gas o partícula de la que se trate. Podemos caracterizar este intercambio por una magnitud, llamada flujo F , que expresa a que velocidad se produce el intercambio y que tiene unidades de masa por unidad de área y unidad de tiempo. En condiciones de estado estacionario, los flujos de entrada y salida se igualan. Si dividimos la cantidad de la propiedad que estamos considerando en la atmósfera (p. ej. la cantidad de oxígeno en la atmósfera) por la velocidad con la que se intercambia con el resto del planeta se obtiene un tiempo que es llamado *tiempo de renovación* y nos señala el tiempo medio de permanencia de una molécula en la atmósfera antes que sea intercambiada con el resto del planeta. Si los tiempos de renovación son relativamente grandes diremos que el gas es *permanente* y si es pequeño diremos que el gas es *variable*. La tabla 2.1 nos muestra los símbolos químicos, masa molecular, fracción molar (valor típico troposférico) de los principales gases que forman la atmósfera. Asimismo aparece señalado si el gas es variable o no. Se han presentado sólo aquellos con una proporción mayor de 1 millonésima (1 ppm). Existen otra multitud de gases cuya proporción es menor de 1 ppm, a nivel global, derivados de la contaminación antropogénica, que localmente pueden alcanzar concentraciones elevadas y que no aparecen en la tabla 2.1, como por ejemplo, los óxidos de nitrógeno, el dióxido de azufre o los clorofluorocarbonos.

Tabla 2.1: Composición de la atmósfera (solo se muestran aquellos con una proporción mayor que 1 ppm).

Constituyente	Peso molecular	Contenido (troposférico) (fracción total de moléculas)	
Nitrógeno (N ₂)	28.016	0.7808	permanente
Oxígeno (O ₂)	32.00	0.2095	permanente
Agua (H ₂ O)	18.00	< 0.04	variable
Argón (A)	39.94	0.0093	permanente
Dióxido de Carbono (CO ₂)	44.01	325 ppm	variable
Ozono (O ₃)	48	10 ppm*	variable
Neon (Ne)	20.18	18 ppm	permanente
Helio (He)	4.00	5 ppm	permanente
Metano (CH ₄)	16	1.6 ppm	variable
Kriptón (Kr)	83.7	1 ppm	permanente

*Valor típico en la estratosfera

Además de los gases, la atmósfera contiene una gran cantidad de partículas, sólidas y líquidas en suspensión. Teniendo en cuenta este hecho la atmósfera se puede considerar un gran aerosol. Veremos más adelante la enorme importancia que tienen estas partículas en la atmósfera.

2.2.2 Nitrógeno

Como vemos en la tabla 2.1, el nitrógeno (N_2) con un 78%, es el gas más abundante que hay en la atmósfera. Este hecho se debe a la gran estabilidad química que tiene este gas (debida a la gran intensidad del enlace covalente) que lo hace bastante inerte. Esta inercia química es la que ha hecho que todo el nitrógeno procedente de la desgasificación de la corteza y el manto terrestre haya permanecido prácticamente en la atmósfera. Aunque desde un punto de vista meteorológico el nitrógeno es poco importante, desde un punto de vista biológico es muy importante pues el nitrógeno es parte fundamental de las proteínas, aminoácidos y ácidos nucleicos, que son las moléculas con las que se construyen las células de los seres vivos. A pesar de la gran cantidad de nitrógeno que hay en la atmósfera, es muchas veces, el factor que limita el crecimiento de las plantas. La incorporación del nitrógeno a la cadena trófica lo realizan unas bacterias (cianobacterias fototróficas en aguas naturales, heterótrofos tales como *Clostridia* y *Azotobacter* en suelos y simbioses como la *Rhizobia* que viven en la raíces de la legumbres) que lo incorporan al interior de la célula en forma reducida y asimilable por el resto de la cadena trófica en un proceso energéticamente muy costoso. A partir de la materia orgánica muerta, una serie de bacterias lo mineraliza a la forma de ión amonio, el cual es subsiguientemente convertido en ión nitrito y posteriormente en ión nitrato por las bacterias *Nitrosomonas* y *Nitrobacter* respectivamente. Los nitratos son a su vez consumidos por las plantas y en un proceso de desnitrificación mediante bacterias (*Pseudomonas* entre otras) es convertido en nitrógeno que es devuelto a la atmósfera, cerrando así el ciclo. Este proceso aparece esquematizado en la figura 2.1

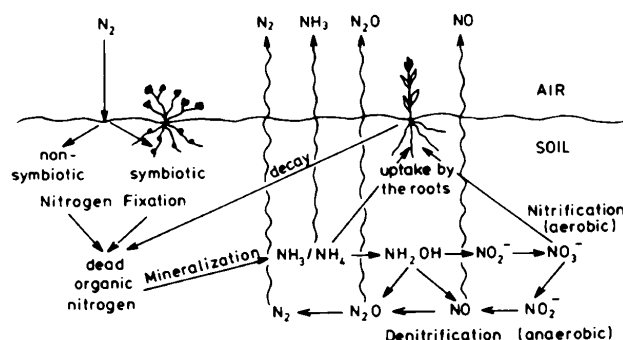


Figura 2.1: Ciclo biológico del nitrógeno en el suelo y su relación con la atmósfera. (Fuente: P. Warneck, 'Chemistry of the natural atmosphere', Academic Press.)

2.2.3 Oxígeno

El oxígeno con un 21%, es el segundo elemento más abundante de la atmósfera. Al igual que el nitrógeno, es poco importante desde el punto de vista de la meteorología, sin embargo desde el punto de vista químico y biológico es fundamental. Una buena parte de los organismos vivos lo utiliza, mediante el proceso de oxidación del carbono reducido (respiración), como fuente de energía. Por el contrario, el proceso de reducción del CO_2 mediante la fotosíntesis devuelve a la atmósfera el oxígeno anteriormente utilizado en la respiración completando el ciclo biológico del oxígeno. Por otra parte, el oxígeno interviene en todos los procesos oxidativos de los minerales de la corteza terrestre, lo que elimina una buena parte del oxígeno presente en la atmósfera. Como veremos más adelante, y como resultado de la sedimentación de la materia orgánica, parte del oxígeno queda libre en la atmósfera en suficiente cantidad como para equilibrar la cantidad de oxígeno gastado en los procesos oxidativos.

2.2.4 Vapor de agua

El siguiente gas, atendiendo a la cantidad existente, es el vapor de agua, a mucha distancia del oxígeno y nitrógeno. Sin embargo este gas tiene, desde el punto de vista meteorológico una importancia fundamental en la atmósfera debido principalmente a sus propiedades radiativas y termodinámicas. Desde el punto de vista radiativo presenta unas intensas bandas de absorción en el infrarrojo lo que significa que va a tener un potente poder de efecto invernadero (esto lo estudiaremos en el siguiente capítulo). Desde el punto de vista termodinámico el vapor de agua es el

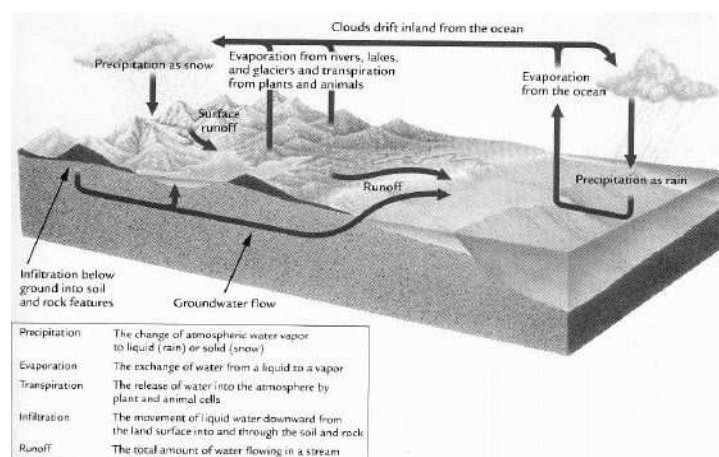


Figura 2.2: Esquema del ciclo del agua.

único gas, de los que componen el aire, que condensa a las temperaturas usuales en la atmósfera, esto significa que cuando el vapor de agua condensa va a liberar enormes cantidades de calor, lo contrario sucede cuando se evapora. Estos procesos de evaporación–condensación van a tener una

importancia fundamental en el balance energético de la atmósfera. Además del propio interés meteorológico el agua es el soporte de la vida y sin ella ésta no tiene lugar, de tal forma que la manera en que esta se reparte a lo largo de la superficie terrestre va a determinar en una buena parte la distribución de especies biológicas sobre la Tierra.

La fuente principal del vapor en la atmósfera es el océano. El ciclo mediante el cual el agua se evapora en los océanos, se condensa en las nubes, precipita sobre los continentes (también sobre el océano) para ir a parar a lo largo de las corrientes, riachuelos y ríos de nuevo al océano se conoce con el nombre de ciclo hidrológico. La figura 2.2 nos muestra un esquema de este ciclo.

2.2.5 Dióxido de carbono

El dióxido de carbono (CO_2), aunque se encuentra en una proporción muy pequeña en la atmósfera ($\sim 0.035\%$), es sin embargo una gas fundamental en la misma. En primer lugar, y desde el punto de vista energético, el CO_2 interviene de forma decisiva en el llamado efecto invernadero, pues presenta fuertes bandas de absorción en el infrarrojo, en una zona del espectro donde la superficie de la Tierra es fuertemente emisora. La alteración de las concentraciones de este gas en la atmósfera por la acción del hombre está modificando el balance energético, lo que, según los modelos climáticos, va a alterar gravemente el clima de la Tierra. Por otra parte es ingrediente esencial en el proceso fotosintético y por tanto en la existencia de vida sobre la Tierra. Así mismo interviene en el proceso de meteorización química de las rocas ígneas y por tanto en el ciclo geoquímico que ha moldeado la Tierra. De acuerdo con Kastings, se piensa que este proceso de meteorización de las rocas silicatadas ha sido tan importante como para mantener unas condiciones ambientales lo suficientemente favorables como para mantener un océano de agua líquida y permitir de esta forma la vida sobre la Tierra.

Para el estudio del CO_2 conviene dividir el sistema climático en varios sistemas: La atmósfera, la biosfera, el suelo, la corteza terrestre, la capa superior del océano y la capa más profunda del mismo. La figura 2.3 nos muestra esta división, junto con las cantidades estimadas en cada subsistema así como un estimación de los flujos anuales que se establecen entre estos.

La atmósfera, supuesta una concentración de 358 ppmv (aproximadamente el nivel de 1994) y teniendo en cuenta que el CO_2 se distribuye de forma bastante uniforme a lo largo del planeta, contiene un total de 2780 Pg de CO_2 , el correspondiente contenido en carbono es de 760 Pg. El valor del contenido en CO_2 se ha incrementado desde los comienzos de la era industrial, ver la figura 2.4, para los que se ha estimado en unos 290 ppmv y seguirá creciendo si mantenemos los niveles actuales de emisión alcanzando en el 2035 una concentración de 475 ppmv. Por otra parte el CO_2 tiene un ciclo estacional que alcanza a la atmósfera global. Estas variaciones estacionales se deben al ciclo anual de la actividad fotosintética, ver la figura 2.5 donde se muestran las concentraciones mensuales medias medidas en Mauna Loa, Hawaii. Las actividades antropogénicas, como el ciclo de quemado de combustibles por el invierno del hemisferio Norte, apenas si tiene influencia sobre

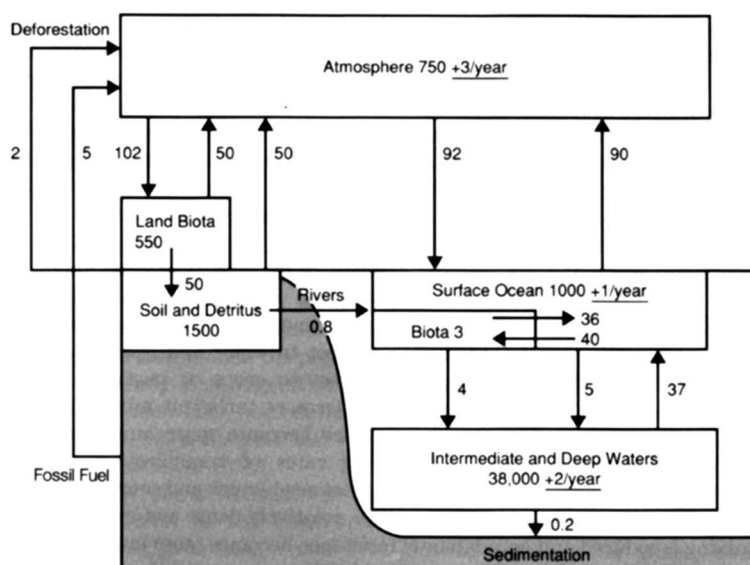


Figura 2.3: Depósitos y flujos de carbono a escala planetaria. Los números que aparecen al lado de las flechas indican estimaciones del flujo de CO_2 expresado Pt de C ($1 \text{ Pt} = 10^{15} \text{ g} = 10^{12} \text{ Kg} = 10^9 \text{ Tn.}$). Los números en cada caja expresan las cantidades de CO_2 en cada subsistema, también expresado como Pt de C. (Fuente: Cambio climático. Evaluación científica del IPCC, Ministerio de Obras Públicas y Transporte, 1992)

el ciclo estacional.

Con respecto al océano, para el estudio del CO_2 , podemos dividirlo en dos capas principales. En primer lugar tenemos la capa frontera o capa de mezcla que es la zona de contacto con la atmósfera y que tiene un espesor de unos 100 m aproximadamente. En ella, las propiedades físicas y químicas son prácticamente constantes a lo largo de su espesor debido a que está bien mezclada. Esta capa de mezcla responde con rapidez a los cambios producidos en la atmósfera. La segunda capa va desde los 100 m hasta el fondo. La concentración promedio de CO_2 Total² en la capa de mezcla es de $2.0 \times 10^{-3} \text{ mol/Kg}$. Teniendo en cuenta la extensión de los océanos y la profundidad de esta capa, la masa total de carbono inorgánico en la capa superficial es de 670 Pg, aproximadamente igual a la existente en la atmósfera. Para la capa más profunda se puede tomar como concentración media, $2.25 \times 10^{-3} \text{ mol/Kg}$, lo cual conduce a una cantidad de unos 37400 Pg de carbono inorgánico para todo el océano.

Además del carbono inorgánico debemos de tener en cuenta el carbono orgánico. Este se encuentra tanto disuelto como en suspensión (según que atraviesen o no el filtro de $0.45 \mu\text{m}$). Las observaciones muestran que se puede adoptar por término medio un valor de 20 mg/m^3 para el carbono orgánico en suspensión y de 0.7 g/m^3 para el carbono orgánico disuelto lo cual da 30 y 10^3 Pg de carbono respectivamente para todo el océano. La biomasa viva se concentra en el plankton residiendo en aguas cercanas a la superficie. Su masa total se ha estimado en 3 Pg.

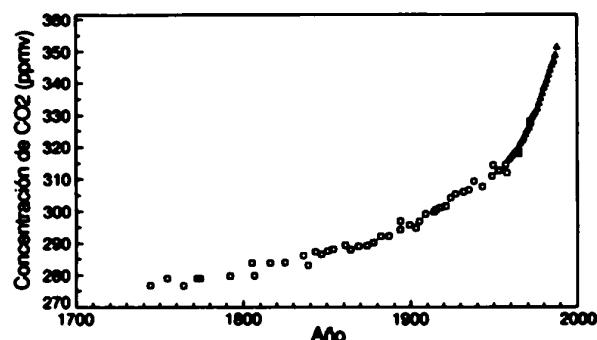


Figura 2.4: Concentración media de CO₂ desde mediados del siglo XVIII según se deduce de mediciones efectuadas en aire atrapado en hielo y medidas directas en Mauna Loa, Hawaii

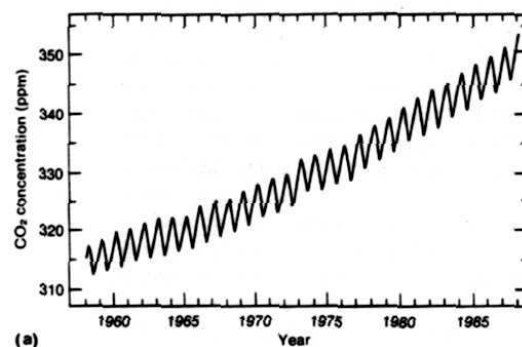


Figura 2.5: Concentración mensual media de CO₂ observadas en Mauna Loa, Hawaii

Por último tenemos la biosfera, aquí el carbono es almacenado en forma de animales y plantas, tanto vivos como muertos³, así como en forma de humus en el suelo. La cantidad de carbono en forma de animales y plantas (vivos y muertos) se estima en 650 Pg de los cuales un 10% estaría en forma de materia orgánica muerta y el 90% en forma de materia orgánica viva. En cuanto el carbono almacenado en el suelo en forma de humus, se ha estimado en una cantidad de 1600 Pg, aunque este valor es bastante inseguro.

Además de estas cantidades tenemos el carbono almacenado en forma de rocas sedimentarias. Se estima que la cantidad de carbono almacenado en forma de carbonato es de 5.0×10^7 Pg y en forma orgánica de 1.5×10^7 . Esto implica que la mayor parte del carbono sobre la superficie de la Tierra se halla en forma de rocas carbonatadas. Se estima que si todo este carbono pasase a la atmósfera esta tendría una presión en superficie de 160 bares. El carbono contenido en la corteza terrestre tiene un ciclo que dura cientos de millones de años (el ciclo de las rocas sedimentarias), por lo que consideremos la cantidad depositada en este subsistema como constante en las escalas de tiempo en las que se estudia normalmente el clima (descontando obviamente los estudio de paleoclima)

2.2.6 El ciclo del CO₂

Como ya comentamos antes, las diferentes partes del sistema climático no son estancas si no que interactúan fuertemente entre ellas intercambiando entre otras cosas dióxido de carbono. La red de intercambio de dióxido de carbono es bastante compleja, y la podemos dividir en tres partes fundamentales. Por un lado el ciclo geoquímico en la que interviene la corteza terrestre, por otro el intercambio de CO₂ entre el océano y la atmósfera y entre la atmósfera y la biosfera. Vamos a considerar únicamente el ciclo asociado a la interacción entre el océano y la atmósfera y entre esta y la biosfera. Para las escalas de tiempo que normalmente se manejan en el estudio del clima

actual como dijimos antes podemos considerar como constantes los depositos situados en la corteza terrestre.

Interacción entre la atmósfera y el océano

La figura 2.3 nos muestra un esquema del intercambio de CO_2 entre la atmósfera y la capa superficie del oceano, donde podemos ver que el flujo de CO_2 es del orden de 90 Pt/año. Esto significa que si se mantuviese este ritmo de paso, la atmósfera se desprendería del CO_2 en unos 8 años en su intercambio con el océano. Como podemos apreciar, existe en el momento actual un cierto desajuste en el flujo de CO_2 favorable al paso de la atmósfera al océano, de 2 Pt/año, fruto del aumento de la cantidad de CO_2 que se emite a la atmósfera. Así mismo la capa superficial del oceano intercambia CO_2 con las capas más profundas, pero con una velocidad mucho mayor. Podemos distinguir tres procesos principales. Una vez que el CO_2 ha pasado de la atmósfera al océano, entra a formar parte del denominado carbono inorgánico disuelto (DIC). A partir de aquí, una parte de él se intercambia de forma directa con las capas profundas del océano mediante la circulación oceánica en lo que se denomina *bomba de solubilidad*, en la que la variación de la solubilidad del CO_2 con la temperatura del agua juega un papel importantísimo⁴ junto con las corrientes oceánicas. Otra parte del DIC pasa a la forma de carbonato cálcico en los caparazones de los animales marinos. Cuando estos animales marinos fallecen sus conchas caen al fondo del mar transportando con ellas el carbono. Si se pasa la llamada ‘profundidad de compensación del carbonato’, parte de estos caparazones se disuelven pasando a formar parte del DIC profundo. Este proceso recibe el nombre de *bomba del carbonato*. Por último, el DIC es asimilado por el fitoplancton y este a su vez por el zooplancton, entrando por tanto a formar parte de la cadena alimentaria de los animales marinos, convirtiendo el carbono inorgánico en carbono orgánico. Este carbono orgánico precipita hacia la parte más profunda del océano en forma de detritus. Parte de este carbono orgánico es devuelto a la forma de carbono inorgánico mediante los procesos de respiración y remineralización por bacterias.

Los procesos fotosintéticos son mas importantes en la llamada zona eufótica mientras que los procesos de remineralización son más importantes en la llamada zona afótica, de esta forma se produce un flujo neto de carbono hacia el océano profundo llamado *bomba del carbono orgánico*. Por último tenemos los intercambios entre la parte profunda del océano y la zona de limos.

Teniendo en cuenta todos estos factores se han confeccionado modelos numéricos que permiten conocer cual va a ser la evolución de la concentración del CO_2 atmosférico en función del tiempo. La figura 2.6 nos muestra los resultados de un par de modelos océano-atmósfera. La línea continua nos muestra los resultado de un modelo tridimensional de circulación oceánica debido a Maier-Reimer y Hasselman. La línea a puntos nos presenta los resultado de un modelo unidimensional de difusión caja de Siegenthaler y Oeschger.

Como podemos ver, tras el aumento instantáneo se produce una disminución relativamente rápida (la concentración se reduce a la mitad en 50 años). Esto se debe a la velocidad relativamente alta del intercambio del CO_2 con las capas superiores del océano. Esta disminución relativamente rápida es seguida de una disminución bastante lenta (se vuelve a producir otra reducción de 50%, esto es se llega al 25%, en 250 años). Este proceso más lento se debe a que la capa superior del océano se satura y ahora se producen los intercambios con el océano profundo, proceso que es bastante más lento. Al final, cuando se alcanza el estado de equilibrio, no todo el CO_2 se va a el océano, si no que la atmósfera se queda con el 15% y el océano con el 85%.

Con respecto a la interacción entre la atmósfera y la biosfera, la figura 2.3 nos muestra un diagrama de bloques de la interacción entre la atmósfera y la biosfera terrestre. La aportación de la biosfera oceánica es muy pequeña en comparación. Como podemos observar, mediante la fotosíntesis, el CO_2 pasa de la atmósfera a las plantas. Parte de este CO_2 es devuelto a la atmósfera mediante la respiración. Este proceso supone una pérdida para la atmósfera de $102 - 50 = 52$ Pt de C por año. Otra parte del CO_2 pasa a las partes estructurales como puede ser los troncos y ramas de los árboles, terminando en forma de un detritus en la superficie del suelo cuando la planta o sus hojas caen al mismo. Parte de este detritus es descompuesto por las bacterias descomponedoras transfiriendo CO_2 a la atmósfera y parte del detritus pasa al suelo en forma de humus. Este humus es al final también descompuesto pasando a la atmósfera, cerrando así el ciclo.

2.2.7 La perturbación antropogénica

Hasta el momento se han estudiado los diferentes procesos de intercambio de CO_2 que de una forma natural se establecen entre los diferentes subsistemas que componen el sistema climático. A estos procesos tenemos que añadir el efecto producido por el hombre que dada la magnitud y extensión del mismo esta cambiando de forma significativa los valores naturales de la concentración de CO_2 , basta ver para ello la figura 2.4 donde aparece la evolución en los últimos 300 años de su concentración.

La figura 2.7 nos muestra una estimación de las emisiones anuales de CO_2 a nivel mundial debido al uso de combustibles fósiles y a la fabricación de cemento. Como podemos comprobar el aumento de las emisiones tiene un carácter exponencial (el eje de ordenadas es logarítmico) con un aumento anual del 4%. En 1987 último año que aparece en la figura la tasa de emisión era de 5.7 Pg/año.

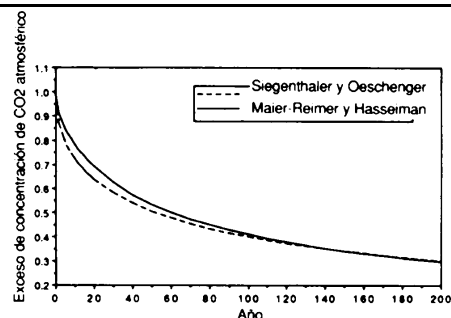


Figura 2.6: Evolución del CO_2 atmosférico tras un aumento súbito del 100% calculado mediante dos modelos océano-atmósfera. (Fuente: Cambio climático. Evaluación científica del IPCC, Ministerio de Obras Públicas y Transporte, 1992)

Por otra parte durante los últimos 100 años se ha producido también un importante cambio en el uso de la tierra, principalmente en procesos de deforestación, esto ha ocasionado que se añadan a la atmósfera parte del CO_2 que contienen. Las estimaciones para 1980 indican un valores que van desde las 0.6 hasta 2.5 Pg/año. El efecto combinado de ambos factores nos da que se están añadiendo a la atmósfera de entre 6.3 y 8.2 Pg/año. De los estudios de la evolución del CO_2 en la atmósfera se deduce que esta almacena del orden de 3 Pg/año. ¿Donde va a parar el resto?. Aquí las cosas no están claras. Una parte que puede ser del orden de entre 0.5 y 2 Pg/año va a parar al océano y el resto va a parar a la biosfera. Lo que sucede es que estimaciones de la

toma del CO_2 por parte de los bosques es menor que la asignada en los cálculos anteriores y no está muy claro como se produce el reparto de las emisiones antropogénicas. Este tema es crucial pues determina la firma de protocolos como el de Kioto por parte de los estados. El resto de los gases minoritarios, vapor de agua, dióxido de carbono, ozono, metano, etc. tienen un alto interés meteorológico pues son radiativamente activos, con bandas de absorción tanto en el visible como en el infrarrojo, provocando entre otros efectos, el llamado efecto invernadero mediante el cual en la superficie de la tierra disfrutamos de una temperatura que hace posible la vida sobre la misma. Así mismo, estos gases intervienen en multitud de procesos químicos y biológicos por lo que, dada su gran importancia en la atmósfera, se irán estudiando con mayor profundidad a lo largo del curso.

Además de gases en la atmósfera existen también una gran cantidad de partículas llamadas aerosoles⁵. Estas partículas están presentes a lo largo de toda la atmósfera desde los lugares más contaminados a los lugares más remotos. Como la fuente principal de las partículas es la superficie de la Tierra, la mayor concentración se da en las cercanías del suelo disminuyendo esta concentración según se asciende a capas elevadas de la atmósfera. En el capítulo 5 analizaremos con más detalle su origen, composición y su importancia en la atmósfera.

2.3 Distribución vertical de la masa y composición de la atmósfera

2.3.1 Distribución vertical de la masa

Una de las características más importantes de la atmósfera es que a grandes rasgos se encuentra en equilibrio hidrostático. Esto significa que la presión atmosférica viene determinada esencialmente por la cantidad de aire que tenemos encima, de tal forma que, cuando tenemos bajas presiones tenemos menos cantidad de aire encima de nosotros que cuando tenemos altas presiones. Así pues,

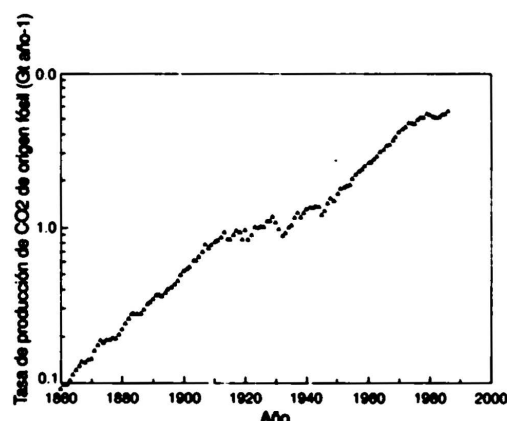


Figura 2.7: Emisiones anuales de CO_2 a nivel mundial debido al uso de combustibles fósiles y fabricación de cemento (Fuente: Cambio climático. Evaluación científica del IPCC, Ministerio de Obras Públicas y Transporte, 1992)

dar la distribución de presión equivale a dar la distribución de masa.

Puesto la cantidad de aire que tenemos encima va disminuyendo según nos alejamos de la superficie de la Tierra (la atmósfera es finita), la presión del aire también disminuye con la altura. Por otra parte resulta que el aire es compresible, esto es, al aumentar la presión aumenta la densidad. Así pues, como la presión disminuye con la altura, la densidad también disminuye con la altura.

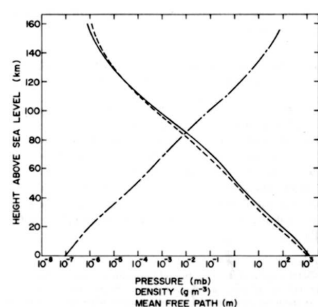


Figura 2.8: Variación de la presión, densidad y recorrido libre medio con la altura. (Fuente: J. M. Wallace & P. V. Hobbs, 'Atmospheric Science. An introductory survey'. Academic Press)

La figura 2.8 nos muestra la disminución de la presión y la densidad con la altura para una 'atmósfera estandar', que es una atmósfera ideal representativa de la atmósfera real. Las diferencias entre una y otra no van más allá de un 30%. El eje x representa, en escala logarítmica, la presión en milibares y la densidad en gr/m^3 . Puesto que la representación gráfica no se separa mucho de la línea recta podemos pensar que la presión, p y densidad, ρ disminuyen con la altura siguiendo la ley

$$p(z) \approx p(0) \exp(-z/H)$$

$$\rho(z) \approx \rho(0) \exp(-z/H)$$

siendo H la llamada escala de altura y que tiene un valor cercano a los 7 km. Esto significa que la presión y densidad disminuyen en un factor e cada 7 km. Si en superficie la presión es de 1000 mb, a 7 km vale $1000/e$ y a 2 km $1000/e^2$.

2.3.2 Variación de la composición con la altura

La proporción en la que aparecen los llamados gases permanentes en la troposfera (capa de la atmósfera más próxima al suelo) se puede considerar como representativa de la que tienen en los primeros 90/100 km de la atmósfera, por esta razón esta capa, se denomina *homosfera*. Así pues, la homosfera se caracteriza por que se mantiene constante la composición de los gases permanentes a lo largo de ella. Esto no significa, por ejemplo, que exista la misma cantidad de oxígeno a 90 Km que en superficie. Lo que significa es que por término medio la proporción de oxígeno en el aire a 90 Km es la misma que la que existe en superficie. Esta homogeneidad, en lo que a composición se refiere, se debe a que la atmósfera, por

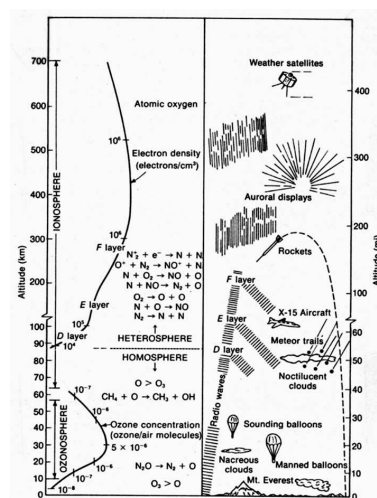
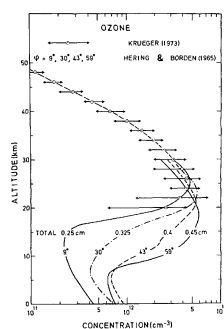


Figura 2.9: Esquema que muestra la estructura química de la atmósfera

debajo de los 90 Km, mantiene el suficiente grado de “turbulencia” o mezcla vertical frente al tiempo de permanencia de los gases (permanentes), como para mantener su proporción constante a lo largo de ella. Al igual que nosotros agitamos nuestra taza de café cuando echamos un terrón de azúcar para agilizar la difusión de la misma a lo largo de toda la taza y que el café nos sepa dulce desde el principio hasta el fin, la atmósfera mantiene bien mezclado a los gases permanentes que la componen por debajo de los 90/100 Km.

Por encima de este nivel, denominado *homopausa* o *heteropausa* la agitación turbulenta deja de ser lo suficientemente eficaz y los gases tienden a disponerse de acuerdo con su peso, de tal forma que en la parte inferior tenemos los elementos más pesados y los más ligeros tiendan a estar en la parte externa de la atmósfera, es la llamada *heterosfera*. Así pues cabe esperar que en la parte externa de la atmósfera estén los compuesto más ligeros como helio, hidrógeno, oxígeno atómico, etc.

El caso del ozono es especial, este gas se forma a partir de la reacción de átomos de oxígeno (O) y moléculas de (O_2) mediante la reacción $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$, siendo M una molécula cualquiera (normalmente N_2 que hay mucho) y que sirve para estabilizar la reacción. Para que esta reacción se lleve a cabo es necesario que tengamos suficiente cantidad de átomos de oxígeno



Mean vertical distribution of the ozone concentration according to observations at different latitudes. Note the variations in total column abundance.

Figura 2.10: Perfiles de ozono para diversas latitudes, (Fuente: G. Brasseur and S. Solomon, *Aeronomie of the middle atmosphere*, Reidel)

Así mismo aparece la cantidad de ozono que hay en una columna de sección unidad expresada en cm^6 .

El caso del agua es también especial, es uno de los pocos gases existentes en la atmósfera que condensa (bien en forma líquida bien en forma sólida) a las temperaturas atmosféricas usuales, así mismo, la capacidad de retención del vapor de agua sin que condense disminuye con la temperatura. Si tenemos en cuenta que: la fuente más importante de vapor de agua en la atmósfera se localiza

(producido por disociación del O_2), moléculas de oxígeno y moléculas M y esto ocurre en una región de la atmósfera en torno a los 20 Km, zona en la que la concentración de ozono alcanza un máximo. Por encima de esta capa, tenemos mucho oxígeno atómico pero menos oxígeno molecular y moléculas M, por debajo tenemos muchas moléculas M y oxígeno molecular pero poco oxígeno atómico, en cualquiera de los dos casos la probabilidad de formar ozono disminuye, disminuyendo por tanto su concentración. La figura 2.10 nos muestra cuatro perfiles típicos correspondientes a otras tantas latitudes diferentes. En el eje x se expresa la concentración como número de moléculas por cm^3 y en el eje y la altura. Como podemos ver la concentración máxima se alcanza entre los 15 y 25 Km depen-

en la superficie de la Tierra (el océano) y que la capacidad de retener el vapor sin que condense va disminuyendo con la altura (habida cuenta que la temperatura disminuye con la altura), es lógico que la cantidad de vapor disminuya con la altura. La figura 2.11 representa los valores medios latitudinales (valor medio a lo largo de un paralelo) de la concentración de vapor de agua, expresado en gramos de vapor por kilogramo de aire. Como podemos ver la máxima concentración se localiza cerca de la superficie y cerca del ecuador. Según nos elevamos en altura y nos separamos del ecuador la temperatura disminuye, disminuyendo la cantidad de vapor de agua.

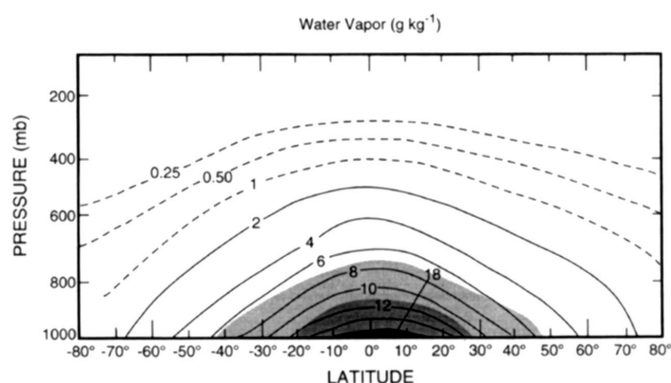


Figura 2.11: Distribución de la media zonal de la concentración de vapor de agua en (gr/Kg) como función de la latitud y de la altura. (Fuente: Murray L. Salby, 'Fundamentals of atmospheric physics', Academic Press)

2.4 Estructura térmica de la atmósfera

2.4.1 Variación vertical de la temperatura

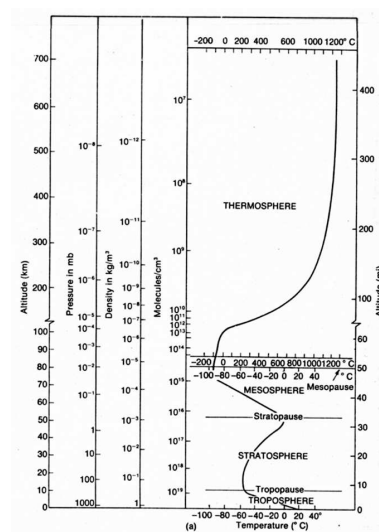


Figura 2.12: Esquema que muestra la estructura térmica de la atmósfera

De acuerdo con la variación de la temperatura con la altura, podemos dividir la atmósfera en varias capas. En primer lugar tenemos la *troposfera*, ver la figura 2.12, que es la capa más cercana al suelo, tiene una altura que va desde los 8/9 Km en las zonas polares a los 12/13 Km en las zonas tropicales. En esta capa la temperatura disminuye con la altura. Por término medio este gradiente es de unos 6 grados Kelvin por Km. Es en esta capa donde se desarrollan la mayor parte de los fenómenos meteorológicos tales como la lluvia, el granizo, los fenómenos eléctricos, los sistemas frontales, etc.

Por encima de la troposfera tenemos la *estratosfera*. Esta capa alcanza un espesor de unos 40 Km aproximadamente. La característica más notoria es que la tempe-

ratura aumenta con la altura. Esta circunstancia confiere a la estratosfera una fuerte estabilidad térmica. Esto significa, por ejemplo, que si lanzamos a la estratosfera un cierto gas permanecerá allí durante mucho tiempo. De acuerdo con una teoría propuesta por Carl Sagan, si se produjese una guerra nuclear, como consecuencia de las explosiones nucleares una gran cantidad de polvo y cenizas irían a parar a la estratosfera y allí, dada su enorme estabilidad, permanecerían durante largo tiempo bloqueando la radiación que llega a la superficie y por tanto provocando en la Tierra el llamado *invierno nuclear*. Los ‘pobrecitos’ supervivientes de los primeros impactos tendrían que soportar durante algunos años una tierra no solo yerma si no también congelada. No hace falta esperar a que suceda tan infortunado acontecimiento, este fenómeno aparece en menor escala cuando se producen erupciones volcánicas. Estas lanzan a la atmósfera una gran cantidad de gases y cenizas, algunos de los cuales penetran en la estratosfera donde permanecen durante bastante tiempo dando lugar entre otros fenómenos a bellos espectáculos ópticos provocados por las partículas inyectadas en la estratosfera. Es también en esta zona de la atmósfera donde se desarrolla la ozonósfera (en realidad la estratosfera viene provocada por la existencia de la ozonósfera, como hemos visto el ozono es un buen absorbente de radiación ultravioleta y esto provoca el aumento de la temperatura).

Por encima de la estratosfera tenemos la atmósfera media o mesoesfera, donde la temperatura comienza a disminuir con la altura hasta el nivel de los 50/60 Km donde comienza de nuevo un ascenso de la temperatura dando lugar al inicio de la termosfera. Los gases presentes en la termosfera absorben fuertemente en el ultravioleta lo que provoca, dado lo tenue de esta capa, un aumento muy fuerte de la temperatura. El calor es difundido hacia abajo, donde las concentraciones de CO₂ son lo suficientemente importantes para que lo emita hacia el espacio exterior mediante radiación infrarroja.

2.4.2 Variación latitudinal de la temperatura

Las variaciones estudiadas en la sección anterior son a escala global. No obstante, existe una variación a escala latitudinal que merece la pena estudiarse pues va a determinar en gran medida los movimientos que tienen lugar en la atmósfera. La figura 2.13 nos muestra la distribución latitudinal de la temperatura⁷ para dos meses del año, enero que se supone representativo del invierno septentrional, y julio, que se toma representativo del verano septentrional. Como podemos observar la temperatura, tanto en verano como en invierno, disminuye, en la troposfera, desde el ecuador hacia el polo aunque hay diferencias notorias entre ambas estaciones. Así tenemos que en invierno la disminución entre el ecuador y el polo es más acusada (la pendiente de las isotermas se hace mayor), desplazándose la zona donde se produce esta máxima pendiente hacia el sur. En invierno, la zona de máxima pendiente está alrededor de 30/35 grados, en verano la zona de máxima pendiente está hacia los 45/50 grados. Como veremos en temas posteriores, este hecho tiene como consecuencia que el viento, en invierno, alcance un máximo hacia la latitud 30°N, mientras que en

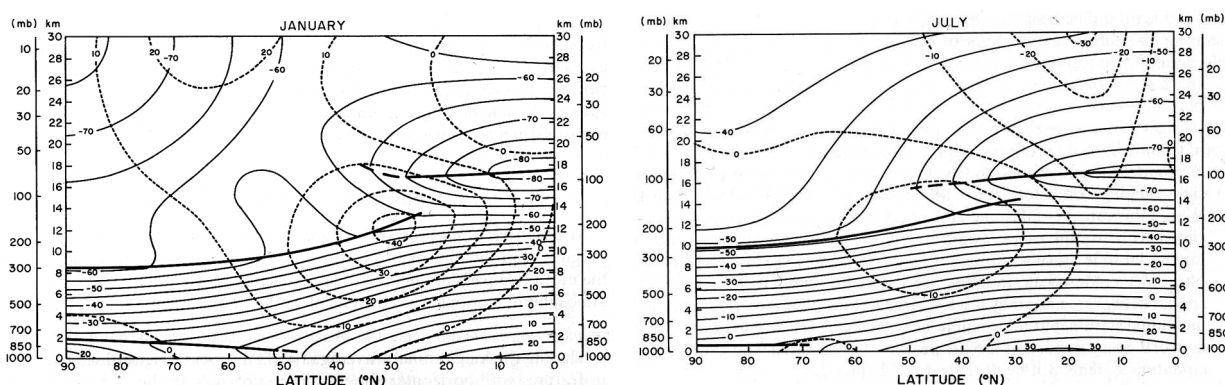


Figura 2.13: Distribución de temperatura latitudinal para el hemisferio norte en invierno (izquierda) y verano (derecha). La línea a trazos muestra la distribución media del viento zonal. La línea continua a trazo fuerte marca la tropopausa. (Fuente: J. M. Wallace & P. V. Hobbs, 'Atmospheric Science. An introductory survey'. Academic Press)

verano lo alcanza hacia la latitud 45°N , según podemos ver en la figura 2.13(izquierda). Así mismo, de estas figuras, podemos ver que los vientos invernales son más intensos que los vientos de verano.

Podemos también observar como la atmósfera una vez alcanzada la tropopausa se hace prácticamente isoterma. Así mismo podemos ver que la tropopausa está mucho más elevada en las zonas tropicales que en las polares. Como consecuencia, en la estratosfera inferior, las regiones ecuatoriales se encuentran más frías que las polares.

2.5 Estructura cinemática

Vamos a mostrar en esta sección como se reparten los vientos a lo largo de la atmósfera. Como el viento es una magnitud vectorial debemos dar sus tres componentes. Es costumbre en meteorología tomar como eje x el eje a lo largo de un paralelo y la componente de la velocidad a lo largo de este eje se la denomina componente zonal. Se toma como eje y el marcado por el meridiano y la componente de la velocidad a lo largo de este eje se la denomina componente meridiana. Por último tenemos la componente vertical. De las tres componentes la mayor es la componente zonal y es la que mostraremos aquí. Como antes veremos el valor medio latitudinal. La figura 2.14 nos muestra la distribución del valor medio latitudinal de la componente zonal del viento, así mismo aparece la distribución de temperatura potencial⁸. La característica más notoria de la anterior figura es la existencia de dos núcleos a una altura de unos 200 mb ($\sim 10\text{--}11$ km), que aparece tanto en el hemisferio norte como en el sur, de vientos muy fuertes de componente oeste (indica de donde viene el viento). Es la llamada corriente en chorro. Estos núcleos también lo podemos ver en la figura 2.13. De esta figura, podemos ver que estos núcleos de viento intenso están asociados a las zonas de mayor contraste térmico por debajo del núcleo (que se puede identificar fácilmente por la máxima inclinación de las isotermas). Otra característica importante de esta figura es la existencia

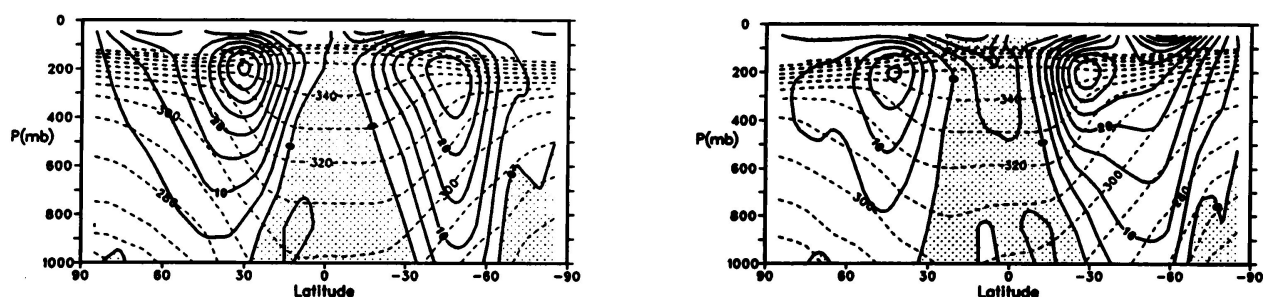


Figura 2.14: Distribución de la velocidad media latitudinal del viento zonal para el periodo diciembre-febrero (izquierda) y junio-agosto (derecha) La región a puntos indica vientos del este. (Fuente: R. Grotjahn, 'Global Atmospheric Circulations', Oxford University Press)

en la zona ecuatorial de una región de vientos del este (procedentes del este), esta zona coincide con la región de los vientos alisios y contralisios, o los vientos del comercio (trade winds) en su acepción inglesa. Si contrastamos los meses de verano e invierno podemos ver cómo en los meses de verano el chorro se debilita y se desplaza hacia al norte, en consonancia con la debilidad del contraste térmico y el desplazamiento hacia el norte de este contraste, según se puede ver de la figura 2.13.

2.6 El campo de masas

Una de las características más importante de la atmósfera es que a grandes rasgos se encuentra en equilibrio hidrostático. Esto significa que la distribución de la presión atmosférica viene determinada esencialmente por la cantidad de aire que tenemos encima, dicho de otra manera cuando tenemos baja presión es que tenemos poca masa aire encima de nosotros, cuando tenemos altas presiones es que tenemos mucho masa de aire encima. Así pues dar la distribución de presiones equivale a dar la distribución de masas. Como hemos hecho anteriormente, vamos a dar los valores medios latitudinales. Para el caso de la presión, lo que se suele hacer es elegir unos valores de la presión característicos, por ejemplo 1000 mb, 500 mb, 100 mb, etc. y representar a que altura se alcanzan estos valores, en el argot técnico significa representar la topografía de la superficie de presión en cuestión. Así pues vamos a representar los valores medios latitudinales de las alturas a las que se alcanzan estas presiones características.

La figura 2.15 nos muestra la altura media de las superficies de 1000, 500 y 100 mb, para un mes de verano y otro de invierno. Si nos fijamos en las superficies de 500 y 100 mb, vemos que las superficies isobaricas (de igual presión) se encuentran inclinadas hacia el polo, lo que significa que las presiones para una misma altura son menores en el polo que en el ecuador. Esta diferencia se ve acrecentada en la época de invierno. como veremos más adelante la forma de estas superficies de presión esta determinada esencialmente por el contraste térmico entre las regiones tropicales y polares. La curva asociada a 1000 mb, cambia por completo. Representa en buena medida la

presión cercana a la superficie del mar (Por término medio en la superficie media del mar se tiene una presión de 1012.25 mb).

Vemos como cercano al ecuador existe una zona de bajas presiones, mientras que en la zona de unos 30 grados al norte y al sur hay una zona de altas presiones, esta zona coincide, como veremos a continuación con la zona de las altas presiones como puede ser la de las Azores. Resulta notoria la fuerte disminución de la presión a nivel de superficie en el hemisferio sur entre los 40 y 60 grados de latitud. Este cinturón corresponde a una zona por donde desfilan uno tras otro los ciclones extratropicales que hacen de los mares del sur los más violentos del mundo.

Merece la pena analizar también como se distribuye la presión a nivel medio del mar, esto es como está repartida la masa de aire a lo largo de todo el globo. La figura nos muestra un mapa de isobaras (líneas de igual presión) para dos meses del año, julio (mapa superior) y enero (mapa inferior). Si nos fijamos en julio podemos ver que existen dos centros de altas presiones, de considerable extensión, en el hemisferio norte situados sobre los océanos Atlántico y Pacífico, las llamadas zonas de altas presiones de las Azores y de Haway.

En el hemisferio Sur aproximadamente a similares latitudes aparecen centros de altas presiones sobre los tres grandes océanos, Atlántico, Pacífico e Índico. Merece la pena destacar que sobre el norte de la India aparece la baja Tibetana, asociada a la fuerte insolación que se da sobre las mesetas de Asia Central y al monzón que sopla sobre el subcontinente indio. La zona marcada con ITCZ es la llamada zona de convergencia intertropical que marca el ecuador meteorológico y donde convergen los vientos alisios y contralisios. Así mismo se ve la fuerte concentración de isobaras en el hemisferio sur que refleja la fuerte disminución de la presión a lo largo de este cinturón latitudinal que vemos en la figura 2.15. Durante el invierno, los centros de altas presiones que aparecen en los océanos del hemisferio norte se ven debilitados y apareciendo a unas latitudes inferiores a la vez que aparecen dos centros de bajas presiones uno al sur de Groenlandia, llamada la baja de Islandia o de Groenlandia y otro cerca del estrecho de Bering llamado la baja de las Aleutianas, en el sur no aparecen diferencias significativas. Si es importante el cambio obrado sobre las estepas de Asia Central, ahora aparece un fuerte anticiclón asociado al fuerte enfriamiento que se da en esta zona. Las flechas nos indican el flujo de viento. Se puede comprobar como en la zona ecuatorial van hacia

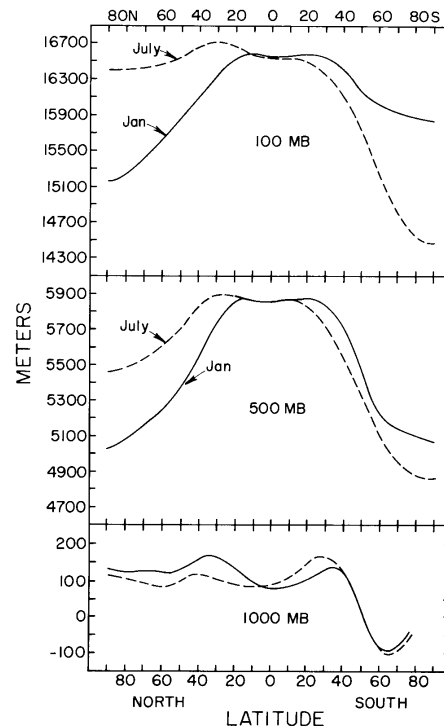


Figura 2.15: Topografías medias latitudinales de presión en enero y julio para 1000, 500 y 100 mb. (Fuente: R. Grotjahn),

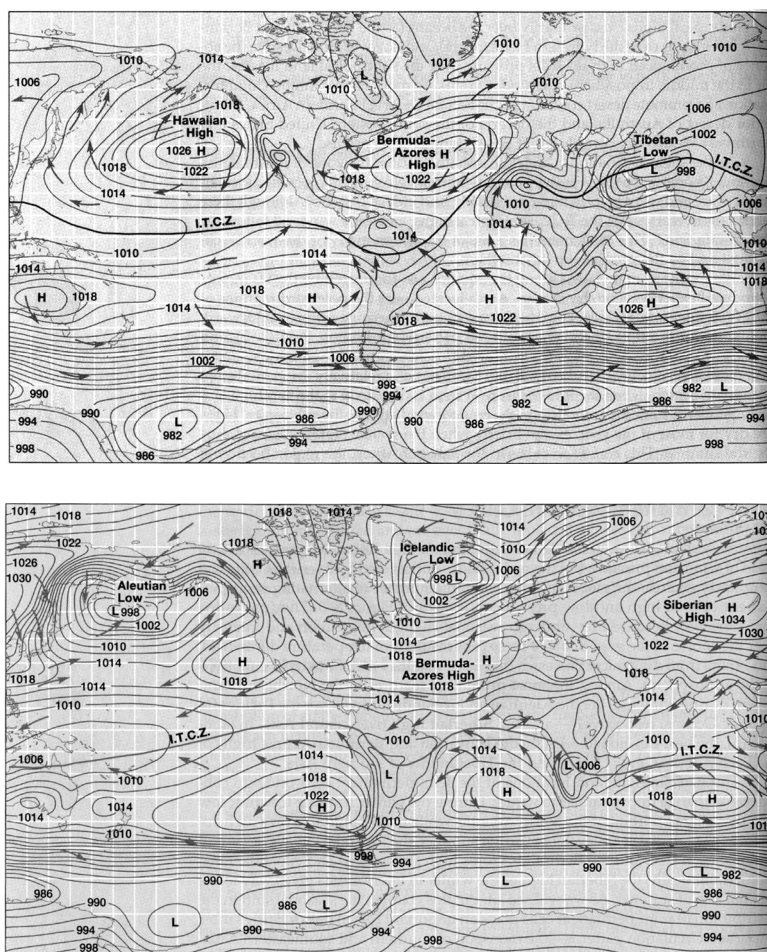


Figura 2.16: Distribución de la presión a nivel del mar. Verano arriba, invierno abajo

el ecuador y el este, mientras que en zonas latitudinalmente más elevadas los vientos van hacia el oeste.

2.7 Estructura eléctrica

De tiempo inmemorial el hombre ha mostrado su miedo y asombro frente a uno de los sucesos mas violentos de la naturaleza: el rayo. Desde los tiempos de Benjamin Franklin sabemos que éste no son otra cosa que una descarga eléctrica que tiene lugar en la atmósfera. Como surge esta descarga. La solución la veremos en el capítulo 5 dedicado a física de nubes, ahora nos conformaremos en explicar someramente la estructura eléctrica de la atmósfera.

2.7.1 La partículas cargadas

Existen diferentes fuentes que dan lugar a la formación de partículas cargadas en la atmósfera entre ellas podemos mencionar a

- Rayos X y radiación ultravioleta procedente del Sol. Estos, son tan energéticos, que cuando llegan a la atmósfera son capaces de ionizar las moléculas y átomos que componen el aire, principalmente en las capas superiores por encima de unos 60 km. La velocidad a la que se producen los iones depende fuertemente del ciclo diurno (día-noche) y de la actividad solar
- Rayos cósmicos que provienen del Sol y otras fuentes de la galaxia. Estos son muy energéticos y pueden penetrar hasta capas profundas de la atmósfera. A lo largo del camino van dejando su energía ionizando las moléculas que encuentran. La mayor ionización se alcanza hacia los 15 km
- Cerca del suelo, los elementos radiactivos emiten partículas β y γ que son capaces de ionizar las moléculas con que interactúan. Las partículas α son fuertemente ionizadoras pero tienen menor importancia al estar limitadas a una región muy próxima al suelo.
- En el interior de las nubes por diversos mecanismos no muy bien conocidos.

Los electrones formados en los procesos anteriores, mucho más pequeños y de mayor movilidad, y en las capas más bajas y densas de la atmósfera, se unen a otras moléculas neutras dando lugar a iones negativos. Estos iones negativos junto con los positivos se denominan pequeños iones. Estos pequeños iones desaparecen, bien por recombinación entre ellos, bien porque se unen a los aerosoles formando iones relativamente pesados, y de larga duración llamados grandes iones. Estos procesos de formación y desaparición de iones dan lugar a que exista una densidad media de unos $10^8 - 10^9, \text{m}^{-3}$. En las capas más altas de la atmósfera donde la densidad es muy pequeña, los electrones pueden pervivir mucho tiempo de forma libre dando lugar a una capa cargada, como si de un metal se tratase, que se denomina ionosfera y de la que hablaremos un poco más adelante.

Los pequeños iones, positivos y negativos, se aceleran en direcciones opuestas cuando se someten a un determinado campo eléctrico. Estos iones al moverse chocan con moléculas neutras que impiden en cierto modo su movilidad. La capacidad de moverse los iones a través del gas neutro recibe el nombre de movilidad y viene caracterizada por un cierto parámetro llamado movilidad k . Es obvio que la movilidad es menor en las capas inferiores de la atmósfera donde la densidad es alta que en las capas superiores donde la densidad es baja. Como los grandes iones son muy pesados (frente a los pequeños iones) estos apenas si contribuyen a la movilidad. Al producto de la movilidad por la cantidad de carga que transportan los iones recibe el nombre de conductividad λ . El inverso de esta conductividad es la resistividad. Atendiendo a la conductividad, la atmósfera la podemos dividir en varias capas. Así tenemos la atmósfera neutra por debajo de unos 80 km. La

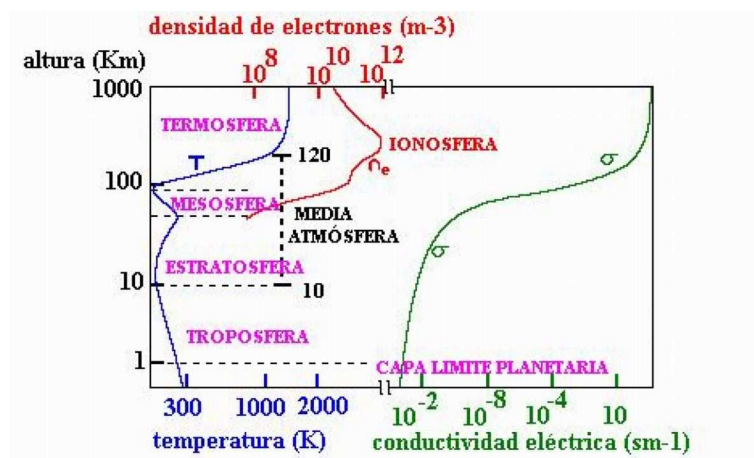


Figura 2.17: Estructura de la atmósfera atendiendo a la conductividad. Se muestra también la estructura en términos de la temperatura y la densidad de electrones.

región dinamo entre los 80 y los 200 km y la magnetosfera por encima de los 200 km. Ver la figura 2.17

2.7.2 El campo eléctrico

La experiencia nos muestra que existe en la atmósfera un campo eléctrico E_0 descendente que en las cercanías del suelo tiene en promedio, en condiciones de buen tiempo, una intensidad de unos -120 V/m, donde el signo menos nos indica que está dirigido hacia el suelo. Las leyes de la electrostática nos dice que la presencia de este campo eléctrico se debe a la existencia de una densidad superficial de carga σ en la superficie de la Tierra y que está relacionada con el campo mediante la expresión

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

siendo ϵ_0 la permitividad del vacío. Utilizando el valor -120 V/m del campo eléctrico, nos da para la densidad de carga un valor de -1.1×10^{-9} culombios por metro cuadrado. Debido a la presencia de cargas eléctricas libres en la atmósfera, este campo eléctrico va disminuyendo con la altura. Inicialmente de forma muy rápida y luego de forma mucho más lenta hasta que prácticamente se hace muy pequeño en la atmósfera superior. Por definición, la variación del potencial eléctrico (el voltaje) con la posición (en nuestro caso se reduce prácticamente a la variación con la altura) es igual al campo eléctrico. Como el campo eléctrico varía muy deprisa en las cercanías del suelo el potencial varía también muy rápidamente cerca del suelo, haciéndose prácticamente constante en altura. Las figuras 2.18 y 2.19 nos muestran la variación teórica del campo eléctrico y del potencial con la altura respectivamente.

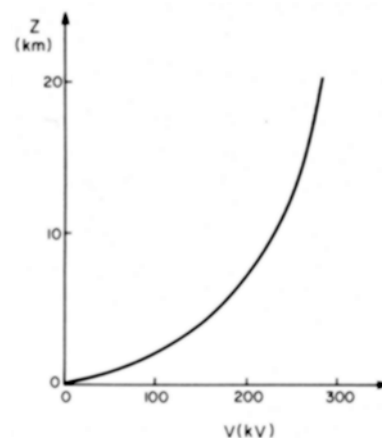
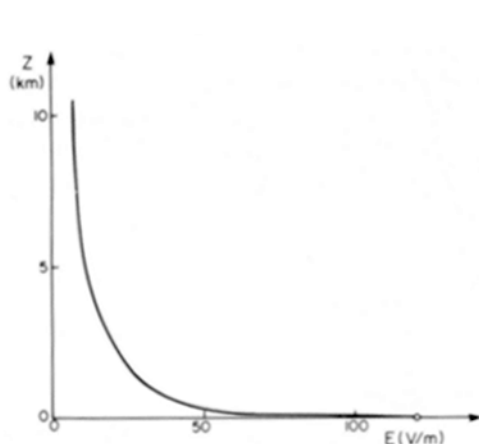


Figura 2.18: Variación vertical del campo eléctrico. Figura 2.19: Variación vertical del potencial.

2.7.3 El problema fundamental de la electricidad atmosférica

Según hemos venido diciendo hasta ahora la atmósfera presenta una capa superior llamada ionosfera que se puede considerar (desde el punto de vista eléctrico) como una superficie metálica donde las cargas eléctricas pueden moverse libremente. Así mismo hemos visto que el suelo presenta una capa cargada negativamente. Entre ambas regiones tenemos una capa atmosférica semi-aislante con una pequeña conductividad λ . Así pues podemos considerar al sistema: suelo, atmósfera, ionosfera como un gran condensador llamado el condensador telúrico donde una de las placas es el suelo, la otra la ionosfera y la atmósfera intermedia el dieléctrico. Este dieléctrico tiene una pequeña conductividad que hace que poco a poco el condensador pueda descargarse.

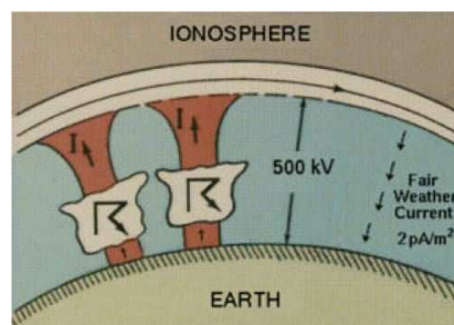


Figura 2.20: Ilustración que nos muestra el condensador telúrico

Unos cuantos números nos ilustraran sobre las características de este enorme condensador. La diferencia de potencial entre las placas es del orden de 300 kV. La densidad de corriente entre las capas y que según hemos dicho descarga lentamente el condensador, es de 2.7×10^{-12} amperios por metro cuadrado que, teniendo en cuenta que la superficie de la Tierra es de $5 \times 10^{14} \text{ m}^2$, nos da una corriente de $I \approx 1350$ Amperios. La carga total del condensador es igual a la densidad de carga superficial, que habíamos visto que era -1.1×10^{-9} Culombios por metro cuadrado, multiplicada por la superficie de la Tierra nos da 5.5×10^5 Culombios. La capacidad (carga dividido por el potencial) de este condensador vale 1.8 Faradios. La resistencia de la atmósfera intermedia entre las

dos capas vale $R/I = 222$ Ohmios. La carga de este condensador desaparece con una constante de tiempo de unos 7 minutos. Esto significa que el condensador se descargaría rápidamente. Para que mantenga estos parámetros de forma estacionaria el condensador se debe de cargar continuamente. Parece ser que el mecanismo fundamental son las tormentas que continuamente tienen lugar a lo largo de todo el globo. Hablaremos del mecanismo de recarga cuando hablemos de los fenómenos eléctricos en el capítulo ?? dedicado a la física de nubes.

2.7.4 Ionosfera

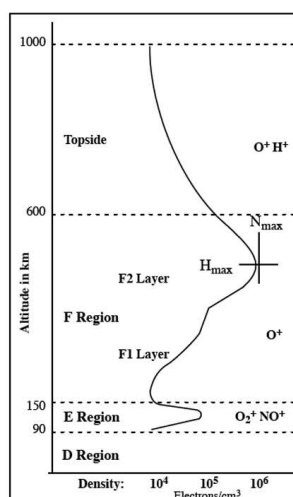


Figura 2.21: Estructura de la ionosfera

La estructura algo más detallada de la ionosfera la podemos ver en la figura 2.21. Entre los 80 y 100 km tenemos la región E o estrato de Heaviside. Por encima y hasta los 600-700 km tenemos las capas F1 y F2 de Appleton. Por debajo de la capa E y dependiendo de que el Sol este iluminado o no la atmósfera aparece la capa D.

La aparición o desaparición de esta capa *D* tiene influencia en la facilidad con la que se sintonizan las emisoras de radio durante la noche. Esto se debe a que la ionosfera refleja las ondas de radio por lo que existen emisoras cuyas ondas llegan a nuestros receptores una vez reflejadas en la ionosfera. Al ascender ésta durante la noche hace que seamos capaces de sintonizar emisoras más lejanas. Ver la figura 2.22

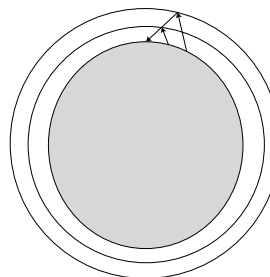


Figura 2.22: Figura que demuestra el mayor alcance de las emisoras con una ionosfera más elevada

2.8 Origen de la atmósfera

2.8.1 La atmósfera primitiva

La formación del planeta

Todo parece indicar que la Tierra se formó hace 4,5 milardos (1 millardo = 1000 millones) de años en el seno de una nube de gas y polvo que por atracción gravitatoria implosionó para dar lugar a la formación del Sol y su sistema planetario. La existencia de una cierta rotación inicial en esta nebulosa hizo que se concentrase a lo largo de un disco que giraba en torno al Sol. Este disco recibe el nombre de disco acrecionario. En este disco mediante procesos de colisión coalescencia se fueron formando los llamados planetesimales cuya unión dió lugar a la formación de los planetas. Durante las primeras fases del crecimiento acrecionario, el calor debió de ser tan intenso (debido al calor generado por los impactos) que la Tierra debió de permanecer en forma líquida, lo que permitió que los elementos fundidos más densos, hierro y níquel, debieron migrar hacia el interior del planeta dando lugar a la formación del núcleo, quedando en la superficie los elementos mas ligeros, los compuestos de silicio, que dieron lugar al manto y la corteza terrestre. Se piensa que este proceso no debió de durar más de 100 millones de años. Durante este periodo, se cree, que el impacto de un objeto del tamaño de Marte debió chocar con la Tierra dando lugar a un disco acrecionario en torno a esta, a partir del cual se debió formar la Luna que ha acompañado a la Tierra desde entonces y que ha tenido entre otras consecuencias una estabilización del eje de rotación de la Tierra. Hace 4,47 milardos la Tierra debió de estar esencialmente formada. Los fragmentos más antiguos de zirconita datan de hace 4,4 milardos. Para esta época el enfriamiento debio ser lo suficientemente importante como para que se formase la corteza terrestre haciendo que la parte más caliente quedase aislada en el interior del planeta y se pudiese formar por condensación del vapor de agua el océano. Se piensa, no obstante, que el intenso bombardeo que debió existir en la fase inicial de existencia del sistema solar, ha hecho que el océano se evaporase y condensase durante varias veces, pues el choque de un objeto de unos 500 km de diámetro genera la suficiente cantidad de calor como para evaporarlo. Este proceso de intenso bombardeo debió durar unos 600 a 700 millones de años.

La formación de la atmósfera

Podemos considerar la formación de la atmósfera en 4 etapas.

En una primera etapa se pudo formar una atmósfera compuesta por gases primordiales, esto es, gases que existían en la nebulosa primitiva. No se está seguro si esta atmósfera se perdió o en realidad no llegó a formarse, esta hipótesis viene apoyada por las siguientes evidencias experimentales

- La razón entre los gases nobles y otras especies químicas son mucho más pequeñas en la Tierra que en el Universo. Así por ejemplo, la razón entre el neón (Ne) y el silicio (Si) es de 10^{-10}

en la Tierra respecto de su razón en el universo.

- La razón entre el neón y el nitrógeno, cuyos pesos atómicos son muy similares, en la Tierra es una millonésima parte de la existente en el universo.

Los gases nobles, debido a que tienen sus capas electrónicas completas, son muy inertes. Esto significa que no reaccionan con otros compuestos presentes en la Tierra. Así pues su presencia en la Tierra se debe a que se han ido acumulando como producto de la exhalación del interior de la misma o estaban ya en la atmósfera primordial.

Si hubiesen estado en la atmósfera primordial las razones de concentración respecto de otros elementos serían iguales a las encontradas por término medio en el universo. Como esto no es así, hemos de suponer que estos gases se han formado por acumulación en la atmósfera mediante procesos radiactivos. Así pues hemos de pensar que la atmósfera actual se ha ido formando por acumulación de gases procedentes del interior de la Tierra.

En una segunda etapa, como resultado del choque de los meteoritos que bombardearon la Tierra durante la fase acrecionaria y la fase de intenso bombardeo que tuvo lugar en la fase inicial de la formación del planeta, se liberaron gran cantidad de volátiles, parte de los cuales permaneció en la atmósfera como una espesa nube que rodeó la Tierra. Cuando la temperatura de la Tierra descendió, (piensese que la temperatura del planeta debió ser alta a cuenta del intenso bombardeo), el vapor de agua debió condensarse para formar el océano, permaneciendo una espesa atmósfera de CO_2 , Nitrógeno, CO , y otros gases reducidos.

La tercera etapa debió estar dominada por exhalación térmica y el vulcanismo. Dentro de la fases iniciales de formación de la corteza terrestre, el grado de vulcanismo debió ser mucho más intenso que el actual, lo que mantuvo una atmósfera mucho más masiva que la actual.

La cuarta etapa ha estado caracterizada por la evolución de una atmósfera reducida inicial a una atmósfera, como la actual, con una gran cantidad de oxígeno.

La paradoja del Sol débil

Los modelos desarrollados por los astrofísicos en cuanto a la evolución de las estrellas, desde su formación hasta su muerte, indican que en las fases iniciales de su formación la energía emitida por las mismas era bastante menor que la energía emitida en fases más avanzadas de su ciclo de vida. Esto significa que el Sol en su fase inicial fué menos brillante que en la actualidad. La figura ?? nos muestra una posible evolución de la luminosidad del Sol expresado en tantos por uno de la constante solar. Como podemos ver la luminosidad ha aumentado desde un 70% hace . Suponiendo que la atmósfera existente en aquella época fuese igual a la actual, los cálculos muestran que la temperatura de equilibrio del planeta era bastante menor que la actual y la temperatura de la superficie también, estando en ambos casos por debajo de los cero grados Celsius lo que haría imposible un océano líquido. ¿ Como se pudo desarrollar la vida en estas condiciones ?. Una

manera de resolver el problema es suponiendo que el efecto invernadero que debió existir en la atmósfera primitiva debió ser mucho más intenso que en la actualidad. Uno de los 'culpables' de dicho efecto invernadero debió ser el CO_2 . Inicialmente se pensó que una atmósfera compuesta por unos 10 bares de CO_2 (en la actualidad hay 350 microbares) debió ser capaz de mantener el suficiente efecto invernadero como para mantener un océano líquido, sin embargo datos de pelosuelos, tan antiguos como 2800 millones de años, indican que la cantidad de CO_2 existente en aquella época no debió sobrepasar los nnnn bares, mucho menor que la prevista inicialmente e insuficiente como para producir el efecto invernadero necesario para mantener al océano líquido. El candidato más probable para ayudar al CO_2 a mantener una superficie terrestre relativamente cálida parece ser que es el metano (CH_4). El metano se forma a partir de la fermentación de la glucosa producida por bacterias anaeróbicas. Se está hoy bastante seguro que la vida sobre la Tierra debió surgir en la misma entre hace 3800 a 3500 millones de años. Parece verosímil que en la fase primitiva de la vida, sin que se hubiesen desarrollado todavía mecanismos para defenderse de la acción letal del oxígeno (en realidad de la acción letal de algunos compuestos procedentes de la oxidación por oxígeno, como son radicales libres), los mecanismos de extracción de energía por parte de las células fuesen la fermentación en vez de la respiración. Como resultado de la fermentación se forma metano. Ahora bien este metano en presencia de una atmósfera rica en oxígeno es rápidamente oxidado. Sin embargo como veremos en la próxima sección, la atmósfera primitiva debió ser anóxica, lo que permitió que aumentase la concentración de metano lo suficiente como para producir un efecto invernadero que mantuviese el océano líquido. Los cálculos muestran que con unos pocos miles de ppmb (partes por millón en volumen) son suficientes (en la actualidad la concentración es de ~ 1.7 ppm). Además en una atmósfera desprovista de oxígeno, el metano ascendería a la atmósfera superior donde se decompondría por acción de la radiación ultravioleta dando lugar a hidrógeno y carbono, pudiendo el hidrógeno escapar a la acción del campo gravitatorio. El escape del hidrógeno, como veremos más adelante, es una condición necesaria para que la atmósfera se haya ido enriqueciendo en oxígeno, pues si no, ambos gases reaccionan rápidamente para formar agua. Así pues el metano parece cumplir con los requisitos necesarios para justificar el efecto invernadero necesario para contraponerse al efecto de un Sol débil inicial.

2.8.2 La evolución del oxígeno en la atmósfera

Parece fuera de toda duda que la atmósfera primitiva estuvo desprovista de oxígeno. Las condiciones anóxicas se mantuvieron durante los primeros 2500 millones de años (Ma) de la historia de la Tierra estando bastante bien documentados por

- La presencia en rocas antiguas de pirita y uranita, minerales que son inestables en presencia de oxígeno.
- La existencia de formaciones de 'hierro en bandas' en rocas más antiguas de 2500 Ma. Es-

te hierro está en forma de hierro ferroso bivalente Fe^{++} que en presencia de oxígeno pasa rápidamente a la forma de hierro férrico trivalente Fe^{+++} . (basta que dejemos un trozo de hierro normal a la intemperie para comprobarlo).

- La aparición de lechos rojos de óxidos de hierro en rocas más jóvenes de 2000 Ma

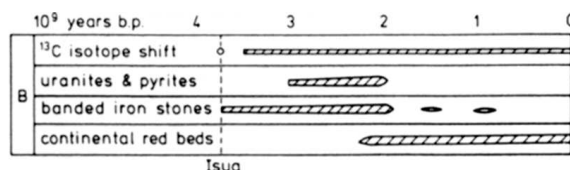


Figura 2.23: Algunos evidencias geológicas que demuestran que la atmósfera primitiva devió ser anóxica

La pregunta que surge rápidamente es ¿Cómo se ha podido alcanzar en la atmósfera los niveles actuales de oxígeno? En la atmósfera primitiva las únicas fuentes de oxígeno eran la descomposición fotolítica mediante radiación ultravioleta del vapor de agua y del anhídrido carbónico procedentes de las emisiones volcánicas y de los océanos, que según parece se formaron en época muy temprana. En los tratamientos iniciales del problema se suponía que la fotodescomposición se producía en los niveles inferiores de la atmósfera. Fijémonos en el vapor de agua, la acción de la radiación ultravioleta (tengase en cuenta que en una atmósfera desprovista de oxígeno tampoco había ozono) penetraba hasta la superficie de la Tierra donde descomponía el vapor de agua en hidrógeno y oxígeno. Ahora bien el hidrógeno reacciona rápidamente con el oxígeno volviendo otra vez a formar agua. Pero el campo gravitatorio de la Tierra retiene muy bien el oxígeno y no tan bien el hidrógeno pues al ser un elemento más ligero escapa con mayor facilidad¹⁰. Este hecho provoca que quede una cierta cantidad de oxígeno residual que se irá acumulando en la atmósfera. Ahora bien el incremento de la cantidad de oxígeno provoca también que este compita con el vapor de agua a la hora de absorber luz ultravioleta por lo que se reduce la cantidad de oxígeno producido por la descomposición del vapor de agua y por tanto se limita la cantidad de oxígeno presente.

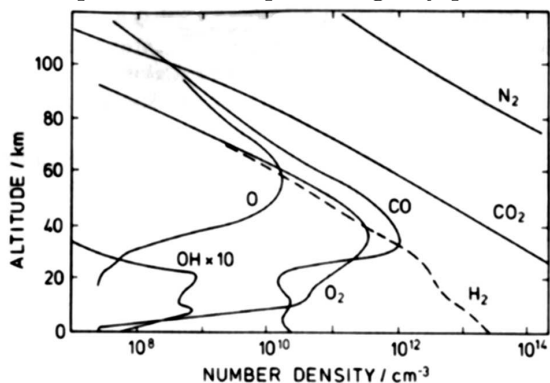


Figura 2.24: Concentraciones de N_2 , CO_2 , CO , O_2 , H_2 , O y OH , en una atmósfera primitiva prebiótica de acuerdo con los resultados del modelo de Kasting.

Así pues este mecanismo por el cual se forma oxígeno a partir de la descomposición fotolítica del vapor de agua tiene un límite que recibe el nombre de límite de Urey (nombre del investigador que propuso esta teoría) y su valor es de 0.1% CL (% de la concentración actual). Modelos posteriores, más completos, tienen en cuenta también la presencia del CO_2 y otros gases reductores. Así por ejemplo, la figura 2.24 nos muestra los resultados de un modelo propuesto

por Kasting donde el oxígeno molecular se produce mediante una recombinación de átomos de oxígeno ($O+O = O_2$) así como de la reacción de un átomo de oxígeno y el radical OH ($O + OH = O_2+H$) procedente de la disociación del vapor de agua. Como podemos observar la máxima concentración de oxígeno se encuentra a unos 50 km. La fuerte disminución de la concentración hacia la superficie se debe a la reacción del oxígeno con gases reductores procedentes de las exhalaciones volcánicas. Como en el caso de los modelos más sencillos, se supone también que existe una pérdida de hidrógeno por escape hacia el espacio exterior. Este modelo da para la concentración de átomos de oxígeno en una columna que alcance toda la atmósfera 7×10^{14} moléculas/cm² o un 0.01% de la concentración actual, bastante menor que la predicha por el límite de Urey.

Este valor es un límite superior pues además de oxidar al H_2 el oxígeno liberado debe de oxidar a multitud de sustancias químicas que estaban en estado reducido, entre ellas tenemos el monóxido de carbono (CO), sulfuro de hidrógeno (SH_2) y óxido sulfuroso (SO_2), que están presentes en las emisiones volcánicas así como al hierro bivalente (Fe^{2+}) que aparece como subproducto de la meteorización de las rocas ígneas. ¿Como es posible entonces que con el límite de Urey actuando como una losa se hayan oxidado tantos elementos y tengamos encima una atmósfera tan rica en oxígeno?.

Todo parece indicar que unas bacterias llamadas cianobacterias, ver figura 2.25, han tenido la culpa. Resulta que estos ‘bichitos’ son organismos fotosintéticos produciendo materia orgánica y oxígeno. En principio existe un balance entre el CO_2 gastado en la fotosíntesis con liberación de oxígeno y el que es producido por la respiración con igual consumo de oxígeno. Ahora bien existe un pequeño desequilibrio en este ciclo fotosíntesis/respiración si parte de la materia orgánica fuese enterrada en los sedimentos y quitada de la circulación quedando de esta manera oxígeno libre. Los biomarcadores indican la presencia de estas bacterias en sedimentos tan antiguos como 2700 Ma y se han asociado morfológicamente con microfósiles detectados hace 3500 MA en rocas sedimentarias encontradas en Isua (Groenlandia) y Warrawoona (Australia). Así mismo la diferencia del déficit de ^{13}C , $\delta^{13}C^{11}$ entre los carbonatos y el carbono orgánico encontrados en rocas sedimentarias se ha mantenido prácticamente constante a lo largo del tiempo geológico, lo que indica un origen biológico para este carbono.¹². Una buena parte del oxígeno así liberado se debe haber empleado en oxidar los elementos reducidos existentes en la corteza terrestre hasta llevarlos a su estado de oxidación actual y otra parte se debe de haber empleado en irse acumulando en la atmósfera.

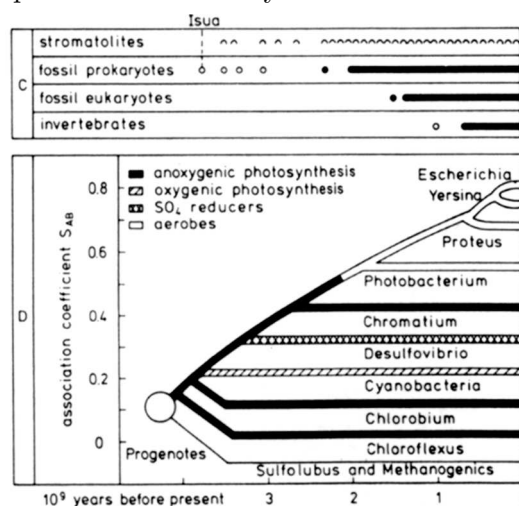


Figura 2.25: Algunos biomarcadores históricos (C) y una posible evolución de las bacterias.

La figura 2.26 nos muestra una posible curva de la evolución de la concentración de oxígeno en la atmósfera.

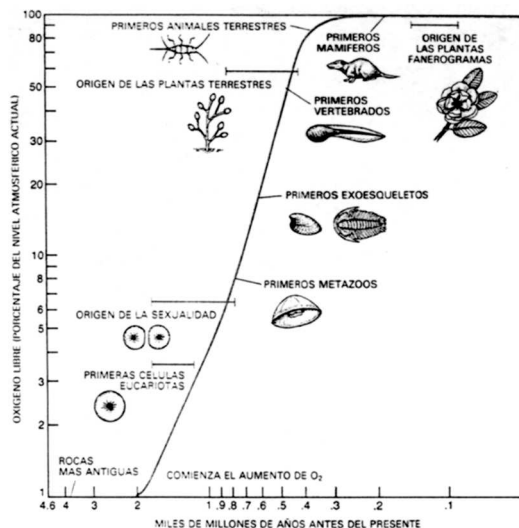


Figura 2.26: Posible evolución de la concentración de O₂ junto con algunos hechos paleobiológicos

Una vez alcanzado el llamado punto de Pasteur, en torno al 1% de la concentración actual del oxígeno, tendríamos suficiente concentración de oxígeno para que el mecanismo fermentativo de extracción de energía de la materia orgánica se sustituyesen por el mecanismo respiratorio más efectivo. Esto marcaría el surgimiento de las primeras células eucariotas hace 1400 Ma. Los datos indican que hace 700 millones de años aparecen los primeros metazoos lo que marca el comienzo del eón fanerozoico. Para esta época el nivel de oxígeno debe de haber superado ampliamente el nivel de Pasteur.

A la vez que la concentración de oxígeno iba aumentando, iba aumentando también la concentración de ozono. La figura 2.27 nos muestra diferentes concentraciones de ozono para diferentes tipos de concentraciones de oxígeno. Como se puede ver para concentraciones de oxígeno tan bajas como el 1% de la concentración actual, la cantidad de ozono es suficiente para producir un apantallamiento de completo de la radiación UV. Esto permitiría que la vida que hasta ese momento se desarrollaba en medios acuáticos alcanzase la superficie de los continentes y la consiguiente dispersión a lo largo de ellos.

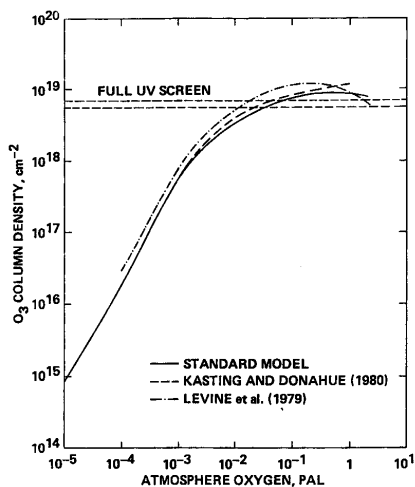


Figura 2.27: Cantidad de ozono por cm^2 para diferentes niveles de oxígeno de acuerdo con un modelo debido a Kasting, 1985

Notas

¹sinóptico, vocablo que procede del griego *συνοπτικός*, que significa: que tiene forma o carácter de sinopsis, que a su vez quiere decir: exposición general de una materia. En meteorología se empleó a finales del XIX para referirse a los mapas elaborados a partir de observaciones meteorológicas obtenidas en una cierta región relativamente grande a unas horas determinadas, llamadas horas sinópticas

² Se define el CO_2 Total como la cantidad de carbono total disuelto en el agua suma de: CO_2 disuelto (1%), de ión bicarbonato CO_3H^+ (90%), de ión carbonato CO_3^{2-} (9%).

³Cuando hablamos de materia orgánica muerta nos estamos refiriendo a los detritus de las plantas una vez que han cumplido su ciclo vital

⁴La solubilidad del CO_2 con el agua es más grande cuanto mas fría está el agua, cosa que podemos comprobar al abrir una botella de cerveza. Cuanto mas fría está la cerveza menos espuma hace

⁵En realidad la atmósfera en sí un aerosol, pues por definición un aerosol es una distribución de partículas en un gas. Por una corrupción del lenguaje al final se llama aerosol a las partículas

⁶Esta unidad representa la altura que tendría la columna de ozono, si todo el ozono lo llevásemos a la superficie de la tierra a la presión existente en la superficie

⁷Definimos la temperatura media latitudinal como la temperatura media a lo largo de un paralelo a una cierta altura o presión

⁸En un capítulo posterior definiremos este concepto

⁹La ionosfera se encuentra en un cuasi-equilibrio eléctrico, esto significa que existen aproximadamente tantos iones positivos como negativos (electrones). Es costumbre mostrar únicamente la concentración de electrones

¹⁰ De acuerdo con la física, las sumas de la energía cinética más la energía potencial E_p de una partícula en el

campo gravitatorio es una constante

$$\frac{1}{2}mv^2 + E_p = h,$$

siendo h la energía total. Si h es mayor o igual que cero la órbita que sigue la partícula es hiperpólica o parabólica respectivamente y si h es menor que cero la órbita es elíptica y la partícula está ligada al cuerpo que crea el campo gravitatorio. Así pues para ver que velocidad mínima ha de tener la partícula para poder dejar el campo gravitatorio de la Tierra debemos hacer h igual a cero en la anterior ecuación,

$$\frac{1}{2}mv^2 + E_p = 0.$$

La energía potencial de una partícula en el campo gravitatorio vale $E_p = -mg(r)r$ siendo $g(r)$ la aceleración de la gravedad a la distancia r desde el centro de la Tierra. Si llamamos z a la altura sobre la superficie terrestre, $g(r) = g(R)(1 + z/R)^{-2}$, siendo R el radio de la Tierra. Sustituyendo, se obtiene que la velocidad crítica vale $v_c = \sqrt{2g(r)r}$. Aquellas moléculas con velocidad superior a esta podrán escaparse del campo gravitatorio terrestre. Podemos calcular que fracción de moléculas tienen esta velocidad a partir de la función de distribución de velocidades de Maxwell, dada por la expresión,

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT)v^2.$$

Bajo esta hipótesis la velocidad media de las moléculas vale

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sqrt{\frac{kT}{m}}.$$

Como vemos de estas expresiones las moléculas más pesadas tienen una velocidad media menor, así pues los elementos más ligeros (H, He, etc.) podrá escapar más fácilmente del campo gravitatorio que los más pesados (O, Ni, etc.)

¹¹En la atmósfera, una parte muy pequeña de los átomos de carbono presente en el CO₂, son de carbono ¹³C. Resulta que cuando los organismos asimilan el CO₂, asimilan mejor aquellas moléculas que contienen el isótopo normal ¹²C que las que contienen el carbono ¹³C. Así pues en la materia orgánica existe un déficit de átomos de ¹³C respecto de los átomos de ¹²C, respecto del que existe en la atmósfera. En los carbonatos de las rocas sedimentarias no se produce este efecto y por tanto si comparamos el ¹³C en la carbono orgánico y en los carbonatos encontraremos un déficit del ¹³C en el primero. Se define el $\delta^{13}\text{C}$ como

$$\delta^{13}\text{C} = [({}^{13}\text{C}/{}^{12}\text{C})_{\text{muestra}}/({}^{13}\text{C}/{}^{12}\text{C})_{\text{standard}} - 1] \times 10^3$$

¹²Este hecho sin embargo no es determinante a la hora de justificar la aparición de oxígeno pues el origen del carbono orgánico puede deberse a autotrofos no oxigénicos como los que se encuentran en los ventos de las fuentes hidrotermales de las dorsales oceánicas, las bacterias del grupo *sulfolobus* (ver la figura 2.25) son un ejemplo de estos organismos

Capítulo 3

Radiación

3.1 Introducción

Prácticamente todo el intercambio de energía entre la Tierra y el resto del universo, principalmente el Sistema Solar, se realiza mediante procesos radiativos. Así mismo una buena parte de los procesos de transferencia de energía dentro del propio sistema tierra-atmósfera y dentro de la propia atmósfera se realizan mediante procesos radiativos. La radiación interviene también en multitud de procesos fotoquímicos, que sin su presencia, no tendrían lugar. Desde el punto de vista de las sensaciones humanas, la radiación permite que veamos el color azul del cielo, los rojos del atardecer y una gran variedad de efectos ópticos como son el arco iris y el halo. Nos ayuda a analizar procesos a distancia mediante la aplicación de técnicas de detección remota y un largo etc. Vemos pues, que el estudio de los procesos radiativos juega un papel importante en la meteorología.

Dedicaremos este capítulo a mostrar las principales características del campo radiativo y las leyes que rigen la radiación térmica. Estudiaremos los diferentes procesos de interacción entre el campo electromagnético y la materia. Veremos así mismo el balance de energía que se establece entre la radiación solar entrante y la radiación terrestre saliente y la importancia que tiene, en este balance de energía, la presencia de los gases absorbentes atmosféricos, que nos va a permitir entender el llamado efecto invernadero.

3.2 El espectro electromagnético

Desde los tiempos de Isaac Newton se sabe que la luz blanca procedente del Sol no tiene un único color si no que en realidad es una composición de diferentes colores. A cada uno de estos colores los físicos le han asignado una longitud de onda diferente. Como resultado de los estudios de James Clerk Maxwell y Heinrich Hertz, en el siglo XIX, se demostró que la luz es en realidad una onda electromagnética y como tal onda tiene asociada una frecuencia y una longitud de onda. Podemos

imaginar esta onda electromagnética como un tren de ondas que viaja en un estanque provocado cuando lanzamos una piedra al agua. La longitud de onda λ es la distancia existente entre dos crestas sucesivas de la onda, ver la figura 3.1 y la frecuencia, ν , representa la periodicidad con la que varía el campo electromagnético en un punto dado del espacio, (equivale a la periodicidad con la que se mueve el agua en un punto determinado de su superficie, cuando pasa la onda por allí). Existe una relación entre la velocidad con la que avanza el tren de ondas c , la frecuencia y la longitud de ondas, que viene dada por la expresión

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (3.1)$$

Como es bien sabido, la velocidad c de la radiación electromagnética en el vacío es una constante

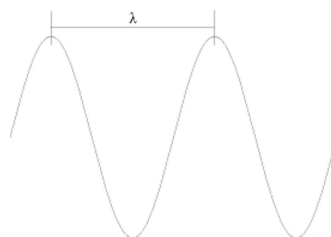


Figura 3.1: Definición de longitud de onda

de la naturaleza y vale aproximadamente 300 000 km/s (exactamente 299 792 458 m/s). Esta velocidad disminuye cuando la onda viaja en un medio material como puede ser el agua o el aire. La relación entre las velocidades de la luz en el vacío y en el medio material recibe el nombre de índice de refracción del medio material. Asimismo, la velocidad con la que se mueve la onda en un medio material depende en general de la longitud de onda. En este sentido diremos que el medio es *dispersivo*. Esto es lo que sucede por ejemplo en el caso del vidrio. Debido a que la velocidad de la luz en el vidrio es diferente para cada color, esto es, para cada longitud de onda, cuando en un prisma entra un rayo de luz blanca, sale dividido en sus diferentes colores. La tabla 3.1 nos muestra algunos de los colores en los que se descompone la luz solar y sus longitudes de onda asociadas. Ahora bien la luz solar se extiende más allá de la parte visible del espectro. Para longitudes de onda más cortas que la del violeta tenemos el ultravioleta y los rayos X y para longitudes de onda más largas que el rojo tenemos el infrarrojo y las microondas.

La figura 3.2 nos muestra una distribución del espectro electromagnético y diversos fenómenos asociados a él. Como es bien sabido existe otra imagen de la radiación electromagnética tan válida como la anterior. Consiste en suponer que la radiación electromagnética se compone de corpúsculos, con masa en reposo nula, llamados fotones, que se mueven con la velocidad de la luz y que tienen una energía dada por la ecuación

$$E = h\nu$$

Tabla 3.1: Longitudes de onda, expresada en nanómetros ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$) y colores asociados

intervalo espectral	color asociado
$390 < \lambda < 455$	Violeta
$455 < \lambda < 485$	Azul oscuro
$485 < \lambda < 505$	Azul claro
$505 < \lambda < 550$	Verde
$550 < \lambda < 575$	Amarillo Verdoso
$575 < \lambda < 585$	Amarillo
$575 < \lambda < 620$	Anaranjado
$620 < \lambda < 760$	Rojo

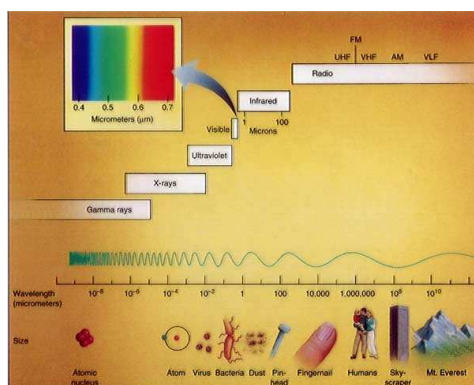


Figura 3.2: Distribución del espectro electromagnético

siendo h la constante de Planck cuyo valor es de $6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$ y ν la frecuencia asociada al fotón. De acuerdo con lo visto antes, la frecuencia y la longitud de onda están relacionadas mediante la expresión

$$\lambda = c \cdot T = \frac{c}{\nu}.$$

Por tanto, el fotón tiene una longitud de onda asociada, dada por la expresión

$$E = h \frac{c}{\lambda}$$

que nos dice que cuanto más energía tiene el fotón menor longitud de onda le corresponde. Los fotones del infrarrojo tienen una menor energía que los fotones del ultravioleta.

3.3 Características cuantitativas del campo radiativo

El campo radiativo entre entre otras magnitudes transporta energía, basta que nos pongamos un día de verano a pleno Sol para notar en nuestro propio cuerpo la energía transportada por la radiación

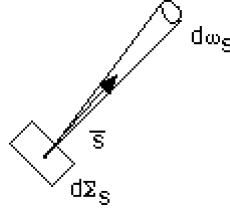


Figura 3.3: Geometría asociada a la definición de intensidad de radiación

solar. Para parametrizar esta cantidad de energía, vamos a imaginar un pincel de radiación, ver la figura 3.3, cuya apertura tiene un ángulo sólido $d\omega$ ¹³ en torno a una cierta dirección \mathbf{s} . Por definición, la cantidad de energía que atraviesa un elemento de área $d\Sigma_s$ normal a la dirección \mathbf{s} , contenida dentro de un ángulo sólido $d\omega$, con una longitud de onda comprendida entre λ y $\lambda + d\lambda$ durante un tiempo dt viene dada por

$$dE = I_\lambda(P, \mathbf{s}) d\Sigma_s d\omega d\lambda dt$$

siendo $I_\lambda(P, \mathbf{s})$ la intensidad de radiación en el punto P en la dirección \mathbf{s} . De la anterior expresión vemos pues que la intensidad representa la cantidad de energía que atraviesa la unidad de área normal a la dirección \mathbf{s} en la que viaja el pincel de radiación, por unidad de ángulo sólido, intervalo de longitud de onda y unidad de tiempo. La unidad en la que se mide son Watios/m²/estereoradian/m. Tenemos también la intensidad integrada a la longitud de onda, definida como

$$I(P, \mathbf{s}) = \int_0^\infty I_\lambda(P, \mathbf{s}) d\lambda$$

que representa la energía que atraviesa la unidad de área normal a la dirección de marcha del pincel de radiación por unidad de ángulo sólido y unidad de tiempo. La intensidad representa la magnitud fundamental a partir de la cuál vamos a deducir el resto de las magnitudes. Entre las magnitudes derivadas, la más importante es el *flujo*, que viene definida como

$$F_\lambda(P, \mathbf{d}) = \int_{4\pi} I_\lambda(P, \mathbf{s}) \cos(\mathbf{d}, \mathbf{s}) d\omega_s$$

y representa la cantidad de energía que atraviesa la unidad de área, normal a la dirección \mathbf{d} , independientemente de la dirección, por unidad de tiempo e intervalo espectral. Tiene unidades de Watios/m²/m. El flujo depende de la orientación de la superficie \mathbf{d} . Si consideramos todo el espectro, tenemos el flujo total, definido como

$$F(P, \mathbf{d}) = \int_0^\infty F_\lambda(P, \mathbf{d}) d\lambda$$

y que tiene unidades de $\text{Wattios}/\text{m}^2$. Hay un caso particular e interesante que corresponde con el caso de la radiación procedente del Sol. Como el Sol está tan lejos, forma un ángulo sólido muy pequeño, de tal forma que a la hora del cálculo del flujo podemos suponer que el coseno del ángulo varía muy poco y por tanto

$$F_{\lambda}(P, \mathbf{d}) \approx \cos(\mathbf{d}, \mathbf{s}_0) \int I_{\lambda}(P, \mathbf{s}) d\omega = F_{\lambda,n}(P) \cos(\mathbf{d}, \mathbf{s}_0) \quad (3.2)$$

siendo $F_{\lambda,n}$ el flujo normal, esto es el flujo que atraviesa la unidad de área normal a los rayos del Sol. Según este resultado el flujo que atraviesa una superficie formando un cierto ángulo con los rayos solares es menor que el flujo que atraviesa la unidad de área normal a los rayos del Sol. Este resultado es lógico, si nos fijamos en la figura 3.4, el mismo pincel de radiación, y por tanto la misma energía, se reparte por una superficie mayor cuando ésta está formando un cierto ángulo (b) que cuando es normal (a) y cuanto mayor es el ángulo, mayor es la superficie por la que se reparte el pincel por lo que cada vez es menor el flujo, pues éste representa la misma energía repartida por un área cada vez mayor. ¿ En que proporción aumenta el área ?. Pues de acuerdo con las matemáticas el área aumenta como $1/\cos \theta$, siendo θ el ángulo entre la normal a la superficie y la dirección de la radiación.

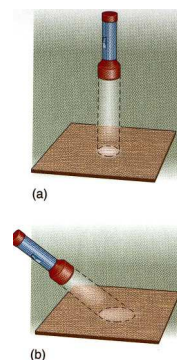


Figura 3.4:

3.3.1 Ley inversa del cuadrado

Consideremos una fuente puntual de radiación, por ejemplo el Sol en una escala astronómica de distancias. Suponer que tenemos dos esferas concéntricas alrededor del Sol, una a una distancia R_1 y la otra a una distancia R_2 . Suponiendo que no existe materia entre las dos esferas, la energía que pasa por una de ellas por unidad de tiempo ha de ser igual a la energía que pasa por la otra en la misma unidad de tiempo. Puesto que por definición de flujo, la energía por unidad de tiempo que atraviesa una superficie de área Σ vale $F \cdot \Sigma$. La energía por unidad de tiempo que atraviesa ambas esferas vale

$$E = F(R_1)\Sigma_1 = F(R_2)\Sigma_2.$$

Puesto que el área de la esfera es $4\pi R^2$, se tiene

$$F(R_1)4\pi R_1^2 = F(R_2)4\pi R_2^2$$

de donde

$$F(R_2) = F(R_1) \frac{R_1^2}{R_2^2}$$

esto es el flujo disminuye según el inverso del cuadrado de la distancia.

Ejercicio 3.1 Calcular el flujo que atraviesa una cara de una superficie hacia un hemisferio en caso de tener un campo radiativo isótropo cuya intensidad valga I .

Solucion

De acuerdo con nuestras definiciones anteriores, el flujo que atraviesa una superficie vale

$$F = \int I \cos \theta d\omega$$

Como nos pide el flujo que atraviesa una cara hacia un hemisferio el anterior ángulo sólido está referido a dicho hemisferio únicamente. Como el campo es isótropo, la intensidad no depende de la dirección y por tanto podemos sacarla fuera de la anterior integral,

$$F = I \int \cos \theta d\omega$$

la anterior integral se puede demostrar que vale π y por tanto

$$F = \pi I$$

Se dice que una superficie es *lambertiana*, cuando las propiedades de emisión y/o reflexión de la superficie no depende del ángulo. En estas condiciones el flujo emitido y/o reflejado por la superficie está relacionado con la intensidad por la anterior expresión.

3.4 Leyes fundamentales de la radiación

Vamos a dar en esta sección las leyes fundamentales de la radiación térmica, esto es, radiación que emiten los cuerpos por el hecho de tener una cierta temperatura. En este caso la radiación emitida es proporcional a la temperatura del cuerpo. No vamos a considerar radiación emitida debida a otros fenómenos como puede ser la fluorescencia o la fosforescencia ¹⁴

3.4.1 Ley de Kirchhoff

Vamos a caracterizar el poder emisor de un cuerpo por una cierta función ϵ_λ que depende de la naturaleza del cuerpo, de la temperatura y de la longitud de onda. Este poder emisor da cuenta de la energía que emite un cuerpo en una cierta dirección, por unidad de tiempo, dentro de un pequeño ángulo sólido y en un cierto intervalo espectral. Asimismo podemos caracterizar el poder

absorbente del cuerpo mediante un cierto coeficiente a_λ , que representa la proporción de energía absorbida cuando un cuerpo es iluminado por un pincel de radiación. Como en el caso anterior, dicho coeficiente depende en general de la naturaleza del cuerpo, de la temperatura y de la longitud de onda. Pues bien, de acuerdo con la ley de Kirchhoff, la relación entre ambos, es independiente del cuerpo y sólo es función de la temperatura y de la longitud de onda

$$\frac{\epsilon_\lambda}{a_\lambda} = B_\lambda(T) \quad (3.3)$$

de tal forma que, si a_λ es cero, el cuerpo no absorbe en una cierta longitud de onda, para que la anterior ecuación no se haga infinita, necesariamente el poder emisor ϵ_λ se ha de hacer cero, esto es, un cuerpo que no absorbe no emite.

Un cuerpo que presenta absorción unidad para toda la longitud de onda se llama *cuerpo negro*. En este caso $a_\lambda = 1$ y por tanto $\epsilon_\lambda(\text{cuerpo negro}) = B_\lambda(T)$. Así pues, la función $B_\lambda(T)$ representa el poder emisor de un cuerpo negro. El estudio de esta función marcó la física de primeros de siglo, fue deducida por Planck y condujo al nacimiento de la mecánica cuántica.

Puesto que para cualquier otro cuerpo, $a_\lambda < 1$, se verifica entonces que el poder emisor de un cuerpo negro es el mayor posible, pues, de acuerdo con lo dicho anteriormente, tendremos

$$\epsilon_\lambda(\text{cuerpo}) = B_\lambda(T) \cdot a_\lambda = \epsilon_\lambda(\text{cuerpo negro}) \cdot a_\lambda \quad (3.4)$$

3.4.2 Ley de Planck

Como comentamos en la sección anterior, la ley de Planck nos da la distribución de energía emitida por un cuerpo negro. No la vamos a deducir, únicamente dar su expresión matemática

$$B_\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\pi [\exp(C_2/\lambda T) - 1]} \quad (3.5)$$

siendo

$$\begin{aligned} C_1 &= 2 \pi h c^2 \\ C_2 &= h c / k \end{aligned}$$

las 1ª y 2ª constantes de la radiación cuyos valores son $3.7417749 \times 10^8 \text{ W } \mu^4 \text{ m}^{-2}$ y $1.4387 \times 10^4 \mu \text{ K}$ respectivamente. h , c , y k representan la constante de Planck, la velocidad de la luz y la constante de Boltzmann respectivamente¹⁵. La figura 3.5 nos da la distribución de energía como función de la longitud de onda para un cuerpo negro a 5780 K (aproximadamente la temperatura efectiva del Sol) y a 300 K (temperatura típica de la Tierra). Obsérvese cómo el máximo para la figura de la izquierda se alcanza mucho antes que para la figura de la derecha, esto corresponde con la llamada

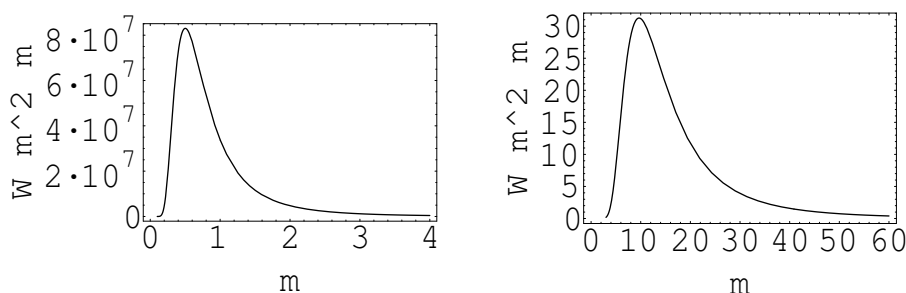


Figura 3.5: Distribución de la intensidad de radiación como función de la longitud de onda para un cuerpo negro a 5780 K (izquierda) y 300 K (derecha). Las abscisas están en micras (μ) y las ordenadas en $W/m^2/estereoradian/\mu$

ley del desplazamiento de Wien, que nos dice que, cuanto más caliente está un cuerpo, a menor longitud de onda se alcanza el máximo de radiación. Se puede demostrar que la relación entre la longitud de onda del máximo y la temperatura del cuerpo viene dada por la expresión,

$$\lambda_{max} = \frac{0.2897756}{T} \quad (\text{cm}) \quad (3.6)$$

Así mismo vemos que los valores de las ordenadas en el caso del cuerpo negro a 5780 K son mucho mayores que en el caso de un cuerpo negro a 300 K. Este hecho implica que si nosotros calculamos el área bajo la curva de la izquierda el valor obtenido será mucho mayor que el área obtenida bajo la curva de la derecha. Como es bien sabido, el área encerrada por una curva y el eje de abscisas representa la integral de la función. Así pues, si integramos la función de Planck, que es función de la longitud de onda y la temperatura, respecto de la longitud de onda obtendremos una función de la temperatura. Es fácil demostrar que esta integral vale

$$B = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\pi [\exp(C_2/\lambda T) - 1]} d\lambda = \frac{1}{\pi} \sigma T^4 \quad (3.7)$$

siendo $\sigma = 5.67051 \times 10^{-8} W/m^2K^4$ la constante de *Stefan-Boltzmann*. B representa la intensidad total emitida (integrada a toda la longitud de onda) por un cuerpo negro. Esta expresión recibe el nombre *ley de Stefan*. Puesto que la radiación de un cuerpo negro es isótropa, de acuerdo con lo deducido en un ejercicio anterior, el flujo total emitido vale

$$F = \pi B = \sigma T^4 \quad (3.8)$$

Como vemos, el flujo total emitido por un cuerpo negro es una potencia cuarta de su temperatura. Así tenemos, por ejemplo, que el flujo de energía emitida por el Sol y la Tierra están en una proporción de $(5780/300)^4 = 137793$.

Otra característica importante que podemos deducir de la figura 3.5 es la separación existente entre los espectros a 5780 K y 300 K. Como podemos ver, el cuerpo a 5780 K presenta el máximo a

0.5 μ y apenas si existe energía por encima de 4 μ . Por el contrario, el cuerpo a 300 K presenta un máximo a unas 10 μ y apenas existe energía por debajo de 4 μ , por lo que ambos espectros están bastante separados. Esta situación nos va a permitir separar el campo radiativo observado en la Tierra en dos partes, una *la radiación solar*, pues como veremos el espectro del Sol se asemeja al de un cuerpo negro a 5780 K, y otra *la radiación terrestre*, pues el espectro emitido por los cuerpos sólidos a las temperaturas típicas de la Tierra corresponde con la de un cuerpo negro a unos 300K.

Temperatura efectiva. Temperatura de color

La ley de Stefan–Boltzmann se aplica a un cuerpo negro, en el caso de un cuerpo cualquiera, esta ley no es aplicable, sin embargo, podemos definir para éste cuerpo la llamada *temperatura efectiva* que es: la temperatura que debe de tener un cuerpo negro para que emita la misma radiación que el cuerpo en cuestión. Si el flujo emitido por el cuerpo es F , la temperatura efectiva del cuerpo se puede deducir a partir de la ley de Stefan-Boltzmann

$$\sigma T_e^4 = F$$

Desde luego la temperatura efectiva del cuerpo coincide con la temperatura del cuerpo, sólomente si éste es negro. Si es un cuerpo cualquiera la temperatura efectiva del cuerpo es algo menor que la real.

La *temperatura de color*, como su propio nombre indica, se refiere a la temperatura que debe de tener un cuerpo negro para que emita tanta radiación como el cuerpo en cuestión en una cierto intervalo de longitud de onda. Esta temperatura se puede obtener a partir de la ley de Planck. Obviamente un cuerpo negro, tiene la misma temperatura de color para todos los colores y coincide con la temperatura del cuerpo. Un cuerpo cualquiera tiene temperaturas de color diferentes. Así poe ejemplo el Sol tiene una temperatura de color que no llega a lo 5000K en el ultravioleta y supera los 6000 en el infrarrojo.

Ejercicio 3.2 La potencia total emitida por el Sol es de 3.844×10^{23} kW. Calcular su temperatura efectiva. Diámetro del Sol: 1 390 960 Km, $\sigma = 5.6705 \times 10^{-8}$ W/m²K⁴.

SOLUCIÓN

Nos dan la cantidad de energía emitida por el Sol, debemos de calcular el flujo de energía, esto es, la energía por unidad de área y unidad de tiempo. Para ello basta que dividamos la potencia total emitida entre el área del mismo

$$F_s = \frac{P}{\Sigma} = \frac{3.844 \cdot 10^{23} \text{ kW}}{4\pi(1390960/2)^2 \text{ km}^2} = \frac{3.844 \cdot 10^{23} \cdot 10^3 \text{ W}}{\pi 1390960^2 10^6 \text{ m}^2} = 63241800 \text{ w/m}^2$$

de donde

$$T_s = \sqrt[4]{(63241800 \text{ (w/m}^2\text{)})/5.6705 \times 10^{-8} \text{ (w/m}^2\text{K}^4\text{)}} \approx 5780 \text{ K}$$

Equilibrio radiativo

Se dice que un cuerpo está en *equilibrio radiativo* si la cantidad de radiación incidente en su conjunto es igual a la cantidad de radiación emitida. Por ejemplo, la Tierra se encuentra prácticamente en equilibrio radiativo, pues la cantidad de radiación solar (radiación de onda corta) absorbida es igual a la cantidad de radiación emitida (radiación de onda larga) por ella. Existe otro tipo de equilibrio más restrictivo y es el *equilibrio radiativo monocromático* en cuyo caso el cuerpo se encuentra en equilibrio radiativo **para cada longitud de onda**. Obviamente un cuerpo en equilibrio radiativo monocromático se encuentra en equilibrio radiativo, pero no al revés.

3.4.3 Proceso de extinción. Ecuación de Swardchild

Los procesos de interacción entre el campo radiativo y la materia los podemos clasificar en dos grandes grupos: aquellos en los que hay transferencia de energía entre ambos, procesos de *absorción/emisión*; aquellos en los que apenas hay transferencia de energía, procesos de *dispersión (o scattering)*. En el proceso de absorción se supone que la energía de los fotones se transfiere a los átomos o moléculas con los que interacciona quedando almacenada en forma de energía interna. En el proceso de emisión sucede todo lo contrario. La materia pierde energía interna y aparece en forma de radiación. En los procesos de dispersión, por el contrario, apenas si hay transferencia de energía entre el campo y la materia, la radiación únicamente cambia de dirección. De todas las formas, si estamos observando un pincel de radiación, por ejemplo, una linterna que nos ilumina, y ponemos una nube entre nosotros y la linterna, que únicamente disperse, observaremos una pérdida de la cantidad de luz que percibimos, no porque la haya absorbido la nube sino porque se ha sido dispersada en otras direcciones. Podemos cuantificar los procesos de absorción mediante un coeficiente $a_{v,\lambda}$, denominado *coeficiente de absorción*, que mide la disminución relativa de la intensidad de un pincel de radiación que viaja en el interior un medio absorbente. En forma matemática

$$\frac{-dI_\lambda}{I_\lambda} = a_{v,\lambda} dl \quad (3.9)$$

siendo $a_{v,\lambda}$ el coeficiente de *coeficiente de absorción volumico* y dl el camino recorrido en el interior del medio. De la misma manera se expresa el coeficiente de scattering,

$$\frac{-dI_\lambda}{I_\lambda} = s_{v,\lambda} dl \quad (3.10)$$

siendo $s_{v,\lambda}$ el *coeficiente de scattering volúmico*, y mide la pérdida relativa de la intensidad a cuenta de los procesos de scattering en el interior del medio. Los procesos de absorción/emisión y scattering no son excluyentes pudiéndose producir a la vez. Podemos combinar ambos coeficientes en un único coeficiente, el coeficiente de *extinción* que nos mide la pérdida relativa de radiación a cuenta de los procesos de scattering y absorción,

$$\frac{-dI_\lambda}{I_\lambda} = e_{v,\lambda} dl \quad (3.11)$$

siendo $e_{v,\lambda} = a_{v,\lambda} + s_{v,\lambda}$ el coeficiente de extinción volúmico. Esta ley nos dice que, cuanto más fotones hay más fotones se absorben/dispersan y cuanto más moléculas hay (medidas por la cantidad dl), más fotones se absorben/dispersan. Se ha de tener en cuenta, de todas las formas, que en general, el proceso de absorción/emisión es selectivo, esto es, únicamente algunas moléculas/átomos absorben/emiten en un cierto rango de longitud de ondas, constituye la firma espectral del gas, mientras que el proceso de scattering es ubícuo, todas las moléculas/átomos contribuyen. Podemos reconocer a un gas a partir de su espectro de absorción. Para ello basta iluminar con una lampara una muestra de gas y ver en que zona del espectro han empezado a aparecer disminuciones en la intensidad de radiación. Las zonas del espectro donde el gas absorbe se denominan bandas de absorción. Estas bandas de absorción pueden ser más o menos intensas, dependiendo del grado de absorción que se produzca. Obviamente cuando la banda es muy intensa, la radiación absorbida es muy grande y es posible que en esa zona del espectro haya desaparecido toda la luz, formándose rayas en el espectro.

La ecuación 3.11 cuantifica únicamente el proceso de extinción, para realizar el balance completo, debemos tener en cuenta el proceso de emisión. Aquí, como en el caso de la extinción, hay que tener en cuenta tanto el proceso de emisión propiamente dicho (conversión de la energía interna en radiación) como el scattering, pues fotones que viajen en una dirección cualquiera pueden aparecer viajando en nuestra dirección a cuenta de los procesos de scattering. Todo esto se mete en el ‘saco’ de la llamada función fuente J_λ , de tal forma que la variación de la radiación a cuenta de la emisión y scattering vale

$$dI_\lambda = +J_\lambda e_\lambda dl$$

Si tenemos en cuenta la emisión y la extinción, la ecuación resultante es,

$$dI_\lambda = -e_\lambda I_\lambda dl + e_\lambda J_\lambda dl \quad (3.12)$$

conocida como ecuación de Swardchild.

Ejercicio 3.3 Considerar una atmósfera únicamente absorbente (como sucede en el caso de la

radiación solar). Calcular la cantidad de radiación solar que llega a la superficie.

SOLUCIÓN

De la ecuación de Swardchild, como únicamente se absorbe radiación

$$dI_\lambda = -e_\lambda I_\lambda dl$$

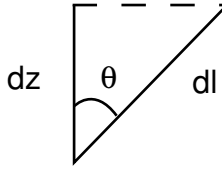


Figura 3.6: Disposición geométrica del pincel de radiación respecto de la vertical

Suponer que el pincel de radiación solar incide sobre la atmósfera, que la consideraremos plana, con un ángulo θ respecto de la vertical. Por geometría, (ver la figura 3.6)

$$dz = dl \cos \theta$$

de donde

$$dl = \frac{dz}{\cos \theta}$$

Llevándolo a la ecuación, tenemos

$$dI_\lambda = -e_\lambda I_\lambda \frac{dz}{\cos \theta}.$$

Vamos a llamar a la cantidad

$$-e_\lambda dz = d\tau_\lambda$$

el *espesor óptico*, por lo que

$$dI_\lambda = I_\lambda \frac{d\tau_\lambda}{\cos \theta},$$

reordenando

$$\frac{dI_\lambda}{I_\lambda} = \frac{d\tau_\lambda}{\cos \theta}.$$

Vamos llamar $\mu = \cos \theta$ y vamos a distinguir si el haz asciende o desciende por el signo de μ , si éste es positivo asciende y si es negativo desciende. Como estamos interesados en el descendente $\mu < 0$, para que aparezca expresamente el signo pondremos en vez de μ , $-\mu$, por lo que

$$\frac{dI_\lambda}{I_\lambda} = -\frac{d\tau_\lambda}{\mu},$$

integrando

$$\log(I_\lambda(\tau_\lambda)) - \log(I_\lambda(\tau_{\lambda,0})) = -\frac{(\tau_\lambda - \tau_{\lambda,0})}{\mu}$$

tomando $\tau_{\lambda,0} = 0$ en la parte externa de la atmosfera se obtiene

$$I_\lambda(\tau_\lambda) = I_\lambda(0)e^{-\tau_\lambda/\mu}$$

expresión que se conoce como ley de Beers.

3.5 Espectro solar

Dada su importancia vamos a analizar el espectro del Sol. La figura 3.7 nos muestra el espectro solar observado fuera de la atmósfera. Así mismo está dibujado el espectro de un cuerpo negro a 5780 K. Como podemos ver, el espectro del Sol se parece mucho a un cuerpo negro a dicha

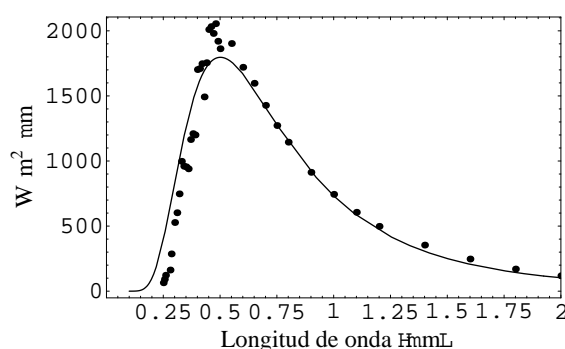


Figura 3.7: Espectro observado del Sol a la distancia media Sol-Tierra. Se muestra también el espectro teórico de un cuerpo negro a la temperatura de 5780 K. Las abscisas están en micras y las ordenadas en $W/m^2/\mu$

temperatura. Existen ciertas zonas del espectro, principalmente en el ultravioleta, en la que el espectro solar está por debajo del espectro teórico. Esto se debe a que, en esta zona del espectro, la radiación procede de una zona más fría que la del resto. Podemos ver también que el espectro solar alcanza un máximo entre 0.45 y 0.48 μ que corresponde con un verde-azulado. El espectro solar lo podemos dividir en varias zonas. Por debajo de los 0.240 μ tenemos los rayos X, esta radiación no llega a la superficie terrestre siendo totalmente absorbida por el oxígeno en la parte alta de la atmósfera (por encima de los 60–70 Km). Entre 0.240 y 0.310 μ tenemos la radiación ultravioleta B, (UVB), que es dañina para los seres vivos, es la responsable de la reacción eritemática de la piel cuando es sometida a la radiación solar. Esta radiación es en su mayor parte absorbida por la capa de ozono. Entre 0.310 μ y 0.390 μ tenemos la radiación ultravioleta A (UVA), es menos dañina que la UVB y es también responsable, pero en menor medida, de la reacción eritemática de la piel. Entre los 0.390 μ y las 0.750 μ tenemos la radiación visible, pues el ojo es sensible a esta zona del espectro, también es llamada radiación fotosintéticamente activa (PAR en sus siglas inglesas, Photosynthetically Active Radiation). La tabla 3.1, dada en la primera sección, nos muestra las zonas de acción de los diferentes colores. Por encima de los 0.750 μ tenemos el espectro infrarrojo, que podemos dividir en infrarrojo cercano y lejano. Desde un punto de vista energético, en el ultravioleta y radiación a longitudes de onda inferiores, tenemos el 8.2 % de la energía solar. En el

visible tenemos el 45.4 % de la energía y en el infrarrojo e infrarrojo lejano el 46.4 %.

Podemos asignar una temperatura al Sol comparando ambos espectros (el real y el teórico) de tal forma que la energía bajo ambas curvas sean iguales, de esta forma se obtiene la mencionada temperatura de 5780 K. Puesto que el Sol tiene un diámetro (D_S) de 1 390 960 Km, teniendo en cuenta la ley de Steffan, la potencia emitida por el Sol, vale

$$E_S = \pi D_S^2 \sigma T^4 = 3.844 \times 10^{23} \text{ kW}$$

Esta energía se reparte por todo el espacio. La energía que atraviesa un metro cuadrado de superficie a la distancia media entre el Sol y la Tierra ($R_{ST} = 149597890$ Km) y que se conoce con el nombre de *constante solar*, valdrá

$$S = \frac{E_S}{4\pi R_{ST}^2} = 1367 \text{ W/m}^2$$

La constante solar S es una magnitud fundamental pues parametriza la energía emitida por el Sol, que es la energía que mueve toda la maquinaria que constituye el sistema climático. Todos los vientos, corrientes marinas, la vida sobre la Tierra depende de la energía recibida del Sol. Tan importante es esta magnitud para los científicos, que se han enviado satélites para su medida. La figura 3.5 nos muestra los datos recogidos por dos de esos satélites. Como se puede ver las

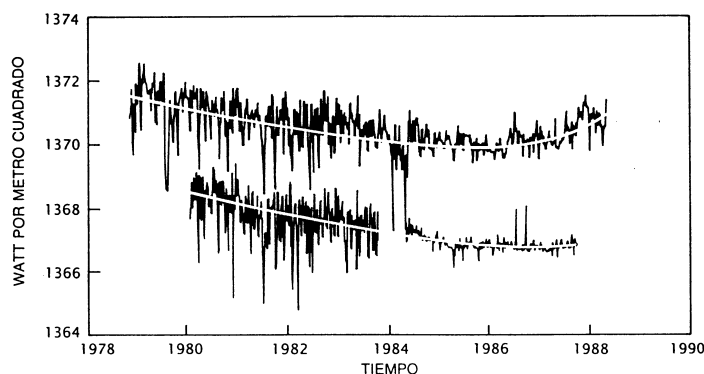


Figura 3.8: Centelleo del Sol, registrado por dos satélites, Nimbus 7 y Mision del Maximo Solar. Las disminuciones a corto plazo en la emisión solar producen las puntas aguzadas de los datos del segundo y la mayoría de los que aparecen en los datos del Nimbus 7, que incorporan también algo de ruido del instrumento. Por término medio, el máximo brillo del Sol correspondió a la época del máxima actividad de manchas solares. Al parecer el mayor número de fáculas brillantes en la época de máxima actividad contrarrestó los efectos de las manchas solares

variaciones de periodo corto son del orden de un 0,2%, pero cuando se consideran periodos más largos solo son del orden de un 0.1%. Desgraciadamente no se tienen muchos más datos tomados con satélites para comprobar con series más largas si la constante solar es tal constante o ha variado

con el tiempo.

3.6 La radiación solar fuera de la atmosfera. Influencia del movimiento diurno y ánuo de la Tierra

Las anteriores cantidades energéticas se refieren a la unidad de área situada a la distancia media Sol-Tierra. Ahora bien la Tierra traza una elipse en torno al Sol en su movimiento anual, uno de cuyos focos es precisamente el Sol. Eso significa que la Tierra en ciertas ocasiones esta más cerca del Sol y por tanto recibe más energía (el punto más cercano se llama *perihelio* y se alcanza en torno al 5 de Enero) y en otras mas lejos (el punto más lejano se llama *afelio* que se alcanza alrededor del 7 de Julio) y por tanto recibe menos energía. Ver la figura 3.9.

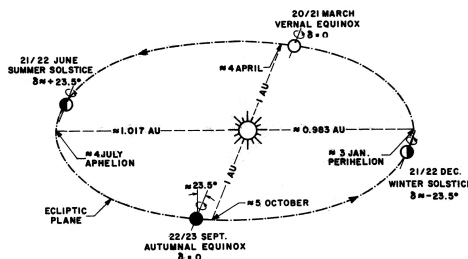


Figura 3.9: Trayectoria seguida por la Tierra en torno al Sol, en diferentes épocas del año

De acuerdo con la ley inverso del cuadrado para la distribución del flujo como función de la distancia, el flujo solar a una distancia R en términos del flujo a la distancia media Sol - Tierra \bar{R} vale

$$F_S(R) = S \left(\frac{\bar{R}}{R} \right)^2 .$$

Dado que la distancia entre las posiciones extremas varía aproximadamente un 1.7%, la radiación entre estos dos punto extremos varía un 3.4%. Por otra parte, necesitamos calcular el flujo que atraviesa no la unidad de area normal a los rayos solares si no que necesitamos calcular el flujo que atraviesa la unidad de area horizontal. De acuerdo con la ecuación 3.2, el flujo que atraviesa la unidad de área horizontal vale

$$F = F_S(R) \cos \theta \quad (3.13)$$

siendo F_S el flujo normal a la distancia R y θ el ángulo (llamado *ángulo cenital*) que forman la normal a la superficie horizontal y los rayos solares. Este ángulo θ es función del punto de la Tierra donde se encuentre el observador, en particular depende de la latitud. Así mismo, este

ángulo depende de la posición del Sol. Por el hecho de que el eje de rotación de la Tierra está inclinado un cierto ángulo (*oblicuidad*) respecto del plano donde se mueve (plano de la *eclíptica*) y por el hecho de que la Tierra se mueve sobre sí misma en el movimiento diurno, la posición del Sol respecto de un observador en la superficie de la Tierra, varía a lo largo del día y a lo largo del año. Se puede demostrar que el ángulo θ se puede expresar de la siguiente manera

$$\cos \theta = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H \quad (3.14)$$

siendo ϕ la latitud del lugar, δ la declinación de la Tierra y H el ángulo horario. La latitud ϕ marca la posición del observador sobre la superficie de la Tierra, la declinación δ marca la posición del Sol respecto del plano del ecuador a lo largo del año, ver la figura 3.10. Este ángulo es cero en los equinoccios, alcanza su valor máximo en el solsticio de verano (23.5°) y su valor mínimo en el solsticio de invierno (-23.5°). El ángulo horario H fija la posición del Sol respecto de nuestro meridiano. Vale cero cuando el Sol pasa por el meridiano, esto es, cuando es mediodía solar (que no coincide con la mediodía oficial, esto es, con las 12h de nuestro reloj) y alcanza su valor máximo y mínimo en el ocaso y el orto respectivamente (H se suele tomar positivo por la tarde y negativo por la mañana), ver la figura 3.11.

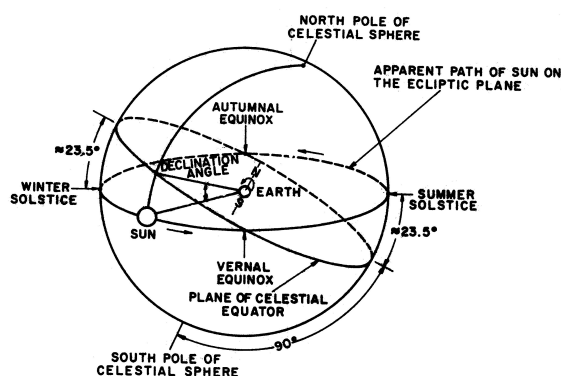


Figura 3.10: Esquema que muestra la declinación del Sol visto desde la Tierra. Como se puede ver, el Sol se encuentra por debajo del plano del ecuador en invierno y por encima en verano. Está en el ecuador únicamente en los equinoccios

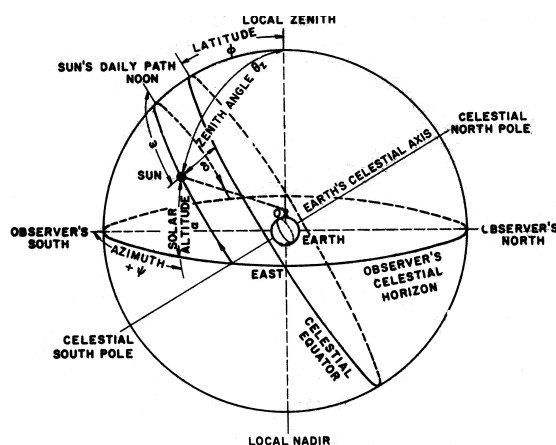


Figura 3.11: Esquema que muestra el ángulo horario y el ángulo cenital del Sol. En esta figura el ángulo horario está representado por la letra ω . El ángulo vale cero en el mediodía del lugar, es positivo por la tarde y negativo por la mañana

Al valor máximo de H recibe el nombre de *arco semidiurno* ΔH . Como el recorrido del Sol es simétrico respecto del mediodía, el doble del arco semidiurno coincide con la duración de un día. El valor del arco semidiurno ΔH depende también de la época del año. En el verano alcanza su valor más elevado mientras que en el invierno alcanza el valor más pequeño (para un habitante

sobre el hemisferio norte). Para el cálculo de la duración de un día debemos de tener en cuenta que al amanecer el ángulo que forma el Sol con la vertical vale 90° , con lo que su coseno vale cero, teniendo en cuenta la expresión 3.14, obtenemos

$$0 = \text{sen } \phi \text{ sen } \delta + \text{cos } \phi \text{ cos } \delta \text{ cos } \Delta H \quad (3.15)$$

despejando ΔH , obtenemos

$$\Delta H = \arccos\left(-\frac{\text{sen } \phi \text{ sen } \delta}{\text{cos } \phi \text{ cos } \delta}\right) = \arccos(-\tan \phi \tan \delta) \quad (3.16)$$

La duración de un día, viene dado por $2\Delta H$. Como vemos, viene determinado por la posición del observador a través de la latitud ϕ , y por la época del año a través de la declinación δ .

Así por ejemplo tenemos que, en los equinoccios (21 de Septiembre y 21 de marzo, aproximadamente), $\delta = 0$, por lo que $\Delta H = 90^\circ$, y por tanto el día dura 180 grados, esto es 12 horas (24 horas son 360 grados). Este resultado es válido para cualquier latitud y por tanto en los equinoccios la duración del día es el mismo para cualquier lugar de la Tierra. Por otra parte en el ecuador $\phi = 0$, por lo que también la duración de un día vale 12 horas, independientemente de la época del año en que se encuentren. En el solsticio de verano (hemisferio norte), $\delta = 23.5^\circ$, para el caso de Badajoz, que está a 38° de latitud norte, la duración del día vale 14 horas 40 minutos. En el solsticio de invierno, la duración del día es solamente de 9 horas 21 minutos. Teniendo en cuenta todos estos factores, la figura 3.12 nos muestra la trayectoria del Sol para diferentes épocas del año para un observador situado a 40° de latitud norte (muy próxima a la de Badajoz que es de 38°)

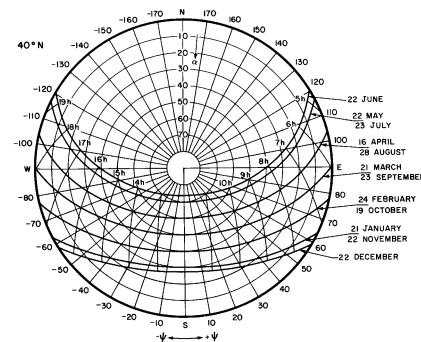


Figura 3.12: Diagrama polar que nos marca la posición del Sol en diferentes épocas del año. ψ es el ángulo acimutal y $\alpha = 90^\circ - \theta$ la altura.

Como podemos ver, la máxima altura al mediodía se alcanza en el solsticio de verano y la mínima en el solsticio de invierno. Resulta que al mediodía, el ángulo cenital θ es igual a la latitud ϕ menos la declinación δ ¹⁶. Así pues en los equinoccios ($\delta = 0$) al mediodía, el ángulo cenital se iguala a la latitud. En el solsticio de verano, al mediodía, el ángulo cenital vale la latitud menos 23.5° y en el solsticio de invierno vale la latitud + 23.5° , siendo 23.5° el valor de la inclinación de ecuador de la Tierra respecto del plano de la eclíptica. Esto nos indica también que si la latitud vale 23.5° , los rayos del Sol inciden perpendicularmente en verano (definición de *trópico de cancer*) y si la latitud es de -23.5° los rayos del Sol inciden perpendicularmente en invierno (definición de *trópico de capricornio*). Otra característica notoria que podemos observar es que el Sol solo sale por el punto cardinal Este y se pone por el punto cardinal Oeste en los equinoccios. En el verano

sale por el Noreste y se pone por el Noroeste. Mientras que en el invierno el Sol sale por el Sureste y se pone por el Suroeste.

Sustituyendo la ecuación 3.14 en la ecuación 3.13 e integrando respecto de H a lo largo de un día, se obtiene la insolación diaria sobre la superficie de la Tierra (supuesto que no tiene atmósfera). Los resultados se han plasmado en la figura 3.13. Como podemos ver en la figura, los valores

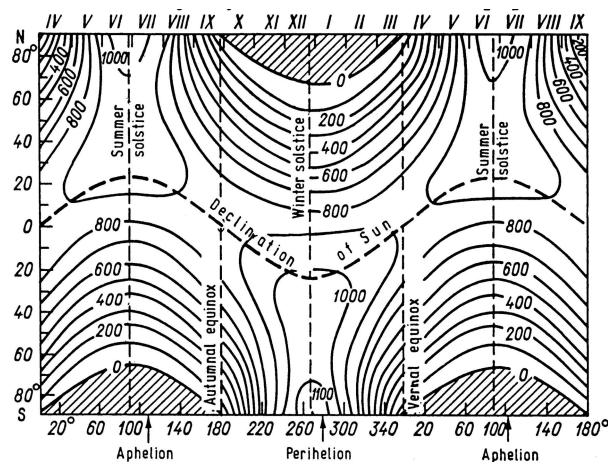


Figura 3.13: Insolación sobre la superficie de la Tierra en langleys/minuto. Un langley es un $\text{caloría}/\text{cm}^2$, por lo que 1 langley/minuto equivale a $697 \text{ W}/\text{m}^2$

máximos de la radiación en el solsticio de verano se obtienen en el polo norte, mientras que en el polo sur la radiación es cero, en el solsticio de invierno sucede todo lo contrario. Si uno observa detenidamente la figura, en el solsticio de verano en las cercanías del polo norte aparece la isolínea de 1000, mientras que en el solsticio de invierno en el polo sur aparece la isolínea de 1100. Este mayor valor de las isolíneas en el polo sur en su verano (nuestro invierno) se debe a la mayor cercanía de la Tierra al Sol cuando estamos en nuestro invierno. En los equinoccios se observa una variación latitudinal de la insolación, esto es, podemos ver que la insolación es máxima en el ecuador y va disminuyendo hacia los polos. Esta variación latitudinal de la insolación desaparece en el hemisferio de verano, no así en el de invierno. Estas diferencias entre la insolación entre los hemisferio norte y sur se puede ver reflejada en la figura 3.14, donde nos aparece la insolación para Junio, Julio, Agosto (aproximadamente el verano en el hemisferio norte) y Diciembre, Enero y Febrero (aproximadamente el verano del hemisferio sur) para diferentes latitudes. Se puede ver que las máximas insolaciones no aparecen en el ecuador si no hacia los 40 grados de latitud tanto para el hemisferio norte como en el hemisferio sur. Así mismo podemos observar que la insolación en el verano del hemisferio sur es algo mayor que la correspondiente insolación del hemisferio norte para esto tres meses. Esto se debe a la diferente posición de la Tierra en su órbita y a la diferente duración de los tres meses. Esta diferencia entre hemisferios se pierde cuando se consideran estaciones completas. Vamos a llamar estación verano a la primavera y verano del

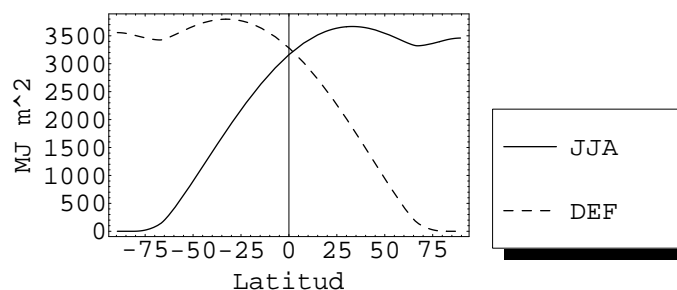


Figura 3.14: Insulación (MJ/m^2) durante los meses de Junio, Julio y Agosto (JJA) y Diciembre, Enero y Febrero (DEF) para diferentes latitudes

hemisferio norte y estación invierno al otoño mas invierno, tambien del hemisferio norte. La figura

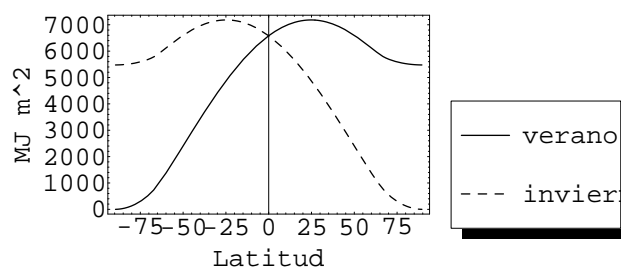


Figura 3.15: Insulación (MJ/m^2) durante el 'verano' e 'invierno' para diferentes latitudes

3.15 nos muestra la insulación sobre estas estaciones así definidas. Como se puede ver ahora la simetría es completa. Esto es, la insulación recibida en una latitud durante su 'verano' es la misma que la insulación recibida en la misma latitud del otro hemisferio en su 'verano'. Lo mismo sucede para la estación 'invierno'. Esta situación se ve reflejada en la simetría respecto del ecuador que presenta la insulación anual, esto es la insulación recibida a lo largo de todo el año. La figura 3.16 nos muestra esta magnitud para diferentes latitudes

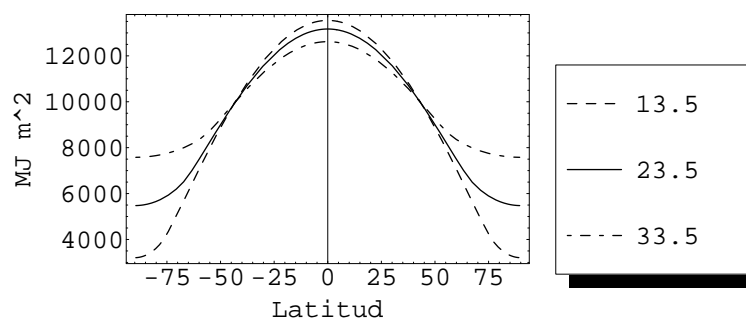


Figura 3.16: Insulación (MJ/m^2) anual para diferentes latitudes y diferentes oblicuidades

Podemos ver también reflejada en esta figura la influencia que tiene la oblicuidad de la eclíptica (inclinación del plano del ecuador respecto del plano de la eclíptica) sobre la insolación anual. Como podemos observar al aumentar la oblicuidad aumenta en mayor proporción la insolación sobre latitudes superiores que sobre el ecuador lo que provoca que el gradiente latitudinal de insolación disminuye, esto es si aumentamos la inclinación del eje de la Tierra disminuiría la diferencia entre la cantidad de energía recibida sobre el polo y sobre el ecuador. Esta influencia se pierde cuando se calcula la insolación extendida a toda la Tierra. Se puede demostrar que la insolación media sobre toda la superficie de la Tierra vale

$$i = \frac{1}{4} \frac{S}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (3.17)$$

que solo depende de la excentricidad e , cantidad muy pequeña que apenas si tiene influencia. S es la constante solar, esto es la energía recibida a la distancia media Sol-Tierra.

Otra cosa que podemos observar es que la insolación anual es máxima sobre el ecuador mientras que las insolaciones estacionales son máximas en latitudes superiores o inferiores dependiendo del hemisferio de verano.

3.7 Interacción de la radiación solar con la atmósfera

La radiación procedente del Sol interactúa con la atmósfera mediante diversos mecanismos. En primer lugar tenemos los procesos de scattering. Mediante estos procesos parte de la luz que viaja en una cierta dirección es dispersada en todas direcciones. Estos procesos son responsables entre otras cosas del color azul del cielo, así como, de la luz que vemos cuando no miramos directamente al Sol. En este sentido vamos a dividir la radiación solar en *radiación directa*, aquella que proviene directamente del Sol sin ningún proceso de interacción, y *radiación difusa* aquella que ha sufrido algún proceso de dispersión. La suma de estas dos componentes da lugar a la *radiación solar global*. Los procesos de dispersión se dividen así mismo en *scattering Raileigh* y *scattering Mie*.

3.7.1 Procesos de scattering

El scattering Raileigh se debe a la interacción de la luz solar con las moléculas de la atmósfera. Resulta responsable del color azul del cielo, pues el coeficiente de scattering Raileigh $s_{R,\lambda}$ es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda. Esto significa que las longitudes de onda más pequeñas se dispersan con mayor facilidad que las más grandes y por tanto la luz del cielo que vemos son los azules que tienen una longitud de onda más corta. Por el contrario en el atardecer, cuando vemos el Sol acostarse, la atmósfera tiende a verse rojiza pues los azules han sido eliminados a lo largo de la trayectoria del rayo.

El scattering Rayleigh está caracterizado por la simetría de la función de fase, esto es, existe simetría axial respecto de la dirección de marcha del rayo. Esto se ve reflejado, en el esquema de la figura 3.17, en la simetría de los rayos que parten de la molécula.

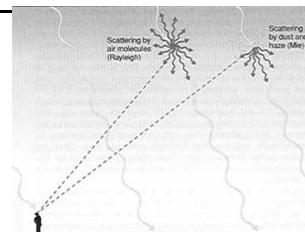


Figura 3.17:

El scattering Mie, es provocado esencialmente por los aerosoles presentes en la atmósfera. Este proceso de scattering es muy complejo y no existe una ley tan sencilla que nos relacione el coeficiente de scattering con la longitud de onda. Es responsable por ejemplo de color blanquecino del cielo cuando la carga de aerosoles es muy grande así como del color blanco de las nubes, pues las gotitas de agua se comportan como dispersores Mie. En este último caso (scattering Mie), se tiene que el poder dispersor de las gotas depende de la relación entre el tamaño de la gota y la longitud de onda de la radiación incidente.

Como en una nube tenemos gotas de muy diverso tamaño, desde las décimas de micras hasta la centenas de micras, cada una de ellas dispersando un color con más intensidad que otros, la combinación de todos ellos, que es lo que nosotros observamos, da como resultado el color blanco. Al contrario que pasaba con el scattering Rayleigh el scattering Mie es muy asimétrico y la simetría aumenta con el tamaño de la partícula. En la figura 3.17 se pretende representar esta asimetría mediante el dibujo de 'rayos' que van en la dirección de marcha del rayo inicial.

Arco iris y halos

Un caso especial de scattering Mie tiene lugar cuando la gotitas de agua son suficientemente grandes y el observador y el Sol se encuentran en una posición geométrica muy específica: El arco iris. En este caso se produce en el interior de la gota dos procesos de refracción (cuando el rayo penetra en el interior de la gota y cuando sale de ella) y dependiendo del arco que estemos viendo uno o varios procesos de reflexión interna. En el caso del arco iris primario, el más intenso y por tanto el que más y mejor se ve, se produce una reflexión interna. En el secundario, el cual se observa en ciertas ocasiones, se producen 2 reflexiones internas y así sucesivamente.

De la figura 3.18, podemos observar que el rayo inicial sufre una desviación en su trayectoria según se producen las distintas reflexiones internas y refracciones. Nos vamos a fijar en el rayo que solo sufre una sola reflexión. Resulta que según se varía el parámetro de impacto, (distancia del rayo incidente al rayo que pasa por el centro de la gota) la desviación sufrida por el rayo va variando. Pues bien, para un cierto parámetro de impacto la desviación sufrida por el rayo es la más pequeña posible. Con cualquier otro parámetro de impacto se produce una desviación mayor. Según nos vamos aproximando al rayo de desviación mínima las diferencia de las desviaciones producidas para cada rayo se van haciendo cada vez más pequeñas. Como consecuencia se va acumulando energía en torno al rayo de mínima desviación, esto es, se acumula luz y por tanto es posible verla. Se

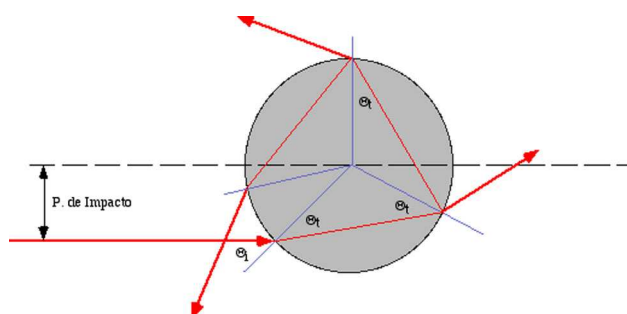


Figura 3.18: Refracción y reflexión del rayo incidente sobre una gotita de agua.

puede demostrar que, para el caso del agua, el ángulo de desviación mínima está en torno a los 138° (ver la figura 3.19). Esto significa que para ver el arco iris, nos debemos de situar dándole la espalda y subiendo la cabeza unos 42° (si el Sol está en el horizonte, si no menos). La separación de

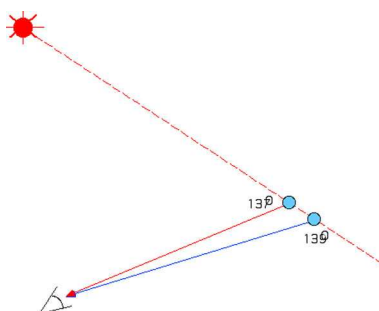


Figura 3.19: Esquema que muestra la procedencia de diferentes gotas de dos colores diferentes del arco iris.

los colores se debe a que el ángulo de desviación mínima depende del índice de refracción de la gota de agua y éste a su vez depende de la longitud de onda. Resulta que para la longitud de onda más corta (los azules) el ángulo de desviación es mayor que para los rojos (ver la figura 3.19) y por eso vemos los azules por dentro y los rojos por fuera. Otra cuestión que debemos de tener en cuenta es que, aunque una gota es capaz por sí misma de producir el arco iris, los colores que observamos del mismo proceden de gotas diferentes como se puede ver esquemáticamente en la figura 3.19.

Otro fenómeno óptico espectacular es el halo. En esta ocasión es la refracción y reflexión de la luz en los cristallitos de hielo que hay en la nube los que dan lugar a la formación del halo. Dada la diversidad de cristales de hielo, la diversidad de halos que es posible observar es enorme (ver la figura 3.7.1).

Como el halo es un fenómeno donde interviene la fase hielo es necesario tener nubes que contengan cristales de hielo a la vez que haya sol. En nuestras latitudes se pueden observar cuando hay cirros o altoestratus.

En esta ocasión hay que mirar hacia el Sol, apareciendo el halo como a 22° del mismo, es el llamado

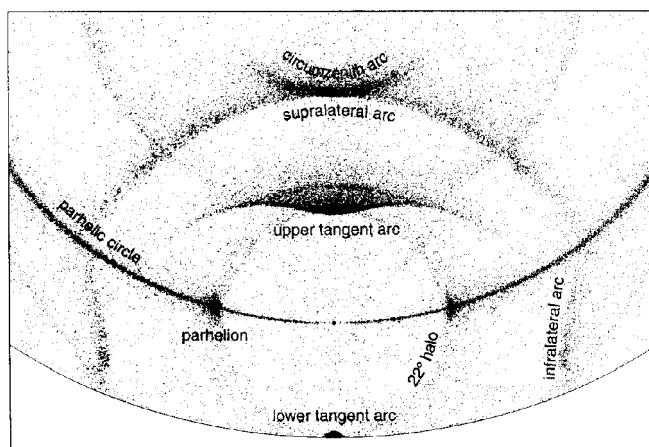


Figura 3.20: Simulación por ordenador de una serie compleja de halos



Figura 3.21: Forma de interacción de los rayos solares con las placas de hielo para la formación de los parhelia.

circulo parhéllico. En esta ocasión, el color aparece azul hacia el exterior y el rojo hacia el interior (lo contrario que sucede en el arco iris primario). Si el Sol está bajo, es posible observar a esa distancia angular y a la misma altura del Sol los llamados *parhelia* o falsos soles. Que son dos puntos luminosos, cromados, con el azul en la parte externa y el rojo en la interna. Son producidos por refracción en cristales de hielo con forma de placas hexagonales como se muestra en el esquema representado en la figura 3.21

3.7.2 Absorción de la radiación solar

Vamos a describir cuáles son los principales gases que absorben radiación solar y en que zona del espectro se produce. El ozono, el oxígeno y el nitrógeno se encargan de absorber prácticamente toda la radiación solar cuya longitud de onda es más corta que la correspondiente a la radiación ultravioleta. Únicamente una pequeña parte, en las zonas A y B del espectro ultravioleta, alcanza la superficie de la Tierra. La figura 3.22 nos muestra la altura sobre la superficie de la Tierra donde el flujo de radiación solar ha disminuido a $1/e$ de su valor fuera de la atmósfera. Para longitudes de onda más corta que los 200 nm, son el oxígeno y el nitrógeno molecular los principales absorbentes mientras que por encima de los 240 nm lo es el ózono.

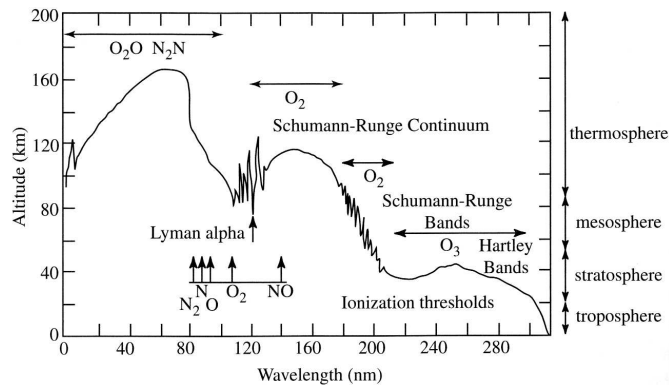
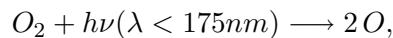
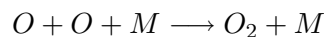


Figura 3.22: Altura sobre la superficie de la Tierra donde la radiación ha disminuido a $1/e$ de su valor fuera de la atmósfera. Se muestran también los principales gases que intervienen en el proceso de absorción junto con los nombres de las bandas de absorción. (Fuente: Thomas G. E. & Stammes K. Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean. Cambridge)

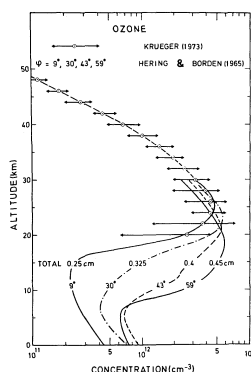
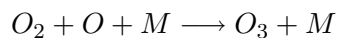
Puesto que la radiación solar en estas longitudes de onda es muy energética, es posible que sea capaz de romper las moléculas e incluso de ionizarlas, esto es arrancar de sus órbitas uno o varios electrones dando lugar a la formación de iones que forman la ionosfera. Una de las reacciones de disociación típicas es



El átomo de oxígeno así formado es altamente reactivo y rápidamente reacciona con otros átomos de oxígeno para dar oxígeno molecular



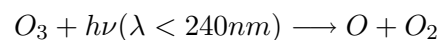
y con moléculas de oxígeno para dar ozono



Mean vertical distribution of the ozone concentration according to observations at different latitudes. Note the variations in total column abundance.

Figura 3.23: Perfiles de ozono para diversas latitudes, (Fuente: G. Brasseur and S. Solomon, Aeronomie of the middle atmosphere, Reidel)

siendo M una molécula cualquiera que sirve para estabilizar la reacción llevándose parte de la energía química liberada. Asimismo debemos de tener en cuenta la destrucción del ozono por fotodisociación



Estas reacciones constituyen uno de los mecanismos más importantes de la formación de ozono en la parte alta de la atmósfera (mecanismo de Chapman). Obviamente,

para que tenga lugar, es necesario que existan átomos y moléculas de oxígeno. Como los primeros aparecen esencialmente en las capas elevadas de la atmósfera, es por lo que, esta reacción tiene lugar dichas capas y por tanto es de esperar que el ozono tenga la mayor concentración en la parte superior de la atmósfera.

La figura 3.23 nos muestra unos perfiles típicos de ozono medidos en diferentes latitudes de la Tierra donde podemos observar cómo las mayores concentraciones se alcanzan hacia los 15–20 km. Se puede ver también cómo las mayores cantidades corresponden a las zonas polares, aunque a partir de los 20–25 km ya no hay diferencias entre las diferentes latitudes. Las cantidades etiquetadas en *cm* miden la cantidad integrada de ozono que hay en una columna atmosférica de sección unidad y corresponden con la altura que tendría una columna de ozono puro a una atmósfera de presión y 273 K, que tuviese igual contenido en ozono que la atmosfera real. Esta cantidad expresada en milicentímetros (centésimas de milímetro) es una unidad Dobson.¹⁷

En el visible prácticamente no hay absorción de radiación en la atmósfera (si no, no veríamos el Sol en la superficie), únicamente existen algunas bandas de absorción por ozono, principalmente la llamada banda de Chappuis. En el infrarrojo cercano existen diversas bandas de absorción por vapor de agua y CO₂. En la figura 3.24 podemos ver un espectro del Sol donde aparece su distribución espectral cuando entra en la atmósfera y cuando llega a la superficie.

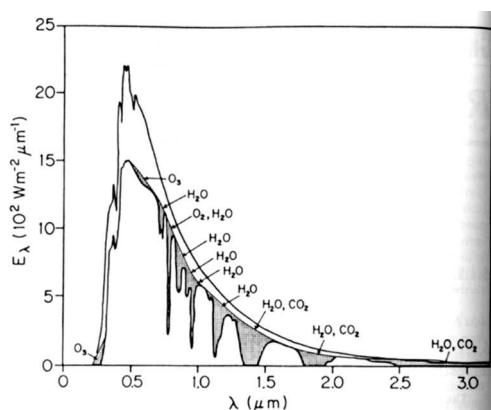


Figura 3.24: Espectro solar fuera de la atmósfera y en la superficie de la Tierra. En gris aparecen las principales bandas de absorción. Así mismo vienen especificados los gases que las producen

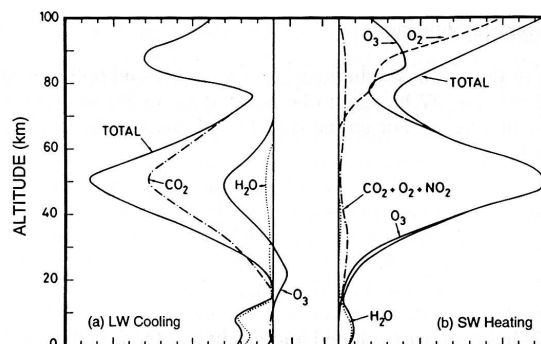


Figura 3.25: Calentamiento (en °C/día) producido en la atmósfera por absorción de radiación solar (derecha).

Así mismo en la figura 3.25 se muestra el calentamiento en (°C/día) que se produce en la atmosfera a cuenta de la absorción. Se ve que el mayor calentamiento se da en la parte superior de la estratosfera a cuenta de la absorción por ozono. Esto justifica, el hecho, ya visto en el capítulo anterior, que en la estratosfera la temperatura aumenta con la altura. En total aproximadamente

un 20% de la radiación solar es absorbida en la atmósfera, un 20% es reflejada hacia el espacio y un 60% llega a la superficie de la Tierra donde parte es absorbida por la misma (50%) y parte reflejada (10%) .

3.8 Interacción de la radiación solar con la superficie de la Tierra

Una vez que la radiación llega a la superficie interacciona con el suelo, las plantas, el océano, etc. Dado su interés desde el punto de vista de las ciencias ambientales vamos a analizar la interacción de la radiación con la vegetación y con el océano.

3.8.1 Interacción de la radiación solar con la vegetación

Como dijimos en la sección anterior, aproximadamente un 50 % de la radiación solar entrante llega a la superficie de la Tierra. Nos vamos a interesar en esta sección por los procesos que tienen lugar en la interacción de esta radiación que alcanza la superficie de la Tierra con las plantas. Parte de esta radiación va a ser absorbida, parte va a ser reflejada y parte va a ser transmitida. Caracterizaremos la proporción de energía reflejada mediante un coeficiente de reflexión ρ , la cantidad de energía absorbida por un coeficiente de absorción α y la proporción de energía transmitida por un coeficiente de transmisión τ . Obviamente se debe de cumplir que

$$1 = \rho + \alpha + \tau$$

Nos vamos a centrar principalmente en la interacción de la radiación con las hojas aunque también deberemos de tener en cuenta la interacción con los tallos. La figura 3.26 nos muestra el espectro de absorción medio para hojas de diferentes cultivos.

Como se puede ver en la figura, la absorción en el ultravioleta es grande y relativamente constante con coeficientes de absorción que varía entre el 90% al 99%. Las diferencias entre especies y el estado de la vegetación apenas si tiene influencia sobre el coeficiente de absorción en el ultravioleta. En la zona del PAR, merece destacar que la clorofila absorbe con mayor intensidad (del orden del 90 %) en el azul-violeta (0.38 a 0.48 μ) y en naranja – rojo (0.62 a 0.68 μ), presentando un mínimo en la zona del verde variando entre el 50% al 90%. Obviamente nosotros vemos a la hojas verdes precisamente porque es en esta zona donde se produce la máxima reflexión y la mínima absorción. En las otras zonas del espectro visible se produce la máxima absorción y la mínima

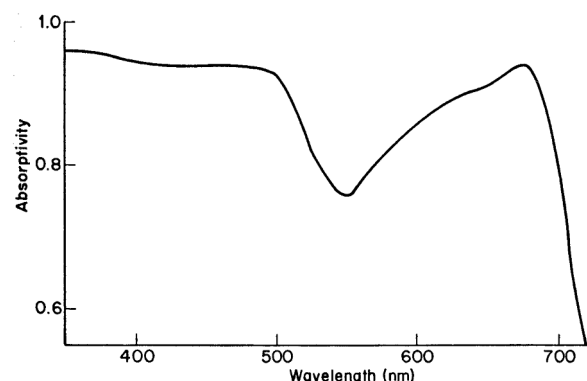


Figura 3.26: Absorción media para hojas de diferentes cultivos en la zona visible

reflexión.

A partir de las 0.70μ la absorción disminuye drásticamente en el infrarrojo cercano, alcanzando un mínimo (del 5 al 25%) entre las 0.75 y las 1.2μ . La figura 3.27 nos presenta un espectro de reflexión/transmisión que incluye el infrarrojo cercano. Como podemos ver de la mencionada figura, los espectros de reflexión/transmisión son muy similares. Mas allá de las 1.2μ , la absorción vuelve a aumentar alcanzando un máximo en torno al 70 – 95% en la zona de absorción del agua líquida a 1.5 , 2.0 y por encima de las 2.8μ .

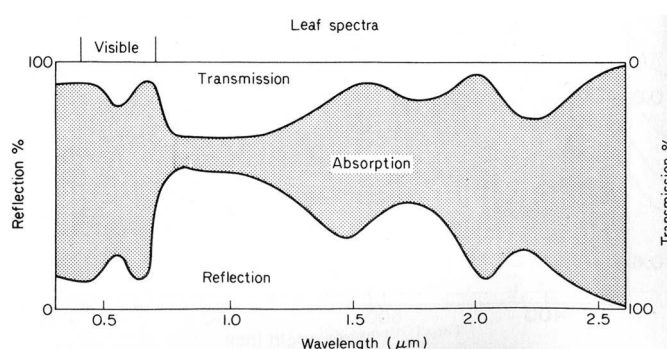


Figura 3.27: Espectro extendido de reflexión/transmisión para una hoja verde

La tabla 3.2 nos muestra los valores medios de los coeficientes de reflexión, transmisión y absorción en tres zonas del espectro. Como podemos ver, las hojas son fuertemente absorbentes

Tabla 3.2: Coeficientes medios de reflexión, transmisión y absorción para una hoja verde “media ” en tres zonas del espectro (PAR: Radiación fotosintéticamente activa, NIR: Infrarrojo cercano)

	PAR	NIR	Onda corta
Reflexión, ρ	0.09	0.51	0.30
Transmisión, τ	0.06	0.34	0.20
Absorción, α	0.85	0.15	0.50

en el PAR, 85% por término medio, y fuertemente reflectoras en el infrarrojo cercano, 85% por término medio. Las propiedades espectrales de las hojas dependen de su estado. Las hojas verdes jóvenes reflejan fuertemente en el verde y tienen menores índices de absorción. Las hojas maduras presentan un color verde oscuro con un menor coeficiente de reflexión y un mayor coeficiente de absorción. Las hojas maduras presentan una mayor coeficiente de reflexión en la zona de los rojos, de aquí el color ocre que presenta la vegetación senescente

Parámetro NDVI

Las anteriores propiedades espectrales de las hojas se han aprovechado para analizar el estado de la vegetación a partir de medidas realizadas desde satélites artificiales. Dado que las medidas absolutas son más propensas a errores, se han empleado índices relativos para medir el estado de la vegetación. Entre estos índices, uno de los más empleados es el NDVI que significa: Normalized Difference Vegetation Index ó Índice de Vegetación Normalizado. Viene definido por la siguiente ecuación

$$NDVI = \frac{\rho_i - \rho_r}{\rho_i + \rho_r} = \frac{\rho_i/\rho_r - 1}{\rho_i/\rho_r + 1} = \frac{x - 1}{x + 1}$$

siendo ρ_i la reflectividad en el infrarrojo cercano y ρ_r la reflectividad en la zona del color rojo en la parte visible del espectro, y $x = \rho_i/\rho_r$ la relación entre las reflectividades del infrarrojo y el rojo y que recibe el nombre de índice de la razón de vegetación. De acuerdo con la signatura espectral

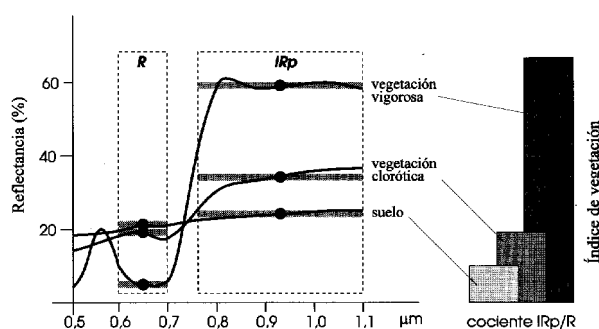


Figura 3.28: Signatura espectral de vegetación vigorosa, vegetación senescente y de suelo desnudo. Se muestra también las zonas espectrales donde se mide el canal rojo (R) e infrarrojo próximo (IRp) para el cálculo del índice de vegetación normalizado (NDVI)

que muestran las hojas verdes y maduras, ver la figura 3.28, el valor del índice de la razón de vegetación aumenta cuando la hoja es vigorosa y el NDVI tiende hacia la unidad. Por el contrario para vegetación senescente, el valor del índice de la razón de vegetación disminuye y el NDVI tiende a -1. Así pues el NDVI es un buen índice del estado de la vegetación.

3.8.2 Interacción con el océano

Desde un punto de vista biológico y también climatológico resulta interesante analizar la interacción de la radiación solar con el océano. Como en el caso de la atmósfera, podemos medir esta interacción mediante el coeficiente de absorción. Este coeficiente va a determinar la profundidad a la que penetra la luz en el océano. La figura 3.29 nos muestra el coeficiente de absorción entre 0.1 y 10 μ . Como podemos ver el coeficiente de absorción es muy grande en el infrarrojo y va disminuyendo hacia el visible, alcanzando el valor mínimo hacia las 0.5 μ incrementándose a continuación hacia el ultravioleta. El coeficiente de absorción está medido en cm^{-1} , esto significa que su inverso nos da

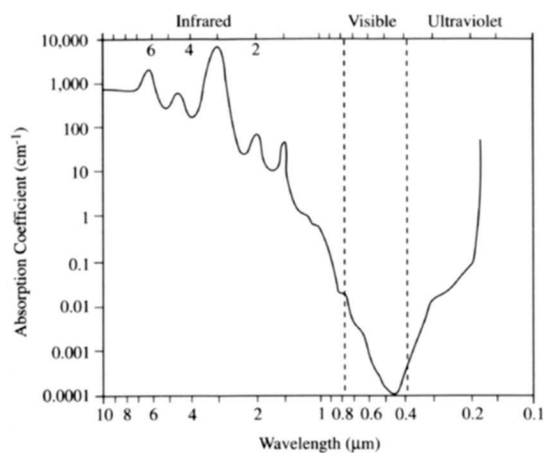


Figura 3.29: Coeficiente de absorción típico del océano

una idea de la profundidad de penetración de la radiación. Vemos que la máxima penetración se da para la luz visible y disminuye fuertemente según nos movemos hacia el infrarrojo y el ultravioleta. Esto ha tenido una importancia fundamental para el desarrollo de la vida, pues se supone que el inicio de la misma y su desarrollo posterior tuvo lugar en el agua, donde apenas penetraba luz ultravioleta¹⁸, letal para la vida, mientras que la luz visible podía penetrar con cierta facilidad. La zona del océano donde penetra la luz se la denomina zona eufótica, y es la zona donde se registra la mayor intensidad de actividad biológica. Dentro del visible, el coeficiente de absorción es bastante mayor en el rojo que en el azul, esto significa que las algas que vivan a una relativa profundidad han tenido que adaptarse a vivir en una luz azulada, por lo que absorberán con mayor facilidad este tipo de luz. Si las llevamos a superficie, seguirán tendiendo a absorber este color con lo cual reflejarán principalmente en el rojo y por tanto las veremos rojizas.

La fuerte absorción en el infrarrojo nos dice, de acuerdo con la ley de Kirchhoff, que la emisividad en el infrarrojo va a ser alta, de tal forma que, se puede considerar al agua como un cuerpo negro en estas longitudes de onda. Por otra parte una menor absorción en el azul representa una mayor reflectancia en este color y por tanto justifica el color azulado del océano. El color final que podemos ver depende mucho también de la cantidad de materia orgánica que lleve disuelta o en suspensión.

3.9 Radiación terrestre

3.9.1 El espectro de absorción de los gases atmosféricos

De acuerdo con la ley de Kirchhoff¹⁹ la energía radiativa emitida por un cuerpo es proporcional a la energía radiativa absorbida por el mismo,

$$\epsilon_\lambda = a_\lambda B_\lambda(T).$$

Puesto que los cuerpos terrestres están a una temperatura del orden de 250 – 300 K y la función de Planck a estas temperatura alcanza un máximo en torno a las 10–12 μ , tenemos que estudiar cuál es el coeficiente de absorción de los gases atmosféricos y del suelo en estas longitudes de onda para poder analizar que sucede con la energía radiativa absorbida/emitada por la atmósfera y el suelo.

La figura 3.30 nos muestran las principales bandas de absorción de los gases atmosféricos. Como

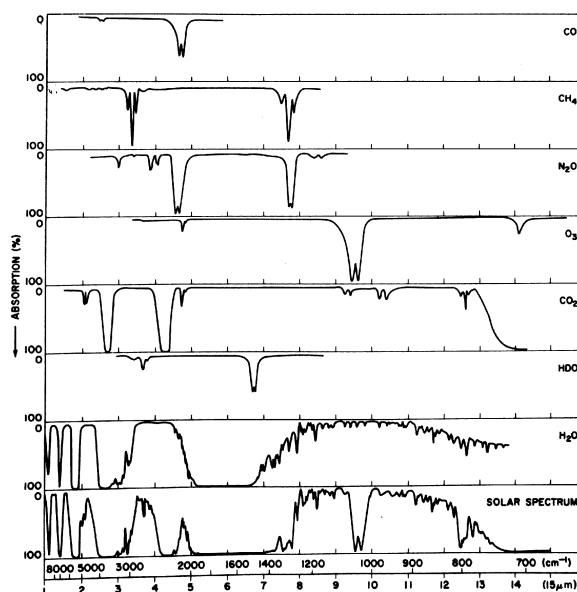


Figura 3.30: Principales bandas de absorción en el infrarrojo de algunos gases atmosféricos

vemos ver, los principales gases absorbentes en el infrarrojo son el vapor de agua, el dióxido de carbono y en menor medida el metano. Resulta curioso ver que los gases mayoritarios como son el oxígeno y nitrógeno no presentan bandas de absorción en el infrarrojo. Esto se debe a que estos gases están en forma de moléculas diatómicas homonucleares (O_2 , N_2) y éstas, por condiciones de simetría, no presentan bandas de absorción/emisión en el infrarrojo (las transiciones entre niveles vibracionales/rotacionales están prohibidas).

Salvo en la llamada ventana atmosférica (en torno a las 10 μ), la atmósfera resulta bastante opaca a la radiación infrarroja. Esto significa que la radiación infrarroja emitida por el suelo va a

ser atrapada en una buena parte por la atmósfera incrementando su energía interna y por tanto su temperatura. Ahora bien, según la ley de Kirchhoff, todo buen absorbente es también buen emisor, por lo tanto la atmósfera va emitir radiación infrarroja. Parte de esta radiación va hacia el espacio exterior y parte es devuelta a la tierra. Como ejemplo de la radiación infrarroja devuelta al espacio, y que refleja el grado de opacidad de la atmósfera en cada longitud de onda, la figura 3.31 nos muestra un espectro de emisión registrado a bordo del satélite Nimbus. Si nos fijamos en

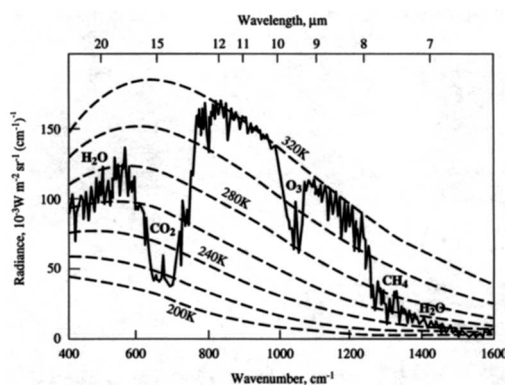


Figura 3.31: Espectro de radiación terrestre sobre el norte de África al mediodía medido mediante satélite. Se muestran también las curvas de emisión de un cuerpo negro (línea a trazos a diferentes temperaturas). Se han identificado los principales gases emisores

la figura entre 10 y 12 micras, la curva de emisión observada por el satélite coincide con la de un cuerpo negro a 320 K (47 C) que debe de ser muy cercana a la temperatura del suelo. Esto se debe a que en esta zona está la ventana atmosférica, donde la atmósfera es transparente, de aquí lo de ventana, y la radiación que llega al satélite es la que proviene directamente del suelo. La situación opuesta se da en la zona de las 15 μm , etiquetada con CO_2 . En este caso la radiación observada por el satélite coincide con la emitida por un cuerpo negro a 230 K (-43 C), que es la temperatura de la parte alta de la atmósfera. En este caso resulta que el CO_2 , en esta zona del espectro infrarrojo, es muy opaco, (ver en la figura 3.30 el espectro de absorción del CO_2 , la parte de la derecha) por lo que toda la radiación emitida por el suelo es absorbida por el CO_2 . Como es tan opaco, el satélite sólo ve la radiación emitida por el CO_2 en la parte alta de la atmósfera donde se dan esas temperaturas tan bajas. Podemos considerar por tanto que dependiendo de la opacidad del gas el satélite ve diferentes zonas de la atmósfera en diferentes longitudes de onda. Si ésta es muy opaca en una cierta zona del espectro, el satélite ve, en esa zona del espectro, la parte superior, si es muy transparente el satélite ve la parte inferior, incluso el suelo. En zonas de opacidad media, el satélite ve la parte media. De esta manera se puede utilizar las medidas hechas a bordo de un satélite como herramienta para hacer un **sondeo** de la atmósfera.

La radiación que es devuelta a la tierra se emplea en aumentar la temperatura de la misma, de tal forma que la temperatura de la tierra con atmósfera es mayor que la temperatura de la Tierra

sin atmósfera. Es lo que se conoce como *efecto invernadero*. El efecto neto de la absorción por parte de la atmósfera de la radiación infrarroja procedente de la superficie de la Tierra y su emisión hacia el espacio y hacia la superficie de la Tierra, es el enfriamiento de la misma²⁰. La figura 3.32 nos muestra el enfriamiento en °C/día y los gases que intervienen en el proceso. Como podemos

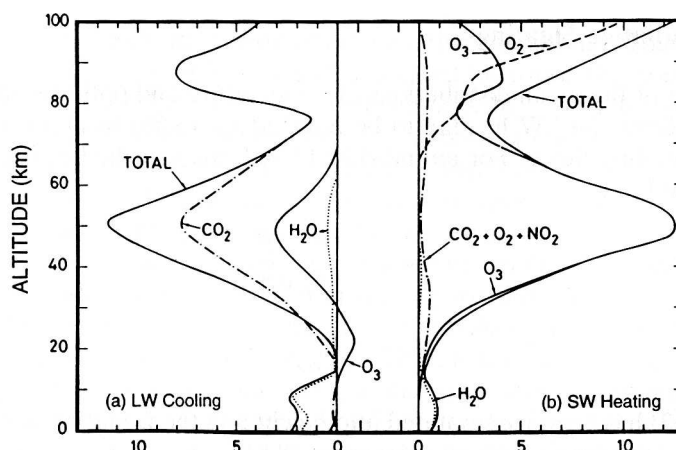


Figura 3.32: Enfriamiento (en °C/día) producido en la atmósfera por emisión de radiación infrarroja (izquierda). (Fuente: Salby, M.L., *Fundamentals of atmospheric physics*, Academic Press)

ver, en la parte superior de la atmósfera, los principales gases que contribuyen al enfriamiento son el CO_2 y el ozono, se piensa que un aumento del CO_2 tendría como consecuencia un enfriamiento de la estratosfera superior. En la troposfera el principal gas que contribuye al enfriamiento es el vapor de agua. Téngase en cuenta que por encima de la tropopausa apenas si hay vapor de agua, pues por condensación, éste precipita. Por esta razón el vapor de agua contribuye al enfriamiento de la troposfera y no en la estratosfera.

3.9.2 Un modelo simple de efecto invernadero

Como dijimos antes, la atmósfera retiene parte de la radiación infrarroja emitida por la superficie de la Tierra, parte de la cual la reenvía hacia la superficie, haciendo que la temperatura de ésta sea más elevada que la que tendría que tener si no hubiese atmósfera. Comenzaremos con un ejercicio

Ejercicio 3.4 Calcular las temperaturas de equilibrio de la Tierra con y sin atmósfera. Suponer que la radiación solar efectiva entrante vale $1/4(1 - \alpha)S_0$, siendo α el albedo planetario y S_0 la constante solar. Suponer que la atmósfera es una delgada capa isoterma que no absorbe radiación solar y es opaca en el infrarrojo. Suponer que la tierra se comporta como un cuerpo negro.

Solución. Vamos a suponer en primer lugar que la Tierra no tiene atmósfera. En equilibrio radiativo tanta energía llega a la Tierra en forma de radiación solar como sale de ella en forma de

radiación terrestre. Como nos dice el enunciado, la cantidad de energía entrante (por m^2) vale $1/4(1 - \alpha)S_0$. Así mismo, según el enunciado, como la Tierra se comporta como cuerpo negro la energía emitida vale, de acuerdo con la ley de Stefan–Boltzmann σT_t^4 . Igualando ambas expresiones

$$\sigma T_t^4 = 1/4(1 - \alpha)S_0$$

Suponiendo que el albedo α vale 0.30 y que $S_0 = 1367 \text{ W/m}^2$, teniendo en cuenta que $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$, obtenemos para T_t el valor 254 K, esto es 19 grados bajo cero. Suponer ahora que tenemos una atmósfera que rodea la Tierra, esta atmósfera es transparente a la radiación solar y opaca en el infrarrojo. El balance de energía lo debemos hacer ahora para la tierra y para el sistema atmósfera–tierra. La energía que entra en el planeta es, como dice el enunciado, $1/4(1 - \alpha)S_0$. La energía que sale, puesto que la atmósfera es opaca en el infrarrojo, vale σT_a^4 , siendo T_a la temperatura de la atmósfera. Igualando

$$\sigma T_a^4 = 1/4(1 - \alpha)S_0$$

En cuanto a la energía que llega a la tierra, tenemos por un lado la energía solar y por otro la radiación infrarroja que emite la atmósfera. Puesto que estamos en equilibrio esta energía se debe equilibrar con la energía que sale de la tierra

$$1/4(1 - \alpha)S_0 + \sigma T_a^4 = \sigma T_t^4$$

como

$$\sigma T_a^4 = 1/4(1 - \alpha)S_0$$

se tiene

$$2(1/4)(1 - \alpha)S_0 = \sigma T_t^4$$

de donde $T_t = 303 \text{ K}$, esto es, 30 grados centígrados. Así pues la existencia de una atmósfera absorbente en el infrarrojo permite alcanzar temperaturas medias relativamente altas y la existencia de vida sobre la Tierra tal y como la conocemos. La temperatura media observada para la Tierra es de 15 grados centígrados, no muy lejos del obtenido en nuestro sencillo modelo.

Podemos considerar ahora que la atmósfera se comporta como gris, esto es, tiene una coeficiente de absorción a constante en toda la zona del infrarrojo. En realidad es semigris, pues suponemos que es transparente en el visible y gris en el infrarrojo. La diferencia con el caso del ejercicio es que, ahora la atmósfera absorbe

$$a \cdot \sigma T_t^4$$

y emite

$$a \cdot \sigma T_a^4$$

en vez de absorber $1 \cdot \sigma T_t^4$ y emitir $1 \cdot \sigma T_a^4$. Replantando el ejercicio en estos nuevos términos, tenemos

- **Energía que sale al exterior = energía solar entrante**

$$\underbrace{(1-a)\sigma T_t^4}_{\text{suelo}} + \underbrace{a\sigma T_a^4}_{\text{atmosfera}} = S(1-\alpha)/4$$

- **energía que entra en la atmósfera = energía que sale**

$$a\sigma T_t^4 = 2a\sigma T_a^4.$$

Sustituyendo esta última ecuación en la primera tenemos,

$$(1-a)\sigma T_t^4 + \frac{1}{2}a\sigma T_t^4 = S(1-\alpha)/4$$

esto es

$$(1 - \frac{1}{2}a)\sigma T_t^4 = S(1-\alpha)/4 \quad (3.18)$$

Resolviendo, tenemos

$$T_a = T_t / \sqrt[4]{2}$$

$$T_t = \left(\frac{(1/4)S(1-\alpha)}{\sigma(1-a/2)} \right)^{1/4}$$

Suponiendo que $T_t = 288\text{K}$, la absorción de la atmósfera deberá ser $a = 0.77$, esto es, suponiendo que la atmósfera absorbe un 77%, este modelo sencillo, reproduce bastante bien la temperatura observada en la superficie de la Tierra. Con estos datos, la temperatura de la atmósfera vale $T_a = 241\text{K}$ que es la temperatura observada a 7 Km. Esto quiere decir que, la zona de la atmósfera de donde parece surgir la radiación emitida al exterior está localizada a esa altura.

Se puede mejorar el modelo suponiendo que los gases absorbentes se reparten de forma continua con la altura. Los cálculos muestran que la distribución de temperatura en **equilibrio radiativo** tiene la forma que aparece en la figura 3.33 Como se puede ver la temperatura disminuye muy rápidamente cerca del suelo para luego hacerse prácticamente constante. Como veremos en el capítulo siguiente una atmósfera con un gradiente mayor de 10K/km es hidrostáticamente inestable lo que significa que pequeñas perturbaciones que se producen en estas condiciones se van

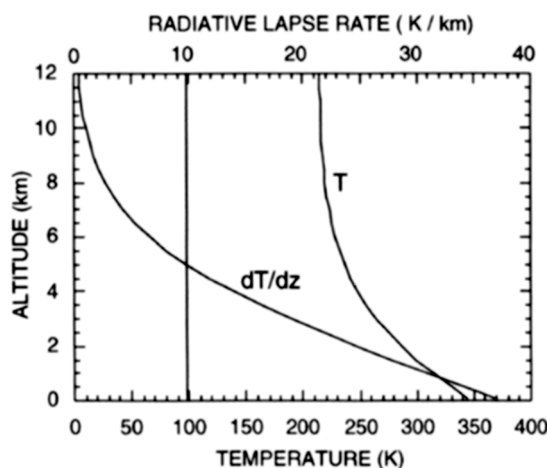


Figura 3.33: Distribución de temperaturas obtenidas en un modelo de equilibrio radiativo. Se supone que la densidad de los gases absorbentes disminuyen en un factor e cada 2 km. Se muestra también el gradiente de temperatura (dT/dz) (escala superior) y la isolínea de 10K/Km

a amplificar. Como resultado se puede ver que, en la zona donde se dan los gradientes inestables, la distribución de temperatura se modifica de tal forma que la temperatura disminuye con la altura de forma lineal en lo que constituye el llamado modelo *radiativo-convectivo*. El modelo radiativo-convectivo es una buena representación de lo que sucede en la atmósfera. La atmósfera estandar, que es una atmósfera que representa bien el estado medio de la misma y que se emplea en muchas aplicaciones prácticas viene representada por una disminución lineal de la temperatura de 6 K/km hasta los 11 Km y luego se mantiene constante, situación reproducida por el modelo radiativo-convectivo.

3.9.3 El forzamiento radiativo

En la sección anterior hemos supuesto que existía equilibrio radiativo entre la radiación solar entrante y la radiación infrarroja saliente. Supongamos que de pronto inyectamos una cierta cantidad de CO_2 que hace que la absortividad aumente ligeramente, esto es, pase de a a $a + \Delta a$. ¿Cuánto habrá variado la temperatura de la Tierra? Vamos a hacer el problema en dos partes. Primero vamos a calcular cuál es el desequilibrio radiativo que se produce y luego la variación de temperatura. Vamos a emplear como modelo el utilizado en la sección anterior, que supone que la atmósfera es una delgada capa isoterma.

En un primer paso supondremos que la absorbilidad ha aumentado en Δa . Al aumentar la opacidad debe de disminuir el flujo de radiación saliente. Como el flujo de radiación solar entrante se mantiene constante, debe de producirse un cierto desequilibrio que haga que la tierra se caliente y por tanto aumente la temperatura de equilibrio final. ¿Cual es el nuevo flujo saliente? Suponiendo

que únicamente ha variado la absorptividad, el flujo radiativo saliente vale

$$(1 - a - \Delta a)\sigma T_t^4 + (a + \Delta a)\sigma T_a^4$$

puesto que estamos suponiendo que sólo ha varido la absorptividad, las temperaturas de la tierra y la atmósfera no han cambiado y por tanto

$$\sigma T_a^4 = 1/2\sigma T_t^4$$

y por tanto el flujo saliente vale

$$(1 - a - \Delta a)\sigma T_t^4 + (a + \Delta a)(1/2)\sigma T_t^4 = (1 - \frac{1}{2}a - \frac{1}{2}\Delta a)\sigma T_t^4$$

puesto que inicialmente el flujo saliente era

$$(1 - \frac{1}{2}a)\sigma T_t^4$$

el cambio en el flujo saliente será

$$\Delta F_T = -\frac{1}{2}\Delta a\sigma T_t^4.$$

Para ver cual es la nueva temperatura debemos de emplear la ecuación 3.18 que nos daba la temperatura de equilibrio de la tierra, sólo que, ahora con la nueva absorptividad

$$(1 - \frac{1}{2}(a + \Delta a))\sigma(T_t + \Delta T_t)^4 = S(1 - \alpha)/4$$

donde hemos puesto la nueva temperatura igual a la antigua más una pequeña cantidad. Para una pequeña perturbación ΔT_t se tiene que

$$(T_t + \Delta T_t)^4 \approx T_t^4 + 3T_t^3\Delta T_t$$

de donde

$$(1 - \frac{1}{2}(a + \Delta a))\sigma(T_t^4 + 3T_t^3\Delta T_t) = S(1 - \alpha)/4$$

Teniendo en cuenta que inicialmente

$$(1 - \frac{1}{2}a)\sigma T_t^4 = S(1 - \alpha)/4$$

restando miembro a miembro se llega a que

$$\Delta T_t = \frac{T_t\Delta a}{8(1 - a/2)} \tag{3.19}$$

Puesto que

$$\Delta F_t = -\frac{1}{2}\Delta a\sigma T_t^4$$

se obtiene que

$$\Delta T_t = \lambda\Delta F_t \quad (3.20)$$

siendo λ el llamado *parámetro de sensibilidad climática* y cuyo valor para nuestro modelo vale

$$\lambda = \frac{1}{4(1 - a/2)\sigma T_t^3}$$

Vemos de este sencillo modelo como efectivamente al aumentar la absorptividad se produce un forzamiento radiativo y como consecuencia la temperatura aumenta. Los valores precisos de estos parámetros dependen obviamente del modelo empleado. No obstante nuestros resultados apuntan en la dirección correcta.

3.9.4 Efecto de las nubes

Hasta ahora hemos supuesto que la atmósfera estaba libre de nubes, ahora bien si queremos ser realistas debemos de suponer que la atmósfera está compuesta también por nubes. Como en el caso de la radiación solar, la parametrización del efecto de las nubes es bastante complejo. En general podemos suponer que si la nube tiene suficiente espesor, la nube se comporta como cuerpo negro en el infrarrojo. Esto significa que absorbe toda la radiación terrestre que la llega. Como vimos antes, fijada una temperatura, los cuerpos negros son también los mejores emisores. Eso significa que la nube va a reemitir al suelo una buena proporción de la energía atrapada, desde luego bastante mayor que si no existiese nubes y solo tuviesemos aire en su lugar. Las consecuencias desde un punto agrícola de este hecho son importantes. Durante el invierno, cuando no existen nubes, la transparencia de la atmósfera es elevada, lo que significa que el suelo se puede enfriar fuertemente por radiación pudiendo alcanzar temperaturas bajo cero y por tanto producirse las temibles heladas. Ahora bien, cuando el cielo está nublado, las nubes van a atrapar la energía radiativa desprendida por el suelo, reenviando parte de ella hacia el mismo lo que va a disminuir fuertemente el peligro de heladas (estas puede venir, por ejemplo de advección de aire frío procedentes de latitudes septentrionales).

3.10 El balance radiativo del sistema atmósfera – tierra

Vamos a analizar en esta sección los grandes números del balance de radiación del sistema atmósfera – tierra. En primer lugar y en periodos de tiempo relativamente grandes, hemos de decir que existe un equilibrio entre la radiación solar entrante y la radiación terrestre saliente. Si la radiación

solar entrante fuese mayor que la radiación terrestre saliente, la Tierra se estaría calentando. Al contrario, si la radiación terrestre saliente fuese mayor que la radiación solar entrante la Tierra se estaría enfriando como un todo. Dado que la temperatura media de la Tierra, durante periodos relativamente grandes, permanece constante significa que existe un balance entre la radiación solar entrante y la radiación terrestre saliente.

Para analizar el balance de todos los elementos que intervienen en el balance radiativo, fijémonos en la figura 3.34. Consideremos que entran 100 unidades de radiación solar, de estas, 20 unidades

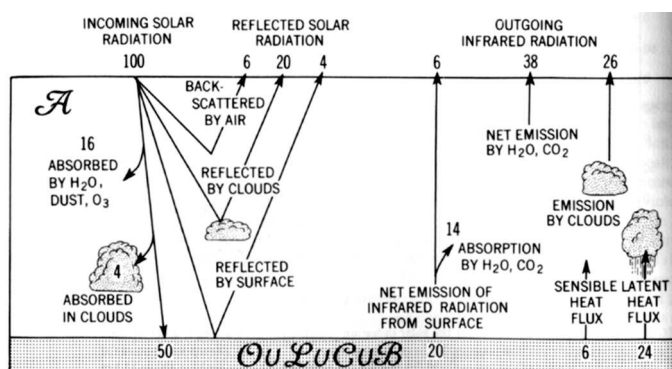


Figura 3.34: Balance radiativo global

son atrapadas en la atmósfera mediante procesos de absorción (16 en la atmósfera libre de nubes y 4 en las nubes), 30 unidades son devueltas al espacio por reflexión (6 por la atmósfera libre de nubes, 20 por las nubes y 4 por el suelo) y por tanto no interviene en el balance, y el resto, 50 unidades, son absorbidas por el suelo. El suelo devuelve la energía absorbida, en forma de calor sensible (6 unidades), calor latente (24 unidades) y radiación (108 unidades). La mayor proporción lo hace en forma de radiación, una parte de la cual es atrapada por la atmósfera y otra sale al exterior (principalmente en la ventana atmosférica). De la energía atrapada por la atmósfera, una parte es devuelta a la tierra y otra parte sale al espacio (64 unidades, 38 procedentes de la atmósfera libre y 26 por las nubes). Si sumamos toda la energía que entra en el suelo, procedente de la radiación solar (50) y procedente de la radiación térmica emitida por la atmósfera (88), el número de unidades que entran en el suelo es 138 unidades, mayor por tanto que la energía que entraría si no tuviese atmósfera. Así pues la presencia de la atmósfera tiene como consecuencia la suavización de las temperaturas sobre la tierra. Este efecto no tiene lugar por ejemplo en la Luna, que no tiene atmósfera, y por tanto las temperaturas mínimas en la Luna son mucho menores que en la Tierra. Al contrario, Venus tiene una atmósfera muy espesa y por tanto atrapa una gran proporción de la radiación emitida por el suelo venusiano lo que provoca la existencia de altas temperaturas en el planeta. La temperatura media del suelo venusiano es de unos cientos de grados.

Para completar el balance de energía debemos de tener en cuenta el flujo de calor sensible y latente. El proceso de transferencia de calor latente tiene lugar mediante la evaporación del agua

en la superficie (proceso que necesita calor para que tenga lugar) y la condensación del vapor en las nubes (proceso que desprende calor). Así pues mediante este proceso pasa energía de la superficie, principalmente el océano, a la atmósfera. El proceso de transferencia de calor sensible es el paso de calor mediante turbulencia del suelo a la atmósfera debido a la diferencia de temperaturas que existe entre ambos.

Además de tener en cuenta el balance radiativo global se debe de tener en cuenta el balance radiativo para cada cinturón latitudinal. La figura 3.35 nos muestra un esquema del reparto latitudinal de la radiación solar entrante y la radiación térmica saliente donde podemos ver que existe

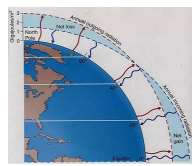


Figura 3.35: Esquema del reparto estacional de la radiación solar entrante y la radiación térmica saliente.

una ganancia neta de energía en las regiones ecuatoriales y una pérdida neta en las regiones polares. Los movimientos atmosféricos que observamos no son otra cosa que un intento de la atmósfera por balancear este desequilibrio. De esto hablaremos más adelante al tratar la circulación general de la atmósfera.

Notas

¹³El ángulo bajo el cual vemos una cierta superficie se denomina ángulo sólido

¹⁴En este apartado por ejemplo podemos citar la luz emitida por una luciernaga

¹⁵Los valores anteriores son útiles para que, al poner la longitud de onda en micras, se obtenga la intensidad en $W/m^2/\text{stereoradian}/\text{micra}$. Los valores de las constantes en el sistema internacional son $3.7417749 \times 10^{-16} W m^2$ y $1.4387 \times 10^{-2} m K$

¹⁶Para obtener este resultado basta tomar $H = 0$ en la ecuación 3.14 y tener en cuenta que $\sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi = \cos(\phi - \delta)$ y por tanto $\theta = \phi - \delta$

¹⁷Matemáticamente hablando, esta altura viene dada por la expresión

$$Z_{O_3} = \frac{1}{[O_3]_{\text{stp}}} \int_0^\infty [O_3] dz$$

siendo $[O_3]$ el número de moléculas por cm^3 .

¹⁸Téngase en cuenta que en la época en la que se inició la vida, la atmósfera era anóxica y por tanto no tenía ozono que impidiese llegar la radiación ultravioleta al suelo

¹⁹La ley de Kirchhoff se dedujo en condiciones de equilibrio termodinámico, bajo condiciones bastante generales, observadas en una buena parte de la atmosfera terrestre, esta ley se sigue verificando con muy buena aproximación. Es lo que se conoce como equilibrio termodinámico local

²⁰La parte más importante del enfriamiento es la correspondiente a la pérdida hacia el espacio. El suelo está más caliente que la atmósfera y en un intercambio radiativo entre ambos, la atmósfera ganará calor. Sin embargo del espacio exterior no entra radiación infrarroja y por tanto en un intercambio radiativo entre la atmósfera y el espacio exterior, la primera se ha de enfriar

Capítulo 4

Termodinámica atmosférica.

4.1 Introducción

En esta capítulo mostraremos algunas de las aplicaciones de la termodinámica a la meteorología. La termodinámica juega un papel fundamental en nuestro entendimiento de los fenómenos atmosféricos. La termodinámica nos permite estudiar desde los procesos que tienen lugar a la hora de formarse una diminuta gota de agua hasta los procesos que intervienen en la circulación general de la atmósfera. Desde luego, es fundamental en el estudio de todos los procesos energéticos.

Comenzaremos por estudiar las ecuaciones y funciones de estado de los gases atmosféricos. Las leyes fundamentales de la termodinámica aparecen, como recordatorio, en un apéndice. Veremos los diferentes índices que se emplean para expresar la cantidad de vapor de agua que hay en el aire. Estudiaremos los cambios de estado de éste último. Analizaremos algunos de los diferentes procesos termodinámicos que sufre el aire tanto seco como húmedo. Terminaremos por estudiar la atmósfera desde el punto de vista de la hidrostática y veremos la estabilidad de la misma.

4.2 Primer y segundo principio de la termodinámica

El primer principio expresa de forma matemática el principio de conservación de la energía. Se supone que nuestro sistema termodinámico (en un nuestro caso una parte o la totalidad de la atmósfera) tiene una cierta energía, que denominaremos *energía interna*. Pues bien, de acuerdo con el primer principio, la variación de la energía interna del sistema es igual a la cantidad de calor dada al sistema menos la cantidad de trabajo realizado por el mismo (la energía se toma positiva si se añade al sistema y negativa si se retrae del mismo). Matemáticamente se expresa mediante la ecuación

$$dU = d'Q - pdV$$

siendo dU la variación de la energía interna, $d'Q$ la cantidad de calor dada al sistema y pdV el trabajo de expansión realizado por el mismo.

El segundo principio establece la existencia de una función S , llamada *entropía*, que verifica la siguiente relación

$$dS \geq d'Q/T$$

siendo el signo $>$ válido en transformaciones irreversibles y el signo $=$ en transformaciones reversibles. Si la aportación de calor es nula (el proceso se dice adiabático), la anterior ecuación nos dice que $dS > 0$, esto es en un sistema cerrado y adiabático la entropía solo puede crecer. Si el proceso es reversible y tenemos en cuenta el primer principio podemos poner

$$TdS = dU + pdV$$

que es la expresión que utilizaremos de ahora en adelante.

4.3 Ecuaciones de estado de los gases atmosféricos

Como vimos en el capítulo primero, el aire se compone de una serie de gases permanentes y otros no permanentes. Dada la importancia fundamental que desempeña el vapor de agua en la atmósfera vamos a considerar al aire como una mezcla de dos gases, el vapor de agua y el aire seco que contiene al resto de los gases, de tal forma que hablaremos de aire húmedo cuando consideramos el vapor de agua y aire seco cuando no se considera.

A partir de datos experimentales se puede suponer, con un alto grado de fiabilidad, que el aire húmedo se comporta como una mezcla de gases perfectos: el vapor de agua y el aire seco. De acuerdo con la ecuación de los gases perfectos, el aire seco tiene como ecuación de estado la expresión

$$p_a V = m_a R_a T \quad (4.1)$$

siendo p_a la presión parcial del aire seco, m_a la masa de aire seco y R_a la constante específica del aire seco, que vale $R_a = 287.5 \text{ J/kg/K}$. El vapor de agua, de la misma forma, tiene como ecuación de estado la expresión

$$p_v V = m_v R_v T \quad (4.2)$$

siendo p_v la presión parcial del vapor, m_v la masa de vapor y R_v la constante específica del vapor, que vale 461.908 J/Kg/K . De acuerdo con la ley de Dalton, tenemos como ecuación de estado para

el aire húmedo, mezcla del seco y el vapor, la expresión

$$pV = (m_a R_a + m_v R_v)T = m R_h T$$

siendo $p = p_a + p_v$ la presión total, $m = m_a + m_v$ la masa de aire húmedo y R_h la constante específica del aire húmedo

$$R_h = \frac{1}{m}(m_a R_a + m_v R_v)$$

esta cantidad, depende de la proporción en que entre el vapor a formar parte del aire húmedo. En meteorología, es costumbre usar la densidad ρ en vez de volumen y la masa, teniendo en cuenta que

$$\rho = \frac{m}{V}$$

tenemos como ecuaciones de estado del aire seco, vapor y aire húmedo a las ecuaciones

$$p_a = \rho_a R_a T \quad (4.3)$$

$$p_v = \rho_v R_v T \quad (4.4)$$

$$p = \rho_h R_h T \quad (4.5)$$

Ejercicio 4.1 Suponed que tenéis una burbuja cerrada de aire húmedo, demostrar que

$$\frac{dp_v}{p_v} = \frac{dp_a}{p_a} = \frac{dp}{p}$$

que se conoce como ley de las expansiones relativas.

Solución

De las ecuaciones de estado de cada gas, aire seco y vapor de agua, dividiendo miembro a miembro, obtenemos

$$\frac{p_v}{p_a} = \frac{m_v R_v}{m_a R_a}$$

Puesto que composición de la burbuja no cambia, (se considera cerrada) se tiene que

$$\frac{p_v}{p_a} = \frac{m_v}{m_a} = \text{cte.}$$

Tomando logaritmos y derivando se tiene

$$\frac{dp_v}{p_v} = \frac{dp_a}{p_a}$$

y de un teorema elemental de matemáticas que dice que si

$$\frac{a}{b} = \frac{c}{d}$$

entonces

$$\frac{a}{b} = \frac{c}{d} = \frac{a+c}{b+d}$$

se deduce que

$$\frac{dp_v}{p_v} = \frac{dp_a}{p_a} = \frac{dp_a + dp_v}{p_a + p_v} = \frac{dp}{p}$$

como queríamos demostrar.

4.4 Funciones de estado de los gases atmosféricos

En el caso de los gases ideales las funciones de estado tienen una expresión sencilla como función de la temperatura y la presión. Así tenemos que la energía interna se puede poner como

$$U - U_0 = mc_v(T - T_0)$$

siendo m la masa del gas, c_v la capacidad calorífica a volumen constante²¹ y T la temperatura, T_0 es una temperatura de referencia donde la energía interna vale U_0 . Así mismo, la entropía se puede escribir como

$$S - S_0 = mc_p \log \frac{T}{T_0} - mR \log \frac{p}{p_0}$$

siendo S la entropía, c_p la capacidad calorífica a presión constante²², R la constante específica del gas y p la presión. T_0 , p_0 y S_0 son la temperatura, presión y entropía de referencia respectivamente. Es costumbre en meteorología emplear otra función de estado, la entalpía definida mediante la expresión

$$H = U + pV$$

que en el caso de un gas perfecto toma la forma

$$H - H_0 = mc_p(T - T_0)$$

expresión similar a la de la energía interna solo que ahora aparece la capacidad calorífica a presión constante.

Como hemos dicho el aire seco, el vapor de agua y el aire húmedo se comportan como gases perfectos. Bajo nuestra hipótesis, de que la mezcla de gases perfectos es perfecta, se tiene que la entalpía, entropía y energía interna del aire húmedo es suma de las correspondientes variables de

cada componente. Así tenemos que,

$$H = m_a h_a(T) + m_v h_v(T) = m_a h_a(T_0) + m_a c_{pa}(T - T_0) + m_v h_v(T_0) + m_v c_{pv}(T - T_0)$$

esto es,

$$H - H(T_0) = m_a c_{pa}(T - T_0) + m_v c_{pv}(T - T_0) \quad (4.6)$$

y de la misma manera

$$S - S_0 = m_a c_{pa} \log \frac{T}{T_0} + m_v c_{pv} \log \frac{T}{T_0} - m_a R_a \log \frac{p_a}{p_{a0}} - m_v R_v \log \frac{p_v}{p_{v0}} \quad (4.7)$$

En este caso, aparecen las presiones parciales de cada componente y no la presión total.

4.5 Índices de humedad

Como hemos dicho antes, dada la importancia fundamental del vapor de agua en la atmósfera así como su alta variabilidad, vamos a separar el aire en: aire seco y vapor de agua. Para cuantificar la cantidad de vapor de agua que tenemos en la mezcla vamos a introducir una serie de índices, llamados índices de humedad

- **Humedad absoluta**

Se define la humedad absoluta como la densidad del vapor de agua en el supuesto que ocupase él sólo todo el volumen. De la ecuación de estado para el vapor de agua, puesto que la presión parcial del vapor, p_v , es la presión que tiene el vapor como si ocupase todo el volumen, tenemos que la humedad absoluta vale

$$\rho_v = \frac{p_v}{R_v T}$$

se mide en Kg/m³.

- **Humedad específica**

Se define la humedad específica q_v como la proporción másica del vapor en el aire húmedo, esto es

$$q_v = \frac{m_v}{m_h} = \frac{m_v}{m_a + m_v}$$

dividiendo por el volumen V , tenemos

$$q_v = \frac{\rho_v}{\rho_a + \rho_v}$$

teniendo en cuenta la ecuación de estado del vapor y el aire seco

$$q_v = \frac{p_v/R_v}{p_a/R_a + p_v/R_v} = \frac{R_a}{R_v} \frac{p_v}{p_a + \frac{R_a}{R_v} p_v}$$

llamando $\epsilon = R_a/R_v = 0.622$, tenemos

$$q_v = \epsilon \frac{p_v}{p_a + \epsilon p_v}$$

La humedad específica q_v se mide en gramos de vapor por gramos de aire húmedo. Dado que la cantidad de vapor es mucho menor que la cantidad de aire seco, la presión de vapor es mucho menor que la presión de aire seco (del orden de 1 a 100) por lo que aproximadamente

$$q_v \approx \epsilon \frac{p_v}{p_a} \approx \epsilon \frac{p_v}{p}$$

- **Humedad relativa**

La humedad relativa es un índice de humedad que nos dice cuál lejos estamos de la saturación (esto es de la condensación), en este sentido se define la humedad relativa como la razón entre la presión parcial real de vapor y la presión parcial del vapor si el aire húmedo se encontrase saturado,

$$H = \frac{p_v}{p_{vw}(T)}. \quad (4.8)$$

Puesto que $p_v \leq p_{vw}(T)$, H es una cantidad menor o igual que la unidad. La humedad relativa se suele dar en tantos por cien. A la vista de la ecuación anterior, la humedad relativa viene determinada por dos variables, la temperatura (que afecta al denominador) y la cantidad de vapor (que interviene en el numerador). Podemos alcanzar el 100% de humedad relativa de dos formas, bien aumentando la cantidad de vapor, por ejemplo evaporando agua, lo que provoca el aumento de la presión parcial p_v , bien disminuyendo la temperatura. Al disminuir la temperatura, disminuye la presión de vapor saturante $p_{vw}(T)$ hasta que se iguale a la presión de vapor real, produciéndose entonces la condensación

- **Temperatura de rocío**

De acuerdo con la ecuación 4.8 que define la humedad relativa, podemos alcanzar la saturación de dos maneras. Bien aumentando la presión de vapor, por ejemplo evaporando agua, bien disminuyendo la temperatura. Vamos a suponer que elegimos este camino y enfriamos el aire húmedo manteniendo constante la presión total, esto es, producimos un enfriamiento isobárico (existen otras posibilidades, como veremos más adelante). La temperatura para

la cual se alcanza la saturación se denomina *temperatura de punto de rocío*. Así pues a la temperatura de punto de rocío, T_d , se verifica,

$$p_v = p_{vw}(T_d) \quad (4.9)$$

que nos sirve también como definición. Suponiendo que se ha medido la temperatura de punto de rocío, para calcular la humedad relativa partiremos de su definición

$$H = \frac{p_v}{p_{vw}(T)}$$

sustituyendo p_v por $p_{vw}(T_d)$, tenemos

$$H = \frac{p_{vw}(T_d)}{p_{vw}(T)}$$

utilizando alguna de las ecuaciones para la presión de vapor saturante p_{vw} se obtiene la humedad relativa H .

4.5.1 Ecuación de estado como función de los índices de humedad

Como vimos antes la ecuación de estado del aire húmedo viene dada por

$$pV = (m_a R_a + m_v R_v)T$$

multiplicando y dividiendo en el término de la derecha por $m = m_a + m_v$, tenemos

$$pV = m \left(\frac{m_a}{m} R_a + \frac{m_v}{m} R_v \right) T$$

teniendo en cuenta que, $q_v = m_v/m$ y que $m_a/m = 1 - q_v$, sacando factor común a R_a y teniendo en cuenta que $\epsilon = R_a/R_v$, tenemos

$$pV = m R_a \left(1 - q_v + \frac{1}{\epsilon} q_v \right) T = m R_a \left(1 + \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} q_v \right) T$$

puesto que $m/V = \rho_h$ es la densidad del aire húmedo, tenemos

$$p = \rho_h R_a \left(1 + \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} q_v \right) T \quad (4.10)$$

que constituye la ecuación del aire húmedo. A la cantidad

$$T_v = \left(1 + \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} q_v \right) T$$

se la denomina *temperatura virtual*.

Ejercicio 4.2 Calcular la temperatura a la que se ha de poner una masa de aire seco para que tenga la misma densidad que la del aire húmedo en las mismas condiciones de presión

Solución De acuerdo con las ecuaciones de estado del aire seco y el húmedo tenemos

$$\begin{aligned} p &= \rho_h R_a \left(1 + \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} q_v\right) T \\ p &= \rho_a R_a T' \end{aligned}$$

puesto que las presiones y las densidades son iguales por hipótesis, dividiendo una por otra, tenemos

$$T' = \left(1 + \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} q_v\right) T = T_v$$

por lo que la temperatura buscada es la temperatura virtual. Así pues la temperatura virtual es la temperatura a la que hemos de poner una muestra de aire seco para que en idénticas condiciones de presión tenga la misma densidad que el aire húmedo. De acuerdo con su definición, la temperatura virtual es mayor que la temperatura real, esto es, si queremos igualar las densidades del aire seco y el aire húmedo, hemos de aumentar la temperatura del aire seco, lo que significa, dado que las densidades son inversamente proporcionales a las temperaturas, que la densidad del aire seco es mayor que la densidad del aire húmedo y hemos de calentarlo para igualar su densidad a la del aire húmedo. Esto, a priori, parece una contradicción, pero no lo es si pensamos que el vapor tiene una masa molecular menor que la del aire seco. Esto hecho tiene su importancia pues el aire húmedo tiende a flotar respecto del aire seco.

4.6 Cambios de estado

4.6.1 Calores latentes

Se sabe que la materia puede presentarse en tres estados o formas diferentes, a saber, estado gaseoso, estado líquido y estado sólido. De los diferentes gases presentes en la atmósfera únicamente el agua está o puede estar en las tres formas mencionadas anteriormente. Los otros gases tienen una temperaturas de licuefacción muy bajas que no se dan en la atmósfera natural y únicamente se pueden obtener en el laboratorio. El proceso de paso de sólido a líquido recibe el nombre de fusión, el proceso de paso de líquido a vapor recibe el nombre de vaporización, el paso de vapor a líquido recibe el nombre de condensación y el paso de líquido a sólido se llama solidificación o congelación. También es posible el paso de sólido al vapor en un proceso que se llama sublimación y de sólido

a vapor en un proceso que se llama solidificación. Todos los procesos anteriores se producen con generación o consumo de calor, aunque en todos ellos se mantiene constante una propiedad llamada entalpía libre de Gibbs. Así mismo, y muy importante, durante el cambio de estado se mantiene constante la temperatura. Los procesos de fusión (sólido a líquido) y vaporización (líquido a vapor) consumen energía así como el proceso de paso de sólido a vapor. Por el contrario los procesos de condensación y solidificación liberan energía. Esto se puede entender si pensamos que en estado líquido y sólido las fuerzas atractivas de corto alcance mantienen fuertemente cohesionadas a las moléculas, para poder separarlas y llevarlas al estado gaseoso es necesario proporcionar energía. Esta energía nos es devuelta cuando vuelven al estado líquido o sólido.

La cantidad de energía consumida o liberada se parametriza mediante el llamado coeficiente de calor latente. Así tenemos el calor latente de fusión L_f , el calor latente de vaporización L_v y el calor latente de sublimación L_s . Estos mismos coeficientes nos sirven para parametrizar la cantidad de calor liberada en los procesos inversos. De tal forma que si fundimos, una cierta cantidad de masa δm , la cantidad de calor necesaria viene dada por la expresión²³

$$d'Q = L_f \delta m,$$

si evaporamos la misma cantidad de masa la cantidad de calor necesaria vale

$$d'Q = L_v \delta m$$

Las mismas cantidades pero cambiadas de signo se emplean en los procesos inversos de solidificación y condensación. Los calores latentes dependen en general, aunque debilmente, de la temperatura. Los calores latentes tienen unidades de energía/masa y en el sistema internacional de medidas se expresan en Jul/Kg. Para el caso del vapor de agua, el calor latente de vaporización a cero grados centígrados vale 2.50084×10^6 Jul/Kg, el calor latente de sublimación 2.8345×10^6 Jul/Kg y el calor latente de fusión 0.3337×10^6 Jul/Kg. Estos elevados valores significan que los procesos evaporación/condensación consumen/generan una gran cantidad de energía. Lo mismo sucede para el caso de fusión/solidificación. Este hecho tiene su aplicación práctica en la agricultura como medio de lucha contra la helada. En noches en las que es previsible la existencia de heladas, una de las formas de luchar contra ellas es mediante el riego por aspersión. Al mojar el cultivo, pensemos por ejemplo en los naranjos de la zona valenciana, depositamos sobre cada naranja una capa de agua que cuando comienza el enfriamiento y llega la congelación, el agua al cambiar de estado libera el calor latente de congelación disminuyendo la velocidad de enfriamiento. Así mismo durante el proceso de cambio de estado se mantiene la temperatura a cero grados centígrados retrasando de esta manera que se alcancen temperaturas inferiores y que se dañe el fruto. Una vez formado el hielo sobre la naranja actúa éste también como aislante disminuyendo de esta forma el que subsiguiente enfriamiento de la naranja.

Ejercicio 4.3 Calcular la cantidad de calor necesaria para llevar un Kg de hielo a 0°C a la forma de vapor a 100°C

Solución

Tenemos en primer lugar que fundir el hielo, teniendo en cuenta el valor del calor latente de fusión, la cantidad de calor necesaria es

$$Q_f = 1\text{Kg} \times L_f = 1\text{Kg} \times 0.3337 \times 10^6 \text{Jul/Kg} = 0.3337 \times 10^6 \text{Jul}$$

El paso siguiente es llevar el Kg de agua así formado hasta los 100°C. Teniendo en cuenta el concepto de capacidad calorífica, tenemos

$$Q_c = 1\text{Kg} \times c_p \times (100 - 0) = 1\text{Kg} \times 4180 \text{Jul/Kg} \times 100 = 0.418 \times 10^6 \text{Jul}$$

y ahora tenemos que evaporar este agua, por lo que el calor necesario para hacerlo vale ²⁴

$$Q_v = 1\text{Kg} \times L_v = 1\text{Kg} \times 2.50084 \times 10^6 \text{Jul/Kg} = 2.50084 \times 10^6 \text{Jul}$$

sumando los tres términos

$$Q = Q_f + Q_c + Q_v = 0.3337 + 0.418 + 2.50084 \times 10^6 = 3.25254 \times 10^6 \text{Jul}$$

4.6.2 Presión de vapor saturante. Ecuación de Clausius–Clapeyron

Supongamos un sistema termodinámico consistente en agua en equilibrio con su vapor. Esto significa que la misma cantidad de agua que se evapora se condensa. El sistema se encuentra, en estas condiciones, saturado. Suponed ahora que variamos la temperatura, por ejemplo aumentando la temperatura, el sistema reacciona evaporando agua lo que provoca un aumento de la presión de vapor de tal forma que las variaciones de presión de vapor y de temperatura son función una de la otra. Se puede demostrar que están ligadas por una expresión²⁵ de la forma

$$\frac{dp_{vw}}{p_{vw}} = \frac{L_v}{R_v T^2} dT \quad (4.11)$$

esta ecuación se conoce con el nombre de ecuación de Clausius–Clapeyron. Bajo la hipótesis de que el calor latente se mantiene constante, integrando la anterior ecuación, se puede obtener como primera aproximación, para la presión de vapor saturante del agua como función de la temperatura,

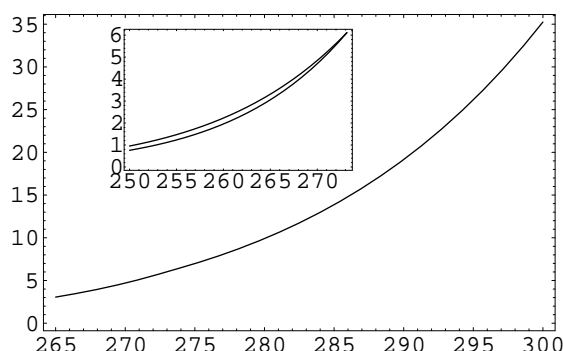


Figura 4.1: Presión de vapor saturante como función de la temperatura sobre agua líquida para $T > 273$ K y sobre hielo para $T < 273$ K. La temperatura está expresada en grados kelvin y la presión de vapor en milibares. En el recuadro se ha incluido una gráfica de la presión de vapor sobre agua líquida sobreenfriada y sobre hielo para comparar.

la expresión

$$p_{vw} = \exp\left(21.648 - \frac{5419.11}{T}\right) \quad \text{mb}$$

A cero grados centígrados, la presión de vapor saturante vale 6.1114 mb. La figura 5.5 nos muestra gráficamente la anterior expresión. Las anteriores ecuaciones se han deducido suponiendo que únicamente tenemos vapor y agua en equilibrio. Estas expresiones apenas cambian si añadimos aire seco hasta llevar el sistema a una presión total del orden de una atmósfera. En este caso, p_{vw} denota la presión parcial saturante del vapor de agua. Una expresión similar se obtiene si tenemos vapor y hielo en equilibrio sustituyendo el calor latente de vaporización L_v por el calor latente de sublimación L_s .

Hemos de recalcar que los valores obtenidos para la presión de vapor mediante la anterior expresión son en condiciones de equilibrio. Si tenemos una superficie de agua, por ejemplo un charco, a una temperatura T y la presión parcial del vapor en el aire es menor que la presión parcial del vapor saturante a esa temperatura, el agua del charco tiende a evaporarse. Por el contrario si la presión parcial del vapor en el aire es mayor que la presión de vapor saturante se produce la condensación.

Un ejemplo casero de los anteriores procesos lo tenemos cuando nos ponemos a calentar agua. Al ir aumentando la temperatura del agua vamos aumentando la presión de vapor de equilibrio o presión de vapor saturante. Como la presión parcial del vapor de la cocina no aumenta en la misma proporción, el agua se evapora. Cuando llegamos a los 100 grados centígrados, la presión de vapor de equilibrio se iguala a la presión atmosférica y a partir de este momento todo el calor que demos al agua se emplea en evaporar la misma mientras que, la temperatura se mantiene constante e igual a 100 grados centígrados. Si queremos seguir aumentando la temperatura del agua debemos de aumentar la presión de vapor que ve el agua. Para conseguirlo ponemos una tapadera de tal forma

que el vapor no se reparta por la cocina y la presión de vapor real aumente en la olla. Una vez que la presión de vapor en la olla ha alcanzado la presión atmosférica somos capaces de seguir aumentando la temperatura, de esta manera se pueden superar los 100 grados centígrados empleando agua.

Otro hecho que debemos de tener en cuenta que todo proceso de evaporación/fusión consume calor mientras que los de condensación/congelación dan calor. Todo el mundo ha experimentado el hecho de ponerse unas gotas de colonia en la mano y al airear la mano para poder percibir el olor, hemos notado un enfriamiento en la zona donde hemos aplicado la colonia. Lo que está sucediendo es que al airear la zona donde hemos puesto la colonia estamos acelerando la evaporación de alcohol que lleva la colonia y este proceso requiere calor que es cedido por la mano. En el caso de la atmósfera, uno de los mecanismos muy importante de transporte de calor es el que tiene lugar cuando se evapora el agua del mar. En este caso el calor proviene de la radiación solar que calienta el agua del mar. Ese calor se devuelve a la atmósfera cuando se produce la condensación del agua para producir las nubes.

4.7 Procesos adiabáticos.

4.7.1 Aire seco. Temperatura potencial

Se dice que un proceso es adiabático si este proceso se desarrolla sin intercambio de calor con el exterior. Dado que la variación de calor $d'Q$ es igual, de acuerdo con el segundo principio de la termodinámica (supuesto el proceso reversible), al producto de la temperatura T por la variación de entropía dS , en un proceso adiabático reversible la entropía se mantiene constante. El aire es un mal conductor del calor y los procesos atmosféricos se desarrollan con la suficiente rapidez como para que con muy buena aproximación se puedan suponer adiabáticos, por lo tanto $dS = 0$. Teniendo en cuenta la expresión del segundo principio y suponiendo aire seco (por simplicidad) podemos escribir

$$TdS = 0 = dH - Vdp = m_a c_{pa} dT - Vdp$$

teniendo en cuenta la ecuación de estado

$$pV = m_a R_a T \quad (\text{estamos suponiendo aire seco})$$

y por tanto

$$TdS = 0 = m_a c_{pa} dT - \frac{m_a R_a T}{p} dp$$

de donde, reordenando,

$$c_{pa} \frac{dT}{T} = R_a \frac{dp}{p}$$

que nos relaciona las variaciones de temperatura con las variaciones de presión. Cuando el aire se expande, la presión disminuye, por lo que $dp < 0$ y por tanto, de acuerdo con la expresión anterior $dT < 0$, esto es, se produce una disminución de la temperatura. Lo contrario sucede cuando el aire se comprime. Si se integra la anterior ecuación se obtiene la expresión

$$T_f = T_i \left(\frac{p_f}{p_i} \right)^{R_a/c_{pa}}$$

siendo T_f, p_f la temperatura y presión final y T_i, p_i la temperatura y presión inicial. Supóngase que se parte de una temperatura y presión inicial T, p y se lleva al aire seco hasta una presión final de 1000 mb, la temperatura alcanzada será

$$\Theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{R_a/c_{pa}}$$

que recibe el nombre de *temperatura potencial*. Tomando logaritmos en la anterior expresión y derivando se obtiene

$$c_{pa} \frac{d\Theta}{\Theta} = c_{pa} \frac{dT}{T} - R_a \frac{dp}{p}$$

que, teniendo en cuenta la ecuación del segundo principio, se reduce a

$$c_{pa} \frac{d\Theta}{\Theta} = ds$$

siendo $ds = dS/m$ la entropía específica. En los procesos adiabáticos, $ds = 0$ y por tanto $d\Theta = 0$, esto es la temperatura potencial se mantiene constante.

Integrando la anterior expresión

$$s - s_0 = c_{pa} \log\left(\frac{\Theta}{\Theta_0}\right) \quad (4.12)$$

por lo que la temperatura potencial nos da una medida del contenido entrópico del aire.

Ejercicio 4.4 Modificar las anteriores ecuaciones para el caso de aire húmedo

Solución

En el caso del aire húmedo la entropía toma la forma (ver ecuación 4.7)

$$S = S_0 + m_a c_{pa} \log \frac{T}{T_0} + m_v c_{pv} \log \frac{T}{T_0} - m_a R_a \log \frac{p_a}{p_{a0}} - m_v R_v \log \frac{p_v}{p_{v0}}$$

por lo que si el proceso es adiabático, $dS = 0$, resulta

$$(m_a c_{pa} + m_v c_{pv}) \frac{dT}{T} - m_a R_a \frac{dp_a}{p_a} - m_v R_v \frac{dp_v}{p_v} = 0$$

De la ley de las expansiones relativas

$$\frac{dp_a}{p_a} = \frac{dp_v}{p_v} = \frac{dp}{p}$$

por lo que

$$m_a R_a \frac{dp_a}{p_a} + m_v R_v \frac{dp_v}{p_v} = (m_a R_a + m_v R_v) \frac{dp}{p}$$

de donde,

$$(m_a c_{pa} + m_v c_{pv}) \frac{dT}{T} - (m_a R_a + m_v R_v) \frac{dp}{p} = 0 \quad (4.13)$$

que es la ecuación de la adiabática para aire húmedo.

4.7.2 Aire saturado. Proceso pseudoadiabático

En la situación en la que el aire húmedo se encuentra saturado es especial, pues la condensación/evaporación del vapor de agua produce/detrae una cierta cantidad de calor, de tal forma que la disminución/incremento de la temperatura en el caso de producirse una expansión/compresión de la burbuja de aire es menor que en el caso en el que no hubiese condensación/compresión. Existen dos situaciones límite, una en la que todo el agua que se forma sale de la burbuja (nunca hay nubes) y otra en la que todo el agua que condensa permanece en el interior (no llueve). Nosotros trataremos el primer caso, que recibe el nombre de proceso de Von Bezold o proceso pseudoadiabático.

Para ver cuál es la ecuación de la pseudoadiabática debemos de tener en cuenta que, cuando se condensa el vapor de agua, se genera una cantidad de calor igual a $-L_v dm_v$ siendo dm_v la cantidad de vapor que se condensa. Vimos antes que debido al proceso de expansión adiabático la disminución de temperatura vale

$$m_a c_{pa} dT = \frac{m_a R_a T}{p} dp$$

ahora, debido a la generación de calor por la condensación (despreciando la cantidad de vapor de agua que hay en la burbuja y suponiendo que toda el agua que condensa sale de la misma), tenemos

$$m_a c_{pa} dT = \frac{m_a R_a T}{p} dp - L_v dm_v$$

donde el primer término del segundo miembro da cuenta la variación de temperatura debido a la

expansión y el segundo da cuenta de la generación de calor por la condensación. Reordenando

$$c_{pa} \frac{dT}{T} = \frac{R_a}{p} dp - \frac{L_v}{T} dr_v$$

siendo $r_v = m_v/m_a \approx q_v$. Puesto que el sistema se encuentra saturado, $q_v = q_{vw} = p_{vw}(T)/p$. Derivando esta expresión de q_{vw} , teniendo en cuenta la ecuación de Clausius–Clapeyron, (ecuación 4.11) , que nos relaciona la presión de vapor saturante y la temperatura, se obtiene

$$\left(c_{pa} + \frac{L_v^2 p_{vw}}{R_a p T^2} \right) \frac{dT}{T} - \left(R_a + \frac{L_v p_{vw}}{p T} \right) \frac{dp}{p} = 0$$

que es la ecuación de la pseudoadiabática. Como dijimos antes, debido a la generación de calor por la condensación, en este caso la disminución de la temperatura es menor que en caso de aire seco o aire húmedo no saturado.

4.7.3 Procesos de enfriamiento adiabático en la atmósfera

Como su nombre indica estos procesos se desarrollan sin intercambio de calor con el medio exterior. En la atmósfera se producen cuando una masa de aire asciende desde un nivel inferior a otro superior. Resulta que, debido a la existencia del campo gravitatorio, la presión disminuye con la altura. Cuando hacemos pasar una burbuja de aire de un nivel inferior a uno superior el aire en su interior se expande. Puesto que el aire transmite muy mal el calor, la energía necesaria para la expansión la extrae de su propia energía interna, disminuyendo por tanto su temperatura. De acuerdo con las expresiones vistas anteriormente la disminución de temperatura viene dada por la expresión

$$\frac{dT}{dz} = \frac{-g}{c_p}$$

que vale 10°C /Km. Si suponemos que durante el proceso de ascenso no pierde humedad el aire, esto es, la fracción molar del vapor se mantiene constante, de la definición de humedad relativa

$$H = 100 \frac{p_v}{p_{vw}} \approx 100 \frac{q_v p}{\epsilon p_{vw}(T)}$$

vemos que el numerador disminuye al expansionarse el gas (disminuye la presión p) y el denominador también disminuye (al disminuir la temperatura). Ahora bien, la velocidad a la que disminuye el denominador es mayor que la velocidad a la que disminuye la presión²⁶, de tal forma que la humedad relativa aumenta hasta alcanzar la saturación en la que se produce la condensación y por tanto la formación de la nube. Este nivel se denomina CCL (cloud condensation level, nivel de condensación de la nube). Una vez que se ha formado la nube, si la burbuja de aire sigue ascendiendo se sigue enfriando, pero ahora lo hace más despacio pues al producirse la condensación se genera calor y

esto provoca que el enfriamiento sea menor. Así pues, en el interior de las nubes la disminución de temperatura con la altura es menor que si no hubiese nubes. Valores típicos para este gradiente son del orden de 5–6 °C/Km.

Los procesos de expansión que provocan el enfriamiento adiabático pueden tener un carácter local, por ejemplo, cuando una masa de aire tiene que ascender a lo largo de una montaña o (por ejemplo) cuando por alguna razón una masa de aire cercana al suelo se calienta respecto de su entorno y asciende dando lugar a pequeñas nubes, (los cúmulos humilis de buen tiempo).

Un ejemplo típico de la influencia de la orografía sobre la nubosidad se tiene en el caso del llamado viento *foehn*. Este viento es frecuente y fuerte sobre las laderas norte de los Alpes, de donde procede su nombre (en norteamérica también recibe el nombre *chinooks*), pero puede soplar a sotavento de cualquier montaña. Resulta que cuando una masa de aire se ve forzada a ascender una cadena montañosa, el aire se enfría siguiendo una adiabática seca (10 K/Km). Si la montaña

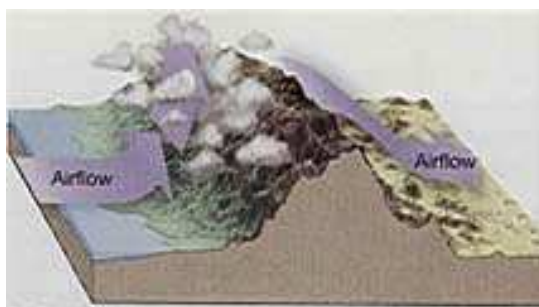


Figura 4.2: Esquema de foehn

es lo suficientemente alta y el aire lleva la suficiente humedad se puede formar nubes, en cuyo interior el gradiente térmico es menor. Si se produce la precipitación antes de pasar al otro lado de la montaña, una vez superada ésta, el aire ahora ya desprovisto de humedad (se fué parcialmente en la precipitación), se comprime y por tanto se calienta al descender. Así pues, al otro lado de la montaña tenemos un aire más cálido y seco que antes de atravesar el sistema montañoso.

Por el contrario existen procesos de enfriamiento a gran escala como son los que se dan cuando aparece un sistema frontal. En un sistema frontal típico, va por delante un frente cálido, en el que una masa de aire cálido tiende a moverse sobre una cuña de aire frío.

Como el aire cálido pesa menos que el aire frío tiende a moverse por encima de la cuña de aire frío. Al ascender se expande, disminuye la temperatura provocando la aparición de nubes. Por detrás del frente cálido suele aparecer un frente frío. En esta situación es el aire frío quien empuja por debajo al aire cálido. Ahora al ser el aire frío más pesado que el cálido es el aire frío quien tiende a ponerse debajo del cálido empujándolo hacia arriba provocando la expansión de éste y el enfriamiento.

4.8 Procesos isobáricos

4.8.1 Procesos de enfriamiento isobáricos. Niebla y rocío

Como su nombre indica, estos procesos tienen lugar a presión constante o prácticamente constante. Tienen lugar principalmente en las cercanías de superficies que se están enfriando. El caso más común se da durante la noche. Debido a que durante la noche no existe radiación solar el suelo pierde, por emisión de radiación infrarroja, más energía que la que recibe por este mismo mecanismo, por esta razón el suelo se enfría. El enfriamiento del suelo se transmite al aire que lo rodea, en realidad lo que sucede es que el aire más caliente que está encima transmite calor hacia el suelo mediante procesos turbulentos enfriándose él mismo. Estos procesos tienen lugar manteniéndose la presión prácticamente constante. Es posible que, en las largas noches de invierno, el suelo y también el aire alcancen temperaturas tan bajas, que la humedad relativa del aire alcanza el 100% y se produce la condensación apareciendo las nieblas, llamadas *nieblas de radiación*.

Como dijimos antes, es posible que la condensación del vapor ocurra antes de que la humedad sea del 100% debido a la existencia en la atmósfera de núcleos de condensación nubosos que provocan por higroscopicidad que, a humedades menores del 100%, el vapor de agua comience a condensar. Cuando esto se produce, los núcleos de condensación aumentan de tamaño, lo que provoca una degradación de la visibilidad dando lugar a la formación de las *brumas*. La formación de la bruma provoca la disminución de la presión parcial del vapor, pues parte de este vapor ha pasado a la forma de agua líquida.

Así mismo, durante el proceso de condensación, se libera calor latente lo que provoca que la disminución de la temperatura se haga más suave, no obstante si el enfriamiento continúa es posible que la humedad relativa siga aumentando y continúe el proceso de condensación acabando por formarse una niebla. Como criterio para hablar de niebla o de bruma, diremos que existe niebla cuando la visibilidad es menor de 1000 m lo cual ocurre aproximadamente cuando el contenido de agua líquida es mayor de 0.5 gr/m^3 .

Lo mismo que durante el día el suelo está más caliente que el aire que tiene encima, durante la noche el suelo está más frío que el aire, de tal forma que el aire húmedo puede estar saturado respecto del suelo y no respecto de su temperatura, por lo que se es posible que se produzca la aparición del *rocío*. El aire húmedo en contacto justo con el suelo se satura y se produce la formación del rocío, de la misma forma que se nos empañan los cristales de nuestra cocina en las frías noches de invierno o se empañan nuestras gafas cuando entramos en un local cargado de humedad. Si la temperatura es muy baja, por debajo de cero grados, se puede producir la *escarcha* en vez del rocío.

Esta aparición del rocío provoca la disminución de la presión de vapor en el aire al igual que sucede cuando se empieza a formar la bruma, por lo que, si el enfriamiento no continúa es posible que ni siquiera se alcance el estado de bruma. Téngase en cuenta que la temperatura del suelo es

bastante menor que la de la atmósfera por lo que la saturación respecto del suelo se alcanza antes que la saturación en la atmósfera. Por ello la formación del rocío es previa a la formación de la bruma/niebla e incluso puede ser un impedimento a la formación de éstas, dado que quita agua de la atmósfera.

De la misma manera que al hablar de la bruma/niebla, la formación del rocío libera calor latente lo que provoca que la disminución de temperatura se vea amortiguada. El rocío tiende a formarse principalmente sobre la vegetación. Resulta que las hojas de las plantas son buenos radiadores lo que provoca su rápido enfriamiento y aumento de la humedad relativa del aire en contacto con ellas, al aumentar la humedad relativa, supuesto que la planta no tenga un fuerte estrés hídrico, ésta va a abrir sus estomas y por tanto se va a producir la transpiración de la planta y el paso del agua desde el interior de la misma al exterior lo que unido al enfriamiento provoca la aparición del rocío.

El rocío tiende a aparecer en aquellos lugares en la que la humedad es relativamente elevada, la temperatura es suave²⁷ y las noches son claras. Así por ejemplo en Europa apenas si se alcanza los 40 mm por año sin que pase de los 1.2 mm/noche, mientras que en ciertas islas tropicales puede alcanzar hasta los 4 mm/noche. En ciertas comarcas tropicales de escasas lluvias, como las Islas Canarias, la abundancia del rocío es fundamental para el desarrollo de la vegetación.

Otro proceso que produce enfriamiento isobarico es la advección de aire cálido sobre una superficie fría. Esto sucede por ejemplo en invierno cuando aire procedente del mar y relativamente cálido y húmedo es advechado sobre una superficie fría continental o bien cuando una masa de aire cálido y húmedo procedente de la zona del golfo de Mejico es advechado sobre las aguas más frías que rodean la península del Labrador, región conocida con el nombre del los Grandes Bancos. Mediante procesos de mezcla turbulenta provocada por el propio aire que fluye sobre la superficie fría, el frío de las superficies se transmite al aire calido y húmedo (en realidad es al revés mediante turbulencia el calor del aire se cede al suelo frío). Si el aire húmedo y calido se enfría lo suficiente se puede provocar la niebla. Debido a que los procesos turbulentos mezclan eficazmente el aire, el nivel alcanzado por el enfriamiento es bastante alto por lo que dan lugar a nieblas relativamente profundas. Son las llamadas *nieblas de advección*.

Existe otro tipo de niebla, llamada *niebla de evaporación*. Esta niebla se produce cuando existe una masa de aire frío sobre una superficie de agua más caliente. En este caso al evaporarse el agua enriquece en vapor el aire húmedo que tiene encima provocando un aumento de la humedad relativa llegando a la saturación y la formación de la niebla. Esta niebla tiende a formarse sobre los ríos. Se pueden ver en el Guadiana a primeras horas de la mañana en las noches frías de invierno.

4.9 Procesos isentálpicos. Termómetro húmedo

Suponer que tenemos un sistema en el que tenemos agua líquida y aire húmedo. Suponer que se produce evaporación de agua hasta que se satura el aire húmedo que la rodea y que el calor

necesario para la evaporación procede de dicho aire húmedo de tal manera que la temperatura del agua apenas ha variado. En estas condiciones el proceso se supone adiabático pues no se ha intercambiado calor con el exterior y se supone isóbaro pues la presión total apenas si ha cambiado. Se puede demostrar que en estas condiciones se verifica la ecuación

$$T_w = T - \frac{(q_{vw}(T_w) - q_v)L_v}{(c_{pa} + q_v c_{pv})}$$

siendo T_w la temperatura del agua, q_{vw} la humedad específica saturante del aire después que se ha producido la evaporación, q_v la humedad específica antes de la evaporación, L_v el calor latente de evaporación y c_{pa} , c_{pv} los calores específicos del aire seco y del vapor respectivamente. La anterior ecuación recibe el nombre de ecuación psicrométrica o ecuación del termómetro húmedo. A partir de ella y suponiendo que conocemos T y T_w es posible determinar la humedad específica del aire q_v y subsiguientemente el resto de indicadores de humedad del aire. Se ha de recalcar que el anterior proceso es un proceso ideal, no obstante se trata de reproducir artificialmente mediante los psicrómetros. Consisten estos instrumentos en dos termómetros, uno de ellos con el depósito de mercurio seco y el otro con el depósito de mercurio humedecido, por ejemplo, mediante una muselina de algodón. Se ventilan ambos termómetros mediante algún mecanismo, y una vez alcanzada la condición de equilibrio, se lee en ellos las temperaturas T y T_w . Dado que este sistema es una aproximación al proceso ideal, la anterior ecuación se escribe como

$$T_w = T - A(q_{vw}(T_w) - q_v)$$

siendo A la constante del psicrómetro y que depende del psicrómetro que estemos manejando. Usualmente cada psicrómetro viene provisto de unas cartas donde, dando las temperaturas de los termómetros podemos calcular la humedad relativa.

La temperatura del termómetro húmedo aumenta con el incremento de la humedad. Esto justifica, en cierta manera, la sensación de bochorno que tenemos cuando en el verano hace mucha humedad. Resulta, que nuestra piel, está normalmente humedecida y mucho más cuando se suda. Podemos considerar, pues, a nuestra piel como un termómetro húmedo. Al aumentar la humedad aumenta nuestra temperatura y por tanto la sensación de bochorno. Este proceso es más intenso en verano cuando las temperaturas son elevadas y la capacidad del aire de tener humedad aumenta.

4.10 Atmósfera hidrostática

4.10.1 Tipos de fuerzas

Vamos a dividir los tipos de fuerzas que afectan a cierto volumen de aire en fuerzas de volumen y fuerzas de superficie. Las fuerzas de volumen son aquellas que afectan al volumen como un todo.

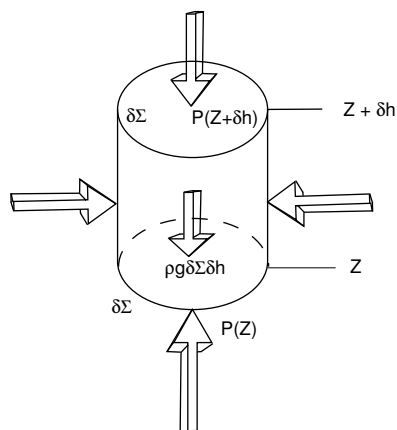


Figura 4.4: Distribución de presiones en torno a un cilindro

Supuesto que este volumen no sea excesivamente grande, si tenemos un volumen δV , la fuerza de volumen que actúa sobre él, la podemos poner como

$$\delta \mathbf{F} = \mathbf{f} \delta m = \rho \mathbf{f} \delta V$$

siendo \mathbf{f} la fuerza por unidad de masa y ρ la densidad. Ejemplo de este tipo de fuerzas tenemos la gravedad. Suponer que tenemos un elemento de atmósfera de masa δm . El peso de esta masa será $\mathbf{g} \delta m$, siendo \mathbf{g} el vector gravedad. De la definición de densidad, $\delta m = \rho \delta V$, de tal forma que el peso lo podemos poner como $\rho \mathbf{g} \delta V$ por lo que la fuerza valdrá $\delta \mathbf{F} = \rho \mathbf{g} \delta V$, siendo \mathbf{g} la fuerza por unidad de masa.

Las fuerzas superficiales son fuerzas cuyo alcance afecta únicamente a la superficie del volumen de aire. Las podemos poner como (principio de Cauchy)

$$\delta \mathbf{F} = \mathbf{t} \delta \Sigma$$

siendo $\delta \Sigma$ el elemento de área y \mathbf{t} la fuerza por unidad de superficie.

4.10.2 Equilibrio hidrostático

Se supone que estamos en equilibrio hidrostático cuando existe un balance entre las fuerzas de volumen y las fuerzas de superficie. En estas condiciones, se puede demostrar que las fuerzas de superficie son normales a las superficies. Supóngase que se tiene un cilindro de aire de base $\delta \Sigma$ y altura δh . Vamos a suponer, además, que este cilindro se encuentra en equilibrio hidrostático, en

estas condiciones las fuerzas de superficie se equilibran con las fuerzas de la gravedad. La fuerza gravitatoria es igual al peso del cilindro,

$$\delta \mathbf{F} = -\rho g \delta V \mathbf{k}$$

siendo \mathbf{k} un vector unitario en la dirección vertical. El signo menos se debe a que la fuerza de la gravedad actúa hacia abajo y el vector unitario lo hemos tomado positivo hacia arriba. En cuanto a las fuerzas de superficie, debemos de tener en cuenta todas las superficies, esto es, las bases superior e inferior así como la superficie lateral. Respecto a la superficie lateral del cilindro, por cada fuerza superficial actuando en un sentido existe otra fuerza de la misma intensidad actuando en sentido contrario, de tal forma que el efecto neto es nulo. En cuanto a las bases, en la base inferior existe una fuerza que vale

$$p(z) \delta \Sigma \mathbf{k}$$

siendo p la presión y en la base superior la fuerza vale

$$-p(z + \delta h) \delta \Sigma \mathbf{k}$$

de tal forma que la fuerza neta de superficie vale

$$[-p(z + \delta h) + p(z)] \delta \Sigma \mathbf{k}$$

Como estamos suponiendo que el sistema está en equilibrio, la suma de todas las fuerza deben de ser cero

$$[-p(z + \delta h) + p(z)] \delta \Sigma \mathbf{k} + (-\rho g \delta V \mathbf{k}) = \mathbf{0}$$

Ahora bien el volumen del cilindro vale $\delta V = \delta \Sigma \delta h$, por lo que

$$[-p(z + \delta h) + p(z)] \delta \Sigma - \rho g \delta \Sigma \delta h = 0$$

de donde

$$-\rho g \delta h = [p(z + \delta h) - p(z)]$$

esto es

$$-\rho g = \frac{p(z + \delta h) - p(z)}{\delta h}$$

cuando la altura del cilindro se hace muy pequeña, el segundo miembro de la ecuación anterior, **que representa la fuerza neta por unidad de volumen debida a la presión**, se hace igual

a la derivada de la presión con la altura

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (4.14)$$

que es la *ecuación general de la hidrostática*. Integrando la expresión anterior entre el nivel z y el nivel superior de la atmósfera H , donde la presión es cero, tendremos

$$p = \int_z^H \rho g dz.$$

Calculemos ahora el peso una columna de aire, de sección unidad, que está por encima del nivel z . Como sabemos el peso se calcula como producto de la masa por la gravedad. Consideremos un elemento de masa de la columna, el peso de este elemento vale $g\delta m$. Este elemento de masa ocupa un volumen $\delta V = dz\delta\Sigma$, como estamos tomando sección unidad $\delta\Sigma = 1$ y por tanto el peso del elemento vale $g\rho\delta z$. Integrando a toda la columna el peso vale

$$W = \int_z^H \rho g dz$$

Comparando con la expresión para la presión, vemos que la presión hidrostática en un nivel z equivale al peso de la columna de aire de sección unidad que tiene encima. Así pues cuando aumenta la presión, por ejemplo cuando viene un anticiclón, lo que está aumentando es el peso de la columna de aire que tenemos sobre nosotros. O dicho de otra manera la distribución de presiones nos da la distribución de masas.

4.10.3 Experimento de Torricelli.

Torricelli llevó a cabo un experimento que consistió en llenar un tubo de vidrio de un cm^2 de superficie y un metro de longitud con mercurio, darle la vuelta, sumergir el extremo libre en un vaso de mercurio y ver hasta que nivel desciende el mercurio. Torricelli comprobó que el nivel del mercurio en el interior del tubo llegó a 760 mm por encima de la superficie libre del mercurio en el vaso. Si suponemos que la presión en la parte superior del tubo que queda libre cuando desciende el mercurio es cero y que la presión en la superficie del vaso es la presión atmosférica y aplicamos la ecuación de la hidrostática, teniendo en cuenta que el mercurio tiene densidad constante, obtenemos

$$p_a = \rho_{Hg} g h_{Hg}$$

Así pues vemos que la presión atmosférica, en el lugar que hizo Torricelli el experimento equivale a 760 mm de mercurio. Se sabe que Torricelli hizo el experimento a nivel del mar y por esta razón se define la atmósfera (unidad de presión) como el peso por cm^2 de una columna de 760 mm de

mercurio a la temperatura de 15°C y a nivel medio del mar. Teniendo en cuenta que $g=9.8\text{ m/s}^2$, y que la densidad del mercurio vale 13.6 gr/cm^3 se llega a que una atmósfera equivale a 1013.25 mb. Así pues, 760 mm de mercurio equivalen a 1013.25 mb. Teniendo en cuenta esta equivalencia, podemos utilizar como unidad de medida de la presión el mm de mercurio.

Ejercicio 4.5 Suponer una atmósfera con densidad homogénea ρ_0 (esto es la densidad es la misma en todos los sitios). Suponer que la presión en superficie es p_0 . Calcular la altura de la atmósfera.

Solución

Partiremos de la ecuación hidrostática

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g$$

como ρ es constante e igual a ρ_0 , podemos integrar la ecuación obteniendo

$$p(z) - p_0 = -\rho_0 g z$$

que nos da la presión al nivel z . Para calcular la altura de la atmósfera, debemos de tener en cuenta que en la cima h de la atmósfera la presión es cero, esto es cuando hagamos $z = h$, $p(z) = 0$, por lo que

$$0 - p_0 = -\rho_0 g h$$

esto es

$$h = \frac{p_0}{\rho_0 g}$$

Ejercicio 4.6 Suponer una atmósfera con temperatura constante. ¿ Como varía la presión con la altura ?

Solución

Suponiendo que la atmósfera verifica la ley de los gases perfectos y suponiendo que tenemos solamente aire seco,

$$p = \rho_a R_a T$$

despejando la densidad y substituyendo en la ecuación hidrostática

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{R_a T} g$$

la anterior ecuación la podemos poner como

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R_a T} dz$$

puesto que hemos supuesto que la temperatura es constante, podemos integrar la anterior ecuación obteniendo

$$\log \frac{p(z)}{p_0} = -\frac{g}{R_a T} z \quad (4.15)$$

que podemos poner como

$$p(z) = p_0 \exp\left(-\frac{g}{R_a T} z\right) \quad (4.16)$$

esto es la presión disminuye con la altura exponencialmente. La figura 4.5 nos muestra como es esta función para dos temperaturas diferentes, 0°C y 27°C. En este caso la atmósfera se extiende

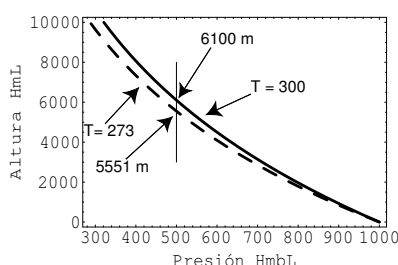


Figura 4.5: Variación de la presión con la altura en una atmósfera isoterma para dos temperaturas diferentes 273 K (0°C) y 300 K (27°C). Se ha supuesto que en superficie la presión es de 1000 mb.

hasta el infinito que es donde se anula la función exponencial. Como podemos ver en la figura y se deduce de la expresión 4.15, cuanto mayor es la temperatura más despacio disminuye la presión con la altura. Al estar la temperatura T en el denominador de la expresión 4.15, al aumentar ésta disminuye el factor que multiplica a la altura z y por tanto la velocidad a la cual disminuye la presión con la altura. Esto es fácilmente comprensible pues si la temperatura aumenta, la densidad disminuye y por tanto necesitamos un espesor mayor de atmósfera para conseguir una misma presión en superficie. Por ejemplo, en la figura se han marcado las alturas a las que se alcanza una presión de 500 mb partiendo en ambos casos de una presión en superficie de 1000 mb. En la atmósfera a 300 K para tener una presión de 1000 mb en superficie necesitamos poner la isóbara de 500 mb a 6100 m mientras que a 273K la necesitamos poner a 5551 m. Una consecuencia de este hecho es que, en las zonas meridionales, donde la temperatura es mayor, las isóbaras tienden a estar más elevadas que en las zonas septentrionales, supuesto que la presión en superficie sea la misma. A menor escala, esta dependencia de la velocidad a la que disminuye la presión con la altura, justifica por ejemplo la aparición de la brisa de mar.

Como todo el mundo sabe, durante el día y cuando la tierra está más caliente que el mar se establece la brisa de mar, un ligero viento procedente del mar hacia la tierra. Durante la noche,

cuando la tierra está más fría que el mar se establece una brisa en sentido contrario. ¿ Qué es lo que está sucediendo ? Durante el día, bajo la acción de la radiación solar, el suelo se calienta más rápidamente que el mar debido a su menor capacidad calorífica. Esta mayor temperatura, de acuerdo con lo que hemos visto antes, provoca que la presión disminuya más lentamente en altura en la tierra que en el mar, esto hace que las isóbaras se inclinen hacia el mar provocando un gradiente de presión en altura. Este gradiente hace que el aire se mueva hacia el mar en altura, el vacío así provocado, es rellenado por aire cercano al suelo que a su vez deja un hueco que se rellena por aire sobre el mar, cerrando el circuito.

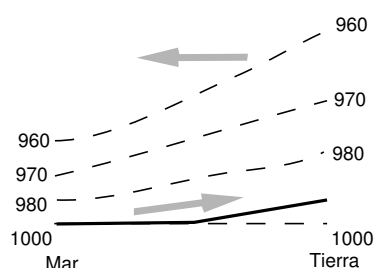


Figura 4.6: Bosquejo de la formación de la brisa marina

Para evaluar como varía la densidad con la altura, llevamos la expresión a la ecuación de estado, obteniendo la expresión

$$\rho = \frac{p_0}{R_a T} \exp\left(-\frac{g}{R_a T} z\right)$$

llamando $\rho_0 = p_0/(R_a T)$ la densidad en superficie, tenemos

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{g}{R_a T} z\right)$$

por lo que vemos la densidad también disminuye exponencialmente con la altura a la misma velocidad que disminuye la presión.

Ejercicio 4.7 Calcular como varía la temperatura con la altura en una atmósfera adiabática.

Solución

Como hemos visto antes en una atmósfera adiabática, las variaciones de presión y temperatura están relacionadas por la ecuación

$$c_p \frac{dT}{T} = R_a \frac{dp}{p}$$

teniendo en cuenta la ecuación hidrostática y la ecuación de estado, según hemos visto en el ejercicio anterior,

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R_a T} dz$$

subsistuyendo

$$c_p \frac{dT}{T} = -R_a \frac{g}{R_a T} dz$$

obtenemos

$$dT = -\frac{g}{c_p} dz$$

que integrando

$$T - T_0 = -\frac{g}{c_p} z$$

esto es, la temperatura disminuye linealmente con la altura con un gradiente que vale $g/c_p \approx 10K/Km$. Puesto que en la atmósfera los movimientos son adiabáticos, este gradiente tiene una importancia fundamental.

4.10.4 Ley de Arquímedes. Estabilidad hidrostática de la atmósfera

La ley de Arquímedes trata de la flotabilidad de un objeto en el seno de un fluido y establece que **todo volumen sumergido en un fluido experimenta una fuerza ascensional o empuje igual al peso del volumen del fluido desplazado**. Supongamos que tenemos una burbuja de aire en equilibrio térmico y mecánico con su entorno. Al estar en equilibrio térmico y mecánico también está en equilibrio másico (en el sentido que tiene la misma densidad) por lo tanto no está sometida a ninguna fuerza arquimediana (el peso de la burbuja es igual al peso del volumen desplazado). Vamos a suponer que desplazamos esta burbuja a otro lugar donde las variables termodinámicas sean diferentes, ahora no tienen ni la misma temperatura ni la misma presión ni la misma densidad, por lo que la fuerza arquimediana es distinta de cero. Vamos a ver cuál es la ecuación del movimiento. De acuerdo con la ley de Newton, tendremos

$$ma = F$$

siendo m la masa de la burbuja, a la aceleración vertical y F la fuerza vertical. Las fuerzas verticales son, el peso de la burbuja $-mg$ y el empuje que, de acuerdo con el principio de Arquímedes, es igual al peso del volumen desplazado $+m'g$, siendo m' la masa del volumen desplazado. Sustituyendo,

$$ma = -mg + m'g = (m' - m)g$$

Llamando ρ a la densidad de la burbuja y ρ' a la del ambiente, tenemos $m = \rho V$ y $m' = \rho' V$ (el volumen en ambos casos es el mismo pues m' es la masa del volumen desplazado). Sustituyendo

$$\rho a = (\rho' - \rho)g$$

Así pues, si la densidad del volumen desplazado ρ' es mayor que la densidad de la burbuja ρ la aceleración es positiva y la burbuja tiende a subir. Si la densidad del volumen desplazado ρ' es menor que la densidad de la burbuja ρ la aceleración es negativa y la burbuja tiende a descender. En la atmósfera se verifica que la presiones de la burbuja y el ambiente se equilibran rápidamente, por esto podemos poner con muy buena aproximación que $p = p'$. Utilizando las ecuaciones de

estado para eliminar la densidad, tenemos

$$\frac{p}{R_a T_v} a = \left(\frac{p}{R_a T'_v} - \frac{p}{R_a T_v} \right) g$$

siendo T_v, T'_v las temperatura virtuales de la burbuja y el entorno, de donde

$$a = \frac{T_v - T'_v}{T'_v} g \quad (4.17)$$

esto es, si la temperatura virtual de la burbuja es mayor que la del entorno la aceleración es positiva y la burbuja tiende a seguir subiendo. Lo contrario sucede cuando la temperatura virtual de la burbuja es menor que la del ambiente.

En la anterior ecuación podemos multiplicar en el numerador y denominador del segundo miembro por

$$(1000/p)^{R_a/c_{pa}}$$

y teniendo en cuenta la definición de temperatura potencial virtual,

$$\Theta_v = T_v (1000/p)^{R_a/c_{pa}}$$

obtenemos

$$a = \frac{\Theta_v - \Theta'_v}{\Theta'_v} g \quad (4.18)$$

lo que nos da la aceleración de la burbuja en términos de la temperatura potencial virtual.

A la vista de las expresiones anteriores vamos a hacer el análisis de la estabilidad vertical de la atmósfera. Vamos a hacer lo que se conoce como *análisis de la estabilidad vertical local*, esto es, en un punto de la atmósfera y su entorno inmediato. Para ello vamos a suponer que tenemos una burbuja de volumen muy pequeño, que desplazamos de su posición de equilibrio. Durante el desplazamiento vamos a suponer que la burbuja mantiene su individualidad sin mezclarse para nada con el entorno, el cual conserva sus propiedades. Supondremos también que el proceso de desplazamiento es adiabático, esto es, se mantiene constante la temperatura potencial y puesto que no se mezcla con el entorno se mantiene constante el contenido en vapor, esto es se mantiene constante la humedad específica q_v (que es razón de la masa del vapor en la burbuja a su masa total). Aunque de una cierta importancia en aquellas situaciones en las que la variación de la humedad con la altura es grande, supondremos de ahora en adelante que el aire es seco por lo que se aplican las anteriores ecuaciones sustituyendo las temperaturas virtuales por las reales. Vamos a suponer que el gradiente de la temperatura real de la atmósfera en ese punto es $\gamma = -dT'/dz$. Como estamos suponiendo que el proceso es local, podemos suponer que la temperatura en el nivel

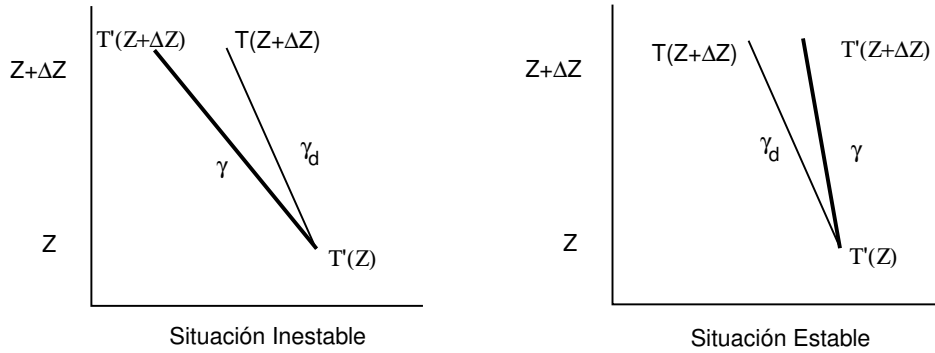


Figura 4.7: Representación de la variación de la temperatura con la altura en una atmósfera inestable (izquierda) y una estable (derecha). La adiabática se muestra en trazo fino y la distribución real de temperatura en trazo grueso

z vale $T'(z)$ y en el nivel $z + \Delta z$ vale $T'(z + \Delta z) = T'(z) - \gamma \Delta z$. De acuerdo con las hipótesis anteriores, el proceso de ascenso es adiabático y no perturba al ambiente que lo rodea, por lo que la variación de la temperatura de la burbuja vale, de acuerdo con lo visto en el problema anterior, $T(z + \Delta z) = T(z) - (g/c_p)\Delta z$. Llamaremos a $\gamma_d = g/c_p$ el gradiente adiabático. ¿Cuanto vale la aceleración de la burbuja en el nivel $(z + \Delta z)$? Sustituyendo las temperaturas en la ecuación de la aceleración, tenemos

$$a = g \frac{(T(z) - \gamma_d \Delta z) - (T'(z) - \gamma \Delta z)}{T'(z + \Delta z)}$$

puesto que en el nivel z el ambiente y la burbuja tienen la misma temperatura se tiene

$$a = g \frac{\gamma - \gamma_d}{T'(z)} \Delta z \quad (4.19)$$

donde hemos aproximado $T'(z + \Delta z)$ por $T'(z)$. Fijándonos en la anterior expresión, si $\gamma > \gamma_d$ la aceleración es positiva y por tanto la burbuja tenderá a seguir ascendiendo. Diremos entonces que la atmósfera es *inestable*. Si $\gamma < \gamma_d$ la aceleración es negativa y la burbuja tiende a volver al nivel original se dice entonces que la atmósfera es *estable*. Si $\gamma = \gamma_d$ diremos que la atmósfera es neutra. Para entender físicamente lo que está pasando, fijémonos en la parte izquierda de la figura 4.7 donde hemos representado una atmósfera inestable. Cuando subimos del nivel z al $z + \Delta z$ a lo largo de la adiabática nos encontramos que la burbuja está más caliente que el ambiente por lo que, dado que las presiones son iguales, tiene menor densidad y, por tanto, menor peso que el aire que la rodea y por el principio de Arquímedes flota y tiende a seguir subiendo. Lo contrario sucede en el caso de la atmósfera estable (parte derecha de la figura). Ahora al subir la burbuja está más fría, pesa más y tiende a descender.

Hasta ahora hemos supuesto que la temperatura de la atmósfera real disminuía con la altura (la temperatura en la burbuja ascendente, por ser un proceso adiabático, siempre disminuye con

la altura). Es posible que se den situaciones en las que la temperatura aumente con la altura. Por ejemplo, durante la noche, cuando el suelo se enfría, éste comunica su temperatura a las capas adyacentes de aire que se enfrían a su vez mientras que las capas algo más elevadas mantienen la temperatura del atardecer y están algo más cálidas. Pues bien, en estas condiciones, la atmósfera es fuertemente estable. Se dice que estamos en situación de *inversión*.

La figura 4.8 nos muestra un esquema de la dispersión de una columna de humo emitido por una chimenea en diferentes condiciones de estabilidad. Como podemos ver el esquema superior izquierda nos muestra una caso de inversión. Esta situación es de gran estabilidad los contaminantes lanzados

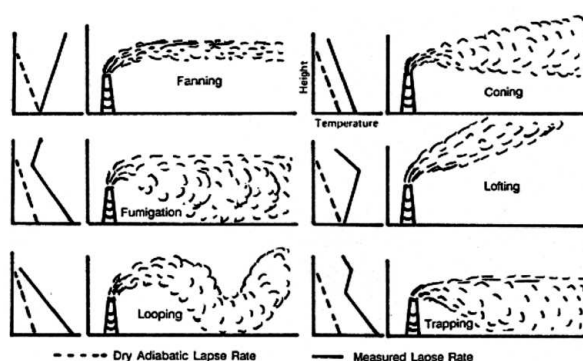


Figura 4.8: Esquema que muestra la influencia sobre una columna de humo de diferentes situaciones de estabilidad. La línea a trazos muestra el perfil adiabático seco y la línea continua el perfil real de la atmósfera

a la atmósfera se ven obligados a moverse a lo largo de una isoterma. Cualquier desplazamiento de la columna del humo hacia arriba o hacia abajo la devuelve a su sitio original por la fuerza de Arquímedes. Como la dispersión lateral no está restringida, la única dispersión importante se produce hacia los lados. Si practicásemos un corte vertical a la columna de humo nos encontraríamos con un ovoide fuertemente oblatado. Si alguna vez hemos salido al campo al atardecer y hemos visto alguna hoguera, hemos podido ver cómo el humo que salía de la misma subía inicialmente hasta una cierta altura pero, a partir de ahí, dejaba de subir y se esparcía como si hubiese encima una tapadera que no permitiese su difusión en capas superiores. Lo que sucede es que a esas horas de la tarde por enfriamiento del suelo se produce una inversión y por tanto la atmósfera se vuelve fuertemente estable impidiendo la difusión del humo.

El esquema central izquierdo, nos muestra una situación de inestabilidad en la parte inferior de la chimenea mientras que por encima de ella se produce una inversión. En esta situación los humos apenas si pueden penetrar en la inversión mientras que en la parte inferior, como existe inestabilidad, se difunden rápidamente. Esta situación se llama *fumigación*. La figura superior derecha nos muestra una situación de estabilidad neutra, el gradiente real de la atmósfera se parece mucho al gradiente adiabático seco. En estas condiciones el humo se esparce formando un cono en torno al eje de dispersión. Esta situación se produce cuando la radiación solar no es muy grande y

el viento es relativamente fuerte.

El esquema inferior izquierda nos muestra una situación de inestabilidad. En estas condiciones se pueden producir grandes movimientos ascendentes de masa de aire, llamadas térmicas. Cuando estas térmicas suben arrastran consigo el humo hacia arriba. Como todo lo que sube acaba bajando, cuando las térmicas descienden arrastran el humo consigo hacia abajo llegando a provocar que este llegue a superficie. Esta situación hay que preverla a la hora de diseñar chimeneas de industrias contaminantes. Estos periodos de inestabilidad se dan en condiciones de fuerte insolación y vientos debiles.

Otra situación en la que la estabilidad juega un papel importante se da en la estratosfera. Según vimos en el primer capítulo, en la estratosfera la temperatura aumenta o se mantiene constante con la altura lo cual confiere a ésta una estabilidad térmica muy fuerte.

Existe otra situación de cierta importancia donde la atmósfera se muestra particularmente estable y es el caso de las *inversiones de subsidencia*. Como veremos más adelante resulta que en los anticiclones existe divergencia en la parte inferior de la atmósfera. Por la conservación de la masa esto da lugar a que las masas de aire tiendan a descender y durante el descenso, como se comprimen, se calientan dando lugar a la formación de inversiones en altura, llamadas inversiones de subsidencia pues el aire esta en un movimiento descendente. Si el anticiclón es muy persistente, hay situaciones llamadas de bloqueo en las que un anticiclón puede estar en una región durante meses, este movimiento subsidente da lugar a una inversión bastante profunda y no muy elevada. Esto hace que los contaminantes lanzados a la atmósfera apenas tengan capacidad de dispersión, incluso durante el día cuando se ha roto la inversión superficial, provocando la aparición de episodios de alta contaminación en grandes ciudades y complejos industriales. Nosotros podemos observar este proceso porque la atmosfera se vuelve muy turbia. newpage

Notas

²¹Se define la capacidad calorífica a volumen constante a la cantidad de calor que hay que dar a una muestra de gas para que aumente un grado su temperatura manteniendo constante el volumen

²²Se define la capacidad calorífica a presión constante a la cantidad de calor que hay que dar a una muestra de gas para que aumente un grado su temperatura manteniendo constante la presión

²³El criterio de signos usual es, el calor se toma positivo si el sistema recibe calor y negativo si lo pierde

²⁴Vamos utilizar el calor latente de vaporización a 0°centígrados. En realidad debemos de emplear su valor a 100°centígrados que es 2.253×10^6 en vez de 2.50084×10^6 que tiene a cero grados

²⁵ Esta expresión se obtiene del hecho que la entalpía libre de de Gibbs en ambas fases es la misma antes y después de la operación realizada

²⁶En el numerador la presión disminuye de forma lineal, pero en el denominador la presión de vapor saturante disminuye de forma exponencial respecto de la temperatura

²⁷Dada la forma exponencial de la curva de presión de vapor saturante, para una misma disminución de temperatura, la disminución de presión de vapor es más elevada cuanto mayor es la temperatura a la que se produce. La cantidad de agua producida, que es la misma que la cantidad de vapor que condensa, es proporcional a la disminución de presión de vapor de acuerdo con la ley de los gases perfectos

Capítulo 5

Física de nubes.

5.1 El aerosol atmosférico

Los aerosoles desempeñan un papel importante en el sistema climático debido, por una parte, a su interacción directa (absorción y dispersión) con las radiaciones solares y terrestres y, por otra, a su influencia sobre los procesos nubosos y, por tanto, indirectamente, sobre los flujos radiativos.

Se denomina aerosol a una suspensión de partículas, líquidas o sólidas, en un gas. Aunque la palabra aerosol incluye tanto partículas sólidas como líquidas, por ejemplo las gotitas presentes en las nubes, es costumbre hablar de aerosol cuando uno se refiere a las partículas sólidas. Es muy difícil separar una componente de otra pues existen partículas higroscópicas que según va aumentando la presión de vapor van haciéndose cada vez más líquidas (la disolución saturada se va haciendo cada vez más diluida).

Los aerosoles son un componente natural de la atmósfera y se encuentran por todas las partes, desde la remota Antártica hasta la más contaminada ciudad. Obviamente en aquella (la Antártica) las concentraciones son menores. Así mismo se localizan a lo alto de toda la atmósfera, aunque las mayores concentraciones se dan cerca de la superficie terrestre, pues es donde tienen su fuente principal.

Aunque los aerosoles no se ven a simple vista, no es muy difícil de hacer el experimento de iluminar una habitación oscura mediante un haz de luz solar que penetre a través de una ventana y examinar transversalmente el haz de luz según atraviesa la habitación para ver una serie de partículas moviéndose en el seno del haz luminoso.

5.1.1 Dimensiones y concentración

Aunque los aerosoles no tienen una forma preferida, nosotros para identificar su tamaño, hablaremos de diámetro como si fuesen esféricos.

El tamaño superior de las partículas está ligado con la velocidad de sedimentación de las mismas.

Así, para partículas de más de $100 \mu\text{m}$ de diámetro la velocidad de sedimentación es lo suficientemente elevada como para que el número de estas partículas presentes en la atmósfera (excepto en forma de gotitas en las nubes) sea muy pequeña. El tamaño de las partículas más pequeñas viene determinado por el mecanismo de formación del aerosol, las más diminutas se producen mediante la conversión de gas a partícula y los tamaños rondan las $0.01 \mu\text{m}$ (existen instrumentos que miden partículas tan pequeñas como $0.005 \mu\text{m}$). Las partículas menores que $0.1 \mu\text{m}$ reciben el nombre de núcleos de Aitken.

Las partículas más pequeñas, que son la que mayor movilidad presentan, coagulan rápidamente dando lugar a partículas de mayor tamaño. Se ha medido el número de partículas como función de su tamaño. La figura 5.1 nos muestra un espectro idealizado de partículas como función de su radio. Como se puede ver las mayores concentraciones se dan no para las partículas más pequeñas si no para partículas algo mayores debido, como dijimos antes, al proceso de coagulación. Podemos observar también que se dan mayores concentraciones en el aerosol continental que en el marítimo debido a la mayor diversidad e importancia de fuentes que existen sobre aquellos.

Existen diferentes instrumentos para la medida de la concentración. Entre ellos tenemos el contador de núcleos de Aitken, que fue desarrollado por este investigador a primeros de siglo. Se basa en la formación de una nube a partir de los aerosoles y para medir luego la pérdida de visibilidad que se produce. Cuenta todo el aerosol, lo que pasa es que, puesto que las partículas más pequeñas son más numerosas, esencialmente mide partículas menores que $0.1 \mu\text{m}$. Otros instrumentos son los impactores en cascada y los analizadores de movilidad eléctrica que son lo que permiten medir la concentración de partículas de tamaños más pequeños. Instrumentos más específicos son los contadores de núcleos de condensación nubosos y núcleos de hielo o núcleos glaciógenos

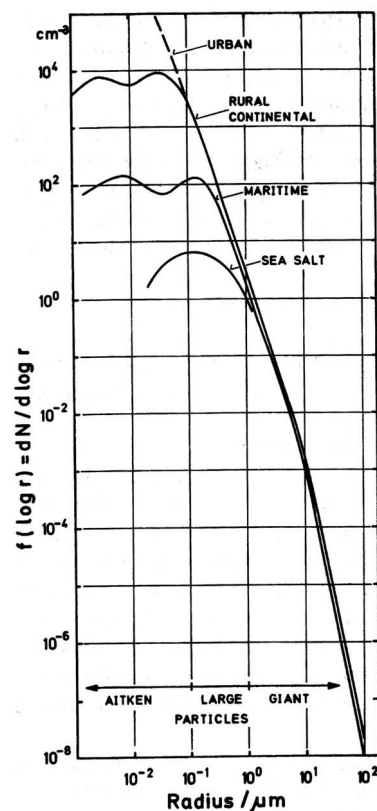


Figura 5.1:

5.1.2 Origen

El origen del aerosol es muy diverso, podemos hacer una primera división en

- fuentes minerales
- fuentes marítimas

- conversión gas/partícula
- otras fuentes

Fuentes minerales

Un buena parte del aerosol atmosférico se produce por acción del viento sobre la superficie terrestre. Quien no ha visto en las películas sobre el desierto alguna que otra tormenta de arena que mantenía a los protagonistas a buen resguardo protegidos por sus camellos. No hace falta irse tan lejos para observar que la acción del aire sobre el suelo desnudo incorpora diminutas partículas a su seno. No sólo la atmósfera juega un papel pasivo en la incorporación de partículas si no que juega un papel activo pues las mismas partículas que transportan hacen de “lijadora” y van erosionando el propio suelo. Es un mecanismo de erosión de rocas (se emplean maquinas que lanzan arena contra las fachadas para limpiarlas). Solo las partículas más pequeñas permanecen durante largo tiempo en la atmósfera, las partículas mayores de una $100\ \mu\text{m}$ sedimentan a gran velocidad y tienen una corta permanencia en el aire. Una vez incorporadas en la atmósfera, las partículas puede recorrer grandes distancias. No es muy difícil en nuestras tierras observar grandes cantidades de polvo procedentes del desierto del Sahara. Así mismo, se han observado mediante satélites enormes masas de polvo procedentes de tormentas saharianas que son transportadas por los alisios a lo largo del Atlántico hasta llegar a América.

Fuentes marinas

Por acción del viento se forman las olas sobre la superficie del mar. Cuando estas olas rompen se forman diminutas gotitas que son incorporadas a la atmósfera, al igual que las partículas minerales. Estas gotitas son de agua salada, que como sabemos, contiene sales disueltas (aproximadamente un 3.5% de la que un 80% es de sal común). Cuando estas gotitas alcanzan una zona de la atmósfera donde la humedad relativa no sea muy grande (el valor de la humedad relativa depende del tipo de sal que contenga la gotita), la gotita se evapora dejando tras de sí un pequeño cristal de sal (algo parecido a lo que sucede en las fábricas de sal en el Mediterráneo). Tamaños típicos de estos cristallitos van desde $1\ \mu\text{m}$ hasta las $10\ \mu\text{m}$. La mayor particularidad de este aerosol es que es higroscópico (que se disuelve en agua). Otro mecanismo curioso para que se produzcan gotitas consiste en la ruptura de pequeñas burbujas de aire que se localizan en la capa superficial de agua. La figura 5.2 nos muestra los pasos seguidos. Cuando el delgado film que separa la burbuja de la atmósfera se rompe, la energía elástica que almacena (en forma de tensión superficial) se transfiere a la parte inferior de la burbuja inyectando un grupo de diminutas gotitas a la atmósfera que una vez en ella pueden dar lugar a la formación del núcleo de sal como en el caso anterior. Aunque este mecanismo es ubicuo se localiza principalmente en la zona donde rompe la ola, en los llamados ‘borreguitos’

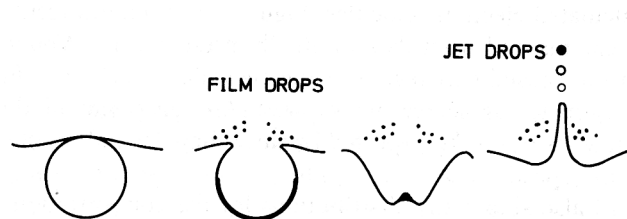


Figura 5.2:

Conversión gas/partícula

Como el mismo nombre indica, el mecanismo de conversión gas-partícula es un proceso mediante el cual una sustancia en forma gaseosa se convierte en forma líquida o sólida. Tenemos dos clases de procesos, la nucleación homogénea y la nucleación heterogénea. En la nucleación homogénea las moléculas de vapor se unen para dar lugar a una gotita de la misma sustancia. Este proceso se hace a través de unos agregados moleculares hasta que al final, si la presión de vapor es muy grande, se forman partículas estables. En principio, como acabamos de decir, se necesitan presiones de vapor muy elevadas del orden de 400 %, ahora bien parece ser que se pueden formar agregados moleculares de varias especies que no requieren presiones de vapor tan elevadas. Este es el mecanismo mediante el cual se forman núcleos de sulfato amónico en el que los agregados moleculares están formados por ácido sulfúrico gaseoso, vapor de agua y vapor de amoníaco.²⁸

En la nucleación heterogénea el vapor se deposita sobre alguna partícula ya existente. Es el mecanismo principal para la formación de las gotitas de agua o cristales de hielo de las nubes. Como se verá más adelante cuando hablemos de la física de nubes si la partícula sobre la que se va a depositar el vapor es higroscópica, para humedades inferiores al 100% empieza a disolverse en el agua dando lugar a una gotita de agua muy saturada que con el tiempo y si la humedad relativa se hace algo superior al 100% puede crecer y dar lugar a una gota de agua. Es posible también que se formen cristales de hielo, para ello es necesario que la partícula sea insoluble. Las primeras reciben el nombre de núcleos de condensación nuboso y las segundas núcleos de hielo o núcleos glaciógenos. Como dijimos al principio de esta sección los aerosoles pueden intervenir en el sistema climático mediante los cambios que se puede producir en las nubes si cambian las cantidades núcleos de condensación o de núcleos glaciógenos que se emiten a la atmósfera.

Otras fuentes

Una fuente interesante y que permite la formación de núcleos en las capas altas de la atmósfera son los meteoritos. Cuando estos penetran en la atmósfera y dada la gran velocidad que alcanzan en cuanto encuentran masas de aire con densidad suficiente por rozamiento se destruyen dando lugar a partículas que dada la altura a la que se forman pueden permanecer allí por mucho tiempo.

Tabla 5.1: Estimaciones de la producción global de partículas en Tg (10^{12} g)/año

Tipo de fuentes	Producción	Tipo de fuentes	Producción
Fuentes Naturales		Fuentes Antropogénicas	
Emisiones directas		Emisiones directas	
Sal marina	~ 1000	Transporte	~ 2.2
Polvo mineral	~ 500	Fuentes estacionarias	~ 43.4
Volcanes	~ 25	Procesos industriales	~ 56.4
Fuegos	~ 35	Basuras	~ 2.4
Meteoritos	~ 10	Varios	~ 28.8
Material biogénico	~ 50	Quema de biomasa	~ 80
Subtotal	~ 1590	Subtotal	~ 213
Emisiones secundarias		Emisiones secundarias	
Sulfatos	~ 244	Sulfatos	~ 220
Nitratos	~ 75	Nitratos	~ 40
Hidrocarbonos	~ 75	Hidrocarbonos	~ 15
Subtotal	~ 394	Subtotal	~ 275
Total natural	~ 1964	Total Antropogénico	~ 408

Otra fuente importante son las erupciones volcánicas donde se inyectan enormes cantidades de cenizas y si estas erupciones son particularmente intensas las cenizas pueden alcanzar la estratosfera donde permanecen durante mucho tiempo. Parece ser que bastantes días después de la erupción del Krakatoa en el Pacífico se pudieron observar sobre Europa bellos espectáculos ópticos producidos por las cenizas que había inyectado la explosión en la atmósfera.

Tenemos también los enormes incendios forestales que se dan a lo largo de todo el globo y que dan lugar a la formación de gran cantidad de cenizas.

Particularmente importante para la vida es el polen transportado por el viento y que forman parte también del aerosol atmosférico. Una estimación de la producción de partículas se puede ver en la tabla 5.1. Como se puede observar las fuentes naturales son mucho más importantes que las fuentes antropogénicas, aunque con la creciente contaminación humana la proporción se va equilibrando lo que indica que la influencia humana sobre el clima se hace cada vez más importante.

5.1.3 Composición

Obviamente la composición del aerosol atmosférico está muy ligado al origen del mismo. Por otra parte lo complejos procesos de coagulación que tienen lugar en la atmósfera así como los procesos de condensación/evaporación que tienen lugar en las nubes hacen que la composición del aerosol atmosférico dependa mucho de la historia de la masa de aire donde se hayan inmersos y por tanto de la zona donde se miden. Otro factor que hay que tener en cuenta a la hora de analizar la composición

es el tamaño de las partículas, pues este depende mucho de su origen. La tabla 5.2 nos resume

Tabla 5.2: Concentración en masa ($\mu\text{g}/\text{m}^3$) de la componente inorgánica (soluble e insoluble) del aerosol en varias localizaciones. Tee se refiere a un grupo de ciudades de Inglaterra, W. Cobina se refiere a los Ángeles. El aerosol continental se ha medido en Wank, Alemania. mar y no mar se refiere a medirse bajo influencia del mar o no. Atlántico se refiere a medidas realizadas en el Atlántico central. El aerosol ártico se ha medido en Ny-Alesund, (Noruega)

Elemento	Aerosol urbano		Aerosol Continental			Aerosol Ártico		Aerosol Marino
	Tee	W. Cobina	promedio	alto	bajo	mar	no mar	Atlántico
SO_4^{2-}	13.80	16.47	3.150	4.90	0.546	1.95	2.320	2.577
NO_3^-	3.00	9.7	0.920	1.335	0.412	0.022	0.055	0.050
Cl^-	3.18	0.73	0.112	0.137	0.076	0.174	0.013	4.625
Br^-	0.07	0.53	—	—	—	—	—	0.015
NH_4^+	4.84	6.93	1.295	1.960	0.351	0.152	0.226	0.162
Na^+	1.18	3.10	0.053	0.084	0.024	0.209	0.042	2.910
K^+	0.44	0.90	0.062	0.121	0.025	0.050	0.023	0.108
Ca^{2+}	1.56	1.93	0.155	0.303	0.042	0.073 (av.)		0.168
Mg^{2+}	0.60	1.37	—	—	—	0.071	0.032	0.402
Al_2O_3	3.63	6.43	0.223	0.389	0.077	—	—	—
SiO_2	5.91	21.10	0.663	1.250	0.167	0.235 (av.)		—
Fe_2O_3	5.32	3.83	0.145	0.365	0.035	0.091 (av.)		0.065
CaO	-	-	0.104	0.182	0.057	-	-	-

una serie de medidas realizadas en diferentes localizaciones que se puede considerar como típicas de diferentes entornos, urbano, continental, ártico y marítimo. Como se puede observar, las mayores concentraciones, de la parte soluble, se alcanzan para el ion sulfato SO_4^{2-} en atmósferas urbanas. Observamos también que la mayor concentración se alcanza con el catión amonio (NH_4^+). Esto nos indica que una buena parte del aerosol urbano esta en la forma de sulfato amónico. Lo mismo sucede para el aerosol continental, ártico y marítimo, aunque en este último caso predominan los núcleos con cloruro sódico (sal común) dada la preponderancia de esta sal en el agua del mar. La presencia del ion sulfato/catión amonio nos indica que estas partículas se ha producido principalmente por el mecanismo de conversión de conversión gas/partícula. Con referencia a la parte no soluble la mayor cantidad se alcanza en zonas urbanas y en forma de sílice.

Por otra parte, aunque no se ha dicho nada hasta el momento, los aerosoles tienen también una importante componente orgánica procedente tanto de la exhalación de los bosques como de la contaminación en las ciudades.

5.2 La condensación en la atmósfera

5.2.1 Presión de vapor saturante sobre una gota de agua

Al tratar del cambio de fase en el capítulo anterior se dio por supuesto que una vez alcanzada la saturación, esto es cuando se llega a la humedad relativa del 100%, se produce la condensación. Este hecho es solamente posible si el aire humedecido está en presencia de una superficie plana e infinita de agua líquida o de hielo. Si no disponemos de esta superficie de agua, por ejemplo en la atmósfera libre, el proceso de condensación no se produce al llegar la humedad relativa al 100%. Esto se debe a que, a partir del vapor, se deben de formar gotitas de agua muy pequeñas, con radios del orden de centésimas de micra. En estas condiciones los efectos de la tensión superficial (la misma que por capilaridad permite que el agua suba desde el suelo a la cima de una sequoia) se oponen a la formación de estas gotitas por lo que se necesitan de humedades de hasta el 400 % para que se formen. Existe una ley, conocida como ley de Newton, que da la presión de vapor en equilibrio sobre una gotita de agua pura con radio r , cuya expresión matemática es

$$p_{vw}(r) = p_{vw}(\infty) \exp\left(\frac{2\sigma}{\rho_L R_v T r}\right)$$

siendo $p_{vw}(\infty)$ la presión de vapor saturante sobre una superficie plana e infinita de agua, σ la tensión superficial del agua, R_v la constante específica del vapor, T la temperatura y r el radio de la gotita. Como podemos ver cuando el radio de la gotita tiende a cero la tensión de vapor de equilibrio se hace muy grande²⁹

En la atmósfera, nunca se han observado estas humedades tan elevadas, ¿ Como se forman las gotitas ? Pues mediante procesos higroscópicos. Resulta que, si tenemos una disolución de una sal en agua, la presión de vapor saturante de equilibrio respecto de esta disolución es menor de la presión de vapor saturante si tuviésemos el agua pura, esto es la humedad relativa del equilibrio respecto de la disolución es menor del 100% (Ley de Raoult).

La expresión matemática de la ley de Raoult es:

$$p_{vw}(\text{dis}) = p_{vw}(\text{pura})N_w$$

siendo N_w la fracción molar de agua en la disolución, esto es el número de moles de agua dividido por el número de moles totales. Si se tiene una gota de densidad ρ' que contiene m gramos de sal disuelta que se disocia en ν iones, el número de moles de agua serán

$$\frac{\frac{4}{3}\pi\rho'r^3 - m}{M_w}$$

y el número de moles del soluto (teniendo en cuenta que normalmente se encuentra ionizado) serán

$$\frac{\nu m}{M_s}$$

por lo que

$$N_w = \frac{\left(\frac{4}{3}\pi\rho'r^3 - m\right)/M}{\left(\frac{4}{3}\pi\rho'r^3 - m\right)/M + \nu m/M_s} = \left[1 + \frac{\nu m M_w}{M_s \left(\frac{4}{3}\pi\rho'r^3 - m\right)}\right]^{-1}$$

Combinando los dos efectos, tensión superficial e higroscopicidad, tenemos

$$p_{vw}(\text{dis}, r) = p_{vw}(\text{pura}, \infty) \exp\left(\frac{2\sigma'}{\rho'R_w T r}\right) \left[1 + \frac{\nu m M_w}{M_s \left(\frac{4}{3}\pi\rho'r^3 - m\right)}\right]^{-1}$$

Esta ecuación recibe el nombre de ecuación de Köhler. En la figura 5.3 podemos ver representada esta curva para diferentes masas de soluto m . Como la masa de soluto no cambia durante el proceso de condensación y durante el proceso de crecimiento, resulta que coincide con la del núcleo de sal sobre la que se forma la gota. De la figura vemos que aún con humedades relativas del 100%

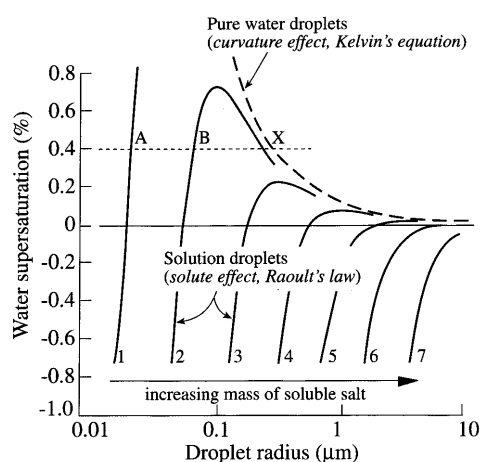


Figura 5.3: Presión de vapor de equilibrio, expresada como sobresaturación en % (100(humedad en tantos por uno - 1)) como función del radio de la gota para diferentes cantidades de sal disuelta,

existen gotitas de agua en equilibrio, esto es, sin que se evaporen. Así por ejemplo, si tenemos una disolución saturada de sal común, la humedad relativa de saturación es del 75%, lo que justifica que la sal se nos apelmace cuando la tenemos en el salero, pues a la humedad relativa usual en una cocina, sobre todo cuando estamos cocinando alimentos, es mayor del 75%.

Si nos fijamos en la figura, vemos que las curvas pasan por un máximo, esto significa que si si ponemos una humedad marcada como B la partícula de sal crecerá hasta ese tamaño, que es el de equilibrio, si queremos que crezca más deberemos aumentar la humedad relativa, esta zona es

la llamada zona de bruma. Ahora bien si la gotita supera la zona del máximo, un aumento de la humedad provoca que la gotita crezca sin fin (suponiendo que mantenemos la cantidad de vapor, esto es la humedad relativa), pues un pequeño aumento del radio necesita una humedad relativa menor. Se dice entonces que la gotita se ha activado.

Ejercicio 5.1 Si una partícula de cloruro sódico (sal común) de 10^{-19} kg se disuelven en una gotita de $0.05\mu\text{m}$ de radio, cual es la sobresaturación en %. Suponer que la densidad es de 10^3 kg/m³, $\sigma = 0.074$ N m⁻¹ y $M_s = 58.55$ gr/mol.

Solución

$$\begin{aligned}
 [p_{vw}(\text{dis}, r)/p_{vw}(\text{pura}, \infty)] &= \exp\left(\frac{2 \times 0.074(J/m^2)}{10^3(Kg/m^3) \times 461(J/KgK) \times 283(K) \times 0.05 \times 10^{-6}(m)}\right) \times \\
 &\times \left[1 + \frac{2 \times 10^{-19}Kg \times 18(gr/mol)}{58.44(gr/mol) \left(\frac{4}{3}\pi (0.05 \times 10^{-6})^3 (m^3) 10^3(Kg/m^3) - 10^{-19}(Kg)\right)}\right]^{-1} = \\
 &= 1.02 \times 1.19^{-1} = 0.86
 \end{aligned}$$

5.2.2 Núcleos de Condensación Nubosos

Una parte del aerosol atmosférico esta compuesto por partículas higroscópicas (que se disuelven en agua) muy pequeñas, del orden de micras e inferiores que, de acuerdo con la teoría vista previamente, facilitan la formación de pequeñas gotas incluso con humedades menores del 100%, bien es verdad que para que la gotita crezca a tamaño de gota, esto es para que la gotita se active, la humedad relativa ha de ser ligeramente superior al 100%. Estas partículas reciben el nombre de núcleos de condensación nubosos o (CCN). Según acabamos de ver fijada una humedad relativa, solo las partículas que son activadas a esa humedad tienen la oportunidad de activarse. Cuanto más grande (en realidad más masa soluble) sea la partícula más fácilmente se activará. De esta manera, solo las partículas solubles más grandes actuarán como CCN y por tanto sólo una parte pequeña del aerosol atmosférico actuará como CCN (en torno al 1% del aerosol continental y el 10% del marítimo). Existe una ley empírica que relaciona la concentración de núcleos activados a sobresaturación S

$$N(S) = CS^k$$

siendo C y k constantes. C mide la concentración de núcleos a sobresaturación unidad.

El origen de estos CCN es diverso, en la atmósfera marítima una buena parte de los CCN son pequeñas partículas de sal común (humedad crítica 75%) procedentes de la evaporación de pequeñas gotas de agua del mar provocadas cuando rompen las olas. Otra parte muy importante son de sulfato amónico (humedad crítica 84 %) procedente de la emisión por parte de ciertas algas en la superficie del mar de sulfuro de dimetilo ($S(CH_3)_2$). Sobre tierra, además de las anteriores partículas que provienen del mar, existen partículas procedentes del suelo arrastradas por el viento, procedentes de la contaminación en las ciudades y la emisión de gases por las plantas, que mediante un proceso de conversión gas-partícula, se transforman en CCN. Debido a la coalescencia, es difícil encontrar núcleos de condensación nubosos puros, en general tienen una parte higroscópica (soluble en agua) y otra no higroscópica.

En general la concentración de CCN sobre los continentes es mayor que las concentraciones sobre los océanos, probablemente debido a la acción contaminante del hombre (vertido de óxidos de azufre y nitrógeno), la quema de biomasa, la emisión de compuestos órgano-volátiles en los bosques etc. Uno de los problemas que debemos de encarar en la actualidad es que debido a la contaminación atmosférica ha aumentado considerablemente la cantidad de CCN. Esto está teniendo consecuencias sobre la cantidad de gotas que se pueden formar en las nubes. A más CCN's menos agua per CCN y por tanto más gotas y más pequeñas lo que tiene su consecuencia como veremos más adelante.

5.3 Procesos de formación de las nubes. Nubes cálidas

Dada la importancia que tiene tanto desde el punto de vista puramente meteorológico como desde el punto de vista agrícola vamos a analizar la formación de las nubes. Nos vamos a fijar únicamente en la formación de nubes mediante procesos de enfriamiento adiabático descrito en la sección anterior, pues es este mecanismo el principal agente de formación de la nubes. Nos vamos a centrar en esta sección a analizar el proceso que conduce a la formación de la nube, dejando para otra sección posterior el análisis de los procesos que llevan a la precipitación.

El comienzo de la formación de la nube comienza con el ascenso de una masa de aire y su consiguiente expansión y enfriamiento. Este proceso de ascenso puede tener un carácter local (por ejemplo en la formación de una tormenta de verano), o bien tener un carácter de gran escala (por ejemplo la formación de las nubes a lo largo de un sistema frontal). El enfriamiento viene acompañado de un aumento de la humedad relativa que, alcanzado un cierto nivel crítico (del orden del 75 %), comienza el proceso de disolución de los núcleos de condensación nubosos y la formación de la nube. Según va ascendiendo la masa de aire va aumentando el enfriamiento y consigo la humedad relativa hasta que la humedad supera ligeramente el 100% y comienza a formarse las pequeñas gotitas del orden de micras. Se puede demostrar que el intervalo, llamado intervalo de bruma, comprendido entre el comienzo de la licuefacción sobre los núcleos de condensación (del orden del 75–80%) y el nivel de humedad ligeramente superior al 100%, las diminutas gotas están

Tabla 5.3: Tiempos de crecimiento de una gotita por condensación a partir de una gotita de 0.75μ .

masa del núcleo(g)	10^{-14}	10^{-13}	10^{-12}
r (μ)	tiempo a partir de 0.75μ (h:min:sec)		
1	00:00:2.4	00:00:0.15	00:00:0.013
2	00:02:10	00:00:07	00:00:0.61
5	00:16:40	00:05:02	00:01:02
10	00:45:0	00:30:0	00:14:0
20	02:21:40	02:03:20	01:38:20
30	04:51:40	04:26:40	04:1:40
50	12:21:40	12:05:0	11:31:40

en equilibrio estable con la cantidad de vapor que existe en el aire. Esto significa que si queremos que las gotitas sigan creciendo debemos de aumentar la humedad relativa, y si queremos disminuir el tamaño de las gotas basta que disminuyamos la humedad relativa. Es en esta zona, y de ahí su nombre, es en la que se desarrollan las brumas. Durante las noches invernales si el enfriamiento ha sido lo suficientemente grande y si tenemos humedad suficiente se forman las brumas que una vez aparecido el Sol y con el aumento de temperatura que trae consigo disminuye la humedad relativa y por tanto conduce a la desaparición de la bruma. Ahora bien una vez superado el umbral del 100 % (en realidad un poco mas del 100%), las pequeñas gotitas se encuentran en equilibrio inestable con el vapor y si hay suficiente vapor estas tenderán a crecer indefinidamente. Obviamente este crecimiento estará limitado por la cantidad de vapor disponible. El proceso de crecimiento de las gotitas se produce inicialmente por difusión de vapor hacia ellas. Se puede demostrar que este crecimiento es una función parabólica del tiempo en la que el radio de la gotita crece de acuerdo con la ecuación

$$r^2 = r_0^2 + 2Ct \quad (5.1)$$

siendo t el tiempo y C una constante. Esta misma ley se aplica cuando queramos calcular la velocidad a la que se evapora una gota situada en una atmósfera con humedad relativa menor del 100%, en este caso la constante C es negativa. La tabla 5.3 nos muestra los tamaños alcanzados y el tiempo requerido para alcanzarlos partiendo de una gotita de 0.75μ supuesto que el núcleo de condensación nuboso interno sea de sal común a una temperatura de 273 K y una presión de 900 mb y la humedad relativa sea del 100.05% La figura 5.4 nos muestra el espectro de gotitas (reparto por tamaños) de una nube en su fase inicial de formación, donde es válida la teoría anterior. Una vez formada la gota, por qué no cae ?. La velocidad de caída de las gotitas de agua viene determinada en una buena parte por la ley de Stokes. Esta ley predice una velocidad final de caída que viene

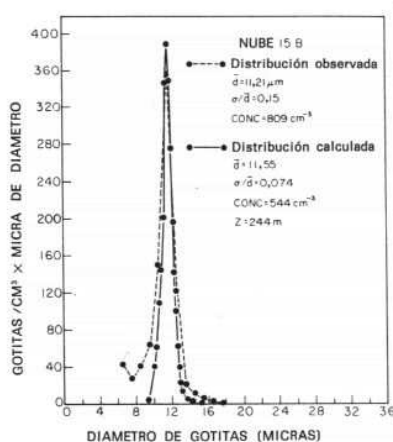


Figura 5.4: Espectro calculado y observado de gotitas nubosas medido a 244 m por encima de la base de la nube

determinada por el equilibrio entre el peso de la gota y las fuerzas de rozamiento entre la gota y el aire, de tal forma que la velocidad de caída es proporcional al tamaño de la gota. La tabla 5.4 nos muestra la velocidad de caída de pequeñas gotitas en aire en calma. Así por ejemplo, un núcleo de condensación nuboso tiene una velocidad de caída del 10^{-4} cm/s, una gotita típica, de unas 10 micras, tiene una velocidad de caída de 0.3 cm/s, de tal forma que 1 día desciende menos de 300 m y está por tanto prácticamente en suspensión permanente. Una gota muy grande, del orden de 100 μ cae a 25 cm/s o 0.9 Km/hora por lo que es posible que llegue al suelo en un tiempo prudencial, ahora bien una vez que abandona la nube la gota comienza a evaporarse. Teniendo en cuenta la velocidad a la que se evapora la gota dada por la expresión 5.1 y la velocidad terminal de la gota, la tabla 5.5 nos da las distancias recorridas por gotas de diferente tamaño inicial en una atmósfera isoterma a 7°C y una humedad relativa del 80%. De la tabla anterior vemos que para que una gota alcance el suelo en una nube no excesivamente alta, pongamos 1 Km, la gotita debe de tener 150 μ . Estos tamaños marcan la frontera entre las gotitas de nubes y las gotitas de lluvia. Téngase en cuenta además que, como hemos dicho antes, el aire en el interior de las nubes tiene una cierta velocidad vertical ascendente, por lo que la velocidad final de las gotitas respecto del suelo es menor que la dada en las tablas, que representa la velocidad terminal en aire en calma. Es posible si la corriente vertical es elevada que las pequeñas gotitas asciendan con la corriente vertical hasta que su velocidad de caída sea superior a la velocidad ascendente.

5.4 Formación del hielo

Al igual que para la formación de una gotita de agua pura se necesitan grandes sobresaturaciones para la formación de un cristal puro de hielo se necesitan grandes enfriamientos, se ha demostrado

Tabla 5.4: Velocidad terminal de gotas de agua en aire en calma a 1 atm. mb

Diámetro (mm)	Velocidad (cm/s)
0.001	0.003
0.005	0.076
0.01	0.3
0.02	1.0
0.05	7.6
0.1	27.0
0.2	72.0
0.5	206
1	403
2	649
3	806
5	909

Tabla 5.5: Distancia que puede recorrer una gota en su caída antes de evaporarse en una atmósfera isoterma con $T=280$ K y $H = 80\%$

Radio inicial	Distancia recorrida
1μ	2μ
3μ	0.17 mm
10μ	2.1 cm
30μ	1.69 m
0.1 mm	208 m
0.15 mm	1.05 Km

experimentalmente que a partir de $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ya no es posible que permanezcan gotitas de agua sobre enfriada. Para que se formen cristales de hielo a las temperaturas observadas en el interior de la nube ($\sim -4\text{ }^{\circ}\text{C}$) es necesario que existan pequeñas partículas, en este caso no higroscópicas, que ayuden a la formación de los cristales de hielo (una forma de ayudar es engañar al agua y que la partícula no higroscópica cristalice en el mismo sistema que cristalice el agua y esta no sepa distinguir entre un cristal de hielo y una partícula. Esto es lo que se pretende cuando se siembran las nubes con yoduro de plata para intentar que una nube de lugar a precipitación). A estas pequeñas partículas se las denomina núcleos glaciógenos. Pueden actuar de diversas formas. Pueden hacer que el vapor se deposite directamente sobre ellos formándose directamente un cristal de hielo a partir del vapor.

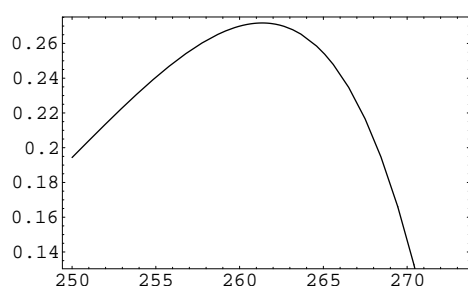


Figura 5.5: Diferencias de presión vapor saturante (mb) entre agua líquida e hielo

La habilidad de los núcleos glaciógenos para formar cristales de hielo aumenta con la disminución de la temperatura. Una relación empírica que relaciona el enfriamiento y el número de núcleos activados es la siguiente

$$n(\Delta t) = n_0 \exp(-\beta \Delta t)$$

siendo Δt el enfriamiento, de todas formas como hemos dicho antes a partir de $-38\text{ }^{\circ}\text{C}$ ya no es posible la existencia de gotitas de agua sobre enfriadas.

En general las concentraciones de núcleos glaciógenos es mayor sobre tierra que sobre el océano. Entre las partículas más apropiadas para que actúen como núcleos glaciógenos tenemos a las arcillas, y dentro de estas parece ser que las caolinitas, son las más eficaces. Parece ser que también actúan como buenos IN cierto tipo de bacterias y algunas sustancias orgánicas. De forma artificial el yoduro de plata se ha empleado con éxito para sembrar nubes y producir precipitación, pues tiene una estructura similar a la del hielo. Otra fuente importante de núcleos glaciógenos son los propios cristales de hielo. Resulta que los cristalitos de hielo que se forman son muy frágiles de tal forma que cuando chocan es posible que se rompan dando lugar a cristalitos que sirven de germen para nuevos cristalitos. Así mismo es posible que cuando una gotita de agua sobre enfriada al congelarse se rompa lanzando multitud de esquirolas que actúan de núcleos glaciógenos. El conocimiento de la

Pueden hacer que al chocar con una gotita de agua líquida sobre enfriada, esta congele repentinamente o pueden estar en el interior de la gota como parte insoluble de un núcleo de condensación nuboso y que haga que el agua congele a temperaturas relativamente altas ($\sim -4\text{ }^{\circ}\text{C}$). De cualquiera de las formas la cantidad de núcleos glaciógenos que hay en la atmósfera es muy pequeña, si una concentración típica del aerosol continental es de 10^4 partículas por cm^3 , la concentración de núcleos glaciógenos es de algunas partículas por litro.

eficacia de estos procesos resulta particularmente importante a la hora de intentar modificar por métodos artificiales el comportamiento de la nube.

Una vez formado el cristal, mediante la deposición de vapor el mismo comienza a crecer, a este respecto la coexistencia de agua sobre enfriada e hielo en el interior de las nubes da lugar a un fenómeno muy interesante e importante llamado efecto Wegener–Bergeron–Findeisen. Debido a que la presión de vapor saturante sobre el hielo es menor que la presión de vapor saturante sobre el agua, ver la figura 5.5, sucede que si tenemos una pequeña nube de agua líquida sobre enfriada en equilibrio (esto es tenemos agua en equilibrio con su vapor) e introducimos un cristal de hielo, ahora el vapor se encuentra sobresaturado respecto del hielo y tenderá a depositarse sobre él lo que provoca que se evapore agua y aumente la presión de vapor por lo que se seguirá depositando vapor sobre el cristal de hielo lo que provoca que se siga evaporando agua y así sucesivamente, de tal forma que se evaporan las gotas de agua aumentando de tamaño el cristal de hielo. Esto es de una importancia fundamental en el posterior desarrollo de la nube pues influye decisivamente sobre la posibilidad de formación de precipitación.

La forma que puede tener los cristales individuales es muy variada y se ha demostrado que depende esencialmente de la temperatura a la que se forma el cristal y también, aunque en menor medida, de la sobresaturación. La figura 5.6 nos muestra una de las clasificaciones que existe en el mercado debida Kobayashi

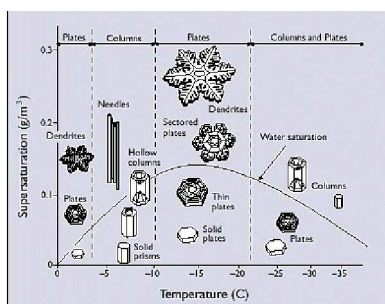


Figura 5.6: Clasificación de la forma de los cristales de hielo debida a Kobayashi. Los parámetros más importantes son la temperatura y humedad a la que se forman los cristales.

Una vez formado los cristales, estos interactúan con otros cristales para dar lugar a la formación de copos o bien interactúan con gotitas de agua sobre enfriada para dar lugar al graupel. El granizo es un caso extremo de graupel. El granizo se forma en nubes muy profundas con un gran contenido en agua líquida, dependiendo del tamaño y contenido en agua líquida y de la historia del granizo en el interior de la nube así resulta el tamaño del granizo y su estructura. Un análisis de los granizos con luz polarizada puede revelar cual ha sido la historia del mismo en el interior de la nube. La formación de copos depende a su vez de la forma de los cristales, parece lógico que aquellos que presentan dendrita se agregan con más facilidad. Así mismo la temperatura parece

ser importante pues se ha visto que la mayor probabilidad de agregación sucede a temperaturas superiores a -5°C en los que la superficie del cristal se vuelve algo más pegamentosa.

5.5 Clasificación de las nubes

Una vez vista la manera en la que se forman las nubes y dada la gran diversidad de formas en las que parecen en la naturaleza vamos a estudiar una clasificación de las mismas. Las nubes se clasifican en diez grupos principales llamados *géneros* que son mutuamente excluyentes. Estos géneros se dividen a su vez en cuatro grupos por niveles: nubes *altas*, *medias*, *bajas* y *de desarrollo vertical*. En la figura se presenta un esquema con la forma típica de los diez géneros de nubes, así como la altura aproximada de su base en latitudes medias.

Nubes altas:

1. Cirros (Ci). Son nubes separadas en forma de filamentos blancos o de franjas estrechas. Aparecen dispersos y desorganizados. Tienen aspecto fibroso y/o brillo sedoso. Como son las



nubes más altas, desde el suelo nunca se observarán sobre fondo de otras nubes, sino siempre sobre fondo de cielo. Están constituidas por cristales de hielo.

2. Cirrocúmulos (Cc). Banco o capa delgada de nubes blancas, sin sombras propias, compuestas de elementos muy pequeños en forma de glóbulos, de ondas, etc., y dispuestos más o menos regularmente. La mayoría de estos elementos tienen tamaño aparente inferior a un grado. Estas



nubes están constituidas casi exclusivamente por cristales de hielo. Son siempre lo suficientemente

transparentes para dejar ver la posición del Sol o de la Luna.

3. Cirrostratos (Cs). Velo nuboso transparente y blanquecino, de aspecto fibroso o liso que cubre total o parcialmente el cielo y produce generalmente fenómenos de halo. A pesar de estar constituidos por cristales de hielo como los cirros, su aspecto general es muy distinto. Constituyen siempre un lienzo homogéneo de gran extensión. En sus bordes se ve



siempre un cielo azul, sembrado a veces de pequeños cúmulos o cirros tenues sueltos. Casi nunca tiene huecos, aunque en algunas partes su espesor puede reducirse mucho. El cirrostrato no es lo bastante espeso como para suprimir las sombras proyectadas por los objetos del suelo, salvo cuando el Sol está a poca altura sobre el horizonte.

Nubes medias:

4. Altocúmulos (Ac). Banco o manto de nubes blancas y/o grises con formas de guijarros o losas ordenados en grupos, filas o rollos siguiendo dos direcciones. A veces, su aspecto es parcialmente



fibroso o difuso. La mayoría de los elementos pequeños tienen por lo general un diámetro aparente entre uno y cinco grados. Esta nube, en su forma más típica se la conoce vulgarmente como cielo “aborregado”. Están casi siempre constituidos por gotitas de agua. No obstante, a muy bajas

temperaturas pueden formarse cristales de hielo.

5. Altostratos (As). Manto o capa nubosa grisácea o azulada de aspecto estriado, fibroso y uniforme que cubre por entero o parcialmente el cielo. Llena siempre grandes extensiones uniformemente. Tiene gran parecido con un cristal deslustrado. Por lo general es tan denso que sólo a través de sus zonas más delgadas se percibe el Sol vagamente. Está constituido por gotitas de agua, cristales de hielo y copos de nieve. Produce precipitaciones de carácter continuo en forma de lluvia, nieve o hielo granulado.



Nubes bajas

6. Nimbostratos (Ns). Capa nubosa gris, frecuentemente sombría, cuyo aspecto resulta velado por las precipitaciones, más o menos continuas, de lluvia o de nieve. Su espesor es lo suficientemente



grande como para ocultar completamente el Sol. Por debajo de la capa de nimbostratos existen frecuentemente nubes bajas, desgarradas. Están constituidos por gotas de agua, por cristales y copos de nieve o una mezcla de todos ellos. Es la nube típica de lluvia continua y persistente.

7. Estratocúmulos (Sc). Banco, manto o capa de nubes grises y/o blanquecinas con partes oscuras, de aspecto no fibroso, con capas blanquecinas en forma de losas, guijarros o rodillos. La mayor parte de los elementos que forman esta nube tienen un diámetro aparente superior a cinco grados. Estos elementos son de aspecto similar a los de los altocúmulos, pero están situados a un nivel menos elevado, lo que hace que parezcan más gruesos. Su transparencia puede variar mucho.

A veces la mayor parte de la nube es lo suficientemente delgada para permitir descubrir la posición del Sol y otras veces es suficientemente opaca para ocultarlo totalmente. Están constituidos



por gotitas de agua acompañadas, a veces, de gotas de lluvia o nieve granulada y, menos frecuentemente, de cristales y copos de nieve. En algunos casos, originan precipitaciones de intensidad siempre débil que se presenta en forma de lluvia, nieve o nieve granulada.

8. Estratos (St). Capa nubosa generalmente gris, con base bastante uniforme que puede originar llovizna. Su base está a menudo suficientemente baja para ocultar las cimas de las pequeñas



colinas o de construcciones elevadas. Su superficie inferior está habitualmente bien definida y puede presentar ondulaciones. Cuando tocan el suelo, constituyen la niebla. Están formados generalmente por gotas pequeñas de agua.

Nubes de desarrollo vertical

9. Cúmulos (Cu). Nubes separadas, densas y de contornos bien recortados que se desarrollan verticalmente en forma de protuberancias, de cúpulas o de torres cuya región superior se asemeja con frecuencia a una coliflor. Las partes de estas nubes iluminadas por el Sol son a menudo de una blancura brillante. Su base, relativamente oscura, es sensiblemente horizontal. Están constituidos principalmente por pequeñas gotas de agua. La forma más típica de estas nubes es el cúmulo de buen tiempo de evolución diurna, denominados Cumulos Humilis. Nacen a primeras horas de la mañana en días claros y en calma con forma de pequeñas manchas blanquecinas que se van hinchando cada una por separado, conservando su base rectilínea horizontal, mientras que por su parte superior se desarrollan cumbres redondeadas como de espuma espesa. A medida que transcurren las horas van creciendo rápidamente de tamaño y a mediodía pueden llegar a cubrir buena parte del cielo. Cuando el Sol va descendiendo comienzan a aplastarse, dilatándose en sentido horizontal dando



lugar a estratocúmulos que se van adelgazando hasta desvanecerse poco después de la puesta del Sol.

Como hemos dicho, el cúmulo de buen tiempo es una nube diurna y local, con apenas movimiento, que nace, se desarrolla y muere en el mismo lugar. Los cúmulos asociados a situaciones de inestabilidad se distinguen poco de los anteriores en cuanto a su forma, pero su evolución es totalmente distinta. Ahora la base horizontal es menos regular, de coloración gris. Estas nubes son emigrantes, es decir, vienen ya formadas, cruzan el cielo y desaparecen por otro punto del horizonte. Casi nunca se proyectan sobre el cielo azul, sino sobre un fondo gris de altostratos. Los cúmulos con gran dimensión vertical pueden producir precipitación.

10. Cumulonimbos (Cb). Nube densa y potente, de dimensión vertical considerable, en forma de montaña o de enormes torres. Una parte al menos de su región superior es lisa, fibrosa o estriada y casi siempre aplastada, extendiéndose en forma de yunque o de amplio penacho. Pueden dar lugar a precipitación en forma de fuertes chubascos de lluvia, nieve o granizo, acompañados de truenos y relámpagos.

Están constituidos por gotas de agua y, en su región superior, por cristales de hielo. También contienen gruesas gotas de lluvia y, a menudo, copos de nieve, nieve granulada, granizo o pedrisco. En función de su origen, pueden distinguirse dos tipos de cumulonimbos: el convectivo (nube



típica de la tormenta de calor) y el borrascoso. El Cb convectivo puede proceder del desarrollo de grandes cúmulos que, en vez de culminar y deshincharse, siguen creciendo, remontándose hasta alturas nunca alcanzadas por los cúmulos, con estructura fibrosa en la cumbre sin dejar de ser compacta. La base de la nube se hace muy oscura, rodeada de fragmentos de nubes de todo tipo,

que a veces hacen difícil reconocerla. Es una nube local pues toda su vida se desarrolla a la vista del observador. Sólo se presenta durante el verano como resultado de un excesivo calentamiento de la tierra bajo circunstancias atmosféricas favorables.

El Cb borrascoso difiere del Cb convectivo en el modo de producirse. Sin embargo, en su apariencia, una vez desarrollado son muy similares. El Cb borrascoso es una nube emigrante que llega formada, cruza el cielo y se va por otro punto del horizonte. Suele aparecer en las fases finales de un periodo borrascoso y, aunque puede presentarse en cualquier época del año, es más frecuente en otoño.

5.6 Precipitación

En secciones anteriores hemos visto el proceso de formación de las nubes. Vamos a describir en esta sección los procesos que conducen a la formación de la precipitación. Como dijimos anteriormente los tamaños de gotas necesarios para que estas lleguen al suelo sin evaporarse son del orden de una 200μ de radio. Ahora bien de la tabla 5.3, que nos da la velocidad de crecimiento de una gota, observamos que el tiempo necesario para que crezca a estos tamaños mediante el mecanismo de difusión de vapor hacia la gota son excesivamente grandes. Además la nube también contiene núcleos de condensación nubosos que en presencia de sobresaturación provocan la condensación del agua haciendo que la disponibilidad de vapor para las gotas ya existentes sea limitada y normalmente existen siempre núcleos de condensación suficientes para limitar el tamaño que pueden alcanzar las gotas por condensación, debe de existir por tanto, algún otro mecanismo que provoque un rápido crecimiento de la gota hasta alcanzar el tamaño necesario.

Los mecanismos que conducen a la formación de gotitas de lluvia a partir de las pequeñas gotitas nubosas son variados y muy complejos. Los vamos a dividir en dos grandes grupos. En el primer grupo, incluimos aquellos que actúan en las llamadas nubes cálidas, nubes cuya cima está por encima de los 0°C y por tanto solo interviene la fase líquida. En el segundo grupo incluimos aquellos mecanismos que actúan en las nubes frías, nubes que en alguna fase de su historia se han formado cristales de hielo. En cualquiera de los dos casos, el mecanismo fundamental es la colisión/coalescencia. Ahora bien para que esto tenga lugar es necesario que las haya algunas gotas que por alguna razón hayan crecido más que las otras y puedan capturarlas. Para entender esto vamos a fijarnos en la tabla 5.4, vista anteriormente, que nos muestra la velocidad de caída de pequeñas gotitas en aire en calma. Si todas las gotitas tuviesen tamaños del orden de 10μ descenderían a una velocidades muy pequeñas y todas prácticamente a la misma velocidad por lo que apenas si podrían colisionar y por tanto crecer por coalescencia. Para que se produzca este tipo de crecimiento es necesario que haya algunas gotas que por alguna razón hayan crecido más que las demás y por tanto puedan capturarlas en su caída. Este tipo de crecimiento, en la que solo interviene el agua en su estado líquido, es el que se da en las nubes cálidas, esto es, nubes

cuya cima está por encima de los 0°C . Est tipo de nubes se da en latitudes tropicales. Existe otro mecanismo más eficaz y consiste en la formación de cristales de hielo en el interior. De acuerdo con el mecanismo Wegener–Bergeron–Findeisen descrito anteriormente, si tenemos un conjunto de gotitas sobre enfriadas y alguna de ellas congela, dado que la presión de vapor de saturación respecto del agua líquida es mayor que respecto del hielo, las gotitas de agua tienden a evaporarse y condensar sobre el hielo haciendo que el cristal de hielo aumente de tamaño rápidamente. Una vez que éste alcanza un tamaño crítico, comienza a descender y en su caída arrastra a más gotitas que va incorporando o colisiona con otros cristales de hielo por lo que el cristal crece de tamaño. Es posible que alcanzado un nivel en la nube donde la temperatura se haga muy elevada para mantenerse en forma de hielo, funda y de lugar a una gota de agua la cual puede llegar al suelo dando lugar a la precipitación o bien llegue al suelo directamente sin fundir dando lugar a la formación del granizo o de la nieve. La diferencia entre uno y otro está en que en el caso del granizo, el cristal de hielo inicial ha ido incorporando una gran cantidad de gotitas de agua sobre enfriada que han congelado sobre el cristal, mientras que la nieve corresponde a un proceso de unión de diferentes cristales de hielo que da lugar a la formación de copos.

Además de dividir las nubes en cálidas y frías existe otra división fundamental entre nubes tipo cúmulo y nubes tipo estrato. En las nubes tipo cúmulo existe fuertes corrientes ascendentes en el interior de la nube llegando a alcanzar velocidades de hasta 30 m/s (del orden de 100 km/h) en los grandes cúmulos, mientras que en las nubes tipo estrato la masa de aire asciende de forma más lenta del orden de 0.1 m/s .

5.7 Formación de tormentas

Vamos a describir en esta sección las etapas más importantes de formación de una nube de tormenta. En primer lugar debemos de tener en cuenta los ingredientes básicos para la formación de una tormenta, una fuente de energía externa, normalmente el Sol, unas condiciones de inestabilidad en la atmósfera y humedad suficiente. Durante el calentamiento diurno se producen cerca de la superficie movimientos convectivos de burbujas de aire, es posible que alguna de estas burbujas alcance su nivel de condensación. Una vez que se ha alcanzado este nivel debido a la condensación de vapor de agua se genera calor latente lo que proporciona a la burbuja una nueva fuente de energía para poder seguir ascendiendo. Si las condiciones de estabilidad de la atmósfera son favorables este ascenso de la burbuja puede alcanzar hasta los $10000 - 11000\text{ m}$. Durante este ascenso es posible que se alcance la fase hielo, al llegar a esta fase se genera calor latente de congelación lo que proporciona una nueva fuente de energía por lo que la burbuja sufre de nuevo un empuje ascendente. Existen tormentas donde se han registrado corrientes ascendentes de hasta 120 Km/h . En estas poderosas corrientes ascendentes las pequeñas gotitas de agua suben en su seno, en algún momento alguna de ellas congela o bien se producen directamente cristales de hielo, la cuestión esta en que estos cristales

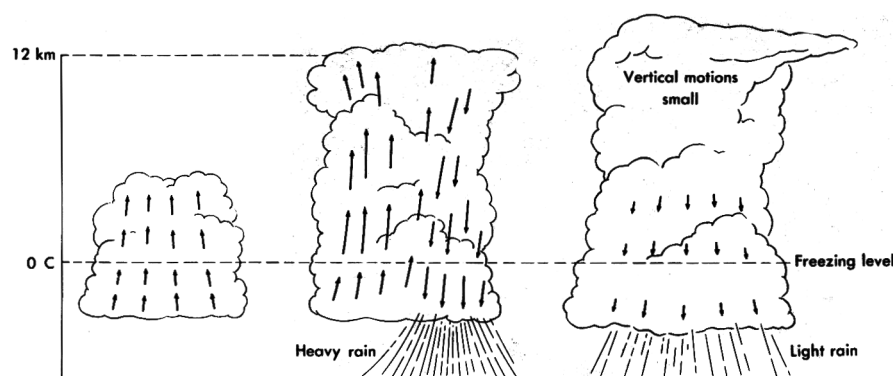


Figura 5.7: Etapas por la que pasa un célula de una nube tormentosa

de hielo crecen rápidamente a costa de las gotitas de agua que les rodea. Llega un momento en que los cristales de hielo alcanzan un peso que ya no es soportado por las corrientes ascendentes y comienzan a descender. A lo largo de su camino descendente se va encontrando con otros cristales y sobre todo con gotitas de agua sobre enfriada que va incorporando y por tanto incrementando su tamaño, estos cristales reciben el nombre de 'graupel'. El proceso de caída de las partículas en el interior de la nube es a veces tan intenso que provoca un fuerte viento descendente que llega a la superficie incluso antes que las gotas o granizo. Es posible que si el aire está lo suficientemente cálido y el graupel no es lo suficientemente grande, este funda formándose la gota de agua que llegará al suelo en forma de agua líquida. Ahora bien si el graupel es lo suficientemente grande o si el aire no está muy caliente el graupel llegará al suelo en forma de granizo. La figura 5.7 representa las etapas por las que pasa una nube de tormenta. Podemos ver en que etapa se encuentra analizando su morfología. Así por ejemplo si vemos una nube algodonosa compacta, podemos decir que las partículas que la componen son esencialmente agua líquida. Si ya vemos una nube algodonosa pero algo más deshinchada es que ya ha comenzado la congelación de las partículas de precipitación. Esta diferencia de textura se debe a que cuesta más evaporar un cristal de hielo que una gota de agua. Cuando una gota de agua se separa de la nube rápidamente se evapora y por lo tanto los límites de la nube son más nítidos. Es posible que la cima de la nube, donde las corrientes verticales son más débiles y más intensa la corriente horizontal, interactúe con la corriente horizontal de aire de la atmósfera libre deformándose y dando lugar a una 'toca' que tiene forma de yunque y que recibe precisamente este nombre.

Una vez que se ha producido la precipitación la nube pierde una de sus ingredientes principales, el vapor de agua y por tanto empieza a disiparse. Es posible también que no se alcance la precipitación y la nube comience a disiparse porque una de las fuentes de energía desaparezca, por ejemplo que comience el atardecer y el Sol deje de aportar energía.

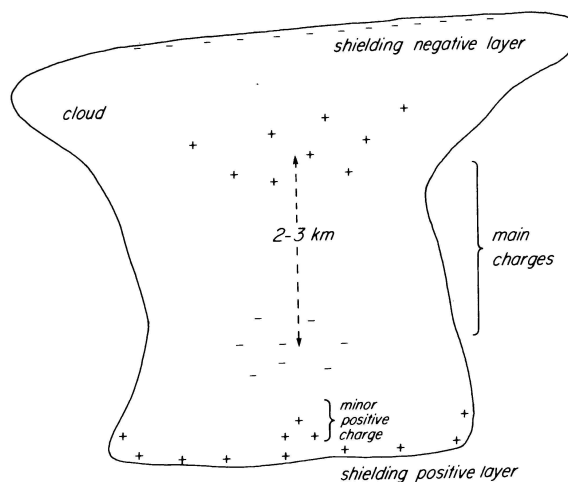


Figura 5.8: Estructura eléctrica de una nube tormentosa

5.7.1 Rayos y truenos

Desde los tiempos de Benjamin Franklin se sabe que los rayos no son otra cosa que poderosas descargas eléctricas. Desde entonces mucho se ha avanzado en el conocimiento de la electricidad de la atmósfera pero existen todavía ciertas cuestiones que no han sido todavía respondidas. Se sabe hoy día que la distribución de carga eléctrica en la nube es esencialmente la representada en la figura 5.7.1, en la que podemos ver que existe una parte central donde se encuentra la parte principal de la carga con cargas negativas en la parte inferior y cargas positivas en la superior. Así mismo existe una especie de ‘escudos eléctricos’ localizados en la base y en la cima y que se generan cuando pequeñas gotitas o cristales de hielo capturan algunas cargas que se movían hacia los centros principales de carga. La razón por la que se produce esta separación de la carga no está muy clara. Todo parece indicar que en el proceso de colisión entre partículas existe intercambio de cargas. Según parece, no todos los procesos de colisión provocan la coalescencia de las partículas colisionantes si no que en una buena proporción de casos las partículas chocan sin que se unan. Es en este proceso en el que la partícula más pequeña, se lleva consigo la carga positiva mientras que la más grande se lleva la negativa. Como las partículas más grandes tienden a estar en la parte inferior de la nube es por lo que en general la parte inferior registra una mayor proporción de cargas positivas que negativas. Según va evolucionando la nube cada vez se va depositando mas y mas carga negativa en la parte inferior de la nube. Como el suelo tiende a estar cargado positivamente, la magnitud del campo eléctrico entre la nube y el suelo va aumentando hasta alcanzar unos niveles que se produce la llamada ruptura del dieléctrico.³⁰ Este proceso de ruptura del dieléctrico se produce en un proceso paso a paso, inicialmente se ionizan unos 50 m en la parte inferior de la nube, descansa un momento, del orden de 50 μ s, siguiendo el proceso otros 50 m aproximadamente

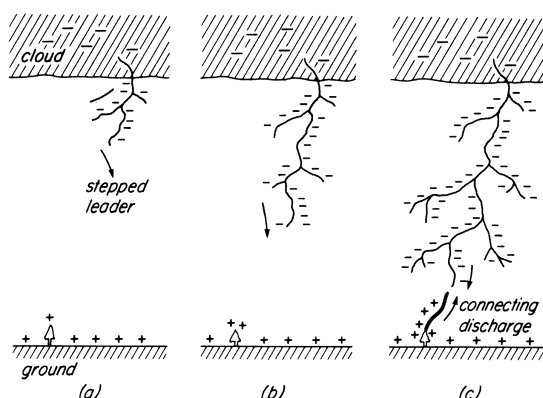


Figura 5.9: Proceso de formación de un rayo

descansando otro momento y así hasta llegar a las cercanías del suelo. Este proceso se hace a lo largo de un camino mas o menos tortuoso y recibe el nombre de *lider a pasos*. Ver la figura 5.7.1. Es un proceso débilmente luminoso y emite luz únicamente durante el proceso de avance que tiene una duración del orden de $1 \mu s$. Una vez cerca del suelo, sale del suelo un flujo de cargas (*descarga conectora*) que cierra el circuito. Una vez cerrado el circuito fluye una fuerte corriente desde la nube hasta el suelo neutralizando parte de las cargas negativas que existen en la nube. Esta corriente es mucho mas intensa que la descendente del *lider a pasos*, llega alcanzar valores de hasta $10\ 000\ A$ propagándose a velocidades de 10^7 a $10^8\ m/s$ y es fuertemente luminosa. Es llamado el latigazo de retorno. La cantidad de carga transportada no es muy grande, del orden de $30\ C$, que es la misma que pasa a través de una bombilla de $100\ W$ en un minuto, lo que sucede es que la diferencia de potencial entre la nube y el suelo es enorme, del orden de $10^8\ V$, por lo que la cantidad de energía liberada es muy grande, $E = V \times C \sim 30 \times 10^8 \sim 10^9\ J$. El proceso anterior va acompañado de un aumento enorme de la temperatura en el camino recorrido por el rayo, produciéndose una especie de explosión que origina una onda de choque llega a a nosotros en forma de onda sonora, es el trueno. Como el trueno viaja a la velocidad del sonido, unos $340\ m/s$ y la luz emitida por el rayo viaja a $300\ 000\ 000\ m/s$ podemos considerar que el rayo lo vemos de forma instantánea, por lo que, calculando el tiempo que tarda el trueno en llegar a nosotros ($3\ segundos = 1\ Km$) podemos evaluar a que distancia se encuentra la tormenta. Debido a que en el interior de la nube existen zonas cargadas con cargas de signo distinto, se producen también descargas en el interior de la tormenta, son los llamados relámpagos.

Dada la gran cantidad de energía liberada y la enormes diferencias de potencial involucradas, el rayo es normalmente mortal para los hombre y animales, por lo que debemos de evitarlos al máximo. Existe en electricidad un efecto, llamado efecto punta, que consiste en que las cargas eléctricas tienden a desplazarse a las puntas de los objetos. Es pues por la punta de los objetos por

donde se tiende a cerrar el circuito entre la nube y el suelo. Por eso debemos de evitar si estamos en el campo situarnos debajo de los árboles sobre todo si estos están aislados, pues la copa de los árboles tiende a hacer de efecto punta. Un buen sitio si estamos en el campo y tenemos vehículo es meternos en su interior pues están aislados del suelo por los neumáticos.

Además de los efectos sonoros y luminosos que producen los rayos, las descargas eléctricas van acompañadas de la emisión de radiación de ondas electromagnéticas llamadas *esféricas* que se producen en diferentes zonas del espectro electromagnético. Entre ellas tenemos ondas de radio. Todo el mundo ha tenido la oportunidad de escuchar en la radio diversos ‘chasquidos’ cuando se ha producido el rayo o el relámpago. Existen detectores de estas ondas electromagnéticas, desplegando una red de estos detectores en superficie es posible evaluar la posición y el número de rayos o relámpagos que se producen por lo que es posible evaluar la trayectoria que sigue una tormenta. Esta información tiene un evidente interés para la agricultura, protección civil, etc., pues nos permite tomar medidas antes de que la parte más dañina de la tormenta nos pueda afectar.

Notas

²⁸El ácido sulfúrico gaseoso se forma mediante la hidratación de óxido sulfúrico y este mediante la oxidación del óxido sulfuroso ($\text{OH} + \text{SO}_2 \rightarrow \text{HOSO}_2$; $\text{HOSO}_2 + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_3 + \text{HO}_2$; $\text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{SO}_4$). El óxido sulfuroso es emitido por ejemplo cuando se queman carbones de baja calidad. También es importante como fuente de ácido sulfúrico la oxidación del sulfuro de dimetilo ($(\text{CH}_3)_2\text{S}$) que es emitido por ciertas algas marinas y justifica la gran cantidad de sulfato amónico que se encuentra en el aerosol oceánico

²⁹La presión de vapor de equilibrio no se hace infinita pues esta ecuación deja de ser válida para radios extremadamente pequeños

³⁰Un condensador eléctrico consiste en dos placas metálicas cargadas con cargas de distinto signo separadas con un material no conductor llamada dieléctrico. Resulta que si aumentamos el campo eléctrico entre las placas, aumentando por ejemplo la carga eléctrica que tiene cada una de ellas, llega un momento que el dieléctrico que existe entre ambas placas pierde sus propiedades no conductoras haciéndose conductor, se dice entonces que se ha producido la ruptura del dieléctrico (El campo eléctrico es tan grande que deforma a las moléculas que componen el dieléctrico llegando a separar a los electrones de sus órbitas quedando libres convirtiéndose el dieléctrico en un conductor)

Capítulo 6

Introducción a la meteorología dinámica

6.1 Ecuaciones del movimiento.

Vamos en esta sección a deducir cuáles son las ecuaciones del movimiento. Empezaremos analizando la ecuación de conservación del momento lineal, o ley de Newton para terminar con la ecuación de conservación de la energía o primer principio.

6.1.1 Conservación del momento lineal.

Al introducir anteriormente la ecuación hidrostática, vimos que en la atmósfera están actuando las fuerzas de presión y las fuerzas de volumen. A este conjunto de fuerzas debemos de añadir las fuerzas de rozamiento presentes en todo movimiento que implique el desplazamiento de unas partes del fluido respecto de otras. Así pues la ecuación de Newton la podemos poner como

$$m\mathbf{a} = \mathbf{F}_v + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_r$$

siendo \mathbf{a} la aceleración de una burbuja de aire de masa m , \mathbf{F}_v la fuerza de volumen, \mathbf{F}_p la fuerza debida a la presión y \mathbf{F}_r la fuerza debida al rozamiento. Vamos a ver como expresar cada una de las fuerzas que aparecen en esta ecuación.

Como en el caso de la hidrostática, las fuerzas de volumen que actúan sobre la burbuja se reducen al peso de la misma, esto es, $\mathbf{F}_v = -mg\mathbf{k}$ siendo \mathbf{k} un vector unitario en el sentido vertical ascendente, m la masa de la burbuja y g la aceleración de la gravedad. En cuanto a las fuerzas de presión, según vimos en la sección dedicada a la ecuación hidrostática, no son proporcionales

a las presiones propiamente dichas, si no a las diferencias de presión. Considerar el siguiente experimento, coged un libro que no pese demasiado y ponerlo entre las dos manos apoyando estas en las tapas y de tal forma que el libro quede en posición vertical. Podemos considerar la fuerza que hacen las manos sobre las tapas del libro como la presión que actúa sobre cada una de las caras de una burbuja de aire en forma cubo. Si hacemos la misma fuerza en ambas caras del libro este permanece quieto. Ahora bien si con una mano hago una fuerza mayor que con la otra el libro se mueve, ¿ que provoca este movimiento ? Pues la diferencia de fuerzas ejercidas por las manos, esto es la diferencia de presión. Así pues lo que importa a la hora de provocar el movimiento de la burbuja mediante la presión no es la presión en sí, si no la diferencia de presión a uno y otro lado de la burbuja. Las fuerzas de rozamiento no las parametrizaremos por ahora.

La expresión de la fuerza de presión la dedujimos, en su componente vertical, en el capítulo 4 al estudiar la hidrostática. Vimos que tenía como expresión

$$F_{pz} = -\frac{\partial p}{\partial z}$$

De la misma manera para el resto de las componentes

$$F_{px} = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad F_{py} = -\frac{\partial p}{\partial y}.$$

. De estas expresiones deducimos que la fuerza de presión es proporcional a la variación de la presión con la distancia. La variación de una cierta propiedad con la distancia se conoce con el nombre de gradiente. El gradiente, es un vector (tiene tres componentes, una en cada eje (x, y, z)), que va en el sentido de las presiones crecientes. Vemos por tanto que la fuerza de presión es igual al gradiente de presión cambiado de signo, esto significa que la fuerza de presión actúa desde las presiones más elevadas a las mas bajas. Puesto que, como acabamos de decir, la fuerza de presión es proporcional al gradiente de presión, se la suele denominar como fuerza del gradiente de presión \mathbf{F}_{gp}

Así pues la ecuación del movimiento, suponiendo que sólo actúan la gravedad y la fuerza de presión, la podemos poner como

$$\rho \mathbf{a} = -\rho g \mathbf{k} + \mathbf{F}_{gp} \quad (6.1)$$

Para ver como se ha obtenido esta ecuación recordad como se dedujo la ecuación de la hidrostática. Aunque se ha escrito una única ecuación, en realidad ésta contiene tres ecuaciones, una para cada componente (x, y, z) . Se ha supuesto que el vector unitario \mathbf{k} va en la dirección de la vertical ascendente sobre la superficie de la Tierra.

Si se tienen en cuenta la fuerza de rozamiento \mathbf{f}_r que, siempre que haya diferencias de velocidades

entre las burbujas, va a aparecer tenemos como ecuación para la aceleración de la burbuja la expresión

$$\rho \mathbf{a} = -\rho g \mathbf{k} + \mathbf{F}_{gp} + \rho \mathbf{f}_r \quad (6.2)$$

6.1.2 Efectos de la rotación de la Tierra.

De acuerdo con las leyes de Newton, la ecuación del movimiento que hemos deducido es válida únicamente en un sistema de referencia inercial, esto es un sistema que se está moviendo con movimiento rectilíneo y uniforme. Ahora bien, puesto que la Tierra se mueve en movimiento de rotación y nosotros nos movemos solidarios con ella resulta que un sistema de referencia situado sobre la superficie de la Tierra no es un sistema de referencia inercial. No obstante todavía podemos utilizar las ecuaciones anteriores añadiendo unas fuerzas ficticias que nos permitan seguir utilizándolas. Estas fuerzas ficticias son la fuerza de Coriolis y la fuerza centrífuga. Las leyes de Newton establecen que en un sistema de referencia inercial, si no aplicamos una fuerza, una masa que se mueve con movimiento rectilíneo y uniforme permanece con dicho movimiento. O bien si una masa permanece en reposo sigue en reposo indefinidamente. Vamos a considerar un ejemplo típico para descubrir la fuerza de Coriolis. Suponed que tenemos un mosca moviéndose sobre un brazo de un tocadiscos que vaya desde el centro hasta la periferia. Suponed que el experimento lo ve un observador situado en el centro sin moverse. Este observador verá que la mosca se mueve con velocidad uniforme a lo largo del brazo. Ahora bien si se pone un observador sobre la superficie del disco, que supondremos se mueve en el sentido contrario a las agujas del reloj veremos que la mosca se mueve con movimiento curvilíneo hacia el exterior y en sentido de las agujas del reloj. El observador situado sobre el disco, piensa, “yo estoy quieto esa mosca se mueve con movimiento curvilíneo respecto de mí, por lo tanto de acuerdo con la ley de Newton esa mosca está afectada por una fuerza que tiende a provocarle el movimiento curvilíneo que observo”. ¿ Cuanto vale esta fuerza ?, pues, se puede demostrar que vale

$$F_c = -2m\Omega v_r$$

siendo Ω la velocidad angular del disco (observador), m y v_r la masa y la velocidad relativa del cuerpo (la mosca) respectivamente. Según hemos dicho anteriormente, la mosca, que se mueve hacia el exterior, la vemos (desde el disco) torcerse hacia la derecha. Esto mismo sucede sobre las superficie de la Tierra. Resulta que la Tierra se mueve en sentido contrario a las agujas del reloj, lo mismo que el disco, alrededor de su eje de rotación que pasa por los polos. Para un observador situado en una cierta latitud ϕ , la velocidad de rotación local, esto es, respecto de su vertical, es igual a la proyección respecto de ésta (la vertical) del vector velocidad de rotación Ω de la Tierra.

Esta velocidad de rotación vale $\Omega \sin \phi$. Así pues el observador ve moverse a la mosca como si estuviese girando en un disco con velocidad de rotación $\Omega \sin \phi$. Al igual que antes si sale una mosca desde la posición del observador hacia el exterior, verá que la mosca se desplaza hacia la derecha, como si se le aplicase una fuerza que vale,

$$F_c = 2m\Omega \sin \phi v_r$$

pues ahora la velocidad del disco es $\Omega \sin \phi$. Utilizando la teoría de vectores se puede demostrar que la anterior expresión toma la forma

$$\mathbf{F}_c = 2m(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_r)$$

siendo $\boldsymbol{\Omega}$ el vector velocidad de rotación de la Tierra y \mathbf{v}_r el vector velocidad relativa.

Para un observador situado en el hemisferio Sur las cosas pasan al revés, la mosca tiende a desviarse a la izquierda pues ahora los observadores están cabeza abajo respecto de los observadores en el hemisferio norte y por tanto la velocidad de rotación de la Tierra respecto de ellos ha cambiado de signo. En las ecuaciones anteriores se refleja por el hecho que ϕ es negativo en el hemisferio sur. En el ecuador como ϕ vale cero la fuerza de Coriolis es nula.

Así mismo todo el mundo hemos tenido la oportunidad de sentir otra fuerza ficticia que es la fuerza centrífuga. Para ello basta que nos subamos a un tiovivo o entremos con cierta velocidad con un coche en una curva. Respecto de nuestro punto de vista, estamos quietos pues estamos cómodamente sentados en el coche y sin embargo sentimos una fuerza hacia el exterior, es la fuerza centrífuga. Para que tenga lugar la fuerza de Coriolis es necesario que el cuerpo se este moviendo respecto del observador no inercial mientras que, si el cuerpo esta inmóvil, la fuerza de Coriolis es nula mientras que sigue existiendo la fuerza centrífuga. Esta fuerza no depende del estado de movimiento del objeto, solo del estado de movimiento del observador. Para un observador sobre la superficie de la Tierra vale

$$\mathbf{F}_{cent} = -\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R})$$

siendo \mathbf{R} el vector que marca la posición del observador sobre la superficie de la Tierra y $\boldsymbol{\omega}$ la velocidad angular de la Tierra. Esta fuerza actúa en dirección ortogonal al eje de rotación de la Tierra. Es la responsable, por ejemplo, de la forma elipsoidal de la Tierra. Como es bien sabido, la Tierra tiene una forma de calabaza con un radio ecuatorial mayor que el polar. Esa forma achatada por los polos se debe a que la Tierra cuando se enfrió ya estaba sometida a las fuerza centrífuga y esta fuerza es mayor en el ecuador que en los polos, donde se anula. Así pues teniendo en cuenta todo lo dicho anteriormente, las ecuaciones del movimiento para un observador sobre la superficie

de la Tierra las ecuaciones del movimiento son

$$\rho \mathbf{a} = -\rho g \mathbf{k} + \mathbf{F}_{gp} + \rho \mathbf{f}_r - \rho 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) - \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{R})$$

como la fuerza de centrífuga no depende de la velocidad, lo que se hace es incluirla dentro de la definición de la gravedad. Piénsese que el campo gravitatorio al que estamos sometidos es en realidad una combinación de la atracción gravitatoria de la Tierra y la fuerza centrífuga de la misma, así pues podemos poner como ecuación del movimiento

$$\rho \mathbf{a} = -\rho g \mathbf{k} + \mathbf{F}_{gp} + \rho \mathbf{f}_r - \rho 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) \quad (6.3)$$

teniendo en cuenta que la aceleración es la derivada de la velocidad con respecto al tiempo, la ecuación del movimiento resulta ser la expresión

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\rho g \mathbf{k} + \mathbf{F}_{gp} + \rho \mathbf{f}_r - \rho 2(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}) \quad (6.4)$$

6.2 Análisis de escala. Viento geostrófico

La anterior ecuación aunque sencilla en apariencia, dado que es altamente no lineal, resulta muy difícil de integrar. En realidad solo ha podido ser integrada por métodos numéricos. Para entender la naturaleza física y dinámica de la circulación atmosférica es con frecuencia necesario primeramente clasificar, de acuerdo con ciertos criterios, los diferentes tipos de circulación atmosférica observados. Se puede entonces aislar un tipo de circulación y su naturaleza dinámica ser examinada con la ayuda de las ecuaciones del movimiento resultantes.

Los movimientos que tienen lugar en la atmósfera se pueden clasificar de diferentes formas. Un método que ha resultado ser muy útil está basada en la clasificación de los movimientos de acuerdo con los tiempos y las longitudes de escala involucrados. Normalmente las longitudes de escala temporal y espacial están relacionados, pues cuanto mayor es la longitud de escala mayor es la ‘longitud’ temporal. Los mayores sistemas de circulación en la atmósfera tienen un tamaño comparable con el diámetro de la Tierra (del orden de 10000 Km $\sim 10^7$ m). Los más pequeños son del orden del recorrido libre medio de las moléculas en la base de la atmósfera (del orden de 10^{-7} m). esto significa que existen ¡ 14 ! ordenes de magnitud entre los más grandes y los mas pequeños. Esto da una idea de la complejidad que representan los movimientos atmosféricos.

Una posible división, existen otras en la bibliografía, de los fenómenos o movimientos atmosféricos puede ser: movimientos a *escala planetaria*, movimientos a *escala sinóptica*, movimientos *mesoescala*, movimientos *microescla*, ver la figura 6.1. Las fronteras entre los diferentes movimientos no es nítida, pues las escalas del movimiento son continuas. Así mismo, dentro de los

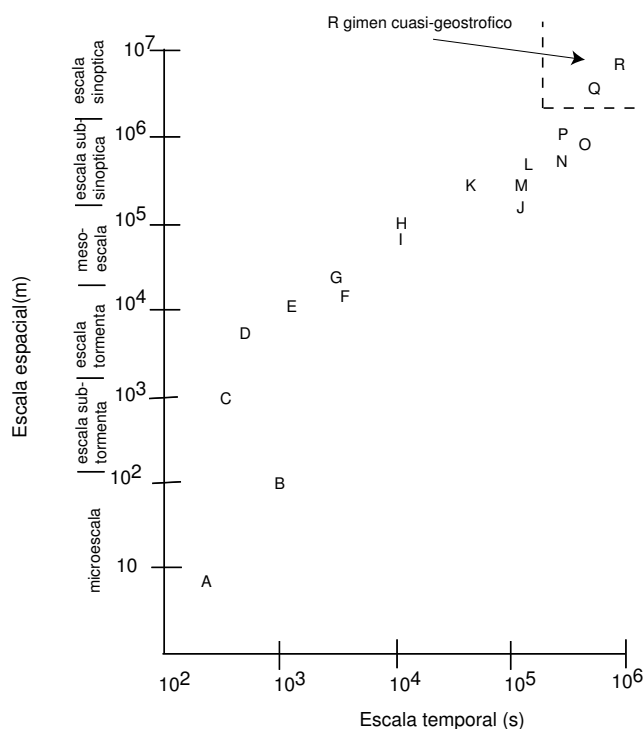


Figura 6.1: Escalas horizontales de diversos fenómenos meteorológicos: A, remolinos; B, tornados; C, cúmulos; D, reventones; E, gust fronts; F, mesociclones; G, tormentas; H, brisas marinas, brisas de valle/montaña, meso altas y meso bajas; I, bandas de precipitación; J, frentes costeros; K, sistemas mesoescalares convectivos; L, corriente en chorro de bajo nivel; M, la línea seca; N, ciclones tropicales; O, corriente en chorro en altura; P, frentes superficiales, Q, ciclones y anticiclones extratropicales; R, vaguadas y dorsales de las ondas planetarias.

diferentes tipos existen otros subtipos que no comentaremos aquí. No obstante cada tipo mencionado tiene alguna característica propia que lo distingue de los demás. En cada tipo es posible también introducir diferentes aproximaciones en las ecuaciones del movimiento. Los movimientos a escala planetaria son sistemas de circulación atmosférica con una escala horizontal del orden del diámetro de la Tierra. Ejemplo típico de este tipo de circulación son las llamadas células de Hadley y Ferrel. Los movimientos a escala sinóptica tienen una escala más pequeña que los movimientos a escala planetaria, pero cuyas características más importantes son aún distinguibles mediante una red de observación convencional. La distancia entre los observatorios de la red convencional es del orden varios cientos de Km. La mayor parte de los sistemas de circulación observados en el tiempo diario, anticiclones, borrascas etc., pertenecen a este tipo de escala.

Los movimientos con una escala de 10 - 100 Km son llamados movimiento mesoescalares. Ejemplo de estos tenemos a las ondas de montaña, tormentas, huracanes etc.

Los movimientos con dimensiones menores de la decena de Km, constituyen los llamados movimiento microescalares. Estos van desde los pequeños remolinos que se producen en el aire, del orden de centímetros, a pequeñas nubes convectivas. Los movimientos de este tipo constituyen lo

Tabla 6.1: Escalas de los movimientos atmosféricos

Longitud de escala	Dimensiones Típicas (Km)	Ejemplos
Planetaria	10000	Celula de Hadley
Sinóptica	1000	Ciclones latitudes medias
Mesoescala	100	Tormentas
Pequeña escala	< 10	Pequeños cúmulos

que en meteorología recibe el nombre de micrometeorología y juegan un papel muy importante en la dinámica del primer Km de la atmósfera, zona de la atmósfera donde se producen los intercambio de energía masa y momento con la superficie de la Tierra.

La tabla 6.1 nos muestra un resumen del las diferentes escalas.

Dada su importancia, vamos a introducir valores típicos de velocidad de viento, temperatura y presión de los sistemas sinópticos en la ecuación del movimiento para ver qué mecanismos son importantes en este tipo de movimiento. Basados en datos observacionales podemos emplear los siguientes valores

$U \sim 10$ m/s	velocidad de escala horizontal
$W \sim 1$ cm/s	velocidad de escala vertical
$L \sim 10^6$ m	longitud de escala horizontal
$D \sim 10^4$ m	longitud de escala vertical
$\Delta p/\rho \sim 10^3$ m ² s ⁻²	escala de fluctuaciones de presión horizontal
$L/U \sim 10^5$ s	tiempo de escala

introduciendo estos datos en las ecuaciones del movimiento podemos obtener la siguiente tabla para los valores típicos de cada término que interviene en la ecuación del movimiento

	aceleración	fuerza de presión	fuerza de coriolis	fuerza de la gravedad
Componente x	du/dt	$-(1/\rho)\partial p/\partial x$	$2\Omega v \sin \phi$	-
escalas	$U/(L/U)$	$\Delta P/(\rho L)$	$2\Omega U$	-
Magnitudes (m/s ²)	10^{-4}	10^{-3}	10^{-3}	-
Componente w	dw/dt	$-(1/\rho)\partial p/\partial z$	$2\Omega u \cos \phi$	g
escalas	$W/(L/U)$	$P/(\rho H)$	$2\Omega U$	g
Magnitudes (m/s ²)	10^{-7}	10	10^{-3}	10.

Ecuación similar a la componente x se obtiene para la componente y .

Fijémonos en la componente w de la tabla anterior, podemos ver que la aceleración vertical es unas 10^8 veces más pequeña que la componente vertical de la fuerza de presión y de la fuerza de la gravedad, así pues sin miedo a confundirnos demasiado podemos despreciar la aceleración vertical frente a las otras dos fuerzas. Lo mismo ocurre con el término vertical de la fuerza de Coriolis que

aparece en la tabla. Así pues, en procesos a gran escala la atmósfera se comporta como si estuviese en equilibrio hidrostático y por tanto podemos poner

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$

Debemos de pensar que la aproximación hecha no significa que la aceleración vertical sea nula si no que es muy pequeña frente a los otros dos términos. Así mismo las velocidades verticales son muy pequeñas. Debemos de pensar que debido al campo gravitatorio a las burbujas les cuesta más trabajo moverse en la vertical que en horizontal, pues en en la dirección horizontal, salvo la presión, no tienen esencialmente ningún impedimento para moverse, sobre todo en altura donde el rozamiento es muy débil. Así pues las velocidades verticales en estas escalas grandes son muy débiles (que no nulas). Podemos por tanto suponer que los movimientos son cuasihorizontales.

Si nos fijamos en la componente horizontal, la fuerza de presión y la fuerza de Coriolis son del mismo orden de magnitud, mientras que el término de la aceleración es un orden de magnitud menor, podemos pensar por tanto que en procesos a escala sinóptica la fuerza de presión horizontal y la fuerzas de Coriolis se encuentran en equilibrio. Bajo estas condiciones de equilibrio e podemos hacer la siguiente cadena de razonamiento:

1. Fuerza neta cero
2. Según la ley de Newton, bajo la hipótesis anterior, la velocidad es constante
3. Si la velocidad es constante significa que el movimiento es rectilíneo y uniforme
4. Por lo que sabemos, la fuerza de Coriolis actúa normal a la velocidad hacia su derecha
5. Si la fuerza de presión equilibra a la fuerza de Coriolis, debe de ir va hacia la izquierda del vector velocidad.
6. Como la fuerza de presión va desde las altas a las bajas, la velocidad ha de dejar a la izquierda a las bajas presiones y a la derecha a las altas.
7. Como la fuerza de presión es ortogonal a las isobaras las isobaras han de ser paralelas al vector velocidad y por tanto rectas.

Esta disposición se puede observar en la figura 6.2 ¿ Cuánto vale el viento geostrófico ?. Suponed que escogéis como eje \vec{s} el eje que va en la dirección del viento geostrófico y el eje \vec{n} uno normal a él a su izquierda³¹. Según vimos antes, la aceleración de Coriolis vale

$$2\rho\Omega \text{ sen } \phi v_g$$

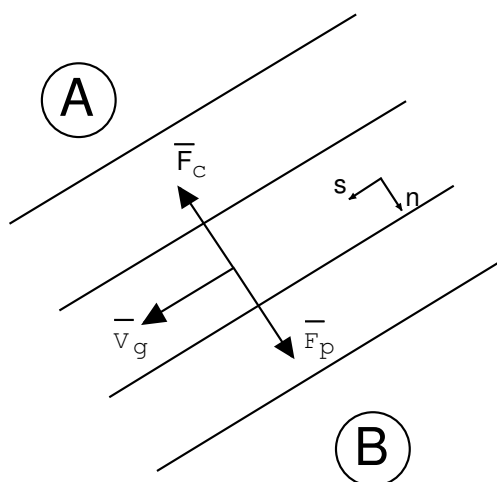


Figura 6.2:

y va hacia la derecha, esto es en la dirección $-\vec{n}$ por lo que en realidad deberíamos escribir

$$-2\rho\Omega \text{sen } \phi v_g$$

La fuerza de presión va en la dirección opuesta a la fuerza de Coriolis y por tanto va en la dirección $+\vec{n}$. Como hemos visto antes vale

$$-\frac{\partial p}{\partial n}$$

Como su suma ha de ser cero, tenemos

$$-\frac{\partial p}{\partial n} - 2\rho\Omega \text{sen } \phi v_g = 0 \quad (6.5)$$

y por tanto

$$v_g = -\frac{1}{\rho 2\Omega \text{sen } \phi} \frac{\partial p}{\partial n}$$

A la cantidad $2\Omega \text{sen } \phi$ se la suele designar por f y recibe el nombre de factor de Coriolis. Así pues,

$$v_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (6.6)$$

Tenemos que recalcar que el viento geostrofico no es igual al viento real, entre otras cosas, las isobaras normalmente no son rectas, pero sí es una aproximación buena del viento real.

Teniendo en cuenta que el viento geostrofico deja a la izquierda a las bajas presiones y a la derecha a las altas, si tenemos un centro de bajas presiones los vientos van a circular dejando la

baja a su izquierda, por lo tanto van a girar en el sentido contrario a las agujas del reloj. Se dice entonces que tenemos una circulación *ciclónica*, ver la figura 6.3. Por el contrario si tenemos una zona de altas presiones, el viento gira dejando la alta a su derecha, por lo tanto el viento gira en el sentido de las agujas de un reloj, se dice entonces que tenemos un flujo anticiclónico, ver la figura 6.4. Lo contrario sucede en el hemisferio sur.

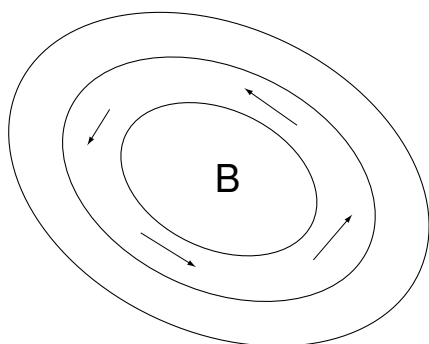


Figura 6.3: Circulación ciclónica

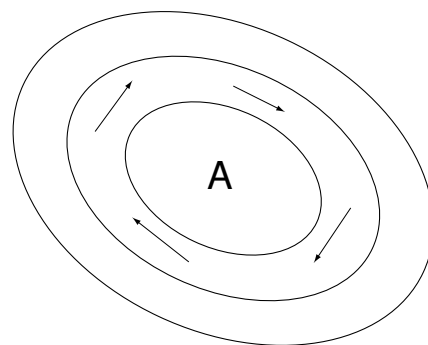


Figura 6.4: Circulación anticiclónica

La ecuación (6.6) nos dice que cuanto mayor sea el número de isóbaras en una misma distancia Δn mayor es la cantidad $\frac{\Delta p}{\Delta n}$ por lo que más intenso será el viento geostrófico. Por esta razón, cuando nos presentan el mapa de isóbaras (líneas de igual presión) a nivel de superficie en las noticias del tiempo en televisión, en aquellas zonas donde la concentración de isóbaras es muy alta el viento es muy elevado.

6.2.1 Viento del gradiente

Para que el viento geostrófico de cuenta del viento real entre otras cosas las isobaras han de ser rectas, ¿Qué pasa si las isobaras no son rectas? En este caso el viento tiende a seguir a las isóbaras (se sigue verificando que la atmósfera se aproxima al equilibrio geostrófico) y por tanto a curvarse, por lo que aparecen fuerzas centrífugas. Ahora existe un equilibrio entre la fuerza de Coriolis, la fuerza de presión y la fuerza centrífuga. La fuerza centrífuga viene dada por la expresión

$$-\frac{V_{gr}^2}{R}$$

siendo R el radio de curvatura y V_{gr} la velocidad del viento resultante del equilibrio. Añadiendo este nuevo término a la ecuación de equilibrio geostrófico (ecuación 6.5), obtenemos

$$-\frac{V_{gr}^2}{R} - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} - f \cdot V_{gr} = 0$$

siendo V_{gr} el viento de gradiente y R el radio de curvatura de las isóbaras, como antes $\Delta p/\Delta n$ representa la fuerza de presión. Teniendo en cuenta que por definición,

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} = fV_g$$

la anterior expresión se puede poner como

$$\frac{V_{gr}^2}{R} = -f \cdot V_{gr} + f \cdot V_g = f \cdot (-V_{gr} + V_g) \quad (6.7)$$

de donde podemos obtener el valor del viento de gradiente. Existen dos posibilidades (en realidad 4, pero nosotros discutiremos sólo 2, que son las más frecuentes), que podemos ver en la figura 6.5: la baja regular y la alta regular.



Figura 6.5: Balance de fuerza para dos tipos de situaciones: baja regular (izquierda) y alta regular (derecha).

En el caso de la baja regular la fuerza de presión va en la dirección a la baja, y la fuerza de Coriolis en sentido contrario. Como la circulación es ciclónica, el viento deja a la izquierda a la baja (hemisferio norte). La fuerza centrífuga va hacia el exterior, de tal forma que, como se ve en la figura, la fuerza de presión equilibra a la suma de la fuerza de Coriolis y la fuerza centrífuga y por tanto, en este caso, la fuerza de Coriolis no necesita ser tan intensa como en el caso geostrófico (actúa ella sola) para equilibrar a la fuerza de presión. Como la fuerza de Coriolis es proporcional a la velocidad, esta última es menor que en el caso de viento geostrófico. Así pues, en el caso de baja regular el viento geostrófico, en el Hemisferio Norte, sobreestima al viento del gradiente que se aproxima más al viento real. En el caso de alta regular sucede todo lo contrario, el viento geostrófico subestima al viento real.

Tanto en el caso del viento de gradiente como en el caso de viento geostrófico, que no olvidemos son aproximaciones al viento real, hemos supuesto que las isobaras son paralelas entre sí. Esto tiene como consecuencias que el viento sea constante. En el caso de que esto no sea así, si no que las isobaras tienden a juntarse o tienen a separarse, el viento en esta situación tiende a acelerarse si las isóbaras tienen a juntarse y a frenarse si las isóbaras tienden a separarse.

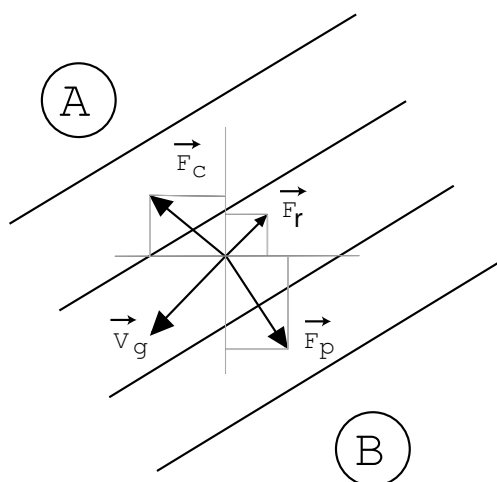


Figura 6.6: Modificación del viento geostrofico debido a la fuerza del rozamiento.

6.2.2 Efecto del rozamiento

Para acabar esta sección, hemos de comentar el efecto del rozamiento sobre la dirección del viento. En física se parametriza usualmente la acción del rozamiento como una fuerza que es proporcional a la velocidad y actúa en sentido contrario al que se mueve el cuerpo. Así pues, supuesto que no exista curvatura en las isobaras y tengamos equilibrio entre las tres fuerzas, Coriolis, presión y rozamiento, el viento ya no se mueve paralelo a las isobaras si no que tiende a moverse hacia la zona de bajas presiones. Esta disposición la podemos ver en la figura 6.6 Por lo tanto, el rozamiento tiende a provocar convergencia hacia la zona de bajas y divergencia hacia la zona de altas. Esto tiene como consecuencia que en la zona central de las bajas presiones el aire tienda a ascender, mientras que en las zona de altas presiones el aire tienda a descender. Estos ascensos y descensos pueden tener cierta importancia. Así por ejemplo, en el caso de un anticiclón, al aire que desciende se tiende a calentar y puede llegar a producir inversiones, las llamadas inversiones subsidentes, que tienen importancia desde el punto de vista de la difusión de contaminantes. El efecto del rozamiento es mas importante cerca del suelo y según ascendemos en altura este efecto se va perdiendo progresivamente, a unos 1000 metros aproximadamente este efecto dejar prácticamente de producirse.

6.2.3 Isóbaras e isohipsas

Prácticamente todos hemos tenido la oportunidad de ver un mapa del tiempo en las noticias del tiempo, bien sea en la televisión bien sea en el periódico. En este mapa del tiempo se muestra la distribución de isóbaras a nivel del mar, esto es las líneas que unen puntos con la misma presión. Cuando nos fijamos, por ejemplo en la isóbara de 1000 mb, lo que estamos viendo es en realidad la intersección de la superficie de 1000 mb con el nivel $z = 0$. Esta es una manera de visualizar

las superficies isobáricas (superficies de igual presión): mediante la intersección de las superficies con ‘planos’ de altura conocida, como es la superficie media del mar, (que se supone es el ‘plano’, $z = 0$). Podemos imaginar las superficies de igual presión como si del relieve del terreno se tratase. Habrá zonas donde aparezcan montañas o colinas, habrá zonas de valles, habrá zonas de dorsales o crestas, zonas de collados, e incluso habrá zonas de fosas o calderas. Al igual que a la hora de dar un mapa topográfico, representamos las llamadas líneas de nivel, uniendo aquellos puntos que tienen igual altura, en los mapas topográficos atmosféricos se dan las curvas de nivel que unen los puntos que tienen igual altura de una superficie isobárica, estas curvas reciben el nombre de isohipsas. Al igual que una colina se representa por curvas concéntricas cuya altura va creciendo hacia el centro, la colina isobárica, o alta presión, se representa como un conjunto de isohipsas cerradas que va creciendo hacia el centro. Por el contrario, la zona de fosa, se representa mediante un conjunto de líneas de nivel cerradas que van disminuyendo hacia el centro, la zona de bajas presiones, o fosas isobáricas, se ven mediante isohipsas cerradas que van disminuyendo hacia el centro. La forma en la que aparecen los valles y las dorsales dependerá de su orientación, como veremos más adelante, en general en la atmósfera los valles y dorsales están inclinados hacia el norte, bien sea noreste bien noroeste. Las dorsales aparecerán como curvas convexas hacia el norte cuya altura va disminuyendo en esa dirección, mientras que los valles se representan como curvas convexas hacia el norte cuya altura va también disminuyendo también hacia el norte. Ver la figura 6.7

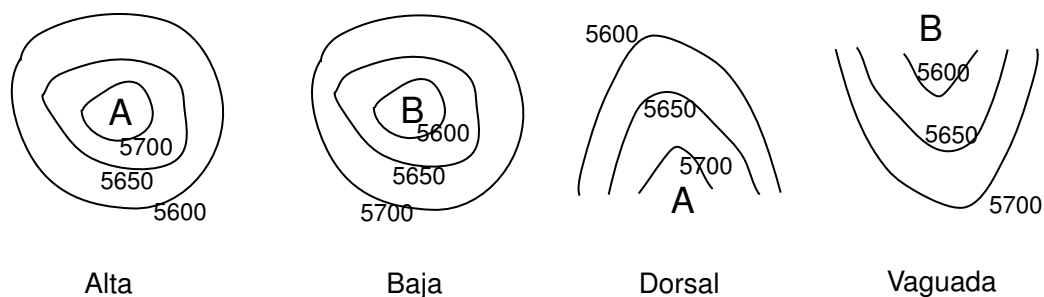


Figura 6.7: Distribución de isohipsas en una zona de: altas presiones, bajas presiones, dorsal y vaguada. Los números representan la altura en metros de la superficie isobárica

De la misma manera podemos representar la superficie de igual altura, solo que ahora en vez de aparecer líneas de igual altura como antes nos aparecen líneas de igual presión, como sucede con el mapa de superficie. Si la presión crece hacia el centro tenemos una alta, si decrece hacia el centro tendremos una baja y si aparece un valle tendremos un sistema abierto con curvatura y presiones decrecientes hacia el norte y si aparece una dorsal tendremos un sistema abierto con curvatura y presiones crecientes hacia el Sur. Hemos dado la situación normal de las vaguadas y dorsales, lo cual no significa que no aparezcan en otras orientaciones. La figura 6.8 representa una distribución tridimensional de una superficie isobárica y su correspondiente reflejo en la forma de las isobaras en superficie.

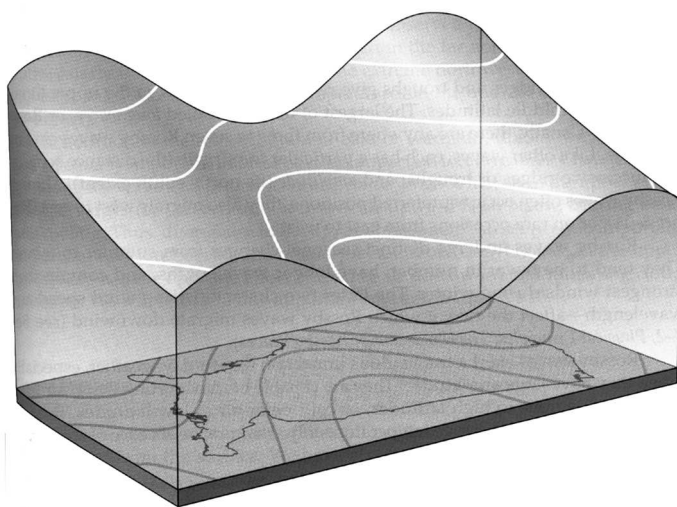


Figura 6.8: Representación tridimensional de una superficie isobárica. Obsérvese que la superficie está inclinada hacia el norte

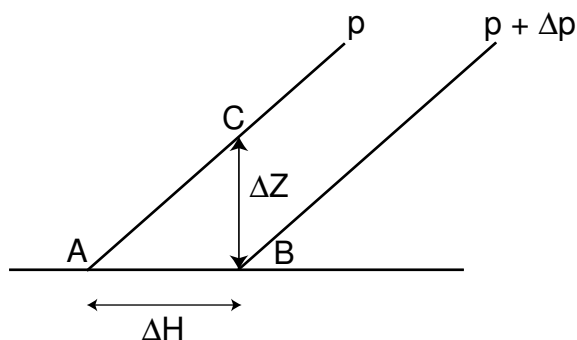


Figura 6.9: Distribución de isobaras en superficie y su correspondiente corte vertical.

6.2.4 Relación entre las isohipsas y el viento geostrófico

Si nos fijamos detenidamente en la separación entre las isobaras, la distancia que existe entre ellas en superficie es directamente proporcional a la inclinación (medida en ángulo respecto de la vertical) de las isobaras. Como el viento geostrófico es proporcional al gradiente de presión en superficie, esto es $v \sim \Delta p / \Delta H$, al aumentar ΔH con el aumento de la inclinación, disminuye el viento geostrófico. La relación exacta la podemos obtener si nos fijamos en la figura 6.9. La diferencia de presión a lo largo de la horizontal Δp_H es la misma cambiada de signo que la diferencia de presión a lo largo de la vertical Δp_z

$$\Delta p_H = -\Delta p_z$$

teniendo en cuenta la ecuación hidrostática,

$$\Delta p_H = -\Delta p_z = \rho g \Delta z$$

por lo que el viento geostrófico vale

$$v_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta H} = \frac{1}{\rho f} \rho g \frac{\Delta z}{\Delta H} = \frac{g}{f} \frac{\Delta Z}{\Delta H}$$

la cantidad $\Delta Z/\Delta H$ mide la inclinación respecto de la horizontal de las superficies isobáricas, por lo que la anterior ecuación nos dice que la velocidad del viento geostrófico es proporcional a la pendiente de las isóbaras. Así mismo esta misma expresión nos dice que el viento geostrófico es paralelo a las isohipsas, de la misma manera que lo era respecto de las isóbaras y que cuanto más juntas estén las isohipsas mayor será la velocidad del viento geostrófico. Esta expresión del viento geostrófico se emplea siempre que se utilice como coordenada vertical la presión en vez de la altura, cosa usual en meteorología.

6.2.5 Variación con la altura del viento geostrófico

Según hemos visto en la sección anterior, el viento geostrófico se produce como un equilibrio entre la fuerza de presión y la fuerza de Coriolis. Según vimos en el capítulo 4, al estudiar la hidrostática, la presión disminuye en altura, disminuyendo más rápidamente allí donde la temperatura es más baja. Esto quiere decir que si, por ejemplo, tenemos dos sitios a diferente temperatura con la misma presión en superficie, en altura las presiones son diferentes. Si las presiones son diferentes aparecerá una fuerza que hace mover el aire, así pues si en superficie el viento era nulo pues las presiones eran iguales en altura el viento es distinto de cero habida cuenta del cambio de presión en altura asociado a la variación de temperatura, debe de haber por tanto una relación entre la variación del viento con la altura y la variación horizontal de la temperatura. Para verlo, consideremos la ecuación hidrostática,

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$

teniendo en cuenta la ecuación de estado, tenemos (supuesto aire seco)

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{p}{R_d T} g$$

ecuación que podemos integrar y poner

$$z_2 - z_1 = R_d \bar{T} \log \frac{p_1}{p_2} \quad (6.8)$$

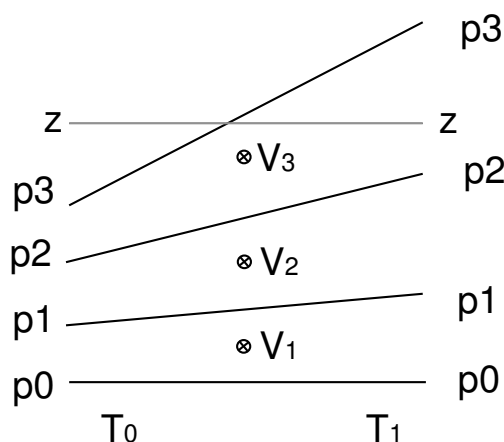


Figura 6.10: Variación de la presión con la altura en zonas con diferentes temperaturas. Se ha supuesto que $T_1 > T_0$.

donde \bar{T} es la temperatura media de la capa de aire comprendida entre las presiones p_1, p_2 . La anterior ecuación nos dice que la distancia entre dos isobaras aumenta con la temperatura media. Vamos a ver las consecuencias que tiene este efecto sobre el viento geostrofico. Para ello consideremos una situación en la que tengamos a nivel de superficie la misma presión, pero que tengamos diferentes temperaturas. De acuerdo con las anteriores ecuaciones, en la zona de temperaturas elevadas la distancia entre las isobaras es mayor que en la zona de temperaturas más bajas, de tal forma que si el gradiente de presión en superficie es nulo deja de ser nulo en altura, estableciéndose un gradiente de presión que va de la zona de bajas temperaturas a la zona de altas temperaturas, ver la figura 6.10, por lo que se establecerá un viento geostrofico que dejará a la izquierda la zona de bajas presiones, esto es, se establecerá un viento geostrofico que va hacia el interior del papel. Así pues si el viento en superficie era cero, pues la presión es homogénea en superficie, el viento geostrofico aumenta con la altura dejando la zona de bajas temperaturas a la izquierda. A la variación del viento geostrofico con la altura se denomina viento térmico.

6.2.6 Variación en altura de las estructuras de presión

Vamos a aplicar los principios desarrollados en las secciones anteriores a estudiar cómo evolucionan con la alturas los centros de bajas y altas presiones observados en superficie cuando cuando existen gradientes horizontales de temperatura. Si tenemos un campo de temperaturas horizontalmente homogéneo, la distancia vertical entre isobaras es la misma en todos los puntos por lo que la distribución de presiones encontradas en superficie se traslada a los diferentes niveles superiores, ver la figura 6.11. Ahora bien, si por ejemplo, el aire está más frío a una lado que al otro de un centro de bajas presiones, el eje de ésta se inclina hacia el lado de la zona más fría, ver la figura

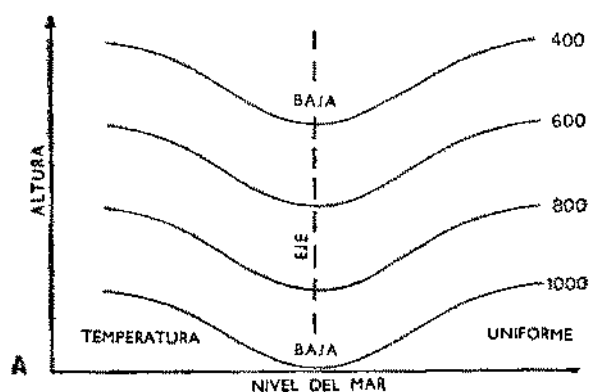


Figura 6.11: Sección de una superficie isobárica horizontalmente homogénea.

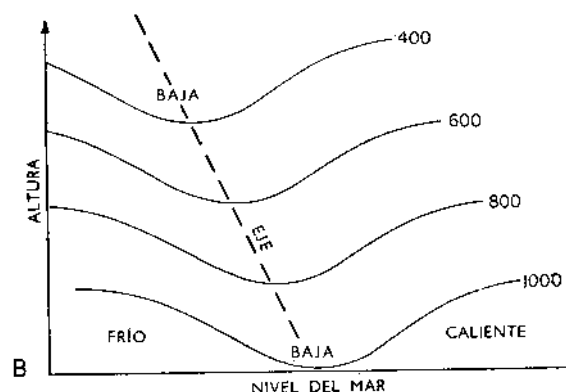


Figura 6.12: Sección de una superficie isobárica horizontalmente inhomogénea

6.12. Se pueden aplicar las siguientes reglas

- Una baja al nivel del mar con un núcleo frío se intensificará al aumentar con la altura (baja profunda)
- Una baja al nivel del mar con un núcleo caliente se debilitará en altura y puede pasar al ser una alta en altura (alta sobre baja)
- Una alta al nivel del mar con núcleo frío se debilitará al ascender y puede cambiarse por una baja en altos niveles (baja sobre alta)
- Una alta con un núcleo caliente se intensificará al aumentar en altura (alta profunda)

La figura 6.13 nos muestra una representación de las anteriores reglas.

Normalmente, la distribución de temperaturas no es simétrica respecto de los centros de bajas o altas. Así por ejemplo tenemos que normalmente las temperaturas son mas altas hacia el ecuador que hacia el polo. Además, la temperatura varía en la dirección este oeste. Por ejemplo, el aire al oeste de una baja en superficie (como procede de latitudes altas) será normalmente mas frío que el aire al este y en las zonas de alta presiones sucede lo contrario. La figura 6.14 nos muestra una posible distribución de presiones en las que se ha tenido en cuenta las anteriores observaciones. Las reglas anteriores que son válidas para sistemas simétricos se complementan con estas dos

- El eje de una baja simétrica al nivel del mar está inclinado hacia la región donde la columna de aire está más fría (baja oblicua)
- El eje de una alta asimétrica al nivel del mar está inclinado hacia la región en que la columna de aire está mas caliente (alta oblicua)

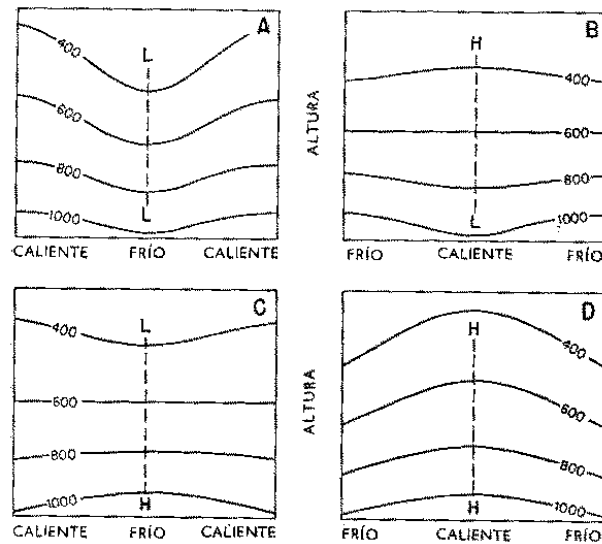


Figura 6.13: Diferentes secciones que ponen de manifiesto la estructura vertical de bajas y altas simétricas.

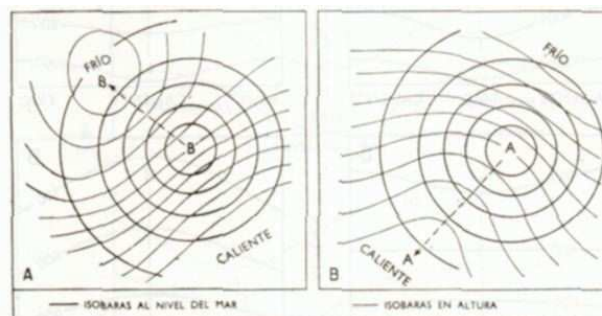


Figura 6.14: Esquemas de las líneas de nivel de la superficie de 1000 mb (líneas gruesas) y de las líneas de nivel de un superficie isobárica alta (por ejemplo 500 mb). El eje de la alta se inclina hacia la zona cálida y el de la baja hacia la zona fría.

6.3 Ecuación de conservación de la energía

Hemos visto hasta ahora las ecuaciones de conservación de la masa y la ecuación de conservación del momento, vamos a ver ahora la ecuación de conservación de la energía. Del primer principio visto en el capítulo 4 dedicado a la termodinámica,

$$d'Q = dH - V dp$$

siendo $d'Q$ el calor intercambiado por la burbuja con el medio exterior, dH la variación de entalpía, V el volumen de la burbuja y dp la variación de presión. Dividiendo por la masa de la partícula

$$d'q = dh - v dp$$

y dividiendo por dt , nos queda

$$\frac{Dh}{Dt} - v \frac{Dp}{Dt} = \dot{q}$$

donde hemos escrito la derivada másica para tener en cuenta que nos estamos refiriendo a variaciones de entalpía, presión, calor siguiendo el movimiento de la burbuja. A la velocidad a la que se da calor la hemos denominado por \dot{q} . Teniendo en cuenta que la entalpía $h = c_p(T - T_0) + h_0$,

$$c_p \frac{DT}{Dt} - v \frac{Dp}{Dt} = \dot{q} \quad (6.9)$$

Esta es una forma de la ecuación de la energía. Sustituyendo el volumen másico v a partir de la ecuación de estado,

$$c_p \frac{DT}{Dt} - \frac{RT}{p} \frac{Dp}{Dt} = \dot{q} \quad (6.10)$$

que es otra expresión de la ecuación de la energía. Despejando,

$$c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{RT}{p} \frac{Dp}{Dt} + \dot{q}$$

donde vemos que la variación de la temperatura de la burbuja se debe a compresiones o expansiones de la misma más las variaciones debidas al calor que se le da por otros medios (radiación, condensación, etc.). En general, en la troposfera, el segundo término se puede considerar mucho más pequeño que el primero. Reordenando se puede poner como

$$c_p \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} - R \frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} = \frac{\dot{q}}{T}$$

o bien teniendo en cuenta la expresión de la temperatura potencial,

$$\theta = T \left(\frac{p_{00}}{p} \right)^{R/c_p}$$

se obtiene

$$c_p \frac{1}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} = \frac{\dot{q}}{T} \quad (6.11)$$

que es otra versión de la ecuación de la energía utilizando la temperatura potencial. Si el sistema es adiabático se sigue que,

$$\frac{D\theta}{Dt} = 0 \quad (6.12)$$

6.3.1 Variación local de la temperatura

Las ecuaciones obtenidas en la sección anterior nos dan la variación de la temperatura como función del tiempo para una burbuja específica. dicho de otra manera, nos subimos en la burbuja y vamos tomando la temperatura de la misma. Ahora bien los meteorólogos no se montan en las burbuja si no que toman la temperaturas en puntos más o menos fijos del espacio (a veces se usan globos, aviones etc,) Así pues hemos de relacionar las variaciones de temperatura medida en puntos fijos con las variaciones de temperatura moviéndose con la burbuja. Para ver esta relación suponed que tenéis un burbuja que en un cierto instante t se encuentra en un punto de coordenadas x, y, p, t y tiene una temperatura $T(x, y, p, t)$ al cabo de un cierto tiempo δt la burbuja se ha movido a lo largo del eje x y encuentra en el punto $x + \delta x, t + \delta t$, donde la temperatura será $T(x + \delta x, t)$ (por simplicidad, se supone que la temperatura en este punto no ha cambiando durante el tiempo que tardó la burbuja en cambiar de sitio). Obviamente se verificará que

$$\delta x = u \delta t$$

siendo u la velocidad con la que se mueve la burbuja. Así mismo la variación de la temperatura de la burbuja será

$$\delta T = T(x + \delta x, t) - T(x, t)$$

de la definición de derivada,

$$T(x + \delta x, t) - T(x, t) = \frac{\partial T}{\partial x} \delta x$$

así pues

$$\delta T = \frac{\partial T}{\partial x} \delta x$$

Ahora bien, hemos visto que $\delta x = u \delta t$, por lo que

$$\delta T = \frac{\partial T}{\partial x} u \delta t$$

y por tanto

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{\partial T}{\partial x} u$$

donde en el primer miembro aparece la variación de la temperatura de la burbuja con el tiempo y en el segundo aparecen los valores de las temperaturas en los puntos. Si tenemos en cuenta las variaciones a lo largo de las otras coordenadas y, p y tenemos en cuenta también que durante el paso de un punto a otro la temperatura de los puntos también varían, la variación de la temperatura de la burbuja como función de la variación de la temperatura en los puntos vale,

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p}$$

siendo $\omega = dp/dt$ ecuación que nos relaciona la derivada másica, siguiendo el movimiento de la burbuja, con las variaciones en el espacio y en el tiempo de la temperatura. La cantidad $\partial T/\partial t$ es lo que se llama la variación local de la temperatura. Esto es, nos da la variación con el tiempo del un termómetro situado en un punto fijo, por ejemplo en el interior de una garita. La cantidad

$$-(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p})$$

recibe el nombre de advección térmica. Despejando la variación local de temperatura,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p}) + \frac{DT}{Dt}$$

si la variación de la temperatura de la burbuja es cero, la variación local vale

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p})$$

esto es, es igual a la advección. Vamos a analizar este término. Para ello nos fijaremos en la figura 6.15 donde un viento con velocidad \mathbf{v} atraviesa las isotermas $T_0 < T_1 < T_2$. ¿Qué sensación sentiremos en la isoterma 0?. En vez de dejar que el viento venga hacia nosotros. Hagamos lo contrario, dejemos el aire 'fijo' y movámonos nosotros a través de él. Según vemos iremos notando

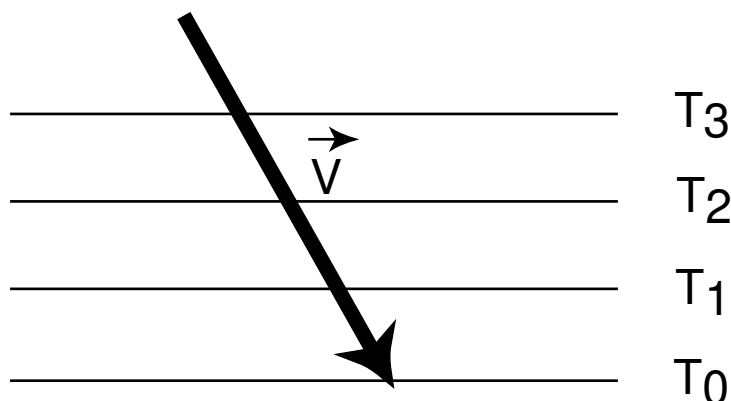


Figura 6.15: Figura que ilustra la advección térmica. Se supone que un viento con velocidad \mathbf{v} sopla atravesando isotermas $T_0 < T_1 < T_2$, etc.

aire más caliente. Así pues tendremos advección cálida.

En el caso en que la temperatura de la burbuja cambie, de la ecuación de la energía, 6.10, tenemos

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p}\right) + \frac{RT}{p} \frac{Dp}{Dt} + \frac{\dot{q}}{c_p} = -\left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \omega \left(\frac{RT}{p} - \frac{\partial T}{\partial p}\right) + \frac{\dot{q}}{c_p} \quad (6.13)$$

Así pues la variación local de la temperatura se debe a la advección horizontal más la advección vertical más la compresión más la debida al flujo de calor.

6.4 Divergencia horizontal y vorticidad

6.4.1 Divergencia horizontal

En flujos que se desarrollan de forma cuasihorizontal, como son los que se producen en la atmósfera, cuando uno se refiere a la divergencia, normalmente se refiere a la divergencia horizontal definida mediante el operador

$$\text{Div}_h = \frac{1}{\delta \mathcal{A}} \frac{D\delta \mathcal{A}}{Dt}$$

siendo $\delta \mathcal{A}$ el área horizontal de la burbuja. Es posible demostrar que la divergencia horizontal está ligada al movimiento vertical mediante la expresión

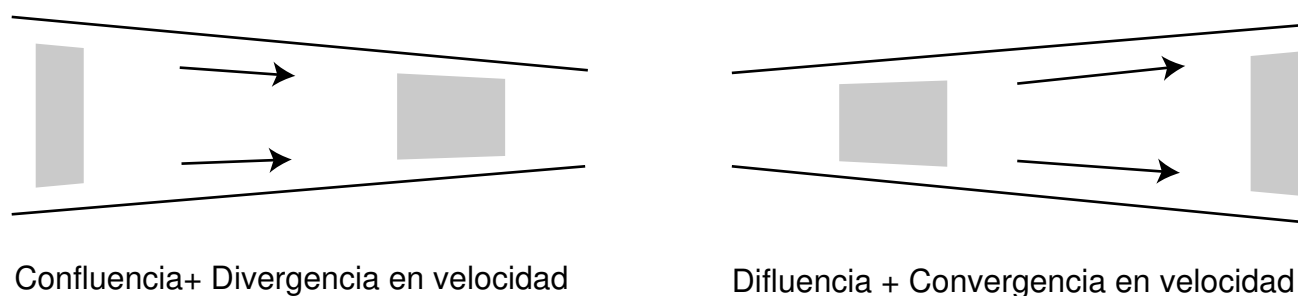
$$\frac{1}{\delta \mathcal{A}} \frac{D\delta \mathcal{A}}{Dt} = -\frac{\partial \omega}{\partial p}, \quad (6.14)$$

que constituye otra expresión de la ecuación de continuidad. Como hemos visto antes, $\omega = Dp/Dt$, resulta que ω es positivo cuando la burbuja desciende (la presión aumenta) y es negativo cuando la burbuja asciende (la presión disminuye). Supongamos que la divergencia horizontal es positiva, entonces

$$\frac{\partial \omega}{\partial p}$$

es negativo. Veamos que conclusión podemos sacar de este hecho. Supongamos que la velocidad ω es positiva, según lo que hemos dicho antes, las burbujas de aire en ese nivel están descendiendo. Suponed ahora, que ascendéis, un poco, por lo que la presión habrá disminuido, como por hipótesis $\partial \omega / \partial p$ es negativo, al disminuir p , aumenta ω , esto es al subir un poco aumenta ω , y por tanto las burbujas que están algo más arriba descienden más deprisa que las que están más abajo. Este proceso lógicamente tiende a que las burbujas se aprieten o se produzca un estrechamiento vertical. Esto equivale a suponer que tenemos un chicle y lo estiramos en el sentido horizontal, obteniendo como resultado que la pastilla se estrecha en el vertical. Lo contrario sucede si tenemos convergencia. Vemos pues que la divergencia horizontal esta conectada con variaciones en el movimiento vertical.

La divergencia horizontal la podemos separar en dos partes, la llamada divergencia en velocidad, que se produce debido a las diferencias de velocidad horizontal que tiene las burbujas y la divergencia en dirección, normalmente llamada difluencia o confluencia, dependiendo de que se trate de una divergencia o convergencia, y que se debe al cambio en la dirección de marcha de las burbujas. Para ver estos dos tipos de divergencia (convergencia) considerad una superficie de presión, por ejemplo 500 mb y una configuración de isohipsas como la que se muestra en la figura 6.16. Como en la parte



Confluencia+ Divergencia en velocidad

Difluencia + Convergencia en velocidad

Figura 6.16: Esquema de una confluencia más una divergencia en velocidad (izquierda) y una difluencia más una convergencia en velocidad (derecha)

de la derecha las isohipsas están más juntas significa que la velocidad de las burbujas allí será más rápida que en el lado izquierdo del diagrama que al estar más separadas las isohipsas la velocidad será menor. Debido a estas diferencias de velocidad el trapecio dibujado se está estirando (la parte delantera va más deprisa que la trasera). Este proceso de estiramiento es lo que hemos denominado divergencia en velocidad. Ahora bien, resulta que las burbujas de aire tienden a moverse a lo largo de las isobaras (isohipsas), por lo que las burbujas tienden a confluir según avanzan hacia la derecha

provocando una convergencia haciendo que el trapecio se estreche en la dirección ortogonal a la marcha. Este proceso es lo que hemos denominado confluencia. El resultado es que el trapecio se ha estirado en un sentido y estrechado en el otro. Normalmente en la atmósfera la divergencia en velocidad se opone a la confluencia, esto es tenemos divergencia con confluencia y convergencia con difluencia (6.16)

6.4.2 Vorticidad

El concepto de vorticidad fue introducido en la mecánica de fluidos por Helmholtz en el siglo XIX y es una magnitud que mide la velocidad de rotación local de un fluido. Contrariamente a la divergencia que es una magnitud escalar (un número) la vorticidad es un vector y por tanto tiene tres componentes. Ahora bien como los procesos a gran escala en la atmósfera son cuasihorizontales, la componente más importante de la vorticidad es la componente vertical de tal forma que cuando se habla de vorticidad en meteorología nos referimos normalmente, a la componente vertical de la vorticidad y se suele designar por el símbolo ζ . ¿Cual es el significado físico de esta cantidad? Se puede demostrar que la vorticidad equivale a 2 veces la velocidad de rotación local. Se habla de rotación local, porque un fluido no es un sólido rígido y es muy complicado hablar de rotación en el caso de no tener un sólido rígido. ¿Cómo podemos medir experimentalmente la vorticidad?. Resulta relativamente sencillo: con un molinete. Suponed que tenéis un vaso de agua y que lo ponéis sobre una mesa rotante, por ejemplo encima de un plato de un giradiscos de los antiguos, al cabo de un cierto tiempo el agua gira con el vaso formando un único conjunto. Si ponéis el molinete en el centro, podéis ver que este gira, midiendo la velocidad de rotación local y por tanto la vorticidad. Ahora bien si ponéis el molinete en un sitio que no sea el centro ¿qué pasa?, pues que también gira y con la misma velocidad que antes, la velocidad a la que gire el vaso en la mesa girante. No solo se tiene vorticidad en el caso de fluidos que giren. Imaginad un fluido que va por una tubería transparente. Resulta que debido al rozamiento el fluido que está cerca de la superficie de la tubería irá más lentamente que el fluido que está en el centro. Si representamos por flechas proporcionales a la velocidad la velocidad de las partículas en el seno de la tubería podemos obtener una imagen como la que se muestra en la figura 6.17, en la que vemos que la velocidad varía como función de la distancia al centro, se dice en este caso que tenemos una cizalla, esto le sucede al viento cerca del suelo, cuanto más cerca del suelo estéis más despacio irá éste. Vamos a descubrir si tenemos rotación y por tanto vorticidad. Para ello pongamos un molinete y miremos si este rota. Mirando a la figura, ¿gira el molinete?. Pues si gira es que hay rotación local. Efectivamente este gira y es que, cuando hay cizalla, hay movimiento de rotación local y por tanto vorticidad. Lo que sucede en este caso es que además de rotación local hay deformación sin cambio de volumen y la combinación de los dos fenómenos, rotación y deformación, dan lugar a la cizalla sin que las líneas de flujo tengan que rotar, si no que van en línea recta. En general en la atmósfera la vorticidad

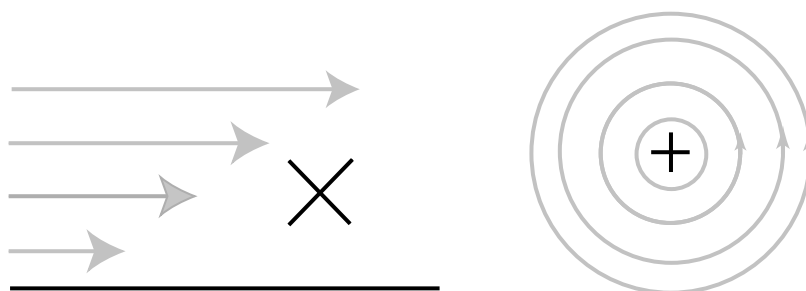


Figura 6.17: Dos casos con vorticidad distinta de cero: Izquierda, caso de una cizalla; derecha, caso de rotación. En ambos caso ¿ Gira el molinete ? Si la respuesta es 'si', es que hay vorticidad.

es suma de la vorticidad debida al giro y la vorticidad debida a la cizalla. Hay que tener un poco de cuidado cuando se examina la vorticidad debida al giro. Si metéis una batidora en el interior de un vaso y le quitáis el molinete de abajo y dejáis el eje de la batidora, podéis ver que el agua empieza a girar como en el caso de la mesa rotante pero ahora se puede ver que si ponéis el aspa esta no gira. En este caso se tiene el llamado vórtice irrotacional. En el caso de la atmósfera sucede esto mismo en los alrededores de un tornado, excepto en el interior del mismo la vorticidad en el exterior puede ser muy pequeña.

La vorticidad puede ser positiva o negativa. Si el movimiento es en sentido contrario a las agujas del reloj (movimiento de giro del sacacorchos para sacar el corcho) la vorticidad es positiva y el sentido se dice ciclónico. si el movimiento es en el sentido de las agujas del reloj el movimiento se dice anticiclónico y la vorticidad es negativa. En el caso de la Tierra, debido al movimiento de

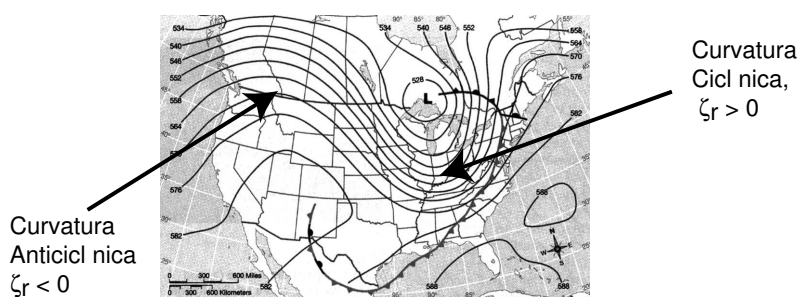


Figura 6.18: En la zona de la dorsal la vorticidad es negativa y el movimiento es anticiclónico, en la zona de la baja (L) la vorticidad es positiva y el movimiento ciclónico

la misma, aunque estemos quietos respecto de ella, nos movemos en el espacio con un movimiento de rotación respecto del eje de rotación de la Tierra que pasa por el polo. Vimos en una sección anterior que esto equivale a tener una velocidad de rotación respecto de un eje que pasa por la nuestra vertical igual a $\Omega \sin \phi$, siendo Ω la velocidad de rotación de la Tierra y ϕ la latitud. Como hemos dicho antes la vorticidad mide 2 veces la velocidad de rotación local, pues bien, asociado a nuestro movimiento solidario con la Tierra le asignamos una vorticidad $f = 2\Omega \sin \phi$, que recibe

el nombre de vorticidad planetaria. Si además nos estamos moviendo respecto de la Tierra, como es el caso del aire, tendremos en general una cierta vorticidad relativa (respecto de la Tierra) que designaremos por ζ_r , de tal forma que nuestra vorticidad total será la suma de las dos

$$\zeta_a = \zeta_r + f$$

Se puede demostrar que si u es la componente de la velocidad del viento a lo largo de un paralelo y v la velocidad del viento a lo largo de un meridiano de una partícula de aire respecto de la tierra, la vorticidad relativa vale

$$\zeta_r = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

donde x es medida a lo largo de un paralelo e y a lo largo de un meridiano.

Existe un teorema de conservación muy importante en la atmósfera y que está conectado con el principio de conservación del momento angular y que dice, suponiendo que el rozamiento es poco importante se verifica que

$$\frac{D(\zeta_r + f)_p}{Dt} = -(\zeta_r + f)\text{Div}_h$$

siendo Div la divergencia horizontal. El subíndice p nos indica que tenemos que medir las anteriores magnitudes a lo largo de superficies de igual presión.