

ORGANIZACION METEOROLOGICA MUNDIAL



COMPENDIO DE METEOROLOGIA

Para uso del
PERSONAL METEOROLOGICO DE CLASE I Y DE CLASE II

Editor
Aksel Wiin-Nielsen

VOLUMEN I
PARTE 2 - METEOROLOGIA FISICA

Preparado por
B. J. Retallack



OMM - N° 364

Secretaría de la Organización Meteorológica Mundial - Ginebra - Suiza



OMM - N° 364

COMPENDIO DE METEOROLOGIA - VOL. I, PARTE 2

PUBLICACIONES TECNICAS RECIENTES DE LA OMM

OMM
Nº

- International Cloud Atlas. Abridged edition. (Francés - Inglés.)
- International Cloud Album for Observers in Aircraft. (Francés - Inglés.)
- 8 - Guide to meteorological instrument and observing practices. 4ª edición. (Francés - Inglés.)
- 100 - Guía de Prácticas Climatológicas. (Español.)
- 134 - Guide to agricultural meteorological practices. (Francés - Inglés.)
- 168 - Guía de Prácticas Hidrometeorológicas. 2ª edición. (Español - Francés - Inglés.)
- 182 - Vocabulario Meteorológico Internacional. (Español - Francés - Inglés - Ruso.)
- 186 - Manual of aerodrome meteorological practices. (Francés - Inglés.)
- 188 - International meteorological tables. (Francés - Inglés.)
- 197 - Manual on meteorological observing in transport aircraft. (Inglés.)
- 219 - Training of hydrometeorological personnel. (Inglés.)
- 223 - Problem workbook for the training of Class III meteorological personnel. (Francés - Inglés - Árabe.)
- 240 - Compendium of meteorological training facilities. 4ª edición. (Francés - Inglés.)

OMM
Nº

- 258 - Guidelines for the education and training of meteorological personnel. (Francés - Inglés.)
- 261 - Problems in dynamic meteorology. (Inglés.)
- 266 - Compendio de apuntes para la formación del personal meteorológico de la Clase IV. Volúmenes I y II. (Español - Francés - Inglés.)
- 278 - Proceedings of the WMO/IAMAP Symposium on Higher Education and Training. (Roma, abril de 1970.) (Francés - Inglés.)
- 291 - Compendio de apuntes para la formación del personal meteorológico de la Clase III. (Español - Francés - Inglés.)
- 300 - Proceedings of the Conference on Meteorological Education and Training in Developing Countries in Africa (Argel, 1970). (Francés - Inglés.)
- 305 - Guide on the Global Data-processing System. Volume II - Preparation of synoptic weather charts and diagrams. (Francés - Inglés.)
- 327 - Compendio de apuntes de climatología para la formación profesional del personal meteorológico de la Clase IV. (Español - Francés - Inglés.)
- 335 - Compendio de apuntes de climatología para la formación profesional del personal meteorológico de la Clase III. (Español - Francés - Inglés.)

ORGANIZACION METEOROLOGICA MUNDIAL



COMPENDIO DE METEOROLOGIA

Para uso del
PERSONAL METEOROLOGICO DE CLASE I Y DE CLASE II

Editor
Aksel Wiin-Nielsen

VOLUMEN I
PARTE 2 - METEOROLOGIA FISICA

Preparado por
B. J. Retallack

Traducido por el Lic. Claudio P. Martínez, del Servicio Meteorológico Argentino,
profesor de la Universidad de Buenos Aires y miembro del Grupo de expertos del Comité Ejecutivo
de la OMM sobre enseñanza y formación meteorológica



OMM - N° 364



INDICE

	Página
PARTE 2 - METEOROLOGIA FISICA	1
Introducción	3
<u>Capítulo I</u> - LA COMPOSICION DE LA ATMOSFERA	5
1.1 La composición del aire seco	5
1.2 Vapor de agua	7
1.3 Ozono	7
1.4 Dióxido de carbono	8
1.5 Aerosoles	9
1.6 Contaminación del aire	11
1.7 Tiempo y clima	13
<u>Capítulo II</u> - RADIACION SOLAR	14
2.1 Características del Sol	14
2.2 La naturaleza de la radiación solar	15
2.3 Distribución geográfica y estacional de la radiación solar ..	17
2.4 Atenuación de la radiación solar	19
2.5 Flujo normal del rayo directo en la superficie de la tierra .	20
2.6 Insolación debida al rayo directo en la superficie de la tierra	23
2.7 Distribución de la radiación solar bajo condiciones de cielo despejado	24
2.8 Distribución de la radiación solar en presencia de nubes	25
2.9 Distribución media de la radiación solar	26
<u>Capítulo III</u> - RADIACION TERRESTRE	28
3.1 Las características de la radiación terrestre	28
3.2 Absorción de la radiación terrestre	29
3.3 Transmisión de la radiación terrestre a través de la atmósfera	31
3.4 Cómputo de Simpson de la transferencia de radiación terrestre	32

© 1974, Organización Meteorológica Mundial
 ISBN 92 - 63 - 30364 - 9

NOTA

Las denominaciones empleadas en esta publicación y la forma en que aparecen presentados los datos que contiene no implican, de parte de la Secretaría de la Organización Meteorológica Mundial, juicio alguno sobre la condición jurídica de ninguno de los países o territorios citados o de sus autoridades, ni respecto de la delimitación de sus fronteras.

	<u>Página</u>
<u>Capítulo III</u> - RADIACION TERRESTRE (continuación)	
3.5 Generalización del coeficiente generalizado de absorción de Elsasser	34
3.6 Calentamiento o enfriamiento radiativo	35
<u>Capítulo IV</u> - EL BALANCE MEDIO DE CALOR	37
4.1 Evidencia histórica y geológica	37
4.2 Problemas de computación	38
4.3 La radiación solar y el sistema tierra-troposfera	38
4.4 Componente de onda larga del balance medio de calor	39
4.5 Efectos no radiativos	40
4.6 Resumen del balance medio de calor para el sistema tierra-troposfera	41
4.7 El efecto atmosférico de invernáculo	41
4.8 Gradiente meridional de temperatura en la troposfera	42
4.9 Transporte de energía hacia el polo en la troposfera	43
4.10 Mediciones de radiación sobre satélites	44
<u>Capítulo V</u> - TERMODINAMICA DEL AIRE SECO	50
5.1 Expansión de un gas a presión constante	50
5.2 Ley de la conservación de la energía	50
5.3 Calor específico	51
5.4 Primera ley de la termodinámica	51
5.5 Energía interna de un gas ideal	52
5.6 Energía interna de los gases reales	53
5.7 Procesos adiabáticos en gases ideales	53
5.8 Temperatura potencial	54
5.9 Constante específica del gas para el aire seco	55
5.10 Ecuación de estado para el aire seco	55
5.11 Calores específicos del aire seco	56
5.12 Procesos no adiabáticos en la atmósfera	56
5.13 Procesos adiabáticos en la atmósfera	56
5.14 Ecuación de Poisson para el aire seco	56
5.15 Formas alternativas de la ecuación de energía	57
5.16 Entropía	57
5.17 Proceso adiabático seco	58

	<u>Página</u>
<u>Capítulo VI</u> - TERMODINAMICA DEL AIRE HUMEDO	60
6.1 Los tres estados del agua	60
6.2 Calor latente	62
6.3 La ecuación Clausius-Clapeyron	63
6.4 Ecuación de estado para el vapor de agua	64
6.5 Parámetros de humedad	65
6.6 Ecuación de estado del aire húmedo	68
6.7 Relación entre R_m y R_d	68
6.8 Temperatura virtual	69
6.9 Cálculo de la temperatura virtual	70
6.10 Procesos isobáricos para el aire húmedo	71
6.11 Temperatura del punto de rocío	71
6.12 Temperatura del bulbo húmedo	72
6.13 Temperatura equivalente	72
6.14 Expansión adiabática del aire sin saturar	72
6.15 Procesos adiabáticos en el aire saturado	73
6.16 El proceso reversible	74
6.17 El proceso irreversible	74
6.18 La ecuación pseudoadiabática	75
<u>Capítulo VII</u> - EQUILIBRIO HIDROSTATICO	77
7.1 La fuerza de gravedad	77
7.2 Superficies de nivel	77
7.3 Geopotencial	78
7.4 Superficie equipotencial	79
7.5 Presión en un fluido en reposo	79
7.6 Equilibrio hidrostático	80
7.7 La ecuación hidrostática	80
7.8 Espesor de una capa atmosférica	81
7.9 La atmósfera tipo	83
7.10 Altimetría	84
7.11 Reducción de la presión al nivel medio del mar	86
<u>Capítulo VIII</u> - DIAGRAMAS TERMODINAMICOS	88
8.1 Uso de la presión como coordenada vertical	88

	<u>Página</u>
<u>Capítulo VIII</u> - DIAGRAMAS TERMODINAMICOS (continuación)	
8.2 Propiedades deseables de los diagramas meteorológicos	88
8.3 El tefigrama	89
8.4 El emagrama	91
8.5 El diagrama de Herlofson	94
8.6 Interpretación de un sondeo representado en un diagrama aerológico	95
8.7 Saturación de cantidades no registradas	95
8.8 Temperatura del bulbo húmedo	97
8.9 Temperatura equivalente	97
8.10 Propiedades conservativas de las masas de aire	98
8.11 Temperaturas pseudo-potenciales	99
<u>Capítulo IX</u> - ESTABILIDAD VERTICAL DE LA ATMOSFERA	101
9.1 Gradiente vertical de temperatura	101
9.2 Procesos no adiabáticos	102
9.3 Procesos adiabáticos	102
9.4 Gradiente adiabático seco	103
9.5 Gradiente adiabático saturado	104
9.6 Expresiones para el gradiente adiabático saturado	104
9.7 Estado de equilibrio	106
9.8 El método de la parcela	107
9.9 Aceleración vertical de la parcela	107
9.10 La aplicación del método de la parcela	109
9.11 Determinación de la estabilidad a partir de los diagramas aerológicos	109
9.12 Estado condicional	110
9.13 Inestabilidad latente	110
9.14 Areas positivas y negativas	112
9.15 Estabilidad de capas	112
9.16 Relación entre la inestabilidad latente y la potencial	114
9.17 Método de la capa	114
9.18 Variación diurna del gradiente vertical de temperatura	117
<u>Capítulo X</u> - NUBES Y PRECIPITACION	118
10.1 Núcleos de condensación	118

	<u>Página</u>
<u>Capítulo X</u> - NUBES Y PRECIPITACION (continuación)	
10.2 Efectos de curvatura y de solución	119
10.3 Sobrenfriamiento de gotitas	120
10.4 Núcleos de hielo	121
10.5 Precipitación desde nubes de agua	121
10.6 Precipitación desde nubes mixtas	122
10.7 Formación de nubes	124
10.8 Clasificación de las nubes	128
10.9 Formación de niebla	130
10.10 Depósitos superficiales	134
10.11 Cubierta nivosa	135
10.12 La estimulación artificial de la precipitación	136
<u>Capítulo XI</u> - OPTICA ATMOSFERICA	138
11.1 Visibilidad meteorológica	138
11.2 Energía luminosa	139
11.3 Contraste de brillo	139
11.4 Atenuación de la luz	140
11.5 Alcance visual	141
11.6 Fenómenos ópticos	142
<u>Capítulo XII</u> - ELECTRICIDAD ATMOSFERICA	145
12.1 Campo eléctrico de la tierra	145
12.2 Ionización atmosférica	146
12.3 La ionosfera	147
12.4 La composición eléctrica aire-tierra	149
12.5 Corriente de compensación	150
12.6 Separación de la carga eléctrica en las nubes	151
12.7 Descargas eléctricas en la troposfera	151
<u>Apéndice I</u> - División vertical de la atmósfera	153
<u>Apéndice II</u> - Radiación electromagnética	154
<u>Apéndice III</u> - Las leyes de los gases	166



PARTE 2

METEOROLOGIA FISICA



INTRODUCCION

A la meteorología física le incumbe el tratamiento de los procesos físicos que tienen lugar en la atmósfera. Este curso está por lo tanto basado sobre el conocimiento de las ciencias básicas recomendado por la Organización Meteorológica Mundial para el personal meteorológico de Clase II. Se sugiere, sin embargo, que el estudiante revise primeramente los tópicos expuestos en los apéndices y poder así familiarizarse con la terminología y los símbolos usados en las publicaciones de la OMM.

Comenzamos discutiendo la composición de la atmósfera y varios aspectos de la radiación en los primeros cuatro capítulos. Esto es seguido por un estudio de la termodinámica del aire seco y el aire húmedo en los Capítulos V y VI.

Los tres siguientes capítulos se ocupan del equilibrio hidrostático, de los diagramas termodinámicos y de la estabilidad vertical de la atmósfera. Las nubes y la precipitación se estudian entonces en el Capítulo X y éste conduce a los dos capítulos finales que están dedicados al tratamiento de la óptica y electricidad atmosféricas.

Siempre que ha sido posible se ha empleado la terminología y los símbolos usados en las publicaciones de la OMM, tales como el Vocabulario Meteorológico Internacional (Publicación N° 182 de la OMM) y las Tablas Meteorológicas Internacionales (Publicación N° 188 de la OMM). En el caso de la radiación, las definiciones, símbolos y unidades son usados de acuerdo con los correspondientes al Anexo 9A de la Guía de Instrumentos Meteorológicos y Prácticas de Observación (Publicación N° 8 de la OMM).

B.J. Retallack

Melbourne,
abril de 1972



Capítulo I

LA COMPOSICION DE LA ATMOSFERA

La atmósfera es la envolvente de gases que rodean a la Tierra y que se halla sujeta a la misma por la acción de la fuerza de gravitación. Dentro de ella se encuentran en suspensión pequeñísimas partículas sólidas y líquidas.

En este capítulo trataremos en primer lugar de la composición del aire seco. Nos ocuparemos luego del vapor de agua que desempeña un papel predominante en los procesos termodinámicos, puesto que el mismo puede cambiar de estado y transformarse en líquido o sólido. El vapor de agua tiene también importancia en los procesos de radiación, lo mismo que el ozono y el dióxido de carbono.

Nos ocuparemos luego de las distintas partículas sólidas y de las gotitas líquidas que se encuentran en suspensión en el aire. Ellas se hallan presentes en un rango de concentraciones muy amplio y afectan la transmisión de energía radiante a través de la atmósfera.

También hemos de tener en cuenta los efectos fisiológicos y los deterioros ocasionados por la contaminación del aire en los materiales. Es posible que ciertos cambios climáticos a largo plazo puedan derivar de cambios en la composición del aire. Dichos aspectos se discutirán en las secciones finales del capítulo.

1.1 La composición del aire seco

La Tabla 1.1 indica la composición del aire limpio y seco en la atmósfera inferior. Pueden también encontrarse vestigios de otros gases tales como monóxido de carbono, óxido nitroso, metano, etc.

En general, las relaciones de volumen de los principales constituyentes gaseosos del aire seco permanecen prácticamente constantes hasta el nivel de la mesopausa, esto es hasta una altura de aproximadamente 80 km. Ello indica que debe existir una mezcla vertical en gran escala suficiente como para contrarrestar la tendencia de los gases a separarse de acuerdo a sus respectivos pesos moleculares (separación por difusión).

Esta región se conoce como la homosfera y sus principales constituyentes son el nitrógeno y el oxígeno moleculares. El ozono (O_3) es, no obstante, un componente variable que se halla concentrado principalmente en la estratosfera. En las proximidades de la superficie terrestre pueden tener lugar también variaciones locales del contenido de dióxido de carbono (CO_2) de las muestras de aire.

Más allá de la mesopausa, los efectos de la fotodisociación del oxígeno molecular (O_2) por la radiación solar ultravioleta se tornan importantes. Por consiguiente, la concentración de O_2 disminuye, mientras que aumenta con la altura la concentración de oxígeno atómico (O). A los 130 km, algo así como las dos terceras partes de

las moléculas de oxígeno se han disociado en átomos individuales de oxígeno y alrededor de los 500 km sólo permanece muy poco O₂. El nitrógeno molecular se disocia con mayor dificultad y aún a 500 km la concentración de nitrógeno atómico (N) es muy pequeña.

Tabla 1.1

Composición del aire seco hasta una altura de 25 km

Gases constituyentes	Fracción molar %
Nitrógeno	78,09
Oxígeno	20,95
Argón	0,93
Dióxido de carbono	0,03
Neón	1,8 x 10 ⁻³
Helio	5,24 x 10 ⁻⁴
Kriptón	1,0 x 10 ⁻⁴
Hidrógeno	5,0 x 10 ⁻⁵
Xenón	8,0 x 10 ⁻⁶
Ozono	1,0 x 10 ⁻⁶
Radón	6,0 x 10 ⁻¹⁸

La región que está por encima de la homosfera se indica como la heterosfera. La misma se caracteriza por una disminución del peso molecular medio con la altura. Tiene lugar aquí la separación por difusión y los gases más livianos tienden a concentrarse en las capas superiores mientras que los más pesados se acumulan hacia abajo. Es por eso que esta región difiere de la homosfera puesto que en esta última el proceso predominante es el de la mezcla turbulenta.

Como un resultado de la separación por difusión, el contenido de oxígeno atómico aumenta con la altura mientras que decrece el de nitrógeno molecular. A muy grandes altitudes, el hidrógeno y el helio son los principales constituyentes.

La absorción, por presencia de moléculas, de la radiación ultravioleta solar en la parte superior de la atmósfera, puede dar por resultado la ionización en lugar de la disociación de las mismas. De aquí que hay un incremento de la cantidad relativa de electrones y de iones cargados positivamente, por encima de la altura de 60 km. La densidad real de electrones alcanza un máximo en las altitudes comprendidas entre 250 y 500 km, aunque pueden encontrarse también concentraciones a niveles inferiores. La región se conoce como ionosfera y la misma presenta propiedades que afectan la propagación de las ondas de radio.

La ionosfera se extiende hacia el espacio exterior hasta mezclarse con el tenue gas interplanetario. Los átomos neutros aún constituyen una proporción relativamente importante de la atmósfera, pero las colisiones entre ellos se tornan rarísimas

a una altura entre 500 y 600 km. El camino libre medio se hace tan grande que algunas de las partículas neutras escapan del campo gravitacional terrestre. Esta región se llama la exosfera.

1.2 Vapor de agua

Además de los gases que constituyen el aire seco, se halla presente el vapor de agua en proporciones variables y que pueden alcanzar hasta 4 por ciento en volumen. Su distribución es extremadamente variable en el tiempo y en el espacio, pero normalmente su concentración disminuye con la altura.

En muchos procesos físicos el vapor de agua se comporta en forma semejante a los otros gases atmosféricos, aunque posee propiedades especiales en lo que se refiere a la energía radiante. Además cambia frecuentemente su estado pasando a líquido o sólido.

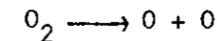
El vapor de agua se introduce en la atmósfera primero desde la superficie de la tierra por evaporación desde las superficies de agua o por la transpiración de las plantas. Posteriormente puede cambiar su estado por enfriamiento y pasar a líquido o sólido formando nubes o nieblas antes de retornar a la superficie terrestre como llovizna, lluvia, nieve, granizo, etc. Algunas veces el cambio de estado ocurre en la misma superficie terrestre dando por resultado la formación de rocío o escarcha.

1.3 Ozono

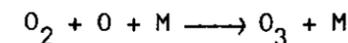
La cantidad total de ozono en una columna vertical de la atmósfera es relativamente pequeña. Si se la transportara al nivel del mar, equivaldría a una capa de solamente 0,3 cm de espesor. A pesar de ello, produce un efecto que sobrepasa en mucho su magra representación proporcional en la atmósfera. El mismo surge de su capacidad de absorción de ciertas longitudes de onda de la radiación ultravioleta que se recibe del sol.

La distribución vertical del ozono no es uniforme. Las medidas indican que la concentración de ozono aumenta con la altura, alcanzando un máximo alrededor de los 25 km para decaer luego a cantidades pequeñas alrededor de los 50 km. Por encima de este nivel, disminuye aún más hasta que, a los 70 km, queda muy poco ozono.

El ozono se forma en la atmósfera superior como resultado de dos procesos físicos sucesivos. El primero es la fotodisociación del oxígeno molecular (O₂) por la absorción de ciertas longitudes de onda de la radiación ultravioleta solar. Esto conduce a la producción de átomos de oxígeno.

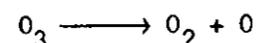


El segundo proceso involucra la formación de ozono por la colisión de átomos y moléculas de oxígeno en presencia de una tercera partícula (M).



Esta reacción tiene lugar mucho más fácilmente en la estratosfera superior. En esta región la densidad del aire es tal que está presente una proporción relativamente alta de moléculas diatómicas de oxígeno.

El ozono se descompone por fotodisociación. Este proceso involucra la absorción de radiación ultravioleta de diferentes longitudes de onda que las implicadas en la separación de los átomos de las moléculas diatómicas de oxígeno.



Si los procesos que conducen a la creación y destrucción de ozono estuviesen balanceados, tendría lugar un estado de equilibrio fotoquímico. En la práctica, este equilibrio rara vez se alcanza por períodos relativamente largos y tienen lugar variaciones diurnas. En particular la teoría del equilibrio no explica los perfiles verticales de ozono que se observa por debajo de los 35 km.

El ozono puede producirse también por las descargas eléctricas y en las pruebas de armas nucleares. Otra fuente es la descomposición del dióxido de nitrógeno que se introduce en la atmósfera por erupciones volcánicas, incendios de bosques, humos de fábricas, etc. Las cantidades de ozono que penetran en la atmósfera, provenientes de fuentes cercanas a la superficie terrestre son, a pesar de todo, relativamente pequeñas si se las compara con aquellas producidas por reacción fotoquímica en la atmósfera superior.

En la cantidad total de ozono contenida en una columna vertical tienen lugar variaciones estacionales y latitudinales. La cantidad máxima ocurre en primavera y la mínima en otoño. Es interesante notar que tanto el valor absoluto como los cambios proporcionales son menores en los niveles inferiores.

Se ha encontrado que la cantidad total de ozono por encima de un determinado punto de la superficie de la tierra depende también de los movimientos atmosféricos. Como resultado, su valor varía día a día.

A pesar de que el ozono es un constituyente menor de la atmósfera en términos de concentración relativa, sus efectos son significativos. El balance de radiación y la estructura térmica de la estratosfera están ampliamente controlados por la distribución de ozono. La radiación electromagnética solar en el intervalo de longitudes de onda comprendidas entre 0,23 a 0,30 micrones es fuertemente absorbida en la atmósfera superior, produciendo un marcado máximo de temperatura en una altitud próxima a los 50 km. Por consiguiente, el ozono resguarda efectivamente a la superficie terrestre de la radiación solar directa en esa banda de longitudes de onda, protegiendo de esa manera la vida humana y animal.

El ozono posee propiedades tóxicas. En concentraciones pequeñas ocasiona irritación de garganta, nariz y demás órganos del aparato respiratorio humano. La exposición a concentraciones mayores puede ser letal.

1.4 Dióxido de carbono

La Tabla 1.1 nos indica que el dióxido de carbono está presente en la atmósfera inferior en concentraciones de aproximadamente 0,03 por ciento en volumen. Esto se suele expresar como 300 p.p.m. (partes por millón).

En general, el valor del volumen relativo de dióxido de carbono no difiere mucho de aquel, por debajo de la mesopausa dado que los gases de la atmósfera se mezclan completamente por los movimientos turbulentos dentro de la homosfera. No obstante, pueden tener lugar variaciones de concentración locales en la atmósfera inferior, causadas por procesos tales como la respiración animal y humana, combustión, absorción y liberación de gases por los océanos, fotosíntesis y actividad volcánica. La concentración mayor se encuentra en las ciudades y muy cerca del suelo.

El dióxido de carbono se disocia por acción de la radiación solar de longitudes de onda menores que 0,1690 μ .



No obstante, el oxígeno molecular (O_2) también absorbe intensamente la energía solar en ese rango y tiende a proteger al dióxido de carbono de la fotodisociación. De aquí que la cantidad de CO_2 no es afectada sensiblemente por los procesos fotoquímicos hasta una altura de por lo menos 90 km. Por encima de los 110 km, sin embargo, su ausencia debe ser prácticamente total.

Veremos que el dióxido de carbono desempeña un papel importante en los procesos determinantes del balance de calor del sistema tierra-atmósfera. Absorbe débilmente la radiación terrestre saliente en una banda centrada en la longitud de onda de 10 micrones y fuertemente en bandas centradas en 4,3 y 15 μ . Se le presta especial atención a tales efectos de la radiación dado que es evidente que la concentración de dióxido de carbono en la atmósfera crece paulatinamente.

1.5 Aerosoles

A la suspensión de partículas sólidas y a las gotitas líquidas en el aire se las denomina aerosoles. Las citadas partículas y gotitas están presentes en una enorme cantidad y tienen radio efectivo entre 0,005 μ y 20 μ . Su concentración varía con el tiempo y el espacio en varios órdenes de magnitud.

Los aerosoles desempeñan un papel muy importante en la formación de las nubes, ya sea porque actúan como núcleos de condensación o núcleos de congelación. También actúan en las acciones químicas y los procesos eléctricos en la atmósfera. En concentraciones grandes pueden llegar a ser peligrosos para la salud, al extremo de poder provocar la muerte.

Un proceso que es responsable de la formación de aerosoles es el que se conoce como dispersión. El mismo involucra la desintegración de partículas grandes o de gotas para formar otras más pequeñas capaces de quedar suspendidas en el aire.

La acción química y la erosión por el agua durante un período de tiempo prolongado conducen a que la superficie terrestre sea cubierta por distintos tipos de suelos y por arenas. La acción del viento desmenuza las partículas y tamiza los granos más pequeños. Eventualmente, los distintos componentes se reducen a los tamaños pequeños necesarios para mantenerse suspendidos en el aire. En general, los radios efectivos de las partículas sólidas dispersas en el aerosol son mayores que 0,05 μ .

Una solución puede ser también desmenuzada y formarse a partir de ella un gran número de gotas pequeñas. Las mismas pueden permanecer en estado líquido o evaporarse dejando partículas sólidas suspendidas en el aire.

La solución más importante que tiene lugar en la naturaleza es el mar. Los vientos fuertes pueden crear olas y desprender espuma de sus crestas. Las gotitas formadas de esta manera resultan muy grandes y tienden a caer nuevamente al agua. Las gotas más pequeñas se originan comúnmente del estallido de las películas de los racimos de burbujas. Estos últimos se originan cuando rompen las crestas de las olas grandes y queda aire atrapado en el seno del agua, el cual se eleva luego a la superficie como burbujas.

Los procesos de combustión son también fuentes importantes de aerosoles. Los componentes volátiles del combustible pueden vaporizarse mientras que otras partes se desmenuzan mecánicamente. El material puede quemarse ya sea total o parcialmente.

Los componentes volátiles se enfrían rápidamente al mezclarse con el aire frío del entorno. La alta sobresaturación resultante conduce a la formación de gotitas extremadamente pequeñas en concentración muy grande, con radios típicos menores de $0,05 \mu$.

En el caso de casi todos los combustibles las partículas formadas por ruptura mecánica son principalmente de carbono. Las mismas son mucho menos numerosas que los productos de condensación, pero su tamaño medio es comúnmente diez o más veces más grande.

Muchos productos gaseosos se forman también durante los procesos de combustión, por ejemplo: el dióxido de carbono es liberado siempre por combustibles orgánicos y el dióxido de azufre por la combustión de muchos tipos de carbón.

Los procesos fotoquímicos pueden proporcionar productos que se convierten en partículas de aerosoles. En la atmósfera superior, la radiación ultravioleta del sol disocia e ioniza parte de los principales constituyentes atmosféricos. Tienen lugar luego reacciones que conducen a la formación de ozono y óxidos de nitrógeno. La oxidación ulterior por el ozono en presencia de vapor de agua puede dar lugar entonces a la formación de ácido nítrico.

En la atmósfera inferior se producen reacciones similares por la acción de los relámpagos. Las altas temperaturas que resultan del intenso destello producen las concentraciones iniciales de nuevos componentes. Las reacciones subsiguientes pueden ocurrir entonces más fácilmente.

La superficie terrestre es la fuente de grandes cantidades de gases capaces de convertirse en aerosoles. La descomposición de material animal o vegetal produce amoníaco (NH_3), mientras que de los pantanos y ciénagas surgen hidrocarburos de distintas especies. La respiración de los seres humanos y animales conduce a la formación de dióxido de carbono; las plantas liberan oxígeno. Las reacciones fotoquímicas son menos comunes cerca de la superficie terrestre, pero algo de cloro puede liberarse por la acción del sol sobre los componentes del agua del mar.

Los aerosoles se dividen en tres categorías, según su tamaño. Los rangos de sus radios efectivos son los siguientes:

- a) núcleos de Aitken : $< 0,1 \mu$
- b) núcleos grandes : $0,1 - 1,0 \mu$
- c) núcleos gigantes : $> 1,0 \mu$

Los núcleos de Aitken pueden ser sólidos o líquidos y pueden originarse a partir de materiales naturales o industriales. Debido a su pequeño tamaño, por lo general no constituyen una fuente importante de núcleos de condensación para la formación de partículas nubosas.

Los núcleos grandes incluyen partículas de sulfato de amonio, las que son abundantes particularmente en las áreas industriales. Los núcleos higroscópicos de este tamaño son lo bastante numerosos y poseen masa suficiente como para explicar el desarrollo de casi todas las gotitas que se hallan en las nubes.

Las áreas industriales son también una fuente de núcleos gigantes. En otros lugares, esos aerosoles son predominantemente partículas de cloruro de sodio de origen oceánico. Ellos penetran en la atmósfera cuando las burbujas de aire de la espuma se desintegran luego de ser expelidas desde la superficie del mar.

Los núcleos gigantes son los primeros en actuar como núcleos de condensación, en cuanto el aire se satura por enfriamiento. Ellos son, por lo tanto, los reponsables del desarrollo de las gotitas más grandes. A pesar de ser relativamente escasos en número hacen posible el desarrollo de un amplio espectro de tamaños de gotas. Veremos luego que esto conduce a la eficiente coalescencia de gotitas y subsiguiente precipitación desde las nubes formadas exclusivamente por gotitas de agua.

En general, la cantidad total de material en suspensión permanece prácticamente constante, excepto en aquellos lugares cuya industrialización va en aumento. Esto indica que deben existir mecanismos que reducen la cantidad del material del aerosol el cual es constantemente agregado a la atmósfera.

La precipitación es un importante agente en la remoción de los aerosoles de la atmósfera. Las partículas más grandes son generalmente los más eficaces núcleos de condensación y una vez formadas las nubes son casi totalmente removidos cuando tiene lugar la precipitación. Las partículas más pequeñas pueden ser colectadas por las gotas de nubes en crecimiento o arrastradas por las gotas de lluvia que caen.

En ausencia de nubes, hay otros factores que reducen el contenido de aerosol de la atmósfera. Por ejemplo: las partículas muy grandes que se elevan por la acción de los vientos fuertes sedimentan rápidamente bajo la acción de las fuerzas gravitacionales. En ciertas situaciones puede ocurrir también la coagulación de las partículas del aerosol, lo cual modifica su distribución e inhibe su retención por la atmósfera.

1.6 Contaminación del aire

En las últimas décadas se han observado cambios en la composición de la atmósfera, de una magnitud suficiente como para ser motivo de preocupación. Variaciones en la concentración de algunos componentes pueden tener lugar naturalmente, pero muchos de los cambios observados están relacionados con la actividad humana. Por ejemplo, está probado que el incremento en el contenido de dióxido de carbono de la atmósfera se relaciona con el mayor consumo de combustibles fósiles.



La contaminación del aire surge de la presencia de contaminantes sólidos, líquidos y gaseosos en la atmósfera en cantidades tales como para provocar daños materiales, afectar la vida humana, animal o vegetal, o interferir más allá de lo tolerable con la actividad humana normal y el placer de vivir. Para poder resolver la mayor parte de los problemas de contaminación del aire se hace necesario primero identificar y determinar las fuentes, propiedades y comportamiento de los contaminantes. Esto incluye una variedad de aerosoles y productos gaseosos.

Los contaminantes naturales son generalmente considerados nocivos si sus concentraciones exceden ciertos límites. Las impurezas gaseosas incluyen al dióxido de azufre, cloruro de hidrógeno, fluoruro de hidrógeno y sulfuro de hidrógeno de origen volcánico, pero los mismos se encuentran normalmente sólo en concentraciones pequeñas. Otros gases tóxicos incluyen el dióxido de nitrógeno que se forma por descargas eléctricas y el ozono que ya tratamos en el punto 1.3.

También se encuentra en la atmósfera materia natural en pequeñísimas partículas. Ello incluye los polvos de los desiertos, cenizas de los incendios de bosques, partículas de sal marina, polvos meteoríticos, polen de plantas y residuos muy finos de las erupciones volcánicas.

Las contaminaciones artificiales comprenden aquellos producidos por la actividad industrial, urbana y doméstica. Tipos de transporte tales como automóviles, aeroplanos, etc., son responsables también de buena parte de la contaminación. Las actividades agrícolas incluyen el rociado y la pulverización de insecticidas y pesticidas, la quema de vegetación, etc., que conducen a la introducción de muchas impurezas en la atmósfera. Además, las explosiones termonucleares son responsables de la generación de muchos contaminantes radioactivos.

Las actividades industriales utilizan combustibles para generar calor y fuerza motriz. Esto da como resultado la obtención de subproductos de desecho tales como humo, cenizas y dióxido de azufre. El carbón es el más común de los combustibles sólidos, pero se usan también el lignito, el cobre, la leña y otros. Los combustibles líquidos se utilizan también mucho y en ellos están incluidos los productos de la refinación del petróleo, la gasolina natural y el benzol. Además, los combustibles gaseosos como el gas natural y el manufacturado son fuentes muy importantes de energía industrial.

En la actualidad, el notable crecimiento de la producción industrial ha conducido a la introducción de crecientes cantidades de contaminantes en la atmósfera, entre los que se incluye a hidrocarburos, dióxido de nitrógeno, monóxido de carbono, aldehidos, fluoruros, ácidos orgánicos, amoníaco, alquitranes, etc.

Algunos de estos contaminantes son también emitidos por fuentes domésticas o urbanas. Los productos del petróleo líquido se usan comúnmente, mientras que el carbón ha sido empleado durante mucho tiempo en los hogares de muchos países. Entre las fuentes de partículas y gases nocivos se incluyen los basurales de las ciudades, automotores, incineradores, pulverizaciones de insecticidas, etc.

Tanto los contaminantes naturales como los artificiales pueden estar sometidos a ulteriores transformaciones en la atmósfera. Los procesos fotoquímicos pueden, por ejemplo, conducir a la producción de gases y aerosoles adicionales que son nocivos.

Así es como los hidrocarburos formados por la combustión incompleta de los productos del petróleo líquido pueden, con los óxidos de nitrógeno, en presencia de la luz solar, producir un nuevo grupo de gases tóxicos. Algunos de ellos provocan irritación en los ojos y en concentraciones mayores pueden llegar a ser letales.

En muchas ciudades, se introducen diariamente en la atmósfera varios cientos de miles de kilogramos de hidrocarburos solamente por los automóviles. Ellos también aportan grandes cantidades de monóxido de carbono. Los daños causados por la contaminación atmosférica, tanto fisiológicos como financieros, han hecho que muchos países orienten su legislación con el propósito de mitigarlos. Se ha prestado particular atención a la reducción de la cantidad de contaminantes emitidos por fuentes industriales y automotores.

El estudio de los problemas de la contaminación del aire involucra no solamente una investigación de la naturaleza de la emisión de contaminantes y sus efectos, sino también consideraciones acerca de la capacidad de la atmósfera para transportar y diluir los distintos contaminantes. Los meteorólogos están por lo tanto capacitados para asesorar a las autoridades civiles, determinando el potencial de contaminación para un lugar particular en un momento dado. Para ello deberán considerar conjuntamente la difusión turbulenta de la contaminación y su transporte masivo más allá de la fuente. Los factores físicos involucrados en estos procesos serán estudiados durante el curso.

1.7 Tiempo y clima

El estado físico de la atmósfera puede describirse mediante datos meteorológicos. Estos son las variables o fenómenos que caracterizan la condición de la atmósfera en un lugar y tiempo dados (por ejemplo: temperatura del aire, presión, viento, humedad, niebla, tormenta, etc.).

La Meteorología comprende tanto el estudio del tiempo como el del clima. El tiempo se describe en términos de valores instantáneos (o valores promedio de períodos cortos) de los datos meteorológicos. Si se usan promedios en tiempo, los períodos a considerar son del orden de los minutos o a lo sumo de horas.

El clima es la consideración del tiempo en un plazo largo. Los aspectos meteorológicos que se estudian en Climatología son los mismos del tiempo, pero el período a considerar abarca varios días, meses, años y aún centurias.

Es obvio que los factores que alteran la composición de la atmósfera afectarán a su vez su estado físico. Eventualmente, esto puede conducir a cambios climáticos significativos.

Si tenemos que predecir el estado de la atmósfera en un determinado instante futuro, es necesario estudiar, no sólo su composición, sino también los procesos físicos que la afectan. Casi toda la energía para esos procesos proviene del sol en forma de radiación electromagnética. Consideraremos ahora las características de esta radiación y mostraremos cómo es afectada por el sistema tierra-atmósfera.

Capítulo II

RADIACION SOLAR

El sol es la fuente principal de energía para la mayor parte de los procesos que ocurren en nuestro planeta. Otras fuentes tales como las estrellas y el interior de la tierra son despreciables por su pequeñez. La energía solar es generada por procesos de fusión nuclear los cuales tienen lugar cuando el hidrógeno es convertido en helio en el interior del sol.

Estudiaremos primeramente las características del sol y la naturaleza de la radiación solar. Esto será seguido por una discusión sobre la distribución geográfica y estacional de la radiación solar y su atenuación al pasar a través de la atmósfera de la tierra. Finalmente será estimada la disposición anual media de la radiación de onda corta proveniente del sol.

Antes de estudiar este capítulo sería conveniente revisar las definiciones y leyes de la radiación física contenidas en el Apéndice II.

2.1 Características del Sol

La energía generada en el interior del sol se traslada a su superficie desde donde es radiada al espacio. La región luminosa del sol es llamada fotosfera. Contiene gases calientes muy comprimidos y en varios estados de ionización.

El examen telescópico de la fotosfera revela una superficie jaspeada. Además, hay regiones oscuras (frías) llamadas manchas solares y áreas brillantes (calientes) llamadas faculas y flóculos.

Por encima de la fotosfera está la capa en la cual el gradiente se invierte. Ella no puede ser vista directamente pero está compuesta de gases algo más fríos, los cuales producen la mayor parte de las líneas de absorción de Fraunhofer que se observan en el espectro solar.

Si la fotosfera es eclipsada artificialmente o por la luna, es posible detectar otras dos capas. La primera aparece enrojecida y es conocida como la cromosfera. Consiste primariamente de los gases hidrógeno y helio a bajas presiones. También son observadas extensiones espectaculares de la cromosfera y éstas son llamadas protuberancias.

Encima de la cromosfera está la capa exterior del sol -la corona-. Su color es blanco plateado y está constituida por gases extremadamente tenues, los cuales se extienden hacia el exterior por millones de kilómetros.

El aumento de la actividad solar es muchas veces detectado en la cromosfera. Grandes regiones brillantes están asociadas con los grupos de manchas, y las protuberancias sufren variaciones rápidas en apariencia, brillantez y extensión.

La actividad más espectacular de la cromosfera es la fulguración. Es una erupción intensa y de corta duración, durante la cual un gran área en la vecindad de una región activa se hace varias veces más brillante en un intervalo de pocos minutos. Entonces gradualmente se atenúa y en pocas horas o menos la región vuelve a su brillo original. Durante las fulguraciones ocurren gigantescas explosiones y algo del material solar es expelido totalmente fuera del sol. Además, hay una emisión acrecentada de radiación electromagnética.

Cuando las características observables del sol son presentadas con una frecuencia e intensidad mayor que la usual, se dice que el sol está "activo" o "perturbado", en contraste con los denominados períodos de calma.

2.2 La naturaleza de la radiación solar

Aproximadamente el 99 por ciento de la radiación electromagnética emitida por el sol se encuentra dentro del rango de longitud de onda comprendido entre 0,15 y 4,0 μ . La distribución espectral de esta energía corresponde al 9 por ciento en el ultravioleta, 45 por ciento en la visible y 46 por ciento en el infrarrojo. Nos referiremos a esta energía cuando hablamos de radiación solar.

Las observaciones realizadas durante un largo período de años indican que la radiación solar no varía en forma apreciable. Por esta razón es conveniente definir una cantidad conocida por el nombre de constante solar. Esta es la cantidad de radiación solar que incide por unidad de área y de tiempo sobre una superficie normal a la radiación que está situada fuera del límite de la atmósfera, cuando la tierra está ubicada a su distancia media del sol.

La tierra se mueve alrededor del sol en una órbita elíptica. La distancia entre sus centros varía, siendo menor en el perihelio alrededor del 1º de enero y mayor alrededor de seis meses después en el afelio. El valor medio (r_M), conocido como unidad astronómica, es $1,4968 \times 10^8$ km.

A medida que las técnicas de medición se han desarrollado, las determinaciones de la constante solar (S) han sido aproximadas a un valor muy cercano a $1,40 \times 10^3$ W m⁻². No han sido aún medidas variaciones significativas de la constante solar, y recientes evidencias indican que el límite superior de cualquier variación está dentro del rango del error del instrumental. Debería notarse sin embargo que ocurren variaciones del ciclo solar en los extremos del espectro solar, pero la cantidad de energía involucrada es relativamente muy pequeña.

La distribución espectral de la radiación solar es muy semejante a la dada por la ley de Planck para un cuerpo negro a una temperatura alrededor de 6000°K. Esto es mostrado en la Figura 2.1 de la página siguiente.

Es posible aplicar las leyes de radiación (véase el Apéndice II) para determinar la temperatura efectiva y la temperatura color del sol. La temperatura efectiva (T_e) es obtenida de la ley de Stefan-Boltzmann, suponiendo que el sol es un cuerpo negro y determinando la temperatura que debería tener de manera de satisfacer el valor de la constante solar determinada experimentalmente.

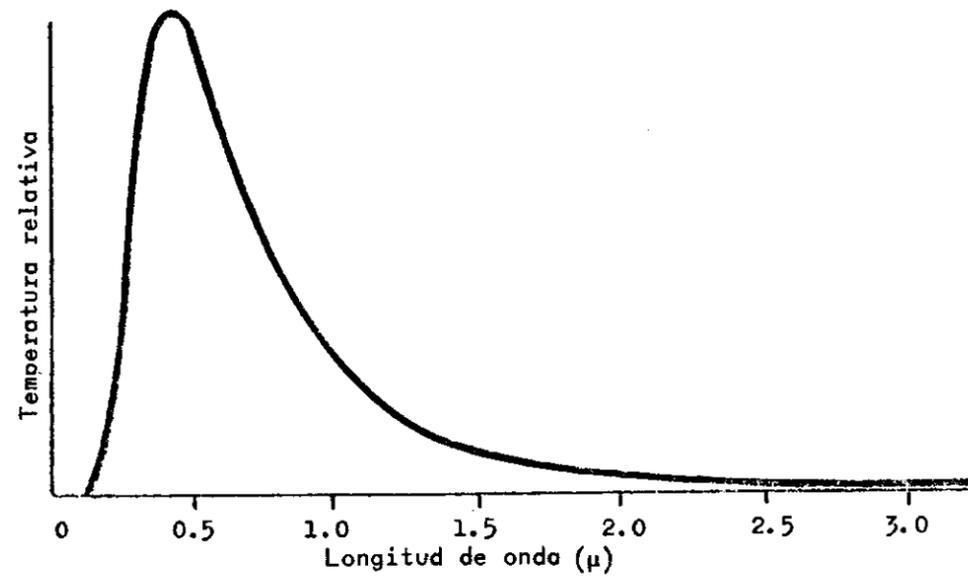


Figura 2.1 - Distribución espectral de la radiación solar

De acuerdo con la ley de Stefan-Boltzmann, la energía total emitida por segundo en todas las direcciones desde la superficie del sol es $4\pi R^2 \sigma T_e^4$, donde R es el radio del sol. Esta energía es la misma que recibe la superficie de una esfera de radio r_M concéntrica con el sol, donde r_M es la distancia media entre el sol y la tierra. La definición de la constante solar indica que esta energía es $4\pi r_M^2 S$. Por ello,

$$4\pi R^2 \sigma T_e^4 = 4\pi r_M^2 S \quad (2.1)$$

$$T_e^4 = \left[\frac{r_M}{R} \right]^2 \frac{S}{\sigma} = \left[\frac{1,4968 \times 10^8}{6,960 \times 10^5} \right]^2 \frac{1,40 \times 10^3}{5,67 \times 10^{-8}}$$

$$T_e \approx 5800^\circ K$$

La temperatura color del sol es obtenida de la ley del desplazamiento de Wien. La intensidad específica máxima de la radiación solar tiene lugar en el rango azul-verde del espectro visible en una longitud de onda $\lambda_{max} = 0,474 \mu$. Por ello,

$$0,474 \times 10^{-6} T = 0,2898 \times 10^{-2}$$

$$T \approx 6100^\circ K$$

Es de destacar que la temperatura efectiva es menor que la temperatura color. Esto es debido a la absorción selectiva en la atmósfera del sol, de la cual resulta una reducción de la radiación solar total, dejando relativamente invariable la longitud de onda ($0,474 \mu$) correspondiente a la intensidad máxima.

2.3 Distribución geográfica y estacional de la radiación solar

Se define la insolación como la cantidad de radiación solar incidente sobre la unidad de área horizontal en un nivel dado. Primero estudiaremos la insolación tal cual llega al límite superior de la atmósfera. En la práctica, podemos seleccionar una superficie horizontal en el tope convencional de la atmósfera situado a los 1000 km, donde la radiación solar no ha sido significativamente afectada por la interacción con los constituyentes atmosféricos.

La dirección del sol y el ángulo sustentado desde un pequeño elemento receptor en cualquier lugar en la atmósfera son esencialmente los mismos que aquellos medidos desde el centro de la tierra. El ángulo sólido sustentado por el sol desde el centro de la tierra es

$$\Delta \omega = \frac{R^2}{r^2} \quad (2.2)$$

donde R = radio del sol, y r = distancia entre los centros del sol y la tierra.

Siendo I_0 igual al flujo por unidad de ángulo sólido que cae normalmente sobre una superficie horizontal unitaria en el tope de la atmósfera, si el sol está en el ángulo cenital θ , el flujo que pasa a través de un área horizontal unitaria en el tope de la atmósfera está dado por

$$F_0 = I_0 \cos \theta \Delta \omega \quad (2.3)$$

si se admite que I_0 es constante dentro del pequeño ángulo sólido $\Delta \omega$.

Sustituyendo el valor de $\Delta \omega$ dado por la (2.2)

$$F_0 = \frac{I_0 \cos \theta \pi R^2}{r^2} \quad (2.4)$$

Cuando $\theta = 0$ y $r = r_M$, la distancia media de la tierra al sol, la expresión de arriba se reduce a la constante solar (S), esto es

$$S = \frac{I_0 \pi R^2}{r_M^2} \quad (2.5)$$

Por lo tanto, la ecuación (2.4) puede ser escrita en la forma

$$F_0 = S \frac{r_M^2}{r^2} \cos \theta \quad (2.6)$$

Así, la insolación sin atenuación (F_0) depende no sólo de la distancia (r) de la tierra al sol, sino también del ángulo cenital (θ) del sol. Consideremos cada efecto separadamente.

La ecuación (2.6) indica que F_0 es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre los centros del sol y la tierra. Vimos en la sección 2.2 que la tierra se mueve en una órbita elíptica y que la distancia media (r_M) es $1,4968 \times 10^8$ km. Realmente, la excentricidad de la elipse es muy pequeña y las máximas desviaciones del valor medio ocurren en el perihelio cuando está 1,67 por ciento más cerca y en el afelio cuando está 1,67 por ciento más alejado. De ello resulta que la insolación sin atenuación es alrededor del 7 por ciento mayor al comienzo de enero que al comienzo de julio.

El ángulo central del sol (θ) produce variaciones mucho más grandes en la insolación sin atenuación. El ángulo con el cual los rayos del sol inciden sobre una superficie horizontal depende de la latitud, la estación y la hora del día. Dado que la longitud de un día varía con la latitud y la estación, la cantidad (Q_0) de la energía solar sin atenuación recibida por unidad de área horizontal en un día depende sólo de la estación y de la latitud.

El valor diario de la insolación sin atenuación puede ser determinado de la ecuación (2.6)

$$Q_0 = S \frac{r_M^2}{r^2} \int_{\text{amanecer}}^{\text{puesta del sol}} \cos \theta dt \quad (2.7)$$

Puede mostrarse que Q_0 puede ser transformado a

$$Q_0 = \frac{24 S r_M^2}{\pi r^2} \sin \varphi \sin \delta (H - \text{tg } H) \quad (2.8)$$

donde φ = latitud, δ = declinación del sol para un determinado día del año y H = ángulo entre el amanecer y el medio día (o entre el medio día y la puesta del sol).

H es una función de la latitud y de la fecha. Así, la insolación sin atenuación diaria (Q_0) en las unidades $J m^{-2} día^{-1}$ depende sólo de la latitud y de la estación.

En ausencia de la atmósfera, las características principales de la distribución de la energía solar pueden ser determinadas de la ecuación (2.8):

- a) el cambio estacional de la radiación solar recibida en el ecuador es relativamente pequeño; esto es debido a que el sol nunca está al medio día a más de $23 \frac{1}{2}^\circ$ del cénit y la duración de la luz solar es siempre doce horas;
- b) la máxima variación en la insolación diaria ocurre en los polos. Durante el invierno el sol está completamente debajo del horizonte y no se recibe energía radiante en los polos. Por el contrario, el sol brilla 24 horas diarias durante el verano. A pesar de la baja altitud del sol en los polos durante los solsticios de verano ($\varphi = 66 \frac{1}{2}^\circ$), la duración relativamente larga de la luz del sol causa que la recepción diaria de energía sea mayor en los polos que en cualquier otra parte. Por ello, el valor de Q_0 en los polos varía desde alrededor de cero en el solsticio de invierno a un máximo en el solsticio de verano;
- c) un máximo secundario diario ocurre cerca de la latitud 45° en el solsticio de verano en cada hemisferio. Cuando aumenta la latitud hay un decrecimiento en la recepción de energía, pero la duración de la insolación aumenta;
- d) para cada latitud, en el hemisferio sur en verano (invierno) la insolación es mayor (menor) que la correspondiente a la latitud del hemisferio norte en verano (invierno). Esto es debido al hecho de que el radio r varía en forma tal que la tierra está más cerca del sol (esto es, en el perihelio) durante el verano del hemisferio sur. Sin embargo, si la ecuación (2.7) es integrada sobre todos los días del año puede mostrarse que las insolaciones anuales son iguales en las correspondientes latitudes de cada hemisferio.

2.4 Atenuación de la radiación solar

A causa de la presencia de la atmósfera, la radiación solar recibida en la superficie de la tierra es menor que la dada por la ecuación (2.8). La atenuación de energía en el rayo solar es mayor en las latitudes más altas, donde su camino a través de la atmósfera es más largo. De ello resulta que la región de máxima insolación en la superficie de la tierra no se encuentra en el polo en verano.

La radiación solar que alcanza la superficie de la tierra es modificada por la absorción y la dispersión en la atmósfera. Consideremos cada efecto en forma separada.

a) Absorción

Un estudio del espectro solar revela la presencia de numerosas líneas y bandas muy angostas. Algunas son debidas a la absorción por parte de gases en la atmósfera del sol, las demás son debidas a la absorción producida por gases de la atmósfera de la tierra.

Una de las características más destacable del espectro solar observado es la terminación abrupta de la longitud de onda corta en $0,29 \mu$. Esto es producido principalmente por el ozono y en menor grado por el oxígeno y otros gases atmosféricos en la atmósfera superior. El porcentaje de la radiación solar entrante absorbida en estas regiones es, sin embargo, relativamente pequeño y es del orden del 2 por ciento.

Una cantidad relativamente pequeña de la radiación solar es también absorbida por el vapor de agua y algo menos por el dióxido de carbono. Esto ocurre en las cercanías de la región infrarroja del espectro.

Aerosoles tales como el polvo, el humo y las partículas de sal son responsables de la absorción de alguna radiación. Su efecto es, sin embargo, altamente variable y en algunas situaciones puede ser muy pequeño.

b) Dispersión

La radiación solar es también atenuada por dispersión cuando pasa a través de la atmósfera de la tierra. Esto no da como resultado una transferencia de energía radiante en calor como en el caso de la absorción, sino que se produce solamente un cambio en la dirección en que se propaga cuando se produce el contacto con partículas dispersoras.

Considerando un rayo paralelo de radiación solar incidente sobre una sola partícula. Si sólo ocurre dispersión, toda la energía del rayo original estará presente en el campo radiante que circunda a la partícula. Es sólo dispersada en todas las direcciones, así que la partícula actúa como una nueva fuente de energía. Para partículas grandes, el cambio en la dirección puede ser debido a un número de causas, tales como la difracción, reflexión, refracción o combinación de estos efectos.

Debido al hecho de que alguna parte de la radiación solar que entra en la atmósfera es parcialmente dispersada hacia los costados y hacia atrás, la cantidad de energía que alcanza la superficie de la tierra es reducida. La cantidad y la dirección de la dispersión depende del tamaño de las partículas dispersoras en relación a la longitud de onda de la radiación incidente.

En el caso de las moléculas de aire y la radiación visible la relación del radio de las partículas dispersoras con la longitud de onda de la luz dispersada es pequeña. Este es el caso de la dispersión de Rayleigh y puede ser mostrado que la cantidad de dispersión es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda. Así, las longitudes de onda más cortas son dispersadas más efectivamente que las más largas.

La dispersión de Rayleigh debida a las moléculas de los gases atmosféricos explica por lo tanto que el color azul es dispersado más que el rojo. Así, el cielo es azul porque se hace visible debido a la luz dispersada que es rica en longitudes de onda más cortas. Por el contrario, durante el amanecer o la puesta del sol, éste aparece rojo porque es observado por luz directa, de la cual una preponderante gama de ondas cortas ha sido eliminada durante su largo pasaje a través de la atmósfera.

En la atmósfera, la radiación solar es dispersada no sólo por las moléculas de aire seco y vapor de agua, sino también por impurezas sólidas muy pequeñas. Cuando el tamaño de las partículas dispersoras aumenta, la regla de la inversa de la cuarta potencia no es aplicable y la dispersión es menos selectiva con respecto a la longitud de onda.

Cuando las partículas se hacen suficientemente grandes, la dispersión de la radiación es igualmente efectiva para todas las longitudes de onda. Entonces se denomina reflexión difusa. Las partículas grandes de polvo, las gotitas de agua y los cristales de hielo más bien reflejan que dispersan la luz. Todas las longitudes de onda son igualmente reflejadas y dado que la radiación solar incidente implica la "luz blanca" lo mismo sucede con la radiación reflejada difusa.

Cuando en la atmósfera están presentes partículas sólidas grandes, el color del cielo toma un tinte blanquecino. La intensidad del color azul del cielo puede por lo tanto ser considerada como una medida de la cantidad de impurezas presentes en la atmósfera. La reflexión difusa debida a las gotitas de agua también produce una apariencia blanquecina como de niebla.

La radiación solar proveniente del ángulo sólido del disco solar, cuando es recibido sobre una superficie perpendicular al eje del ángulo sólido, es llamada radiación solar directa. La componente vertical de la radiación solar directa es la radiación desde el ángulo sólido del disco solar, tal como cuando es recibida sobre una superficie horizontal es llamada radiación solar directa hacia abajo.

Una parte de la radiación solar dispersa y difusamente reflejada también alcanza la superficie de la tierra. La cantidad recibida sobre una superficie horizontal desde el ángulo sólido de 2π , con excepción del ángulo sólido sustentado por el disco solar, es llamada radiación del cielo o radiación solar difusa.

La solar directa y difusa hacia abajo tal como es recibida sobre una superficie horizontal desde un ángulo sólido de 2π (esto es, de todo el hemisferio) es llamada radiación solar global.

2.5 Flujo normal del rayo directo en la superficie de la tierra

Consideremos ahora la atenuación del rayo solar directo debida a la atmósfera de la tierra cuando operan simultáneamente la absorción y la dispersión. Consideraremos primero la situación correspondiente al cielo despejado y estudiaremos el efecto sólo de la absorción (véase la Figura 2.2).

Teniendo en cuenta el Apéndice II y aplicando la ley de Beer en la forma (2.33) de aquel apéndice, tenemos

$$I_{\lambda} \approx I_{\lambda_0} e^{-k_{\lambda} u \sec \theta} = I_{\lambda_0} e^{-k_{\lambda} m}$$

donde I_{λ_0} = intensidad específica del rayo solar en el tope de la atmósfera; k_{λ} = coeficiente de absorción para un intervalo de longitud de onda λ a $\lambda + d\lambda$; m = camino óptico del material absorbedor; u = espesor óptico del material absorbedor.

Sea $q_{\lambda_0} = e^{-k_{\lambda} u} =$ transmisividad monocromática ($I_{\lambda}/I_{\lambda_0}$) para un camino cenital ($\theta = 0$).

Entonces

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} (q_{\lambda_0})^{\frac{m}{u}} = I_{\lambda_0} q_{\lambda_0}^{\sec \theta}$$

o

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} q_{\lambda_0}^{m_r}, \quad m_r = \sec \theta \quad (2.9)$$

donde $m_r = m/u$ = masa de aire relativa que es la longitud (despreciando la fracción) del camino del rayo solar a través de la atmósfera, expresada en términos de longitudes de caminos centrales.

Por analogía con la ecuación (2.9), una ley experimental de transmisividad similar puede ser empleada para la dispersión.

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} q_{\lambda_s}^{m_r}, \quad m_r = \sec \theta \quad (2.10)$$

Si la absorción y la dispersión ocurren simultáneamente, hay una transmisividad de camino cenital resultante q_{λ} , tal que se obtiene

$$I_{\lambda} = I_{\lambda_0} q_{\lambda}^{m_r}, \quad m_r = \sec \theta \quad (2.11)$$

$$\text{donde } q_{\lambda} = q_{\lambda_0} q_{\lambda_s} \quad (2.12)$$

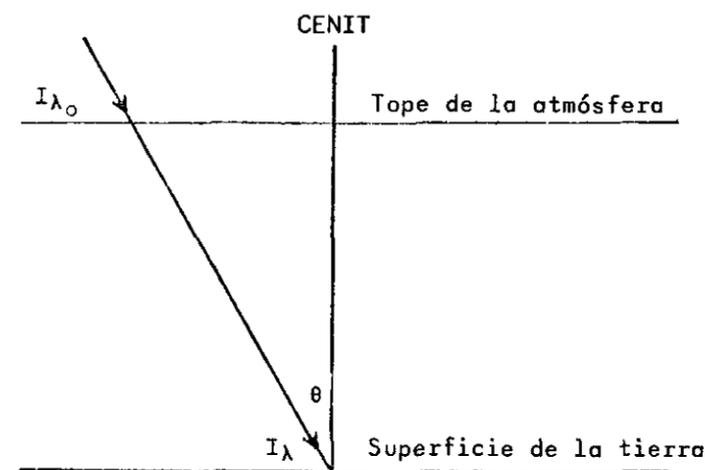


Figura 2.2 - Absorción atmosférica con cielo despejado

La intensidad total (I) de un rayo normalmente incidente sobre la unidad de área en la superficie de la tierra es obtenida integrando la (2.11) con respecto a la longitud de onda.

$$I = \int_0^{\infty} I_{\lambda_0} q^m d\lambda = q_{\lambda}^m \int_0^{\infty} I_{\lambda_0} d\lambda \quad (2.13)$$

donde q^m = valor medio de q con respecto a la longitud de onda.

Ahora $\int_0^{\infty} I_{\lambda_0} d\lambda = I_0$ es la intensidad no atenuada de un rayo normalmente incidente sobre un área unitaria en el tope de la atmósfera.

La ecuación (2.13) se hace

$$I = I_0 q^m \quad (2.14)$$

donde $q = \text{raiz } m_r$ del valor medio de q_{λ}^m , esto es

$$q^m = q^m \quad (2.15)$$

Ahora la relación (I/I₀) de las intensidades radiantes totales de un rayo normalmente incidente sobre la unidad de área en la superficie de la tierra y el tope de la atmósfera respectivamente es igual al de los flujos normales sobre el área unitaria. De donde, de la ecuación (2.4),

$$F_N = F_{NO} q^m, \quad m_r = \sec \theta \quad (2.16)$$

donde F_{NO} = flujo normal sobre la unidad de área en el tope de la atmósfera; F_N = flujo normal sobre la unidad de área en la superficie de la tierra.

En la Figura 2.3 están indicados esquemáticamente los dos flujos normales.

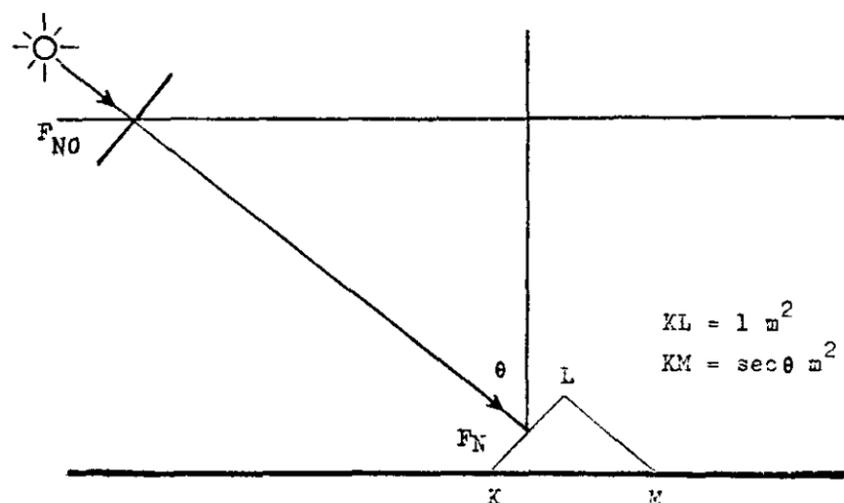


Figura 2.3 - Flujos normales F_{NO} , F_N

Si I_{λ} y I_{λ_0} son medidos y q_{λ_0} computado a partir de valores conocidos de k_{λ} y v , es posible resolver la ecuación (2.12) para q_{λ_s} sobre un amplio rango de longitudes de onda. La transmisividad del camino cenital para la dispersión puede entonces ser expresada en la forma

$$q_{\lambda_s} = q_{\lambda_R} q_{\lambda_W} \quad (2.17)$$

donde q_{λ_R} = transmisividad del camino cenital para la dispersión de Rayleigh debida al aire puro y seco; y q_{λ_W} = transmisividad del camino cenital debida a otros agentes dispersores en la atmósfera.

Se encuentra que la transmisividad con aire puro (q_{λ_R}) disminuye cuando aumenta el espesor óptico del vapor de agua. Al mismo tiempo, la contribución adicional de dispersión representada por q_{λ_W} es mayor que la correspondiente para que se satisfaga la dispersión de Rayleigh referida solamente al vapor de agua. Esto indica que q_{λ_W} incluye también la dispersión debida a pequeñas partículas de polvo además de la debida al vapor de agua.

2.6 Insolación debida al rayo directo en la superficie de la tierra

En la sección previa estudiamos la atenuación de la radiación solar debida a su pasaje a través de la atmósfera. La absorción selectiva debida a ciertos gases atmosféricos, la dispersión por las moléculas de aire y la absorción y dispersión por aerosoles reduce la intensidad del rayo directo. En condiciones de cielo despejado, el flujo incidente por unidad de área normal al rayo es reducido desde F_{NO} en el tope de la atmósfera a F_N en la superficie de la tierra.

Consideraremos ahora la insolación debida al rayo directo en la superficie de la tierra bajo condiciones de cielo despejado. En este caso, el flujo incide sobre una superficie horizontal y forma un ángulo θ con la vertical.

La Figura 2.3 muestra el flujo normal (F_N) incidente sobre la unidad de área (KL) en la superficie de la tierra. La insolación debida al rayo directo (J) es, por lo tanto, el flujo que cruza la unidad horizontal de área (KM). En consecuencia,

$$J = F_N \cos \theta = F_{NO} q^m \cos \theta \quad (2.18)$$

donde θ = ángulo cenital del sol, y m_r = masa relativa de aire (esto es, la relación entre la longitud del camino real del rayo solar y la longitud del camino cenital).

Bajo estas circunstancias, la insolación directa diaria Q es

$$Q = \frac{S_r M^2}{r^2} \int_{\text{amanecer}}^{\text{puesta del sol}} \cos \theta q^m dt \quad (2.19)$$

donde $m_r = \sec \theta$ es función de la latitud, la declinación y el ángulo horario.

La distribución estacional y geográfica de la radiación solar es ahora marcadamente diferente de la obtenida en la sección 2.3 en ausencia de la atenuación debida a los gases atmosféricos y los aerosoles. Por ejemplo, si suponemos que la transmisividad del camino cenital es $q = 0,7$ son observadas las características siguientes:

- a) la insolación diaria es considerablemente reducida en todas las latitudes si se la compara con los valores no atenuados;
- b) el máximo hemisférico es desplazado hasta alrededor de 35° de latitud. El máximo estival en los polos desaparece ya que la absorción es grande debida a la baja elevación del sol. Esto ocurre a pesar de que la turbiedad en altas latitudes decrece hacia los polos.

2.7 Distribución de la radiación solar bajo condiciones de cielo despejado

Con el cielo despejado la radiación solar entrante puede ser atenuada de las siguientes formas:

- a) absorción de la radiación ultravioleta en la alta atmósfera, principalmente por el ozono y el oxígeno;
- b) absorción de la radiación infrarroja, principalmente por el vapor de agua y en forma menos efectiva por el dióxido de carbono y el oxígeno;
- c) dispersión producida por las moléculas de aire seco y vapor de agua;
- d) absorción, dispersión y reflexión difusa debida a los aerosoles.

Sin embargo, parte de la radiación solar dispersada y difusamente reflejada es dirigida hacia abajo. Ha sido estimado que en un día despejado hasta un 50 por ciento de esta radiación alcanza la superficie de la tierra. Por lo tanto, la radiación global recibida por una superficie horizontal en la tierra está compuesta por radiación solar directa atenuada y por la radiación del cielo.

El promedio del flujo radiante sin atenuar interceptado por la tierra es $S\pi a^2$, donde S es la constante solar y a es el radio de la tierra. Ahora el hemisferio iluminado por el sol tiene una superficie curvada con un área $2\pi a^2$, y así el promedio de insolación no atenuada sobre el hemisferio iluminado por el sol es

$$\frac{S\pi a^2}{2\pi a^2} = \frac{S}{2} \quad (2.20)$$

Si el flujo total fuese distribuido sobre la totalidad de la tierra en la forma de un valor promedio de insolación continua, el valor medio sería reducido a S/4. Esto sería aproximadamente igual a 350 W m⁻².

La Figura 2.4 indica esquemáticamente la disposición aproximada de la radiación solar. La mayor parte de la radiación ultravioleta es absorbida por el ozono y el oxígeno en la alta atmósfera, y se supone que solamente alrededor del 98 por ciento del total de la radiación solar entrante alcanza la troposfera. Alrededor del 20 por ciento de la radiación no atenuada es absorbida por el vapor de agua, el dióxido de carbono, aerosoles, etc. Otro 20 por ciento es dispersado o reflejado difusamente, y se supone que la mitad de esta radiación eventualmente alcanza la superficie de la tierra.

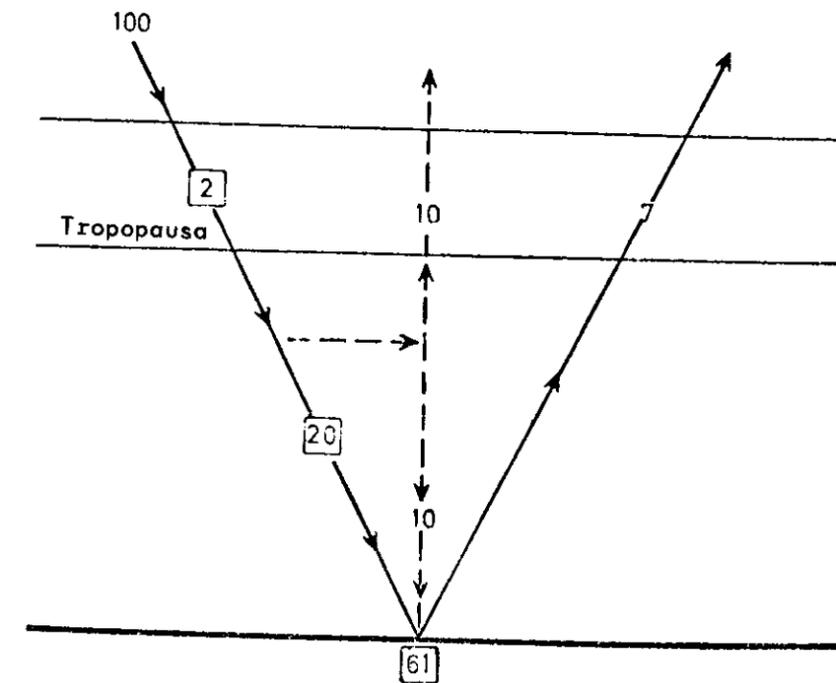


Figura 2.4 - Disposición de la radiación solar bajo condiciones de cielo despejado

Así, alrededor de 68 unidades de la radiación solar inicial alcanzan la superficie de la tierra. Se supone que 7 unidades son reflejadas nuevamente al espacio, esto deja alrededor de 61 por ciento de la radiación solar entrante que es absorbida por la superficie de la tierra.

La relación entre la radiación reflejada por una superficie y la que llega a la misma es conocida como albedo de la superficie. Frecuentemente es expresada como un porcentaje. El albedo promedio del sistema tierra y su atmósfera bajo condiciones de cielo despejado es, por lo tanto, 7 + 10 = 17 por ciento.

2.8 Distribución de la radiación solar en presencia de nubes

Cuando hay nubes aparece un cambio marcado en la distribución de la radiación solar. Consideremos primero los efectos de la reflexión difusa hacia arriba debida a las nubes y la absorción dentro de las mismas.

El porcentaje reflejado desde los stratus bajos de un espesor de pocos centenas de metros puede exceder del 70 por ciento. Una proporción aún mayor de radiación solar podría ser reflejada por nubes de mayores espesores, ya que las reflexiones internas múltiples serían más prevalentes. En general, sin embargo, puede ocurrir una amplia variación en el albedo de las nubes, dependiendo del tamaño de las gotitas de agua, el espesor de la nube, la concentración de las gotitas de nubes, etc.

Los coeficientes de absorción del agua líquida son muy pequeños en la región de las ondas cortas del espectro. Sin embargo, la longitud del camino de un rayo que pasa a través de una nube puede ser magnificado a tal punto que podría producirse una absorción apreciable. En la práctica, es difícil determinar la cantidad de absorción que es específicamente debida a las gotitas de agua, dado que también hay absorción por el vapor de agua existente entre las gotitas dentro de la nube. El espesor de las nubes es obviamente importante y en sistemas profundos la absorción puede aproximarse al 20 por ciento.

La cantidad promedio de nubes, los tipos y las alturas pueden ser determinados como funciones de la latitud. Es más conveniente, sin embargo, considerar varios tipos en su conjunto en su correcta proporción para obtener una sola capa nubosa compuesta. La disposición media de la radiación solar para una capa nubosa compuesta que cubre todo el cielo está mostrada en la Figura 2.5.

Se supone que entre la tropopausa y el tope de la nube, son absorbidas 5 unidades y una cantidad similar es dispersada por el aire. De este modo, sólo el 88 por ciento de la radiación solar inicial alcanza el tope de la nube.

Para un albedo promedio de la nube de 0,55, la radiación reflejada difusamente hacia arriba de la nube sería de 48 unidades (esto es $0,55 \times 88$). Supondremos que 2 unidades son absorbidas por el vapor de agua y las 46 unidades restantes continúan hacia afuera en el espacio como reflexión difusa.

Suponiendo una absorción del 7 por ciento por parte de la nube, la cantidad absorbida en la nube es aproximadamente de 6 unidades (esto es $0,07 \times 88$). Ya que 48 unidades son reflejadas desde el tope de la nube y otras 6 unidades son absorbidas por ella, sólo 34 de las 88 unidades incidentes en el tope de la nube son transmitidas. Estas dejan el nivel inferior de la nube en forma de radiación difusa.

Si otras 6 unidades son absorbidas por la atmósfera debajo de la nube, entonces el 28 por ciento de la radiación solar inicial alcanzaría la superficie de la tierra. La reflexión desde la superficie de la tierra y la dispersión atmosférica, por supuesto, ocurrirían por debajo de la nube. Sin embargo, la mayor parte de esta radiación dirigida hacia arriba sería dispersada otra vez hacia abajo por la nube. Alguna transmisión hacia arriba a través de la nube ocurriría, pero estos efectos menores serán despreciados en vista de la aproximación hecha para los otros items. Como un resultado se supone que 28 unidades son absorbidas por la tierra bajo condiciones de cielo cubierto.

2.9 Distribución media de la radiación solar

La discusión relativa a las Figuras 2.4 y 2.5 trata de dos condiciones extremas -un caso de cielo despejado y el otro un cielo cubierto-. Con objeto de determinar una distribución representativa de la radiación solar bajo condiciones de nubosidad normales supondremos que el promedio de cielo cubierto por nubes es del 54 por ciento. Si el caso del cielo despejado es pesado por un factor 0,46 y el del cielo cubierto por un factor 0,54, podemos computar un promedio pesado para determinar la distribución promedio de la radiación solar. Así,

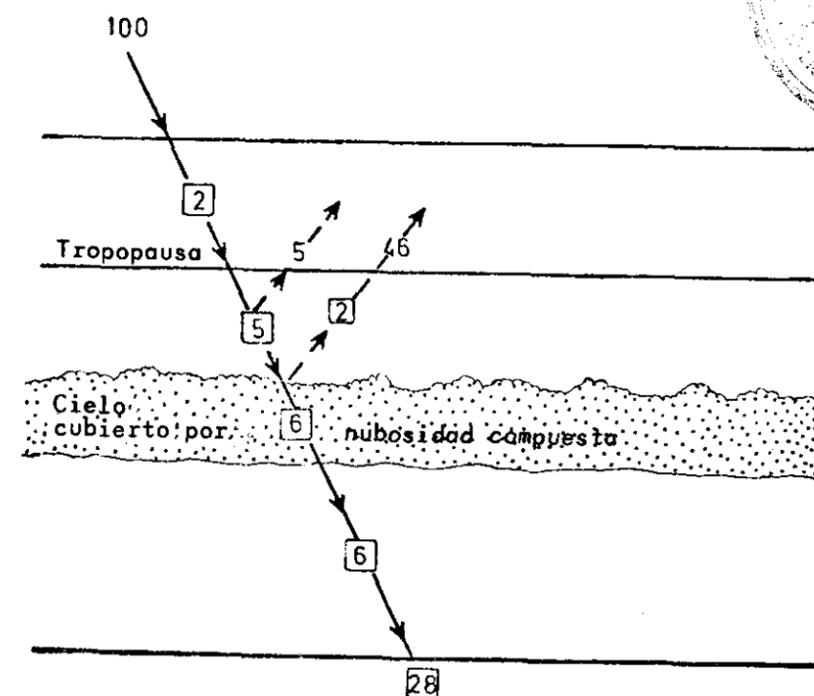


Figura 2.5 - Distribución de la radiación solar con cielo cubierto por una capa nubosa compuesta

- a) radiación absorbida por encima de la troposfera = 2 unidades
- b) radiación absorbida en la troposfera = 20 unidades
 $0,46 (20) + 0,54 (19)$
- c) radiación absorbida en la tierra = 43 unidades
 $0,46 (61) + 0,54 (28)$
- d) radiación reflejada hacia la tropopausa = 35 unidades
 $0,46 (17) + 0,54 (51)$

Estas figuras dan un albedo para el sistema tierra-atmósfera (esto es, un albedo planetario) de 0,35. El valor real es difícil de medir exactamente y han sido determinados varios que se encuentran entre 0,35 y 0,43. Las longitudes de onda infrarroja no son tan reflejadas como las correspondientes al espectro visible, y por ello las medidas del albedo planetario visible pueden diferir de las del albedo total. En general, podemos suponer que bajo condiciones normales de nubosidad, el promedio del albedo planetario es alrededor de 0,4, indicando que aproximadamente el 40 por ciento de la radiación solar entrante es devuelta al espacio.

La radiación solar de onda corta que no es devuelta al espacio por reflexión es absorbida por el sistema tierra-atmósfera. También es emitida radiación por la superficie de la tierra y los gases atmosféricos. La radiación terrestre será discutida en el próximo capítulo.

Capítulo III

RADIACION TERRESTRE

La energía solar absorbida por la superficie de la tierra y la atmósfera es primero convertida en energía interna y luego puede ser transformada en energía potencial, calor latente y energía cinética. La energía solar provee así en forma continua la energía para los movimientos de la atmósfera y de los océanos.

A su vez, el sistema tierra-atmósfera emite energía radiante pero en unas longitudes de onda mayores. Estudiaremos ahora las características de la radiación terrestre y su transmisión a través de la atmósfera.

3.1 Las características de la radiación terrestre

Hemos visto en el capítulo anterior que la temperatura efectiva del sol es de alrededor de 5800°K. Irradia aproximadamente como un cuerpo negro y la mayor parte de la radiación está contenida dentro de las longitudes de onda limitadas entre 0,15 y 4,0 μ con un máximo de intensidad en el rango visible alrededor de 0,5 μ .

Por contraposición, la temperatura de la tierra y su atmósfera se encuentra aproximadamente dentro del rango de 200 a 300°K. El sistema tierra-atmósfera también irradia muy aproximadamente como un cuerpo negro, pero la temperatura de emisión es menor que aquella del sol y así la radiación se produce dentro de un rango de longitud de onda mayor. La mayor parte de ésta se halla dentro de las longitudes de onda del infrarrojo entre 4,0 y 100 μ . De acuerdo con la ley de Wien del desplazamiento, la máxima intensidad está aproximadamente en 10 μ . La ley de Stefan-Boltzmann indica que la emitancia total del sistema tierra-atmósfera es menor que la del sol.

La radiación de la tierra, incluida su atmósfera, es conocida como radiación terrestre. Es la radiación emitida por el planeta tierra (esto es, el sistema tierra-atmósfera) y comprende:

- a) radiación de la superficie terrestre (esto es, radiación emitida por la superficie de la tierra);
- b) radiación atmosférica (esto es, radiación emitida por la atmósfera).

Por conveniencia, es costumbre en meteorología subdividir la radiación solar y la terrestre así:

- i) radiación de onda corta (longitud de onda aproximadamente menor que 4 μ);
- ii) radiación de onda larga (longitud de onda aproximadamente mayor que 4 μ).

Así, frecuentemente al referirse a la radiación solar se dice radiación de onda corta y al hacer lo propio con la radiación terrestre se dice radiación de onda larga. En la práctica, hay una pequeña superposición en las longitudes de onda correspondientes al rango infrarrojo, pero la emisión de energía es relativamente pequeña en esa región. La Figura 3.1 muestra la relación aproximada entre las distribuciones espectrales de la radiación solar y terrestre.

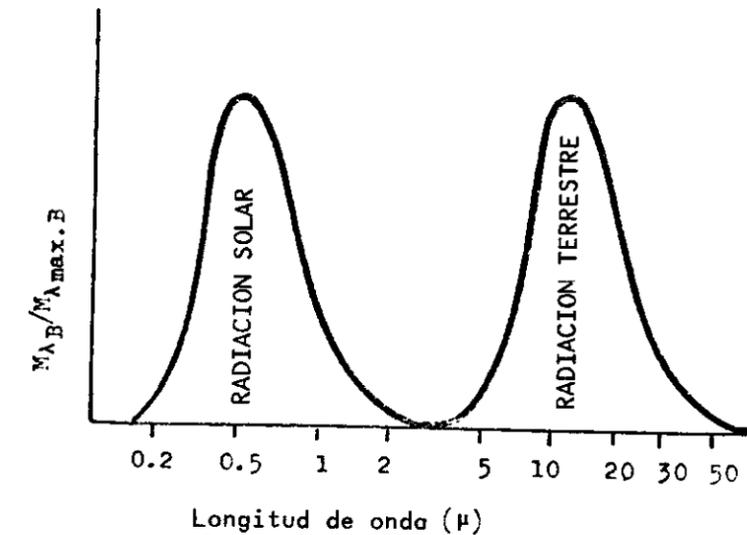


Figura 3.1 - Rangos espectrales de la radiación solar y terrestre

Ya hemos señalado que la superficie de la tierra irradia muy aproximadamente como un cuerpo negro. Esto ocurre aun en regiones tales como aquellas cubiertas de nieve, donde una alta proporción de la radiación visible es reflejada. Estas áreas son excelentes absorbedoras de la radiación de onda larga infrarroja, así que por la ley de Kirchoff ellas deben emitir radiación en este rango de longitud de onda a temperaturas terrestres.

Es importante darse cuenta que una nube de suficiente espesor puede también ser considerada como un cuerpo negro radiante en el rango infrarrojo. El agua líquida posee coeficientes de absorción grande en la región del espectro correspondiente a las ondas largas. De ello resulta que nubes o nieblas densas de un espectro de alrededor de 50 μ absorben la mayor parte de la radiación infrarroja incidente. Por lo tanto, de acuerdo con la ley de Kirchoff, emitirá radiación en onda larga como un cuerpo negro.

3.2 Absorción de la radiación terrestre

Ya que la temperatura media cerca de la superficie de la tierra es alrededor de 288°K, la ley de Wien indica que la radiación terrestre tiene su intensidad máxima cerca de 10 μ en el infrarrojo. Esto está en marcado contraste con la energía de onda corta recibida del sol, el cual irradia con la máxima intensidad en el rango correspondiente a las longitudes de onda visibles alrededor de 0,5 μ . Se saca en consecuencia de esto que aquellas sustancias que absorben una proporción relativamente pequeña de radiación solar pueden hacerse significativamente absorbentes y emisores de la radiación terrestre en onda larga.

El agua líquida es una sustancia cuya capacidad de absorción difiere marcadamente según se trate de la radiación de onda corta u onda larga. Así, una gotita individual de 25μ de radio o una película delgada de 100μ de espesor es aproximadamente un cuerpo negro absorbente para las longitudes de onda terrestres. En contraste, sólo es absorbida una pequeña proporción de la radiación solar incidente.

Debería ser, sin embargo, destacado que la absorción de la radiación solar por los océanos y lagos puede ser fuerte, si ellos son suficientemente profundos. Virtualmente puede ser que no exista radiación reflejada por una superficie de agua plana, cuando el sol está dentro de 40 grados del cénit.

Las diferentes capacidades de absorción de las nubes para los rangos de longitud de onda solar y terrestre es un factor importante en la determinación del balance radiativo del planeta. Una alta proporción de la radiación solar incidente sobre una nube cuyo espesor es de 50 m y está compuesta de gotas de tamaño y concentración promedio es reflejada, en tanto que esa misma nube es sustancialmente un cuerpo negro para longitudes de onda terrestre.

La absorción selectiva debida a los gases atmosféricos también tiene importantes implicaciones. La absorción de la radiación solar es relativamente pequeña, siendo principalmente debido al ozono y al oxígeno en la parte correspondiente al rango espectral ultravioleta y al vapor de agua y dióxido de carbono en el infrarrojo. Por contraste, la atmósfera es mucho menos transparente para la radiación terrestre. Esto es principalmente debido al aumento de la capacidad de absorción del vapor de agua en la parte del espectro correspondiente a las ondas largas. Además, el dióxido de carbono absorbe fuertemente en el rango correspondiente a $13,5$ a 17μ , con bandas fuertes y débiles también respectivamente centrados en $4,3$ y 10μ . El ozono absorbe moderadamente en las bandas centradas en $9,6$ y 15μ , pero sus efectos tienen lugar principalmente en la estratosfera.

El espectro de absorción para el vapor de agua en las longitudes de onda terrestre es más bien complejo. La Figura 3.2 indica sus características esenciales. Hay dos bandas intensas, una centrada en $6,3\mu$ y una segunda banda ancha en las longitudes de onda mayores que 25μ .

El espectro de absorción de onda larga para el vapor de agua, el dióxido de carbono y el ozono es más bien complejo. Por estas razones es conveniente resumir

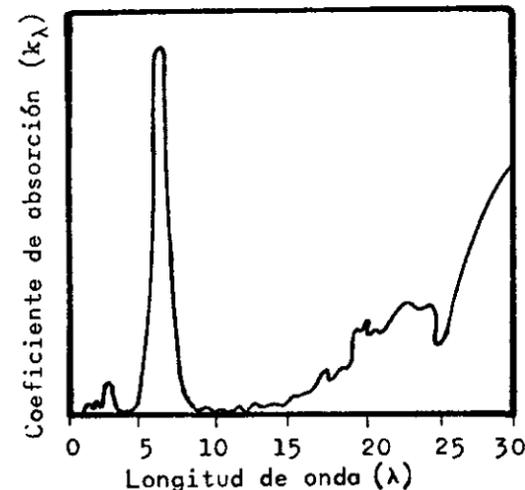


Figura 3.2 - Espectro de absorción del vapor de agua

sus características esenciales. Debajo de alrededor de 5μ , la cantidad de radiación terrestre disponible es relativamente pequeña y así la absorción debida a los gases atmosféricos en ese rango es extremadamente débil.

El vapor de agua absorbe fuertemente en el rango de alrededor de 5 a 8μ , pero entonces se hace relativamente débil hasta $13,5\mu$. Más allá de $13,5\mu$ y extendiéndose hasta 17μ , tiene lugar una fuerte absorción debida al dióxido de carbono. En su centro, la radiación terrestre es completamente absorbida.

La atmósfera vuelve a hacerse relativamente transparente más allá de 17μ hasta que aparece una banda debida al vapor de agua en 24μ y más allá. Sin embargo, la cantidad de radiación terrestre que ocupan esas longitudes de onda es relativamente pequeña y es así que frecuentemente se toma como 14μ el punto más allá del cual la atmósfera puede ser tratada como si fuese opaca.

El rango de longitudes de onda comprendido entre alrededor de 8 y 12μ es de interés. Una banda angosta fuerte debida al ozono en $9,6\mu$ enmascara una banda débil de dióxido de carbono cerca de 10μ , pero sus efectos son sólo significativos en la capa de ozono en la estratosfera. Así, la atmósfera es generalmente transparente a la radiación terrestre en las longitudes de onda entre alrededor de 8 y 12μ , y al referirse a este rango se le suele denominar como la "ventana atmosférica". Teniendo en cuenta el punto 3.1, él indicará que éste es el rango de longitud de onda en el cual la superficie de la tierra irradia más fuertemente. Esta es una característica esencial del balance radiativo del planeta.

3.3 Transmisión de la radiación terrestre a través de la atmósfera

La radiación infrarroja emitida por la superficie de la tierra es parcialmente absorbida por las nubes y los gases atmosféricos discutidos en la sección previa. Estas sustancias absorbentes a su vez vuelven a emitir radiación en onda larga, una parte hacia arriba y otra hacia abajo. Esta emisión secundaria de radiación es entonces, en general, repetidamente absorbida y reemitida al tiempo que la energía radiante progresa a través de la atmósfera.

La transmisión de la radiación terrestre a través de la atmósfera al espacio es una parte esencial del balance de calor del planeta. Con objeto de estudiar sus rangos esenciales, es necesario aplicar las leyes de radiación a la absorción y emisión de radiación en onda larga correspondientes a los distintos constituyentes de la atmósfera.

Desafortunadamente, las leyes de radiación son muy complicadas y el espectro de absorción de los constituyentes radiativos dominantes de la atmósfera son muy complejos. Los primeros intentos para resolver este problema se basaban en la suposición de que la atmósfera era un "cuerpo gris". Como esto significaba una absorción uniformemente incompleta de todas las longitudes de onda, despreciaba la estructura en bandas de la transmisión atmosférica. Tal simplificación probó ser inadecuada.

El primer tratamiento con éxito de la transferencia radiativa fue hecho por G.C. Simpson en 1928. Tomó en consideración la variabilidad del espectro del vapor de agua y también la absorción debida al dióxido de carbono. El método empleado es discutido en la próxima sección.

3.4 Cómputo de Simpson de la transferencia de radiación terrestre

Simpson dividió la atmósfera en capas horizontales de igual espesor óptico de $0,3 \text{ kg m}^{-2}$ de vapor de agua y de $0,6 \text{ kg m}^{-2}$ de dióxido de carbono. Basado en los datos de absorción disponibles en el momento redujo la absorción atmosférica de la radiación terrestre a las características esenciales siguientes:

- a) transparencia completa (T) debajo de $4,0 \mu$ y desde $8,5$ a $11,0 \mu$;
- b) semitransparencia (S) en los rangos $4,0$ a $5,5 \mu$; $7,0$ a $8,5 \mu$ y $11,0$ a $14,0 \mu$;
- c) absorción completa (A) desde $5,5$ a $7,0 \mu$ y desde $14,0 \mu$ en adelante.

La Figura 3.3 ilustra los rangos de longitud de onda y las designaciones usadas.

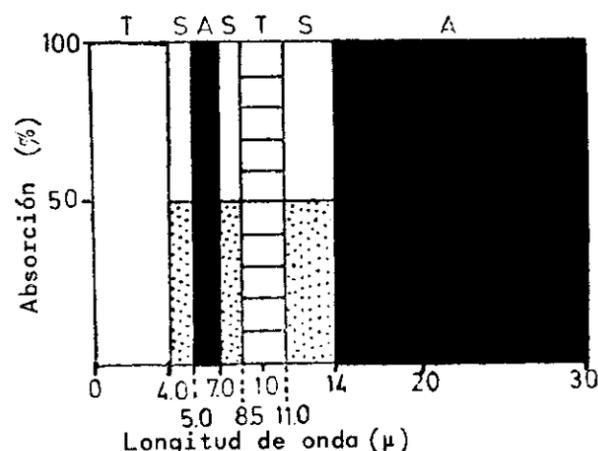


Figura 3.3 - Espectro de absorción infrarrojo de Simpson

Usando valores medios de humedad específica para los distintos niveles, el espesor de presión de una capa en el nivel del mar sería sólo de alrededor de 3 mb, en tanto que la estratosfera sería aproximadamente 300 mb. Por esta razón, Simpson tomó como la capa tope a la misma estratosfera.

La superficie de la tierra irradia como un cuerpo negro. La capa inmediatamente encima absorbe algo de lo que irradia la tierra y el resto es transmitido hacia arriba. Esta capa luego a su vez irradia energía (hacia arriba y hacia abajo) a su propia temperatura y en longitud de onda que absorbe.

La que irradia hacia abajo compensa parcialmente la pérdida de radiación de la tierra. En contraste, la que irradia hacia arriba es parcialmente absorbida por la próxima capa que está encima, la cual entonces irradia a su propia temperatura. Así la radiación desde la superficie de la tierra en los rangos de longitud de onda absorbida por los constituyentes atmosféricos es transmitida hacia arriba desde cada capa a la próxima, hasta que alcanza la capa final. Simpson supone que esta capa es la estratosfera misma, de donde la energía radiante es simplemente perdida en el espacio.

Además de la radiación que llega al espacio después de una sucesión de absorciones y reemisiones, también es perdida en el espacio la energía correspondiente al rango de longitud de onda transparente por transmisión directa.

La Figura 3.4 indica el método de cómputo de la transferencia del flujo hacia arriba en un nivel determinado. La curva superior representa la emisión como cuerpo negro desde la superficie de la tierra, en tanto que la curva inferior indica la emisión correspondiente a la temperatura más baja prevalente en el nivel considerado.

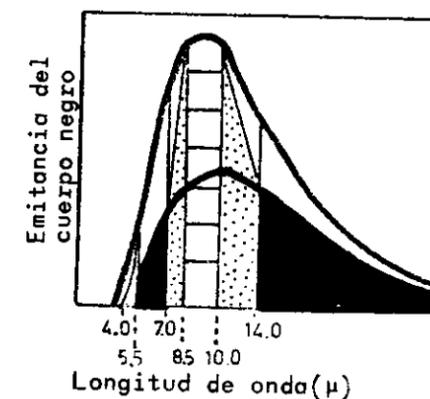


Figura 3.4 - Método de cómputo de Simpson

Las tres categorías de transferencia de radiación en un nivel dado son las siguientes:

a) Longitudes de onda T

Esta radiación se origina en el suelo y puede ser calculada a partir de la temperatura en la superficie. El área horizontal sombreada representa el flujo emitido en este rango de longitudes de onda.

b) Longitudes de onda S

La radiación de estos rangos será intermedia entre la cantidad emitida por el cuerpo negro a la temperatura de la tierra y la que corresponde a la temperatura del nivel. Como una primera aproximación puede ser tomada la temperatura media. Las áreas punteadas representan el flujo emitido en estos rangos.

c) Longitudes de onda A

Cada capa absorbe completamente esta radiación antes de volverla a emitir en su propia temperatura. En consecuencia, la radiación en esta categoría tendrá origen en la primera capa por debajo del nivel especificado. Puede ser computado a partir de la temperatura media de aquella capa, pero ésta generalmente no se desviará mucho de la temperatura del nivel mismo. Las áreas sombreadas indican este flujo.

Así, el flujo correspondiente al rango entre 8,5 y 11,0 μ viene desde el suelo. La radiación de las áreas punteadas viene de las longitudes de onda de 4,0 a 5,5 μ ; de 7,0 a 8,5 μ y de 11,0 a 14,0 μ para las cuales cada capa es semitransparente. Finalmente, las áreas sombreadas entre 5,5 y 7,0 μ y más allá de 14,0 μ indican un flujo de la tercera categoría. La suma de las distintas áreas sombreadas representa el flujo hacia arriba de la radiación terrestre en el nivel dado bajo condiciones de cielo despejado.

Este método gráfico puede ser por lo tanto usado para computar la cantidad total de radiación terrestre perdida en el espacio. Por supuesto que es necesario tomar en consideración los efectos de las nubes, ya que ellas absorben y emiten radiación como cuerpos negros. Simpson supuso que las nubes cubrían un 50 por ciento y que sus topos tenían una temperatura constante de 261°K en todas las latitudes. En las áreas donde las nubes están presentes, los topos de las mismas reemplazan la superficie de la tierra para el propósito de los cálculos realizados más arriba.

Simpson calculó que la radiación anual saliente era aproximadamente de 190 $W m^{-2}$. En el punto 2.7 mostramos que el promedio de insolación continua para la totalidad de la tierra era S/4 (esto es, 350 $W m^{-2}$) en el tope de la atmósfera. Suponiendo que alrededor de la mitad de esta cantidad es eventualmente absorbida por la superficie de la tierra, se puede ver que el valor de Simpson es comparable con aquel correspondiente a la radiación entrante. Por lo tanto, tomando un período de un año hay entonces aproximadamente un balance de radiación y así la temperatura media de la tierra y su atmósfera permanece aproximadamente constante.

3.5 Generalización del coeficiente generalizado de absorción de Elsasser

En la época en que Simpson introdujo sus simplificaciones, el espectro de absorción para el vapor de agua no era bien conocido. Realmente, la región T es algo más ancha que la dada arriba, al mismo tiempo que el rango de 17 a 24 μ incluye regiones de absorción relativamente débil. Desde entonces se han usado métodos más exactos para calcular la transferencia de radiación terrestre infrarroja.

Las variaciones rápidas de los coeficientes de absorción de una línea a otra correspondientes a los complejos espectros del vapor de agua y del dióxido de carbono, provocan grandes dificultades en el cálculo. Elsasser intentó resolver este problema suponiendo que la banda de absorción está igualmente espaciada y tiene líneas fuertes iguales. De esta forma le fue posible promediar y suavizar el espectro tal como lo muestra la Figura 3.5.

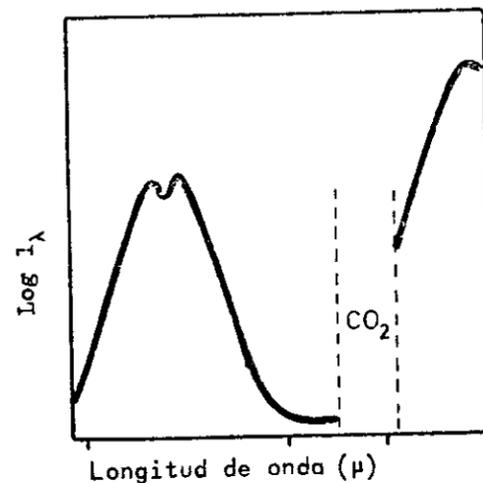


Figura 3.5 - Coeficiente de absorción generalizado de Elsasser para el vapor de agua

La cantidad l_λ es un coeficiente de absorción generalizado en el cual la estructura detallada de las líneas ha sido suavizada. La figura muestra su variación en relación con la longitud de onda para el caso del vapor de agua, excepto en la interrupción correspondiente al CO₂. En el rango mencionado, la absorción debida al CO₂ es muy grande y domina la correspondiente al vapor de agua. Los coeficientes generalizados para el CO₂ son usados y la absorción debida al vapor de agua es despreciable.

Estas características fueron incorporadas en el diagrama de Elsasser, el cual ha sido ampliamente usado para calcular la transferencia de la radiación terrestre.

3.6 Calentamiento o enfriamiento radiativo

El flujo neto (F_N) en un nivel de referencia dado está definido como la diferencia entre los flujos F_N dirigidos hacia arriba -y hacia abajo-, esto es:

$$F_N = F_U - F_D$$

La variación de la temperatura media de una capa atmosférica puede ser computada de los valores F_{NB} y F_{NT} de los flujos netos en la base y en el tope de la capa. La Figura 3.6 muestra la contribución de los flujos radiativos al calentamiento o enfriamiento de la capa.

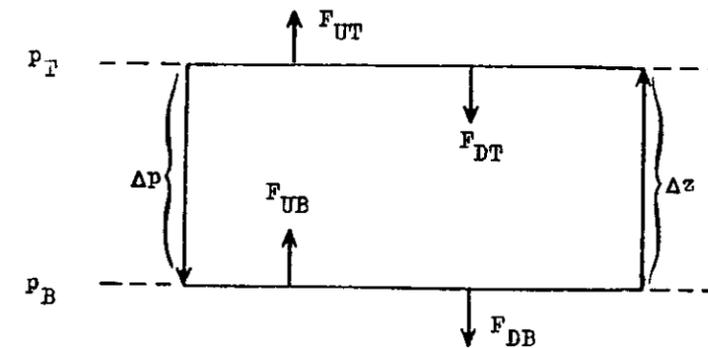


Figura 3.6 - Flujos radiativos para una capa atmosférica

El espesor de presión de la capa está dado por la ecuación hidrostática, esto es:

$$p_B - p_T = \rho g \Delta z \tag{3.2}$$

donde p_B = presión en la base de la capa y p_T = presión en el tope de la capa.

Suponiendo que la sección vertical de las áreas formadas por las superficies correspondientes a la base y al fondo son unitarias y que los flujos están uniformemente distribuidos sobre la totalidad de las áreas. Como un resultado de la uniformidad horizontal, no habrá flujos radiativos a través de los costados.

Si ΔQ es la ganancia de energía por unidad horizontal de área obtenida por la capa en un tiempo Δt , entonces

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = F_{NB} - F_{NT} \tag{3.3}$$

donde F_{NB} = flujo neto en la base de la capa y F_{NT} = flujo neto en el tope de la capa.

Despreciando la expansión, la primera ley de termodinámica expresa que

$$\Delta Q = \Delta M c_p \Delta T \tag{3.4}$$

donde $\Delta M = \rho \Delta z$ = masa de la capa por unidad horizontal de área.

Usando la ecuación (3.2)

$$\Delta Q = \frac{p_B - p_T}{g} c_p \Delta T \tag{3.5}$$

Sustituyendo en la ecuación (3.3)

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{g}{c_p} \frac{F_{NB} - F_{NT}}{p_B - p_T} \tag{3.6}$$

Notando que $p_B > p_T$, $\frac{\Delta T}{\Delta t}$ es negativa si $F_{NT} > F_{NB}$. Así, la divergencia del flujo neto causa un enfriamiento radiativo. Por contraste, la convergencia del flujo neto ($F_{NT} < F_{NB}$) conduce a un calentamiento radiativo de la capa.

Si se determinan los flujos radiativos, es posible calcular la rapidez de los cambios de la temperatura radiativa. En general, en la atmósfera libre hay divergencia del flujo neto, esto es que es mayor la radiación que sale desde el tope de la capa que la que entra por la base.

En la atmósfera libre, el rango del enfriamiento radiativo está entre 1° a 3°C por día, dependiendo de la distribución vertical de la temperatura y la humedad. En general, el flujo neto en la atmósfera libre aumenta con la altura. Sin embargo, el calentamiento radiativo en onda larga ocurre cerca de la superficie de la tierra en la mitad del día. Esto está lejos de ser compensado por la pérdida de calor, lo cual ocurre por la noche, así que en promedio el enfriamiento radiativo ocurre aun en las capas bajas.

El promedio del calentamiento de la atmósfera por absorción directa de la radiación solar en onda corta durante el día probablemente no es mayor de 0,6°C por día. Este no compensa el enfriamiento debido a la pérdida de radiación terrestre en onda larga. Con objeto de mantener un balance de calor durante extensos períodos, deben tener lugar otros procesos de transferencia de calor. Los distintos factores que determinan el balance medio de calor del sistema tierra-atmósfera serán estudiados en el próximo capítulo.



Capítulo IV

EL BALANCE MEDIO DE CALOR

El sistema tierra-atmósfera recibe, con un alto grado de exactitud, tanta energía radiante desde el sol como la que el mismo sistema irradia al espacio. En este capítulo consideraremos este balance de calor y determinaremos los distintos factores que contribuyen al balance de calor del sistema tierra-atmósfera.

Estudiamos primero la evidencia geológica histórica del balance medio del calor sobre un extenso período de tiempo. Los procesos radiativos en el sistema tierra-troposfera son entonces investigados. Adicionalmente, consideramos los efectos que no son radiativos que producen transferencia de calor desde la superficie de la tierra a la atmósfera por medio de la turbulencia y la evaporación.

Los procesos de transferencia meridional son también necesarios para lograr un balance medio de calor. Estos son estudiados y se verá que desempeñan un papel importante en la circulación general de la atmósfera. Finalmente, consideramos recientes desarrollos en la meteorología debido a los satélites que han contribuido al conocimiento de los procesos radiativos en el sistema tierra-atmósfera.

4.1 Evidencia histórica y geológica

Los meteorólogos han descubierto que la temperatura media de nuestro planeta sufre fluctuaciones de períodos variables. Los estudios históricos y climatológicos han mostrado que aparte del muy bien conocido ciclo anual, ha habido fluctuaciones que varían desde pocas semanas hasta aquellas que son del orden de un siglo.

Las evidencias geológicas también indican que ha habido períodos en que la tierra ha estado más o menos fría que en la actualidad. El rango de tales variaciones va desde pocos milenios hasta las que comprenden las épocas geológicas, indicando cambios en la radiación entrante y saliente. Ellos incluyen un número de importantes glaciaciones.

Las variaciones más rápidas pueden ser suavizadas promediando sobre un período y comprende un número de años. Las variaciones más lentas remanentes proveen la evidencia de la pérdida o ganancia durante el período promediado. Sin embargo los cambios ocurren de una forma tan lenta que el cambio neto de energía ocurrido actualmente es muy pequeño.

En general, parece ser que no ha existido una tendencia general significativa en la temperatura media de la tierra o su atmósfera durante los períodos interglaciares. Así es que existe para largos períodos un balance calórico medio en cada punto de la tierra y su atmósfera. Esto indica que, promediando sobre largos períodos de tiempo, nuestro planeta irradia al espacio aproximadamente la misma cantidad de energía que recibe.

4.2 Problemas de computación

Ya hemos señalado la complejidad de las interacciones entre la radiación solar y la terrestre con el sistema tierra-atmósfera. Los problemas de computación se acentúan aún más debido a la escasez de datos que existe en muchas regiones. Por ello es necesario hacer varias suposiciones, si deseamos determinar la contribución de los distintos factores que contribuyen al balance de calor.

La distribución geográfica y vertical de la temperatura y la presión pueden ser determinadas a partir de los datos climatológicos. La información sobre las concentraciones de los gases que absorben y emiten es, sin embargo, menos completa. Las variaciones de la concentración del vapor de agua frecuentemente necesitan ser estimadas debido a la falta de sensibilidad de los sensores de los radiosondas en los casos de escasa humedad. Los valores del ozono también son incompletos especialmente en relación con su variación en la vertical. En el caso del dióxido de carbono es, sin embargo, posible estimar su distribución vertical sobre la base de la uniformidad producida por la mezcla turbulenta en la homósfera.

Nuestro conocimiento de la distribución media detallada de las nubes es también deficiente. Recordemos que en el punto 2.8 encontramos conveniente, en vista de las distintas cantidades, tipos y alturas, considerarlas combinadas en una capa de nubes compuesta. Se supuso entonces una cubierta nubosa media correspondiente al 54 por ciento de toda la tierra.

Con el objeto de individualizar los principales contribuyentes al balance de calor que son la radiación solar y la terrestre, limitaremos nuestra discusión a los sistemas cerrados compuestos por la totalidad de la superficie de la tierra y la troposfera que la cubre. De esta forma la advección horizontal no afectará, por supuesto, al balance medio de calor.

4.3 La radiación solar y el sistema tierra-troposfera

En los puntos 2.7 y 2.8 discutimos la disposición media de la radiación solar incidente sobre la troposfera bajo condiciones de cielo despejado y cielo cubierto. Supusimos después una cubierta nubosa media igual al 54 por ciento para toda la tierra y computamos una media ponderada para los casos de cielo despejado y cubierto. Los detalles de la distribución media de la radiación solar están dados en el punto 2.9 y se hallan resumidos en la Figura 4.1 de la página siguiente.

Se supone que 100 unidades de radiación solar alcanzan el tope de la atmósfera y que la absorción ultravioleta por el oxígeno y el ozono que existe en la atmósfera por encima de la tropopausa reduce este valor en un dos por ciento. Así quedan disponibles 98 unidades para el sistema tierra-troposfera.

En el promedio, 20 unidades son absorbidas por la troposfera y 43 por la superficie de la tierra. Las unidades restantes de energía en onda corta son devueltas directamente al espacio, determinando que el albedo medio correspondiente al planeta sea 35 por ciento. Esta radiación ha sido dispersada por los gases atmosféricos y aerosoles o difusamente reflejado por el tope de las nubes y la superficie de la tierra.

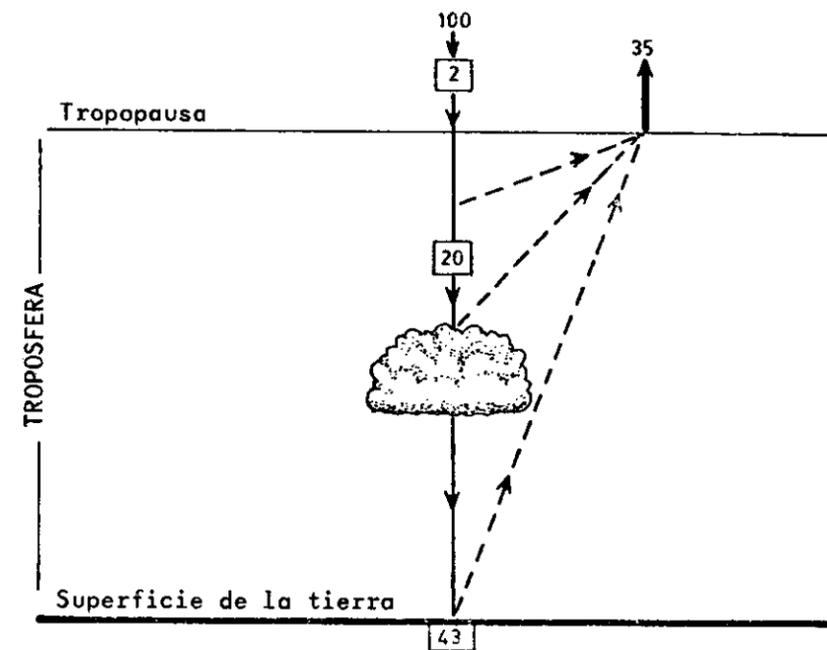


Figura 4.1 - Distribución media de radiación solar

4.4 Componente de onda larga del balance medio de calor

Los componentes esenciales de onda larga del balance medio de calor del sistema tierra-troposfera son los siguientes:

a) Flujo terrestre desde la superficie de la tierra

Suponiendo que la tierra irradia como un cuerpo negro a 288°K, la ley de Stefan-Boltzmann puede ser usada para determinar la emitancia correspondiente a toda su superficie. Basado sobre el valor de 100 unidades usadas para la radiación solar, la superficie de la tierra irradia 116 unidades hacia arriba. De éstas, 106 son absorbidas por el vapor de agua y dióxido de carbono en la troposfera y sólo 10 unidades escapan al espacio.

b) Emisión de radiación por la troposfera

En el promedio, el vapor de agua y el dióxido de carbono en la troposfera emite 158 unidades de radiación en onda larga. De éstas, 102 son dirigidas hacia abajo a la superficie de la tierra y 56 hacia arriba y escapan al espacio.

c) Radiación en onda larga dirigida hacia abajo a través de la troposfera

De los apartados a) y b) es evidente que 66 unidades de radiación en onda larga son transmitidas hacia arriba a través de la tropopausa. En el punto 4.3 se indica que 35 unidades de radiación de onda corta continúan hacia arriba al espacio. En vista del hecho que 98 unidades de radiación



solar pasan hacia abajo a través de la tropopausa, es necesario un ajuste de 3 unidades dirigidas hacia abajo. De esta forma se establece un balance de transportes medios en la tropopausa.

La característica esencial de la discusión anterior está mostrada en el lado izquierdo de la Figura 4.2. Se nota, sin embargo, que son necesarios elementos adicionales para lograr un balance medio de calor en la superficie de la tierra y dentro de la troposfera misma. Estos son discutidos en el próximo punto.

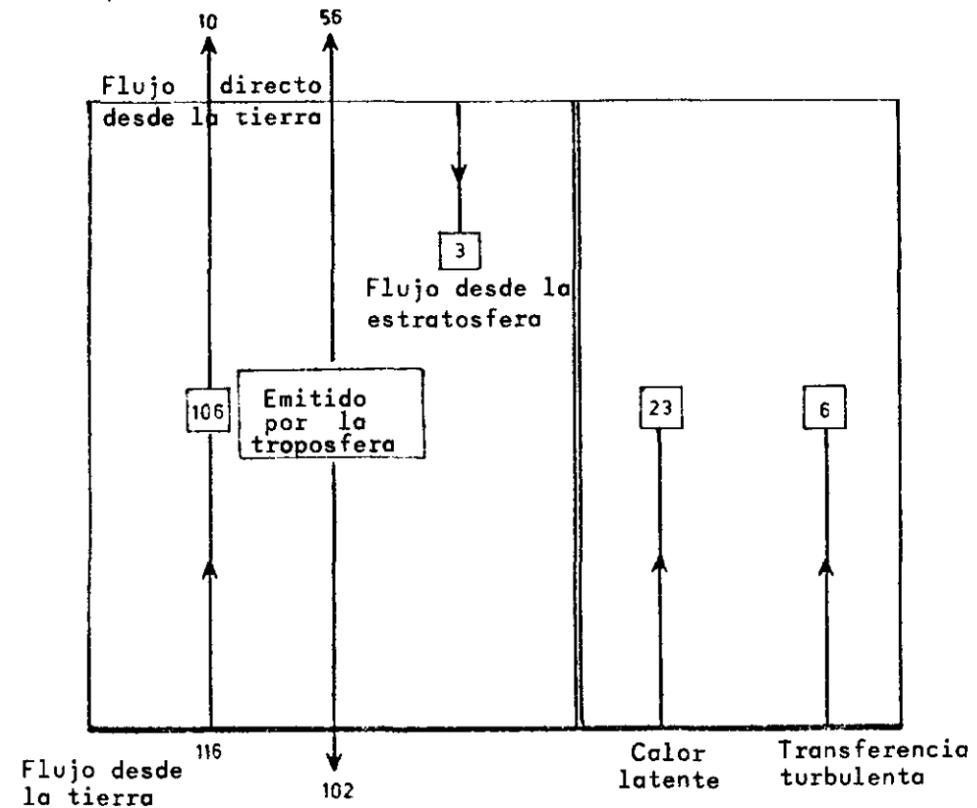


Figura 4.2 - Flujo de onda larga y efectos no radiativos

4.5 Efectos no radiativos

Hay dos factores que es necesario tomar en consideración al estudiar el balance de calor en el sistema tierra-troposfera. La dirección del calor transferido implicado se muestra en el lado derecho de la Figura 4.2 precedente.

a) Transferencia de calor latente

Parte de la energía solar absorbida por la superficie de la tierra es usada para evaporar agua de esa misma superficie. Este vapor se mueve vertical y horizontalmente y eventualmente se condensa, liberando calor latente dentro de la atmósfera. El calor latente transferido desde la tierra a la atmósfera puede ser estimado a partir del conocimiento de la precipitación global media. Esto indica que el calor latente transferido corresponde a 23 unidades.

b) Transferencia turbulenta de calor

El calor sensible puede ser transferido en la atmósfera tanto hacia arriba como hacia abajo por la turbulencia. Los procesos físicos son más bien complejos y dificultan la estimación directa del transporte turbulento. Una estimación indirecta puede ser efectuada tratándola como el residuo necesario para lograr el balance de calor. La superficie de la tierra absorbe 43 unidades de radiación solar (directa y del cielo) y también recibe 102 unidades de flujo en onda larga desde la troposfera cuando la misma vuelve a irradiar hacia abajo. Ya que emite 116 unidades, esto deja un excedente radiativo de 29 unidades. Los efectos no radiativos deben por lo tanto balancear este exceso. Teniendo en cuenta que 23 unidades son llevadas hacia arriba por evaporación, esto significa que, en el promedio, 6 unidades son llevadas desde la tierra a la atmósfera por transporte turbulento. Debe ser destacado, sin embargo, que esta estimación incluye errores residuales que provienen del cómputo de otros factores del balance de calor.

4.6 Resumen del balance medio de calor para el sistema tierra-troposfera

Las secciones precedentes han indicado que el balance total de calor puede ser logrado como el resultado de la contribución de varios procesos físicos. En el punto 4.4 fue realizado un ajuste al apartado c) para obtener un balance medio de los transportes a través de la tropopausa. Nuevamente en el punto 4.5 se hizo una estimación de la transferencia turbulenta para obtener un balance en la superficie de la tierra.

Con objeto de determinar si estos ajustes son consistentes, es suficiente considerar el balance de calor de la troposfera. El vapor de agua y el dióxido de carbono en esta región absorbe 106 unidades de radiación en onda larga de la tierra y recibe 3 unidades en la estratosfera. Además, 20 unidades de radiación solar son absorbidas y 29 unidades de energía son transferidas desde la tierra a la troposfera por efectos no radiativos. Así, la troposfera gana un total de 158 unidades.

La troposfera pierde estas unidades por radiación de onda larga hacia arriba y hacia abajo. La superficie de la tierra recibe 102 de éstas, en tanto que las 56 restantes son transmitidas hacia arriba a través de la tropopausa.

Por supuesto que la discusión anterior no incluye un estudio detallado de los procesos atmosféricos que ocurren en la estratosfera y más arriba. Sin embargo, tiene importantes consecuencias que discutiremos ahora.

4.7 El efecto atmosférico de invernáculo

Los apartados a) y b) del punto 4.4 dan cuenta de la emisión de 116 y 158 unidades de radiación de onda larga desde la superficie de la tierra y de la troposfera, respectivamente. En vista del hecho de que sólo 100 unidades de la radiación solar sin atenuación llegan al sistema tierra-atmósfera, esto puede aparecer contradictorio a primera vista.

Esto puede ser explicado por el hecho de que la atmósfera es mucho más transparente a la radiación solar que a la radiación terrestre de onda larga. El vapor

de agua y el dióxido de carbono absorbe una gran proporción de radiación proveniente de la superficie de la tierra y entonces esa energía vuelve a ser irradiada tanto hacia arriba como hacia abajo. Del resultado de ello, la energía solar es atrapada por la tierra y la atmósfera, conduciendo a temperaturas mayores que las que ocurrirían en ausencia de una atmósfera. La temperatura media de la superficie de la tierra es elevada hasta alrededor de 33°C conduciendo a un valor de equilibrio alrededor de 15°C.

A esto se hace referencia llamándolo "efecto de invernáculo". La radiación solar en onda corta es transmitida a través del vidrio que cubre un invernáculo, en tanto que la radiación de onda larga emitida por tierra y las plantas que están dentro es absorbida.

Sin embargo, las altas temperaturas logradas dentro del invernáculo son principalmente debidas al hecho de que el vidrio evita que el aire caliente se eleve y se pierda el calor. Este efecto es mucho más importante que la absorción de la radiación de onda larga por el vidrio. Por esta razón, algunos meteorólogos prefieren usar el término "efecto de la atmósfera" cuando se refieren a las temperaturas más altas de la tierra y su atmósfera debidas al atrapamiento de la radiación de onda larga por ciertos gases atmosféricos. Debido a esos aumentos de temperatura, le permiten a la superficie de la tierra y a la atmósfera emitir el flujo adicional necesario para lograr el balance medio del calor del planeta.

4.8 Gradiente meridional de temperatura en la troposfera

Consideremos un número de cinturones latitudinales, cada uno de ellos de una longitud unitaria en la dirección meridional y extendidas a través de toda la troposfera. La Figura 4.3 muestra un cinturón circumpolar típico correspondiente a la latitud φ . Por simplicidad se supone que la tropopausa es casi horizontal.

El balance de calor en cada cinturón latitudinal es logrado por medio de los procesos de transferencia tanto vertical como horizontal. Consideremos cada uno separadamente.

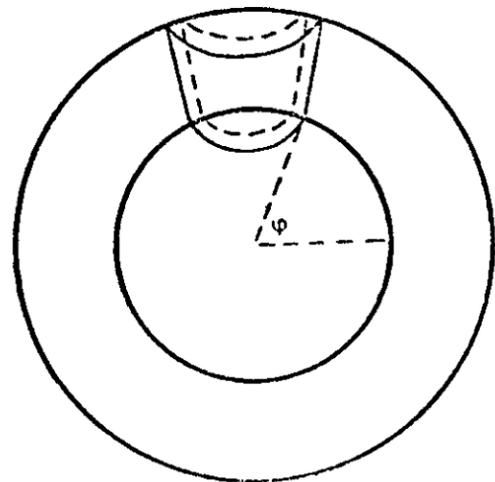


Figura 4.3 - Cinturón circumpolar latitudinal

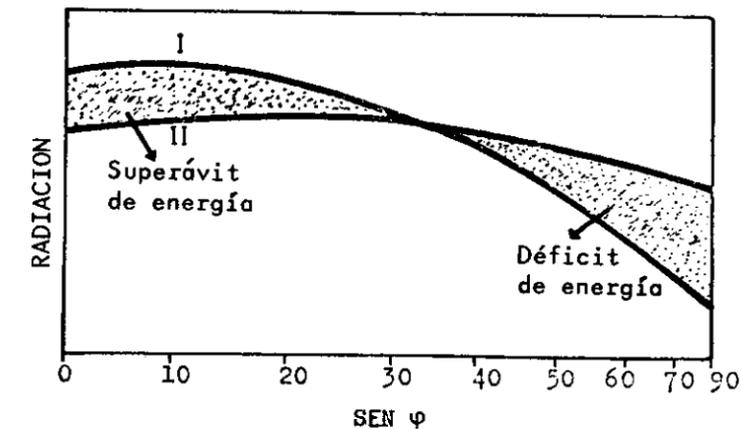


Figura 4.4 - Transferencia de flujos radiativos en la troposfera

Primero analicemos el proceso de transferencia vertical que tiene lugar en los límites superiores de los cinturones individuales. La curva I de la Figura 4.4 muestra el promedio anual de absorción de la radiación solar por los distintos cinturones del sistema tierra-troposfera. El flujo de onda larga saliente está representado en la curva II. En cada caso se supone que la nubosidad es normal.

Así es que si sólo ocurriera un proceso de transferencia vertical, un cinturón latitudinal ubicado alrededor de 35° en cada hemisferio lograría un balance medio de energía. Los cinturones ubicados hacia el ecuador de la latitud de 35° tendrían un exceso de energía, en tanto que aquellos ubicados hacia los polos tendrían un déficit de energía.

Suponiendo que el exceso (déficit) en cada cinturón latitudinal es transformado en un calentamiento (enfriamiento) local. En ausencia de procesos de transferencia horizontal podría ser computado teóricamente una distribución meridional de temperatura. Sin embargo, los meteorólogos han encontrado que el gradiente meridional de temperatura es mucho menor que el estimado teóricamente.

Por lo tanto es evidente que los procesos de transferencia horizontal deben desempeñar un papel importante en la determinación del balance medio de calor del sistema tierra-troposfera. En el promedio, es necesario que exista un flujo de calor hacia el polo de modo que se satisfaga el gradiente meridional de temperatura que es observado en cada hemisferio.

4.9 Transporte de energía hacia el polo en la troposfera

Durante los períodos de transferencia meridional débil, se establecen fuertes gradientes meridionales de temperatura. Estos pueden ser, sin embargo, reducidos por procesos de transferencia meridional, los cuales distribuyen la energía total de la troposfera. El exceso de energía calórica ganado en los cinturones ubicados en latitudes bajas es transferido a las regiones con déficit de energía. En esta forma se obtiene el balance de calor observado.

Hay sólo una transferencia muy pequeña de energía entre los dos hemisferios correspondiente a un período muy extenso. Por lo tanto, el balance medio de calor es principalmente logrado por un flujo de energía hacia el polo. Este es llevado a cabo por la atmósfera y los océanos.

Se estima que alrededor del 10 por ciento de exceso de energía del sistema tierra-troposfera entre las latitudes 0 a 35° es transportado hacia el polo a través de la latitud 35° por las corrientes oceánicas. Todo lo demás es transferido por la circulación troposférica.

Las corrientes de aire, las cuales producen este flujo hacia el polo, transportan no sólo calor sensible, sino también calor latente en forma de vapor de agua. Así, el exceso de energía en las latitudes bajas y el déficit en latitudes altas desempeñan un papel importante en la circulación general de la atmósfera.

4.10 Mediciones de radiación sobre satélites

El uso de satélites como plataforma desde los cuales se realizan observaciones meteorológicas han probado ser una aplicación importante de la tecnología espacial. Los instrumentos principales son las cámaras de televisión y los sensores de radiación.

En secciones previas hemos indicado que las investigaciones sobre radiación son esenciales para una comprensión cabal de problemas tales como el balance medio de calor del sistema tierra-atmósfera y el de la circulación general de la atmósfera. También hemos notado algunos de los problemas asociados con la realización de mediciones de radiación precisas en la superficie de la tierra. Por lo tanto, es útil considerar el tipo de mediciones que pueden ser realizadas desde los satélites meteorológicos usando detectores de radiación.

Mediciones precisas de la constante solar son necesarias para estudiar problemas asociados con el balance medio de calor del sistema tierra-atmósfera. Obviamente es ventajoso poder realizar tales medidas desde arriba de la atmósfera sin que haya absorción debida a la misma para determinar no sólo el valor medio de la constante solar sino también cualquier pequeña variación que ocurra.

Hemos señalado que una parte de la radiación solar incidente es reflejada nuevamente al espacio por las nubes, los gases atmosféricos, los aerosoles y la superficie de la tierra. Esta radiación reflejada es de las mismas longitudes de onda de la radiación solar entrante y no está disponible para impulsar la máquina atmosférica. Los sensores de radiación instalados en los satélites pueden medir el albedo medio del sistema tierra-atmósfera y sus variaciones en el tiempo y el espacio. Esto nos permite hacer cálculos más exactos de la absorción de la energía solar.

El promedio total de la radiación terrestre saliente debe ser igual que la radiación solar entrante absorbida. Sin embargo, la radiación de onda larga transmitida al espacio varía considerablemente con el tiempo y con el lugar. Desde los satélites es posible realizar medidas más exactas de la radiación terrestre saliente que nos facilita nuestros estudios de los procesos atmosféricos.

Con instrumentos convencionales y radiosondas se efectúan mediciones de temperatura de la superficie de la tierra y en varios niveles en la atmósfera. Estas mediciones pueden también ser hechas desde satélites. En un intervalo del espectro donde

la atmósfera es completamente transparente para cualquier energía radiante proveniente de la superficie de la tierra es posible determinar así sus temperaturas en varios lugares.

Si las nubes cubren las áreas hacia las cuales el sensor está dirigido, la temperatura medida será la correspondiente al tope de la nube. Dado que la temperatura de la atmósfera normalmente decrece con la altura, los topos de las nubes son generalmente más fríos que la superficie de la tierra. Un decrecimiento significativo en la temperatura puede ser por lo tanto notado si un sensor realiza una operación de barrido sobre la tierra pasando desde un área con cielo despejado a una con cielo cubierto. Así es posible detectar en la noche áreas cubiertas de nubes cuando las cámaras de televisión de un satélite no pueden operar.

Las alturas de topos de nubes pueden ser estimadas de las temperaturas de los topos de nubes obtenidos con las medidas de radiación efectuadas desde los satélites. Se pueden obtener valores aproximados suponiendo que el decrecimiento de la temperatura con la altura es uniforme. Cálculos más precisos es posible realizar si son efectuadas, concurrentemente, medidas exactas de las temperaturas atmosféricas en varios niveles.

Muchas son las dificultades que están asociadas con la obtención de medidas de temperaturas en varios niveles de la atmósfera. Es posible, sin embargo, hacer uso de la propiedad de un gas atmosférico específico, el cual simultáneamente es capaz de absorber eficientemente y emitir en igual forma la radiación de una longitud de onda determinada. Considerando un gas tal como el dióxido de carbono el cual está uniformemente distribuido en la atmósfera libre aún en los niveles correspondientes a la mesosfera.

Se selecciona entonces un rango espectral para el cual el dióxido de carbono es el único gas absorbente. Es también necesario que su coeficiente de absorción varíe sin discontinuidad con la longitud de onda tal como se muestra en la Figura 4.5 que sigue a continuación.

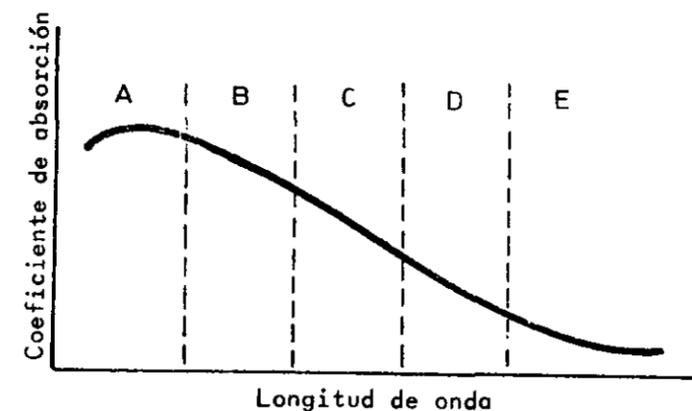


Figura 4.5 - Variación de los coeficientes de absorción en relación con la longitud de onda

Las características esenciales de este método para la determinación de los perfiles verticales de temperatura pueden ser estudiados considerando la Figura 4.6, en la cual la atmósfera está dividida en cinco capas. El nivel T corresponde al llamado "tope" de la atmósfera.

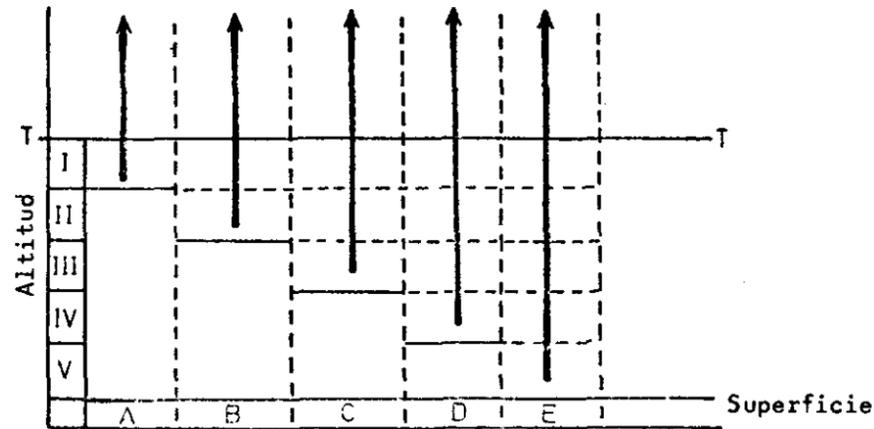


Figura 4.6 - Radiación terrestre desde las capas atmosféricas

En el rango de longitud de onda A, donde la absorción es máxima, la radiación terrestre que alcanza al satélite proviene de la parte cercana del tope de la atmósfera en la capa I. La radiación en estas longitudes de onda, originadas en la superficie de la tierra o en cualquiera de las capas inferiores II, III, IV y V es absorbida antes de alcanzar el tope de la atmósfera y no llega al satélite. Esta energía, por supuesto, puede ser nuevamente irradiada, pero debería entonces ser considerada como originada en la capa en que fue absorbida.

La radiación recibida por el satélite en el rango de longitud de onda A corresponde por lo tanto a un promedio de temperatura para la capa I. En la práctica, este promedio es tomado con relación a la densidad y por ello la medición está fuertemente influenciada por la parte inferior de la capa.

En el rango de longitud de onda B que es menos absorbido se obtiene un promedio de temperatura para las capas I y II. Ya que la temperatura media de la capa I es conocida a partir de la medición del rango A, se puede determinar la temperatura para la capa II.

Similarmente, el rango de longitud de onda C da el promedio de temperatura de las capas I, II y III, en tanto que el rango D provee la temperatura promedio de las capas I, II, III y IV. Por lo tanto pueden obtenerse las temperaturas de las capas III y IV.

Finalmente hay un rango de longitud de onda E donde parte de la radiación que sale de la atmósfera proviene ya sea de la superficie de la tierra o de los toques de las nubes. Esto fija un límite inferior de la altitud para la cual la temperatura puede ser deducida. Es el tope de la capa V y corresponde a un nivel algo más arriba de la superficie real de la tierra o del tope de la nube.

En la práctica las mediciones del perfil vertical de la temperatura son complicadas debido a la necesidad de considerar un continuo de altitudes y longitudes de onda, más bien que segmentos discretos tal como se ha discutido más arriba. El número de capas en que puede ser dividida la atmósfera depende de la estrechez del intervalo espectral posible en los sensores de radiación.

Otra medición interesante de los satélites es la relacionada con la composición atmosférica. Comprende la determinación de la cantidad total de un gas variable contenido en una columna vertical de aire y su distribución en la altitud. Los gases variables de mayor interés en la atmósfera son el vapor de agua y el ozono. El vapor de agua es importante porque está relacionado con la nubosidad y la precipitación. Un conocimiento del ozono puede ser usado para estudiar los movimientos atmosféricos en la estratosfera.

Primero consideremos la medición de la cantidad total de un gas determinado en una columna vertical de aire. Si se seleccionan dos longitudes de onda muy próximas, preferiblemente en el espectro visible, ultravioleta o en la longitud de onda más corta en el infrarrojo, donde la radiación solar reflejada puede ser examinada. Una de las longitudes de onda debería no ser absorbida por el gas. La otra longitud de onda debería absorber parcial pero no totalmente, de modo que haya suficiente radiación que sea transmitida para que el satélite la mida.

Dado que las dos longitudes de onda seleccionadas para el gas están cercanas, se puede suponer que la radiación reflejada y cualquier absorción por otros gases atmosféricos son las mismas para ambas longitudes de onda. Por lo tanto, la diferencia en la cantidad de energía medida para cada longitud de onda corresponde a la cantidad absorbida por el gas mismo. Este valor puede ser usado para calcular la cantidad total del gas variable que se encuentra en la columna de aire.

La distribución con la altitud del gas variable puede ser determinada por el procedimiento descrito para obtener el perfil vertical de temperatura. Es necesario, sin embargo, determinar primeramente la distribución de la temperatura, ya que la medición de cada longitud de onda es una función no sólo de la concentración del gas variable sino también de su temperatura. Esta técnica es adecuada para determinar las distribuciones del vapor de agua y del ozono mediante las bandas de absorción de 6,3 y 9,6 respectivamente.

Para medir los perfiles verticales de temperatura y la distribución vertical del vapor de agua y el ozono es necesario que los espectrómetros montados en los satélites sean muy refinados. No los discutiremos en detalle, pero nos referiremos brevemente a los sensores que han sido usados para mediciones de radiación más directamente relacionados al balance medio de calor del sistema tierra-atmósfera.

Gran cantidad de sensores han sido usados para mediciones radiométricas, operando sobre un número de rangos de longitud de onda. Como un ejemplo de lo que comprenden estas técnicas discutiremos los sensores de radiación empleados en las series experimentales del TIROS, las cuales precedieron a los satélites operacionales ESSA. Fueron usados tres tipos de sensores: a) un radiómetro de barrido de cinco canales; b) un radiómetro de ángulo medio de dos canales; c) un radiómetro omnidireccional de dos canales.

El radiómetro de cinco canales usa el giro de los satélites para efectuar el barrido de la tierra. La sensibilidad espectral de los radiómetros y la finalidad de cada uno fueron las siguientes:

CANAL	BANDA	FINALIDAD
1	6,0 - 6,5 μ	Radiación de la banda del vapor de agua. Esta es una región de máxima absorción y emisión del vapor de agua. Así este sensor mide la temperatura cerca del tope de la capa de vapor de agua. En el promedio esto ocurre alrededor de 400 mb. Bajas temperaturas significan que cantidades grandes de vapor de agua se extienden a grandes altitudes. Altas temperaturas indican menos vapor de agua concentrada cerca de la superficie de la tierra.
2	8,0 - 12,0 μ	Radiación emitida en la "ventana atmosférica" (región de baja absorción). Este sensor provee la siguiente información: 1) detección de la cobertura nubosa: especialmente de noche y sobre áreas donde las cámaras de televisión no están operando; 2) medición de las temperaturas de los topes de nube y de acuerdo con esto inferir la altura de los topes de nube; 3) medición de las temperaturas de la superficie, o gradientes de temperatura, sobre áreas libres de nubes.
3	0,2 - 6,0 μ	La medición de la radiación solar reflejada, esto es el albedo del planeta tierra.
4	7,0 - 30 μ	El total de la radiación infrarroja saliente emitida por la superficie de la tierra y la atmósfera, esto es el total de la radiación terrestre saliente.
5	0,55 - 0,75 μ	Este mide la radiación solar reflejada en la parte del rojo del espectro visible. Las cámaras de televisión son sensibles a estas longitudes de onda. El canal provee una información visual poco detallada de mapas de radiación para ser comparadas con las imágenes de televisión y una referencia visual poco detallada del espectro en áreas para las cuales las imágenes del vidicon no son obtenidas. También da información del albedo correspondiente a la parte visible del espectro.

El segundo tipo del radiómetro TIROS comprende dos detectores, cada uno está montado sobre un cono el cual restringe la visión a unos pocos cientos de millas, pero coinciden cada uno de ellos con el de las cámaras de televisión de gran angular. Así los datos del radiómetro pueden ser comparados con la cantidad de nubosidad observada.

Un detector es blanco y refleja la mayor parte de la radiación solar. Responde casi enteramente a la radiación terrestre de onda larga (esto es, las longitudes de onda mayores que 4 μ) y provee así una medida directa de la radiación de onda larga emitida al espacio por el sistema tierra-atmósfera.

El segundo detector es negro y es sensible a la radiación entre alrededor de 0,2 y 40 μ . Por lo tanto ambas medidas reflejan la radiación solar y la radiación terrestre emitidas por la tierra y su atmósfera. Durante el día, la radiación solar reflejada es determinada restando la cantidad leída en el sensor blanco de la correspondiente al sensor negro, es decir el albedo. Por la noche no hay radiación solar reflejada y de este modo ambos detectores deberían dar la misma lectura. Así es posible confirmar si están operando satisfactoriamente.

El tercer radiómetro TIROS fue desarrollado por el profesor V. Suomi. Los sensores se componen de cuatro hemisferios (dos negros y dos blancos), cada uno con un diámetro de alrededor de 2,5 cm. Los pares blancos y negros están montados en lados opuestos del satélite, de modo tal que cada uno ve su propio sector.

Así los dos hemisferios blancos y los dos negros operan como una sola esfera blanca y una sola esfera negra. Dado que ellos miden radiación proveniente de todas las direcciones, incluida aquella proveniente del sol, se los llama omnidireccionales.

El cuerpo negro absorbe toda la radiación que sobre él incide y mide la energía entre 0,2 y 40 μ . El cuerpo blanco refleja la mayor parte de la radiación de onda corta y absorbe radiaciones cuyas longitudes de onda son mayores que alrededor de 4 μ . Cuando la radiación solar directa, calculada de la constante solar, es restada, los datos de estos sensores pueden ser usados para inferir tanto el albedo de la tierra como la radiación terrestre en onda larga emitida que llega al satélite.

La radiación absorbida por los gases atmosféricos es transformada en calor y otras formas de energía. En el próximo capítulo discutiremos algunas de estas transformaciones.



Capítulo V

TERMODINAMICA DEL AIRE SECO

La termodinámica trata las transformaciones de calor en otras formas de energía y viceversa. En la atmósfera estas transformaciones son de fundamental importancia y es necesario considerarlas con cierto detalle si queremos predecir su estado futuro.

La atmósfera está constituida por una mezcla de gases reales, pero es conveniente estudiar primero qué ocurre con los llamados gases ideales. Esto incluirá referencias a la ecuación de estado para un gas ideal, tal como se discute en el Apéndice III.

Debido al hecho de que en la atmósfera existe agua en forma sólida, líquida y gaseosa, hay transformaciones cuando tienen lugar cambios de estado. Estos ocurren debido a la absorción o liberación del calor latente. En este capítulo consideraremos los procesos atmosféricos que no producen tales transformaciones de energía y limitaremos nuestro estudio a la termodinámica del aire seco. El aire húmedo será tratado en el próximo capítulo.

5.1 Expansión de un gas a presión constante

Si una pequeña muestra de gas se expande a presión constante, realiza trabajo (dW) sobre el medio que la circunda:

$$dW = p dV \tag{5.1}$$

donde dV es una variación infinitesimal del volumen de la muestra.

Si el volumen es el correspondiente a la unidad de masa en la muestra, usamos letras minúsculas y la ecuación (5.1) toma la forma

$$dw = p d\alpha \tag{5.2}$$

donde dw es el trabajo específico realizado y dα es la variación del volumen específico.

Si el sistema se expande y hace trabajo sobre el medio que lo rodea, dw es positivo. Por otra parte, si el sistema es comprimido por fuerzas de presión externa, el trabajo es hecho sobre el sistema y dw es negativo.

5.2 Ley de la conservación de la energía

En física, la energía de un sistema está definida como la capacidad que tiene el sistema de realizar trabajo. La energía es igual al total del trabajo que puede ser realizado y es medida en las mismas unidades. La unidad de energía en el sistema técnico es el joule (J).

En ausencia de reacciones nucleares y para velocidades que no se aproximan a la de la luz, la ley de conservación de la energía puede ser aplicada al cambio de energía de un tipo a otro. Ella establece que ningún sistema de energía puede ser creado o destruido.

Así, cuando la energía es entregada a un sistema, la energía final es igual a la energía inicial más la energía adicionada. Si por otra parte se extrae energía, la energía final es igual a la energía original menos la cantidad extraída.

5.3 Calor específico

El calor es una forma de energía y así la unidad SI es el joule (J). El calor necesario para aumentar la temperatura del sistema un grado es llamado capacidad de calor del sistema.

La cantidad de calor requerida depende de la forma en que el calor es entregado. Por ejemplo, la cantidad de calor necesaria para aumentar la temperatura en un grado, cuando el volumen ocupado por el sistema es mantenido constante, es llamada la capacidad de calor a volumen constante. Esto es denotado por el símbolo C_v .

Por otra parte, si la presión es mantenida constante, el calor requerido para elevar la temperatura en un grado es llamada capacidad de calor a presión constante. Es denotada por el símbolo C_p . Un sistema a presión constante se expande cuando es calentado y así entrega trabajo. Por ello, C_p es mayor que C_v .

La capacidad de calor por unidad de masa es la capacidad de calor específico o simplemente calor específico. En este caso se usa un c minúscula como símbolo y así los dos calores específicos para un gas son representados por c_p y c_v .

Puede mostrarse que

$$R = c_p - c_v \tag{5.3}$$

donde R es la constante específica del gas.

5.4 Primera ley de la termodinámica

La ley de conservación de energía puede también ser expresada en forma diferencial. Si a un sistema se le entrega una cantidad de calor dH, el mismo puede ser usado parcialmente en aumentar la temperatura y parcialmente en vencer las fuerzas de atracción entre las moléculas. Ambos procesos constituyen la energía interna del sistema.

Un incremento de la energía interna es denotado por dU. Si indicamos el incremento del trabajo realizado por el sistema por dW, entonces la ley de conservación puede expresarse así:

$$dH = dU + dW \tag{5.4}$$

La ecuación (5.4) es la formulación de la primera ley de la termodinámica. Si dividimos los términos de la ecuación (5.4) por la masa del sistema, obtenemos otra forma de la primera ley:

$$dh = du + dw \tag{5.5}$$

Aquí las letras minúsculas indican que las cantidades están referidas a la unidad de masa. Así dh es igual al calor entregado por unidad de masa.

Si una pequeña muestra de gas de masa unitaria se expande a presión constante, podemos sustituir el valor dw dado por la ecuación (5.2). Tendremos:

$$dh = du + pd\alpha \tag{5.6}$$

que es otra forma de la primera ley de la termodinámica. A veces se hace referencia a la misma llamándola la ecuación de la energía.

Es de notar que en la discusión anterior hemos supuesto que la muestra de gas se ha expandido y ha realizado trabajo sobre el medio que la rodea. En este caso, tanto dw como dα son positivos.

Por otra parte, puede entregarse trabajo al gas comprimiéndolo. Esto es equivalente a decir que el gas mismo hace un trabajo negativo y así dw es negativo. Dado que el volumen decrece, dα es también negativo.

5.5 Energía interna de un gas ideal

La teoría cinética de los gases supone que los átomos o moléculas de un gas tienen movimientos rápidos irregulares. En el caso de un gas ideal, las dimensiones de estas partículas son consideradas como despreciablemente pequeñas, comparadas con las distancias medias entre ellas. También se supone que las fuerzas de atracción ejercidas entre ellas son despreciablemente pequeñas y que los choques entre sí con las paredes del recipiente que las contienen son perfectamente elásticos.

Se puede mostrar que un sistema tal obedece exactamente a la ley del gas ideal discutido en el Apéndice III, punto 3.9. Además también se puede mostrar que la energía interna de un sistema tal es sólo una función de la temperatura. Esto proviene del hecho de que el calor entregado en un proceso a volumen constante es aplicado sólo para aumentar el movimiento irregular de las moléculas.

En contraste, en los gases reales parte de la energía puede ser empleada en vencer las fuerzas interatómicas o intermoleculares. De acuerdo con la teoría cinética discutida anteriormente, esto no se aplica en el caso de un gas ideal. Así, en el caso del gas ideal,

$$du = c_v dT \tag{5.7}$$

donde c_v es una constante.

Por lo tanto, las dos condiciones que debe satisfacer un gas ideal son las siguientes:

a) debe ser aplicable la ecuación de estado para un gas ideal, esto es

$$p\alpha = RT \tag{5.8}$$

b) la energía interna debe ser sólo función de la temperatura, esto es

$$du = c_v dT.$$

Consideremos ahora el caso en el cual el calor es entregado a la muestra de gas cuyo volumen es mantenido constante, es decir que $d\alpha = 0$. La ecuación (5.6) se reduce entonces a la forma

$$dh = du$$

En este caso el calor entregado es usado íntegramente para aumentar la energía interna del gas. Los átomos y las moléculas comienzan a moverse más rápidamente y su energía cinética ($1/2 mv^2$) comienza a incrementarse. De tal modo que la temperatura aumenta, dado que su valor es proporcional a la energía cinética media de las partículas. Esto es también evidente cuando se observa la ecuación (5.7).

5.6 Energía interna de los gases reales

Los gases reales no obedecen exactamente a las dos condiciones establecidas en el punto 5.5, debido al tamaño finito de los átomos y moléculas reales y a la existencia de fuerzas que interaccionan entre los átomos y entre las moléculas. Expresándose en una forma general, puede decirse que para las presiones (p) más bajas o para el volumen específico (α) más alto, los gases reales prácticamente obedecen a la ley del gas ideal. Esto es, que los gases se aproximan al comportamiento del gas ideal cuanto más se aproximan a las condiciones de la teoría cinética.

En el caso de un gas ideal c_v es constante, pero para gases reales varía lentamente en función de la temperatura.

El aire es una mezcla de gases y se observa que se comporta casi de una manera ideal, en tanto que la condensación no tenga lugar. Para el rango de temperaturas observadas en la atmósfera, el calor específico del aire seco es considerado con un alto grado de aproximación como constante. Es denotado por el símbolo c_{vd} .

5.7 Procesos adiabáticos en gases ideales

Un proceso adiabático (del griego "adiabatas" = imposible de atravesar) es definido para el caso de una muestra de gas que no recibe ni entrega calor del medio que la rodea. En este caso $dh = 0$ y la ecuación (5.5) se reduce a

$$0 = du + dw \tag{5.10}$$

Por ello, el cambio de la energía interna de un gas ideal puede ser expresado así:

$$du = -dw \tag{5.11}$$

Si se expande durante un proceso adiabático, entrega trabajo al medio que la circunda y dw es positivo. De la ecuación (5.11) se observa que es evidente que du es entonces negativo, es decir que el trabajo ha sido realizado a expensas de la energía interna. La ecuación (5.7) indica que si du es negativo, dT también será negativo. Así, la expansión adiabática conduce a una caída de la temperatura.

Por el contrario, si el trabajo es hecho sobre el gas comprimiéndolo adiabáticamente, el trabajo (dw) dado por el gas es negativo. Sustituyendo en la ecuación (5.11) muestra que du es positivo, esto es que la energía interna de la muestra del gas ha sido incrementada. La energía suministrada al gas aumenta la energía cinética promedio de los átomos o moléculas. Por lo tanto, la temperatura aumenta durante la compresión adiabática. Esto puede ser verificado viendo que según la ecuación (5.7) tanto du como dT son positivos.

Una forma alternativa de la primera ley de la termodinámica para procesos adiabáticos de un gas ideal puede ser obtenida tomando $dh = 0$ en la ecuación (5.6). Así

$$0 = du + pd\alpha$$

o

$$du = -pd\alpha \tag{5.12}$$

Durante la expansión adiabática $d\alpha$ es positivo así como du es negativo. De la ecuación (5.7) se ve que dT es negativo. Por lo tanto ocurre una caída de temperatura.

Por el contrario, durante la compresión adiabática $d\alpha$ es negativo. Así du y dT son ambos positivos. Por lo tanto la temperatura aumenta, aún cuando el gas no ha recibido calor (ya que $dh = 0$) del medio que lo rodea. Realmente, la energía mecánica es transformada en energía interna la cual provoca un aumento en la energía cinética promedio de los átomos o moléculas de la muestra de gas.

5.8 Temperatura potencial

Hace más de una centuria, Poisson derivó una ecuación para procesos adiabáticos. Es conocida como la ecuación de Poisson y tiene la forma

$$T = \text{constante } p^k \tag{5.13}$$

donde $k = R/c_p$.

Esta relación puede ser usada para determinar la temperatura de una muestra de gas la cual está sujeta a cambios de presión durante los cuales no hay intercambio de calor con el medio que la rodea. La constante puede adoptar diferentes valores, dependiendo de la presión y temperatura iniciales del gas sometido al proceso adiabático.

Por ejemplo, si la presión inicial es 1000 mb y la temperatura inicial es θ , la ecuación (5.13) toma la forma

$$\frac{\theta}{1000^k} = \frac{T}{p^k} = \text{constante}$$

$$\therefore \theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^k \tag{5.14}$$

La temperatura θ es llamada temperatura potencial.

Viceversa, la temperatura potencial puede ser considerada como la temperatura que tendría una muestra de gas si fuera comprimida (o expandida) adiabáticamente desde un estado inicial caracterizado por p y T a otro final cuya presión fuera de 1000 mb.

Obviamente la temperatura potencial es una propiedad característica de una parcela de aire, la cual es invariante durante el proceso adiabático. Cuando se hace referencia a cantidades tales ésta se dice que es una propiedad conservativa.

Veremos después que la temperatura potencial puede ser usada para designar a una parcela de aire de modo de facilitar su identificación cuando se mueve en la atmósfera. En el caso del aire seco el valor de k es 0,286.

5.9 Constante específica del gas para el aire seco

El aire es una mezcla de gases que se comporta casi como un gas ideal, admitido que no tenga lugar la condensación. En el caso del aire en la homósfera (esto es, aproximadamente debajo de 80 km) el peso molecular medio (M_d) es 28,964.

Si se usa este valor para M en la ecuación (3.9) del Apéndice III, obtenemos la constante específica del gas (R_d) para el aire seco. Así,

$$R_d = \frac{R^*}{M_d} = \frac{8314}{28,964} = 287,05 \text{ joule kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \tag{5.15}$$

5.10 Ecuación de estado para el aire seco

En el punto 3.10 del Apéndice III determinamos la ecuación de estado (3.15) para una mezcla de gases ideales. Si consideramos al aire como una mezcla de gases ideales y tenemos una constante específica del gas R_d , obtenemos la ecuación

$$p\alpha = R_d T \tag{5.16}$$

Esta es la ecuación de estado para el aire seco.

Notas: 1) Las unidades usadas para las variables de estado son las siguientes:

- presión (p) - newton metro⁻²
- volumen específico (α) - metro³ kg⁻¹
- temperatura (T) - ^oK

2) La masa de la muestra de aire seco es un kilogramo.

5.11 Calores específicos del aire seco

El calor específico de un gas es la cantidad de calor requerida para que la temperatura de la masa unitaria aumente en un grado. Por analogía con las definiciones del punto 5.3, es posible distinguir dos calores específicos para una mezcla de gases, tal como el aire seco. Así,

c_{pd} - calor específico del aire seco a presión constante

c_{vd} - calor específico del aire seco a volumen constante.

Puede mostrarse que los valores aproximados para el aire seco son los siguientes:

$$c_{pd} = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$$

$$c_{vd} = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$$

Es de notar que usando cifras más precisas, la ecuación (5.3) da la constante específica del gas para el aire seco:

$$R_d = c_{pd} - c_{vd} = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$$

5.12 Procesos no adiabáticos en la atmósfera

Un incremento de calor, dh , puede ser entregado a una parcela de aire por medio de distintos procesos físicos. Entre ellos están la radiación, la fricción, la condensación del vapor de agua y la transferencia turbulenta de calor. Estos son conocidos como procesos no adiabáticos.

5.13 Procesos adiabáticos en la atmósfera

Hay una evidencia empírica que para un período de alrededor de un día, los procesos no adiabáticos son de importancia secundaria. Por lo tanto, es útil estudiar las consecuencias que se obtienen de la primera ley de la termodinámica en los casos en los cuales no se entrega o se toma calor de una muestra de aire, es decir cuando $dh = 0$.

En un proceso adiabático la ganancia de energía interna (y, por lo tanto, el aumento de la temperatura) sería debido enteramente al trabajo realizado sobre la muestra de aire seco durante la compresión. Por otra parte, el trabajo dado por la muestra misma durante una expansión adiabática conduciría a una pérdida de energía interna y, por lo tanto, una disminución de la temperatura.

5.14 Ecuación de Poisson para el aire seco

En el punto 5.8 discutimos la ecuación de Poisson para procesos adiabáticos y notamos que

$$T = \text{constante} \times p^k$$



donde $k = R/c_p$.

En el caso de la muestra de aire seco

$$k_d = \frac{R_d}{c_p} = \frac{287,05}{1005} \approx 0,268$$

Por ello la fórmula (5.14) para la temperatura potencial (θ) de una muestra de aire seco se hace

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p}\right)^{0,286} \tag{5.17}$$

donde p y T son la presión y la temperatura del estado inicial de la muestra.

5.15 Formas alternativas de la ecuación de energía

En el punto 5.4 derivamos la ecuación de energía (5.6), la cual es una forma especial de la primera ley de la termodinámica. En el caso de un gas ideal, las ecuaciones (5.6) y (5.7) nos permiten encontrar la expresión

$$dh = c_v dT + p d\alpha \tag{5.18}$$

Diferenciando la ecuación de estado ($p\alpha = RT$)

$$p d\alpha + \alpha dp = R dT \tag{5.19}$$

Por lo tanto, la ecuación (5.18) se convierte en

$$dh = c_v dT + (R dT - \alpha dp)$$

$$dh = (R - c_v) dT - \alpha dp$$

Teniendo en cuenta la ecuación (5.3)

$$dh = c_p dT - \alpha dp \tag{5.20}$$

Las ecuaciones (5.18) y (5.20) son formas útiles de la ecuación de energía y ampliamente usadas en meteorología.

5.16 Entropía

Consideremos la ecuación de energía en la forma (5.20) y sustituyendo α por el valor dado por la ecuación de estado,

$$dh = c_p dT - \left(\frac{RT}{p}\right) dp$$

Dividiendo por la temperatura T tendremos

$$\frac{dh}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \tag{5.21}$$

Se puede mostrar que dh/T es una diferencia exacta. Esto significa que si se integra a lo largo de un camino cerrado (lo cual necesariamente hace que se vuelva al mismo punto) sobre un diagrama (α, -p), el resultado es nulo cualquiera que sea el camino cerrado que se recorra. Es decir,

$$\frac{dh}{T} = 0 \tag{5.22}$$

Definimos ahora una cantidad llamada la entropía específica (s) o entropía por la unidad de masa a la relación

$$ds = \frac{dh}{T} \tag{5.23}$$

Nótese que el diferencial dh representa la cantidad de calor entregada al gas por unidad de masa a la temperatura T. Por lo tanto la entropía específica crece si se le entrega calor y decrece si el gas lo cede.

En un proceso adiabático el sistema no recibe ni cede calor, es decir que dh = 0 y la ecuación (5.23) da

$$ds = 0 \tag{5.24}$$

esto es que la entropía específica (s) es constante.

En consecuencia, algunas veces al referirse a un proceso adiabático se le denomina proceso isentrópico ("igual entropía").

5.17 Proceso adiabático seco

Un proceso adiabático seco es aquel en el cual no hay entrega ni cesión de calor por parte de la muestra de aire seco. Por lo tanto, no hay variación de la entropía específica (es decir, ds = 0) y así es un proceso isentrópico.

Tratando el aire seco como una mezcla de gases ideales hemos determinado la fórmula (5.17) que nos da su temperatura potencial (θ). Se puede mostrar que la temperatura potencial de una muestra de aire seco permanece constante durante un proceso adiabático seco.

Haciendo nuevamente referencia a la ecuación (5.14)

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

donde $k = R/c_p$.

Tomando el logaritmo natural

$$\ln \theta = \ln T + k \ln 1000 - k \ln p$$

Diferenciando esta ecuación

$$d(\ln \theta) = d(\ln T) - kd(\ln p)$$

Multiplicando por

$$c_p d(\ln \theta) = c_p d(\ln T) - R d(\ln p) \tag{5.25}$$

$$\therefore c_p d(\ln \theta) = c_p dT/T - R dp/p \tag{5.26}$$

Las ecuaciones (5.21) y (5.23) nos dan entonces

$$ds = c_p d(\ln \theta) \tag{5.27}$$

Así hemos relacionado un cambio de entropía con un cambio de la temperatura potencial.

Ya que el proceso adiabático seco es un proceso isentrópico (ds = 0), la ecuación (5.27) nos permite expresar que

$$d(\ln \theta) = \frac{d\theta}{\theta} = 0$$

$$d\theta = 0$$

y $\theta = \text{constante}$.

Por lo tanto, la temperatura potencial de una muestra de aire seco permanece constante durante un proceso adiabático seco.

Hemos visto lo relacionado con la termodinámica del aire seco. La atmósfera, sin embargo, contiene cantidades variables de vapor de agua y cuando hay un cambio de estado hay liberación de calor latente. Los procesos físicos relacionados con la termodinámica del aire húmedo serán discutidos en el próximo capítulo.

Capítulo VI

TERMODINAMICA DEL AIRE HUMEDO

La atmósfera, además del aire seco, contiene también cantidades variables de vapor de agua. El aire constituido por el aire seco y el vapor de agua es llamado aire húmedo.

En la atmósfera también aparece el agua en los estados líquido y sólido. Cuando ocurren cambios de un estado a otro, los mismos van acompañados de transformaciones de energía debidas a la absorción o liberación del calor latente. Por ello es esencial un conocimiento de la termodinámica del aire húmedo para interpretar los procesos físicos que ocurren en la atmósfera.

En este capítulo comenzamos con un estudio del agua y algunos de los parámetros relacionados con el aire húmedo que se usan en meteorología. Trataremos las ecuaciones de estado correspondientes al vapor de agua y al aire húmedo. Finalmente, consideraremos ciertos procesos isobáricos y adiabáticos relacionados con el aire húmedo.

6.1 Los tres estados del agua

En la atmósfera el agua puede encontrarse en cualquiera de los siguientes estados: gaseoso, líquido y sólido. El vapor de agua puede comportarse aproximadamente como un gas ideal, cuando está lejos de la condensación o la deposición, es decir que no está cercano a cambiar por el estado líquido o sólido.

El comportamiento del agua puede ser estudiado considerando las isothermas (esto es, las líneas de temperatura constante) sobre un gráfico cuyas coordenadas sean la presión y el volumen. Antes de hacer esto, consideremos la forma de un gráfico tal para el caso de un gas ideal.

De acuerdo con la ley de Boyle (véase el Apéndice III), el volumen de una muestra de un gas ideal varía en relación inversa a su presión, si se admite que la temperatura permanece constante. Las isothermas representadas sobre un gráfico cuyas coordenadas sean la presión y el volumen específico (es decir, el volumen correspondiente a la unidad de masa) toma por lo tanto la forma de hipérbolas rectangulares.

La Figura 6.1 muestra las desviaciones con respecto de un gas ideal cuando tienen lugar los procesos de condensación y deposición a los que está sujeta el agua. En el diagrama se muestran algunas isothermas correspondientes a distintas temperaturas en las cuales la presión del agua (e) está representada en función de su volumen específico (α).

En el punto P el agua se encuentra sólo en forma de vapor de agua. Manteniendo la temperatura constante y aumentando la presión, el volumen específico decrece aproximadamente de acuerdo con la ley del gas ideal (es decir, las isothermas son casi hiperbólicas).

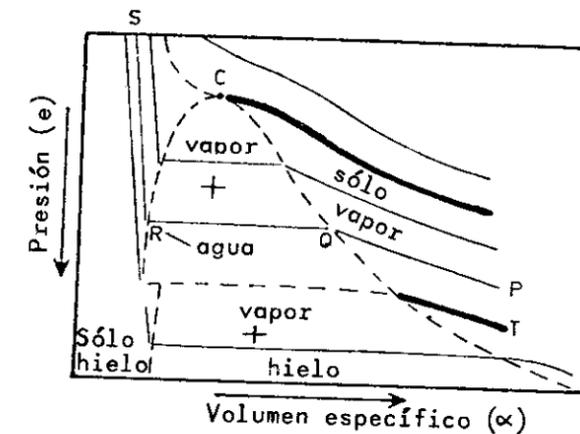


Figura 6.1 - Diagrama presión-volumen para el agua



Cuando se alcanza el estado representado por Q, un pequeño aumento de la presión provoca la condensación de una parte del vapor de agua a la forma líquida. En esta etapa sólo se necesita un pequeño incremento de la presión para que todo el vapor de agua se condense en forma líquida manteniendo la temperatura constante. Entre los puntos Q y R del diagrama la presión por lo tanto permanece esencialmente constante, al mismo tiempo el agua se transforma de vapor en líquido a la misma temperatura. Esta presión constante es llamada presión de saturación del vapor de agua a la temperatura específica.

En R la muestra se ha convertido enteramente en líquido el cual es sólo muy levemente comprensible. El volumen específico permanece casi constante al mismo tiempo que la presión aumenta y de este modo la isoterma es casi perpendicular a lo largo de RS.

Las líneas quebradas indican las áreas en las cuales coexisten varios estados de la substancia agua. A lo largo de PQ la muestra es totalmente gaseosa para una temperatura dada pero entre Q y R coexisten el vapor y el líquido. Finalmente, el único estado que existe a lo largo de RS es el estado líquido.

Hay dos isothermas que tienen un interés especial:

a) El estado triple a través de la isoterma T

Cuando el vapor de agua es comprimido se alcanza nuevamente un punto en el cual tiene lugar un cambio de estado. En este caso el vapor se condensa transformándose en líquido y sólido. Existe simultáneamente equilibrio entre los estados gaseoso, líquido y sólido a lo largo de la parte horizontal de la isoterma.

La condición se cumple para un estado específico del vapor, el estado triple. Para el agua, la temperatura y la presión correspondientes al estado triple son, respectivamente, 0,01° y 6,11 mb.

A temperaturas y presiones debajo del estado triple, el diagrama indica que solamente existe equilibrio entre el hielo y el vapor de agua. Sin embargo ocurre una excepción en el caso del agua subfundida (esto es, agua líquida debajo del punto de congelación) y esto será discutido más adelante.

b) La isoterma a través del punto crítico (C)

A lo largo de esta isoterma existe vapor de agua a la derecha de C y agua líquida a la izquierda. En C misma la distinción entre gas y líquido desaparece y este estado es llamado el estado crítico. En el caso del agua este estado se alcanza a una temperatura de 374°C y una presión de 221,000 mb. Esta condición nunca se presenta en la atmósfera.

- Notas:
- 1) Los gases permanentes de la atmósfera no condensan porque sus temperaturas críticas son mucho más bajas que las que ocurren en la atmósfera.
 - 2) El dióxido de carbono es un gas atmosférico permanente a pesar del hecho de que tiene una temperatura crítica (31°C) y una presión crítica (73 mb) suficientemente altas como para permitir la condensación. Sin embargo, la cantidad de CO₂ presente es relativamente pequeña, es decir que su volumen específico (α) es grande. Su condición está por lo tanto representada por puntos que se encuentran a la derecha muy alejados de la región correspondiente al estado múltiple y así naturalmente no condensa en la atmósfera.
 - 3) Una sustancia que no tiene una superficie libre y llena todo el volumen del recipiente que lo contiene es llamado un gas si su temperatura excede la temperatura crítica para esa sustancia. Si su temperatura está debajo de la temperatura crítica, es llamado un vapor. Así, en la atmósfera nos referimos al vapor de agua y a los gases nitrógeno, oxígeno, etc.

6.2 Calor latente

Siempre que una masa unitaria de una sustancia cambia su estado, se le debe entregar o sacar una cantidad de calor aun cuando la temperatura permanezca constante. Esto es llamado calor latente oculto. La unidad en el Sistema Internacional (SI) es el joule por kilogramo (J kg⁻¹).

En el caso del agua podemos distinguir:

a) Calor latente de fusión (L_{iw})

La cantidad de calor requerida para convertir un kilogramo de hielo en un kilogramo de agua líquida a la misma temperatura.

b) Calor latente de vaporización (L_{wv})

La cantidad de calor requerida para convertir un kilogramo de agua líquida en un kilogramo de vapor de agua a la misma temperatura.

c) Calor latente de sublimación (L_{iv})

La cantidad de calor requerida para convertir un kilogramo de hielo en un kilogramo de vapor de agua a la misma temperatura.

Los calores latentes así definidos están relacionados por la ecuación:

$$L_{iv} = L_{iw} + L_{wv} \tag{6.1}$$

Nótese que iguales cantidades de calor son liberadas para los cambios correspondientes a la dirección inversa. Por ejemplo, el calor latente de condensación $L_{vw} = L_{wv}$.

Bajo las condiciones que prevalecen en la atmósfera, las variaciones de los valores de los calores latentes debidas a las variaciones de la temperatura son generalmente inferiores al uno por ciento. Para la mayoría de propósitos meteorológicos, los calores latentes del agua pueden suponerse constantes.

6.3 La ecuación Clausius-Clapeyron

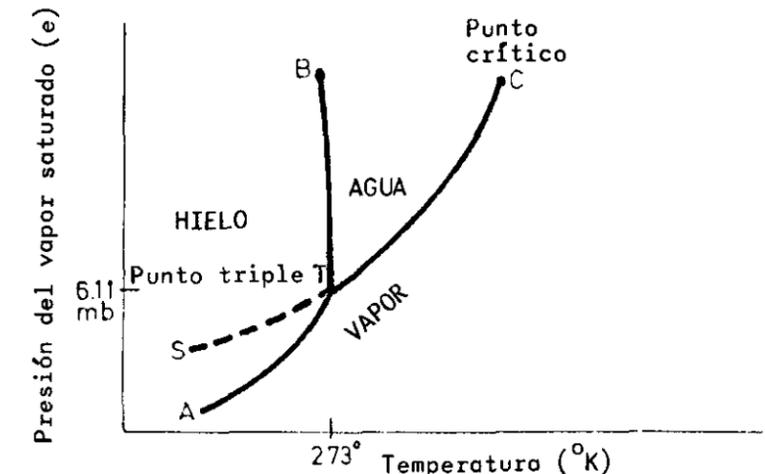
Una importante ecuación de la termodinámica clásica muestra la relación diferencial entre la presión de saturación del vapor (e_s) y la temperatura correspondiente a valores menores que el de la temperatura crítica (T_c). Esta es la ecuación Clausius-Clapeyron:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L_{12}}{T(\alpha_2 - \alpha_1)} \tag{6.2}$$

donde L_{12} es el calor latente y los subíndices 1 y 2 se refieren a los dos estados de agua, los cuales están en equilibrio a la temperatura T .

Es por lo tanto posible representar otro gráfico que muestra los cambios de estado del agua. La pendiente de la curva de presión de saturación del vapor con respecto a la temperatura es una función de la temperatura, el calor latente y el cambio del volumen específico correspondiente al cambio de estado. La Figura 6.2 muestra la relación.

Figura 6.2



A lo largo de la curva de evaporación (TC) a partir del punto triple T, el agua líquida y el vapor están en equilibrio. A su izquierda sólo puede existir agua líquida en tanto que a su derecha sólo puede haber vapor de agua. La curva de evaporación finaliza en el punto crítico (C) donde la distinción entre agua líquida y vapor de agua ya no existe. El punto sobre la curva TC en el cual la presión del vapor saturado se hace igual a la presión atmosférica total es conocido como punto de ebullición.

TA es la curva de sublimación a lo largo de la cual el hielo y el vapor de agua están en equilibrio. Existe vapor a su derecha y hielo a su izquierda, excepto en el caso del agua subfundida.

El agua subfundida es agua líquida a una temperatura debajo de 0°C. En el laboratorio este estado es inestable y al introducir un pequeño cristal de hielo o aún por medio de una leve sacudida producida mecánicamente causará la solidificación. En la atmósfera, sin embargo, pueden existir gotitas subfundidas alrededor de -40°C en ausencia de núcleos formadores de hielo.

Es por lo tanto necesario determinar la presión de saturación del vapor para un sistema en el cual el vapor cambia directamente a agua líquida (en lugar de hielo) aún con temperaturas debajo de 0°C. Este caso está indicado en la Figura 6.2 por la curva quebrada (TS). Así hacemos una distinción entre la presión de saturación del vapor "sobre el agua líquida" y "sobre el hielo" si es que el vapor está en equilibrio con el agua subfundida o con el hielo.

La curva de fusión TB representa el caso en que el agua líquida y el hielo están en equilibrio. El agua líquida existe a su derecha y el hielo a su izquierda.

Notas: 1) La Figura 6.2 indica que la presión del vapor saturado sobre el agua subfundida (e_w) es mayor que sobre el hielo (e_i) para la misma temperatura. Esto se saca en consecuencia de las ecuaciones (6.1) y (6.2). Desde que $L_{iv} > L_{wv}$ la pendiente de la curva de sublimación (TA) es mayor que la de la curva de evaporación (CT y su continuación TS).

2) Si en una nube de agua subfundida se forman unos pocos cristales de hielo, la presión del vapor puede ser mayor que el valor correspondiente a la presión del vapor de saturación sobre el agua líquida pero menor que sobre el hielo. Por ello se producirá condensación sobre los cristales de hielo, disminuyendo la cantidad del vapor de agua en la nube. Por lo tanto, las gotitas subfundidas se evaporan de modo de reponer el vapor de agua en la nube. Así el agua es transferida desde las gotitas subfundidas a los cristales de hielo.

6.4 Ecuación de estado para el vapor de agua

En la atmósfera encontramos para valores relativamente bajos de la presión que el vapor de agua satisface aproximadamente la ecuación de estado de un gas ideal. De aquí que la ecuación (3.10) del Apéndice III se convierta en

$$e \alpha_v = R_v T \quad (6.3)$$

donde e = presión del vapor de agua,
 α_v = volumen específico del vapor de agua,
 T = temperatura expresada en grados Kelvin.

El valor de la constante específica del gas (R_v) para el vapor de agua es 461,51 J kg⁻¹ °K⁻¹.

6.5 Parámetros de humedad

Con el objeto de determinar los efectos de las transformaciones de energía que ocurren en la atmósfera es necesario considerar ciertos parámetros que se aplican al aire húmedo (esto es, una mezcla de aire seco y vapor de agua).

a) Presión del vapor

Al tiempo que el agua se evapora en el aire seco, el vapor comienza a ejercer su propia presión parcial. De aquí surge la definición:

La presión del vapor (e) es aquella parte de la presión atmosférica que es ejercida por el vapor de agua.

La unidad práctica es el milibar (= 10² newton metro⁻²).

b) Presión saturante del vapor

La presión parcial ejercida por el vapor de agua cuando el espacio que está inmediatamente encima de la superficie está saturado es la que se llama presión saturante del vapor (e_s) a la temperatura correspondiente.

La presión saturante del vapor está siempre expresada con respecto al espacio en cima de la superficie plana. Este valor aumenta en relación directa con la temperatura.

A temperaturas debajo del punto de congelación, la temperatura saturante del vapor sobre el hielo es menor que sobre el agua subfundida a la misma temperatura. Por lo tanto, pueden ser distinguidas dos presiones saturantes para una temperatura dada si reemplazamos e_s por los símbolos:

e_w = presión saturante de vapor con respecto a una superficie plana de agua

e_i = presión saturante de hielo con respecto a una superficie plana de hielo.

c) Relación de mezcla

La relación en que se encuentran mezclados en una muestra de aire el vapor de agua y el aire seco es generalmente llamada "relación de mezcla" (r). Es la relación de la masa (m_v) de vapor de agua presente con la masa (m_d) de aire seco de la muestra, esto es:

$$r = \frac{m_v}{m_d} \quad (6.4)$$

Si V es el volumen de la muestra

$$r = \frac{\frac{m_v}{V}}{\frac{m_d}{V}} = \frac{f_v}{f_d} \quad (6.5)$$

donde f_v y f_d son, respectivamente, las densidades del vapor de agua y del aire seco a la temperatura T y la presión p.

Aplicando la ecuación de estado a cada constituyente de la muestra

$$e = f_v R_v T$$

$$p - e = f_d R_d T$$

donde e = presión parcial del vapor.

Sustituyendo en la ecuación (6.5)

$$r = \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{(p-e)}{R_d T}} = \frac{R_d}{R_v} = \frac{e}{(p-e)} \quad (6.6)$$

Pero

$$\frac{R_d}{R_v} = \frac{\frac{R^*}{M_d}}{\frac{R^*}{M_v}} = \frac{M_v}{M_d} = \epsilon \approx 0,622 \quad (6.7)$$

donde M_v y M_d son, respectivamente, los pesos moleculares del vapor de agua y del aire seco.

Sustituyendo en la ecuación (6.6) tenemos

$$r = \epsilon \frac{e}{p - e} \quad (6.8)$$

ya que la presión del vapor de agua (e) es pequeña comparada con la presión total (p); r es una cantidad pequeña del orden de 0,01 kg/kg. Por conveniencia, r es algunas veces expresada en gramos de vapor de agua por kilogramo de aire seco.

d) Relación de mezcla de saturación

La relación de mezcla de saturación (r_s) de una muestra de aire húmedo es el valor de la relación de mezcla correspondiente al caso en que la muestra

esté saturada. Como en el caso de la presión saturante del vapor de agua, es posible distinguir dos relaciones de mezcla de saturación para el caso de una muestra de aire húmedo que está saturada.

i) r_w = relación de mezcla de saturación con respecto al agua.

Esta es la relación de mezcla de una muestra de aire la cual está saturada con respecto a una superficie plana de agua pura.

ii) r_i = relación de mezcla de saturación con respecto al hielo.

Esta es la relación de mezcla de una muestra de aire la cual está saturada con respecto a una superficie plana de hielo.

Se puede mostrar que

$$r_s = \epsilon \frac{e_s}{p - e_s} \quad (6.9)$$

esto es

$$r_s \approx 0,622 \frac{e_s}{p - e_s} \quad (6.10)$$

Humedad relativa

La humedad relativa (U) es la relación entre la relación de mezcla real de una muestra de aire a una temperatura y presión dadas con la relación de mezcla de saturación del aire, para las mismas condiciones de temperatura y presión. Esto es

$$U = \frac{r}{r_s} \quad (6.11)$$

Notas: 1) Generalmente se usa la (6.11) multiplicada por 100 y expresada como porcentaje.

2) Ya que las relaciones de mezcla de saturación sobre agua y hielo difieren, es necesario especificar cuál es la que se usa cuando la temperatura está bajo cero.

Usando las relaciones (6.8) y (6.9), la ecuación (6.11) toma la forma

$$U = \frac{\frac{e}{p - e}}{\frac{e_s}{p - e_s}} \approx \frac{e}{e_s} \quad (6.12)$$

Por lo tanto la humedad relativa (U) es aproximadamente igual a la relación entre la presión de saturación real y la presión de saturación del vapor en las mismas condiciones de presión y temperatura. Expresando como un porcentaje, podemos usar

$$U \approx \frac{e}{e_s} \times 100\% \quad (6.13)$$

f) Humedad específica

La humedad específica (q) de una muestra de aire húmedo es la relación entre la masa (m_v) del vapor de agua presente con la masa de aire húmedo, esto es

$$q = \frac{m_v}{m_v + m_d} \quad (6.14)$$

donde m_d = masa de aire seco y $m_v + m_d$ = masa de aire húmedo.

Es de notar que la humedad específica difiere levemente de la relación definida en (c) donde

$$r = \frac{m_v}{m_d}$$

6.6 Ecuación de estado del aire húmedo

Determinamos en los puntos 5.10 y 6.4 que, bajo condiciones atmosféricas, el aire seco y el vapor de agua satisfacen separadamente la ecuación de estado de un gas ideal con suficiente exactitud. Por lo tanto es posible determinar la forma de la ecuación de estado para el aire húmedo, el cual es una mezcla de dos gases. Por lo tanto,

$$p \propto = R_m T \quad (6.15)$$

donde R_m = constante específica del gas para el aire húmedo.

6.7 Relación entre R_m y R_d

Las ecuaciones (3.14) y (3.15) del Apéndice III pueden ser usadas para determinar R_m . Sean m_v y m_d las masas respectivas del vapor de agua y del aire seco en la mezcla considerada.

$$\therefore \frac{1}{M} = \frac{\frac{m_d}{M_d} + \frac{m_v}{M_v}}{m_d + m_v} \quad (6.16)$$

donde \bar{M} = peso molecular medio de la mezcla, M_d = peso molecular medio del aire seco y M_v = peso molecular del vapor de agua.

Ahora

$$R_d = \frac{R^*}{M_d} \quad \text{y} \quad R_v = \frac{R^*}{M_v} \quad (6.17)$$

Sustituyendo en (6.16), tenemos

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{M}} &= \frac{m_d \frac{R_d}{R^*} + m_v \frac{R_v}{R^*}}{m_d + m_v} \\ \therefore \frac{R^*}{\bar{M}} &= \frac{m_d R_d + m_v R_v}{m_d + m_v} \\ \therefore R_m &= \frac{m_d R_d + m_v R_v}{m_d + m_v} \end{aligned} \quad (6.18)$$

Dividiendo y multiplicando el segundo miembro por m_d , tenemos

$$R_m = \frac{R_d + r R_v}{1 + r} = \frac{R_d (1 + \frac{R_v}{R_d} r)}{1 + r} \approx \frac{R_d (1 + 1,61 r)}{1 + r}$$

donde $r = \frac{m_v}{m_d}$ = relación de mezcla.

Siendo que $r \ll 1$, despreciando los cuadrados y potencias mayores,

$$\begin{aligned} (1 + r)^{-1} &\approx 1 - r \\ \therefore R_m &\approx R_d (1 + 1,61 r) (1 - r), \text{ y por lo tanto} \\ R_m &\approx R_d (1 + 0,61 r) \end{aligned} \quad (6.19)$$

6.8 Temperatura virtual

Considerando dos muestras de aire, una húmeda y otra seca, a la misma temperatura (T) y presión (p). Aplicando separadamente las ecuaciones de estado de cada una

$$p = \rho_m R_m T \quad (6.20)$$

$$p = \rho_d R_d T \quad (6.21)$$

donde ρ_m y ρ_d son las densidades del aire húmedo y el aire seco, respectivamente.

Usando la ecuación (6.19)

$$\rho_m \approx \frac{1}{(1 + 0,61 r)} \rho_d \quad (6.22)$$

Por lo tanto, la densidad del aire húmedo es menor que la del aire seco en las mismas condiciones de temperatura y presión.

Sin embargo, la ecuación (6.21) indica que, a presión constante, la densidad del aire disminuye cuando aumenta la temperatura. Por lo tanto, para cada muestra de aire húmedo a una presión y temperatura dadas, existe una muestra de aire seco que tiene la misma presión pero una temperatura mayor. Esta es conocida como la temperatura virtual (T_v).

Definimos la temperatura virtual de una muestra de aire húmedo a la cual el aire seco a la misma presión total tendría la misma densidad de la muestra dada.

Aplicando la ecuación de estado a cada muestra separadamente

$$p = \rho_m R_m T$$

$$p = \rho_d R_d T_v$$

Siendo $\rho_m = \rho_d$, tenemos

$$R_m T = R_d T_v \quad (6.23)$$

es decir que la ecuación de estado para el aire húmedo (6.15) puede ser escrita en la forma

$$p \propto R_d T_v \quad (6.24)$$

Esto conduce a una definición alternativa de la temperatura virtual, que se expresa así: es la temperatura que el aire húmedo tendría si su presión y su volumen específico fuesen iguales a los de una muestra de aire seco dada. De acuerdo con lo visto, podemos continuar usando la ecuación de estado para el aire seco, siempre que reemplacemos la temperatura real por la temperatura virtual.

6.9 Cálculo de la temperatura virtual

Una relación aproximada entre la temperatura real y la temperatura virtual puede ser derivada a partir de las ecuaciones (6.19) y (6.23)

$$T_v \approx T (1 + 0,61 r) \quad (6.25)$$

Dado que es posible aplicar la escala Kelvin de temperaturas, podemos suponer un valor promedio de T igual a 273°K en la baja atmósfera. Por lo tanto podemos escribir que

$$T_v \approx T + 0,61 T r = T + (0,61) (273) r$$

$$T_v \approx T + \frac{1}{6} (10^3 r) \quad (6.26)$$

Dado que nunca hay en la atmósfera más de 40 grados de vapor de agua mezclado con un kilogramo de aire seco, el valor de la relación de mezcla es siempre menor de 4×10^{-2} . Así, la diferencia entre las dos temperaturas nunca es mayor de 7°K y generalmente es menor de 1°K.

En la ecuación (6.26), r se refiere al número de kilogramos de vapor de agua mezclados con un kilogramo de aire seco. Sobre los diagramas termodinámicos las cifras asignadas a las isopletas de la relación de mezcla de saturación generalmente se refieren al número de gramos de vapor de agua mezclados con un kilogramo de aire seco (es decir, $10^3 r$). Por ello, la temperatura virtual de una muestra de aire húmedo puede ser determinada sumando a la temperatura real un sexto del valor indicado sobre la línea de relación de mezcla de saturación que pasa a través del punto de rocío.

6.10 Procesos isobáricos para el aire húmedo

Los procesos isobáricos son aquellos procesos físicos en los cuales la presión de un gas es mantenida constante. Los procesos isobáricos tienen lugar en el aire húmedo cuando una muestra es enfriada o calentada a presión constante.

Los procesos isobáricos pueden ocurrir bajo condiciones especiales y consideraremos ahora tres de esos casos, los cuales llevan a su vez a considerar las siguientes temperaturas:

a) Temperatura del punto de rocío

Durante el enfriamiento a presión constante no es permitida la entrada o la salida del vapor de agua de la muestra de aire.

b) Temperatura del bulbo húmedo

El enfriamiento de la muestra de aire a presión constante es producido por la evaporación del agua líquida (o sublimación del hielo) que entra a la muestra.

c) Temperatura equivalente

El calentamiento de la muestra de aire a presión constante es debido a la liberación del calor latente durante la condensación del vapor de agua presente en la muestra.

6.11 Temperatura del punto de rocío

Se supone que no se admite que entre o salga vapor de agua en la muestra de aire y de este modo su relación de mezcla (r) permanece constante. Si la muestra de aire húmedo es enfriada isobáricamente (es decir, a presión constante) eventualmente alcanza una temperatura a la cual está saturada. Esta es conocida como la temperatura del punto de rocío (T_d) o simplemente punto de rocío. Si la temperatura de la muestra de aire disminuye por debajo del punto de rocío tiene lugar la condensación.

6.12 Temperatura del bulbo húmedo

La temperatura de una muestra de aire puede también disminuir manteniendo la presión constante debido a la evaporación del agua líquida (o sublimación del hielo) que se introduce en la muestra. En este caso aumenta la relación de mezcla de la muestra de aire.

El calor latente necesario para el cambio del estado líquido (o hielo) al de vapor es suministrado por la misma muestra de aire. De ello resulta que la muestra de aire puede ser enfriada hasta una temperatura para la cual esté saturada. Esta es conocida como la temperatura del bulbo húmedo (T_w).

6.13 Temperatura equivalente

Otro proceso isobárico tiene lugar para el aire húmedo, si el vapor de agua de la muestra es condensado a presión constante. En este caso, el calor latente liberado por el vapor de agua durante la condensación es usado para calentar la muestra de aire. La temperatura alcanzada cuando todo el vapor de agua de la muestra ha condensado es llamada temperatura equivalente (T_e).

En la atmósfera no existen mecanismos prácticos para llegar a la temperatura equivalente. Sin embargo, veremos más adelante que es posible determinar una temperatura pseudo equivalente (T_{se}) haciendo uso del diagrama de Merlofson. Esta es aproximadamente igual a la temperatura equivalente.

6.14 Expansión adiabática del aire sin saturar

La relación de mezcla de una muestra de aire permanece sin saturar si se cumple con lo siguiente:

- a) que no haya condensación del vapor de agua;
- b) que no tenga lugar la difusión turbulenta del vapor de agua. Es decir, si no hay intercambio de partículas de fluido entre la muestra y su entorno debido a la difusión por turbulencia que tiene lugar en un flujo turbulento.

Bajo estas condiciones la expansión adiabática de aire que no está saturado tiene lugar de acuerdo con la ecuación de Poisson, tal como fue discutida en el punto 5.8. Sin embargo, debe ser usado un valor apropiado $k (= R/c_p)$.

Se puede mostrar que

$$\frac{R_m}{c_{pm}} \approx \frac{R_d}{c_{pd}} (1 - 0,2 r) \tag{6.27}$$

donde R_m y R_d son las constantes específicas del gas respectivamente para el aire húmedo y aire seco.

c_{pm} y c_{pd} son los calores específicos respectivamente para el aire húmedo y aire seco a presión constante.

En el punto 6.9 notamos que el valor de la relación de mezcla (r) era muy pequeño. Por lo tanto

$$\frac{R_m}{c_{pm}} \approx \frac{R_d}{c_{pd}} \tag{6.28}$$

Consecuentemente, para propósitos prácticos la ecuación de Poisson para el aire seco puede ser usada en los procesos adiabáticos de expansión a compresión de una muestra de aire húmedo, siempre que el aire no llegue a estar saturado.

Se puede ver de la ecuación (5.17) que el valor $k = 0,286$ puede también ser usado para el caso del aire no saturado.

6.15 Procesos adiabáticos en el aire saturado

Si el aire saturado se expande adiabáticamente, el vapor se condensará como agua líquida o hielo a medida que la temperatura disminuye. Este proceso de condensación liberará calor latente, el cual proveerá parte de energía necesaria para la expansión. De ello resulta que el decrecimiento de la temperatura cuando disminuye la presión es menor que el que ocurre en la expansión adiabática seca. En el último caso la totalidad de la energía necesaria para el trabajo de expansión proviene de la energía interna del gas.

El proceso es adiabático para la totalidad del sistema. Sin embargo, no lo es individualmente para cada constituyente (aire seco, vapor de agua y los productos de condensación) que integran el sistema.

Existen varias posibilidades para definir la naturaleza exacta de estos procesos físicos. Sin embargo, podemos pensar en dos casos extremos:

- a) un proceso reversible en el cual todos los productos de condensación (gotitas de agua o cristales de hielo) quedan retenidos dentro de la muestra de aire;
- b) un proceso irreversible en el cual todos los productos de condensación caen fuera de la muestra tan pronto como ellos son formados.

En la atmósfera real a menudo la situación se encuentra entre estos dos casos extremos. Algunos de los productos de condensación salen fuera de la muestra de aire en tanto que otros quedan suspendidos dentro de ella como partículas de nube. Afortunadamente, la relación de mezcla del aire es pequeña de modo tal que los productos de condensación que caen fuera no llevan mucho calor consigo. Por lo tanto, los efectos de esta pérdida de calor serán pequeños.

Discutiremos ahora cada uno de estos procesos con más detalle en los puntos siguientes.

6.16 El proceso reversible

Si todos los productos de la condensación (gotitas de agua y cristales de hielo) permanecen suspendidos en el aire, la muestra de aire estará constituida siempre por la misma materia. Las transformaciones de la muestra serán por lo tanto reversibles.

El calor latente liberado debido al cambio de estado calienta al aire seco, al vapor de agua y a los productos de la condensación de la muestra de aire. Tal proceso es adiabático en el sentido de que no se agrega ni quita calor desde el exterior aún cuando el calor latente aparezca como calor sensible dentro de la muestra de aire.

A este proceso se le denomina como adiabático húmedo o adiabático del aire saturado.

6.17 El proceso irreversible

En este proceso los productos de condensación salen fuera de la muestra de aire tan pronto como son formados. De este modo cambia la masa y la composición de la muestra y las transformaciones no son reversibles.

Considerando una muestra de aire saturada la cual es inicialmente elevada y que se expande al decrecer la presión del aire que la circunda. El calor latente será liberado al tiempo que son formados los productos de condensación y caen. Esto reduce el enfriamiento a un valor menor que el producido por gradiente adiabático seco. La muestra, por lo tanto, se enfría según un gradiente adiabático saturado apropiado.

Suponiendo que la dirección del movimiento ahora cambia y la muestra de aire comienza a descender. Como al descender la muestra se encuentra en niveles donde la presión es mayor, la misma será comprimida. La energía interna de la partícula aumenta y la temperatura de la misma también. Este calentamiento no puede ser convertido otra vez en calor latente, porque el agua (o el hielo) ya no está presente para ser evaporado. Así, la muestra de aire aumentará su temperatura en el descenso de acuerdo con el gradiente adiabático seco.

Estos cambios en los cuales la muestra de aire se enfría según el gradiente adiabático saturado cuando asciende pero se calienta según el gradiente adiabático seco cuando desciende, no son por lo tanto reversibles. La muestra no puede volver a su estado original sin alteraciones del entorno.

Dado que al agua condensada o hielo que cae lleva consigo cierta cantidad de calor, este proceso no es realmente adiabático. Por esta razón se hace referencia a él como a un proceso pseudo-adiabático. En el descenso el calor latente liberado durante tal proceso calienta el aire seco y el vapor que aún contiene, pero no los productos de condensación.

Veremos más adelante en un diagrama de Herlofson que las adiabáticas saturadas representan la variación de la temperatura de una muestra de aire saturado que es elevado pseudoadiabáticamente. Se supone que todo el vapor de agua es condensado

como agua líquida y es precipitada inmediatamente que es formada. Por esta razón las adiabáticas saturadas representadas en los diagramas aerológicos son algunas veces llamadas pseudoadiabáticas. En la práctica, sin embargo, la relación de mezcla es pequeña y el agua condensada que ha salido fuera de la muestra no es capaz de llevar mucho calor consigo.

6.18 La ecuación pseudoadiabática

Es posible derivar una expresión para los procesos pseudoadiabáticos del aire saturado. Considerando una muestra de aire compuesta por 1 kg de aire seco y r_s kg de vapor saturado.

El estado inicial de esta muestra está dado por la presión (p), la temperatura (T) y una cantidad de vapor de agua (r_s). Suponiendo que se expande y se enfría bajo condiciones pseudoadiabáticas. Los productos de condensación caen inmediatamente después de formados fuera de la muestra, y así el nuevo estado es $p + dp$, $T + dT$, $r_s + dr_s$, donde dp , dT y dr_s son todos negativos.

La condensación de $-dr_s$ kg de vapor de agua libera una cantidad de calor ($-L dr_s$) y podemos suponer que éste es usado para calentar la muestra de aire. Dado que $r_s < 1$, la cantidad de calor absorbida por el vapor de agua restante es pequeña comparada con el ganado por el aire seco de la muestra. Por lo tanto podemos suponer que todo el calor latente liberado es absorbido por el kilogramo de aire seco el cual ejerce la presión parcial ($p - e_s$).

Usando la primera ley de la termodinámica obtenemos la relación aproximada partiendo de la ecuación (5.20).

$$-L dr_s = c_{pd} dT - R_d T \frac{d(p - e_s)}{(p - e_s)} \quad (6.29)$$

Esta puede ser simplificada despreciando e_s en comparación con p , toda vez que ocurre la combinación $(p - e_s)$. Dividiendo por T^s tendremos

$$-L \frac{dr_s}{T} = c_{pd} \frac{dT}{T} - R_d \frac{dp}{p} \quad (6.30)$$

Usando la ecuación (5.26) para el aire seco, obtenemos

$$-L \frac{dr_s}{T} = c_p \quad (6.31)$$

Dado que dr_s es negativo (condensación) durante una expansión, esta ecuación muestra que durante un proceso pseudoadiabático la temperatura potencial (θ) no se conserva, sino que aumenta. Esto es debido a la liberación del calor latente.

Debido a la condensación que tiene lugar durante un proceso pseudoadiabático, la temperatura real (T) de la muestra debe continuar decreciendo. Sin embargo, el decrecimiento con la altura es menor que para el caso del aire sin saturar.

Durante el ascenso de la muestra de aire, estamos justificados en general en despreciar la pequeña diferencia entre los procesos adiabáticos saturados y los pseudoadiabáticos. Usando diagramas aerológicos, admitimos que el enfriamiento a que está sometida una parcela de aire saturada que asciende según un proceso pseudoadiabático es esencialmente igual al que corresponde a un verdadero proceso adiabático saturado.

Al estudiar diversos procesos físicos, es conveniente suponer que la atmósfera esté en equilibrio hidrostático. Este concepto es estudiado en el próximo capítulo.



Capítulo VII

EQUILIBRIO HIDROSTATICO

La hidrostática trata del mecanismo de los fluidos estacionarios. En el caso de una parcela de aire en la atmósfera no existirá el movimiento vertical si existe un balance completo entre la fuerza de gravedad y una fuerza dirigida hacia arriba (fuerza del gradiente de presión) debida al decrecimiento normal de la presión con la altura. Este es conocido como el equilibrio hidrostático.

En este capítulo trataremos primero la fuerza de gravedad y el geopotencial de una parcela de aire. Desarrollaremos entonces la ecuación hidrostática la cual es aplicable al equilibrio hidrostático. La ecuación hidrostática es usada también para determinar el espesor de una capa atmosférica que se encuentra entre dos niveles de presión. Finalmente, consideraremos problemas relativos a la altimetría y a la reducción de la presión al nivel medio del mar.

7.1 La fuerza de gravedad

La ley de Newton de la gravitación universal puede ser usada para estudiar el efecto de la fuerza de gravitación de la tierra sobre objetos que se encuentran en su vecindad. Es necesario, sin embargo, tener en cuenta el efecto de una fuerza centrífuga, cuando estudiamos el movimiento de los objetos desde un punto de observación que rota conjuntamente con la tierra. Combinando los efectos de la fuerza de gravitación de la tierra y la fuerza centrífuga obtenemos la fuerza de gravedad.

La fuerza de gravedad (W) puede ser determinada de la ecuación

$$W = mg \quad (7.1)$$

Es de notar que la fuerza de gravedad sobre una parcela de masa unitaria (w/m) es igual a la aceleración (g) debida a la gravedad. La tierra puede ser considerada como una esfera que ha sido aplastada en los polos, es decir tiene un ecuador abultado. Por ello el valor de g varía levemente de un lugar a otro sobre la superficie de la tierra y también decrece con la altitud.

7.2 Superficies de nivel

La forma de la tierra es tal que su superficie es en todos los puntos perpendicular a la fuerza de gravedad, y de este modo no existe ninguna componente de la gravedad a lo largo de la superficie misma. Así la superficie de la tierra representa una superficie de equilibrio. Una superficie de este tipo es llamada una superficie de nivel.

También pueden ser determinadas superficies de nivel a varias distancias encima de la superficie de la tierra. Debido a la variación de g con la latitud, todos los puntos de una superficie de nivel dado no están a la misma distancia vertical encima del nivel medio del mar.

7.3 Geopotencial

Un cuerpo posee energía debido a su posición en el campo gravitacional de la tierra. Su valor depende de la magnitud de la fuerza de gravedad que actúa sobre el cuerpo y la distancia vertical del objeto encima del nivel de referencia tipo. El nivel medio del mar es tomado como un nivel de referencia tipo para determinar la energía potencial gravitatoria.

Considerando una muestra de aire de un kilogramo en una altitud de z metros y ubicado en un punto donde la aceleración de la gravedad es $g \text{ m s}^{-2}$. Ahora

$$\text{energía potencial gravitatoria} = mgz \text{ joule.}$$

La energía potencial gravitatoria por unidad de masa es llamada geopotencial (ϕ) de una muestra de aire. Consecuentemente,

$$\phi = gz \tag{7.2}$$

Hay que notar que z , la altitud, es la distancia vertical de la muestra de aire arriba del nivel medio del mar. Aquí hemos supuesto que el valor de g no varía con la altitud, esta suposición es aproximadamente válida para las regiones de la atmósfera con las cuales vamos a tratar.

La unidad de energía específica en el sistema SI (es decir, energía por unidad de masa) es el joule por kilogramo. La OMM ha adoptado una unidad de geopotencial (es decir, energía potencial gravitatoria por unidad de masa) que es 9,8 veces mayor que la unidad SI. Es llamado el metro geopotencial (mcp).

Por lo tanto,

$$1 \text{ metro geopotencial} = 9,8 \text{ joule/kilogramo.} \tag{7.3}$$

Un metro geopotencial sería la energía potencial gravitatoria que posee una muestra de una masa de aire de un kilogramo si estuviera colocada a un metro sobre el nivel medio del mar (NMM) en un lugar donde sea $g = 9,8 \text{ m s}^{-2}$.

De las ecuaciones (7.2) y (7.3) se ve que el geopotencial (ϕ) expresado en metros geopotenciales está dado por la relación

$$\phi = \frac{g}{9,8} z \text{ gpm} \tag{7.4}$$

En la práctica g no se aparta mucho del valor $9,8 \text{ m s}^{-2}$. Por lo tanto, la magnitud del geopotencial de una muestra de aire expresada en metros geopotenciales es aproximadamente igual a la altitud (es decir, a la distancia que se encuentra encima del NMM) de dicha muestra, si el geopotencial es 50 mcp entonces la parcela de aire estará aproximadamente a 500 m sobre el NMM.

7.4 Superficie equipotencial

Vimos en el punto 7.2 que la fuerza de gravedad actúa perpendicularmente a la superficie de nivel. Una superficie de nivel es también llamada una superficie equipotencial, es decir una superficie de igual energía potencial. Esto significa que el geopotencial es el mismo para todos los puntos de la superficie de nivel.

7.5 Presión en un fluido en reposo

La presión es la fuerza ejercida sobre una superficie de área unitaria. La presión en un punto sobre una superficie de área unitaria dentro de un fluido en reposo aumenta al aumentar la profundidad del fluido considerado.

La fuerza producida por la fuerza de gravedad sobre una superficie de área unitaria en la atmósfera es igual al peso del aire que está encima de la superficie considerada. Si la atmósfera fuera de densidad (ρ) uniforme

$$m = \rho V \tag{7.5}$$

donde m es la masa del aire que se encuentra por encima de la superficie de área unitaria y V es el volumen de la columna de aire de sección unitaria que se extiende hasta el tope de la atmósfera.

Si la profundidad de la superficie de área unitaria debajo del tope de la atmósfera es " h ", entonces la Figura 7.1 indica

$$V = h \cdot 1 \tag{7.6}$$

Sustituyendo esta ecuación en la (7.5) obtenemos

$$m = \rho h \tag{7.7}$$

Ahora el peso (W) de la columna de aire es realmente la magnitud de la fuerza de gravedad sobre ella. Si se supone g constante,

$$W = mg \text{ newton} \tag{7.8}$$

Sustituyendo por el valor dado por la (7.7) obtenemos el peso de la columna de aire así: $W = \rho gh$ (7.9)

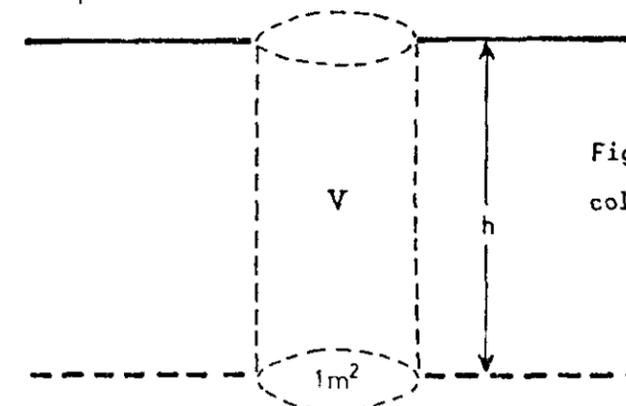


Figura 7.1 - Volumen de la columna de sección unitaria

Así, la presión sobre una superficie de área unitaria en una atmósfera en reposo sería

$$p = \rho g h \text{ newton m}^{-2} \quad (7.10)$$

donde h es la profundidad de la superficie medida desde el tope de la atmósfera.

En el caso real, ρ y g varían con la altitud y así sólo podemos aplicar la ecuación (7.10) a capas de espesor extremadamente pequeñas. Sin embargo, puede ser obtenida una fórmula similar para una capa de gran espesor, si es conocida la densidad media y se admite que el valor de g es constante.

Se puede ver que la presión aumenta cuando descendemos a niveles más bajos, debido al aumento del peso de aire que se encuentra por encima. Hay, por lo tanto, un gradiente vertical de presión (de la alta hacia la baja presión) dirigido verticalmente hacia arriba en la atmósfera.

7.6 Equilibrio hidrostático

Las mediciones indican que la fuerza de gravedad que actúa sobre una muestra de aire está realmente casi exactamente balanceada por el gradiente de presión que está dirigido hacia arriba, proveniente del hecho que la presión disminuye con la altitud. Pueden ocurrir excepciones en lugares donde hay aceleraciones verticales apreciables tales como tormentas, tornados, etc.

El flujo atmosférico en gran escala es casi horizontal. En estas circunstancias, se puede mostrar que las aceleraciones verticales son generalmente despreciables. Por lo tanto, frecuentemente se supone que la atmósfera está en equilibrio casi hidrostático, cuando se estudian los movimientos de la atmósfera en gran escala.

El balance exacto entre la fuerza de gravedad y el gradiente de presión en la vertical que actúa sobre una muestra de aire en equilibrio hidrostático puede ser expresado matemáticamente por una relación conocida como la ecuación hidrostática. Esto será discutido en la próxima sección.

7.7 La ecuación hidrostática

Consideremos un pequeño cilindro elemental de sección unitaria como el de la Figura 7.2 que sigue a continuación.

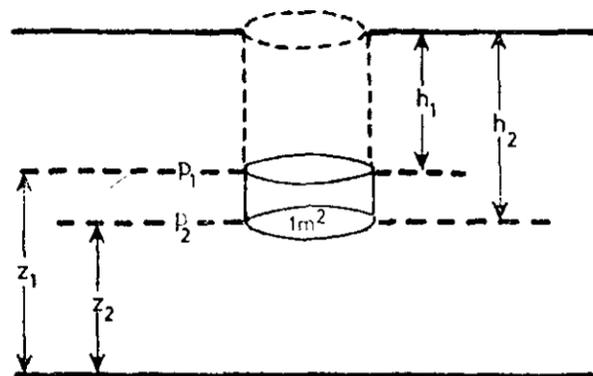


Figura 7.2 - Incremento de la presión atmosférica

De la ecuación (7.10)

$$p_1 = \rho g h_1$$

$$p_2 = \rho g h_2$$

$$p_2 - p_1 = \rho g (h_2 - h_1)$$

$$\text{Pero } (h_2 - h_1) = (z_1 - z_2)$$

Por lo tanto

$$p_2 - p_1 = \rho g (z_1 - z_2) \quad (7.11)$$

Esta ecuación generalmente es escrita así:

$$p_1 - p_2 = -\rho g (z_1 - z_2) \quad (7.12)$$

El signo menos indica que cuando en la atmósfera z (altitud) aumenta, la presión disminuye.

La ecuación (7.12) es conocida como la ecuación hidrostática. Puede también ser escrita así

$$\Delta p = -\rho g \Delta z \quad (7.13)$$

o en forma diferencial

$$dp = -\rho g dz \quad (7.14)$$

7.8 Espesor de una capa atmosférica

La ecuación (7.13) puede ser reescrita en la forma

$$g \Delta z = -\frac{1}{\rho} \Delta p$$

o

$$\Delta \phi = -\alpha \Delta p \quad (7.15)$$

donde $\Delta \phi$ = incremento del geopotencial si se supone que g es constante;
 α = volumen específico.

Teniendo en cuenta la ecuación de estado para el aire húmedo

$$p \alpha = R_d T_v$$

$$\therefore \alpha = \frac{R_d}{p} T_v$$

y la ecuación (7.15) se hace

$$\Delta \phi = - \frac{R_d \bar{T}_v}{p} \Delta p \quad (7.16)$$

Las ecuaciones (7.15) y (7.16) pueden ser escritas en forma diferencial así:

$$d\phi = -\alpha dp \quad (7.17)$$

$$d\phi = - \frac{R_d \bar{T}_v}{p} dp \quad (7.18)$$

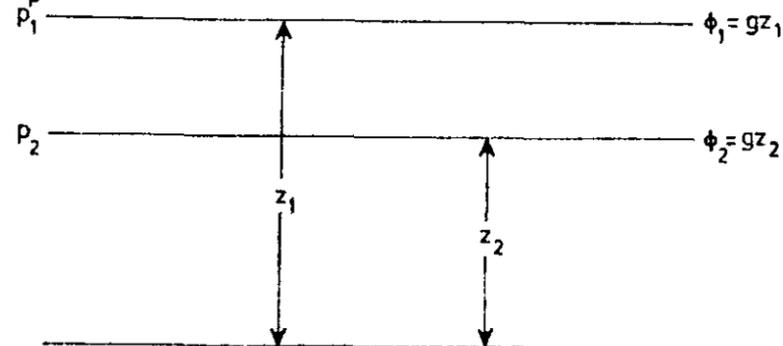


Figura 7.3 - Espesor de la capa expresado en geopotencial

Integrando entre la base y el tope de las superficies, la ecuación (7.18) puede escribirse así:

como muestra la Figura 7.3.

Se obtiene la relación

$$\phi_1 - \phi_2 = -R_d \bar{T}_v (\ln p_1 - \ln p_2)$$

$$\phi_1 - \phi_2 = R_d \bar{T}_v \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad (7.19)$$

donde \bar{T}_v = temperatura virtual media de la capa;
 \ln = logaritmo en base "e" (es decir, \log_e).

El espesor expresado en geopotencial ($\phi_1 - \phi_2$) de una capa, cuyas presiones en los niveles superior e inferior son, respectivamente, p_1 y p_2 , puede ser determinado si se conoce la temperatura media virtual de la capa. Si el espesor expresado en geopotencial ($\phi_1 - \phi_2$) es determinado en metros geopotenciales, es entonces numéricamente muy cercano al espesor real ($z_1 - z_2$) expresado en metros.

Existen tablas y gráficos disponibles para determinar los espesores expresados en geopotencial de las capas de la atmósfera, bajo varias condiciones de la temperatura virtual media.

Es posible determinar los espesores expresados en geopotencial por un método directo haciendo uso de un diagrama aerológico (por ejemplo, el diagrama de Herlofson). Esto se hace estimando primeramente la temperatura virtual media de capas seleccionadas del sondeo y referidas entonces a una escala sobre el diagrama.

7.9 La atmósfera tipo

La Organización de Aviación Civil Internacional (OACI) ha adoptado una "atmósfera tipo" la cual es un promedio anual aproximado de todas las altitudes. Las características esenciales son similares a las mostradas en la Figura 1.1 del Apéndice I correspondiente a las divisiones verticales de la atmósfera adoptada por la OMM. La coordenada vertical es, sin embargo, el metro geopotencial.

La atmósfera tipo de la OACI está definida de la forma siguiente:

- a) el aire es un gas seco ideal;
- b) las constantes físicas son:
 - i) peso molecular medio en el NMM
 $M_o = 28,9644 \text{ kg mol}^{-1}$;
 - ii) presión atmosférica en el NMM
 $P_o = 1013,250 \text{ mb}$;
 - iii) temperatura en el NMM
 $T_o = 288,15 \text{ }^\circ\text{K}$;
 - iv) Densidad en el NMM
 $P_o = 1,2250 \text{ kg m}^{-3}$;
 - v) Temperatura en el punto de congelación
 $T_1 = 273,15 \text{ }^\circ\text{K}$;
 - vi) constante universal del gas
 $R = 8314,32 \text{ J mol}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$;
- c) el gradiente de temperatura desde 5000 metros geopotenciales tipo debajo del NMM hasta una altitud en la cual la temperatura del aire llega a $-56,5^\circ\text{C}$ es igual a $0,0065^\circ\text{C}$ por metro geopotencial tipo. Desde aquel nivel (11000 metros geopotenciales tipo) hasta una altitud de 20000 metros geopotenciales tipo el gradiente de temperatura es igual a cero. Entre 20000 y 32000 metros geopotenciales tipo la temperatura aumenta en $0,0010^\circ\text{C}$ por metro geopotencial tipo.

Así, la atmósfera tipo de la OACI está dividida en tres capas:

	Altura (mgs tipo)	T (°K)	P (mb)	γ (°C/mgs tipo)
1) capa con gradiente de temperatura constante	{ 0	288,15	1013,25	+ 0,0065
	{ 11000	216,65	226,32	
2) capa isotérmica	{ 20000	216,65	54,75	0
3) capa con gradiente de temperatura constante	{ 32000	228,65	8,68	- 0,001

En los niveles altos la atmósfera tipo ha sido derivada de los sondeos realizados con cohetes. Arriba de la mesopausa en alrededor de 80 km el peso molecular medio decrece con la altitud. En esta región es usada una "escala molecular de temperatura". Esta es la temperatura cinética ordinaria con corrección aplicada para compensar el peso molecular que tiene el aire en esos niveles. Está dada por $T.M_0/M$, donde M es el peso molecular en altitudes más elevadas.

Notas: 1) La OACI usa un metro geopotencial tipo de un valor igual a $9,80665 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

2) Como fue discutido en el Apéndice III, sección 3,5, hemos usado la abreviatura "mol" para indicar un kilogramo mol.

7.10 Altimetría

La ecuación hidrostática (7.12) indica que la presión de la atmósfera en un nivel cualquiera está relacionada con la presión del nivel medio del mar, la altitud y la densidad medio del aire entre los niveles mencionados. A su vez la densidad del aire es una función de su temperatura media virtual.

En la altimetría basada en la presión, la distancia vertical de un punto con respecto al nivel medio del mar es medida por medio de un barómetro aneroide (por conveniencia) y la altitud correspondiente a aquella presión es la atmósfera tipo de la OACI. Se hace referencia a esta última llamándola altitud de presión (z_p).

Obviamente, hay dos importantes fuentes de error en tal procedimiento:

- la presión (P_0) en el NMM en la hora de la observación puede no ser la misma que la prescrita por la atmósfera tipo, es decir 1013,250 mb;
- la temperatura virtual media de la columna comprendida entre el NMM y el punto de observación puede ser diferente a la correspondiente a la atmósfera tipo.

El altímetro aneroide es un barómetro aneroide preciso cuya escala está graduada en metros (o pies) antes que en unidades de presión. La equivalencia entre la altitud y la presión es aquella dada por la atmósfera tipo, es decir que se refiere a la altitud de presión (z_p) y no exactamente a la verdadera altitud (z).

Con el objeto de corregir el primer tipo de error el altímetro es construido de tal modo que la escala de altitud (z_p) y el barómetro con sus agujas puedan rotar relativamente entre sí. Considerando un avión que se encuentra posado sobre un aeródromo que esté al nivel del mar, donde la presión dada por la estación pueda ser, digamos, 1020 mb. Esto daría la falsa impresión que el avión está debajo del nivel del mar, si se supone que se aplican las condiciones dadas por la atmósfera tipo de la OACI.

Con el propósito de cumplir con las condiciones verdaderas de la atmósfera, el piloto necesitaría por lo tanto ajustar las agujas de tal manera que en el altímetro se lea el cero. Esto es realizado por medio de una perilla la cual coloca un dial auxiliar a 1020 mb. El valor al cual es colocado este dial es llamado ajuste del altímetro. Obviamente que el ajuste del altímetro en este caso particular es la presión en el nivel del mar.

Cuando el aeródromo no está al nivel del mar, la presión de la estación no puede ser usada para el ajuste del altímetro. Por ejemplo, si la elevación de la pista es 200 metros, es entonces necesario usar la presión correspondiente a un nivel de la misma distancia que está debajo tal como la dada por la atmósfera tipo de la OACI. Esto es realmente equivalente a computar la presión al NMM, basándose en la suposición de que existe una columna de aire debajo del nivel de la estación, que tiene una distribución de la temperatura igual a la dada por la atmósfera tipo. Con este ajuste del altímetro, en el altímetro que está sobre la pista se leerá 200 m.

Antes de despegar, un piloto puede por lo tanto corregir su altímetro de modo que no exista diferencia entre la presión de la estación y la presión tipo para la elevación correspondiente. La presión en el nivel del mar, sin embargo, varía con el tiempo y el lugar. Como resultado de ello, el altímetro puede nuevamente dar lecturas incorrectas durante el curso del vuelo.

Por ejemplo, si un piloto intenta aterrizar en un aeropuerto, donde el ajuste del altímetro es más bajo que el correspondiente al despegue, el altímetro indicará un nivel mayor en la escala OACI que la que corresponde al caso real. En general, el altímetro dará una altura de alrededor de 10 m más alta para cada milibar menos correspondiente al ajuste del altímetro. Por lo tanto, el piloto debería comunicarse radialmente de modo de realizar nuevos ajustes del altímetro durante el vuelo e inmediatamente antes del aterrizaje.

El segundo tipo de error dado por el altímetro proviene de que la temperatura media real de la columna de aire debajo del nivel considerado difiere de la dada por la atmósfera de la OACI. Estos errores son difíciles de corregir, ya que deben hacerse suposiciones sobre distribución real de la temperatura en la vertical. Si la columna de aire encima es más caliente (más fría) que la correspondiente a la atmósfera tipo, el altímetro dará una altura más baja (más alta) que la que corresponde.

Toda la altimetría basada en mediciones de presión admite la validez de la ecuación hidrostática. Un tercer tipo de error puede, por lo tanto, ocurrir cuando las

condiciones difieren grandemente del equilibrio hidrostático, es decir si hay aceleraciones verticales significativas. Muchos aviones poseen un radio altímetro así como también un altímetro aneróide. El piloto puede entonces volar en la altitud correspondiente a una presión constante (z_p) al mismo tiempo que nota las variaciones de la altitud verdadera (z).

7.11 Reducción de la presión al nivel medio del mar

Los meteorólogos están también interesados con la determinación de la presión media al nivel del mar en relación con el uso del NMM en las cartas isobáricas. Esto frecuentemente presenta un problema, debido al hecho de que las estaciones meteorológicas están situadas a diferentes altitudes.

El procedimiento que se adopta es el de suponer que una columna de aire hipotética existe entre el barómetro y el nivel medio del mar. La diferencia de presión entre el tope y base de esta columna ficticia es estimado. Este valor es sumado al valor de la presión en la estación y se obtiene así la presión en el NMM. Este procedimiento es conocido como el de reducción de la presión al nivel medio del mar.

La ecuación (7.19) puede ser reescrita en la forma

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = \frac{\phi_1 - \phi_2}{R_d \bar{T}_v} \tag{7.20}$$

$$p_2 = p_1 e^{\left[\frac{\phi_2 - \phi_1}{R_d \bar{T}_v} \right]}$$

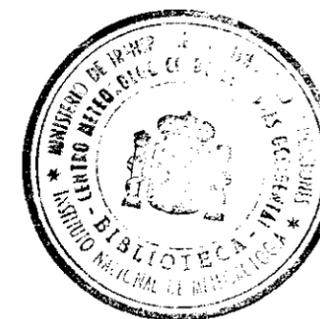
Si consideramos que p_2 es la presión en el NMM, su valor depende por lo tanto de la medición de la presión en la estación (p_1), conocemos la diferencia de geopotencial entre el NMM y el barómetro, y la temperatura virtual media (\bar{T}_v) de la columna ficticia. En la práctica, sin embargo, es indispensable determinar un valor definitivo para \bar{T}_v , ya que una columna real de aire no se extiende hacia abajo a través de la tierra.

En la sección 7.10 discutimos un método para hacer tal corrección. El ajuste del altímetro es determinado suponiendo que las condiciones de la atmósfera tipo de la OACI son las que existen en la columna ficticia debajo de la estación.

Otros métodos hacen uso de la temperatura observada en la superficie. Frecuentemente es también incluido un gradiente de la temperatura de la columna ficticia. Ya que la temperatura en la superficie varía diurnamente, algunos países toman un promedio de la temperatura del momento y la de doce horas anteriores. Desafortunadamente, no hay aún una norma que sea reconocida universalmente para reducir la presión correspondiente al nivel de las estaciones y el nivel medio del mar.

Ahora que hemos considerado el equilibrio hidrostático, es apropiado que estudiemos los diagramas termodinámicos, los cuales son usados para determinar la estabilidad vertical de la atmósfera.

- Notas: 1) Han sido desarrolladas varias expresiones entre parámetros relativos al aire seco, vapor de agua y un gas ideal. Para mantener la consistencia hemos usado los subíndices "d" y "v" cuando hacemos referencia al aire seco y al vapor de agua, respectivamente, y no se ha usado ningún subíndice en el caso del gas ideal.
- 2) En la práctica meteorológica, sin embargo, el subíndice "d" frecuentemente es omitido en el caso del símbolo correspondiente a la constante específica del aire seco. Además, la constante específica del gas para el vapor de agua es a menudo expresada por R_w .



Capítulo VIII

DIAGRAMAS TERMODINAMICOS

Hemos visto que una muestra de aire puede estar sujeta a transformaciones tales como la adiabática seca, pseudoadiabática, isobárica u otros procesos. Y puede también variar su geopotencial como el resultado de los movimientos verticales. Un medio conveniente para estudiar las transformaciones energéticas que tienen lugar es el diagrama termodinámico sobre el cual está representado gráficamente un conjunto de procesos. Los diagramas usados para estudiar los procesos termodinámicos son comunmente denominados diagramas aerológicos.

En este capítulo discutiremos primero el uso de la presión como coordenada vertical y las propiedades deseables de los diagramas termodinámicos. Entonces consideraremos las características principales del emagrama y el tefigrama. Finalmente, estudiaremos en detalle el uso amplio del diagrama de Herlofson y los métodos de evaluación de importantes parámetros meteorológicos.

8.1 Uso de la presión como coordenada vertical

Los diagramas aerológicos han sido concebidos para mostrar en forma gráfica la distribución de la temperatura y la humedad por encima de una estación.

La forma más simple sería la de mostrar la distribución de la temperatura y el punto de rocío en función de la altura encima de la estación. Sin embargo, este tipo de diagrama no se adecua bien a las observaciones meteorológicas, ya que la temperatura y la humedad no son generalmente determinadas a alturas fijas sino a valores fijos de la presión. Muchos cálculos son, sin embargo, facilitados cuando se usa la presión como coordenada. Además, las necesidades de la aviación se satisfacen mejor proveyendo los datos meteorológicos correspondientes a los valores prescriptos de la presión.

Se puede mostrar que el logaritmo de la presión está íntimamente relacionado con la altitud. Por ello es que muy frecuentemente es conveniente usar la temperatura y el logaritmo de la presión como coordenadas de los diagramas meteorológicos.

8.2 Propiedades deseables de los diagramas meteorológicos

Hay cuatro propiedades deseables que deberían poseer los diagramas termodinámicos que se usan en la práctica:

- a) el área encerrada por las curvas que representan un proceso cíclico debería ser proporcional a la variación de energía realizada durante el proceso;
- b) tanto como fuera posible, las curvas que representan los procesos básicos deberían ser rectas;

- c) el ángulo entre las isotermas (curvas de igual temperatura) y las adiabáticas secas (curvas de igual temperatura potencial) debería ser lo más grande posible;
- d) en la atmósfera inferior, las adiabáticas secas (que indican procesos adiabáticos secos) deberían formar un ángulo apreciable con las adiabáticas saturadas (que indican procesos pseudoadiabáticos).

En la sección 5.1 fue establecida una expresión que da el trabajo específico, esto es $dw = p d\alpha$. Para un proceso finito con estado inicial y final designados por los números 1 y 2, el trabajo realizado por la masa unitaria está dado por

$$\int_1^2 p d\alpha$$

Esto sugiere que el volumen específico (α) y la presión (p) podrían ser usados como coordenadas de modo de satisfacer el primer criterio. En la práctica, sin embargo, el ángulo entre las isotermas y las adiabáticas secas es muy pequeño. Por ello un diagrama de coordenadas $\alpha, -p$ no satisface el tercer criterio.

8.3 El tefigrama

En la sección 5.17 establecimos la relación (5.25)

$$c_p d(\ln \theta) = c_p d(\ln T) - R d(\ln p)$$

Multiplicando por T

$$c_p T d(\ln \theta) = c_p dT - \frac{RT}{p} dp \tag{8.1}$$

Usando la ecuación de estado

$$c_p T d(\ln \theta) = c_p dT - \alpha dp \tag{8.2}$$

La ecuación de energía (5.20) da entonces

$$c_p T d(\ln \theta) = dh \tag{8.3}$$

Para un proceso finito

$$\int_1^2 dh = \int_1^2 c_p T d(\ln \theta) \tag{8.4}$$

Esto sugiere el uso de T y $\ln \theta$ como coordenadas de un diagrama termodinámico sobre el cual es posible la representación directa de $\int_1^2 dh$.

Ahora la temperatura potencial (θ) está relacionada con la entropía específica (s) por la ecuación (5.27)

$$ds = c_p d(\ln \theta)$$

Por ello una línea de temperatura potencial constante en un diagrama T-ln θ corresponde a un proceso isentrópico. La entropía es por lo tanto constante durante un proceso adiabático seco.

El diagrama fue introducido por sir Napier Shaw, quien usó el símbolo ϕ (fi) para la entropía. Por esta razón él lo llamó un diagrama T- ϕ ("T- ϕ gram") o más brevemente un tefigrama.

En un diagrama tal las líneas de temperatura potencial constante son también adiabáticas secas (véase la Figura 8.1).

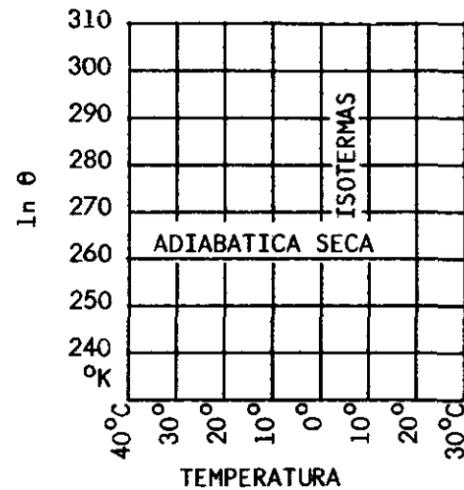


Figura 8.1 - Diagrama T-ln θ

Se notará que las isotermas (líneas de igual temperatura) son verticales, en tanto que las adiabáticas secas son horizontales. Sobre un diagrama tal, también pueden ser representadas las isobaras (líneas de igual presión), las adiabáticas del aire saturadas (realmente pseudoadiabáticas) y las líneas de relación de mezcla de saturación constante.

Las isobaras son curvas logarítmicas, con pendiente dirigida hacia arriba y a la derecha y la cual decrece cuando aumenta la temperatura. No obstante, dentro del rango correspondiente a los datos meteorológicos, ellas tienen sólo una leve curvatura y son casi rectas.

En la práctica, es conveniente rotar el diagrama en el sentido de las agujas del reloj con lo cual las isobaras son esencialmente horizontales con la presión decreciendo hacia arriba, tal como ocurre en la atmósfera.

Las adiabáticas del aire saturadas (pseudoadiabáticas) son marcadamente curvadas, pero las líneas de relación de mezcla saturada son casi rectas. Es de notar que el ángulo entre las isotermas y las adiabáticas secas es exactamente 90°. Por lo tanto el tefigrama está muy cerca de satisfacer todas las características deseables de un diagrama termodinámico de acuerdo a lo establecido en la sección 8.2.

8.4 El emagrama

En la sección 7.3 estudiamos las variaciones de la energía potencial en una muestra de aire de masa unitaria. La variación correspondiente al geopotencial puede ser expresada en la forma $d\phi = g dz$. Aplicando la relación hidrostática podemos también escribir $d\phi = -\alpha dp$.

Con frecuencia es necesario evaluar el integral $\int_{p_1}^{p_2} \alpha dp$ al determinar las variaciones correspondientes al geopotencial que tienen lugar durante el movimiento vertical entre dos niveles de presión p_1 y p_2 . Sustituyendo α por el valor dado por la ecuación de estado, el integral se hace

$$-\int_{p_1}^{p_2} \alpha dp = -\int_{p_1}^{p_2} RT d(\ln p) \quad (8.5)$$

Esto sugiere que sería conveniente usar un diagrama termodinámico cuyas coordenadas sean T y ln p. Este diagrama es llamado emagrama, una abreviatura del inglés ("energy per unit mass diagram"), diagrama de energía por unidad de masa. También se hace referencia a él denominándolo diagrama T - ln p.

La Figura 8.2 muestra un típico diagrama T - ln p. Las líneas verticales, cada una de las cuales corresponde a una temperatura constante, son llamadas isotermas. Las líneas horizontales son líneas de presión constante y son llamadas isobaras.

Con el objeto de evaluar la estabilidad de la atmósfera, es conveniente tener representadas sobre el diagrama líneas que muestren las variaciones de temperatura que tienen lugar en una muestra de aire seco que se eleva o desciende adiabáticamente. Dichas líneas son conocidas como adiabáticas secas y en la Figura 8.3 están indicadas por líneas quebradas. La temperatura potencial (θ) es constante a lo largo de cada adiabática seca y su valor está indicado en °K.

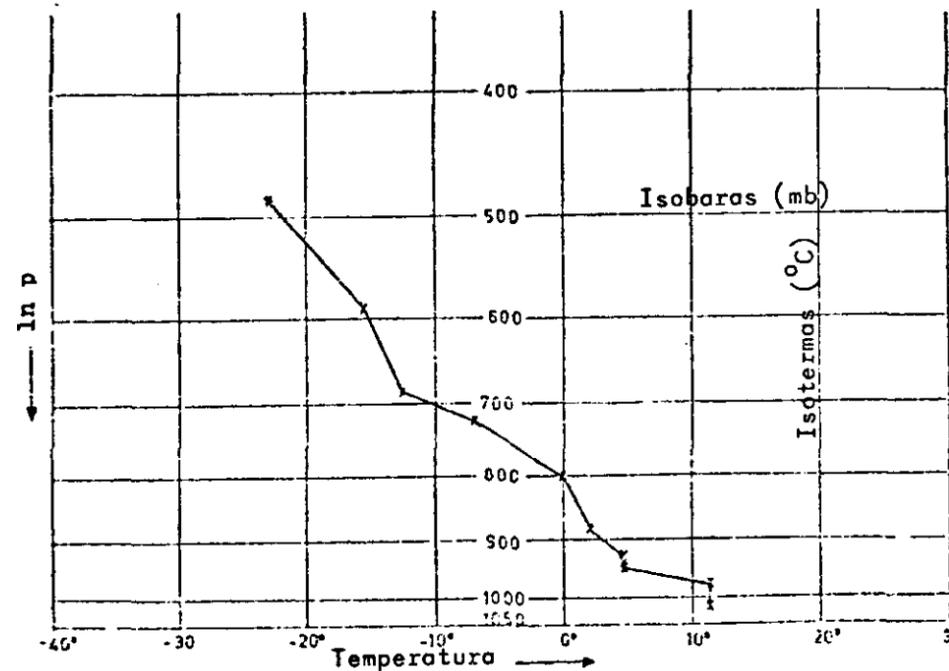


Figura 8.2 Diagrama T-ln p

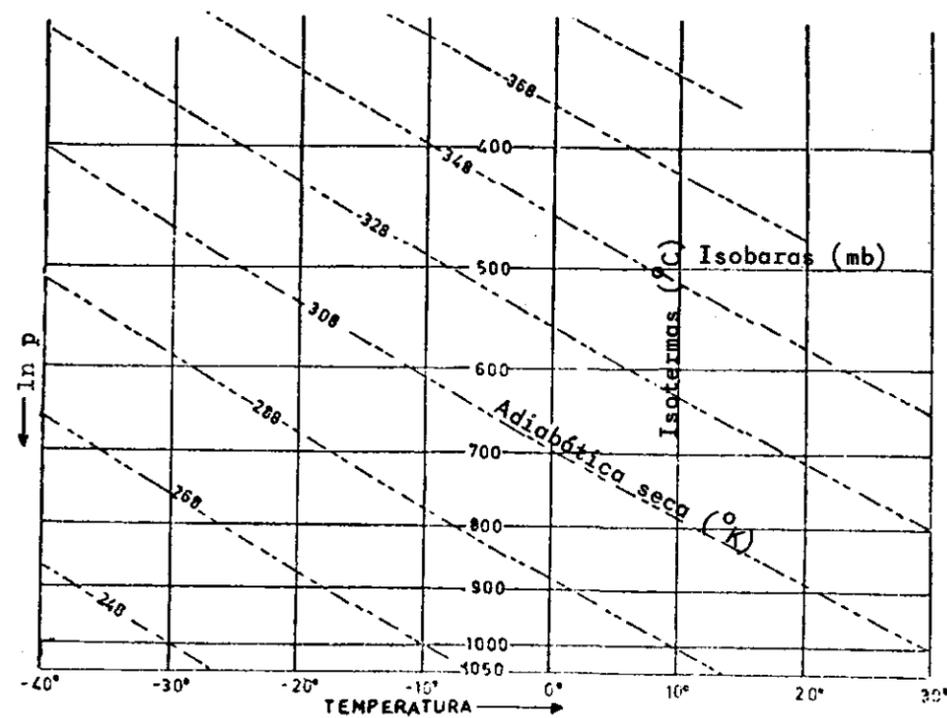


Figura 8.3 - Diagrama T-ln p con adiabáticas secas

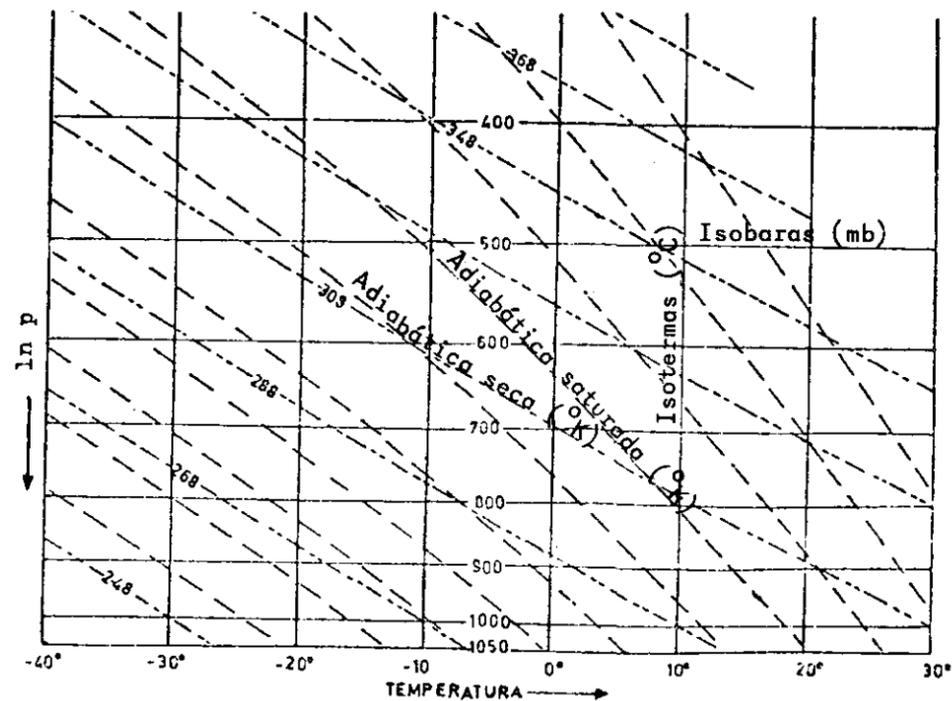


Figura 8.4 - Diagrama T-ln p mostrando las adiabáticas secas y las adiabáticas saturadas

Con el objeto de indicar la relación entre la presión y la temperatura del aire saturado, se trazan las adiabáticas saturadas. Se supone que el aire saturado asciende en condiciones pseudoadiabáticas. El calor latente de condensación es liberado durante el ascenso y se admite que el agua condensada cae fuera tan pronto como es formado. Las adiabáticas saturadas son a veces llamadas pseudoadiabáticas o adiabáticas húmedas.

La Figura 8.4 muestra el diagrama T-ln p, al que se le han agregado las adiabáticas saturadas. En altitudes elevadas, donde se encuentran valores bajos de humedad, temperatura y presión, las adiabáticas saturadas tienden a colocarse paralelas a las adiabáticas secas.

La Figura 8.5 muestra un diagrama T-ln p, al cual se le ha agregado otro conjunto de líneas. Estas son conocidas como líneas de relación de mezcla saturada. Ellas están indicadas en unidades correspondientes a gramo/kilogramo, es decir masa de vapor de agua (en gramos) mezclada con un kilogramo de aire seco. La relación de mezcla saturada (r_s) es computada considerando la presión del vapor de agua sobre una superficie de agua plana.

El diagrama T-ln p es un diagrama conveniente porque posee las siguientes propiedades:

- a) el área es proporcional a la energía;
- b) cuatro conjuntos de líneas son rectas o casi rectas y uno es curvado;
- c) el ángulo entre las líneas isotérmicas y las adiabáticas es adecuado.

El diagrama posee por lo tanto tres de las cuatro características deseables sugeridas en la sección 8.2. Sin embargo, es generalmente modificado por leve inclinación de las isotermas. Ello conduce a la obtención de un ángulo apreciable entre las adiabáticas secas y saturadas para la atmósfera inferior.

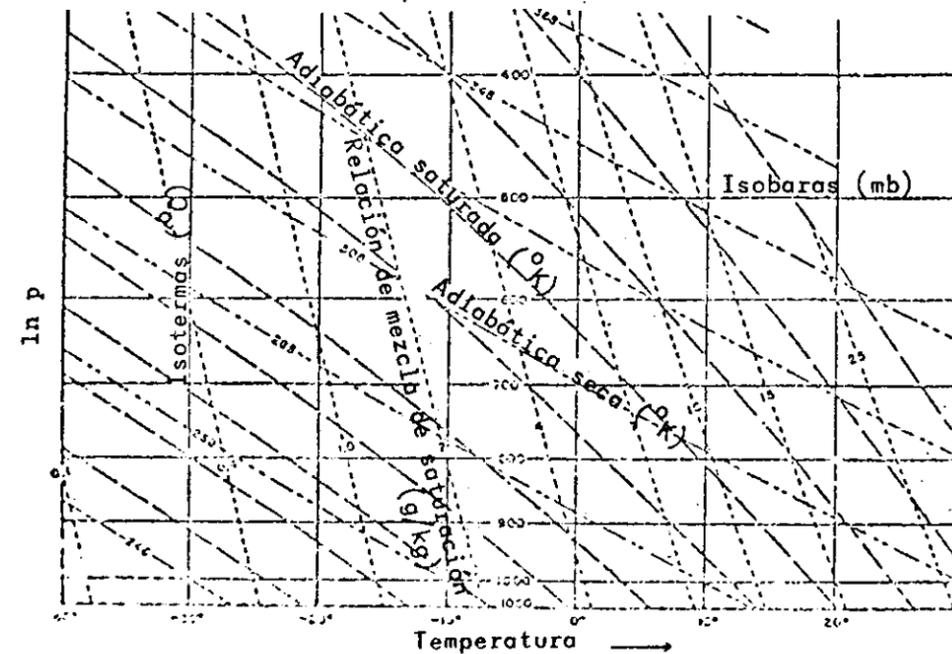


Figura 8.5 Diagrama T-ln p mostrando las líneas adiabáticas y la relación de mezcla saturada

8.5 El diagrama de Herlofson

Este diagrama termodinámico es ampliamente usado en todo el mundo. Las líneas isotermas (esto es, líneas de igual temperatura) están inclinadas hacia la derecha en un ángulo de 45° con respecto a líneas de presión (véase la Figura 8.6).

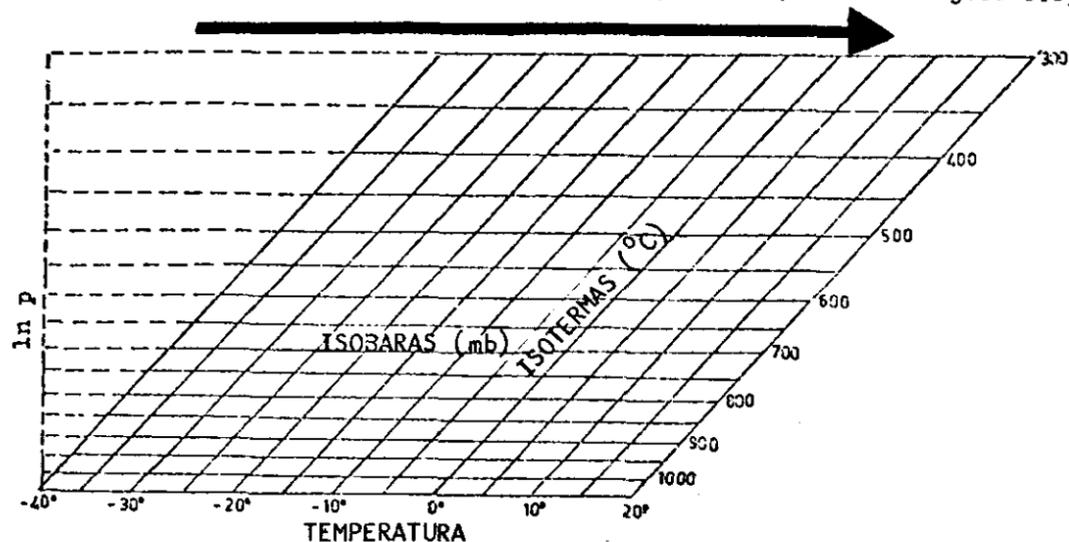


Figura 8.6 - Diagrama de Herlofson resultante de inclinar las isotermas

Se toma entonces una sección rectangular del diagrama de Herlofson. La Figura 8.7 muestra un sondeo de temperatura representado sobre tal tipo de diagrama.

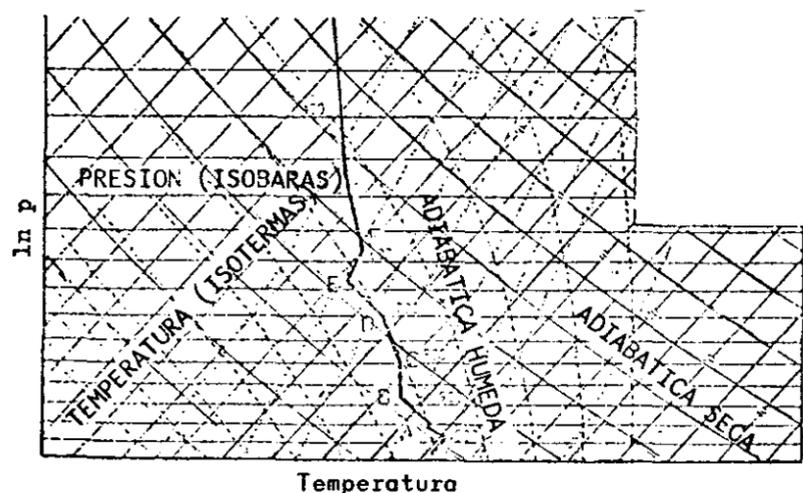


Figura 8.7 - Sondeo de temperatura representado en un diagrama de Herlofson

Es de notar que las adiabáticas secas son líneas levemente curvadas que se extienden desde la parte inferior derecha a la parte superior izquierda del diagrama. Tienen la concavidad hacia arriba. Debido a que las isotermas han sido inclinadas, el ángulo entre las líneas isotérmicas y adiabáticas es ahora casi de 90°.

Las adiabáticas saturadas están claramente curvadas. Esta característica no puede ser evitada sin sacrificar la proporcionalidad entre el área y la energía. En contraste, las líneas de relación de mezcla de saturación son esencialmente rectas.

El diagrama de Herlofson posee, por lo tanto, las siguientes propiedades:

- a) el área es proporcional a la energía;
- b) tres conjuntos de líneas son exactamente o casi líneas rectas, un conjunto es levemente curvado y el otro marcadamente curvado;
- c) el ángulo entre las isotermas y las adiabáticas varía según la posición sobre el diagrama, pero es aproximadamente de 90°;
- d) en la parte baja de la atmósfera, el ángulo entre las adiabáticas secas y las saturadas es apreciable.

La mayoría de los sondeos representados en un diagrama Herlofson son compactos. No se desvían mayormente de la vertical del diagrama hasta que alcanza la tropopausa. Encima de la tropopausa, en la baja estratosfera, en general el sondeo es muy cercano a una isoterma.

8.6 Interpretación de un sondeo representado en un diagrama aerológico

Si la temperatura es representada en varios niveles sobre un diagrama aerológico, es posible determinar el gradiente vertical de temperatura (GVT) en distintas capas de la atmósfera. Esto permite determinar la estabilidad de la capa en relación con los desplazamientos verticales de una pequeña parcela. La estabilidad vertical de la atmósfera será discutida en el próximo capítulo.

Podemos también representar sobre el diagrama valores del punto de rocío en varios niveles de presión. El punto de rocío es una medida del contenido de vapor de agua de una muestra de aire. Su valor nunca es mayor que la temperatura de la muestra.

Las curvas correspondientes a la temperatura y el punto de rocío coinciden en aquellos niveles donde el aire está saturado. En los niveles en que las curvas de temperatura y del punto de rocío están separados, el aire está sin saturar.

8.7 Saturación de cantidades no registradas

Los datos informados por las estaciones de radiosondeo son seleccionados de tal modo que, dentro de ciertos límites, el sondeo representado según el mensaje aerológico será el mismo que el derivado de las señales radiales transmitidas por el radiosonda. El mensaje del sondeo aerológico es descodificado para obtener la presión, la temperatura y la humedad en puntos seleccionados. Para ciertas presiones especificadas también es dado el geopotencial, y éste puede ser usado para determinar la altitud aproximada de una parcela de aire en aquel nivel de presión.

La temperatura y el punto de rocío reales del aire en los distintos niveles de presión encima de la estación son asentados en el diagrama aerológico. Los sondeos de temperatura y del punto de rocío pueden entonces usarse para derivar las cantidades siguientes en cualquier punto (presión o nivel):

a) relación de mezcla (r)

en la curva correspondiente al punto de rocío del sondeo se lee el valor dado por la línea de relación de mezcla de saturación que pasa a través de este punto;

b) relación de mezcla de saturación (r_s)

en la curva de temperatura del sondeo se lee el valor dado por la línea de relación de mezcla de saturación que pasa a través del punto.

c) humedad relativa (U)

esta es la relación entre la relación de mezcla (r) observada y la relación de mezcla de saturación en el punto (r_s). Generalmente multiplicada por 100 y expresada como porcentaje. Por lo tanto, $U = (r/r_s) \times 100\%$;

d) temperatura potencial (θ)

esta es la temperatura que tendría la muestra de aire si fuera llevada adiabáticamente a una presión de 1000 mb.

Se selecciona el punto sobre la curva de temperatura de un sondeo. Entonces se mueve a lo largo de una adiabática seca (o paralelamente a la adiabática seca más cercana) hasta que se alcanza la isobara de 1000 mb.

La temperatura ($^{\circ}K$) en el nivel de 1000 mb es la temperatura potencial (θ) de la muestra de aire, ubicada en el nivel correspondiente al punto seleccionado;

e) temperatura virtual (T_v)

esta es la temperatura del aire seco que tiene la misma densidad de la muestra de aire húmedo, admitiendo que la presión sea la misma. Se puede mostrar que aproximadamente $T_v = T + r/6$, donde r no es igual a la relación de muestra observada.

Se determina la relación de mezcla (r) en el nivel requerido tal como se indica más arriba en a). Se suma un sexto de este valor al correspondiente a la temperatura en aquel nivel;

f) nivel de condensación por levantamiento (NCL)

este es el nivel al cual una muestra de aire sin saturar debe ser elevado según una adiabática seca para convertirse en saturada. Está ubicado en el diagrama aerológico en el punto de intersección de las siguientes líneas:

- i) la adiabática seca que corta en el punto la curva de temperatura del sondeo;
- ii) la línea de relación de mezcla de saturación que corta en el punto (al mismo nivel) la curva del punto de rocío del sondeo.

8.8 Temperatura del bulbo húmedo

La temperatura del bulbo húmedo es la temperatura a la cual la muestra de aire debería ser enfriado, introduciendo agua por evaporación a la muestra a presión constante hasta que el aire esté saturado. Esto puede ser determinado por medio de un psicrómetro, el cual se compone de dos termómetros, uno de bulbo seco y otro húmedo. Un proceso meteorológico por el cual el aire es traído a su temperatura del bulbo húmedo es el debido a la lluvia en el cual la evaporación del agua que cae satura la capa de aire que inicialmente no lo estaba.

Un diagrama aerológico puede ser usado para determinar un parámetro que es aproximadamente igual a la temperatura del bulbo húmedo. Se hace uso de las adiabáticas de saturación y por esta razón es llamado pseudo temperatura del bulbo húmedo (T_{sw}). Este método es el siguiente:

- a) una parcela de aire sin saturar es primero enfriada por una expansión adiabática seca hasta alcanzar la saturación. Esto ocurre si el punto correspondiente sobre el diagrama aerológico sigue la adiabática seca hasta el nivel de condensación por levantamiento (NCL);
- b) entonces descienden y se supone que la compresión y el calentamiento tienen lugar a lo largo de la adiabática saturada; debe suponerse que se introduce agua continuamente por evaporación;
- c) este descenso continúa hasta que se alcanza la presión original.

Se puede ver que la parcela de aire se ha saturado por introducción en ella de agua por evaporación. El calor latente para este proceso es provisto por la misma muestra. Además ha alcanzado nuevamente su nivel de presión original.

Estas transformaciones no son estrictamente isobáricas ya que ocurren variaciones de presión tanto en el ascenso como en el descenso, si bien las presiones inicial y final son las mismas. También la composición de la parcela de aire cambia y así existe un pequeño intercambio de calor con el medio ambiente circundante, es decir que las transformaciones no son realmente adiabáticas.

Sin embargo, la pseudo temperatura del bulbo húmedo (T_{sw}) es aproximadamente igual a la temperatura del bulbo húmedo (T_w) correspondiente a la muestra. Por lo tanto el diagrama aerológico provee un medio sencillo de determinar un valor aproximado de la temperatura del bulbo húmedo (T_w).

8.9 Temperatura equivalente

La temperatura equivalente (T_e) de una parcela de aire es la temperatura obtenida luego de condensarse todo el vapor de agua de modo que el calor latente sirva para calentar el aire seco de la muestra. Este es un proceso isobárico, es decir que la presión permanece constante.

Es posible usar un diagrama aerológico para determinar la temperatura pseudo-equivalente (T_{se}) la cual es aproximadamente igual a la temperatura equivalente. El método es el siguiente:

- a) una parcela de aire húmedo sin saturar es primero enfriada por una expansión adiabática hasta que la saturación es alcanzada en el nivel de condensación por levantamiento (NCL);
- b) es entonces nuevamente elevada por un proceso pseudo adiabático siguiendo la adiabática de saturación hasta que todo el vapor de agua se ha condensado. Se supone que todos los productos condensados debido al enfriamiento caen fuera de la muestra de aire inmediatamente de formarse;
- c) la muestra está ahora completamente seca y en el descenso se calienta según la adiabática seca hasta alcanzar su presión original.

Se puede ver que todo el vapor de agua ha abandonado la muestra y el calor latente correspondiente a su transformación en agua ha sido usado para calentarla. Sin embargo, ha alcanzado su nivel original de presión.

Las transformaciones no son estrictamente isobáricas ya que han ocurrido cambios de presión. No son tampoco realmente adiabáticas debido a los cambios de composición (y, por lo tanto, el contenido de calor) durante el ascenso.

En la práctica, sin embargo, el valor de la temperatura pseudo equivalente (T_{se}) es aproximadamente igual a la temperatura equivalente (T_e) de la muestra de aire húmedo. Los diagramas proveen entonces un medio fácil para determinar un valor aproximado de la temperatura equivalente (T_e).

8.10 Propiedades conservativas de las masas de aire

Con el propósito de identificar las masas de aire es deseable determinar en qué extensión varios de los parámetros que describen el aire se conservan durante los procesos atmosféricos. Si una propiedad tal como el punto de rocío, la relación de mezcla, la temperatura potencial, etc., permanecen sin cambiar durante un proceso específico, se dice que es conservativa para ese proceso.

La temperatura (T) de una muestra de aire es en muchos casos inadecuada para ser usada como un "trazador". Su valor cambia de acuerdo al GASE sobre un ascenso o descenso sin saturar y al GASA en un ascenso saturado. Es aumentada por condensación y disminuida por evaporación. Además, es alertada por los intercambios radiativos.

El punto de rocío (T_d) es menos inadecuado. Cambia sólo alrededor de un sexto del GASE en el movimiento vertical no saturado. Sin embargo, es inalterable por intercambios radiativos en tanto el aire se mantenga sin saturar. Sin embargo, es afectado por la evaporación y la condensación.

La temperatura del bulbo húmedo (T_w) no es afectada por la evaporación o la condensación. No obstante, cambia en los procesos adiabáticos de ascenso y descenso, y también en el intercambio radiativo.

La relación de mezcla (r) y la temperatura potencial (θ) son ambas conservativas en movimientos adiabáticos no saturados, pero no lo son en un ascenso saturado. La relación de mezcla es conservativa en los procesos de intercambio de radiación, pero la temperatura potencial es alterada.

Dado que los procesos de radiación, mezcla, condensación, evaporación, expansión, etc., continuamente tienden a modificar las masas de aire, no se puede esperar que haya alguna propiedad estrictamente conservativa de un día para el otro. Sin embargo, ciertas propiedades están muy cerca de ser conservativas sobre ciertos períodos de tiempo de tal modo que es útil tabular estas características para los procesos termodinámicos anteriormente discutidos.

El procedimiento seguido es el de determinar alguna propiedad (ψ_0) correspondiente a un estado inicial caracterizado por la presión (p_0), la temperatura (T_0) y la relación de mezcla (r_0). El aire es entonces modificado por el proceso dando a un nuevo estado (ψ_1) dado por p_1 , T_1 y r_1 .

Si $\psi_0 = \psi_1$ la propiedad es conservativa (C).

Si $\psi_0 \neq \psi_1$ la propiedad no es conservativa (NC).

La Tabla 8.1 tabula a C o NC para un número de los procesos tratados anteriormente.

Tabla 8.1 - Conservación de varios parámetros

Propiedades	Procesos			
	A	B	C	D
U	NC	NC	NC	C
e	C	NC	NC	NC
r	C	NC	C	NC
T_d	C	NC	NC	NC
$T_{sw} (\approx T_w)$	NC	C	NC	NC
$T_{se} (\approx T_e)$	NC	C	NC	NC
θ	NC	NC	C	NC

A = calentamiento y enfriamiento isobárico (sin condensación ni evaporación).

B = evaporación o condensación isobárica pseudo-adiabática.

C = expansión adiabática seca.

D = expansión adiabática saturada.

La relación de mezcla (r) es, en general, el más adecuado de los indicadores señalados, si se admite que no hay precipitación ni condensación.

8.11 Temperaturas pseudo-potenciales

Dos importantes indicadores de la masa de aire, los cuales pueden ser usados aunque tengan lugar procesos de condensación y precipitación, son la temperatura pseudo potencial del bulbo húmedo (θ_{sw}) y la temperatura pseudo potencial equivalente (θ_{se}). Ellas son determinadas por medio de un diagrama aerológico en las formas siguientes:

- a) temperatura potencial del bulbo húmedo (θ_{sw})
- i) se determina la pseudo temperatura del bulbo húmedo (T_{sw}) de la muestra de aire tal como fue discutido en la sección 8.7;
 - ii) entonces se continúa a lo largo de la adiabática de saturación hasta que es alcanzado el nivel de la presión de 1000 mb;
 - iii) se anota la temperatura correspondiente a 1000 mb;
- b) temperatura potencial pseudo equivalente (θ_{se})
- i) se determina la temperatura pseudo equivalente (T_{se}) de la muestra por el método indicado en la sección 8.8;
 - ii) entonces se continúa a lo largo de la adiabática seca hasta que es alcanzado el nivel de la presión de 1000 mb;
 - iii) se anota la temperatura correspondiente a 1000 mb.

Las dos temperaturas mencionadas arriba son conservativas para cada uno de los procesos B, C y D listados en la sección 8.10. Por lo tanto, ellos son los indicadores más útiles para la identificación de las masas de aire.

Hemos podido apreciar que los diagramas aerológicos pueden ser usados para determinar un número importante de parámetros meteorológicos. Ellos también pueden ser usados para estudiar las fuerzas que entran en juego cuando en la atmósfera se producen movimientos verticales. Estos efectos serán considerados ahora con cierto detalle.

Capítulo IX

ESTABILIDAD VERTICAL DE LA ATMOSFERA

Si queremos interpretar y predecir fenómenos atmosféricos significativos tales como la convección y la turbulencia, debemos establecer criterios para determinar la estabilidad del aire que se desplaza verticalmente. Por eso consideraremos un entorno atmosférico en equilibrio hidrostático y estudiaremos las fuerzas que actúan cuando el mismo se encuentra sometido a movimientos verticales.

Consideraremos primero la relación entre el gradiente vertical del entorno y el gradiente adiabático seco de una parcela de aire. Esto nos lleva al método de la parcela para la determinación de la estabilidad estática.

Seguiremos luego con el estudio de una capa atmosférica en un estado condicional. Este estado es estable para una parcela de aire no saturado, pero resulta inestable si la parcela se satura. Esto nos lleva al estudio de la inestabilidad latente, en la cual una parcela de aire se eleva hasta saturarse en una atmósfera que está en un estado condicional.

A continuación consideraremos el efecto sobre la estabilidad de una capa cuando la misma se eleva en su totalidad. En determinadas circunstancias, la capa puede ser potencialmente inestable y esto puede llegar a producir actividad convectiva en grandes extensiones.

El método de la capa para determinar la estabilidad vertical será discutido a continuación. A ello seguirá el estudio de las variaciones diurnas de la estabilidad de las capas inferiores de la atmósfera.

9.1 Gradiente vertical de temperatura

Se estima que, en promedio, solamente el 22 por ciento de la radiación solar incidente es la que se absorbe durante su pasaje a través de la atmósfera. Casi el doble de esa cantidad (43 por ciento) es absorbida por la superficie terrestre. El 35 por ciento restante es reflejado hacia el espacio exterior por la superficie de la tierra, el tope de las nubes, etc.

Es evidente entonces que la troposfera se calentará principalmente desde abajo, esto es por la superficie terrestre. Este calentamiento puede tener lugar ya sea por conducción, por corrientes convectivas o por la absorción de la radiación terrestre por los gases de la atmósfera tales como el vapor de agua, dióxido de carbono, etc.

Si no hay cambio de masa de aire por el pasaje de un frente, la temperatura del aire próximo al suelo comienza a elevarse normalmente durante la mañana hasta alcanzar un máximo. A unos pocos cientos de metros más arriba el máximo de temperatura no tendrá lugar sino hasta más tarde durante el día.

La temperatura de la troposfera disminuye con la altura. El grado de disminución se denomina "gradiente vertical de temperatura" o simplemente "gradiente vertical". Esto lo distingue de la variación de la temperatura en sentido horizontal que se denomina "gradiente horizontal de temperatura" o simplemente "gradiente horizontal". El gradiente vertical varía con el lugar y con el tiempo. Su valor real puede determinarse de los datos del radiosondeo. En algunas partes de la troposfera puede existir una capa en la que la temperatura aumenta con la altura. Esto se conoce como inversión de temperatura.

Se define como gradiente vertical (γ) a la variación de la temperatura con la altura.

$$\text{Esto es: } \gamma = - \frac{\partial T}{\partial z} \quad (9.1)$$

Si el aire es húmedo es posible también definir el gradiente de temperatura virtual (γ_v). El mismo se expresa como

$$\gamma_v = - \frac{\partial T_v}{\partial z} \quad (9.2)$$

Generalmente, el gradiente vertical varía a través de toda la atmósfera, pero frecuentemente se mantiene aproximadamente constante a través de considerable espesor. Sean p_0 , T_{v0} , z_0 y p , T_v , z las presiones, temperaturas virtuales y las altitudes de la base y del tope de una capa, respectivamente. Si γ_v es constante en toda la capa

$$T_v = T_{v0} - \gamma_v (z - z_0) \quad (9.3)$$

9.2 Procesos no adiabáticos

En las secciones 5.12 y 5.13 hemos discutido los procesos adiabáticos y no adiabáticos que tienen lugar en la atmósfera. En el caso de procesos no adiabáticos hay un intercambio de calor entre una porción de aire y la atmósfera que lo rodea.

Los procesos no adiabáticos pueden ocurrir a cualquier nivel. Por ejemplo: hay una adición de calor a la atmósfera en los niveles inferiores (por conducción, mezcla turbulenta o radiación), cuando la superficie de la tierra está más caliente que la atmósfera que yace encima de ella. Además, hay una pérdida de calor por parte de la atmósfera cuando la superficie terrestre está más fría que los niveles inferiores de aquélla.

9.3 Procesos adiabáticos

En el caso de los procesos adiabáticos no hay intercambio de calor entre una parcela de aire y sus vecindades. Para que esto ocurra, los gases atmosféricos dentro de la parcela no deberían absorber ni emitir radiación. Análogamente no debería haber ganancia ni pérdida de calor por ninguna partícula líquida o sólida que se encuentre en el interior de la parcela de aire considerada.

A pesar de que es poco probable que esas condiciones se cumplan enteramente en la práctica, la cantidad de energía intercambiada es comúnmente despreciable, particularmente en regiones de la atmósfera libre. Por esta razón se justifica plenamente suponer que en tales circunstancias los procesos de corta duración son adiabáticos. Las variaciones de temperatura que tienen lugar en una parcela de aire cuando la misma se expande o se contrae adiabáticamente mientras se desplaza a lo largo de la vertical puede expresarse como un gradiente adiabático.

9.4 Gradiente adiabático seco

Una parcela de aire que se eleva verticalmente en la atmósfera se expande a medida que ingresa en las regiones de presión más baja situadas por encima. Cuando eso sucede la parcela realiza trabajo y se enfría. Si a la misma no se le quita ni agrega calor, será éste un proceso adiabático seco. La velocidad con que la temperatura disminuye con la altura se considera que es la determinada por el gradiente adiabático seco, esto es

$$\gamma_d = - \frac{\partial T}{\partial z} \quad (9.4)$$

Para condiciones adiabáticas, la ecuación (5.21) se reduce a

$$0 = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (9.5)$$

En el caso del aire seco

$$dT = \frac{1}{c_{pd}} \frac{R_d T}{p} dp \quad (9.6)$$

Por sustitución a partir de la ecuación de estado (5.16) para el aire seco

$$dT = \frac{1}{c_{pd}} \alpha dp \quad (9.7)$$

Usando la ecuación hidrostática (7.14) obtenemos

$$\gamma_d = - \frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_{pd}} \quad (9.8)$$

En la sección 5.11 establecimos que el calor específico del aire seco a presión constante es $1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$. En condiciones normales la aceleración debida a la gravedad es $g = 9,80665 \text{ m s}^{-2}$. Entonces

$$\gamma_d = 0,00982 \text{ } ^\circ\text{K m}^{-1} \quad (9.9)$$

De esta manera, si estudiamos el comportamiento de una parcela de aire seco que se expande cuando asciende y se contrae cuando desciende en condiciones adiabáticas, podemos determinar las variaciones de temperatura con la altura a partir del gradiente adiabático seco (GASE). Es necesario tener en cuenta que el gradiente adiabático seco puede emplearse también para el aire húmedo, mientras no ocurra saturación (véase la sección 6.14).

Hemos determinado que el gradiente adiabático seco es aproximadamente 9,8°C por kilómetro. En el sistema FPS -el denominado sistema inglés de unidades correspondientes a pie (feet), libra (pound) y segundo (second)- de unidades es igual aproximadamente a 5,4°F por cada 1000 pies.

En un diagrama termodinámico esos cambios de temperatura pueden estudiarse por referencia a una adiabática seca. Se escoge el punto sobre la línea de temperatura del sondeo que corresponde al nivel (o presión) en el que está ubicada la burbuja. A continuación se desplaza hacia arriba o hacia abajo según la adiabática seca que pasa por el punto inicial para obtener la temperatura de la parcela en el nuevo nivel.

Si hay algo de vapor de agua en la parcela, este procedimiento no podrá aplicarse por encima del nivel en que la misma se satura. Esta situación se discutirá en la próxima sección.

9.5 Gradiente adiabático saturado

En el caso de una burbuja de aire húmedo saturado, los cambios de temperatura que ocurren durante un movimiento vertical en condiciones adiabáticas, se determinan utilizando el gradiente adiabático saturado apropiado (GASA).

Durante el ascenso, la expansión adiabática conduce a la condensación del vapor de agua con la consiguiente liberación del calor latente. Esto último se compensa parcialmente por el enfriamiento producido por la expansión. Por eso es que la variación de temperatura con la altura es menor que la del aire seco o no saturado y en una cantidad tal que varía con la temperatura y la presión. En los niveles más bajos de la atmósfera y en las latitudes templadas el GASA es aproximadamente la mitad del GASE.

Si se usa un diagrama de Mollier suponemos que los productos de condensación precipitan a medida que se forman. Con ellos se extrae del sistema una pequeña cantidad de calor de manera que el proceso no es estrictamente adiabático. Por esta razón la adiabática del aire saturado del diagrama se refiere a un proceso pseudo-adiabático.

9.6 Expresiones para el gradiente adiabático saturado

Podemos usar la ecuación (6.30) para derivar una expresión para el grado de enfriamiento del aire saturado cuando se eleva y se expande durante un proceso pseudo-adiabático, esto es

$$-L \frac{dr_s}{T} = c_{pd} \frac{dT}{T} - R_d \frac{dp}{p}$$

donde r_s es la relación de mezcla de saturación de la burbuja.

La ecuación (6.9) puede escribirse en la forma aproximada

$$r_s \approx \xi \frac{e_s}{p} \quad (9.10)$$

puesto que la presión de vapor de saturación (e_s) es pequeña comparada con la presión total p .

Tomando logaritmos y diferenciando se obtiene

$$\frac{dr_s}{r_s} = \frac{de_s}{e_s} - \frac{dp}{p} \quad (9.11)$$

De la ecuación hidrostática

$$-\frac{R_d T}{p} dp = g dz \quad (9.12)$$

$$\text{esto es } \frac{dp}{p} = -\frac{g dz}{R_d T}$$

En realidad, la temperatura (T) debería ser la del entorno, pero la diferencia entre su valor y el de la burbuja es relativamente pequeña en la escala de temperaturas absolutas. Entonces, las ecuaciones (9.11) y (9.12) nos dan

$$\frac{dr_s}{r_s} = \frac{de_s}{e_s} + \frac{g dz}{R_d T}$$

o

$$dr_s = r_s \left[\frac{de_s}{e_s} + \frac{g dz}{R_d T} \right] \quad (9.13)$$

Sustituyendo en la ecuación (6.30) y usando (9.12) tenemos

$$-L r_s \left[\frac{de_s}{e_s} + \frac{g dz}{R_d T} \right] = c_{pd} dT + g dz \quad (9.14)$$

Dividiendo por dz y sustituyendo una expresión equivalente para

$$\frac{de_s}{e_s} = \frac{de_s}{dT} \frac{dT}{dz}$$

$$\therefore -L r_s \left[\frac{1}{e_s} \frac{de_s}{dT} \frac{dT}{dz} + \frac{g}{R_d T} \right] = c_{pd} \frac{dT}{dz} + g \quad (9.15)$$

Sustituyendo r_s por la expresión (9.10)

$$-L \xi \frac{de_s}{p} \frac{dT}{dz} - L \frac{\xi e_s}{p} \frac{g}{R_d T} = c_{pd} \frac{dT}{dz} + g \quad (9.16)$$

En el caso de la condensación el volumen específico del vapor es mucho mayor que el del agua líquida, con lo cual la ecuación de Clausius-Clapeyron (6.2) se reduce a

$$\frac{de_s}{dT} \approx \frac{L}{T \alpha_v}$$

Usando las ecuaciones (6.3), (6.7) y (9.10), $\frac{de_s}{dT} = \frac{Le_s}{R_v T^2} = \frac{\epsilon Le_s}{R_d T^2} = \frac{Lr_s p}{R_d T^2}$

Sustituyendo en la ecuación (9.16)

$$-\left[\frac{L^2 \epsilon r_s}{R_d T^2} + c_{pd} \right] \frac{dT}{dz} = L \epsilon \frac{e_s}{p} \frac{g}{R_d T} + g$$

esto es

$$\gamma_s = -\frac{dT}{dz} = g \left\{ \frac{1 + \epsilon \frac{L e_s}{p R_d T}}{c_{pd} + \epsilon \frac{L r_s}{R_d T^2}} \right\} \quad (9.17)$$

donde γ_s es el gradiente adiabático saturado (para un proceso pseudoadiabático).

Considerando (9.10) podemos escribir

$$\gamma_s = \frac{g}{c_{pd}} \left\{ \frac{1 + \epsilon \frac{L r_s}{R_d T^2}}{1 + \frac{\epsilon L r_s}{c_{pd} R_d T^2}} \right\} \quad (9.18)$$

Nótese que γ_s es el gradiente adiabático seco según la ecuación (9.8). El factor entre llaves es una función de la presión y la temperatura de manera que γ_s no es constante. El gradiente adiabático saturado es siempre menor que el gradiente adiabático seco, pero se aproxima a γ_d a medida que la presión aumenta o la temperatura disminuye.

9.7 Estado de equilibrio

Si las fuerzas que actúan sobre un cuerpo se compensan, el mismo quedará en reposo. Se dice entonces que está en un estado de equilibrio.

Los cuerpos en estado de equilibrio reaccionan de maneras diferentes cuando se los somete a pequeños desplazamientos apartándolos de sus estados de equilibrio. Es posible distinguir tres tipos de equilibrio:

- a) equilibrio estable;
- b) equilibrio inestable;
- c) equilibrio neutro.

Debemos notar que, en general, la fuerza de gravedad que se ejerce sobre una burbuja de aire se equilibra aproximadamente con la fuerza del gradiente de presión dirigida hacia arriba. Esto se conoce como equilibrio casi hidrostático o simplemente equilibrio hidrostático.

Consideraremos primero una parcela particular de aire que está en equilibrio hidrostático y estudiaremos su movimiento cuando se la somete a un pequeño desplazamiento vertical. De esta manera podremos determinar su estabilidad hidrostática. Comúnmente se designa esto como la estabilidad estática.

9.8 El método de la parcela

Para determinar la estabilidad estática de una parcela de aire que está sujeta a movimientos verticales, hacemos las suposiciones siguientes:

- a) no se agrega ni se le extrae calor a la parcela, esto es, se expande y se contrae adiabáticamente;
- b) la parcela no se mezcla con su entorno, esto es, mantiene su identidad;
- c) no tienen lugar movimientos compensatorios en el entorno mientras la parcela se mueve.

Podemos suponer que para un período de un día, aproximadamente, casi todos los procesos atmosféricos son adiabáticos por las siguientes razones:

- a) el aire es poco conductor;
- b) la mezcla de la parcela con su entorno es lenta;
- c) las variaciones de temperatura por procesos de radiación son pequeñas, comparadas con las producidas por el enfriamiento o calentamiento que surge de la expansión o compresión durante los movimientos verticales.

No obstante, la mezcla del aire con su entorno es importante en algunas situaciones. Por ejemplo, el aire del entorno puede ser arrastrado hacia la región donde se está desarrollando una nube cumulonimbus. Este proceso se conoce como efecto de arrastre. Los meteorólogos utilizan métodos especiales para estudiar la estabilidad de la atmósfera en las regiones donde el efecto de arrastre es importante. Estos métodos toman en consideración tanto los intercambios de humedad como las transferencias de calor.

Con todo, encontraremos que el método de la parcela para determinar la estabilidad estática nos proporciona una orientación útil acerca de la posibilidad de movimientos verticales. Aplicaremos entonces esta técnica suponiendo que una parcela de aire, inicialmente en reposo, se ve sometida a un pequeño desplazamiento vertical.

9.9 Aceleración vertical de la parcela

En la consideración del movimiento vertical de la parcela sometida a un desplazamiento pequeño, omitiremos el efecto de fricción en una primera aproximación. Si

en el aire del entorno se tiene equilibrio hidrostático, la fuerza de la gravedad y la fuerza del gradiente vertical de presión se compensan. Para la parcela de masa unitaria será

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (9.19)$$

No obstante, si la parcela no está en equilibrio, la resultante de esas dos fuerzas se resolverá en una aceleración vertical

$$\frac{dw}{dt} = -g - \frac{1}{\rho'} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (9.20)$$

en la que ρ' es la densidad de la parcela desplazada.

Se supone en (9.20) que $p' = p$, esto es que la presión que actúa sobre la parcela en movimiento se equilibra en todo momento con la del entorno en el mismo nivel. Eliminando el gradiente vertical de presión en (9.19) y (9.20)

$$\frac{dw}{dt} = \frac{g(\rho - \rho')}{\rho'} \quad (9.21)$$

Usando la ecuación de estado podemos expresar eso mismo en función de la temperatura virtual

$$\frac{dw}{dt} = \frac{g(T'_v - t_v)}{T_v} \quad (9.22)$$

Esto puede expresarse también en función de los gradientes si empleamos la ecuación (9.3)

$$\frac{dw}{dt} = \frac{g}{T_v} \left[(T'_{v0} - T_{v0}) + (\gamma_v - \gamma'_v)(z - z_0) \right] \quad (9.23)$$

Los gradientes de temperatura virtual de la parcela y del entorno son γ'_v y γ_v , respectivamente, mientras que el subíndice cero indica las condiciones iniciales.

Si se desplaza verticalmente la parcela partiendo de su posición inicial ($z_0 = 0$), donde $T'_{v0} = T_{v0}$, la ecuación (9.23) resulta

$$\frac{dw}{dt} = \frac{gz(\gamma_v - \gamma'_v)}{T_v} \quad (9.24)$$

Por eso, para desplazamientos verticales (esto es, para z positivo o negativo), se aplican las condiciones siguientes:

$$\begin{aligned} \gamma_v > \gamma'_v & \text{ equilibrio inestable; } \gamma_v = \gamma'_v & \text{ equilibrio neutro;} \\ \gamma_v < \gamma'_v & \text{ equilibrio estable.} \end{aligned}$$

Si se quiere tener en cuenta el efecto del vapor de agua sobre la densidad de una parcela de aire húmedo, debería emplearse en realidad el gradiente de temperatura virtual para el estudio de la estabilidad estática. No obstante, en la práctica para el pronóstico del tiempo se usa generalmente la temperatura como una buena aproximación de la temperatura virtual.

9.10 La aplicación del método de la parcela

Considérese una atmósfera en equilibrio hidrostático con un cierto gradiente vertical de temperatura (GVT). Supongamos una parcela de aire que inicialmente tiene la misma temperatura, presión y humedad en su entorno. Sobre esta parcela no actuará ninguna fuerza vertical neta, puesto que la misma está en equilibrio hidrostático.

Supóngase que la parcela se somete a un pequeño desplazamiento vertical hacia arriba debido a una fuerza exterior. Supongamos que se expande y enfría adiabáticamente. Si la parcela no está saturada, se enfría según el GASE y si está saturada se enfría según el GASA adecuado.

Si a posteriori del desplazamiento vertical la parcela tiene una temperatura más alta (menor densidad) que el aire del entorno, se acelerará hacia arriba merced a una fuerza positiva de empuje. Inversamente, se verá forzada a descender si su temperatura resultó menor que la del entorno en el nuevo nivel.

La atmósfera puede estar en los estados de equilibrio siguientes:

- a) equilibrio estable: si la parcela desplazada tiende a volver a su nivel original;
- b) equilibrio inestable: si la parcela desplazada tiende a alejarse de su nivel original;
- c) equilibrio neutro: si no existe una fuerza neta sobre la parcela desplazada que tienda a moverla en cualquier dirección.

Los criterios de estabilidad para las parcelas saturadas y no saturadas pueden resumirse como sigue:

- i) aire no saturado - GVT < GASE (estable)
GVT > GASE (inestable)
GVT = GASE (neutro)
- ii) aire saturado - GVT < GASA (estable)
GVT > GASA (inestable)
GVT = GASA (neutro).

9.11 Determinación de la estabilidad a partir de los diagramas aerológicos

Comúnmente se usa un diagrama aerológico para la determinación de la estabilidad estática, estudiando la variación de temperatura de una parcela de aire que se desplaza verticalmente hacia arriba.

Ello puede determinarse considerando la magnitud del ángulo (θ) que forma la tangente en un punto de una curva en el diagrama de Herlofson con el eje horizontal (véase la Figura 9.1 que sigue a continuación).

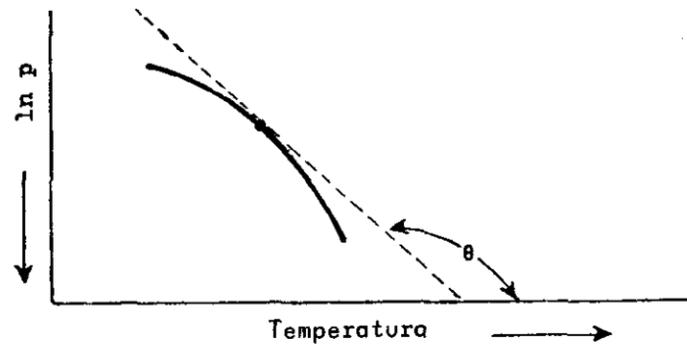


Figura 9.1 - Angulo entre la tangente y el eje horizontal

La pendiente de la curva de temperatura del sondeo, por encima del nivel original de presión, depende del gradiente del entorno (GVT). Esta se compara con:

- a) la pendiente de la adiabática seca por encima del nivel de presión original, si la parcela de aire no está saturada;
- b) la pendiente de la adiabática saturada por encima del nivel de presión original, si la parcela de aire está saturada.

La atmósfera es inestable, neutra o estable según que el ángulo (θ) determinado por la curva de temperatura del entorno sea mayor, igual o menor que el correspondiente a la curva adiabática (o sea adiabática seca para una parcela de aire no saturado, o adiabática saturada para una parcela saturada).

9.12 Estado condicional

Puesto que el gradiente adiabático del aire saturado (GASA) es menor que el del aire no saturado (GASE), la inestabilidad tiene lugar más fácilmente si el aire está saturado. No obstante, a veces el gradiente del entorno (GVT) de una capa de aire está entre el GASA y el GASE y es entonces inestable para aire saturado, pero estable para aire no saturado.

Se dice entonces que la capa es condicionalmente estable. A veces esto es mencionado como "estabilidad condicional" o "inestabilidad condicional".

Una parcela de aire no saturado que inicialmente está en equilibrio estable puede alcanzar un estado de equilibrio inestable si la misma se satura al elevarse a un nivel superior dentro de la capa. Todo ascenso posterior ocurrirá en forma espontánea.

9.13 Inestabilidad latente

Si el aire está en el estado condicional, pero no saturado en todos niveles, es efectivamente estable. Una parcela de aire sometida a un pequeño desplazamiento retornará a su posición original.

A pesar de ello, una fuerza de magnitud suficiente puede producir un considerable desplazamiento hacia arriba de la parcela de aire. Si además se enfría hasta su punto de saturación antes de cesar el ascenso, puede eventualmente alcanzar un nivel donde está en equilibrio inestable.

Si la atmósfera está en estado condicional, una parcela de aire no saturado encontraría primero resistencia para elevarse. Esto se debe al hecho de que se enfría rápidamente según el GASE. Si se enfría hasta el punto de saturación, el ascenso producido mecánicamente debe ser suficiente para vencer esta resistencia.

Una vez producida la condensación, la liberación de calor latente reduce el enfriamiento al dado por el GASA. Durante su ascenso, la temperatura de la parcela se hace igual a la del entorno en un momento y nivel dados.

A niveles superiores, la parcela se vuelve más caliente que el aire circundante, continúa su ascenso espontáneamente. Estos procesos se ilustran en el diagrama que sigue. La saturación tiene lugar en el punto B, pero el cambio a condiciones de inestabilidad se retarda hasta que la parcela alcanza el nivel C. Este se conoce como nivel de convección libre (NCL) (véase la Figura 9.2).

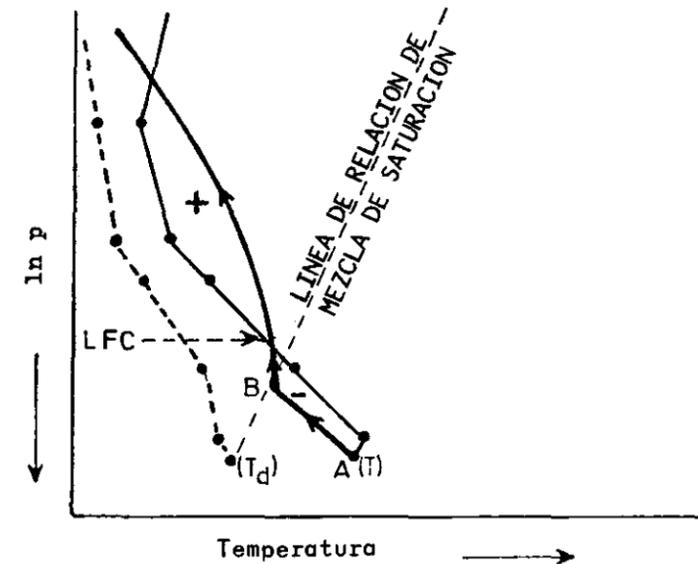


Figura 9.2 - Nivel de libre convección

Se dice que una capa de atmósfera posee inestabilidad latente (u oculta) cuando dentro de ella una parcela de aire resulta eventualmente inestable como consecuencia de un ascenso forzado.

De las consideraciones anteriores, es evidente que deben cumplirse dos condiciones para que el aire que está en estado condicional se transforme en inestable:

- a) se necesita un ascenso originado mecánicamente, de intensidad suficiente para vencer las fuerzas estabilizadoras de los niveles inferiores. Este ascenso debe elevar la parcela hasta el nivel de convección libre (NCL) indicado en el punto C del diagrama;

b) debe haber una cantidad suficiente de humedad en el aire que permita que la parcela se sature prontamente durante su ascenso (esto es, en el punto B). Esto es necesario para que la parcela pueda seguir una adiabática saturada que intersecta la curva de temperatura del sondeo.

El ascenso mecánico del aire húmedo puede ser producido por procesos tales como ascenso forzado sobre elevaciones del terreno, ascenso inducido por frentes, etc. Para que tenga lugar la inestabilidad latente, la porción saturada de la curva de la parcela debe en algún momento ubicarse a la derecha de la curva del entorno. En la figura anterior esto tiene lugar por encima del nivel de convección libre (NCL).

9.14 Áreas positivas y negativas

Cuando se estudia la inestabilidad latente, conviene con frecuencia considerar las transformaciones energéticas que ocurren. Si se consume energía, el área que le corresponde sobre el diagrama aerológico se considera negativa. Contrariamente, un área (energética) positiva indica que se libera energía.

En el diagrama anterior, el área ABC por debajo de C representa el trabajo que debe realizar la unidad de masa de aire para poder elevarse desde el nivel A hasta el nivel B. La energía se consume y el área ABC a la izquierda de la curva del entorno es negativa.

Por encima de C, la curva de la parcela se sitúa a la derecha de la curva del entorno. Esta es un área positiva. La energía liberada por la parcela en esta etapa se convierte en energía cinética de la corriente ascendente junto con algo de energía eléctrica que se produce en el interior de la nube.

La diferencia entre el tamaño de las áreas positiva y negativa da una indicación de la estabilidad. Cuanto mayor es el área positiva neta más vigorosa es la actividad.

Pueden distinguirse dos casos:

a) inestabilidad latente real

Esto ocurre cuando el área positiva excede al área negativa;

b) inestabilidad pseudo latente

Surge cuando el área negativa excede al área positiva. Algunas veces no existe área positiva y se dice que el sondeo es estable.

La Figura 9.3 muestra un sondeo trazado en un diagrama de Herlofson y que indica inestabilidad latente real (véase la figura en la página siguiente).

9.15 Estabilidad de capas

El método de la parcela que acaba de tratarse en las secciones previas atañe al ascenso de una parcela de aire. Un procedimiento alternativo es considerar la estabilidad de una capa cuando la misma se eleva como un todo. Esto ocurriría si una masa de aire se elevará en su conjunto sobre una cadena de montañas o sobre un frente.

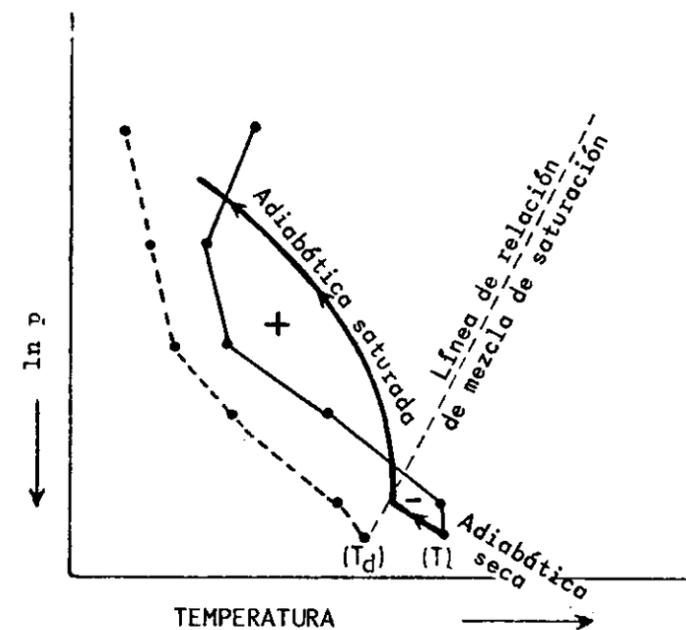


Figura 9.3 - Inestabilidad latente real



El ascenso puede resultar también de la convergencia horizontal en niveles inferiores asociada con una divergencia en nivel superior.

Este concepto se conoce como inestabilidad potencial. En algunos textos más antiguos se lo menciona como "inestabilidad convectiva".

Una capa potencialmente inestable es aquella que resulta inestable después que toda la capa ha sido elevada hasta alcanzar la saturación. La inestabilidad ocurre si el calor latente liberado durante el ascenso produce una suficiente diferencia de temperatura entre la base y el tope de la capa. Esto resulta evidente en un diagrama aerológico si el nuevo GVT es mayor que el adiabático saturado.

En general, las capas en las que el gradiente de la temperatura del pseudo bulbo húmedo (T_{sw}) es mayor que el GASA son potencialmente inestables. Ello puede determinarse representando los valores de T_{sw} correspondientes a las presiones apropiadas en un diagrama aerológico.

Una vez que una capa potencialmente inestable ha sido ubicada es a menudo útil determinar el ascenso mínimo necesario para producir inestabilidad. El procedimiento es el siguiente:

- a) se elige la parcela dentro de la capa que tenga mayor humedad relativa (esto es: $T - T_d$ es mínimo);
- b) se determina el ascenso requerido para que la parcela se sature.

9.16 Relación entre la inestabilidad latente y la potencial

Hemos estudiado el problema del ascenso del aire bajo dos aspectos diferentes. La inestabilidad latente se propone predecir lo que sucede cuando una parcela se eleva mecánicamente. La inestabilidad potencial trata del ascenso de una capa de atmósfera en su conjunto. La elevación del aire puede ser la consecuencia del ascenso forzado por la presencia de montañas, ascenso por la acción frontal, o por convergencia.

No hay una relación simple o definida entre la inestabilidad latente y la potencial. Pueden ocurrir, por ejemplo, los siguientes casos:

- a) las capas que poseen inestabilidad latente a menudo yuxtaponen o coinciden en parte con aquellas que poseen inestabilidad potencial;
- b) solamente las partes inferiores de las capas con inestabilidad potencial tienen por lo general inestabilidad latente;
- c) en las capas en que coexisten ambos tipos de inestabilidad, la inestabilidad latente es comúnmente del tipo latente real;
- d) las capas que son potencialmente estables tienen a menudo inestabilidad latente real.

Los fundamentos básicos para esta falta de una correspondencia estrecha entre los dos tipos de inestabilidad son los siguientes:

- a) la inestabilidad latente requiere una humedad relativa elevada y supone que el estado de estabilidad es el condicional;
- b) la inestabilidad potencial no depende directamente de la humedad relativa y es independiente del gradiente vertical de temperatura inicial del entorno.

El mérito principal de la inestabilidad potencial es la de ser un indicador de la posible actividad convectiva, ya sea por el ascenso de la capa o por convergencia.

9.17 Método de la capa

El método de la parcela se basa en una comparación de la parcela que asciende con un entorno no perturbado. Esta es una aproximación un tanto distante de la realidad puesto que la columna o parcela que asciende debe provocar necesariamente movimientos compensatorios en el entorno. El método de la capa tiene en cuenta los movimientos de descenso del entorno y por eso es más realista.

Este método de análisis de la estabilidad fue ideado por J. Bjerknes. Se supone que los movimientos son adiabáticos, saturados durante el ascenso y secos durante el descenso.

Nos ocuparemos de la formación de nubes cumulus y estudiaremos también una capa de aire, inicialmente horizontal y saturada. Dentro de la capa puede haber varias

regiones en las que el aire asciende y se enfría según un gradiente adiabático saturado (γ_s). En el resto de la capa ocurrirá descenso y calentamiento según el gradiente adiabático seco (γ_d).

Sea A el área horizontal total del aire que asciende con velocidad w. Supongamos que el aire que desciende tenga un área A' y una velocidad vertical w'.

Considérese un nivel fijo de referencia y supóngase que el aire asciende y desciende a través del mismo con el mismo caudal. Las masas transportadas hacia arriba y hacia abajo en el tiempo dt son:

$$dM = \rho A w dt = \rho A dz = - A \frac{dp}{g}$$

$$dM' = \rho' A' w' dt = \rho' A' dz' = - A' \frac{dp'}{g}$$

donde dp y dp' son los cambios de la presión hidrostática que corresponden a las distancias verticales z y z', a través de las que el aire asciende o desciende en el tiempo dt.

Inicialmente, $\rho = \rho'$ si la capa es horizontalmente homogénea. Ya que $dM = dM'$

$$\frac{A'}{A} = \frac{w}{w'} = \frac{dz}{dz'} = \frac{dp}{dp'} \tag{9.25}$$

Supóngase que las variaciones locales de temperatura se deban exclusivamente a los movimientos verticales. La Figura 9.4 indica cuál será la variación de temperatura en una capa que inicialmente es condicionalmente inestable, o medida que tiene lugar el movimiento a través del nivel de referencia, donde la presión y la altura son respectivamente p_0 y z_0 .

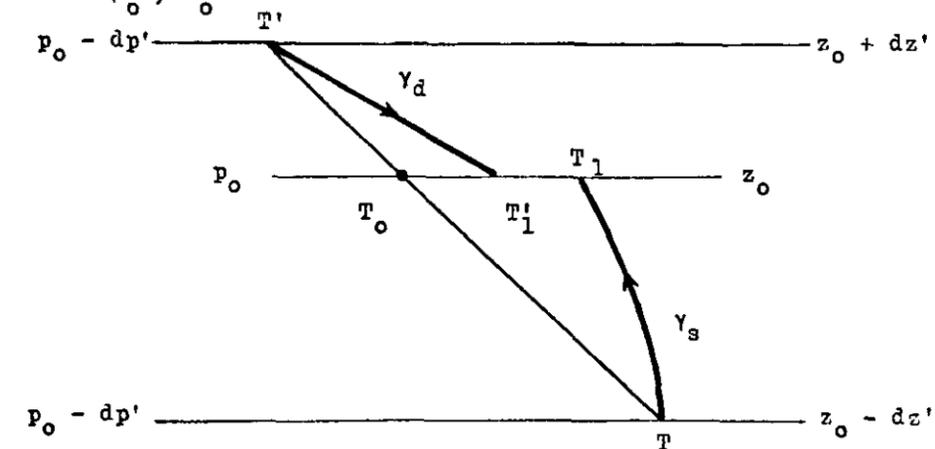


Figura 9.4 - Variaciones de la temperatura

En el tiempo dt, el aire que está por debajo del nivel de referencia asciende hasta z_0 , mientras que el que está por encima desciende hasta ese nivel. Al llegar a z_0 el aire ascendente tendrá una temperatura

$$T_1 = T - \gamma_s dz$$

Análogamente, el aire descendente se calentará a una temperatura T'_1 al alcanzar z_0 .

$$T'_1 = T' + \gamma_d dz'$$

Si el equilibrio es inestable, al llegar a z_0 la temperatura T_1 del aire que asciende debe ser mayor que la temperatura T'_1 del entorno que desciende en z_0 , esto es:

$$T - \gamma_s dz > T' + \gamma_d dz' \quad (9.26)$$

Si el gradiente inicial en la capa es γ y la temperatura inicial en z_0 es T_0 , la ecuación (9.26) nos lleva a

$$(\gamma - \gamma_s) dz > (\gamma_d - \gamma) dz'$$

que surge de las relaciones $T = T_0 + \gamma dz$ y $T' = T_0 - \gamma dz'$.

Sustituyendo dz/dz' por su valor en (9.25) tenemos:

$$(\gamma - \gamma_s) A' > (\gamma_d - \gamma) A \text{ para el caso de inestabilidad.} \quad (9.27)$$

Por consideraciones similares, podemos deducir

$$(\gamma - \gamma_s) A' < (\gamma_d - \gamma) A \text{ para el caso de estabilidad} \quad (9.28)$$

y

$$(\gamma - \gamma_s) A' = (\gamma_d - \gamma) A \text{ para el caso de equilibrio neutro.} \quad (9.29)$$

En el caso de equilibrio neutro, el gradiente de la capa (γ_N) que resulta de la ecuación (9.29) es el siguiente:

$$\gamma_N = \frac{A \gamma_d + A' \gamma_s}{A + A'} \quad (9.30)$$

Entonces los criterios de estabilidad expresados según γ_N son los siguientes:

$\gamma > \gamma_N$ - equilibrio inestable

$\gamma = \gamma_N$ - equilibrio neutro

$\gamma < \gamma_N$ - equilibrio estable.

Por lo que se ve, γ_N es en realidad el promedio ponderado de γ_d y γ_s con las áreas de ascenso (A) y de descenso (A') como factores ponderantes. En el caso de inestabilidad que hemos estudiado antes hemos considerado que $\gamma_s < \gamma_N < \gamma_d$.

Notas: 1) Las condiciones de estabilidad tienen la misma forma que las del método de la parcela. En el método de la capa, sin embargo, preferimos hacer una comparación con γ_N más bien que con γ_d o γ_s .

2) Al considerar un movimiento compensatorio de aire, el método de la capa elimina una de las suposiciones no reales sobre las que se basa el método de la parcela. Sin embargo, en la práctica es de aplicación difícil debido a que es necesario conocer, a priori, las áreas relativas de ascenso (A) y de descenso (A') con anterioridad a la formación de las nubes cumulus.

No obstante, el método de la parcela nos proporciona un mejor conocimiento de los procesos físicos asociados al desarrollo de las nubes cumuliformes. Los criterios de estabilidad basados en la ecuación (9.30) muestran que la inestabilidad tendrá lugar más fácilmente si A es pequeña y A' grande. Esto significa que el valor de γ_N es superado más fácilmente si las áreas de ascenso son pequeñas y las correspondientes al descenso grandes. Como resultado se tiene un rápido movimiento vertical en unas pocas nubes cumuliformes de extensión horizontal limitada, con una subsidencia compensadora lenta sobre el resto de la región.

9.18 Variación diurna del gradiente vertical de temperatura

La absorción de la radiación solar por la superficie terrestre conduce al establecimiento de un gradiente muy pronunciado en las capas más bajas de la atmósfera con la convección subsiguiente. En las tardes calurosas, el gradiente del entorno puede llegar a ser igual al GASE por encima de las bases de las nubes cumuliformes, en las que es reemplazado por el GASA adecuado.

Después que la temperatura en la superficie ha llegado a su máximo en el día, comienza el efecto de enfriamiento radiante del suelo que se extiende hacia arriba por conducción y mezcla vertical. Puesto que el decrecimiento de las temperaturas mayores tiene lugar sobre la misma superficie terrestre, el gradiente se va haciendo paulatinamente más estable y finalmente las corrientes verticales se cancelan. Este efecto estabilizante puede, no obstante, ser afectado por el viento puesto que la turbulencia mecánica y la mezcla vertical cerca de la superficie terrestre pueden mantener un gradiente vertical de temperatura pronunciado.

En condiciones de calma o con vientos suaves, el enfriamiento superficial tiende a confinarse en los niveles más bajos y puede desarrollarse una marcada inversión en la superficie. La radiación solar destruye comúnmente la inversión durante la mañana siguiente, aunque el cambio puede demorarse si se halla presente una nube o una niebla.

Este cambio regular de temperatura del día a la noche es característico de las condiciones cercanas a la superficie terrestre, pero se propaga en parte hacia arriba por conducción y convección. No obstante, la variación diurna de temperatura disminuye rápidamente con la altura y deja de tener importancia práctica a partir de una altura de más o menos un kilómetro por encima de la superficie terrestre. Debido al hecho que las variaciones de temperatura en la superficie del mar son relativamente pequeñas, los cambios diurnos de la estabilidad vertical de las capas más bajas de una masa de aire oceánica son menos evidentes.

Hemos considerado aquí los factores más importantes que afectan la estabilidad del aire que se desplaza verticalmente. En los próximos capítulos estudiaremos cómo esto conduce al desarrollo de nubes y de precipitación.

Capítulo X

NUBES Y PRECIPITACION

Frecuentemente el aire húmedo alcanza el punto de saturación y esto conduce a la transición del estado líquido o sólido del vapor de agua. Las nubes constituyen una evidencia visible de esta transformación y, en muchos casos, ulteriores desarrollos traen aparejada la formación de elementos precipitantes.

En este capítulo comenzaremos con un estudio de la microfísica de las nubes y de la precipitación. A continuación sigue una discusión acerca de los distintos procesos atmosféricos que conducen al enfriamiento del aire húmedo hasta el punto de saturación. Se estudiará luego la clasificación de las nubes y los procesos físicos asociados con la formación de niebla y otros depósitos sobre superficies. Finalmente, consideraremos métodos que han sido usados en la modificación artificial de los procesos naturales de condensación y precipitación.

10.1 Núcleos de condensación

En ausencia de aerosoles, decimos que el aire está saturado cuando, en presencia de agua líquida, la presión parcial de vapor de agua (e) alcanza un valor máximo e_s , que es la presión de saturación del vapor de agua. La saturación está referida a una superficie plana de agua pura y cuando $e = e_s$ la humedad relativa es, por consiguiente, del 100 por ciento.

Es posible realizar experimentos en los que la humedad relativa alcanza varios cientos por ciento sin ocurrencia de condensación. La condensación no se produce hasta tanto el vapor de agua cuente con una superficie adecuada sobre la cual condensar. Esta superficie se denomina núcleo de condensación.

Si el núcleo de condensación no es una superficie de agua se dice que tiene lugar una nucleación heterogénea. Tales superficies comprenden iones, partículas pequeñas extrañas y superficies más grandes de sustancias extrañas.

Por contraste, la condensación de vapor de agua sobre una superficie de agua líquida se denomina nucleación homogénea. Una superficie tal puede ser de tamaño submicroscópico y consistir simplemente de gérmenes compuestos por agrupamientos relativamente compactos de unas pocas moléculas. La nucleación homogénea de agua pura en forma de gotitas líquidas requiere sobresaturaciones grandes.

En la atmósfera libre, el único proceso de condensación importante es la nucleación heterogénea. La nucleación homogénea requeriría sobresaturaciones excesivamente altas (500 por ciento).

Los iones y las partículas muy pequeñas actúan como núcleos de condensación solamente en presencia de un alto grado de sobresaturación. Otras partículas, especialmente si son grandes e higroscópicas (esto es, que tienen una afinidad química con el agua), son tan eficaces que sobre las mismas se forman gotitas que son perceptibles aún antes de alcanzar la saturación.

En la sección 1.5 discutimos la presencia de aerosoles en la atmósfera y señalamos que podían dividirse en tres categorías de acuerdo a su tamaño. Dada una variedad de partículas en una atmósfera que contiene vapor de agua, se encuentra que a medida que nos aproximamos a la saturación, tiene lugar la condensación sobre los núcleos higroscópicos gigantes tales como los de sal marina. A pesar que son relativamente escasos en número, estos núcleos producen las gotas más grandes.

Los núcleos grandes (radio 0,1 a 1,0 μ) son más numerosos que los núcleos gigantes. Son particularmente comunes en las áreas industriales y los núcleos higroscópicos de este tamaño son lo suficientemente abundantes para justificar la formación de casi todas las gotitas que se encuentran en las nubes.

El conjunto de los núcleos grandes y gigantes es el que utiliza primero el vapor de agua disponible en la atmósfera, mientras que los diminutos núcleos de Aitken (radios menores de 0,1 μ) contribuyen poco o nada al proceso de condensación. En los procesos atmosféricos naturales no deben esperarse sobresaturaciones mayores al 0,1 por ciento. En consecuencia, los núcleos más pequeños pero numerosos no se activan y solamente una pequeña fracción de las partículas presentes en las nubes son las involucradas en el proceso de nucleación.

10.2 Efectos de curvatura y de solución

La condensación en estado de saturación es un proceso complejo. La definición de saturación se aplica a una superficie plana de agua pura, pero la superficie de un núcleo que está formando una gotita no es plana y el agua tampoco es pura. Entonces, la presión de vapor de equilibrio sobre una tal superficie será afectada por un efecto de curvatura y por un efecto de solución.

Si se tiene sobresaturación sobre una superficie que no es plana, la presión de vapor debe ser mayor que la correspondiente a la de una superficie plana de agua pura a la misma temperatura. La presión de vapor de equilibrio (e_r) sobre una gotita de radio r se relaciona con la presión de vapor de saturación (e_s) para una superficie plana de acuerdo a:

$$\ln \frac{e_r}{e_s} = \frac{2 \sigma}{r \rho_w R_v T} \tag{10.1}$$

donde σ = tensión superficial; ρ_w = densidad del agua; R_v = constante específica para el gas vapor de agua.

La tensión superficial y la densidad del agua varían muy ligeramente y sólo con la temperatura. Por eso el miembro de la derecha varía inversamente con el radio si la temperatura se mantiene constante.

Todos los términos son positivos y por eso e_r debe ser mayor que e_s . Sin embargo, la fracción e_r/e_s se hace más pequeña a medida que crece el radio. En el límite, la presión de vapor de equilibrio sobre las gotitas grandes se aproxima a la presión de vapor de saturación (e_s) para una superficie plana de agua pura a la misma temperatura.

En el caso de aerosoles muy pequeños, la presión de vapor de equilibrio puede ser varias veces mayor que para una superficie plana de manera que el vapor de agua no se acumulará sobre ellos en la atmósfera. Pero para los cálculos grandes, la diferencia entre los dos valores de saturación es pequeña. La condensación puede ocurrir fácilmente si algunos de los núcleos naturales son higroscópicos. Estas partículas forman una solución con el agua y esto afecta la condición de equilibrio.

Puede probarse que la presión de vapor de equilibrio (e') sobre una solución salina es menor que sobre una superficie plana de agua pura. De esta manera:

$$\frac{e'}{e_s} = \frac{m_w}{m_w + m_s} \quad (10.2)$$

donde m_w = masa de agua y m_s = masa de soluto.

En consecuencia, el efecto de solución tiende a mantener la presión de saturación del vapor por debajo de la de una superficie plana de agua pura mientras que el efecto de curvatura tiende a hacerla mayor. Si la condensación tiene lugar sobre un núcleo de sal de radio aproximadamente $0,1 \mu$, el efecto de solución provoca al principio un activo crecimiento. No obstante, el efecto de curvatura tiende a contrarrestar este incremento de tamaño cuando el radio es aproximadamente $0,5 \mu$, los dos efectos pueden balancearse entre sí. El efecto de curvatura posteriormente se hace dominante pero deberá estar presente algún mecanismo de enfriamiento para eliminar el calor latente y mantener una leve sobresaturación.

Para radios mayores de $1,0 \mu$ aproximadamente, la solución es demasiado diluída como para que el efecto de solución sea importante, mientras que el efecto de curvatura se hace por sí mismo despreciable cuando el radio alcanza unos pocos micrones. No obstante, una gotita puede crecer a partir de $0,5 \mu$ de radio hasta los tamaños comúnmente encontrados en las nubes ($10-20 \mu$) en unos pocos segundos si está presente un mecanismo de enfriamiento.

El crecimiento ulterior por condensación es, sin embargo, un proceso mucho más lento. Por eso es necesario considerar otros efectos si queremos explicar el rápido crecimiento de las gotitas de agua hasta el tamaño de precipitación.

10.3 Sobrenfriamiento de gotitas

Es posible enfriar el agua muy por debajo de su punto de congelación nominal (0°C) y permanecer aún líquida. Este fenómeno se conoce como subfusión y ocurre frecuentemente en las nubes.

Una gotita de nube congelará espontáneamente, toda vez que su temperatura descienda por debajo de -40°C . No obstante, puede haber subfusión si la temperatura en el interior de la nube se halla comprendida entre -40°C y 0°C . Para que ocurra la congelación es necesario que las gotitas subfundidas se pongan en contacto con un núcleo de congelación, a menudo mencionado como núcleo de hielo, simplemente.

10.4 Núcleos de hielo

Las pequeñas partículas sólidas que catalizan el proceso de congelación se denominan núcleos de congelación. Ellos representan solamente una porción muy pequeña del número de partículas de aerosol presentes en la atmósfera. Se define un núcleo de congelación como una partícula sólida que estando presente en el interior de una masa de agua subfundida iniciará el crecimiento de un cristal de hielo alrededor de sí misma.

La presencia de núcleos de congelación induce al agua subfundida a congelar a temperaturas superiores a -40°C . Los núcleos naturales encontrados en cristales de nieve han sido identificados como partículas de ciertos minerales de arcillas y otros minerales insolubles. Sin embargo, casi todos los núcleos de congelación son eficientes sólo a temperaturas por debajo de -12°C .

La transición directa de vapor de agua al estado sólido (esto es, deposición) tiene lugar aún menos fácilmente. Este proceso se llama a veces sublimación, pero esta denominación se refiere estrictamente a la transformación inversa desde el estado sólido al gaseoso. No obstante, los núcleos sobre los cuales tiene lugar el depósito inicial son llamados a menudo núcleos de sublimación.

En la atmósfera se encuentra que debe alcanzarse la saturación con respecto al agua (o al menos aproximarse) para que tenga lugar la formación inicial del hielo. La saturación con respecto al hielo no es suficiente. Esto indica que probablemente se forma primero una gotita de agua por condensación y luego congela si está presente un núcleo glaciogeno en el interior del agua subfundida.

Debido a la incertidumbre en lo que concierne a la importancia relativa de la congelación y la deposición, los núcleos responsables de la formación de cristales de hielo por cualquiera de los dos procesos son referidos a menudo como núcleos formadores de hielo, o núcleos glaciogenos. Como se dijo antes, estudios recientes indican que los núcleos formadores de hielo naturales son probablemente núcleos de congelación.

10.5 Precipitación desde nubes de agua

Las gotitas de agua formadas en la atmósfera están sujetas inicialmente a la fuerza de la gravedad y a la de empuje. Primero se aceleran hacia abajo con respecto al aire, pero entonces comienzan a actuar fuerzas friccionales que retardan el movimiento cuya magnitud va en aumento a medida que las gotitas aumentan su velocidad. Eventualmente, las fuerzas se equilibran unas con otras y cada gotita ya no se acelera más hacia abajo, pero continúa cayendo con una velocidad constante relativa al aire. Esto se conoce como su velocidad terminal.

Cuanto más grande es la gota (para una densidad dada) más grande es la velocidad terminal. Para gotitas de nube de radios 10μ y 20μ , los valores son aproximadamente 1 y 5 cm s^{-1} , respectivamente, en aire calmo. En una típica nube no precipitante, las gotitas tenderán entonces a permanecer suspendidas en un nivel más o menos constante, mientras que corrientes de aire del orden de unos pocos centímetros por segundo se mueven hacia arriba alrededor de ellas. Las gotas más grandes tienden sin embargo a caer fuera de la nube debido a su mayor velocidad terminal de caída. Tales gotitas tienden a evaporarse poco después de caer por debajo del nivel de condensación.

Es evidente, sin embargo, que las gotitas más grandes de una típica nube de agua tardarían varias horas para alcanzar el suelo desde una altura aproximada de un kilómetro, aún sin sufrir evaporación. En general, las gotas necesitan tener un radio de 100μ por lo menos para poder alcanzar la superficie de la tierra, aun cuando el aire debajo de la nube sea húmedo y esté bajo la base de la nube. El proceso de condensación es demasiado lento para explicar su crecimiento hasta alcanzar el tamaño requerido en un tiempo razonable. Esto indica que algún mecanismo adicional debe estar presente a fin de permitir que la gotita típica de nube crezca hasta el tamaño de una gota de lluvia.

El crecimiento de las gotitas de nube a tamaño de gota de lluvia se debe principalmente a la coalescencia resultante de las colisiones. Para que esto ocurra, las gotitas deben abarcar un rango de tamaños, de manera que sus distintas velocidades terminales conduzcan a diferentes velocidades de ascenso en una fuerte corriente ascendente. Las pequeñas gotitas se mueven hacia arriba a través de la nube como si fueran un todo y alcanzan a las gotas más grandes. De los choques surge la coalescencia y los productos resultantes alcanzan eventualmente un tamaño tal que caen hacia abajo a través de la misma. A medida que caen, chocan con gotitas más pequeñas situadas debajo y continúan su crecimiento por coalescencia ulterior. Las gotas de lluvia pueden comúnmente formarse de esta manera en una hora aproximadamente.

10.6 Precipitación desde nubes mixtas

A menudo se encuentran cristales de hielo en nubes compuestas predominantemente por gotitas de agua subfundidas. Tales nubes se denominan nubes mixtas. En estas circunstancias, los cristales de hielo crecen a expensas de las gotitas de agua por el proceso de Bergeron.

Este proceso surge del hecho que la presión saturante del vapor sobre agua subfundida es mayor que sobre hielo a la misma temperatura. Para calcular esta diferencia primero se integra la forma aproximada de la ecuación Clausius-Clapeyron

$$\frac{de_s}{e_s} = \frac{L}{R_v} \frac{dT}{T^2}$$

desde el punto triple (donde las presiones de vapor saturante son iguales) hasta la temperatura T

$$\therefore e_s = e_o e^{\left[\frac{T - T_o}{R_v T T_o} \right] L} \quad (10.3)$$

donde e_s = presión de vapor de saturación a la temperatura T ;
 e_o = presión de vapor de saturación a la temperatura del punto triple T_o ;
 L = calor latente.

Esta ecuación generalizada puede ahora aplicarse separadamente a las transiciones líquido-vapor y hielo-vapor para dar

$$e_w - e_i = e_o \left[e^{\left[\frac{T - T_o}{R_v T T_o} \right] L_{wv}} - e^{\left[\frac{T - T_o}{R_v T T_o} \right] L_{iv}} \right] \quad (10.4)$$

donde e_w = presión saturante del vapor sobre agua a la temperatura T ;
 e_i = presión saturante del vapor sobre hielo a la temperatura T .

La Figura 10.1 indica que la máxima diferencia entre las presiones saturante del vapor ocurre aproximadamente a -12°C . A esta temperatura, la diferencia llega a ser alrededor de $0,27 \text{ mb}$ y esto representa una sobresaturación de $12,5$ por ciento con respecto al hielo.

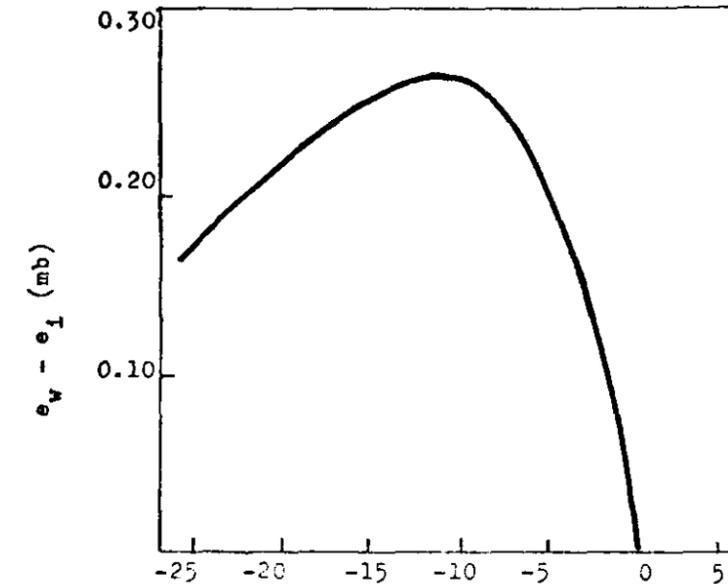


Figura 10.1 - Diferencia de presiones saturante del vapor

Consideremos ahora una nube mixta de gotitas de agua subfundidas en la que se han formado unos pocos cristales de hielo. La presencia del vapor del aire en la nube está probablemente dentro del $0,1$ por ciento de la presión saturante del vapor (e_w) de las gotitas de agua. Al mismo tiempo, la presión de vapor del aire puede exceder en $0,27 \text{ mb}$ la presión saturante del vapor (e_i) de los cristales de hielo. El aire está entonces sobresaturado con respecto a los cristales de hielo y el vapor de agua condensa sobre ellos. Esto hace disminuir el contenido de vapor de agua en la nube y las gotitas de agua subfundidas dejarán de estar en equilibrio. Entonces tiene

lugar la evaporación de las gotitas a fin de reponer el contenido de vapor de agua en la nube. De esta manera se transfiere sustancia agua desde las gotitas subfundidas hacia los cristales de hielo.

Por lo tanto los cristales de hielo crecen en tamaño a expensas de las numerosas gotitas de agua. Rápidamente alcanzan un tamaño suficiente que les permite caer a través de la nube y el proceso de colisión es entonces el fundamental.

En la sección 10.5 señalamos que dichas colisiones ocurren entre gotas de diferentes tamaños, como un resultado de sus diferentes velocidades de caída. Esto puede llevar a la coalescencia y al desarrollo de gotas de lluvia. De la misma manera consideraremos ahora las colisiones que tienen lugar entre cristales de hielo y otras partículas de la nube con su gama de velocidades terminales.

Las colisiones entre cristales individuales de hielo puede conducir a la formación de copos de nieve. Este proceso, conocido como agregación, es más bien complejo.

Puede también ocurrir la acreción de los cristales de hielo como un resultado de las colisiones con gotitas de agua subfundidas. Las estructuras escarchadas se forman por congelación repentina de gotitas cuando en el proceso queda atrapado aire dentro de las partículas. La cinarra (nieve menuda en forma de gragea) y la nieve granulada tienen esta característica y su apariencia en blanca, opaca.

Si los cristales de hielo chocan con gotitas más grandes aparecen estructuras glaceadas. El agua líquida al chocar se extiende sobre toda la superficie del cristal y congela (como hielo transparente) una vez disipado el calor latente en el aire del entorno. El hielo granulado y cierto tipo de granizo se forman de esta manera.

La precipitación en forma de granizo indica la existencia de fuertes corrientes verticales dentro de una nube de gran desarrollo vertical, conocida como cumulonimbus. Las piedras grandes de granizo (pedrisco) tienen generalmente anillos alternados de hielo transparente y escarcha opaca, lo que indica que las partículas se desplazan varias veces hacia arriba y hacia abajo dentro de la nube alternando entre algunas de sus condiciones de crecimiento, tales como el tamaño de las gotitas y la magnitud de la subfusión.

10.7 La formación de nubes

Casi todas las nubes se forman como resultado del enfriamiento del aire que contiene vapor de agua. El mecanismo de enfriamiento más importante es el enfriamiento adiabático como resultado de la expansión del aire durante el movimiento de ascenso vertical. Los tipos de movimientos verticales importantes que ocurren en la atmósfera son los que a continuación se mencionan:

- turbulencia mecánica (turbulencia friccional)
- convección (turbulencia térmica)
- ascenso orográfico
- ascenso lento de capas extensas.

Una gran diversidad de nubes se forman por estos procesos. El movimiento ascendente gradual del aire húmedo conduce a la formación de nubes en forma de mantos o capas que cubren grandes extensiones del cielo. Estas se denominan nubes estratiformes. En contraposición, las corrientes verticales más vigorosas producen nubes cumuliformes que generalmente están separadas entre ellas por espacios libres.

Consideraremos los distintos tipos de movimientos verticales con mayor detalle.

a) Turbulencia mecánica

El flujo de aire sobre la superficie terrestre está deformado generalmente por fuerzas de fricción que lo convierten en una serie de remolinos. Este movimiento turbulento se ve acentuado por la presencia de edificios, árboles, colinas, etc. En la parte superior de la capa dentro de la cual el flujo es turbulento, pueden formarse nubes estratiformes extendidas y persistentes. El consiguiente intercambio vertical de masa conduce a la formación de nubes si el aire está suficientemente húmedo y es suficientemente agitado.

Estas condiciones son las que prevalecen frecuentemente dentro de la capa de fricción -algo así como el kilómetro inferior de la atmósfera- donde la turbulencia mecánica es inducida por el pasaje del aire sobre la superficie de la tierra. La eficacia de la mezcla mecánica aumenta con las rugosidades del terreno y la velocidad del viento. La Figura 10.2 muestra las distribuciones verticales de temperatura y humedad correspondientes a los estados inicial y final.

Si la capa es inicialmente estable, la parte superior se enfriará y la inferior se calentará. Si el aire permanece no saturado, el GASE puede establecerse en toda la capa.

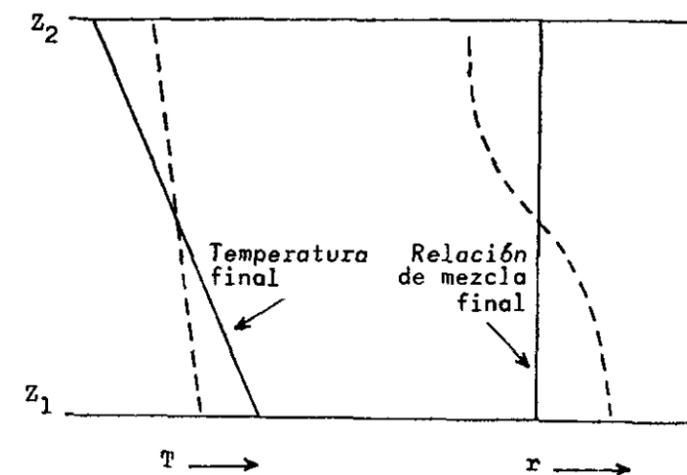


Figura 10.2 - Efecto de la turbulencia sobre la distribución vertical de temperatura y humedad

La turbulencia tiende a igualar el contenido de vapor de agua en la capa. El aire puede entonces llegar a saturarse a alguna distancia por debajo del tope de la capa de fricción. Puede entonces tener lugar la condensación en un nivel por encima del suelo, el que se conoce como el nivel de condensación por mezcla (NCM). Este representará la base de la nube.

La nube formada por turbulencia es inicialmente Stratus, un manto de nubes sin forma definida. Algunas veces las superficies inferior y superior adoptan una apariencia de onda, que ocasionan variaciones en el espesor y frecuentemente fractura de la capa nubosa. Esas ondulaciones aparecen por la condensación en el ascenso y la evaporación en el descenso. Este tipo de nubes se conoce como Stratocumulus.

Cuando hay enfriamiento en superficie y un fuerte viento, la turbulencia conduce a la formación de stratus bajos en lugar de nieblas. Un proceso similar en alturas mayores de la atmósfera puede conducir a la formación de Stratocumulus altos o Alto cumulus cuando la turbulencia dentro de la capa está confinada por una inversión de temperatura o una capa estable. En tales casos, algún otro factor es comúnmente causante del alto contenido de vapor de agua, puesto que la humedad no es transportada a dicho nivel por mezcla directa debida a la turbulencia en las proximidades de la superficie terrestre.

Pueden también formarse nubes por turbulencia debajo de nubes precipitantes, tales como Nimbostratus, Altostratus y Cumulonimbus. Son las nubes muy bajas y rasgadas de mal tiempo conocidas como fracto Stratus o fracto Cumulus.

b) Convección

Se originan corrientes de convección cuando el aire próximo a la superficie terrestre se calienta. Este proceso se conoce como convección libre o turbulencia térmica. Este proceso actúa juntamente con la turbulencia mecánica o friccional para mezclar el aire de las capas más bajas de la atmósfera.

Las térmicas que desde una superficie caliente se mueven hacia arriba crecen por expansión adiabática y por mezcla con el aire a través del cual pasan. El gradiente del entorno tiende al adiabático seco mientras el aire se mantiene no saturado. Este gradiente se establece hasta el nivel de condensación por convección. Las nubes tienden a formarse en este nivel pero su desarrollo ulterior depende de un número de factores.

Un factor que afecta el desarrollo hacia arriba es el gradiente del entorno por encima de la base de la nube. Si éste excede el gradiente adiabático saturado, el aire es inestable para parcelas de aire saturadas. El aire saturado se verá entonces forzado a elevarse hasta alcanzar un nivel donde deja de ser más caliente que su entorno. Cuando alcanza una capa estable, el tope de la nube puede extenderse horizontalmente.

El desarrollo de una nube puede también cesar si las corrientes de convección se aplacan, como resultado del enfriamiento en superficie que se produce en las últimas horas de la tarde. También se inhibe si el aire que asciende encuentra arriba una capa de atmósfera muy seca.

Las nubes cumuliformes se forman y evolucionan como resultado del ascenso local rápido que tiene lugar en las corrientes convectivas. La distancia desde la base al tope de la nube puede variar de entre uno o dos kilómetros hasta diez o más kilómetros. Las nubes pueden crecer verticalmente y horizontalmente pasando por las etapas de pequeños, medianos y grandes Cumulus hasta Cumulonimbus.

Puede desarrollarse precipitación ligera, moderada o fuerte de acuerdo al grado de inestabilidad y la altura y temperatura alcanzada. Durante los chaparrones pueden formarse nubes desgarradas debido a la turbulencia por debajo de la base principal y extenderse ocasionalmente hasta casi la superficie terrestre.

Las nubes convectivas aisladas de extensión limitada se denominan cumulus de buen tiempo, debido a que su desarrollo vertical es insuficiente para producir precipitación. Si las corrientes verticales finalizan por la presencia de una marcada inversión de temperatura encima del nivel de condensación por convección, el tope de la nube se extiende por debajo de la base de la inversión y se forman Stratocumulus.

Si el gradiente del entorno por encima del nivel de condensación por convección excede al gradiente adiabático saturado a través de una capa profunda, la nube puede extenderse hasta alturas grandes. Los topos de las nubes pueden entonces alcanzar niveles donde se forman cristales de hielo. Esta es la nube de tormenta, la llamada Cumulonimbus. El velo de cristales de hielo que rodea la parte superior de la nube le comunica a ésta un aspecto fibroso liso. Si se extiende horizontalmente por debajo de una capa estable se hace evidente una forma típica de yunque.

Signos definidos de cristales de hielo en las vecindades del tope de las nubes señalan la etapa de cumulonimbus. Densos chaparrones ocurren luego debajo de la nube, a veces acompañados de descargas eléctricas y granizo.

Debe, no obstante, hacerse notar que la nube cumuliforme no siempre se forma como un resultado de la convección desde la superficie de la tierra. La nube en cualquier nivel puede hacerse inestable por un proceso de ascenso o por intercambios radiativos. Entonces aparecen en la nube torrecillas cumuliformes (denominadas entonces castellanus) y éstas pueden unirse y desarrollar hasta formar cumulus grandes y cumulonimbus.

c) Ascenso orográfico

Las nubes orográficas pueden desarrollarse cuando el aire húmedo se ve forzado a elevarse sobre una cadena de montañas o una barrera de colinas. Una profunda capa de atmósfera puede ser afectada y alterarse la distribución vertical de la temperatura. Las nubes pueden entonces desarrollarse a medida que el aire húmedo se enfría adiabáticamente como resultado del ascenso forzado.

El tipo de nube que se forma depende de un número de factores, incluyendo la estabilidad del aire en el cual se forma. En aire húmedo se forman Stratus en una capa estable y Cumulus si el aire es menos estable. Pueden desarrollarse Cumulonimbus si la inestabilidad se establece a través de un espesor considerable de la atmósfera. Por otra parte, no pueden formarse nubes cuando los vientos que soplan hacia una colina o montaña carecen de humedad suficiente.

Los stratus formados por ascenso orográfico constan de una base chata y espesor vertical pequeño. Forman un manto que cubre los niveles más altos del suelo, pero el descenso del lado de sotavento hace que el aire se caliente y la nube se disuelve rápidamente.

En general, las nubes orográficas se forman continuamente del lado de barlovento de la montaña y se disipan del lado de sotavento. La nube como tal aparenta permanecer estacionaria, pero el aire realmente continúa su recorrido hacia el otro lado del obstáculo.

Algunas veces la nube se forma por encima de la colina o montaña. Vista desde abajo se la ve delgada en los bordes y con un centro más ancho y más espeso. Su forma es similar al de una lente y se la denomina nube lenticular. Semejante a otras nubes orográficas parecen ser estacionarias, pero el vapor de agua en la corriente de aire condensa en un extremo para formar la nube y se evapora en el otro.

A veces se forma una serie de ondas a sotavento de una cadena de colinas. Estas se conocen como ondas estacionarias y, si el contenido de humedad y la amplitud de las ondulaciones son lo suficientemente grandes, puede entonces desarrollarse una serie de nubes lenticulares.

d) Ascenso lento y extendido

Los movimientos verticales se producen también por los grandes sistemas de flujo, tales como las depresiones (bajas) ubicadas tal como se ven en los mapas sinópticos del tiempo. El movimiento hacia arriba en una depresión se distribuye sobre un área muy extensa y, por lo tanto, las velocidades verticales son relativamente pequeñas. No obstante, el ascenso puede persistir varios días, durante los cuales las grandes masas de aire ascienden a través de muchos kilómetros.

Entonces el gradiente del entorno se incrementa y el aire se torna frecuentemente inestable. Si el contenido de humedad del aire es suficientemente elevado, tiene lugar la condensación y la formación extendida de nubes. Algunas veces las masas de nubes tienen un espesor de varios kilómetros, pero variaciones en la humedad relativa pueden conducir a la formación de capas de nubes separadas.

Con frecuencia, el ascenso extendido se inicia por la divergencia en la troposfera superior. Puede también estar asociado a un frente que separa dos grandes masas de aire que poseen diferencias horizontales en propiedades tales como la densidad y la temperatura. Las depresiones asociadas con estos frentes producen sistemas de nubes y precipitación sobre áreas extensas de la superficie terrestre.

10.8 Clasificación de las nubes

Una información detallada sobre la clasificación de las nubes se puede encontrar en el Atlas Internacional de Nubes de la OMM. En esta etapa serán tratadas sólo las características esenciales.

Pueden distinguirse diez grupos principales de nubes. Cada una se denomina un género que, a su vez, se subdivide en especies y variedades. Los diez géneros son los siguientes:

- a) Cirrus;
- b) Cirrocumulus;
- c) Cirrostratus;
- d) Altocumulus;
- e) Altostratus;
- f) Nimbostratus;
- g) Stratocumulus;
- h) Stratus;
- i) Cumulus;
- j) Cumulonimbus.

Casi todas las nubes se encuentran generalmente dentro de un amplio intervalo de altitudes que varía desde el nivel del mar hasta el tope de la tropopausa. Dado que la altitud de la tropopausa varía en tiempo y espacio, los topes de las nubes son generalmente más elevados en los trópicos que en las latitudes medias y altas.

Por convención, la parte de la atmósfera en la cual las nubes se encuentran generalmente presentes se divide en tres "pisos" o intervalos -alto, medio y bajo-. Cada uno se define por el rango de niveles en los cuales se encuentran con mayor frecuencia nubes de ciertos géneros. Los pisos tienen espesores comunes en los límites y sus límites varían también con la latitud. Las alturas aproximadas de los límites en kilómetros son las siguientes:

Piso	Regiones polares	Regiones templadas	Regiones tropicales
Alto	3 - 4 km	5 - 13 km	6 - 18 km
Medio	2 - 4 km	2 - 7 km	2 - 8 km
Bajo	Desde la superficie terrestre hasta 2 km	Desde la superficie terrestre hasta 2 km	Desde la superficie terrestre hasta 2 km

Los pisos en los que se encuentran seis de los géneros son los siguientes:

- a) cirrus, cirrocumulus y cirrostratus en el piso alto (nubes de niveles altos);
- b) altocumulus en el piso medio (nubes de nivel medio);
- c) stratocumulus y stratus en el piso bajo (nubes de nivel bajo).

Con respecto a los otros cuatro géneros, puede comentarse lo siguiente:

- d) los altostratus se encuentran comúnmente en el piso medio pero a menudo se extienden a niveles más altos;
- e) los nimbostratus se encuentran casi invariablemente en el piso medio, pero comúnmente se extienden hacia abajo y hacia arriba penetrando en los pisos bajo y alto, respectivamente;
- f) los cumulus y cumulonimbus tienen comúnmente sus bases en el piso bajo pero su extensión vertical es a menudo tan grande que sus topes pueden llegar a alcanzar los pisos medio y alto.

Para las definiciones de los distintos géneros, especies y variedades remitimos al lector al Atlas Internacional de Nubes.

Nota: A menudo se observan sistemas nubosos, los que pueden ser muy bien desarrollados en la vecindad de frentes asociados con depresiones. Un estudio detallado de los sistemas nubosos, asociados con frentes calientes, frentes fríos y oclusiones se da en el curso de meteorología sinóptica (Volumen II).

10.9 Formación de niebla

Una niebla se compone de gotitas de agua o cristalitas de hielo y a menudo se describe como una nube en contacto con el terreno. Para que la niebla se forme, el vapor de agua de la atmósfera debe cambiar su estado y pasar a agua líquida o a hielo. Son necesarios entonces que algunos procesos físicos tengan lugar de modo que el aire llegue a estar saturado de vapor de agua.

El cambio de estado líquido requiere la presencia de núcleos de condensación y puede suponerse que hay siempre una concentración suficiente de ellos como para producir una niebla densa. En áreas industriales, puede formarse neblina y hasta niebla con humedades relativas por debajo del 80 por ciento, pero comúnmente este valor es cercano al 100 por ciento. La formación de niebla se ve facilitada por la presencia de una inversión en o cerca de la superficie.

La saturación puede producirse de distintas maneras, pero pueden distinguirse tres procesos importantes:

- enfriamiento de aire húmedo
- adición de vapor de agua
- mezcla de aire.

Consideraremos cada proceso en particular.

a) Enfriamiento del aire húmedo

Es éste el proceso decisivo, puesto que casi todas las nieblas se forman como un resultado del enfriamiento de la atmósfera en las vecindades de la superficie terrestre. En general, este proceso puede estar acompañado por:

- i) movimiento vertical del aire;
- ii) transferencia turbulenta de calor hacia un sumidero de calor situado en el suelo o en el aire;
- iii) radiación proveniente de la atmósfera.

El movimiento vertical es importante solamente cuando existe una corriente de aire dirigida hacia arriba. Una velocidad vertical tan lenta como la de 3 cm seg^{-1} es suficiente para producir un descenso de temperatura de 1°C por hora si el gradiente es adiabático seco. Esto es comparable con la velocidad del enfriamiento nocturno y equivale a un viento de 6 nudos que asciende por una pendiente de 1 en 100. Como consecuencia se formarán a menudo nieblas sobre las laderas de las colinas.

A no ser que el aire esté muy húmedo, se necesitaría una distancia grande para producir un descenso de temperatura suficiente por mera expansión adiabática, a lo largo de una pendiente suave. Si se forma una niebla, es probable que las condiciones que prevalezcan sean favorables para la formación por otros procesos. El flujo pendiente arriba contribuye, no obstante, a la formación prematura de la niebla.

Los procesos no adiabáticos son generalmente agentes de enfriamiento más efectivos. El transporte turbulento de calor es uno de esos procesos y por el mismo la turbulencia mecánica o térmica transfiere calor hacia abajo a lo largo del gradiente de temperatura. Cuando, durante la noche, tiene lugar una inversión de temperatura en superficie, ocurre un transporte turbulento de calor en sentido descendente respecto del aire que está arriba.

Si el viento en altura es suficientemente fuerte como para mantener una mezcla turbulenta en contra de la estabilidad en aumento, el aporte de calor a la capa límite desde arriba puede ser mayor que la pérdida de calor hacia el suelo. Contrariamente, si el viento es débil, la capa límite continuará enfriándose mientras transfiere calor hacia el suelo que está por debajo. La inversión puede entonces extenderse hasta una mayor altura y la mayor parte del calor transferido al suelo es proporcionado por el aire que está por debajo de la inversión.

Es evidente entonces que es necesaria alguna turbulencia, de otra manera sólo tendría lugar un fuerte enfriamiento en una capa límite muy delgada de más o menos un metro de altura. Sin embargo, el movimiento del aire debe ser pequeño si la formación de niebla ha de producirse. Es importante recordar que el transporte turbulento de vapor de agua hacia abajo a lo largo del gradiente de la relación de la mezcla, ocurre de la misma manera que la transformación de calor a lo largo del gradiente vertical de temperatura hacia abajo.

El tercer proceso de enfriamiento es por radiación de la atmósfera. El aire seco es un mal emisor y desde este punto de vista puede despreciarse, pero el vapor de agua y el dióxido de carbono son emisores eficaces. Si el vapor de agua está presente en cantidades suficientes en el aire que se encuentra por encima de una superficie fría, perderá calor en un intercambio neto de radiación, tanto hacia el suelo como hacia el espacio. El último proceso será, por supuesto, importante solamente si el aire que se halla por encima es relativamente seco, de otra manera la energía radiante será absorbida en lo alto y parte de ella se volverá a emitir hacia abajo.

La radiación proveniente de la atmósfera tiene lugar por consiguiente si hay aire húmedo presente en las capas bajas de la atmósfera con aire seco por encima. Esta situación ocurre a menudo, especialmente en los anticiclones. El espesor de la capa de aire húmedo debería, por consiguiente, no ser tan grande como para impedir indebidamente la radiación que proviene de la superficie terrestre.

Cuando el aire contiene aerosoles que emiten aproximadamente como cuerpos negros, la velocidad de enfriamiento se incrementa aún. Si los mismos son higroscópicos y su tamaño crece con humedades relativas por debajo de 100 por ciento, la emisión actúa muy rápidamente y puede tener lugar al poco tiempo la formación de niebla. Las gotitas actúan entonces por sí mismas como cuerpos negros y tiene lugar una fuerte radiación desde el tope de la niebla.

b) Adición de vapor de agua

La evaporación puede ocurrir indistintamente desde una superficie fría o una caliente. La velocidad de evaporación es aproximadamente proporcional a $(e_s - e_d)$, donde e_s y e_d son presiones de vapor de saturación a la temperatura del agua líquida y del punto de rocío, respectivamente.

Si el agua líquida está más caliente que el aire, la evaporación continúa hasta que $e_d = e_s > e_a$, donde e_a es la presión de vapor de saturación a la temperatura del aire. El sobrante de vapor de agua condensa sobre los núcleos de condensación y se forma una niebla si e_s es suficientemente mayor que e_a .

Si el agua líquida está más fría que el aire, la evaporación cesa cuando $e_d = e_s < e_a$. Este es el proceso que provee casi todo el vapor de agua atmosférico desde los océanos. La niebla no se forma inmediatamente, pero puede desarrollarse a continuación, una vez que el aire se enfrió.

Puede agregarse también vapor de agua a la atmósfera por la evaporación de gotas de lluvia. La evaporación proveniente de lluvia cálida en una masa de aire frío puede por ello conducir a la formación de nieblas.

c) Mezcla de aire

Consideremos dos parcelas de aire cercanas a la saturación y a distintas temperaturas. Si se mezcla una con la otra puede producirse una niebla como resultado de la dependencia no lineal de la presión de vapor de saturación con la temperatura.

El efecto se ilustra en la Figura 10.3 de la página siguiente.

El estado de una parcela de aire en cada instante está representado por un punto en el diagrama contenido total de agua-temperatura (T,w), donde w representa la relación de mezcla de agua total (líquido más vapor) dentro de la parcela. El aire representado por los puntos A, B, C, D y E está saturado. En X e Y no está saturado, mientras que en S puede estar sobresaturado o contener agua líquida.

Si dos parcelas, representadas por los puntos X e Y, se mezclan sin pérdida de calor o de contenido de agua total, el punto representativo de la mezcla estará sobre la recta XY. Si la mezcla contiene una mayor proporción del aire representado por X, su punto representativo estará más cerca de X que de Y.

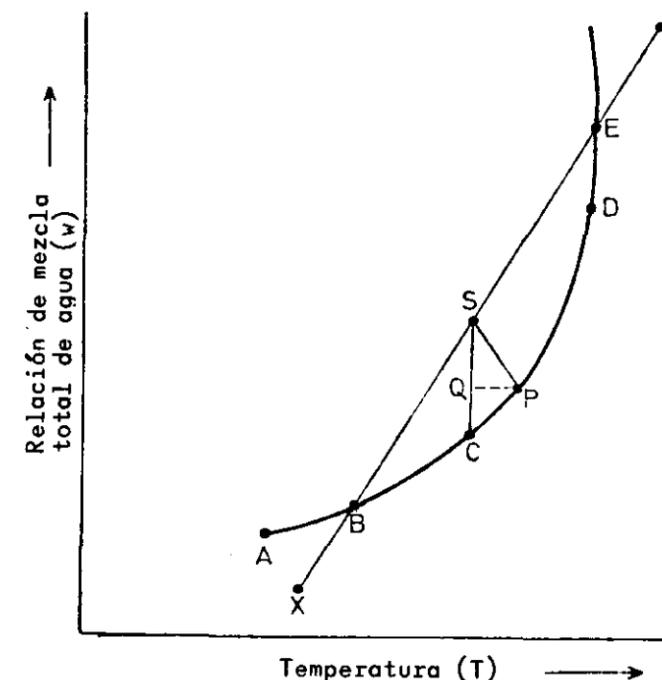


Figura 10.3 - Producción de niebla por mezcla



Supongamos la condición de que la mezcla está representada por un punto entre B y E. Sea S ese punto. La mezcla estará entonces sobresaturada, o en presencia de núcleos de condensación SC representará el exceso de vapor de agua en el aire. Cuando éste condensa se liberará calor latente y el estado de la mezcla puede representarse por el punto P. La proyección de SP sobre SC (esto es, SQ) indicará entonces la cantidad de agua líquida suspendida en forma de niebla.

De esta manera, la mezcla de parcelas de aire saturado o próximo a la saturación, a distinta temperatura y distintos contenidos de humedad, puede producir una mezcla sobresaturada. Las condiciones favorables para la formación de niebla por este proceso son: humedad relativa alta, gradiente de temperatura fuerte y presencia de remolinos turbulentos.

La discusión precedente sobre los procesos físicos de formación de niebla indica que las nieblas pueden clasificarse como sigue:

- a) niebla de vapor - evaporación desde una superficie más caliente;
- b) niebla marina - niebla de vapor denso debajo de una inversión en el mar;
- c) niebla frontal o de lluvia - evaporación de lluvia cálida en una masa de aire frío;
- d) niebla de radiación - enfriamiento del aire cercano al suelo;
- e) niebla de advección - enfriamiento de aire húmedo que se desplaza sobre una superficie fría;

f) niebla pendiente arriba - enfriamiento adiabático.

Las nieblas de radiación y advección son las que ocurren con mayor frecuencia. Las nieblas son comúnmente una combinación de los dos efectos, esto es: la advección de aire húmedo y caliente sobre un terreno enfriado por radiación (nieblas de radiación-advección). Los procesos de radiación a menudo producen nieblas por sí mismos, pero casi invariablemente son precedidos por la advección húmeda.

10.10 Depósitos superficiales

En las noches despejadas tiene lugar una pérdida neta de calor desde la superficie terrestre que se debe a la emisión de radiación. Si no hay viento o el mismo es leve, la temperatura de la superficie del terreno decrece rápidamente. Por el contrario, un fuerte viento reduce la magnitud del descenso, dado que la turbulencia extiende el enfriamiento a través de una capa profunda. Debería, no obstante, hacerse notar que la temperatura de una superficie de agua sufre una variación ínfima, independiente de la velocidad del viento.

En una noche despejada con poco o ningún viento se forma una inversión debido a la radiación desde superficie por lo que la temperatura del aire en contacto con la superficie del terreno llega al valor de su punto de rocío, es decir que se satura. Por ulterior enfriamiento, una parte del vapor de agua en el aire cambia su estado y condensa sobre la superficie de algunos objetos para formar rocío. Puede ocurrir un depósito intenso si el aire vecino al suelo es muy húmedo. Además, el depósito puede incrementarse ulteriormente si el propio suelo está húmedo, dado que el vapor de agua puede difundirse hacia arriba en el suelo hasta que condensa al alcanzar la superficie fría.

El rocío puede formarse también si una masa de aire húmedo y cálido se pone en contacto con una superficie más fría cuya temperatura es inferior al punto de rocío del aire. Esto sucede generalmente como un resultado de la advección del aire.

Algunas veces el rocío congela posteriormente sobre el suelo dando como resultado la formación de escarcha. Este tipo de depósito puede también formarse por la transición directa del vapor de agua al estado sólido, si el aire es muy frío y seco. Esta escarcha es un hermoso depósito de hielo cristalino y se da en una variedad de formas muy pintorescas.

La cancellada blanca se forma cuando las gotas sobreenfriadas más chicas sufren un enfriamiento rápido en contacto con la superficie de algunos objetos. Es un depósito áspero de hielo opaco compuesto por granos pequeños más o menos separados por aire que quedó atrapado, pero a veces ornado con ramificaciones cristalinas. La cancellada blanca se forma principalmente sobre puntas agudas y bordes laterales de los objetos expuestos al viento. Se produce a menudo por congelación de gotitas subfundidas de niebla.

La cancellada transparente o hielo liso es un depósito de hielo homogéneo y transparente formado por la congelación de gotitas de llovizna o gotas de lluvia subfundidas sobre objetos que tienen en su superficie una temperatura inferior (o aún ligeramente por encima) a 0°C. También puede producirse por la congelación de gotitas

de llovizna o gotas de lluvia inmediatamente después de chocar con superficies que están bastante por debajo de 0°C. Aún más, las gotas de lluvia que caen a través de una profunda capa de aire a temperatura inferior a la de congelación pueden formar un depósito de cancellada transparente sobre la superficie de la tierra.

Nótese que la cancellada transparente se forma inmediatamente después del impacto con la superficie. No debe confundirse con el hielo de superficie que puede formarse cuando:

- a) agua proveniente de una precipitación de gotas de llovizna o gotas de lluvia no subfundidas congelan posteriormente sobre el terreno;
- b) la nieve que está sobre la tierra congela nuevamente después de haberse fundido total o parcialmente;
- c) la nieve que está sobre el suelo se hace compacta y dura como resultado del tránsito sobre la misma.

10.11 Cubierta nivosa

Un depósito de nieve sobre el terreno puede considerarse como un suelo que cambia su textura con el tiempo y con el curso de la fusión. Desaparece si la temperatura persiste por encima del punto de fusión del hielo. En muchas partes del mundo, los cursos de agua provienen del agua liberada por la fusión de la nieve.

Los cristales de nieve son de forma exagonal, pero hay muchas variedades. Una descripción completa de la nieve debería incluir alguna referencia a su espesor, condiciones y características de la superficie, densidad, dureza, temperatura, etc., en lo que concierne a cada perfil de una capa de nieve.

La nieve durante su caída puede tener una densidad tan baja como 0,01 y tan alta como 0,15. En general se le asigna un valor promedio de 0,10 y los espesores de precipitación se calculan sobre la base que 10 mm de nieve precipitada equivalen a 1 mm de agua.

Para muchas interpretaciones hidrológicas, el espesor de la nieve recién caída (o su equivalente en agua) en un período limitado reciente puede ser engañoso. Algunas veces son más apropiadas las medidas relacionadas con bloques de nieve (o cubiertas de nieve). Estos consisten de nieve acumulada sobre el suelo en el momento de la observación. Excepto que prevalezca agua excepcionalmente fría, en la nieve ocurren cambios metamórficos que reordenan la distribución del agua en el interior del bloque.

El metamorfismo se refiere a la transformación que sufre la nieve en el bloque en el período que sigue a su acumulación hasta su desaparición por evaporación o por fusión. Las puntas, bordes afilados y ángulos abruptos, características todas de los cristales de hielo estrellados, no son estables y tienden a desaparecer. Este proceso implica una sobresaturación de la atmósfera en la vecindad inmediata de los bordes afilados, como parte de la tendencia de los cristales a reducir su área superficial total. Esta sobresaturación, que es función de la tensión superficial, conduce al rápido cambio de forma de los copos individuales de nieve. El metamorfismo continúa

incesantemente en tanto los cristales de hielo permanecen expuestos al aire, aún a bajas temperaturas. Al fin del invierno, el bloque de nieve consiste comúnmente de cristales de hielo grandes, burdos y muy uniformes.

Además de los cambios producidos por el metamorfismo de la fase vapor, tiene lugar el fenómeno de rehielo. Este es un proceso doble en el cual una región localizada de la superficie de un trozo de hielo funde cuando se aplica una presión sobre la misma (fusión por presión) y congela luego cuando disminuye la presión. Esta agregación por congelamiento de cristales de hielo se favorece por la presencia de agua líquida libre en el bloque de nieve.

El metamorfismo y el rehielo producen eventualmente una estructura uniforme y burda. El proceso de formación de cristales burdos se llama maduración. La nieve madura tiene una densidad notablemente uniforme (0,45-0,50).

En el proceso de maduración, la nieve no consolidada absorberá agua líquida producida por la fusión inicial. La lluvia caída sobre nieve queda retenida en forma similar en un bloque de nieve no maduro. De esta manera, la nieve que es nueva o reciente es capaz de retener en alto grado porcentajes mucho mayores de agua que la nieve totalmente madura. En este último caso, el tamaño de los cristales de hielo es tan grande y tan pobre la retentividad capilar que el agua retenida por la nieve es muy poca.

Un bloque de nieve fundente consiste de una mezcla de cristales de hielo y cantidades pequeñas de agua libre. En el caso de nieve totalmente madura, el bloque de nieve fundente contiene normalmente alrededor de 3 a 5 por ciento de agua líquida.

10.12 La estimulación artificial de la precipitación

En años recientes se hicieron muchos intentos tratando de alterar los procesos naturales de la condensación y la precipitación. En casi todos los casos el propósito fue producir lluvia artificial usando métodos basados en nuestro conocimiento presente de la física de las nubes.

Un método consiste en introducir cristales de dióxido de carbono sólido (que es llamado también hielo seco y que se evapora a temperaturas por encima de -80°C) en el interior de una nube de gotitas subfundidas. Al evaporarse, la temperatura del aire se reduce localmente hasta una temperatura lo suficientemente baja como para inducir la congelación espontánea de las gotitas de agua. El crecimiento de los cristales de hielo a expensas de las gotitas subfundidas que lo circundan puede proceder luego en concordancia con el proceso de Bergeron (véase la sección 10.6).

Otro método de siembra de nubes utiliza cristales de yoduro de plata. Estos se dejan caer desde un avión o se generan en tierra como humo tenue o son introducidos en una nube mediante un cohete. No obstante que las gotitas de nubes pueden permanecer subfundidas hasta temperaturas tan bajas como -40°C , la presencia de núcleos de congelación inducirá la formación de cristales de hielo a temperaturas considerablemente más altas (véase la sección 10.4).

La efectividad de un núcleo como iniciador de la congelación depende en gran parte del grado en que la estructura de sus cristales se asemeje a la de un cristal de

hielo. El hielo mismo es, por supuesto, el agente nucleante más efectivo, pero el yoduro de plata, cuya forma cristalina es también exagonal, es efectivo por debajo de los -4°C .

Las nubes calientes (cuya temperatura está por encima de 0°C) pueden también ser objeto de siembra. Se han usado partículas de sal común (NaCl) y gotas grandes de agua para estimular el mecanismo de precipitación por coalescencia (véase la sección 10.5).

Los resultados de las experiencias para provocar lluvias son de difícil evaluación. No existen dudas que individualmente una nube puede modificarse por un procedimiento de siembra. A pesar de todo, los esfuerzos para provocar lluvia deben necesariamente aplicarse a nubes que son desde ya idóneas (o muy aproximadamente idóneas) de producir lluvia naturalmente. Puesto que la precipitación natural de lluvia varía en espacio y tiempo, no se puede tener la certeza de que la lluvia no habría ocurrido si la nube no hubiese sido sembrada. Los experimentos controlados son los únicos medios de realizar las evaluaciones estadísticas convenientes.

Es posible mediante la siembra de nubes inducir la precipitación antes que las nubes alcancen su desarrollo completo y que esto último pueda reducir entonces el total de lluvia a caer. Esta técnica fue usada en experiencias de prevención de granizo y también en intentos de debilitar la intensidad de los huracanes.

Las técnicas de siembra se han usado también para despejar nieblas "frías" (esto es, subfundidas) de los aeropuertos. La siembra a intervalos frecuentes es, por supuesto, esencial para mantener el lugar despejado.

La precipitación que tiene lugar sobre un área especificada en un período dado de tiempo depende de factores tales como el movimiento vertical, la cantidad de agua disponible, la concentración y distribución de las gotitas y cristales de hielo en la nube, etc. Pese a que no existen dudas en lo que respecta a que las nubes pueden modificarse por medios artificiales, los resultados de las experiencias para provocar lluvias no han demostrado ser concluyentes.

Las nubes y sus precipitaciones son la causa de muchos efectos eléctricos y ópticos que ocurren en la atmósfera. Tales aspectos serán considerados a continuación.

Capítulo XI

OPTICA ATMOSFERICA

La óptica atmosférica atañe al estudio de las propiedades ópticas de la atmósfera y los fenómenos producidos por las partículas suspendidas en el aire y los meteoros que en él tiene lugar. Algunos de sus aspectos tienen importancia para el transporte por aire, mar y tierra, otros nos proporcionan información útil acerca de procesos físicos que están ocurriendo dentro de la atmósfera.

Comenzaremos con un estudio de la visibilidad meteorológica y las condiciones que ocasionan la atenuación del flujo luminoso en su pasaje a través de la atmósfera. Esto conduce a una investigación de los factores que determinan el alcance visual meteorológico. Finalmente, consideraremos los procesos físicos responsables de algunos de los fenómenos ópticos más comunes que se observan en la atmósfera.

11.1 Visibilidad meteorológica

La visibilidad es uno de los parámetros que se incluyen en los registros sinópticos del tiempo. Provee una estimación de la distancia dentro de la cual pueden identificarse los objetos. Además proporciona una medida de la transparencia de la atmósfera. La observación puede indicar o bien la visibilidad en una única dirección o las condiciones preponderantes que atañen a todas las direcciones.

A la luz diurna, se define como visibilidad meteorológica la mayor distancia a la cual un objeto negro de dimensiones convenientes puede ser identificado en contraste con el cielo del horizonte. El objeto debería subtender un ángulo con vértice en el ojo del observador de por lo menos medio grado en ancho y en alto, pero de no más de cinco grados en ancho.

Por la noche, la visibilidad se define como la mayor distancia a la que un objeto similar podría ser visto y reconocido, si la iluminación general se aumentara hasta el nivel normal de la luz diurna. Los objetos más adecuados para medir la visibilidad nocturna son las luces no direccionales de intensidad moderada ubicadas a distancias conocidas.

El criterio establece que el objeto debería reconocerse; esto implica la respuesta a la pregunta de a qué distancia un objeto puede ser visto y sin embargo no ser identificado. Esto presenta problemas psicológicos y fisiológicos, tales como la perspicacia del observador, su agudeza visual, su familiaridad con el objeto, etc. Estos aspectos necesitan ser considerados en la evaluación de los factores que influyen en la visibilidad.

En algunas circunstancias, no se requiere el reconocimiento real de un objeto y lo que se pretende es conocer solamente cuán lejos puede ver un observador. En

la moderna meteorología esto se menciona como alcance visual (meteorológico). Esto tiene importancia en el transporte por aire, mar y tierra, puesto que cuando el alcance visual es bajo entran en juego factores que afectan a la seguridad.

11.2 Energía luminosa

La luz, o energía luminosa, es energía radiante estimada de acuerdo con su capacidad para excitar el sentido de la vista en el ojo humano. La radiación electromagnética cuya longitud de onda es menor que 0,4 μ (esto es, ultravioleta) y mayor que 0,7 μ (infrarrojo) puede considerarse entonces como energía luminosa nula.

Por analogía con las definiciones fundamentales concernientes a la radiación y establecidas en el Apéndice II, es posible definir el flujo luminoso (φ) como la energía luminosa (emitida por un objeto) por unidad de tiempo. En forma similar, la intensidad luminosa (I) es la energía (emitida) por unidad de tiempo y por unidad de ángulo sólido, esto es

$$I = \frac{dF}{d\omega}$$

La cantidad que corresponde a la radiancia de un objeto se conoce como luminancia (L). Es la intensidad de la radiación visible por unidad de área normal a una dirección determinada (la línea de visión), esto es

$$L = \frac{dI}{dA \cos \theta}$$

11.3 Contraste de brillo

En la determinación de la visibilidad o del alcance visual, es evidente que intervienen las características del ojo humano tanto como las propiedades ópticas de la atmósfera. El ojo humano es sensible a la radiación electromagnética comprendida en el rango de longitudes de onda que va de 0,4 a 0,7 μ. Dentro de este intervalo, la sensibilidad depende principalmente de la longitud de onda. Es así como la luz verde de una cierta intensidad aparece mucho más brillante al ojo humano que la roja o la violeta de la misma intensidad.

La sensibilidad (ψλ) del ojo para la longitud de onda λ se define como la relación de la intensidad a 0,555 μ (para la cual la sensibilidad del ojo es máxima) a la intensidad de la longitud de onda λ que se requiere para producir igual impresión de brillo. El brillo monocromático queda definido por

$$B_{\lambda} = \psi_{\lambda} I_{\lambda} \tag{11.1}$$

donde I es la intensidad monocromática emitida o reflejada por el objeto.

El brillo (B) se define por

$$B = \int_0^{\infty} B_{\lambda} d\lambda \tag{11.2}$$

Un objeto permanece visible sólo cuando existe un contraste entre él y su entorno. El ojo puede determinar la diferencia de brillo de dos objetos hasta un límite inferior denominado umbral de contraste de brillo (C) definido por

$$C = \frac{B - B_0}{B_0} \quad (11.3)$$

donde B es el brillo del objeto y B₀ el brillo del fondo.

El brillo del fondo se toma como patrón en las medidas de visibilidad. Es evidente que la anterior definición no es suficiente para distinguir dos objetos de diferente color que tengan el mismo brillo. Pese a todo, es adecuada para considerar contrastes entre objetos "blancos" y "negros".

La visibilidad se determina por la observación de un objeto negro el cual subtende un ángulo suficientemente grande como para ser resuelto por el ojo. Se requieren por lo menos tres segundos de arco. A corta distancia, B es muy pequeño y el umbral de contraste es aproximadamente menos uno. Estando más lejos, el objeto negro aparenta tener un cierto brillo, debido a que la luz se dispersa en todas direcciones dentro de la línea de luz que va desde el objeto al observador. A medida que la distancia al objeto aumenta, el brillo aparente se incrementa. Eventualmente, el contraste se hace tan pequeño que el ojo humano resulta incapaz de percibirlo en el alcance visual. En el caso del ojo normal, el umbral de contraste tiene un valor de ±0,02.

11.4 Atenuación de la luz

El flujo luminoso que atraviesa la atmósfera se atenúa a lo largo de su recorrido principalmente como consecuencia de

- a) la dispersión por moléculas gaseosas y partículas pequeñas;
- b) la reflexión por partículas más grandes, líquidas y sólidas;
- c) la absorción por partículas sólidas.

En meteorología se describe como turbiedad a toda condición de la atmósfera que reduce su transparencia a la radiación, en particular la radiación visible. Se refiere a una porción de la atmósfera libre de nubes y que debe su turbiedad a la absorción y dispersión de la radiación por las moléculas de aire y por los aerosoles (líquidos y sólidos) y a efectos de centelleo.

El centelleo es un término genérico para las variaciones rápidas de la posición aparente, brillo o color de un objeto luminoso distante visto a través de la atmósfera. Si el objeto se encuentra fuera de la atmósfera (por ejemplo, las estrellas) el fenómeno se denomina centelleo astronómico. Si la fuente luminosa está ubicada dentro de la atmósfera, dichas variaciones se denominan centelleo terrestre. Casi todos los efectos de centelleo tienen por causa la refracción anómala que ocurre en capas o parcelas de aire más bien pequeñas, cuyas temperaturas (y, por consiguiente, sus densidades) difieren de las de sus correspondientes entornos.

Al atravesar un espesor dx de atmósfera, la intensidad luminosa de un haz paralelo se reduce en una cantidad

$$d I_\lambda = -I_\lambda \sigma_\lambda dx \quad (11.4)$$

donde σ_λ es el coeficiente de extinción.

El valor del coeficiente de extinción depende de la longitud de onda de la luz y de las partículas, gotitas y moléculas presentes en la atmósfera. Podemos suponer

$$\sigma_\lambda = \sigma_a + \sigma_s \quad (11.5)$$

El subíndice "a" se refiere a la absorción, mientras que "s" denota dispersión y reflexión, esto es luz que se vuelve a irradiar en distintas direcciones. Si no hubiera partículas sólidas en la atmósfera entonces $\sigma_\lambda = \sigma_s$. La absorción, aún en una bruma de partículas sólidas, es siempre pequeña.

La ecuación (11.4) es la ley de Beer y su integración da

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\sigma_\lambda x} \quad (11.6)$$

Aquí, I_λ es la intensidad luminosa de la radiación de longitud de onda (inicialmente I_{λ_0}) después de atravesar un espesor x del medio.

Linke formuló un factor de turbiedad para indicar la reducción de la transparencia de la atmósfera producida por partículas sólidas y líquidas, distintas a las nubes. Se define como la relación entre el coeficiente de extinción de la atmósfera real y el coeficiente de extinción molecular (esto es, el del aire puro y seco).

11.5 Alcance visual

La intensidad de la radiación recibida desde una fuente carente de luz propia (o sea que es visible por la luz que refleja) es afectada por la atmósfera de dos diferentes maneras:

- a) atenuación de acuerdo a la ley de Beer;
- b) incremento por dispersión de la radiación proveniente de otras direcciones.

Este último proceso tiene lugar con luz diurna y la radiación se denomina luz del aire. Se refiere a la luz dispersada por la atmósfera entre la fuente y el observador.

Para un determinado conjunto de condiciones (por ejemplo σ_λ constante), el primer efecto no altera el contraste si la distancia al objeto varía. Esto se debe al hecho que los brillos aparentes del objeto y el del fondo se reducen en la misma proporción (por un factor $e^{-\sigma_\lambda x}$).

El segundo efecto agrega igual cantidad de luz al fondo y al objeto. Esto reduce la magnitud del umbral del contraste (C), tal como está dado en la ecuación (11.3). Si tanto el objeto como el fondo retroceden, |C| decrece por consiguiente. La distancia para la que |C| se reduce a 0,02 para el ojo normal es el alcance visual.

La suposición que σ_λ es independiente de la longitud de onda no es válida completamente, dado que las moléculas de aire difunden la luz azul con más eficacia que la roja. Cuando la dispersión es causada por partículas más grandes, polvo o gotitas pequeñas cuyo tamaño es del orden de la longitud de onda de la luz, la suposición es más valedera. Es por ello que el alcance visual es por lo general independiente de la longitud de onda en casi todos los casos en que la visibilidad es reducida.

11.6 Fenómenos ópticos

Si bien los rayos de luz se propagan en línea recta en el vacío, sus trayectorias pueden modificarse por la presencia de medios materiales, tales como los gases atmosféricos, partículas de nubes y aerosoles. En muchos casos, las desviaciones varían de acuerdo con las longitudes de onda de los componentes de la radiación visible. De esto resulta una variedad de fenómenos ópticos que tienen lugar en la atmósfera y la observación de muchos efectos de colores llamativos.

En la sección 2.5 del Apéndice II discutiremos la dispersión de Rayleigh, la cual tiene lugar cuando el radio de la partícula dispersora es pequeño en comparación con la longitud de onda de la luz. Es por ello que las moléculas de aire y las partículas más diminutas del aerosol suspendido en la atmósfera difunden la luz azul más que la roja. De aquí la explicación del color azul del cielo y el aspecto rojizo de la salida y la puesta del sol.

Una variedad de efectos se producen por las nubes de cristales de hielo o sea los cirrostratus y los cirrus. La mayoría de los cristales de hielo son del tipo hexagonal con un ángulo de 120° entre las caras adyacentes. El ángulo entre caras alternadas es entonces de 60° y la radiación proveniente del sol puede refractarse al pasar a través de una nube de cristales de hielo. Se desvía hacia el ojo del observador en un ángulo de 20° o más de su dirección original. La intensidad de la luz refractada es máxima para el ángulo de desviación mínima (aproximadamente 22°). La imagen del sol tiene por eso forma de un anillo brillante que se conoce como el halo de 22° (o halo pequeño).

En realidad, el índice de refracción del hielo disminuye ligeramente con la longitud de onda. Los ángulos de desviación mínima son entonces $21^\circ 34'$ para la luz roja y $22^\circ 22'$ para la violeta. Teóricamente, el halo de 22° debería comprender un anillo interior rojo y otros anillos exteriores coloreados. En la práctica, estos últimos se mezclan y a pesar que ocasionalmente se observan anillos amarillos y verdes, exteriores al rojo, el halo tiene un borde exterior blanco.

Menos frecuente es el halo de 46° (o gran halo) que se produce por refracción de prismas rectangulares. Los cristales de formas no comunes pueden también producir halos con radios de varios valores hasta un mínimo de 7° , pero los mismos son muy raros.

Algunos cristales de hielo tienen una orientación preferencial que depende de su forma. Los prismas simples caen con su eje largo vertical mientras que las placas caen con su cara plana horizontal. Esto conduce a la concentración de la luz en ciertas áreas exteriores al halo correspondiente. Se forman imágenes de distintas formas según sea la elevación del sol. Las mismas se conocen como falsos soles.

Algunos fenómenos ópticos se producen por reflexión en las caras planas del cristal. Por ejemplo, se observa un obelisco luminoso si las caras de los cristales están aproximadamente horizontales.

El fenómeno de halo puede observarse también alrededor de la luna. Sin embargo, es necesario que los cristales de hielo en las nubes estén bien conformados, al igual que en el caso de los halos solares. En general, los halos solares y lunares rara vez son completos o persistentes, lo que se debe a los rápidos cambios que ocurren en la composición de las nubes.

Los fenómenos de refracción y reflexión que producen las nubes constituídas por cristales de hielo no se producen en las nubes constituídas por gotitas esféricas y diminutas. No obstante, pueden observarse anillos coloreados más pequeños que se conocen con el nombre de coronas. Una corona tiene como centro el sol y su secuencia de colores es opuesta a la del halo. El rojo aparece en la parte externa mientras que el azul lo hace en la interna, similar a lo que sucede en un arco iris primario.

Las coronas se producen por difracción, esto es la desviación de la trayectoria del haz de luz al pasar cerca de las pequeñas gotitas de agua. La luz roja es la que más se difracta y esa es la razón por la cual se observa en la parte exterior. Una buena separación de los colores tiene lugar cuando las gotitas son de tamaño uniforme y las coronas más nítidas ocurren cuando se hallan presentes nubes tenues, ya sea porque se están formando o se disuelven. Se las observa con mayor frecuencia cuando el sol o la luna brillan a través de nubes altostratus.

El radio de una corona varía en forma inversa al tamaño de las gotitas. La presencia de gotitas de distintos tamaños produce, por lo tanto, áreas coloreadas que son irregular. Muy frecuentemente pueden observarse manchones de nube sombreados en rosa y verde. Esto se conoce como iridiscencia o irisación.

La luz proveniente del sol puede difractarse también cuando pasa cerca de nuestras cabezas. Si una persona se halla de pie sobre un terreno elevado y con su espalda al sol, los rayos coloreados pueden reflejarse hacia los ojos de ella, por la presencia de una niebla de gotitas de agua situada más abajo. La persona puede observar entonces un anillo de colores alrededor de la sombra de su cabeza, esto es una corona de Ulloa (o gloria). A menudo puede observarse una gloria que rodea la sombra de un avión que se proyecta sobre una nube que está debajo.

A veces se observa un arco iris si una persona está de espaldas al sol, y teniendo en frente gotas de lluvia sobre las cuales incide la luz del sol. El arco iris principal o común se produce por la refracción de la luz al atravesar las gotas de lluvia, produciendo en cada una de ellas una reflexión interna total. El radio del círculo subtendiendo un ángulo cercano a 42° desde el ojo del observador y con el color rojo en la parte exterior.

Si la luz está sometida a dos reflexiones internas puede formarse exteriormente al primario un arco iris secundario, pero muy separado del mismo. Los colores se presentan invertidos y la intensidad alcanza solamente a un décimo de la del arco principal. A veces se observan arcos supernumerarios en el interior del arco primario y que se producen por interferencias entre los rayos de luz.

Los espejismos se producen como un resultado del pasaje de la luz a través de capas de atmósfera de densidad diferente. El índice de refracción del aire varía con su densidad y a menudo los objetos pueden aparecer ubicados en posiciones inusuales y distorsionados en su forma. Se presenta una imagen inferior asociada a una superficie extensa y plana cuando el aire cerca del suelo está más caliente (y es menos denso) que el que está inmediatamente por encima. El efecto contrario una imagen superior se observa si el aire que se halla cerca de la superficie terrestre está mucho más frío que el que está por encima, esto es que se está en presencia de una inversión muy marcada.

Hemos estudiado una buena cantidad de fenómenos ópticos. Algunos de ellos se observan con buen tiempo y otros cuando las condiciones han desmejorado por causa de la precipitación. Análogamente pasaremos a considerar aspectos de la electricidad atmosférica que están relacionados con el buen tiempo y las tormentas.



Capítulo XII

ELECTRICIDAD ATMOSFERICA

La electricidad atmosférica se interesa por el conjunto de los diversos fenómenos eléctricos que ocurren en la atmósfera en forma natural. Cubre un amplio rango de tópicos, algunos de los cuales han sido discutidos en publicaciones previas. En este capítulo estudiamos una selección de temas, tratando principalmente con procesos eléctricos que ocurren en la masa de la atmósfera que se encuentra entre la superficie terrestre y la ionosfera.

Comenzamos examinando el campo eléctrico de la tierra y diversos aspectos de la ionización atmosférica. Las características esenciales de la ionosfera son entonces consideradas. Esto es seguido de una discusión sobre la corriente de buen tiempo que existe entre la ionosfera y la superficie terrestre. La corriente de compensación de dirección opuesta necesaria para balancear la corriente de buen tiempo se estudia a continuación, así como los procesos de separación de carga eléctrica que ocurren en las nubes. Finalmente son examinados una variedad de fenómenos de descarga eléctrica.

12.1 Campo eléctrico de la tierra

Para muchos fines, el aire puede ser considerado como un aislante pero, aún en un día sin nubes, es posible detectar un campo eléctrico que es posible medir y una corriente eléctrica fluyendo de la atmósfera hacia la tierra. El campo eléctrico normal o de buen tiempo es tal que la atmósfera está cargada positivamente respecto al suelo.

Ocurren variaciones locales y la dirección del campo está usualmente invertida en la vecindad de las tormentas. Sin embargo, estas últimas cubren probablemente menos que un uno por ciento de la superficie terrestre y, por lo tanto, el campo de buen tiempo puede ser considerado como la condición eléctrica normal de la atmósfera.

En la atmósfera, el potencial (V) se hace más positivo con la altitud (z), es decir el gradiente (vertical) del potencial eléctrico $\partial V/\partial z$ es una cantidad positiva. El suelo se considera siempre a potencial cero por lo que V indica la magnitud de la diferencia de potencial con respecto a la tierra.

La intensidad de campo eléctrico (E) está dada por la ecuación

$$E = - \frac{\partial V}{\partial z} \quad (12.1)$$

El signo negativo indica que la intensidad del campo (fuerza eléctrica sobre la carga positiva unitaria) está dirigida hacia abajo. En áreas de buen tiempo, las componentes horizontales del campo son despreciables.

Iones positivos y negativos de diverso tamaño constituyen la fuente primaria de la corriente eléctrica en la atmósfera. Por lo tanto, el campo normal o de buen tiempo tiende a provocar un flujo hacia abajo de iones positivos y hacia arriba de iones negativos.

El campo eléctrico no es lineal, siendo del orden de 130 voltio metro⁻¹ cerca del suelo. A una altitud de 10 km se ve reducido a alrededor de 4 voltio metro⁻¹.

12.2 Ionización atmosférica

Los átomos neutros pueden ganar o perder electrones y adquirir carga eléctrica para formar iones positivos o negativos. Una carga eléctrica elemental puede también unirse a una molécula, partícula de polvo, gotita de una nube, etc., para formar una partícula grande cargada. Estos iones entonces son puestos en movimiento por el campo eléctrico de la tierra, es decir que se origina una corriente eléctrica.

Los rayos cósmicos del espacio y las emanaciones radiativas de la superficie de la tierra son responsables de la producción de una alta proporción de las moléculas ionizadas presentes en la atmósfera. Los rayos cósmicos primarios son partículas de gran energía y en su mayor parte protones. Penetran en la atmósfera terrestre desde todas las direcciones y producen otras partículas de altas energías por colisión con moléculas neutras de aire. Los productos de la colisión se denominan rayos cósmicos secundarios y ellos producen iones por colisiones con gases atmosféricos.

Cerca de la superficie terrestre también son producidos iones por la desintegración de los elementos radioactivos en la tierra y en el aire. Sobre el mar, sin embargo, la radioactividad no es un agente ionizador importante.

En la alta atmósfera, los rayos cósmicos son ionizadores menos efectivos, porque sólo las partículas primarias están presentes en la radiación cósmica. Los iones pueden, sin embargo, ser producidos por la absorción de la radiación ultravioleta y X proveniente del sol. En la atmósfera, los electrones expulsados de los átomos neutros de oxígeno y nitrógeno pueden permanecer libres durante largos períodos de tiempo.

La ionización, por lo tanto, da por resultado la creación de un electrón negativo y un ion positivo más pesado. Cerca del nivel del mar, los electrones muy rápidamente se unen a moléculas neutras. Estos iones negativos, así como también los positivos, pueden a su vez unirse a grupos de moléculas neutras. De cualquier modo, su tamaño permanece esencialmente molecular y son llamados iones pequeños. Otros se unen a aerosoles que son mayores que las moléculas y forman iones grandes. Los iones atmosféricos pueden, por lo tanto, ser divididos en cuatro grupos principales de acuerdo con su tamaño, o sea iones pequeños y grandes, ambos positivos y negativos.

Los iones son acelerados en un campo electrostático, pero el camino libre medio a nivel del mar es de sólo alrededor de 0,001 μ . Un ion, por lo tanto, sufre una serie de aceleraciones interrumpidas por colisiones abruptas. Como resultado, se mueve a través del aire con una velocidad de deriva media que depende de la carga y la masa del ion, el gradiente del potencial y el camino libre medio.

La movilidad de un ion está definida como la razón entre su velocidad de deriva y la intensidad de campo eléctrico. Los iones pequeños, debido a su menor masa, adquieren en el campo eléctrico de la tierra una velocidad mayor que la de los iones grandes. La movilidad iónica se expresa como la velocidad media a la cual deriva un ion a través de un cierto gas en un campo eléctrico de intensidad unitaria. Cerca de la superficie terrestre, la movilidad de los iones pequeños en la atmósfera es de alrededor de $1,3 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ por voltio m^{-1} , mientras que los iones grandes tienen movilidades sólo del orden de $4 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$ por voltio m^{-1} .

La conductividad eléctrica es la cantidad de electricidad a través de un área unitaria por unidad de gradiente de potencial y por unidad de tiempo. Los iones pequeños contribuyen en más del 95 por ciento a la conductividad total de la atmósfera.

Los iones pequeños son destruidos constantemente por combinación con iones de signo opuesto, o removidos por su unión a partículas mayores. Para determinar la velocidad a la que pueden suceder estos procesos físicos, es necesario conocer la densidad iónica (concentración). Este es el número de iones en la unidad de volumen de aire.

La recombinación es proporcional a la densidad iónica y, por lo tanto, la velocidad de recombinación es proporcional al cuadrado de la densidad iónica. En forma similar, la cantidad de uniones de los iones es conjuntamente proporcional a las concentraciones de los iones pequeños y de las partículas grandes.

Bajo condiciones de equilibrio entre producción y destrucción de iones

$$p = \alpha n^2 + \beta n N$$

donde p es la velocidad de producción de iones pequeños; n, N es el número de iones pequeños y partículas grandes por unidad de volumen; α es el coeficiente de recombinación para los iones pequeños y β es el coeficiente de combinación para iones pequeños y partículas grandes.

12.3 La ionosfera

Hemos notado que la radiación X y ultravioleta del sol producen ionización en la termosfera. La radiación cósmica también puede llevar a la producción de iones en niveles más bajos. En la alta atmósfera, la destrucción de iones ocurre mucho menos rápidamente que a niveles más bajos y es así como una capa esférica de alta densidad iónica tiende a persistir en una región conocida como la ionosfera.

La ionosfera se caracteriza por concentraciones de iones y electrones lo suficientemente grandes como para provocar la reflexión de ondas de radio. Este efecto es principalmente debido a las partículas cargadas de masa pequeña, los electrones.

Varias divisiones de la ionosfera pueden ser distinguidas:

a) La región D

Esta región se encuentra aproximadamente por debajo de los 90 km. Refleja las ondas de radio de baja frecuencia pero absorbe las ondas de frecuencia

media y alta. Su límite inferior está mal definido y comúnmente se le considera ubicado alrededor de los 70 km, pero algunas veces son detectadas concentraciones de iones por debajo de este nivel.

La región D está estrechamente relacionada con la radiación solar y desaparece cuando el sol se pone. Está bien desarrollada durante los períodos de incremento de la actividad solar (erupciones solares), durante los cuales usualmente ocurre una interrupción completa de las comunicaciones radiales en frecuencia media y alta. Estas son denominadas perturbaciones ionosféricas repentinas.

b) La región E

Esta región yace aproximadamente entre los 90 y 140 km y contiene la capa más baja bien definida de la ionosfera, la capa E. Una capa ionosférica está caracterizada por un máximo más o menos bien definido de densidad electrónica (concentración).

Las ondas de radio de frecuencia media y alta son reflejadas por la región E. Sin embargo, la región E normal comienza a debilitarse después del ocaso, cuando la recombinación de iones y electrones tiene lugar con la máxima rapidez en sus niveles más bajos. Aunque se hace más delgada durante la noche, no desaparece excepto durante el largo invierno polar.

Una "capa E esporádica" puede también ocurrir a intervalos irregulares y bajo condiciones especiales. Esta capa intermitente es de extensión horizontal limitada y los movimientos de los iones y electrones pueden ser estudiados examinando sus efectos sobre las ondas de radio.

c) La región F

Esta porción de la ionosfera se extiende hacia arriba desde los 140 km, aproximadamente, pero su límite superior está mal definido. En sus partes superiores consta casi enteramente de protones y electrones, similar al gas interplanetario. La región F está caracterizada por dos capas:

i) Capa F₁

Esta es identificable sólo durante el día cuando el sol está bastante alto. Se fusiona con la capa F₂ a la noche y cuando el sol está bajo. Esta capa tiene una importante influencia en la propagación de ondas de radio de frecuencia media y alta.

ii) Capa F₂

Esta capa yace en la parte superior de la región F y es también de considerable importancia en comunicaciones de radio a larga distancia. La densidad iónica alcanza un pico a altitudes de 250 a 500 km, dependiendo de la ubicación y las condiciones. Disminuye gradualmente hacia arriba pero no se le ha asignado límite superior.

12.4 La corriente eléctrica aire-tierra

En electricidad atmosférica, el término carga espacial se refiere al predominio de iones positivos o negativos dentro de una región dada de la atmósfera. En la práctica, una carga neta positiva es encontrada a todas las altitudes en la atmósfera y es mayor cerca de la superficie terrestre.

La corriente aire-tierra constituye la transferencia de carga eléctrica de la atmósfera cargada positivamente a la tierra cargada negativamente. Está constituida por tres principales componentes:

- a) la corriente de conducción aire-tierra;
- b) la corriente de precipitación;
- c) la corriente de convección.

Hay también contribuciones diversas más pequeñas a la corriente aire-tierra.

La corriente de conducción aire-tierra es a veces llamada corriente de buen tiempo. Está representada como un movimiento hacia abajo de la carga espacial positiva en regiones libres de tormenta en todo el globo. La corriente de buen tiempo es por mucho la mayor componente de la corriente aire-tierra y tiene una magnitud de aproximadamente 3×10^{-12} amperes m^{-2} o alrededor de 1800 A para toda la tierra.

La corriente de conducción aire-tierra fluye desde una región conductora positivamente cargada en la ionosfera inferior hacia abajo a la tierra negativamente cargada. Las mediciones indican que la corriente de buen tiempo es relativamente independiente de la altitud.

La corriente de precipitación representa un transporte hacia abajo de carga desde las nubes a la superficie terrestre. Sucede durante una caída de lluvia eléctricamente cargada u otros hidrometeoros. Observaciones sobre la carga en gotas de lluvia individuales durante las tormentas indican que es elevada más carga positiva que negativa a la tierra por las corrientes de precipitación. Sin embargo ocurren amplias desviaciones dentro de las tormentas individuales y de una tormenta a otra. Las corrientes de precipitación en la lluvia continua varían alrededor de 10^{-12} a 10^{-10} amperes m^{-2} . En las tormentas, sin embargo, las corrientes llegan hasta valores de 10^{-8} amperes m^{-2} .

Otra componente de la corriente aire-tierra se conoce como la corriente de convección. En general, el término incluye no sólo a las corrientes de difusión turbulenta existentes en regiones de carga espacial neta, sino también a las corrientes originadas por la caída de las partículas de precipitación cargadas (corriente de precipitación).

La discusión precedente puede ser resumida en términos de un modelo físico sencillo. En este modelo, la superficie de la tierra y las capas conductoras de la atmósfera superior (ionosfera) son consideradas como las placas de un condensador esférico, entre las cuales se encuentra la mayor parte de la atmósfera. La tierra y la ionosfera forman dos superficies equipotenciales naturales. Es imposible que las cargas locales en el plano horizontal se acumulen en la ionosfera o en la tierra sin ser disipadas en pocos microsegundos.

La placa exterior (ionosfera) del capacitor esférico tiene una carga neta positiva y la interior (tierra) una carga neta negativa. En el espacio entre las dos superficies yace un gas mal conductor. La conductividad del aire surge de la presencia de iones, de los cuales sólo los pequeños poseen suficientes movilidades como para tener importancia como conductores.

La corriente aire-tierra es de alrededor de 1800 amperios y la atmósfera tiene una resistencia efectiva de aproximadamente 200 ohmios. Esto implica una diferencia de potencial de alrededor de 360.000 voltios entre la superficie terrestre y la ionosfera. Estos valores no están uniformemente distribuidos en toda la atmósfera. Como resultado, el gradiente de potencial es del orden de 100 volt m^{-1} cerca de la superficie terrestre, pero decrece con la altitud.

En el modelo anterior la corriente aire-tierra es considerada algunas veces como la corriente de fuga del condensador. Si fuera la única que actúa, se calcula que descargaría al condensador de la tierra a un valor despreciable dentro de aproximadamente una hora.

12.5 Corriente de compensación

La discusión sobre el campo eléctrico de buen tiempo y la corriente iónica sugiere que debe haber una corriente disponible en dirección opuesta que mantenga el balance eléctrico de la atmósfera. Esta es conocida como la corriente de compensación.

La corriente de compensación debe transportar cargas positivas hacia arriba (o negativas hacia abajo) para balancear la corriente observada entre la atmósfera y la tierra de las regiones de buen tiempo. El problema de dar razón de tal corriente ha sido objeto de gran atención y hay ahora una convicción creciente que el generador de esta corriente es la tormenta.

Las tormentas presentes a cualquier tiempo sobre regiones ampliamente dispersas de la tierra pueden dar cuenta de la corriente de compensación. Las observaciones hechas sobre gran número de tormentas han indicado que se encuentran iones positivos ascendiendo en el espacio por encima de las tormentas activas. En promedio sobre muchas tormentas, los relámpagos de las tormentas también transportan carga negativa hacia abajo, como lo hace la descarga puntual silenciosa y no luminosa que emana de los árboles y otros objetos conectados a tierra en las regiones por debajo de las nubes cumulonimbus.

Medidas de la corriente que llevan iones positivos de la parte superior de las tormentas a la atmósfera por encima de las mismas, han indicado un valor del orden de 0,3 a 0,6A para cada celda de tormenta. Esta corriente de compensación de todas las tormentas presentes sobre la tierra sería requerida para balancear la corriente aire-tierra de 1800A. Para que esto ocurra, sería necesario que estuvieran presentes sobre toda la superficie de la tierra constantemente entre 3000 a 6000 celdas de tormenta. Esto parece estar de acuerdo con la evidencia climatológica.

12.6 Separación de la carga eléctrica en las nubes

Centros detectables de carga eléctrica se forman en las nubes convectivas en las primeras etapas de su desarrollo y pueden después llevar a descargas de relámpagos durante las tormentas. Un amplio rango de mecanismos ha sido sugerido para la separación de cargas eléctricas de signo opuesto. Estos incluyen la separación de cargas al romperse una gota de lluvia grande, la captura de iones atmosféricos por las gotas de lluvia y las partículas de hielo que caen, colisiones entre partículas de hielo de diferente temperatura, el astillamiento de las gotas subfundidas al congelarse, etc. Es probable, sin embargo, que una combinación de estos mecanismos opere en varias situaciones.

Las nubes, que alcanzan gran altura por sobre el nivel de congelación y en las cuales hay presentes fuertes corrientes ascendentes, actúan como poderosos generadores eléctricos. El aire que se mueve hacia arriba arrastra pequeñas partículas de un signo (usualmente positivo) y los elementos que se precipitan hacia abajo cargas de signo opuesto (usualmente negativo).

Si los elementos precipitantes congelados están presentes en una celda de convección activa, pequeñas partículas de hielo arrastran cargas positivas hacia arriba mientras que las partículas de hielo grandes (nieve granulada) arrastran las cargas negativas hacia la base de la nube. La carga positiva se acumula cerca del tope de la nube cumulonimbus y las cargas negativas cerca de la base.

Mientras la columna de lluvia desciende, lleva algunas de las cargas positivas hacia abajo a través de la nube. El tope de la nube, en las áreas de hielo, posee por lo tanto una carga positiva, pero localmente en los aguaceros más fuertes puede haber un núcleo de carga positiva en todo el camino hasta la base de la nube. En general, sin embargo, una celda negativa ocupa la mayor parte de las regiones inferiores de la nube.

12.7 Descargas eléctricas en la troposfera

En la troposfera pueden ocurrir una gran variedad de descargas eléctricas. Algunas son inaudibles o invisibles, pero otras son fenómenos altamente audibles y espectaculares.

La descarga de punta es una descarga eléctrica gaseosa silenciosa y no luminosa desde un conductor agudo, mantenido a un potencial que difiere del de la atmósfera circundante. Las descargas de punta pueden ocurrir desde árboles y otros objetos, conectados a la tierra, con puntas y protuberancias.

Un fenómeno más obvio es la descarga de centelleo. Esta es una descarga electrónica gaseosa, en la cual la transferencia de carga tiene lugar intermitentemente a lo largo de un camino, relativamente restringido, de alta concentración iónica. Es a menudo altamente luminosa.

Entre la descarga de punta (con sus características silenciosas y no luminosas) y la descarga de centelleo (usualmente con su canal de descarga único) se encuentra la descarga en corona. Esta ocurre de los objetos (especialmente si tienen puntas) cuando la intensidad de campo eléctrico cerca de sus superficies alcanza un valor de aproximadamente 10^5 voltios m^{-1} .

Una descarga de corona puede ocurrir durante el vuelo a través de tormentas eléctricas desde las antenas, alas y otras partes de las aeronaves. También puede ser vista emanando de los mástiles y vergas de los barcos durante tormentas en el mar donde se le denomina frecuentemente como fuego de Santelmo.

La descarga más espectacular en la troposfera es realmente una descarga de centelleo a gran escala. Es la descarga de relámpagos asociada con la nube de tormenta cumulonimbus.

Discutimos la acumulación de carga positiva en las partes superiores de una nube cumulonimbus en la sección 12.6. A medida que la columna de lluvia desciende desde altitudes por encima del nivel de congelación, ocurren descargas de relámpagos entre esta columna de lluvia y las otras porciones de la nube cargadas negativamente. Después de la descarga, la tormenta puede recargarse nuevamente completamente en unos pocos minutos.

La mayor parte de las descargas desde las nubes hacia la tierra, o sea rayos, ocurren entre la porción inferior negativamente cargada de la nube, y la tierra que posee cargas positivas inducidas localmente. Este proceso transfiere carga negativa hacia abajo. Una minoría de las descargas entre las nubes y la tierra transfieren carga positiva hacia abajo, desde el pequeño núcleo de cargas positivas localizado en la parte inferior de la nube.

Las descargas entre diferentes partes de la nube, entre nubes vecinas o entre la nube y la tierra, no ocurren hasta que el gradiente de potencial alcanza un valor crítico de muchos millones de voltios por kilómetro. Entonces la aislación es rota por el pasaje de una gran corriente durante un período extremadamente corto de tiempo. El rápido aumento de la temperatura y la consecuente expansión del aire a lo largo del camino del relámpago provee una fuente de ondas sonoras que se propagan hacia afuera y son oídas como trueno.

El flujo neto hacia arriba de iones positivos por encima de las nubes cumulonimbus y la carga negativa neta llevada a tierra durante las descargas constituyen la corriente de compensación. Mencionaremos previamente que la función de esta corriente es balancear la pequeña corriente de fuga que ocurre entre la ionosfera y la superficie terrestre en las áreas de buen tiempo.

También por encima de la troposfera ocurren descargas espectaculares. Las auroras son producidas a causa del bombardeo de la atmósfera superior por lluvias de partículas o corpúsculos que han sido eyectados por el sol. La principal región de la luz de la aurora se encuentra en la baja termosfera entre los 90 y 130 km, pero a veces la luz es visible durante el día en niveles hasta los 1000 km. Detalles de estos fenómenos han sido discutidos en publicaciones anteriores y no forman parte del presente curso.



Apéndice I

DIVISION VERTICAL DE LA ATMOSFERA

La atmósfera puede ser dividida en varias capas por diferencias naturales entre ellas. Hay clasificaciones hechas de acuerdo a las reacciones químicas, a la ionización, a la composición, a la temperatura, etc., que son de uso común pero que no están libres de cierta confusión.

En 1962, la Organización Meteorológica Mundial (OMM) decidió describir la atmósfera dividiéndola en cuatro regiones. Esta división fue basada sobre variaciones medias de la temperatura con respecto a la altitud. La Figura 1.1 indica sus características esenciales.

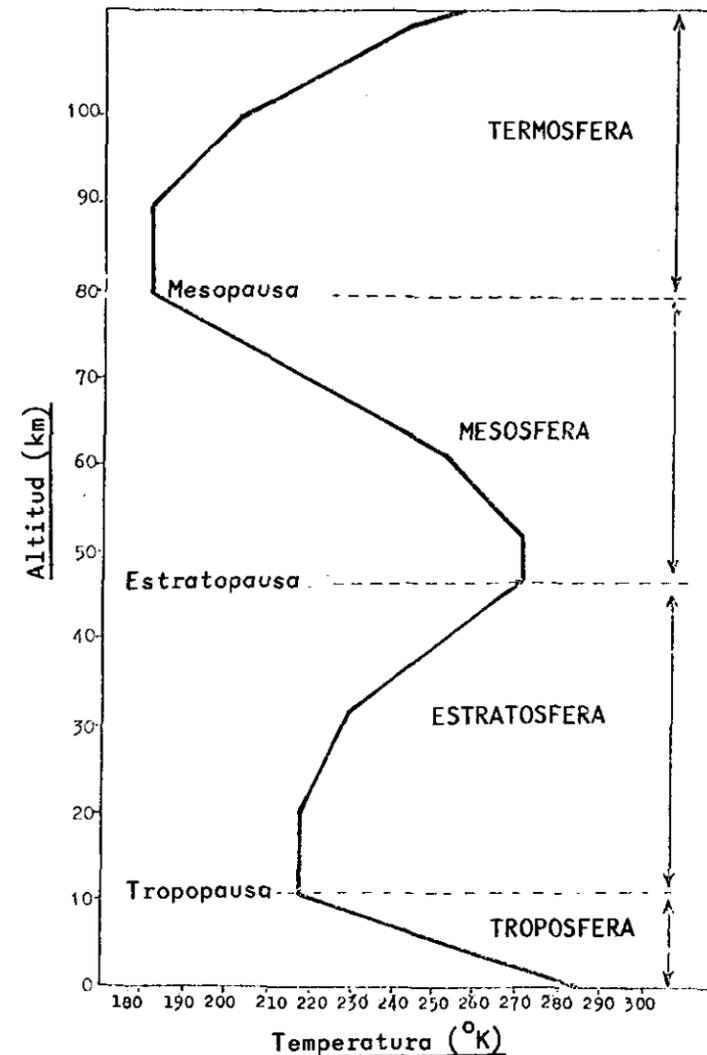


Figura 1.1 - División vertical de la atmósfera

Apéndice II

RADIACION ELECTROMAGNETICA

La energía puede ser transmitida de un cuerpo a otro por medio de ondas electromagnéticas con o sin la presencia de un medio material interviniente. La energía radiante es tratada como una radiación electromagnética.

La radiación magnética se propaga en el vacío en línea recta y con una velocidad constante (c).

$$c = 2,997925 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$$

El espectro electromagnético comprende las ondas de radio, infrarrojo, visible, ultravioleta y radiaciones X y gamma. Estas radiaciones pueden estar caracterizadas tanto por su longitud de onda (λ) como por su frecuencia (ν), donde

$$c = \lambda \nu \tag{2.1}$$

La energía radiante es una energía en tránsito. Desafortunadamente, los términos usados para describir sus efectos y modificaciones no han sido totalmente normalizados. Siempre que sean aplicables, usaremos aquellos adoptados por la publicación de la OMM "Vocabulario Meteorológico Internacional" (OMM-Nº 182.TP.91).

2.1 Definiciones y conceptos

a) Flujo radiante (potencia radiante)

La intensidad del flujo radiante.

Esto se refiere a la potencia emitida, transferida o recibida en la forma de radiación electromagnética.

Nota:

$$\phi_e = \frac{dQ_e}{dt} \tag{2.2}$$

donde ϕ_e es el flujo radiante y dQ_e es la cantidad de energía emitida, transferida o recibida en el tiempo dt .

Dado que la unidad de energía en el sistema internacional (SI) es el joule (J), la unidad del flujo de radiación es el vatio (W).

b) Intensidad radiante (de una fuente en una dirección dada)

El cociente formado por el flujo de radiación emitido por una fuente (o por un elemento de la fuente) en un cono infinitesimal que contiene a la dirección dada, y el ángulo sólido de dicho cono.

La unidad del ángulo sólido es el esteradian. Es el ángulo subtendido al centro de una esfera de radio r por el área curvilínea igual a r^2 situada en la superficie de dicha esfera (véase la Figura 2.1).

Dado que el área de la esfera es $4\pi r^2$, el ángulo total subtendido a su centro es igual a 4 esteradianes.

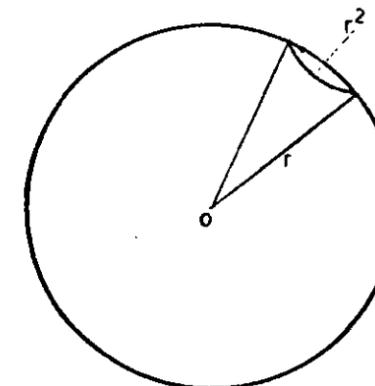


Figura 2.1 - Ángulo sólido unitario (esteradian)

Nota:

$$I_e = \frac{d\phi_e}{d\omega} \tag{2.3}$$

donde I_e es la intensidad de emisión de radiación en una dirección dada y $d\phi_e$ es el flujo de radiación emitido en el ángulo sólido $d\omega$ que contiene la dirección dada.

La unidad de intensidad de radiación en el SI es el vatio por esteradian ($\text{W } \Omega^{-1}$).

c) Radiancia (en un punto de una fuente en una dirección dada)

El cociente formado por la intensidad de radiación en una dirección dada de un elemento infinitesimal de la superficie que contiene el punto en consideración, y el área de la proyección ortogonal de este elemento sobre un plano perpendicular a la dirección dada.

Considerando el área elemental dA mostrada en la Figura 2.2, la proyección ortogonal en un plano perpendicular a la dirección OP es $dA \cos \theta$, donde θ es el ángulo entre OP y la normal a dA .

$$\therefore L_e = \frac{dI_e}{dA \cos \theta} \quad (2.4)$$

donde L_e es la radiancia en O en la dirección OP.

La unidad SI de radiancia es el vatio por metro cuadrado por estereadian ($W m^{-2} \Omega^{-1}$).

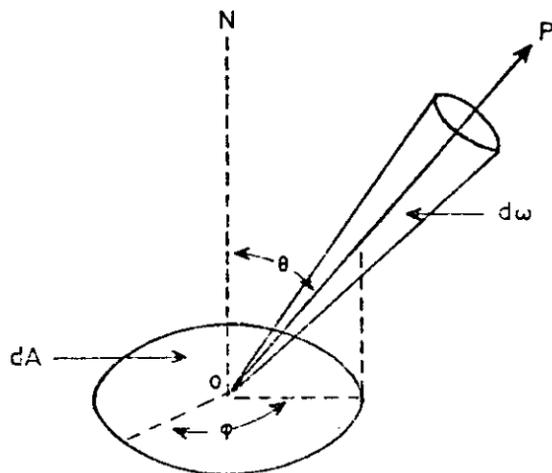


Figura 2.2 - Radiancia en O en la dirección OP

d) Emitancia (desde un punto de una superficie)

Cociente del flujo de radiación emitida por un elemento infinitesimal de superficie que contiene al punto en cuestión, por el área de aquel elemento.

Considerando el área elemental dA en la Figura 2.3

$$\therefore M_e = \frac{d\phi_e}{dA} \quad (2.5)$$

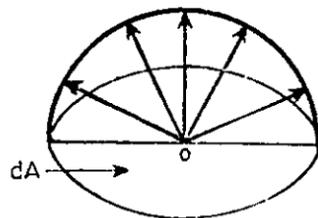


Figura 2.3 - Emitancia desde el punto O

e) Relación entre la emitancia y la radiancia

Sea (dQ_e) la energía emitida desde un área elemental dA dentro de un hemisferio en el tiempo dt.

$$\therefore (dQ_e)_1 = M_e dA dt \quad (2.6)$$

Suponiendo que $(dQ_e)_2$ es la parte de la energía citada más arriba emitida dentro de un ángulo sólido en la dirección OP en el mismo tiempo (véase la Figura 2.2). OP forma un ángulo θ con la normal dA y un ángulo ϕ con alguna dirección arbitraria en su plano.

$$\therefore (dQ_e)_2 = L_e dA \cos \theta d\omega dt \quad (2.7)$$

Ahora

$$(dQ_e)_1 = \int (dQ_e)_2 \quad (2.8)$$

donde la integración es efectuada sobre el hemisferio. Combinando las ecuaciones (2.6), (2.7) y (2.8)

$$M_e = \int L_e \cos \theta d\omega \quad (2.9)$$

El incremento del ángulo sólido en coordenadas esféricas está dado por

$$d\omega = \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.10)$$

En consecuencia, la ecuación (2.9) se convierte en

$$M_e = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_e \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.11)$$

En el caso de la radiación isotrópica la radiancia (L_e) es independiente de la dirección y la integración da

$$M_e = \pi L_e \quad (2.12)$$

f) Densidad espectral (concentración)

La energía radiante está distribuida sobre un rango de longitudes de onda. Cuando se hace referencia a la radiación en una longitud de onda (en el intervalo infinitesimal de longitud de onda λ a $\lambda + d\lambda$) es usando el prefijo "densidad espectral" o "monocromático".

Definimos la densidad espectral (concentración) de una cantidad radiométrica (X) como el cociente de esta cantidad, tomado sobre un rango infinitesimal sobre cualquier lado de una longitud de onda dada, por el rango

$$X_e(\lambda) = \frac{dX_e}{d\lambda} \quad (2.13)$$

Por ejemplo, la densidad espectral de la radiancia en una dirección dada está expresada por

$$L_e(\lambda) = \frac{dL_e}{d\lambda}$$

Hay que tener cuidado en la aplicación de este concepto. Algunas veces se supone que varias cantidades radiométricas se refieren en primer lugar a la radiación monocromática. Cuando es necesario referirse a la radiación sobre un rango finito de longitudes de onda, se usa entonces un prefijo tal como "integrado".

g) Cuerpo negro

Un cuerpo hipotético, el cual absorbe completamente toda la radiación incidente, es denominado un cuerpo negro. El concepto proviene de la correlación entre la oscuridad del color y la proporción de la radiación visible absorbida.

En la naturaleza no existen cuerpos absorbedores perfectos sobre todas las longitudes de onda. Es por ello que el término "cuerpo negro" es más bien engañoso. Un cuerpo que aparece como blanco ya que dispersa la radiación visible que le llega, puede, sin embargo, actuar como un cuerpo negro en relación a la radiación de una longitud de onda diferente. Por ejemplo, la nieve es efectivamente un cuerpo negro para longitudes de onda mayores de 1,5.

Nota: En la sección 2.1 el subíndice "e" ha sido usado para indicar que las cantidades se refieren a la radiación en general, cuando son apropiadas las unidades físicas. Esto las distingue de las cantidades análogas referidas a la luz visible, cuando las cantidades fotométricas pueden ser apropiadas. Las unidades fotométricas raramente son usadas en estudios atmosféricos y por conveniencia omitiremos el subíndice "e".

2.2 Las propiedades emisivas de los cuerpos negros

Un cuerpo negro se define también como el emisor de radiación, el cual, a una temperatura dada, presenta el máximo de densidad espectral de emitancia radiante. Por lo tanto, para una temperatura dada, emite, para cualquier longitud de onda, la máxima cantidad de energía desde una unidad de área de la superficie en un tiempo dado. A veces se hace referencia al mismo como a un perfecto emisor.

Similarmente, la radiación del cuerpo negro es definida como la cantidad máxima teórica de radiación emitida por unidad de área de un cuerpo a una temperatura dada.

Las propiedades emisivas de un cuerpo negro son expresadas por varias leyes:

a) Ley de Planck

La densidad espectral de la radiancia de un cuerpo negro ($L_{\lambda B}$) es una función sólo de la temperatura (T) y la longitud de onda (λ). Está dada por:

$$L_{\lambda B} = c_1 \lambda^{-5} / (e^{c_2/\lambda T} - 1) \tag{2.14}$$

donde c_1 = primera constante de radiación = $3,742 \times 10^{-16} \text{ J m}^2 \text{ s}^{-1}$
 c_2 = segunda constante de radiación = $1,439 \times 10^{-2} \text{ m}^\circ\text{K}$.

Se encuentra que la densidad espectral de la radiancia de un cuerpo negro es independiente de la dirección. Esto es equivalente al enunciado de la ley del coseno de Lambert:

"El flujo por unidad de ángulo sólido emitido en una dirección cualquiera desde una superficie unitaria radiante varía como el coseno del ángulo entre la normal a la superficie y la dirección de la radiación".

b) Ley de Stefan-Boltzman

La radiancia de un cuerpo negro (L_B) integrada sobre la totalidad del espectro es obtenida integrando ambos miembros de la ecuación (2.14) con respecto a la longitud de onda.

$$L_B = \int_0^\infty L_{\lambda B} d\lambda \tag{2.15}$$

de donde obtenemos la ley de Stefan-Boltzman

$$L_B = \frac{\sigma T^4}{\pi} \tag{2.16}$$

donde σ = constante de Stefan-Boltzman = $5,67 \times 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ }^\circ\text{K}^{-4} \text{ s}^{-1}$

Ya que $L_{\lambda B}$ es independiente de la dirección, esto es también válido para L_B . Hemos notado que aplicado para la ecuación de radiación isotrópica (2.12) se tiene

$$M_B = \sigma T^4 \tag{2.17}$$

donde M_B es la emitancia del cuerpo negro integrado para todas las longitudes de onda.

c) Ley de Wien (desplazamiento)

Para una temperatura dada, la longitud de onda de máxima radiancia es obtenida de la ecuación (2.14) resolviendo la condición $\partial L_{\lambda B} / \partial \lambda = 0$, manteniendo la temperatura constante.

La longitud de onda (λ_{max}) de máxima radiancia puede mostrarse que es

$$\lambda_{max} = C T^{-1} \tag{2.18}$$

donde $C = 0,2898 \times 10^{-2} \text{ m }^\circ\text{K}^{-1}$

Esto indica que la emisión de máxima energía se desplaza progresivamente hacia las longitudes de onda más cortas cuando aumenta la temperatura.

d) Ley de Kirchoff

Para valores dados de la longitud de onda y la temperatura, la relación de la radiancia real de un objeto radiante con la radiancia de un cuerpo negro es llamada la emisividad (ϵ_λ), es decir

$$\epsilon_\lambda = \frac{L_\lambda}{L_{\lambda B}} \quad (2.19)$$

En el caso de un cuerpo negro $\epsilon_\lambda = 1$. Si ϵ_λ es constante pero menor que la unidad en todas las longitudes de onda, se dice que el objeto es un "cuerpo gris". Los objetos reales no poseen exactamente estas características.

La ley de Kirchoff establece que la emisividad de un objeto es igual a su factor de absorción (a_λ) cuando en cada caso es tomada la misma longitud de onda y temperatura como referencia, esto es

$$\epsilon_\lambda = a_\lambda \quad (2.20)$$

El factor de absorción es la relación entre la cantidad de energía radiante absorbida con la incidente. Es una función tanto de la temperatura como de la longitud de onda y algunas veces se hace referencia a la misma llamándola absorptividad.

Se saca como consecuencia de la ley de Kirchoff que si un cuerpo a una determinada temperatura absorbe fuertemente la radiación de una cierta longitud de onda, será igualmente un buen emisor de esa longitud de onda. Por ejemplo, hemos notado que un cuerpo negro es a la vez un perfecto absorbedor y un perfecto emisor (esto es, $a_\lambda = \epsilon_\lambda = 1$).

2.3 Transferencia de la radiación a través de un medio

Al estudiar la transferencia de radiación a través de la atmósfera, la cual absorbe, dispersa y emite radiación, es necesario usar cantidades análogas a la radiancia y emitancia de una fuente (véase la sección 2.1).

a) Intensidad específica (I_λ)

Esta es la energía transportada en una dirección a través de un elemento de área dA dentro de un intervalo de longitud de onda λ a $\lambda + d\lambda$ dentro de un ángulo sólido $d\omega$ en una dirección que forma un ángulo θ con la normal al área y en el tiempo dt .

Hablamos del área así definida como un "lápiz de radiación". Geométricamente, I_λ es realmente un "flujo radiante por unidad de ángulo sólido" dividido por un área. Es, por lo tanto, análogo a la radiancia.

Es de notar que se refiere a una longitud de onda específica (λ). El prefijo "específico" es omitido frecuentemente y por ello es necesario tomar cuidado cuando la cantidad está referida a la "intensidad". La definición (2) de la sección 2.1 no tiene en consideración la división por un área normal a una dirección dada.

b) Flujo por unidad de área (F_λ)

Esta es la energía transportada desde todas las direcciones en un hemisferio a través de un elemento de área dA dentro de un intervalo de longitud de onda λ a $\lambda + d\lambda$ en el tiempo dt .

Geométricamente, F_λ es análogo a la emitancia pero referido a la longitud de onda específica. Algunas veces está referido como un flujo de densidad monocromático, flujo de densidad o simplemente flujo. En el último caso es necesario tener cuidado en que tal como en la definición (1) en la sección 2.1 no se refiere a la división por un área.

Notas: 1) Por analogía con las ecuaciones (2.9) y (2.11)

$$F_\lambda = \int I_\lambda \cos \theta \, d\omega \quad (2.21)$$

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (2.22)$$

y para una radiación isotrópica

$$F_\lambda = \pi I_\lambda \quad (2.23)$$

2) En el caso normal de un rayo estrictamente paralelo, $d\omega = 0$. Si F_λ es el flujo por unidad de área en la superficie receptora cuya normal forma con el rayo un ángulo θ , entonces

$$F_\lambda = I_\lambda \cos \theta \quad (2.24)$$

2.4 Absorción y emisión de radiación

Los textos de física cuántica explican en detalle los procesos físicos que ocurren cuando la radiación que contiene un rango continuo de frecuencia y energía incide sobre la materia. Brevemente, se puede enunciar que es posible explicar la absorción como la extracción de cuantas individuales de energía del suministro radiativo. En los átomos individuales tienen lugar transiciones electrónicas mientras que en las moléculas poliatómicas son posibles transiciones vibracionales y rotacionales. Estos átomos y moléculas pueden posteriormente emitir energía en líneas o bandas individuales de la misma longitud de onda de aquellas que ellos absorben.

Considerando que un rayo de radiación de intensidad específica I_λ incide sobre la superficie superior de una capa delgada estratificada de material absorbente formando un ángulo θ con la vertical (véase la Figura 2.4).

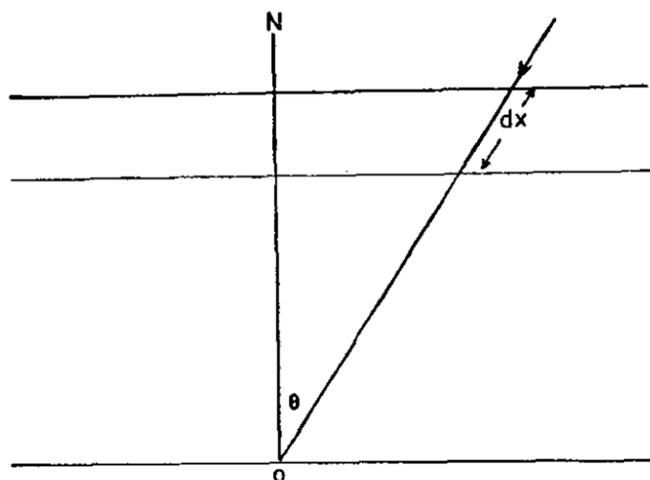


Figura 2.4 - Transferencia radiativa

No tomando en consideración la reflexión y la dispersión, el cambio en la intensidad específica (dI_λ) de un rayo paralelo (o casi paralelo) después del pasaje a través de una distancia dx de la capa es debido parcialmente a:

- a) absorción en la capa = $-a_\lambda I_\lambda$;
- b) emisión por la capa = L_λ .

Por ello,

$$dI_\lambda = L_\lambda - a_\lambda I_\lambda \quad (2.25)$$

De las ecuaciones (2.19) y (2.20)

$$L_\lambda = \epsilon_\lambda L_{\lambda B} = a_\lambda L_{\lambda B} \quad (2.26)$$

Sustituyendo en la ecuación (2.23) tenemos

$$dI_\lambda = a_\lambda (L_{\lambda B} - I_\lambda) \quad (2.27)$$

El factor de absorción (a_λ) puede ser escrito como

$$a_\lambda = k_\lambda \rho dx = k_\lambda dm \quad (2.28)$$

donde k_λ es el coeficiente de absorción y $dm = \rho dx$ es la masa por unidad de área de material que absorbe en una distancia dx a lo largo de la trayectoria.

El coeficiente de absorción (k_λ) es constante para una determinada longitud de onda pero varía con la presión a lo largo de la trayectoria.

Sustituyendo en la ecuación (2.27) obtenemos la ecuación de Schwarzschild

$$dI_\lambda = k_\lambda (L_{\lambda B} - I_\lambda) dm \quad (2.29)$$

La masa del material absorbente o emisor contenida en una columna vertical de un área de sección unitaria y extendida entre los dos niveles específicos es llamada el espesor óptico o la profundidad óptica de la capa.

Si du es el espesor óptico de la capa mostrada en la Figura 2.4, entonces

$$du = dm \cos \theta = \rho dx \cos \theta \quad (2.30)$$

Por lo tanto, la ecuación de Schwarzschild también puede ser escrita en la forma

$$dI_\lambda = k_\lambda (L_{\lambda B} - I_\lambda) \sec \theta du \quad (2.31)$$

donde θ es el ángulo cenital.

Si la emisión en la longitud de onda especificada es despreciablemente pequeña, entonces la ecuación puede ser simplificada a

$$dI_\lambda = -k_\lambda I_\lambda \sec \theta du \quad (2.32)$$

Sea la intensidad específica de un rayo I_{λ_0} en la cima ($u = 0$) de la capa absorbente. Su valor (I_λ) después del pasaje a través de la profundidad óptica (o camino óptico $m = u \sec \theta$) es obtenida integrando la ecuación (2.32), esto es

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\sec \theta \int_0^u k_\lambda du} \approx I_{\lambda_0} e^{-k_\lambda m} \quad (2.33)$$

Esta relación es conocida como la ley de Beer.

La relación $I_\lambda / I_{\lambda_0}$ es la transmisividad de la intensidad específica después de un pasaje a través de la profundidad óptica (camino óptico m) del gas absorbente, cuando no se permite la emisión a lo largo del camino.

2.5 Dispersión

La radiación puede también estar sujeta a la dispersión al pasar a través de un medio. Esto involucra solamente un cambio en la dirección de la propagación de la energía de la radiación cuando entra en contacto con partículas que provocan la dispersión. No hay transformación de la energía de la radiación tal como ocurre en el caso de la absorción. Sin embargo ocurre atenuación de la radiación en la dirección de la radiación incidente, debido al hecho de que alguna ha sido dispersada hacia atrás y los costados.

Para partículas tan pequeñas como las moléculas de aire esta dispersión es conocida como la dispersión de Rayleigh. En este caso la relación de los radios de las partículas responsables de la dispersión y la longitud de onda de la radiación incidente es pequeña. Se puede mostrar que la intensidad relativa de la radiación dispersada en una dirección que forma un ángulo θ con el rayo incidente está dada por

$$I_\theta = \text{constante} \times \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \quad (2.34)$$

La mayor parte de la radiación es dispersada hacia atrás o hacia adelante del rayo incidente y la mínima parte en la dirección normal.

El cambio en la intensidad específica (I_λ) de un rayo cuando atraviesa una distancia dx en el medio dispersante está dado por

$$dI_\lambda = -s_\lambda I_\lambda dx \quad (2.35)$$

donde s_λ es el coeficiente de dispersión.

El coeficiente de dispersión puede también ser definido como la disminución de la intensidad de un rayo de área unitaria por una unidad de volumen del medio dispersor.

Puede mostrarse que la dispersión de Rayleigh tiene la forma

$$s_\lambda = \frac{32 \pi^3 (n_\lambda - 1)^2}{3 \lambda^4 N} \frac{\rho}{\rho_0} \quad (2.36)$$

donde N = número de moléculas por unidad de volumen bajo condiciones normales de presión y temperatura; n_λ = índice de refracción en la longitud de onda λ para el aire bajo condiciones normales; ρ = densidad real del aire seco; ρ_0 = densidad del aire seco bajo condiciones normales.

Integrando la (2.36) a lo largo del rayo entrante para un ángulo cenital θ desde la cima de la atmósfera a una altura Z se tiene

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\sec \theta \int_0^H s_\lambda dz} = I_{\lambda_0} e^{-s_{\lambda_0} \frac{\rho H}{\rho_0} \sec \theta} \quad (2.37)$$

donde H es la altura de la atmósfera homogénea y $s_{\lambda_0} = \frac{32 \pi^3 (n_\lambda - 1)^2}{3 \lambda^4 N}$

La ecuación (2.37) es, por lo tanto, análoga a la (2.33) para la absorción de acuerdo con la ley de Beer.

La ecuación (2.36) indica que en la dispersión de Rayleigh el coeficiente de dispersión (s_λ) es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda. Ya que λ en el rango visible varía desde alrededor de $0,4 \mu$ (azul) a $0,8 \mu$ (rojo), es evidente que s_λ es aproximadamente diez y seis veces mayor en el extremo correspondiente al azul de la región visible que en el extremo rojo.

Para partículas mayores que las moléculas de aire, tales como las pequeñas partículas de polvo, es posible definir un coeficiente dispersor de polvo ($s_{d\lambda}$)

$$s_{d\lambda} = \beta \lambda^{-\gamma} \quad (2.38)$$

donde β es proporcional a la densidad de la partícula y γ es un parámetro que decrece cuando aumenta el tamaño de la partícula.

El valor de γ para el promedio del tamaño de partículas bajo condiciones normales es de alrededor de 1,3. Sin embargo, puede haber valores de 0,5 o menores cuando el aire está contaminado con partículas más grandes, tales como las que están suspendidas en el aire, en ocasiones de tormentas de polvo o erupciones volcánicas.

El efecto del decrecimiento del valor de γ es el que hace que la radiación sea dispersada menos selectivamente con respecto a la longitud de onda. En el caso de partículas muy grandes, tales como las que están presentes en el caso de nieblas, el valor de $\gamma = 0$. Este es conocido como reflexión difusa y es la causante del color blanquizco de la niebla.

Cualquier difusión producida por partículas esféricas sin referencia especial a los tamaños relativos de los diámetros de las partículas y de las longitudes de onda de la radiación se conoce como dispersión de Mie en contraposición con la dispersión de Rayleigh. La dispersión de Mie interviene en muchos problemas en relación con la dispersión en la calima y en la nube, en las cuales la relación entre el diámetro y la longitud de onda es del orden de la unidad o mayor.

2.6 Coeficiente de atenuación

Cuando la atenuación de la radiación incidente es debido a la absorción y a la dispersión, o cuando es imposible determinar cuál es el caso, es conveniente definir el coeficiente de atenuación (α_λ). Es una medida de la rapidez de la disminución o la atenuación de la radiación transmitida.

Esta cantidad puede ser identificada por una forma de la ley de Beer

$$dI_\lambda = -\alpha_\lambda I_\lambda dx \quad (2.39)$$

$$I_\lambda = I_{\lambda_0} e^{-\alpha_\lambda x}$$

donde I_λ = intensidad específica en el punto seleccionado en el medio;

I_{λ_0} = intensidad específica inicial;

x = distancia atravesada en el medio en la dirección del rayo;

α_λ = coeficiente de atenuación.

El coeficiente de atenuación es, por lo tanto, el cambio fraccional en la intensidad específica de la radiación por unidad de distancia a lo largo del rayo.

Apéndice III

LAS LEYES DE LOS GASES

En meteorología tratamos frecuentemente con los estados inicial y final de los gases atmosféricos en equilibrio los cuales han estado bajo la acción de procesos energéticos o transformaciones. En los capítulos que tratan de termodinámica se hará referencia a ciertas leyes de los gases. Estas están resumidas en este apéndice.

3.1 Variables de estado

El término "sistema" se refiere a una muestra específica de materia. Ha sido determinado por la experiencia que el "estado de equilibrio" de un sistema puede ser especificado completamente por un número finito de propiedades, tales como la presión, la temperatura y el volumen. Estas propiedades son conocidas como variables de estado o variables termodinámicas.

Un pequeño sistema puede ser descrito termodinámicamente por las siguientes cantidades: volumen (ΔV), masa (Δm), presión (p), temperatura (T) y composición. Si pasa a través de varios procesos físicos, en los cuales no varía su masa o composición, consistirá siempre de las mismas partículas.

En tales casos nos quedan tres variables; volumen, presión y temperatura. Estas son las variables básicas de estado y sus valores definen completamente el estado de un sistema dado.

Expresaremos el volumen por el volumen específico (α). Este es el volumen por unidad de masa, es decir

$$\alpha = \frac{\Delta V}{\Delta m} \quad (3.1)$$

Se ve que es el recíproco de la densidad (ρ)

$$\therefore \alpha = \frac{1}{\rho} \quad (3.2)$$

3.2 Ley de Boyle

Si la temperatura de una masa dada de gas es mantenida constante, su volumen decrece cuando aumenta la presión o viceversa. Esta variación fue descubierta experimentalmente en 1660 por Robert Boyle y los resultados de estos experimentos están resumidos en lo que ahora es conocido como ley de Boyle:

"La presión de una masa dada de gas mantenida a presión constante es inversamente proporcional a su volumen".

Así, a temperatura constante, el volumen de una masa dada de gas decrece a 1/2, 1/3 ó 1/4 de su valor original, si su presión aumenta, respectivamente, 2, 3 ó 4 veces.

Simbólicamente, la ley de Boyle puede expresarse así:

$$p \propto \frac{1}{V}$$

esto es

$$pV = k_1$$

donde k_1 es una constante para una masa dada de gas a una temperatura dada.

La ley de Boyle no es estrictamente exacta para ningún gas real, aunque es una muy buena aproximación para los llamados gases "permanentes" tales como hidrógeno, oxígeno, nitrógeno y helio, todos los cuales son difíciles de licuar. En bajas presiones, la ley de Boyle proporciona, sin embargo, una descripción razonable del comportamiento de los gases reales.

3.3 Ley de Charles

En 1781, Charles, un francés, estudió el efecto del calor sobre los gases mantenidos a una presión constante. Cuando la temperatura variaba, producía cambios en el volumen. Estos cambios son expresados en su forma más simple si la temperatura es dada en grados Kelvin.

Siendo

$$K = 273,15 + C$$

donde K es la temperatura en grados Kelvin y C es la temperatura en grados Celsius.

La escala de temperatura de Kelvin frecuentemente es denominada como la escala absoluta de temperatura.

La expansión y contracción de los gases a presión constante es resumida por la ley de Charles así:

"El volumen de una masa dada de gas mantenido a presión constante es directamente proporcional a su temperatura expresada en grados Kelvin".

Así, a presión constante, una masa de gas dada que ocupa un cierto volumen a 300°K se expandiría dos veces aquel volumen si fuera calentada a 600°K.

La ley de Charles puede ser expresada simbólicamente como:



$$V \propto T$$

esto es

$$V = k_2 T \quad (3.5)$$

donde k_2 es una constante para una masa de gas dada a una presión constante y T es expresada en $^{\circ}\text{K}$.

La Ley de Charles tampoco es exacta para gases reales, pero lo es en mayor grado para aquellos que son difíciles de licuar.

3.4 Combinación de las leyes de Boyle y de Charles

Considerando una masa dada de gas cuyo volumen, presión y temperatura son inicialmente p_1 , V_1 y T_1 , respectivamente.

Suponiendo que primeramente la temperatura es mantenida constante en T_1 $^{\circ}\text{K}$, al mismo tiempo la presión p_1 es aumentada a p_2 . De acuerdo con la ley de Boyle, el volumen aumentará entonces hasta el valor $V_1(p_1/p_2)$.

Ahora dejando la presión constante en p_2 al mismo tiempo que la temperatura es aumentada a T_2 . De la ley de Charles es evidente que el nuevo volumen (V_2) será dado por la ecuación

$$V_2 = V_1 \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{T_2}{T_1}$$

Esto puede ser escrito así:

$$\frac{p_2 V_2}{T_2} = \frac{p_1 V_1}{T_1}$$

esto es

$$\frac{pV}{T} = K \quad (3.6)$$

donde k es constante y T es expresada en grados Kelvin.

3.5 Número de Avogadro

Una unidad conveniente para la masa de la sustancia presente en un sistema es el mol.

Un mol de una sustancia que tiene un peso molecular M tiene una masa de M kg. Por ejemplo: un mol de gas hidrógeno es 2 kg de H_2 , en tanto que un mol de oxígeno es 32 kg de O_2 .

Cada mol de un gas contiene el mismo número de moléculas ($N_A = 6,02 \times 10^{26}$) y el cual es llamado número de Avogadro.

Nota: Algunas veces se hace una distinción entre mol-kilogramo y mol-gramo. En este curso usamos el sistema SI y se refiere sólo a mol-kilogramo.

3.6 Volumen molar

El volumen ocupado por un mol de gas es llamado su volumen molar. Varía con la presión y la temperatura.

El volumen ocupado por un mol de gas en condiciones normales de temperatura y presión (C.N.P.T.) es llamado volumen molar normal (V_m). Estas condiciones se refieren a una temperatura de 0°C ($=273,15^{\circ}\text{K}$) y una presión de una atmósfera normal (1013,250 mb).

Experimentalmente se muestra que el volumen molar normal es casi el mismo para todos los gases reales. Su valor es aproximadamente igual a 22,414 metros cúbicos, esto es

$$V_m = 22,414 \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$$

3.7 La constante de gas por mol

En la sección 3.4 se determina que para una masa de gas dada, $\frac{pV}{T} = \text{constante}$. Si consideramos un mol de gas en C.N.T.P. tendremos

$$p = 1013,250 \text{ mb} = 1013250 \text{ newton metro}^{-2}$$

$$V = 22,414 \text{ m}^3$$

$$T = 273,15^{\circ}\text{K}$$

$$\therefore \frac{pV}{T} = \frac{101325 \times 22,414}{273,15} = 8314 \text{ joule mol}^{-1} \text{ } ^{\circ}\text{K}^{-1}$$

El símbolo adjudicado al último número es R^* y es llamado la constante universal de los gases.

Así, un mol de gas

$$\frac{pV}{T} = R^*$$

esto es

$$pV = R^*T \quad (3.7)$$

3.8 Concepto de un gas ideal

Los gases reales no satisfacen exactamente a la ecuación

$$pV = R^*T$$

Para propósitos teóricos es conveniente postular la existencia del llamado gas ideal para el cual la ecuación anterior es estrictamente válida. Los gases reales se comportan más cercanamente como un gas ideal cuando la presión se hace extremadamente pequeña.

3.9 Ecuación de estado de un gas ideal

En meteorología frecuentemente se tratan estos problemas en relación con la unidad de masa del gas (esto es, 1 kg). El volumen por unidad de masa del gas es el volumen específico (α).

Consideremos el comportamiento de una muestra de gas ideal cuyo espesor molecular es M. Si su volumen es V para la temperatura T y la presión p, tendremos

$$\alpha = \frac{V}{M}$$

La ecuación (3.7) puede entonces ser escrita

$$p \propto M = R^*T$$

$$p = \frac{R^*}{M} T \tag{3.8}$$

La constante $\frac{R^*}{M}$ para un gas cuyo peso molecular es M puede ser escrito como R, esto es

$$R = \frac{R^*}{M} \tag{3.9}$$

La R es la constante específica del gas para un gas dado.

Por lo tanto, por unidad de masa (=1 kg) de un gas ideal, la ecuación (3.8) puede ser escrita en la forma

$$p \propto R T \tag{3.10}$$

Esta es conocida como la ecuación de estado para un gas ideal.

También esta relación es conocida como la ley del gas ideal. Es de notar que si la temperatura permanece constante la ecuación se reduce a la ley de Boyle. Por otra parte, obtenemos la ley de Charles si la presión se mantiene constante. En general, sin embargo, las tres variables de estado (p_1, α y T) varían simultáneamente.

3.10 Mezcla de gases ideales

Con objeto de estudiar el comportamiento de los gases ideales consideremos primeramente la ley de Dalton:

"La presión total ejercida por una mezcla de gases es igual a la suma de las presiones parciales que cada uno ejercería si estuviera sólo ocupando enteramente todo el volumen a la temperatura que tiene la mezcla".

Así, para una mezcla de k componentes

$$p = \sum_1^k p_n = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n + \dots + p_k \tag{3.11}$$

donde p es la presión total y p_n es la presión de la componente enésima.

Supuesto que el volumen de la mezcla es V y

m_n = masa de la componente enésima,

M_n = peso molecular de la componente enésima.

Si cada gas separadamente obedece a la ley del gas ideal (3.10), tendremos

$$p_n = \frac{R^*}{M_n} \frac{m_n}{V} T \tag{3.12}$$

Aplicando la ley de Dalton

$$p = \sum p_n = \frac{R^*T}{V} \sum \frac{m_n}{M_n}$$

$$\text{esto es } p\alpha = R^*T \frac{\sum \frac{m_n}{M_n}}{\sum m_n} \tag{3.13}$$

donde α es el volumen específico de la mezcla.

Podemos definir un peso molecular medio (\bar{M}) para una mezcla de gases ideales haciendo uso de la expresión

$$\frac{1}{\bar{M}} = \frac{\sum \frac{m_n}{M_n}}{\sum m_n} \tag{3.14}$$

La ecuación (3.13) se convierte entonces en

$$p = \frac{R^*}{\bar{M}} T \tag{3.15}$$

Así, la mezcla de gases ideales obedece a la ley de un gas (3.15) la cual es análoga a la ley del gas ideal (3.10) para un sólo componente. La ecuación (3.14) pone en evidencia que el peso molecular medio de la mezcla realmente es un promedio armónico pesado de la masa.

