

JOSÉ LUIS PINEDO VEGA



**FUNDAMENTOS
DE FÍSICA
DE LA ATMÓSFERA**

Fundamentos de Física de la atmósfera

2ª edición

José Luis Pinedo Vega

Fundamentos de Física de la atmósfera

2ª edición

AUTORES:

Carlos Ríos Martínez
Fernando Mireles García
J. Ignacio Dávila Rangel

COLABORADORES:

Angélica Lizbeth Espinosa
Ana Rosa Salazar Román
Astrid Monserrat Banda Dávila
Mario Molina Almaraz
David Jacobo Navarro Solís

Diseño editorial: Carlos Flores Cortés

Portada: Rubén Luna

Segunda edición: 2019

© José Luis Pinedo Vega

© Universidad Autónoma de Zacatecas

“Francisco García Salinas”

Torre de Rectoría 3^{er} piso, Campus UAZ

Siglo XXI, Carretera Zacatecas-Guadalajara

km. 6, Col. Ejido La Escondida

C.P. 98000, Zacatecas, Zac.

investigacionyposgrado@uaz.edu.mx

ISBN: 978-607-555-032-9

Se prohíbe la reproducción total o parcial de esta obra, por cualquier modo electrónico o mecánico, sin la autorización de la institución editora.

A mi hermosa familia:

Armilde,

Tatiana,

Natasha,

José Luis,

Adrien,

Vincent,

Gael,

Leana

y Alejandro.

CONTENIDO

PREFACIO	14
PRÓLOGO	16
INTRODUCCIÓN	19
PRIMERA PARTE: ENERGÍA Y ATMÓSFERA	23
1. ENERGÍA Y RADIACIÓN	24
1.1 Energía y fenómenos naturales	24
1.1.1 Energía en la materia viviente	27
1.1.2 Energía en la materia inanimada	28
1.2 Procesos de transferencia térmica	29
1.3 Propagación del calor	31
1.4 Cuantización de la energía	34
1.4.1 Luz	35
1.4.2 Cuerpo negro	36
1.4.3 Ley de Kirchoff	37
1.5 Radiación	38
1.5.1 Radiación espectral	40
1.6 Ley de radiación	42
1.6.1 Ley de radiación de Planck	45
1.6.2 Constante de Planck	47
1.6.2.1 <i>Efecto fotoeléctrico</i>	49

1.6.3 Ley de Wien	50
1.6.4 Ley de Stefan-Boltzmann	52
1.7 Espectro electromagnético	54
1.7.1 Radiación ultravioleta	60
1.7.1.1 Foto disociación inducida por la radiación UV	61
1.7.1.2 Formación del ozono mediante fotólisis	61
2. INTERCAMBIO DE ENERGÍA EN LA ATMÓSFERA	63
2.1 Radiación solar en el exterior de la atmósfera y constante solar	63
2.2 Temperatura de la Tierra	69
2.2.1 Flujo de radiación solar fuera de la atmósfera	69
2.2.2 Temperatura de emisión de la superficie de la Tierra	71
2.2.2.1 Albedo de la superficie de la Tierra	71
2.2.3 Efecto invernadero	74
2.3 Balance energético de la Tierra	78
2.3.1 Energía de entrada	78
2.3.2 Energía de salida	79
2.4 Intercambio de la energía entre la Tierra y su atmósfera	82
2.5 Comparación con la energía utilizada por las actividades humanas	84
2.6 Incidencia de la radiación solar en la superficie de la Tierra	85
2.6.1 Intensidad de la radiación solar	86
2.6.2 Composición de la radiación solar	92
2.7 Transmitancia espectral de la radiación	94

2.7.1 Difusión de Rayleigh	98
2.7.2 Difusión por los aerosoles	101
2.7.3 Transmitancia debida al ozono	103
2.7.4 Transmitancia debida al vapor de agua	104
2.7.5 Transmitancia debida otros gases	104
2.7.6 Reconstitución espectral de radiación directa	105
SEGUNDA PARTE: ESTRUCTURA DE LA ATMÓSFERA	107
3. ESTRATIFICACIÓN DE LA ATMÓSFERA	108
3.1 Formación de la atmósfera	109
3.2 Estratificación vertical de la atmósfera	111
3.2.1 Estructura de la atmósfera de acuerdo a la absorción de la radiación solar	112
3.2.2 Estructura de la atmósfera de acuerdo a la temperatura	116
3.3 Ecuación general de balance hidrostático	119
3.3.1 La aceleración de la gravedad y su dependencia con la altitud	119
3.3.2 Gradiente de temperatura	124
3.4 Relación entre presión, densidad y temperatura	127
3.4.1 Modelación de la presión en la atmósfera	128
3.4.1.1 <i>Cálculo de presión en la superficie de la Tierra</i>	128
3.4.1.2 <i>Factor de escala en la tropósfera</i>	130
3.4.2 Modelación de la densidad en la atmósfera	133
3.4.2.1 <i>Cálculo de la densidad en la superficie de la Tierra</i>	133

3.4.2.2 <i>Cálculo de la presión en la superficie de la tierra</i>	135
3.4.3 Modelación de la densidad molecular en la atmósfera	136
3.4.3.1 <i>Cálculo de la densidad molecular en la superficie de la Tierra</i>	139
3.5 Masa total de la atmósfera	140
3.5.1 Masa de aire	143
TERCERA PARTE: FUNDAMENTOS DE TEORÍA CINÉTICA	145
4. LEYES DE DISTRIBUCIÓN DE MAXWELL Y BOLTZMANN	146
4.1 Energía cinética y temperatura	146
4.1.2 Constante de Boltzmann	148
4.2 Función de distribución de Maxwell	150
4.2.1 Velocidad cuadrática media	156
4.2.2 Función gamma	157
4.2.3 Velocidad más probable	159
4.2.4 Velocidad promedio	160
4.2.5 Cálculo de la energía cinética molecular promedio	163
4.3 Distribución clásica o Ley de distribución de Maxwell-Boltzmann	165
4.3.1 Deducción alterna de la distribución Maxwell-Boltzmann	168
4.4 Interacción molecular	171
4.4.1 Camino libre medio	171
4.4.2 Relación entre viscosidad y flujo del aire	176
	178

CUARTA PARTE: COMPOSICIÓN DE LA ATMÓSFERA	181
COMPONENTES DE LA ATMÓSFERA	182
5. EL AGUA EN LA ATMÓSFERA	183
5.1 Humedad absoluta, humedad relativa y relación de mezcla	185
5.2 Aerosoles	187
5.3 Movimiento vertical de la atmósfera y teoría de la parcela	189
5.4 Naturaleza de las nubes	191
5.4.1 Efecto Bergeron-Findeisen	192
5.4.2 Efecto de coalescencia o captación	193
5.5 Distribución del vapor de agua en la atmósfera	193
6. GASES QUE PRODUCEN EFECTO INVERNADERO	195
6.1 Gases determinantes en el efecto invernadero	196
6.1.1 Bióxido de carbono	196
6.1.2 Vapor de agua	199
6.1.3 Metano	200
6.1.4 Óxido nitroso	201
6.1.5 Monóxido de carbono	201
6.1.6 Clorofluorocarbonos (CFCs)	202
6.1.6.1 <i>Nomenclatura de los CFCs</i>	203
6.2 Reconocimiento del impacto de los gases que se producen del efecto invernadero	204
6.2.1 Poder de Recalentamiento Global (PRG)	206

6.3 Impacto global de los gases que producen efecto invernadero	207
6.3.1 Cantidad en la atmósfera correspondiente a 1 ppm de cualquier sustancia traza	207
6.3.2 Cuantificación de los GEI acumulados en la atmósfera desde la época preindustrial	209
6.3.3 Tasas de crecimiento de los GEI	212
7. Ozono	213
Unidades Robson (DU)	215
7.1 Formación de la capa de ozono	216
7.1.1 El oxígeno y la dispersión de Rayleigh como blindaje de la radiación UV-C	217
7.1.2 El ozono como blindaje de la radiación UV-B y UV-A	218
7.2 Destrucción no-natural del ozono	220
7.2.1 Clorofluorocarbonos (CFCs)	220
7.2.2 Nomenclatura de los CFCs	221
7.2.3 Halons	222
7.2.4 Descubrimiento de la acción de los CFCs sobre el ozono estratosférico	222
7.2.4.1 <i>Potencial de agotamiento del Ozono</i>	223
7.2.4.2 <i>Reacciones de Chapman</i>	224
7.2.5 Destrucción del ozono e intervención de N ₂ O, NO, NH ₄	225
7.2.7 Destrucción de la capa de ozono en la Antártida	225
7.2.8 Migración del cloro a la estratósfera	226
7.2.9 Acuerdos globales para la protección de la capa de ozono	227

7.3 Tendencias en el comportamiento de la columna total de ozono	229
7.3.1 Comportamiento de la columna total de ozono en función de la latitud	231
7.4 Deterioro de la columna total de ozono	239
7.5 Otras fuentes de inyección de cloro a la estratósfera	241
7.5.1 Erupciones volcánicas	241
7.5.2 Misiones espaciales	242
REFERENCIAS	244
ANEXOS	248
Anexo I	249
Tabla II.1 Espectro solar fuera de la atmósfera (WRC)	249
Anexo II	251
II.1 Características térmicas de los planetas del Sistema solar	251
Anexo III	259
III.1 La Atmósfera Estándar Internacional (ISA)	259
III.2 Atmósfera estándar ICAO, 1993	260
<i>Tropósfera</i>	260
<i>Tropopausa</i>	260
<i>Baja Estratósfera</i>	261
<i>Alta Estratósfera</i>	261
<i>Estratopausa</i>	262
<i>Baja Mesósfera</i>	262

<i>Alta mesósfera</i>	263
<i>Mesopausa</i>	263
<i>Baja Ionósfera</i>	263
Anexo VI	265
Tabla IV.1 Coeficientes de absorción del ozono	265
Tabla IV.2 Coeficientes de absorción del vapor de agua	266
Tabla IV.3 Coeficientes de absorción de otros gases	267
Anexo V	268
Secciones transversales de gases que absorben radiación electromagnética UV y visible en la atmósfera	268

PREFACIO

La primera edición fue realizada por invitación de la Editorial Académica Española. En ella presentamos un primer ensamble de temas con los cuales pretendimos promover la admiración de la atmósfera. En la atmósfera suceden un gran número de procesos sorprendentes, determinantes en la naturaleza. La evolución de la atmósfera requirió cientos de miles de años, jugando un papel esencial en la evolución de las especies. Las diferentes formas de vida que existen dependen de la naturaleza de la atmósfera.

El uso de los combustibles fósiles en la producción industrial y las actividades urbanas han añadido a la atmósfera una diversidad y una cantidad enorme de compuestos químicos con propiedades, muchas de ellas, desconocidas, modificando sustancialmente los componentes de la atmósfera y provocando, entre otras cosas, los cambios climáticos. Ante lo dramático de los cambios climáticos, estudiar y comprender la atmósfera es cada día más importante, pero, aun sin estos fenómenos, analizar la atmósfera resulta sumamente necesario tan sólo por preservar y cultivar el conocimiento sobre su naturaleza.

Preservar la atmósfera tal como se formó a lo largo de la evolución de la Tierra con seguridad sería imposible. Por tal motivo, entre lo poco que podemos hacer es dar cuenta del carácter insustituible de sus propiedades.

Diversas ramas de las ciencias tienen injerencia en estos temas. Nosotros, desde la óptica de la física de la atmósfera, pretendemos promover su comprensión con bases científicas. Deseamos que sirva un poco para alimentar la conciencia social sobre la responsabilidad de la humanidad en el deterioro de la atmósfera.

La realización de esta segunda edición se debe a que la primera tuvo una circulación muy limitada, de tal forma que se puede considerar que fue prácticamente desconocida.

En esta edición se han actualizado y precisado algunos datos, se ha mejorado la estructura y se han incorporado varios temas que quedaron sólo esbozados en la primera.

PRÓLOGO

La Tierra se formó al mismo tiempo que el Sistema solar hace aproximadamente 4570 millones de años por condensación de materia cósmica. La atracción gravitatoria dio lugar a la condensación de núcleos primarios o planetesimales, los cuales de manera paulatina se fueron fusionando. Los choques, producidos durante la condensación, entre la infinidad de núcleos primarios dieron lugar a la liberación en forma de calor de una enorme cantidad de energía. De ahí que la Tierra en su nacimiento debió ser una masa incandescente.

El enfriamiento de la Tierra primitiva debió darse por emisión de radiación y ser relativamente breve en la escala de la formación del Sistema solar. A medida que la Tierra se enfrió, tuvo lugar la formación de los compuestos químicos y con ellos la aparición de la corteza terrestre.

Una vez formada la corteza terrestre el proceso de enfriamiento fue más lento debido al efecto aislante de la corteza. Sin embargo, la temperatura de la corteza debió ser suficientemente elevada para propiciar una actividad geoquímica intensa, que puso las condiciones para la formación de múltiples compuestos, entre los cuales se formaron gases como el nitrógeno (N_2), el bióxido de carbono (CO_2) y el vapor de agua. El gradiente de temperatura entre el magma y la superficie tuvo que formar parte decisiva para producir la exhalación de gases resultado de los procesos geoquímicos.

La gravedad asociada a la masa de la Tierra fue tal que no dejó escapar hacia el espacio exterior los gases de exhalación generados en los procesos geoquímicos. El gradiente de temperatura entre la superficie de la Tierra y aquella atmósfera primitiva necesitó ser tan grande para propiciar intercambios convectivos violentos y cambios de fase abruptos e interacciones continuas con la corteza terrestre. Fue así que comenzó la interacción entre la superficie de la Tierra y su atmósfera. La condensación del vapor de agua produjo el agua líquida sobre la superficie de la Tierra y con ella se favoreció la multiplicación de las reacciones químicas y la formación de compuestos. Una vez alcanzado un cierto equilibrio, la condensación del vapor de agua poco a poco dio lugar a la hidrósfera.

Infinidad de planetas y satélites tienen atmósfera, pero ninguna es similar a la de la Tierra. En ellas pueden ocurrir algunos fenómenos similares a los de la atmósfera de la Tierra pero en proporciones muy diferentes. En todos ellos puede haber, efecto invernadero, intercambio de energía entre el suelo y la atmósfera, cambios de fase de algunos componentes de la atmósfera, etc.

La causa fundamental de que los fenómenos naturales de cada planeta sean diferentes radica en la naturaleza de cada planeta. De su masa depende la gravedad, de ésta y la temperatura depende la composición de la atmósfera, y ella determina la naturaleza de los fenómenos naturales. La atmósfera de Venus, por ejemplo, tiene concentraciones tan altas en CO₂ que su temperatura promedio es de 480°C; a esta temperatura funde el plomo, por lo tanto, de haber agua estaría en forma de vapor. Los planetas con apariencia gaseosa —Júpiter, Saturno, Urano, Neptuno y Plutón— son tan fríos que de existir el agua sólo podría estar en estado sólido, mientras que otros componentes, que en nuestra atmósfera son gases, en ellos están en estado líquido.

La atmósfera es un componente fundamental de la Tierra que la hace un planeta especial —el único conocido que alberga una infinidad de especies vivientes—. Una de las funciones vitales de la atmósfera es la de mantener una gama de temperaturas adecuada para que el agua coexista en sus tres estados. El agua en su estado líquido es necesaria para la existencia de la vida. Pero para que las especies vivientes estén distribuidas en la forma como están es esencial la redistribución del agua sobre la superficie de la Tierra. Ésta es una segunda función vital que realiza la atmósfera.

Los factores determinantes de las propiedades de la atmósfera son: *i*) la *masa* de la Tierra, a la cual está asociada la aceleración de la gravedad, que ha impedido el escape de los gases de la atmósfera hacia el espacio; *ii*) la *distancia del Sol a la Tierra*, fundamental para definir una intensidad adecuada del flujo de radiación solar —fuente de energía propiciatoria de la formación de la atmósfera y determinante de un equilibrio térmico, que permitió la existencia del agua en sus tres estados—; *iii*) la *naturaleza de la radiación solar* hacia a la Tierra que dio lugar a una fotoquímica precisa y, entre otras cosas, es fundamental en la fotosíntesis, y *iv*) la

naturaleza de la atmósfera, es decir, la composición precisa y las condiciones de temperatura, de presión que han determinado una distribución y una estratificación especial de los componentes de la atmósfera, convenientes para producir el conjunto de fenómenos naturales conocidos.

A menudo se destaca que la vida sobre la Tierra es la más preciada diferencia de nuestro planeta respecto al universo entero. El propósito de esta edición es centrar la atención en el papel determinante de la atmósfera como causa primordial de diferenciación de la Tierra en relación con el resto de los planetas. Para ello se comienza por describir la naturaleza de los fenómenos naturales y el imprescindible papel de la energía. Luego, desde el punto de vista microscópico, se describen algunas de las propiedades macroscópicas de la atmósfera y se abordan cuestiones como: ¿por qué la Tierra tiene atmósfera?, ¿por qué la atmósfera no se escapa de gravedad de la Tierra?, ¿cuál es el papel de la radiación del Sol?, ¿por qué se da el efecto invernadero?, ¿de qué orden de magnitud es la cantidad de agua suspendida en la atmósfera? y ¿por qué las nubes no se caen encima de nosotros?

Ineludiblemente, la Física es la disciplina apropiada para describir la atmósfera. En esta edición se adaptan elementos y teorías de la Física, como la Teoría de la radiación y la Teoría cinética molecular para describir su interrelación con la atmósfera. Se presenta la deducción de las funciones de distribución de Maxwell y Maxwell-Boltzmann y se muestra su utilidad para describir la estratificación de la atmósfera. Con el paso del tiempo, de manera paradójica parece estarse abandonando la revisión teórica y se ha vuelto rutinario el adoptar muchas leyes de la Física en forma dogmática, sacrificando el carácter formativo que aporta la elaboración teórica. Por ello y por su interés histórico, varias de las deducciones se han incluido. La sistematización puede facilitar al lector la comprensión y posibilitar su aplicación en razonamientos similares.

INTRODUCCIÓN

La palabra *clima* viene del griego. En su origen designa la inclinación de la dirección del Sol respecto al plano horizontal de un lugar. Con el tiempo ha tomado el significado que involucra el conjunto de circunstancias atmosféricas y meteorológicas características de una región de la Tierra. Para una misma zona a lo largo del año, el espíritu de la palabra clima preserva el sentido original. De ahí que, denominaciones como clima oceánico, continental, montañoso, tropical, polar, desértico, estepario, etc., no son nada extrañas y, en cierta forma, continúan siendo suficientemente descriptivas. Aunque, en efecto, para una inclinación similar de los rayos del Sol, es decir semejante en latitud pero a diferente longitud y altitud, las circunstancias meteorológicas pueden ser muy distintas incluso en la misma época del año. En tal caso la interpretación original de la palabra clima pareciera perder sentido. A pesar de todo, este vocablo preserva el significado original en el ámbito local o para una región en donde la latitud y altitud es análoga.

En los años setenta, al mismo tiempo que se intentaba sistematizar las regularidades del clima, se comenzaron a observar diversas desregulaciones climáticas a nivel global. Con el paso de los años, estas desregulaciones parecen estar acentuándose, se les ha denominado: *cambios climáticos*; éstos se han convertido en un objeto de estudio común a múltiples disciplinas. La preocupación de la comunidad científica por los cambios climáticos ha conducido a la multiplicación de investigaciones y de líneas de estudio, de tal forma que las ciencias de la atmósfera resultan ser un mundo cada vez más complejo y difícil de dominar.

Las ciencias atmosféricas tienen como objetivo común entender la atmósfera. Han alcanzado una importancia capital, a partir del descubrimiento del hueco de la capa de ozono estratosférico en la Antártida, el recrudecimiento de los cambios climáticos y la multiplicación de los desastres naturales. Hasta la década de los sesenta, las ciencias atmosféricas tuvieron como eje dominante a la meteorología y más precisamente a la dinámica de la atmósfera como un desarrollo particular de la hidrodinámica. Ello obedeció a que el desafío tecnológico fundamental era la previsión del clima.

Las innovaciones tecnológicas ocurridas en otros campos científicos tuvieron un enorme impacto sobre las ciencias de la atmósfera y con ello se

modificaron los ejes principales de la investigación y del desarrollo tecnológico. Las observaciones globales de la Tierra mediante satélites, el desarrollo de sistemas computacionales sofisticados y la importancia otorgada por la comunidad científica posibilitaron el desarrollo explosivo de las ciencias atmosféricas en los últimos años.

La **Meteorología** se puede definir como la ciencia que estudia los procesos y fenómenos físicos en la atmósfera. Éstos son: dinámicos, termodinámicos, ópticos, eléctricos, etc. La meteorología describe el estado de la atmósfera en cuatro diferentes escalas en tiempo y espacio:

a) Microescala: los sistemas de dimensiones del orden de centímetros a metros y que pueden durar unos cuantos segundos o minutos, tales como las *microexplosiones* o *eddies turbulentos* cerca de la superficie.

b) Mesoescala: los sistemas con una escala del orden de varios cientos de metros a kilómetros y con duración de unas cuantas horas, tales como las tormentas convectivas, las circulaciones de brisas, los vientos de montaña y valles. En la práctica, la microescala y la mesoescala se pueden agrupar en lo que se conoce como la escala local.

c) Escala sinóptica: los sistemas que tienen diámetros de varios cientos de kilómetros y una duración de varios días o semanas, tales como los ciclones de latitudes medias y los huracanes.

d) Escala planetaria: los sistemas del orden de varios miles de kilómetros y con duración de varias semanas o meses, tales como las grandes celdas de circulación, las ondas planetarias, la corriente de *chorro* y las circulaciones monzónicas.

La **Climatología** refiere a las escalas de tiempo de mayor período. El clima es el valor promedio de las variables físicas del sistema terrestre en el cual se encuentran sumergidos todos los procesos meteorológicos, para un período de tiempo del orden de 30 años. La Física del clima trata de explicar en forma integral cómo funciona el clima en la Tierra. Tradicionalmente, evidencias del clima como las estaciones del año, los ciclos pluviales, y entre éstos las lluvias torrenciales, los huracanes, los tornados y las temporadas de sequía eran entendidos como fenómenos locales o fenómenos aislados. Si bien las variaciones de estas manifestaciones eran objeto de atención de los especialistas, lo eran en forma fragmentada.

En este sentido, los *fenómenos climáticos* son aquellos que se desvían del clima típico y que pueden abarcar varios años, un ejemplo: *El niño*. A su vez, los fenómenos climáticos pueden dar origen a fenómenos meteorológicos extremos, como las intensas lluvias en Ecuador y Perú durante los eventos cálidos de *El niño*.

El clima comenzó a ser entendido como un fenómeno de dimensiones globales hasta muy recientemente. Hasta 1975 *El niño* era considerado como un fenómeno local de las costas de Ecuador y Perú. Ese año (1975) Klaus Wyrki de la Universidad de Hawaii propuso una explicación global al fenómeno. De manera posterior, bajo el programa TOGA (Tropical Ocean and Global Atmosphere) entre 1985 y 1992, se llevó a cabo la instalación colosal del sistema de observación en red TAO (Tropical Atmosphere Ocean) que permitió detectar los indicios del fenómeno desde noviembre de 1996.

Dada la complejidad de fenómenos que intervienen en determinar el clima, en forma constructiva la Física del clima comienza a explicar, a través de las leyes de la física, modelos simplificados que permiten establecer la importancia de cada uno de los elementos que intervienen en la prescripción del clima. El propio sentido común nos dice que las manifestaciones del clima son la temperatura ambiente, los vientos, la humedad del medio ambiente, las precipitaciones, etc.

Las investigaciones modernas establecieron la interrelación entre la meteorología física y la meteorología dinámica dando lugar a la ***Física de la atmósfera***, disciplina que conjunta la termodinámica atmosférica, el equilibrio hidrostático, la radiación solar, las nubes y la dinámica de la atmósfera.

Los objetivos de la *Física de la atmósfera* son: el desarrollo de las ecuaciones que permiten tratar el movimiento atmosférico a diferentes escalas: circulación general, sinóptica y escala local; el estudio de los procesos termodinámicos que se dan en la atmósfera, el balance radiativo Tierra-atmósfera y los procesos físicos que son inducidos por los aerosoles. Podría decirse que es una disciplina que aún no termina de sistematizarse.

Existen relativamente pocas publicaciones dedicadas de manera específica a la Física de la atmósfera, las cuales varían en estructuras, enfoques y profundidad. La mayor parte de ellas son destinadas a especialistas, y tal vez por ello la explicación de temas básicos por lo general se subestima.

Esta edición pretende situarse en un nivel intermedio de formalización. Está dirigida a estudiantes de y profesionales en las Ciencias naturales, las Físico-matemáticas y la Ingeniería. Se atiende al aspecto divulgativo, pero con frecuencia se recurre a la formalización de las leyes físicas que permiten describir diversos fenómenos que se desarrollan en la atmósfera. Es una edición para quien no teniendo formación en meteorología, climatología o física de la atmósfera tenga interés de interiorizarse en estas problemáticas con mayores bases teóricas.

Se asume que el revisar los principios físicos de fenómenos atmosféricos es un requisito importante para entender con mayor profundidad el origen y naturaleza de la atmósfera y para reevaluar su papel.

El intercambio de energía Sol-Tierra-Atmósfera resulta ser de dimensiones colosales. La composición de la atmósfera y las propiedades físico-químicas de sus componentes se manifiestan determinantes en su comportamiento. La naturaleza de la radiación solar y la distancia entre el Sol y la Tierra, maravillosamente, hacen que la fotosíntesis se presente, que el ozono exista en cantidades adecuadas para evitar que los niveles de radiación ultravioleta sean elevados, que el flujo de energía que proviene de Sol sea propicio para que el clima se reproduzca año con año permitiendo a la naturaleza un desarrollo continuo.

La atmósfera como sistema, con todas sus especificidades, ocasiona que la vida sea como es y no de otra manera. Lo importante no es sólo contemplar que la vida exista, sino tratar de explicar por qué es de la forma en que la conocemos.

PRIMERA PARTE: ENERGÍA Y ATMÓSFERA

1. ENERGÍA Y RADIACIÓN

1.1 Energía y fenómenos naturales

Nuestra cultura nos dicta que la Tierra es un planeta especial, el único habitado por especies vivientes y en especial por la humanidad. Sin embargo no es muy frecuente que profundicemos en la diferencia con respecto a otros planetas o en las causas de fondo que hacen a nuestro planeta impar.

Históricamente, hasta hace poco más de 500 años se consideraba a la Tierra el centro del universo. Esto le daba el carácter de un planeta *único*, el centro de referencia. La astronomía descubrió que la Tierra era un planeta más, que giraba sobre su propio eje y que acompañado de su satélite plateado —de acuerdo a las leyes de Kepler— se comportaba igual que los otros: seguía una trayectoria elíptica alrededor del Sol, la línea que une a cada planeta con el Sol barre áreas iguales en tiempos iguales, etc.

Años más tarde se conoció que el Sol era tan sólo una estrella sumada a más de cien mil millones de otras estrellas que conforman nuestra galaxia: la *Vía láctea*. Y, como el Sol no está situado en el centro de la Galaxia, resultó que viaja siguiendo una órbita elíptica que le toma varios cientos de millones de años. La galaxia misma devino apenas en un poblado más, en un universo de diez mil millones de galaxias.

Con rapidez, la Tierra se hizo tan pequeña y el sistema solar también empequeñeció tanto que se fundió en el universo. Como la Tierra había sido bautizada mucho antes de conocer su identidad nadie reclamó un nombre masculino, y a pesar de que su dimensión se redujo a proporciones ínfimas en la escala del universo, la Tierra para la humanidad siguió siendo un planeta especial, justo porque reúne las condiciones que hacen posible la vida.

Es probable que nunca sepamos por qué la Tierra es el único planeta conocido donde hay vida. Pero lo que sí podemos hacer es empezar por resaltar las diferencias entre planetas, para con ello destacar algunas causas de fondo que hacen a la Tierra tan notable.

La divergencia principal entre planetas radica en la actividad propia de cada uno. Es poco común interrogarse sobre la actividad interna de los planetas, pero, por muy apacibles o inhóspitos que nos parezcan, todos los planetas tienen una actividad inherente. Y no se trata de los movimientos de

traslación y rotación. Estos movimientos están regulados por las fuerzas de atracción gravitatoria, las cuales son conservativas y justo por eso no requieren ni disipan energía.

La actividad que se pretende poner en el centro de atención comprende el conjunto de fenómenos que ocurren en el interior de un planeta y que sólo se realizan gracias a la disponibilidad de una cantidad relativamente precisa de energía.

A la actividad propia de la Tierra se le conoce como *fenómenos naturales*. En el caso de otros planetas es raro encontrar la misma denominación, con seguridad porque las imágenes tan inhóspitas que se conocen de ellos dan la impresión de que éstos no tienen actividad alguna. Sin embargo lo que en ellos exista, por más apacible que sea, no puede ser otra cosa que fenómenos naturales.

En el caso de la Tierra *los fenómenos naturales* —la lluvia, los vientos, las mareas, los huracanes, las explosiones volcánicas, los movimientos telúricos, etcétera— constituyen manifestaciones de la actividad del planeta a nivel macroscópico. Estamos familiarizados con la mayoría de esos fenómenos naturales, aunque suele ser poco frecuente el interrogarnos sobre su naturaleza: su origen, factores determinantes, la fuerza motriz que los causa, la dimensión de cada uno.

Con frecuencia se disocia al fenómeno de su origen y factores que lo determinan y, en el mejor de los casos, el análisis es tan sólo de carácter descriptivo. Y si no somos reflexivos con respecto a nuestros propios fenómenos naturales, es comprensible que lo que sucede en otros planetas pase completamente desapercibido.

La lluvia, por ejemplo, implica primero el cambio de fase del agua de la superficie de la Tierra: del estado líquido al estado gaseoso. El medio natural del vapor de agua, de manera similar a cualquier gas, es la atmósfera, donde el vapor de agua se asocia formando nubes. Los vientos constituyen el vehículo que redistribuye las nubes por encima de la superficie de la Tierra. Al enfriarse el vapor se condensa haciendo que el agua regrese al estado líquido. La condensación da lugar a diminutas gotas de agua que cuando alcanzan un cierto tamaño se precipitan por acción de la gravedad.

Esta descripción no toma en cuenta la importancia ineludible de la energía que da lugar a los cambios de estado del agua y a su redistribución sobre la

superficie de la Tierra. La energía juega un papel motriz: sin el calor o la energía del Sol no es posible la evaporación del agua ni la inducción de los vientos, vehículo de las nubes.

El Sol es una fuente de energía de dimensiones impresionantes, provocadora de los fenómenos naturales de la Tierra y de todos los planetas del sistema solar.

En la Tierra, sobre cada metro cuadrado de superficie hay en promedio 24 kg de agua en sus tres estados, formando las nubes y en forma de vapor invisible. Las nubes llegan a pesar miles de toneladas y a pesar de ello no se caen sobre nosotros. Todo esto pasa desapercibido.

Se requieren 2.5×10^6 J de energía para evaporar un kilogramo de agua de la superficie de la Tierra; esta cantidad equivale a la energía consumida por un foco de 100 W durante siete horas. La radiación solar es la fuente de energía que promueve la evaporación del agua de la superficie de la Tierra.

Para tener idea de lo que eso significa, hay que tener presente que el agua contenida en la atmósfera es alrededor de 4.3×10^{14} toneladas, tanto en forma de nubes (97.2%) como de vapor de agua (2.8%). Para evaporar esa cantidad de agua de los océanos y mares se necesitó una energía del orden de 11.5×10^{23} J. Dado que una tonelada equivalente de petróleo (1 Tep) contiene 42×10^9 J de energía, esa cantidad (11.5×10^{23} J) equivalente a 27.38×10^{12} barriles de petróleo. Es decir una energía equivalente a 2118 veces el consumo anual de toda la humanidad en el año 2014. Ésta ascendió a 12928.4 millones de barriles equivalentes de petróleo. Lo cual implica que no hay recursos energéticos terrestres capaces de restituir el agua de la atmósfera, si por azar se apagara el Sol; cosa que tendría muchas otras implicaciones.

Al condensarse el vapor de agua para formar las diminutas gotas de agua líquida que componen una nube, se libera la misma cantidad de energía que se ocupó para la evaporación (2.5×10^6 J/kg). Si la nube es colosal como en el caso de los ciclones o huracanes, esa energía induce movimientos violentos de circulación de la atmósfera.

De manera general, los factores determinantes en los fenómenos naturales de cualquier planeta son, el estado físico de los elementos que intervienen en cada fenómeno y la *energía* disponible.

La *energía* es fundamental en todo tipo de procesos. Sin una fuente de energía o sin intercambio de energía no habría fenómeno alguno. A menudo esto pasa desapercibido porque fuera de la física y la ingeniería, en la cultural social es poco frecuente discernir conceptualmente sobre la naturaleza de la energía.

De hecho la palabra *energía* se incorporó en la historia de la humanidad en una época relativamente reciente. Hasta mediados del siglo XIX, la palabra *fuerza* reinaba aún en las ciencias, la literatura, la filosofía y en las artes. Aunque a mediados del siglo XVII, el filósofo y matemático alemán Gottfried Wilhelm Leibniz (1646-1716) introdujo la denominación *fuerza viva*, “vis viva”, que hacía ver al concepto *fuerza* bastante estático.¹

La palabra *energía* emergió propiamente hasta el siglo XIX, extraída de las etimologías latinas por su significado *fuerza en acción*.

A partir de entonces *energía* comenzó a suplantarse la palabra fuerza, llegando a ser evocada como una nueva categoría filosófica. Sin embargo, aun hoy día, el concepto de energía escapa al sentido común con mucha frecuencia. En efecto, nombrarlo requiere un poco de vocación analítica, la cual por lo general no se cultiva en forma espontánea.

1.1.1 Energía en la materia viviente

Considérese *una planta* como ejemplo: en una primera impresión podría pensarse que sólo depende del hábitat para vivir, es decir, que vive simplemente gracias a lo hospitalario de su hábitat. Si así fuera, el hábitat — fundamental sin duda para su desarrollo— sería en sí la fuerza motriz de los procesos de crecimiento de la planta. Pero una cosa son las condiciones de vida

¹ Bell, E. T., "Ch. 7 Master of All Trades: Leibniz", in *Men of Mathematics: The Lives and Achievements of the Great Mathematicians from Zeno to Poincaré*, New York, Simon and Schuster, 1986, pp. 117-130. Broad, C. D. and Lewy, C., *Leibniz: An Introduction*, London, Cambridge University Press, 1975.

—temperatura, humedad y presión del medio ambiente, nutrientes— y otra, muy diferente, los procesos biológicos que conforman la vida. Los nutrientes no se incorporan por sí solos a la planta. El crecimiento de la planta implica la incorporación de materia —en esencia de carbono proveniente del CO_2 de la atmósfera y de agua venida del suelo— y su conversión en materia orgánica —glucosa y otros compuestos que constituyen los nutrientes de las células—. Este proceso conocido como *fotosíntesis* no es espontáneo, requiere energía —luz visible— para llevarse a cabo. Éste es un ejemplo muy sutil que tiene como fin dar relevancia al papel de la energía.

En el caso de los animales, el hecho de que tengan la propiedad de moverse les permite, según nuestra lógica, asociar más fácilmente la participación de la energía. La energía se asocia aquí al movimiento, aunque también debiera relacionarse con el crecimiento. Los alimentos constituyen la fuente de energía tanto del movimiento como del desarrollo de los animales.

1.1.2 Energía en la materia inanimada

Y si la energía es imprescindible en las especies vivientes, la pregunta sería ¿cómo interviene la energía en la materia inanimada? o, antes que eso, ¿interviene la energía sobre la materia inanimada? La respuesta a priori es afirmativa. Y en efecto, la materia en general tiene un cierto comportamiento, dependiendo de su estado físico, el que a su vez depende de su temperatura, de la presión y la gravedad. La temperatura resulta del equilibrio térmico o del balance energético de un objeto; está asociada al intercambio de energía o diferencia entre la energía recibida y la energía emitida por el objeto.

El comportamiento del agua con relación a su temperatura resulta ser un ejemplo muy simple pero muy elocuente. A nivel del mar o a una atmósfera de presión si la temperatura está entre 0 y 100°C , el agua es líquida. Si la temperatura es inferior 0°C el agua es hielo y se encuentra en estado sólido. Y si la temperatura es mayor a 100°C el agua se encuentra en forma de vapor.

La *temperatura* es un parámetro termodinámico intrínseco al estado físico de una sustancia, y del estado físico dependen las propiedades químicas, físicas, y en algunos casos biológicas, de esa sustancia.

Existe pues una correspondencia entre las propiedades de la materia y la temperatura. El ejemplo del agua es muy elocuente, basta con que cambie la temperatura para que se modifiquen las propiedades —capacidad calorífica, densidad, conductividad e incluso cambios de estado—. Y si esto sucede con el agua, podemos decir que sucede con toda la materia, incluidos los objetos del universo.

A nivel del mar las cosas parecen bastante simples. Sin embargo, a diferentes altitudes, los fenómenos no ocurren de la misma manera que a nivel del mar. A manera de ejemplo, a una altitud de varios kilómetros, es común que existan gotas de agua líquida a -40°C . Esto, en una primera impresión, choca con el sentido común, puesto que hemos aprendido que a 0°C el agua se congela. Lo que sucede es que en altitud la presión es muy baja, en consecuencia las fuerzas de atracción molecular son más débiles por tanto el agua puede permanecer en estado líquido.

1.2 Procesos de transferencia térmica

De acuerdo a la 2ª Ley de la Termodinámica: *“Entre dos objetos a diferente temperatura, habrá siempre una transferencia de energía del objeto de mayor temperatura al objeto de menor temperatura”*.

Los procesos de transferencia están por todas partes y nuestra cultura no es ajena a ellos. El intercambio de calor con el ambiente es un ejemplo muy ilustrativo de ello:

Entre la temperatura de cualquier persona 37°C y la temperatura ambiente, digamos 18°C o menos, hay una diferencia de temperatura de 19°C o más. Esto conlleva una transferencia o pérdida de calor continua del cuerpo humano hacia el medio ambiente, mayor en la medida que esa diferencia de temperatura sea mayor.

A la diferencia de temperatura, de forma convencional, se le denominada *gradiente de temperatura*.

En invierno el gradiente de temperatura entre nuestro cuerpo y el medio ambiente es mayor que en el verano, por tanto la pérdida de calor o de energía es mayor en invierno que en verano. Y para evitar que la pérdida de energía sea enorme se necesita o bien abrigarse o utilizar calefacción. Abrigarse no

es otra cosa que utilizar un aislante térmico que disminuye la rapidez de pérdida de energía. De manera alternativa, la calefacción evita que el gradiente de temperatura sea grande. Ambas cosas proporcionan confort y a su vez reducen el riesgo de enfermedades.

Los organismos, para vivir y desarrollar sus funciones, necesitan estar a una temperatura específica, normalmente superior al ambiente. Para ello es forzosa una fuente de energía. En el caso de los seres vivos la energía que mantiene el funcionamiento integral de cada organismo tiene como origen los alimentos. Expuesto a una temperatura ambiente baja, el organismo consume mayor cantidad de energía para compensar la pérdida de energía hacia el ambiente. Abrigarse es un método de ahorro de energía. Un procedimiento alternativo sería ingerir alimentos en mayor proporción o con mayor contenido energético.

En el caso de los niños, protegerlos del frío propicia que los nutrientes derivados de los alimentos puedan ser aprovechados de mejor manera en su fortalecimiento físico y no simplemente que sean utilizados en mantener la temperatura del organismo.

En el verano el gradiente de temperatura con el medio ambiente es menor y, en consecuencia, la transferencia térmica también es menor. Si la temperatura ambiente rebasa los 30°C, el gradiente de temperatura es muy pequeño, como resultado, la liberación de calor tiende a ser nula; en tales condiciones el exceso de calor es sofocante; para mantener un mínimo de confort es necesario usar ropa ligera o bien utilizar un ventilador o aire acondicionado, cuya corriente de aire ayude a eliminar calor o a mantener un gradiente del orden de 20°C, de lo contrario el organismo recurre a otro medio de liberación del calor excedente: la transpiración.

Los procesos de transferencia de energía o de transferencia térmica nos rodean por todas partes. Las erupciones volcánicas, los incendios forestales, los huracanes, la lluvia, las mareas, los sismos, los tsunamis y demás nos muestran la dimensión que pueden alcanzar los fenómenos de transferencia de energía.

El medio ambiente y la naturaleza son en sí grandes escuelas de las que aprendemos o podríamos aprender continuamente. Por desgracia es poco frecuente que seamos reflexivos ante los fenómenos naturales.

Nuestra acción y reacción cotidiana ante los cambios climáticos suele ser intuitiva o mecánica, pero a su vez correcta. La protección de un bebé o un enfermo a corrientes de aire, cambios de temperatura y humedad, además del manejo o uso de múltiples aparatos —estufas, hornos, calentadores, refrigeradores, radiadores, etc.— evidencian la cultura social, nada despreciable, relacionada con los procesos térmicos.

El hecho de que experimentemos o estemos expuestos continuamente a procesos térmicos hace que se imponga de manera natural el método empírico-experimental de aprendizaje. Sin embargo, por lo general, los procesos resultan tan familiares que suelen merecernos poca atención. Es decir, tenemos la escuela, las lecciones, pero —como ocurre con frecuencia— no siempre se aprovechan las enseñanzas y es poco usual que nuestra capacidad de retención sea del cien por ciento. Justo por eso, un buen número de accidentes ocurren por negligencia, porque no conocemos o no hemos asimilado bien los conocimientos. Luego, los accidentes suelen convertirse en una fuente implacable de aprendizaje.

Evidentemente todos los días aprendemos o podemos entender, pero ¿con qué profundidad?

Lo complicado del método empírico-experimental es que aprender no es tan mecánico como se quisiera; los fenómenos pueden pasar desapercibidos frente a nosotros. Se hace necesaria una cierta percepción y una capacidad de análisis que con dificultad se adquiere de manera espontánea. La humanidad entera está inmersa en un mundo de procesos, se familiariza con un gran número de ellos, pero es imposible que todo mundo sea especialista en todo. Aunque es deseable fortalecer y formalizar el nivel cultural en éste y otros dominios.

1.3 Propagación del calor

No hay fenómeno que ocurra sin la intervención de la energía. Y en un proceso real la transferencia de energía suele ser una combinación de varios mecanismos de transferencia.

Entre todos los procesos de transferencia de energía, los más comunes o los primeros que se estudian en física son los relacionados con la transferencia

de calor. Por lo común, calor se maneja como sinónimo de energía, aunque esto no es del todo correcto. Cuando se habla de calor se refiere a energía en tránsito, o energía asociada o provocada por un gradiente de temperatura.

El concepto de energía es más amplio que el de calor, justamente porque hay otras formas de energía no asociadas con la temperatura, como la energía potencial, la energía cinética y la radiación.

Los procesos de transferencia de energía en forma de calor, o *propagación de calor*, suelen ser una combinación de los tres mecanismos de transferencia: *la conducción, la convección y la radiación*.

La **conducción** es un mecanismo de transferencia de energía propia de los sólidos. Los metales son los mejores conductores de energía en forma de calor. La conducción de calor es el único proceso de transferencia de energía en un sistema sólido. En esta forma de transferencia las moléculas del sólido transmiten el calor a las moléculas vecinas en forma de vibraciones —energía de vibración—. Cuando tocamos un metal a una temperatura superior a la nuestra, lo que se percibe es resultado de esas vibraciones de sus átomos, mismas que son mayores en la medida en que la temperatura es mayor.

La transferencia de calor por conducción es mayor si el gradiente de temperatura entre dos extremos o secciones de un objeto es mayor. La cantidad física que permite cuantificar la transferencia de calor se llama flujo.

La aseveración anterior puede enunciarse en forma más apropiada como: El flujo de calor por conducción, q , es proporcional al gradiente de la temperatura, ΔT . Esto es $q \propto \Delta T$, o bien, $q = k\Delta T$, donde a la constante de proporcionalidad k se le llama coeficiente de conductividad térmica, y refleja la capacidad de conducción de calor de un material.

En la **Tabla 1.1** se presentan las conductividades térmicas de diferentes materiales metálicos y no-metálicos. Entre más alto sea el coeficiente de conductividad térmica de un material más rápido conduce el calor, más rápido cambia de temperatura.

La ecuación general que describe la transferencia de energía por conducción a través del tiempo es la ecuación de transporte. Ésta es de carácter fenomenológico; establece que la razón de cambio de temperatura de un sistema a través del tiempo es resultado de las pérdidas y ganancias de energía. En forma diferencial

$$\nabla \cdot \kappa \nabla T + q = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.1)$$

donde: q es el flujo de energía, T es la temperatura, t es el tiempo, ρ es la densidad del material, C es la capacidad calorífica y κ es la conductividad térmica.²

Esta ecuación pone en evidencia que los procesos de transferencia de energía son intrínsecos a la naturaleza térmica de un sistema, cuantificada a través de sus propiedades térmicas —capacidad calorífica, densidad y conductividad—. Es decir, que la *conducción* de calor requiere un medio de propagación.

En una dimensión, en estado estacionario y en forma diferencial, la ecuación de transferencia de energía por conducción se reduce a

$$q = -\kappa A \frac{dT}{dx} \quad (1.2)$$

donde A es el área transversal de un material conductor de calor y $\frac{dT}{dx}$ es la razón o ritmo de cambio de la temperatura por unidad de longitud.

La *convección* es propia de los líquidos y los gases. Para ejemplificar la convección tengamos en cuenta que expuestos al ambiente, a medida que la velocidad del viento aumenta, perdemos más calor, o en lenguaje cotidiano, sentimos más el frío.

² ¡Atención! En esta sección (§ 1.3) se ha utilizado κ para designar la conductividad térmica. No confundir con la constante de Boltzmann k que se utilizará a partir de § 1.5.

TABLA 1.1 Conductividades térmicas típicas

<i>Material</i>	κ (W/mK)
Plata	406.0
Cobre	385.0
Aluminio	205.0
Acero	50.2
Plomo	34.7
Mercurio	8.3
Vidrio	0.8
Concreto	0.8
Ladrillo	0.6
Corcho	0.04

La transferencia de calor por convección se expresa mediante la Ley de enfriamiento de Newton:

$$q = hA(T_s - T_\infty) \quad (1.3)$$

donde T_s es la temperatura de la superficie, A es el área de la superficie, T_∞ es la temperatura del fluido y h es el coeficiente de transferencia de calor.³ Éste depende de las propiedades del fluido (velocidad, densidad y viscosidad) y de la rugosidad de la superficie en contacto con el fluido.

En la convección son las propias moléculas del medio —gas o líquido— las que adquieren y aportan la energía en forma de energía cinética.

La circulación de la atmósfera y la de las corrientes oceánicas son dos fenómenos de dimensiones planetarias que expresan la magnitud que puede alcanzar la convección y la importancia que tiene en el equilibrio térmico del planeta.

1.4 Cuantización de la energía

En las ciencias, entre mediados del siglo XVII y finales del siglo XIX, *la luz* y *el calor* fueron tratadas como entidades físicas de diferente naturaleza. El

³ Frecuentemente el coeficiente de transferencia de calor utiliza el mismo símbolo h que la constante de Planck (§ 1.6.1).

desarrollo científico que experimentaron ambas formas de energía tuvo un desarrollo muy lento, debido entre otras cosas a las dificultades técnicas para su estudio.

1.4.1 Luz

La luz comenzó a salir del empirismo mucho antes que el calor. En tiempos de Newton (1642-1727) se entendía *la luz* como una corriente de partículas o corpúsculos. Galileo intentó de manera infructuosa calcular la velocidad de la luz. En 1665 se formularon las primeras conjeturas de la naturaleza ondulatoria de la luz. En 1667 el astrónomo danés Olaf Roemer midió la velocidad de la luz mediante la observación del movimiento de los satélites de Júpiter.

Armand Hippolyte Louis Fizeau (1819-1896), 182 años después, en 1849, hizo la primera medición terrestre con un sistema de espejos separados entre las colinas de Montmartre y Suresnes en París (**Figura 1.1**). Usó la luz del Sol y un sistema compuesto por un estroboscopio y dos telescopios en los que la imagen del objetivo de cada uno se formaba en el foco del otro. Fizeau colocó un telescopio en una colina a 8633 m distante del otro: el estroboscopio tenía 720 dientes, se movía con un sistema de ruedas y tenía un contador para el número de vueltas.

En 1873 Maxwell, al unificar las ecuaciones que describen las propiedades electromagnéticas, predijo la producción de radiación electro-magnética, la cual, de acuerdo al desarrollo teórico, debía tener una velocidad de propagación igual a la velocidad de la luz. La verificación experimental fue realizada por Hertz en 1887.

En 1887, en Cleveland, Ohio, Albert Michelson y Edward Morley montaron un ingenioso experimento con objeto de encontrar la velocidad a la que viajaba la Tierra en el éter. En esa época se creía aún que el universo flotaba en *el éter (un fluido que se consideraba ser el contenedor del universo y el medio que permitía la propagación de la luz que provenía del Sol o de las estrellas)*. El experimento tenía como hipótesis que la velocidad de la luz, si el haz se orienta en la misma dirección en que viaja la Tierra, debía ser diferente al haz que se orienta en forma transversal a esa dirección. Lo paradójico fue que, haciendo mediciones simultáneas en ambas direcciones, dio

como resultado que la velocidad de la luz era siempre la misma, en consecuencia, era independiente de la dirección.

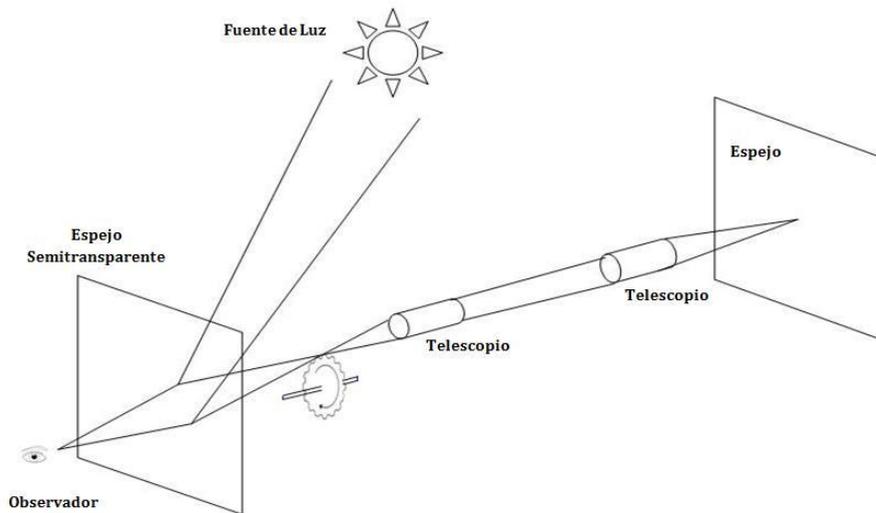


FIGURA 1.1 Método de Fizeau para determinar la velocidad de la luz
Fuente: <http://fisica.udea.edu.co/~mpaez/moderna/cap1/node5.html#fizrue>

Pasaron 18 años sin que los resultados del experimento de Michelson y Morley encontraran una explicación hasta las declaraciones de Einstein en 1905. El experimento mostraba que *el éter* no existía y, al mismo tiempo, ponía de manifiesto *el carácter invariante de la velocidad de la luz en el vacío*.⁴ Fundado en este carácter invariante de la velocidad de la luz, Einstein formuló la Teoría de la relatividad.

1.4.2 Cuerpo negro

Los estudios sobre el *calor* tuvieron su auge durante la segunda mitad del siglo XIX. La similitud en la naturaleza de la luz y del calor, además del

⁴ La velocidad de la luz en el vacío se designa con la letra c y equivale, aproximadamente, a 300000 km/s, más preciso $c = 2.9979 \times 10^8$ m/s).

conocimiento sobre la naturaleza electromagnética de la radiación, se hicieron evidentes como conclusión de los estudios sobre el “*cuerpo negro*”.

Un *cuerpo negro* es un objeto o sistema que, al ser expuesto a la radiación, absorbe totalmente la energía que recibe; por este motivo un cuerpo negro no refleja nada. El sentido común nos dice que si una superficie no refleja nada la imaginemos negra, de ahí la denominación de cuerpo negro. Sin embargo un cuerpo negro no es con precisión de color negro, el ejemplo más elocuente es el Sol.

Dado que un cuerpo negro no refleja nada, es un absorbedor perfecto. La capacidad de absorción de radiación de un objeto se caracteriza en términos del coeficiente de absorción α que toma valores de 0 a 1 ($0 \leq \alpha \leq 1$). Un absorbedor perfecto como un cuerpo negro tiene un coeficiente de absorción $\alpha = 1$. Un material con un valor de $\alpha = 0$ no absorbe absolutamente nada de energía, por tanto es un reflector perfecto.

La capacidad de reflexión de radiación se caracteriza en términos del coeficiente de reflexión o reflectividad, ρ , que también toma valores entre 0 y 1 ($0 \leq \rho \leq 1$). Sin embargo $\rho = 1$ caracteriza un reflector perfecto o un material que refleja toda la energía recibida; mientras que un material con un valor de $\rho = 0$ es un pésimo reflector, en consecuencia debe absorber toda la energía que recibe.

Ambos coeficientes son complementarios, es decir, $\alpha + \rho = 1$. Un cuerpo negro tiene un coeficiente de absorción $\alpha = 1$ y de reflexión $\rho = 0$. Y, por el contrario, un reflector perfecto tiene coeficientes $\rho = 1$ y $\alpha = 0$.

Este principio se aplica en los *termos* inventados por Sir James Dewar (1842-1923). Un termo es un recipiente de doble pared con vacío entre ellas para evitar la pérdida de calor por conducción y convección. Las paredes se recubren con una sustancia reflectora, por tanto mal absorbedora de energía, reduciendo las pérdidas por radiación, lo que permite conservar la temperatura al interior.

1.4.3 Ley de Kirchhoff

Los experimentos de fines del siglo XIX evidenciaron que todo objeto emite la radiación al mismo ritmo que la absorbe, es decir, un buen receptor de calor

es a su vez un buen emisor y un mal receptor es un mal receptor. Esto se expresa como

$$\alpha = \varepsilon \quad (1.4)$$

que se conoce como *la Ley de Kirchhoff*. Siendo ε el coeficiente de emisión o emisividad, pudiendo tomar valores $0 \leq \varepsilon \leq 1$ en forma similar a los coeficientes de absorción y de reflexión.

En consecuencia, de acuerdo a la Ley de Kirchhoff, la emisividad de un cuerpo negro es $\varepsilon = 1$. Esto significa que un cuerpo negro, al mismo tiempo que es un absorbedor perfecto, es un emisor perfecto.

1.5 Radiación

El concepto de radiación comienza a incorporarse a nuestros conocimientos en física, visto como uno de los métodos de propagación del calor. Los tres mecanismos de transferencia térmica o de propagación de calor son *la conducción, la convección y la radiación*.

La conducción es un fenómeno de propagación del calor propio de los sólidos, la convección de los líquidos y gases. En ambos casos intervienen las moléculas del medio —en la conducción las moléculas son el medio de propagación del calor, en la convección, las moléculas son el vehículo de propagación—.

A diferencia, *la radiación no necesita medio de propagación*. Esto explica por qué la radiación que proviene del Sol llega a la Tierra después de viajar en el vacío (8.31 minutos o 149597890 kilómetros). Igualmente, esto revela por qué la luz proveniente de las estrellas o la reflejada por la luna llega a la Tierra después de viajar distancias muy grandes en el vacío.

Además esto manifiesta por qué en un foco el vacío que rodea al filamento no impide que la radiación liberada por el filamento irradie luz y calor al ambiente.

La propagación de *radiación* no es exclusiva en el vacío, de hecho viaja en medios gaseosos y líquidos. El énfasis en que la radiación electro-

magnética tiene la propiedad de viajar en el vacío simplemente se ha hecho para remarcar que no necesita medio de propagación.

En un medio cualquiera, la radiación no viaja con libertad, sino con una velocidad v que es menor a la velocidad de la luz en el vacío; experimenta lo que se reconoce como fenómeno de refracción.

A la relación entre la velocidad de la radiación en el vacío, c , y la velocidad de la luz en un medio, c' , se le conoce como índice de refracción:

$$\eta = \frac{c}{c'} \quad (1.5)$$

En realidad, el transporte de la *radiación* a través de un medio no se reduce a la refracción. Al viajar en un medio existen ciertas probabilidades de que se absorba, se disperse o se refleje, y la radiación que se transmite es la fracción que logra atravesar dicho medio.

Tanto en el caso de la radiación solar como en el caso de la radiación emitida por un foco, la propagación de energía implica tanto la propagación de luz como de calor.

Sin embargo, no siempre la emisión de calor es acompañada de la emisión de luz. De acuerdo a los estudios sobre radiación, todo objeto —el Sol, la Tierra, la Luna, el cuerpo humano, entre otros— emite radiación dependiendo de su temperatura (§ 1.3). A temperaturas superiores a 300°C un objeto —por ejemplo una barra de metal— se vuelve incandescente o comienza a emanar radiación visible (roja). A 3000°C la luz que se expulsa es blanca —ejemplo, el filamento de un foco—.

El pasaje prácticamente continuo entre la emisión de calor y la emisión de luz es un primer indicador de que ambos tipos de radiación son de naturaleza semejante o se propagan a la misma velocidad. Y si la luz se expande a la velocidad de la luz, c , en consecuencia el calor también.

La reflexión de la luz pudo explicarse fácilmente asignando a la luz una naturaleza corpuscular. Sin embargo, la difracción de la luz no se puede explicar hasta que se le asignó una naturaleza ondulatoria.

Una onda mecánica se caracteriza por su longitud de onda, λ ; la distancia entre cresta y cresta de la onda, y por su periodo, T , o tiempo de propagación de una onda, o por su inverso, la frecuencia, $\nu = \frac{1}{T}$ —la frecuencia se puede

definir como el número de ondas que se propagan o emiten por unidad de tiempo—.

La velocidad de propagación de las ondas es la relación entre la longitud de la onda, λ , y el tiempo de propagación, T . Todas las ondas de igual naturaleza tienen la misma longitud de onda y el mismo periodo, por lo tanto la velocidad de propagación es constante:

$$v = \frac{\lambda}{T} = \lambda\nu \quad (1.6)$$

En el caso de la luz para distinguir la velocidad de propagación respecto de cualquier otra entidad o partícula su velocidad ha sido designada por la letra c . En consecuencia

$$c = \lambda\nu \quad (1.7)$$

Y dado que la velocidad de la luz es constante, a una longitud de onda corresponde una y solo una frecuencia. Y si la frecuencia aumenta la longitud de onda disminuye y viceversa; es decir, ambas deben compensarse de manera tal que su producto sea la velocidad de la luz.

1.5.1 Radiación espectral

Las radiaciones que provienen del Sol y que llegan a los diferentes puntos de la superficie de la Tierra son más complejas de lo que el sentido común dicta. Su naturaleza no se reduce simplemente a luz y calor. De hecho, la distinción entre luz y calor implica en sí un punto de vista en el que se acepta que la radiación solar no es una entidad indivisible sino que tiene componentes. Sin embargo la luz visible es sólo una de las tres bandas anchas en las que se puede subdividir la radiación solar, las otras dos bandas son la radiación infrarroja (IR) y radiación ultravioleta (UV). A través de los sentidos, el hombre puede percibir dos de estas bandas, la luz y el calor o radiación infrarroja, pero no puede percibir la radiación UV —la cual es menos intensa, pero más energética, por tanto más nociva a los seres vivos—.

Cualquiera de las tres bandas se puede descomponer en forma aún más fina, si se dispone del equipo apropiado. El arco iris no es otra cosa que la descomposición natural de la luz en sus colores característicos: violeta, azul, verde, amarillo, anaranjado y rojo.

En general, el *espectro* de un haz de radiación se define como la separación o descomposición de la luz en sus diferentes componentes. La palabra *espectro* proviene del latín “spectrum” que significa forma. De manera evidente, no sólo la luz es susceptible de ser separada, sino todo tipo de radiación.

El espectro de la luz visible también se puede obtener por difracción mediante un prisma (**Figura 1.2**). Mientras que en el vacío la velocidad de todo fotón es la misma, al atravesar un haz de luz un medio, su velocidad depende del índice de refracción del medio (ec. 1.5) y éste a su vez de la longitud de onda. El índice de refracción es mayor a menor longitud de onda, es decir, es mayor para los fotones de mayor energía. Por lo tanto los fotones de mayor energía o de menor longitud de onda son los que más se desvían. En el caso de un haz de luz blanca la mayor desviación se da para el color violeta y la menor para el rojo.

Un espectro, tal como el que se produce en un arcoíris o en un prisma, provee una información estrictamente cualitativa; no expresa de manera cuantitativa la intensidad de los colores. Para ciertas disciplinas o ciertos fines, un espectro cualitativo es insuficiente.

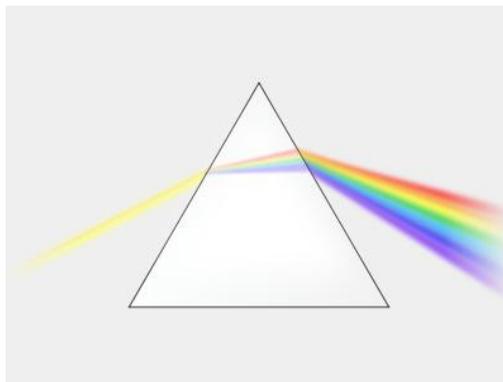


FIGURA 1.2 Espectro de difracción de la luz blanca
Fuente: De Suidroot - Trabajo propio, GFDL,
<https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=3728535>

Un espectro cuantitativo muestra tanto la composición como la intensidad de los componentes de un haz de radiación. Su representación no puede ser reducida a una imagen, requiere de una gráfica. Un espectro cuantitativo es mejor conocido como distribución espectral (**Figura 1.3**).

1.6 Ley de radiación

El espectro de la radiación de un cuerpo negro, es decir, la distribución de la intensidad de la radiación de un cuerpo negro, es conocido desde finales del siglo XIX. Su medición representó una gran proeza, tomando en cuenta las dificultades técnicas de aquella época. Sin embargo, el reto científico no se reducía a conocer la forma del espectro sino a explicarlo, justo porque en las ciencias una cosa es descubrir un fenómeno y otra explicarlo. El problema que representó explicar la forma del espectro de un cuerpo negro fue resuelto a fines del siglo XIX.

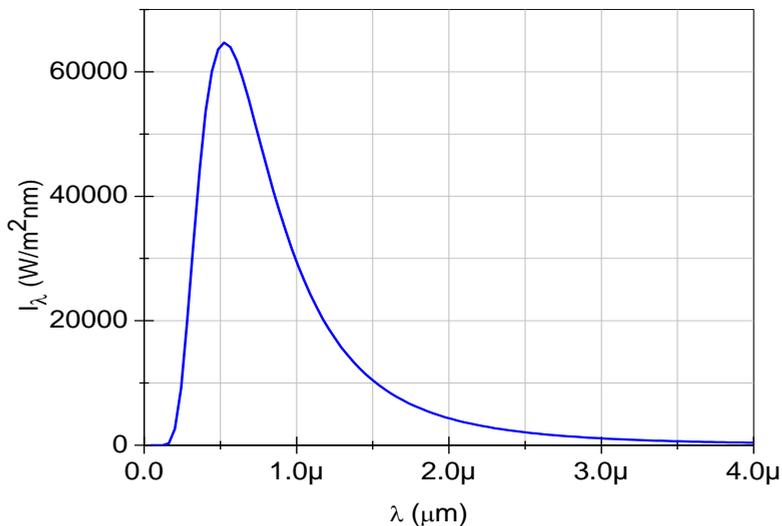


FIGURA 1.3 Distribución espectral del cuerpo negro

Intentar explicar la forma de la distribución de un cuerpo negro ocupó a los científicos más notables de la época durante varias décadas. Entre ellos, Lord Rayleigh consideró que, de manera similar a una caja rectangular con paredes reflectoras, en el interior de un cuerpo negro debía haber modos normales de vibración para las ondas electromagnéticas. Supuso enseguida que la distribución de la energía en los diferentes modos de vibración era dada por el principio de equipartición utilizado con anterioridad en la determinación de las capacidades caloríficas.

Rayleigh asumió, de acuerdo a la teoría de Maxwell de los gases (§ 4.3), que cada modo de vibración tendrá una energía de kT , donde k es la constante de Boltzmann.⁵ Luego calculó el número de modos de vibración para un intervalo de longitud de onda, λ , y encontró una primera expresión de la distribución de las intensidades monocromáticas:

$$I(\lambda)_R d\lambda = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} d\lambda \quad (1.8)$$

Esta distribución concuerda con los resultados experimentales sólo para grandes longitudes de onda, sin embargo no concuerda para longitudes de onda correspondientes a la radiación visible y, mucho menos, la UV, donde la función tiende a infinito y la integral es infinita. Evidentemente algo andaba mal, a esto se llamó *catástrofe ultravioleta* (**Figura 1.4**).

⁵ La determinación de la constante de Boltzmann, $k = 1.380458 \times 10^{-23} \frac{J}{K}$, es presentada en § 4.1.2.

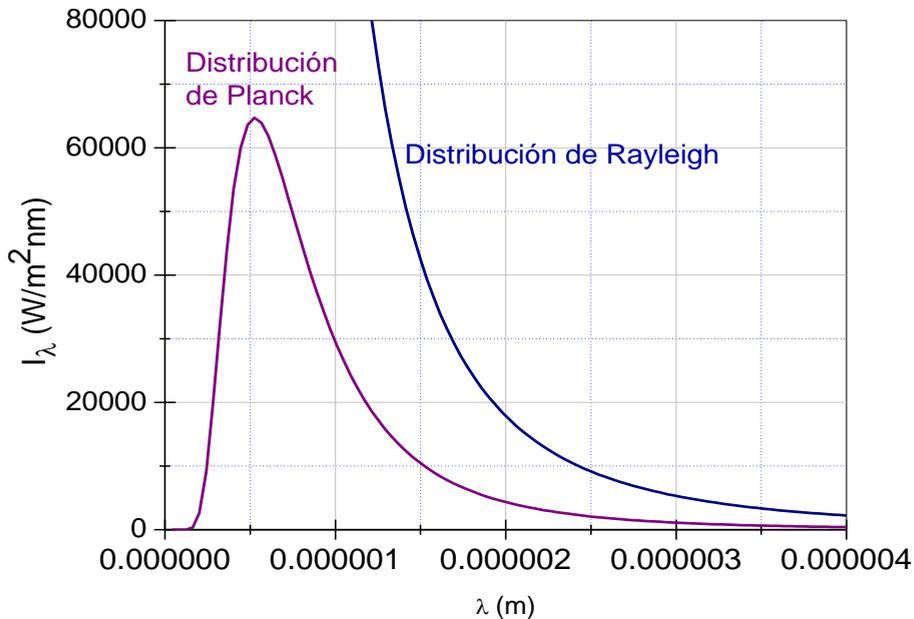


FIGURA 1.4. Distribución de la intensidad de la radiación de un cuerpo negro a 5500 K y catástrofe UV

Wilhelm Wien asumió que la luz del cuerpo negro podía ser considerada, compuesta por entidades similares a las partículas de la distribución estadística Maxwell-Boltzmann. Propuso entonces la distribución de la intensidad espectral de entidades, “luz-partícula”:

$$I(\lambda)_W d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5 e^{\frac{c_2}{\lambda T}}} d\lambda \quad (1.9)$$

donde $c_1 = 3.743 \times 10^{-8} \mu\text{m}^4 / \text{m}^2$ y $c_2 = 1.4387 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ son constantes empíricas, resultado de las mediciones experimentales.

La ecuación de Wien, aunque se ajustaba mucho mejor a los resultados experimentales para longitudes de onda intermedias y grandes, no resolvió el problema de la catástrofe del UV. La imposibilidad de poder reproducir los

valores experimentales, lejos de atribuirle una utilización errónea de los principios de la física clásica, demostró que estos principios tendrían que ser reformulados.

1.6.1 Ley de radiación de Planck

En 1901 Max Planck obtuvo la expresión matemática o modelo que reproduce de manera impecable la forma del espectro negro. Supuso que los modos de vibración correspondientes a las ondas de radiación tenían energía en cantidades discretas, u , siendo la energía de cada modo $0, 1u, 2u, 3u, \dots, mu$ (con m entero).

De acuerdo con la distribución clásica de Maxwell-Boltzmann, el número de osciladores con energía mu es

$$n_m = n_0 e^{-\frac{mu}{kT}} \quad (1.10)$$

Y como cada oscilador tiene una energía mu la energía total de los modos de una misma energía viene a ser

$$mu n_m = mu n_0 e^{-\frac{mu}{kT}} \quad (1.11)$$

Por lo tanto, la energía promedio del conjunto de osciladores resulta de

$$\bar{w} = \frac{\sum_{m=0}^{\infty} mu n_0 e^{-mu/kT}}{\sum_{m=0}^{\infty} n_0 e^{-mu/kT}} \quad (1.12)$$

Utilizando el cambio de variable, $x = e^{-u/kT}$, esta expresión se reduce a

$$\bar{w} = ux \frac{1 + 2x + 3x^2 + \dots}{1 + x + x^2 + \dots} \quad (1.13)$$

en la que ambas series convergen. El límite de convergencia del unme-
rador es $\frac{1}{(1-x)^2}$ y el del denominador es $\frac{1}{1-x}$. Sustituyendo en la ecuación
se tiene que

$$\bar{w} = ux \frac{\frac{1}{(1-x)^2}}{\frac{1}{1-x}} = \frac{ux}{1-x} = \frac{u}{1/x-1} \quad (1.14)$$

Y al recuperar el valor de x se obtiene el resultado de Planck, dado por

$$\bar{w} = \frac{u}{e^{u/kT} - 1} \quad (1.15)$$

Multiplicando la energía promedio, \bar{w} , por el número de modos de vi-
bración encontrados por Rayleigh y utilizando las constantes experimentales
de Wien, Planck obtuvo la función de distribución que describe la emisión de
la radiación del cuerpo negro. A tal distribución se le conoce como la *Ley de
radiación de Planck*:

$$I(\lambda)_{Planck} d\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 (e^{hc/k\lambda T} - 1)} d\lambda \quad (1.16)$$

donde u de la ecuación (1.15) ha sido sustituida por $u = \frac{hc}{\lambda}$ la cual se
deduce mas adelante, ec. (1.20).

1.6.2 Constante de Planck

El exponente de la exponencial en la *Ley de radiación de Planck* en realidad es el mismo que el utilizado por Wien, $\left[\frac{c_2}{\lambda T}\right]$. Planck lo que hizo fue multiplicar y dividir el exponente de la distribución de Wien (ec. 1.9) por k y por c . Esto es

$$\frac{c_2}{\lambda T} = \left(\frac{c_2 k}{c}\right) \left(\frac{c}{k \lambda T}\right) = \frac{hc}{k \lambda T} \quad (1.17)$$

La asociación de términos $\left(\frac{c_2 k}{c}\right)$ es justo la constante de Planck (h):

$$h = \frac{c_2 k}{c} = \frac{(1.4387 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}) \left(\frac{1\text{m}}{10^6 \mu\text{m}}\right) \left(1.380458 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}\right)}{2.998 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 6.6246 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s} \quad (1.18)$$

El valor de la constante de Planck ha sido verificado por diversos métodos y finalmente está homologado en el SI como $h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$. Como puede apreciarse, el valor determinado por Planck (ec. 1.18) tiene un nivel de exactitud impresionante.

La equivalencia entre los exponentes de las exponenciales de las ecuaciones (1.9) y (1.16) es tal que $\frac{c_2}{\lambda T} = \frac{u}{kT}$. Luego, despejando u de esta expresión, despejando C_2 de la ecuación (1.17) y sustituyendo se obtiene

$$u = \frac{kc_2}{\lambda} = \left(\frac{k}{\lambda}\right) \left(\frac{hc}{k}\right) = h \left(\frac{c}{\lambda}\right) \quad (1.19)$$

Dado que u es la energía de cada modo de vibración, puede designarse por E , entonces la ecuación (1.19) puede escribirse como

$$u = E = h \frac{c}{\lambda} \quad (1.20)$$

Algo relevante de la deducción de Planck es que su ley de radiación está dada en términos de λ , es decir, en términos de las propiedades ondulatorias de los modos de vibración.

Se podrían discutir los méritos de Planck argumentando que se pudo prescindir de h . Sin embargo, una cosa relevante es que h resultó ser una asociación muy elegante en las constantes experimentales de Wien con la que se demuestra que ambas constantes son múltiplos de h . Es decir,

$$c_1 = 3.743 \times 10^{-8} \mu\text{m}^4 / \text{m}^2 = 2hc^2 \quad (1.21)$$

$$c_2 = 1.4387 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K} = \frac{hc}{k} \quad (1.22)$$

De manera adicional, debido a que la deducción asume que la energía de cada modo de vibración es un múltiplo de u , el resultado pone en evidencia que la energía de cada modo de vibración es múltiplo de h ; lo que implica que la energía de los modos de vibración es discreta. Es decir, desde su formulación, la energía de la radiación emitida por un cuerpo negro tiene un carácter discreto.

Planck fue acreedor al premio Nobel de Física en 1918. La fundación Nobel certificó a Max Planck el haber postulado “*que la energía E de las moléculas sólo puede experimentar transiciones discretas múltiplos de $h\nu$ (siendo h la constante de Planck), por tanto, la energía correspondiente a dichas transiciones se debe emitir en forma de paquetes o “cuantos” de energía*”.

A partir de Planck se empieza a hablar de la discontinuidad. Aunque la discontinuidad bien pudo haberse inferido cuando Rayleigh asumió que en el interior de un cuerpo negro debía haber modos normales de vibración para las

ondas electromagnéticas, o cuando Wien utilizó la distribución Maxwell-Boltzmann.

Sin embargo, la ecuación de Planck describe perfectamente la radiación del cuerpo negro y eso sin duda marcó la diferencia.

1.6.2.1 Efecto fotoeléctrico

Haciendo uso de la constante de Planck, Einstein describió el *efecto fotoeléctrico*.

El *efecto fotoeléctrico* fue descubierto por Heinrich Hertz y Wilhelm Hallwachs en 1887-1888. Es un fenómeno de interacción de la radiación con la materia, en el cual la radiación induce la liberación de electrones de ciertos metales o semiconductores.

En su explicación sobre el *efecto fotoeléctrico*, Einstein asumió que los rayos de luz, que liberaban los electrones en un material fotosensible, debían consistir en pequeños paquetes de energía, $E = h\nu$; los *cuantos*, implícitos en la ley de radiación de Planck.

La Ley de efecto fotoeléctrico de Einstein establece que la energía adquirida por un electrón al ser liberado de un átomo (E) es igual a la energía del fotón ($h\nu$) menos la energía de enlace, ϕ , del electrón liberado. Esto es

$$E = h\nu - \phi \quad (1.23)$$

La naturaleza ondulatoria de la radiación había sido postulada con anterioridad. Y si toda la radiación electromagnética se propaga a la velocidad de la luz. Dado que para cualquier onda electromagnética la velocidad en el vacío es siempre C , y que $c = \lambda\nu$ y por tanto $\frac{c}{\lambda} = \nu$, Einstein presentó la ecuación de Planck como

$$E = h \frac{c}{\lambda} = h\nu \quad (1.20a)$$

Por ello, algunas veces se refiere a esta ecuación como la ecuación Einstein-Planck. A partir de la deducción de Einstein los *cuantos* se denominaron también *fotones*.⁶

La ecuación de Planck pone en evidencia que la energía de la radiación o de las ondas electromagnéticas es mayor para longitudes de onda cortas y altas frecuencias. Con más precisión, la energía de los fotones es directamente proporcional a la magnitud de su frecuencia o inversamente proporcional a la magnitud de su longitud de onda. Y puesto que toda la radiación electromagnética se propaga a la velocidad de la luz, si la longitud de onda es pequeña la frecuencia es alta y viceversa.

1.6.3 Ley de Wien

Las observaciones experimentales de un cuerpo negro mostraron que la forma de distribución de la radiación espectral de un cuerpo negro, $I(\lambda)$, es la misma para cualquier temperatura, y que conforme la temperatura aumenta la longitud de onda máxima del espectro, λ_{max} , disminuye (**Figura 1.3**).

La longitud de onda máxima, λ_{max} , se obtiene derivando la Ley de radiación de Planck (ec. 1.16) con respecto a la longitud de onda e igualando a cero:

$$\frac{d}{d\lambda} \left[\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/k\lambda T} - 1)} \right] = 0 \quad (1.24)$$

Al derivar puede verificarse que se obtiene la expresión

$$5(e^{hc/kT\lambda_{max}} - 1) = \frac{hc}{kT\lambda_{max}} e^{hc/kT\lambda_{max}} \quad (1.25)$$

⁶ Einstein recibió el premio Nobel de Física en 1921, por su trabajo sobre el efecto fotoeléctrico.

Este enunciado (1.25) se puede simplificar usando el cambio de variable, $x = \frac{hc}{kT\lambda_{\max}}$. Esto es

$$5(e^x - 1) = xe^x, \text{ o bien, } x = 5(1 - e^{-x}) \quad (1.26)$$

de donde se puede demostrar que $x = 4.9663$. Sustituyendo el valor de x en la expresión utilizada como cambio de variable, $x = \frac{hc}{kT\lambda_{\max}}$, resulta evidente que el producto de la longitud de onda, λ_{\max} , por la temperatura absoluta, T , es constante

$$T\lambda_{\max} = \frac{hc}{4.9663 k} \quad (1.27)$$

Sustituyendo h , c y k resulta la expresión

$$T\lambda_{\max} = 2.8976 \times 10^{-3} \text{ mK} \quad (1.27a)$$

que se conoce como *Ley de desplazamiento de Wien*.⁷ Esta ley, entre otras cosas, permite medir la temperatura de un objeto (una estrella por ejemplo) conociendo tan sólo la longitud de onda máxima de su espectro.

⁷ El nombre completo de Wien es *Wilhelm Carl Werner Otto Fritz Franz Wien*, con frecuencia se le refiere simplemente con el nombre de **Wilhelm Wien**. Recibió el premio Nobel de Física en 1911 por sus trabajos sobre el calor por radiación. Sin embargo, puede no ser ésta su contribución científica más importante. Mucho antes —en 1898— descubrió una partícula positiva de masa igual a la del átomo de hidrógeno. Con ese descubrimiento se funda la Espectroscopía de Masas. A esa partícula descubierta por Wien se le dio el nombre de protón en 1919.

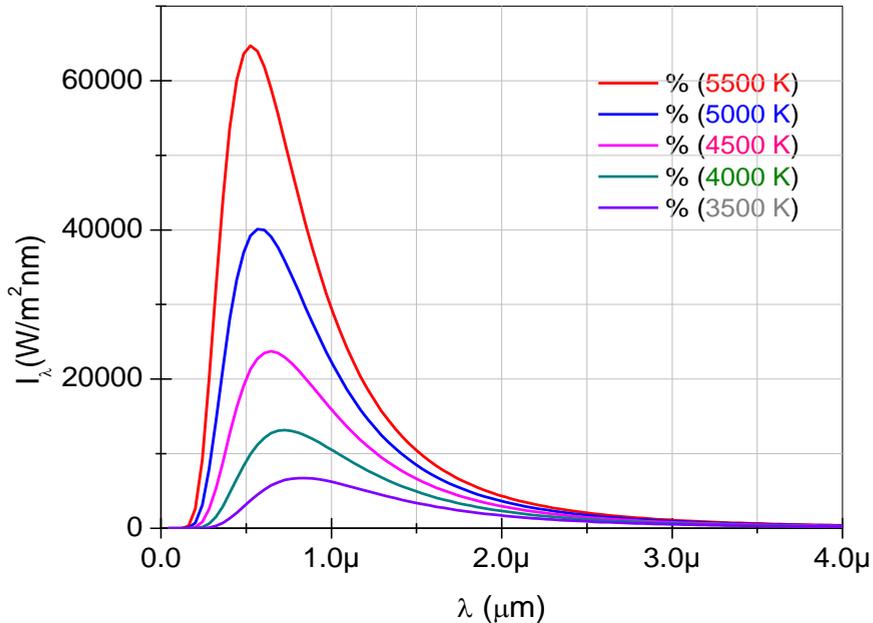


FIGURA 1.3 Ley de desplazamiento de Wien

1.6.4 Ley de Stefan-Boltzmann

A mediados del siglo XIX, *John Tyndall* hizo mediciones de la cantidad de energía radiada por unidad de tiempo por un cuerpo negro. A partir de esas mediciones, *Josef Stefan* en 1879 concluyó que la intensidad total de calor o la energía emitida por unidad de tiempo —*emitancia*— es proporcional a la temperatura absoluta, T , elevada a la cuarta potencia. La expresión correspondiente es conocida como la *Ley de Stefan-Boltzmann*:

$$I = \varepsilon \sigma T^4 \quad (1.28)$$

donde: $\sigma = 5.67051 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ es la constante de Stefan-Boltzmann y \mathcal{E} es el coeficiente de emisión o la emisividad de un objeto, que depende de manera fundamental de la naturaleza de su superficie ($0 \leq \mathcal{E} \leq 1$); por ejemplo, la emisividad del tungsteno a 3000°C es 0.39, la del wolframio a 2450°C es 0.3, la del hierro forjado a 800°C es 0.60.

La Ley de Stefan-Boltzmann puede también obtenerse integrando la Ley de radiación de Planck (ec. 1.16). Esto es

$$I = 2\pi h c^2 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 (e^{hc/k\lambda T} - 1)} \quad (1.29)$$

Para ello es recomendable usar el cambio de variable, $x = \frac{hc}{k\lambda T}$, que en esencia es el cambio de variable utilizado en la deducción de la Ley de desplazamiento de Wien. De esta manera, la ecuación (1.29) se convierte en

$$\begin{aligned} I &= \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{(e^x - 1)} = \\ &= \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \left(6 \sum_{n=1}^\infty \frac{1}{n^4} \right) = \\ &= \frac{2\pi K^4 T^4}{c^2 h^3} \left(\frac{\pi^4}{15} \right) = \\ &= \frac{2}{15} \left(\frac{\pi^5 k^4}{c^2 h^3} \right) T^4 \end{aligned} \quad (1.30)$$

donde, como puede apreciarse, con excepción de la temperatura, todos los términos son constantes. Simplificando, el conjunto de constantes resulta

$$\sigma = \frac{2}{15} \left(\frac{\pi^5 k^4}{c^2 h^3} \right) = 5.6705 \times 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} \quad (1.30)$$

que es justo la *constante de Stefan-Boltzmann*.

1.7 Espectro electromagnético

La separación de la luz en sus colores provee una información estrictamente cualitativa. Cada color corresponde con una longitud de onda, pero no expresa de forma cuantitativa la intensidad, la energía o el número de fotones por color.

En espectrometría interesa cuantificar la intensidad de la radiación, longitud de onda por longitud de onda. En tal caso es más apropiado definir *espectro* como la distribución en intensidades de cada uno de los componentes de un cierto haz o una cierta banda de radiación.

Para conocer la intensidad de cada longitud de onda de un espectro se requiere un sistema de detección que permita no sólo separar las longitudes de onda, sino también cuantificar el número de fotones por longitud de onda.

Un sistema o equipo que posibilita cuantificar la intensidad de la radiación, longitud de onda por longitud de onda, se llama *espectroradiómetro*. Su función es obtener la distribución del espectro de la radiación electromagnética a partir de un haz de luz de una fuente cualquiera.

Todo objeto —el cuerpo humano mismo, el Sol, la Tierra, la Luna...— emite radiación dependiendo de su temperatura. En la **Figura 1.5** se presentan los espectros del Sol y de la Tierra considerados como cuerpos negros (obsérvese la diferencia de escalas).

La luz visible comprende fotones cuya longitud de onda está comprendida en un rango que va desde 0.400 μm a 0.770 μm (390 y 770 nm).

Utilizando la ecuación de Planck (ec. 1.20a), a continuación se presenta el cálculo de la energía de los fotones de luz de color amarillo, con longitud de onda $\lambda = 0.570 \mu m = 0.570 \times 10^{-6} m$,

$$E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{(6.62 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}) \left(3 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right)}{0.570 \times 10^{-6} \text{ m}} = 3.4842 \times 10^{-19} \text{ J}$$

Como puede observarse, la energía de los fotones es muy pequeña. Comúnmente, en Física de Radiaciones, Física Atómica y Física Nuclear se adopta una unidad de energía apropiada para entidades del mundo atómico: *electrón-volts*, abreviado (eV).

Por definición, un electrón-volt (1 eV) es la energía que adquiere un electrón al ser acelerado por una diferencia de potencial de un Volt.

Por definición, la energía potencial eléctrica que experimenta una carga eléctrica, q , al ser sometida a un potencial eléctrico, V , es

$$E = qV \tag{1.31}$$

En el caso específico de un electrón sujeto a una diferencia de potencial de $q = e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$, la energía equivalente de 1 eV es

$$E = qV = (1.6 \times 10^{-19} \text{ C}) \left(1 \frac{\text{J}}{\text{C}} \right) = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

La cual es una de las unidades de energía reconocida en el Sistema Internacional de Unidades. Haciendo uso de este factor unitario de conversión, la energía del fotón de luz amarilla es

$$E = 3.4842 \times 10^{-19} \text{ J} \left(\frac{1 \text{ eV}}{1.6 \times 10^{-19} \text{ J}} \right) = 2.1776 \text{ eV}$$

De forma similar a los fotones de luz amarilla, haciendo uso de la ecuación de Planck, se podrá verificar fácilmente que los fotones de luz violeta —cuya longitud de onda es $\lambda = 0.40 \mu\text{m}$ — tienen una energía 3.1 eV; y que la energía de los fotones de luz de color rojo —cuya longitud de onda es $\lambda = 0.77 \mu\text{m}$ — es 1.6 eV.

Esto pone en evidencia que el rango de energía de los fotones de luz visible va de 3.1 a 1.6 eV. La luz más energética es la de color violeta, mientras que la menos energética es la de color rojo.

Usando la ecuación de Planck se puede verificar la energía de fotones de cualquier otra longitud de onda. En la **Tabla 1.2** se presentan algunos valores característicos de la radiación ultravioleta (UV), visible (Vis) e Infrarroja (IR), haciendo énfasis en la radiación visible. Se puede observar que la energía de la radiación UV es mayor que la visible y ésta a su vez es mayor que la infrarroja.

La radiación electromagnética integra a toda la materia que se emite en forma de cuantos de energía y que se propaga a la velocidad de la luz. El conjunto de todos los tipos de radiación electromagnética se le conoce como *espectro electromagnético*. Incluye desde las ondas de radio, la radiación conocida de menor energía, hasta la radiación gamma, la radiación de mayor energía (**Figura 1.6**). La radiación visible, en realidad, es una banda muy estrecha del espectro electromagnético.

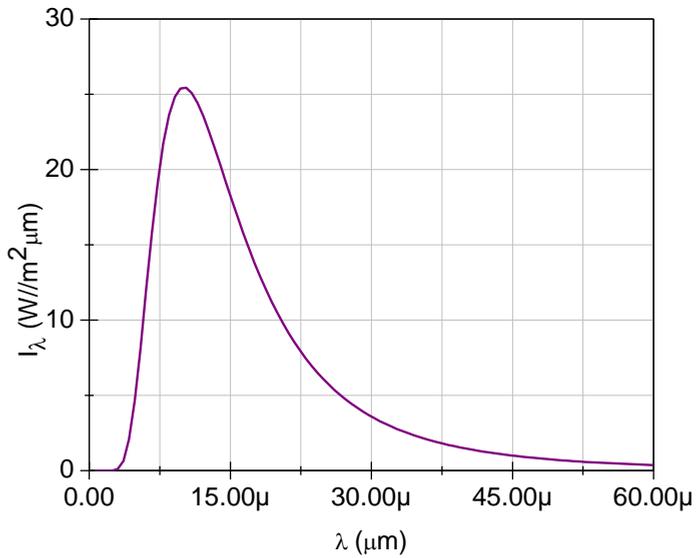
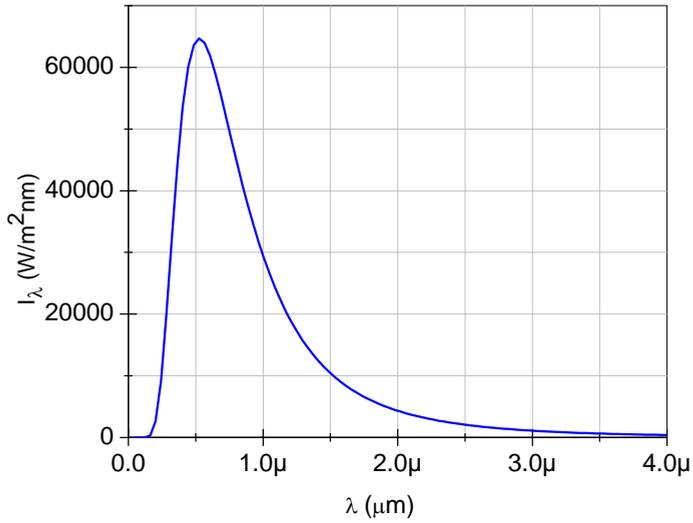


FIGURA 1.5. Espectros de radiación del Sol y de la Tierra de acuerdo a la Ley de radiación de Planck

TABLA 1.2. Características ondulatorias de los fotones de radiación ultravioleta, visible e infrarroja

Color	Rango de longitud de onda (nm)	Longitud de onda representativa	Frecuencia (Hz)	Energía (eV) *
Ultravioleta	<400	254	11.8×10^{14}	4.8905
Violeta	400-425	410	7.31×10^{14}	3.02973
Azul	425-490	460	6.52×10^{14}	2.70041
Verde	490-560	520	5.77×10^{14}	2.38882
Amarillo	560-585	570	5.26×10^{14}	2.17928
Anaranjado	585-640	620	4.84×10^{14}	2.00353
Rojo	640-740	680	4.41×10^{14}	1.82675
Infrarrojo	>740	1400	2.14×10^{14}	0.88728
* $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$				

El espectro electromagnético se clasifica en bandas. Algunas de esas bandas corresponden con el origen de las radiaciones. La *radiación gamma* proviene del núcleo atómico de isótopos emisores justamente de radiación gamma. Los *rayos X* son producidos por frenado de electrones de alta energía en las nubes electrónicas de átomos pesados aunque también pueden ser resultado de desexcitación de los electrones en las órbitas de ciertos átomos. La *radiación térmica o infrarroja* es la forma de propagación del calor en forma de radiación electromagnética.

La radiación ultravioleta (UV), la visible (Vis), la infrarroja (IR) pueden ser producidas como resultado de excitaciones moleculares y atómicas, aunque no es la única manera. De hecho el Sol es la fuente principal de este tipo de radiaciones, en cuyo caso el origen sólo se atribuye al efecto de la temperatura de la capa exterior del Sol, es decir, a su comportamiento como cuerpo negro.

Para el caso de las radiaciones UV, Vis e IR es muy común referirlas a partir de su longitud de onda, la cual es del orden de centenas de nanómetros

(nm). Un nanómetro equivale a 1×10^{-9} m. Es frecuente también encontrar la longitud de onda reportada en términos de micrómetro o millonésimos de metro (μm).

El rango, tanto de la energía como de la frecuencia de los fotones del espectro electromagnético, es muy variable y abarca mucha amplitud. Para designar múltiplos de esas cantidades se requiere el uso de los prefijos: *G* (giga) = 10^9 , *M* (mega) = 10^6 y *k* (kilo) = 10^3 .

La energía de la *radiación gamma* es del orden de millones de *eV*o del orden de los *MeV* (mega electrón-volt), $1 \text{ MeV} = 10^9 \text{ eV}$. La energía de *los rayos X* es del orden de los *keV* (kilo *eV*), $1 \text{ keV} = 1000 \text{ eV}$. La energía de la radiación UV y Visible del orden de los *eV*, como ya ha sido expuesto.

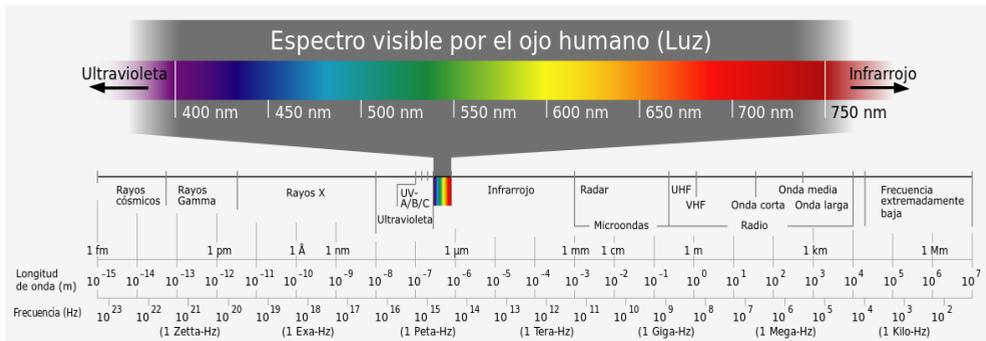


FIGURA 1.6. Espectro electromagnético

Fuente: <http://www.zeitmaschinisten.com/svg/Spektrum.svg>

Las microondas, radio-ondas u ondas de radio son la forma de radiación electromagnética de menor energía. Se caracterizan en términos de su frecuencia en lugar de su energía. En el Sistema Internacional de Unidades la unidad de frecuencia es el Hertz (Hz) que equivale a una oscilación por segundo. La frecuencia de las microondas es del orden de los Giga-Hertz (*GHz*), la frecuencia de las ondas de radio van de los Mega-Hertz (*MHz*) hasta los kilo-Hertz (*kHz*).

1.7.1 Radiación ultravioleta

A comienzo del siglo XIX, Johannes Ritter descubrió que el Sol, además de luz visible, emite una radiación "invisible" de longitud de onda más corta que el azul y el violeta. Esa banda recibió el nombre de "ultravioleta".

La radiación ultravioleta es definida como la parte del espectro electromagnético comprendido entre los rayos X y la luz visible. En la actualidad, la radiación UV puede dividirse en dos formas: una en bandas anchas y otra en bandas tan finas como físicamente sea posible medirla. La primera subdivisión fue en bandas anchas, establecida con relación a la radiación UV que proviene del Sol y es aún vigente.

En bandas anchas la radiación UV se subdivide en: **UV-A**, cuyas longitudes de onda están comprendidas entre 320 a 400 nm y antecede a la radiación visible; **UV-B**, con frecuencia llamada UV biológica, sus longitudes de onda están comprendidas entre 290 y 320 nm, y **UV-C**, cuyas longitudes de onda están comprendidas entre 220 y 290 nm.

La longitud de onda de los fotones de radiación UV-C es la más pequeña, por tanto los fotones de esta banda son los más energéticos. Y viceversa, la longitud de onda de los fotones de radiación UV-A es la más grande, por lo cual la banda menos energética es la de Planck. En la **Tabla 1.3** se presentan el rango tanto en longitud de onda como en energía para los fotones de las tres bandas anchas que componen de radiación UV.

TABLA 1.3 Características de las bandas de radiación ultravioleta

Banda	Rango de longitud de onda (nm)	Rango de energía por fotón (eV)
UV-A	400-320	3.88-3.10
UV-B	320-290	4.28-3.88
UV-C	290-220	5.64-4.28

Fuera de la atmósfera, la radiación solar ultravioleta comprende las bandas UV-C, UV-B y UV-A. La banda UV-C (que va de 220 a 290 nm) es totalmente absorbida por el oxígeno de la atmósfera. Las bandas UV-B (cuyas longitudes de onda están entre 290 y 320 nm) y UV-A (cuyas longitudes de onda están entre 320 y 400 nm) alcanzan la superficie de la Tierra.

Es común encontrar en las fuentes una clasificación más completa, también en bandas anchas, que no sólo incluye la radiación UV del Sol que

llega a la superficie de la Tierra. Un ordenamiento taxativo más acabado incorpora dos bandas más energéticas que las tres mencionadas: la banda UV lejana o extrema cuyas longitudes de onda están comprendidas entre 190 y 220 nm y la radiación UV Vacío cuyas longitudes de onda abarcan entre 40 y 190 nm.

1.7.1.1 Fotodisociación inducida por la radiación UV

El rango de energía de la radiación UV parece ser muy estrecho, sin embargo los fotones de radiación UV tienen la propiedad de inducir reacciones químicas en forma muy selectiva. A las reacciones químicas provocadas por fotones se les denominan reacciones de fotodisociación. Y al proceso de disociación se le conoce con el nombre de fotólisis, e implica la conversión de la energía del fotón en energía química. En las reacciones de fotodisociación, la energía del fotón se utiliza para romper el enlace molecular y el excedente se convierte en energía cinética de los productos de la reacción.

Las reacciones de fotodisociación son muy específicas, dependen fuertemente de la longitud de onda de los fotones de radiación y por tanto de la energía de los fotones.

1.7.1.2 Formación del ozono mediante fotólisis

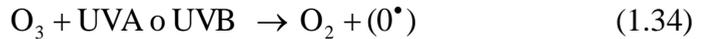
Los fotones de radiación UV-C tienen la propiedad de romper las moléculas de oxígeno, debido a que tienen una energía del mismo orden de magnitud que la energía de enlace de las moléculas de oxígeno. Al romperse las moléculas de oxígeno forman radicales de oxígeno (O^{\bullet}):



Los radicales libres son altamente reactivos y reaccionan con una molécula de oxígeno, dando lugar a las moléculas de ozono:



La radiación UV-A y UV-B no tienen energía suficiente para interactuar con el oxígeno en la atmósfera. Sin embargo sí poseen energía suficiente para romper las moléculas de ozono:



Pero la concentración de ozono en la atmósfera es muy baja, en consecuencia las probabilidades de que la radiación UV-A y UV-B encuentren moléculas de ozono en la atmósfera son muy reducidas y por tanto una buena parte alcanza a llegar a la superficie de la Tierra. La radiación UV-B tiene más posibilidades de interactuar con el ozono, que la UV-A, porque sus fotones tienen mayor energía, por esta razón la atenuación de la radiación UV-B es de mayor proporción afortunadamente.

La intensidad de la radiación ultravioleta que llega a la Tierra depende de la hora del día y la época del año (de la altura del Sol y duración del día), de la latitud (más intensa entre el Ecuador y los trópicos), de la altura (se incrementa con la altura), del espesor de la capa de ozono (a mayor concentración de O_3 menor radiación UV-B), del clima (en un día nublado se recibe en general menos radiación que en un día soleado, siempre y cuando las nubes no sean brillantes), de la contaminación atmosférica (mayor contaminación, menor radiación), del horizonte (a más amplios horizontes corresponde mayor radiación) y del "albedo" o capacidad reflectiva de la superficie.

Los estudios sobre radiación solar ultravioleta (UV) han adquirido gran relevancia en los últimos años, por sus implicaciones en la salud, la fauna y la flora. En los humanos el efecto más preocupante es la inducción de cáncer en la piel, aunque también existe riesgo de inducción de cataratas y glaucoma.

2. INTERCAMBIO DE ENERGÍA EN LA ATMÓSFERA

La radiación que emite el Sol se difunde en el espacio en forma isotrópica — en 4π estéreos-radianes— atravesando el Sistema solar.

La mayor parte de esa radiación, como la de todas las estrellas, viaja en el universo con muy pocas posibilidades de ser interceptada. Los planetas aparecen como pequeños objetos circulares, lejos del Sol, sólo logran obstruir una fracción muy pequeña del total de radiación, aquella que va justo en su dirección.

Visto desde el Sol podemos imaginarnos cada planeta como un círculo de área, πR_p^2 , —donde R_p es el radio del planeta— fijo en una esfera invisible que tiene como radio la distancia del Sol al planeta R_S .

Cada planeta sólo recibe una pequeña fracción de la energía que proviene del Sol. Si I_S es el flujo total de la radiación emitida por el Sol e I_p es el flujo de radiación recibida por un planeta, la fracción recibida por éste es equivalente a la fracción que representa su área circular, πR_p^2 , respecto al área de la esfera imaginaria, $4\pi R_S^2$, situada a la distancia del planeta respecto del Sol. Esto es

$$\frac{I_p}{I_S} = \frac{\pi R_p^2}{4\pi R_S^2} \quad (2.1)$$

No es otra cosa que un caso particular de la ley inversa con el cuadrado de la distancia. Implica que la intensidad de flujo de la radiación disminuye o es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia al Sol R_S^2 .

Lo que significa que los planetas más cercanos al Sol reciben más radiación, justamente porque están expuestos a un flujo mayor de radiación solar.

2.1 Radiación solar en el exterior de la atmósfera y constante solar

La radiación del Sol que llega a la Tierra puede calcularse en forma aproximada haciendo uso de la teoría sobre la radiación (§ 1.5). Para ello,

primero es necesario conocer la temperatura de la superficie del Sol. Ésta se puede calcular haciendo uso de la Ley de Wien, que sólo requiere la longitud de onda máxima del espectro del Sol, $\lambda_{max} = 502 \text{ nm}$.

Haciendo uso de la Ley de Wien (ec. 1.26a) la temperatura de la superficie del Sol es

$$T = \frac{2.898 \times 10^{-3} \text{ mK}}{502 \times 10^{-9} \text{ m}} = 5772.9 \text{ K} \quad (2.2)$$

Considerando al Sol como un cuerpo negro ($\varepsilon = 1$), el flujo de radiación emitida por el Sol puede calcularse utilizando la Ley de Stefan-Boltzmann (ec. 1.27). Esto es

$$\begin{aligned} I &= \varepsilon \sigma T^4 = (1) \left(5.65 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \right) (5772.9 \text{ K})^4 = \\ &= 62979616 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \cong 62.98 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dado que el Sol es propiamente una esfera de radio, $R_s = 6.95 \times 10^8 \text{ m}$, su superficie es

$$S = 4\pi R_s^2 = 4\pi (6.95 \times 10^8 \text{ m})^2 = 6.07 \times 10^{18} \text{ m}^2 \quad (2.4)$$

La potencia total emitida por el Sol hacia el espacio es

$$P = I S = \left(62979616 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right) (6.07 \times 10^{18} \text{ m}^2) = 3.8228 \times 10^{26} \text{ W} \quad (2.5)$$

Esta potencia se difunde de tal forma que, a la distancia que se encuentra la Tierra, ésta aparece como un pequeño círculo de área, πR_T^2 , donde $R_T = 6.5 \times 10^6$ m es el radio de la Tierra.

El flujo de radiación o irradiancia, I_0 , que llega a alcanzar a la Tierra⁸ se puede calcular dividiendo la potencia total del Sol, P , entre el área de una esfera imaginaria de radio igual al radio de la órbita de la Tierra, $R_{S-T} = 1.4959789 \times 10^{11}$ m:

$$I_0 = \frac{P}{4\pi R_{S-T}^2} = \frac{3.82286 \times 10^{26} \text{ W}}{4\pi (1.4959789 \times 10^{11} \text{ m})^2} = 1359 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (2.6)$$

Esto significa que cada metro cuadrado de superficie perpendicular a la trayectoria de los rayos del Sol, a la distancia a la que se encuentra la Tierra —fuera de la atmósfera— recibe un flujo de radiación o irradiancia equivalente a 1359 W.

La **constante solar** se define como el valor promedio de la irradiancia del Sol producida fuera de la atmósfera terrestre. Pero dado que el Sol no es precisamente un cuerpo negro, que su actividad experimenta variaciones y que la distancia de la Tierra al Sol cambia a lo largo del año, el valor de la constante solar, a fin de que sea más confiable, tiene que ser de naturaleza experimental. Resultado de mediciones de la irradiancia solar fuera de la atmósfera, efectuadas en forma continua mediante satélite. El Centro de Radiación Mundial o WRC (por sus siglas en inglés de World Radiation Center) en 1986 estableció un valor de la constante solar, $I_0 = 1367 \text{ W/m}^2$, con una incertidumbre del orden de 1%. Durante el periodo comprendido entre 1978 y 1998, como consecuencia de un promedio de mediciones diarias efectuadas por seis satélites diferentes, se obtuvo el más reciente valor de la constante solar, $I_0 = 1366.1 \text{ W/m}^2$ (Johnson, 2008). Este último valor

⁸ El subíndice 0 hace referencia al flujo de radiación solar fuera de la atmósfera.

difiere tan solo 7.1 W/m^2 respecto al valor calculado, lo que representa tan solo un 0.52%.

Por su carácter experimental, se asume que la constante solar toma en cuenta variaciones de la radiación emitida por el Sol derivadas de la actividad solar, así como la variación en la distancia de la Tierra al Sol.

El cálculo de la irradiancia fuera de la atmósfera, haciendo uso de la teoría de la radiación (ec. 2.7), difiere entre 8 W/m^2 y 12 W/m^2 respecto a los valores conocidos de la constante solar. Estas diferencias representan entre -0.6 y -0.8% de error respecto a valores difundidos de la constante solar. Es decir, es inferior al 1% de incertidumbre asociada a esta constante por el WRC. El valor calculado es aceptable y sobre todo permite destacar la coherencia con la Teoría de la Radiación. Ciertamente en los cálculos no se ha tomado en cuenta la excentricidad de la órbita de la Tierra, pero se puede demostrar que ésta tiene un efecto compensatorio.

En la **Figura 2.1** se presenta el espectro estándar fuera de la atmósfera desarrollado por The American Society for Testing and Materials (ASTM, 2000).

El espectro ha sido escalado de tal forma que la integral de este espectro entre 0.1195 a $1000 \mu\text{m}$ se ajuste al valor de la constante solar, $I_0 = 1366.1 \text{ W/m}^2$.

A partir de este espectro se puede cuantificar la intensidad de las bandas típicas, integrando el espectro entre las longitudes de onda correspondiente a cada banda. Así, puede verificarse que

- i) La banda UV-C ($119.5 < \lambda < 290 \text{ nm}$) representa tan solo el 0.73% del espectro (10.09 W/m^2);
- ii) la banda UV-B ($290 < \lambda < 320 \text{ nm}$), el 1.334% de la energía total del espectro (17.97 W/m^2);
- iii) la banda UV-A ($320 < \lambda < 400 \text{ nm}$), el 6.04% de la energía total del espectro (82.17 W/m^2);
- iv) la banda Visible ($400 < \lambda < 770 \text{ nm}$), el 45.85% de la energía total del espectro (622.5 W/m^2),
- v) y la banda Infrarroja ($\lambda > 770 \text{ nm}$), el 46.8% de la energía total del espectro (636 W/m^2).

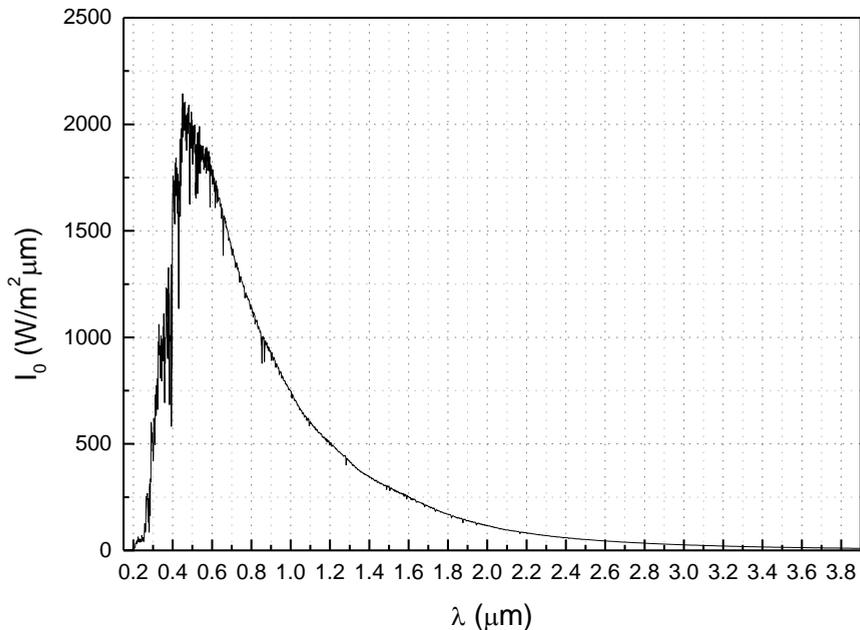


FIGURA 2.1 Espectro de la radiación solar fuera de la atmósfera
Fuente: The American Society for Testing and Materials (ASTM, 2000)

En la **Figura 2.2** se muestra el espectro de la radiación UV solar fuera de la atmósfera y sus subdivisiones (UV-A, UV-B y UV-C).

El espectro de estándar de la radiación solar permite cuantificar la intensidad de las bandas típicas, integrando el espectro entre las longitudes de onda correspondiente a cada banda. Y, la integral de todo el espectro corresponde o es equivalente a la irradiancia solar o a la constante solar.

El concepto de constante solar se puede generalizar para todos los planetas del sistema solar. La constante solar de cada planeta es equivalente a la irradiancia solar fuera de la atmósfera de cada planeta. Se puede calcular de la misma manera como se hizo para la Tierra, y se define como el flujo de radiación solar que alcanza la vecindad de cada planeta. En la **Tabla 2.1** se muestran las constantes solares para Venus, Tierra, Marte y Júpiter.

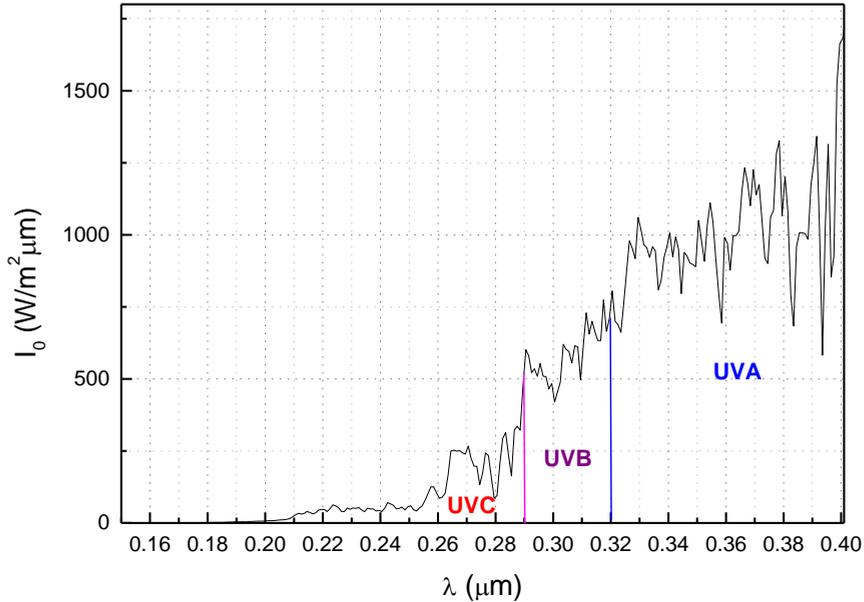


FIGURA 2.2 Espectro de la radiación UV solar fuera de la atmósfera

TABLA 2.1 Radio y constantes solares de Venus, Tierra, Marte y Júpiter

	Radio x10 ⁹ m	Constante solar (W/m ²)
Venus	108	2632
Tierra	150	1367
Marte	228	589
Júpiter	780	51

La temperatura de cada planeta no depende exclusivamente de la constante solar. La radiación solar es la fuente de energía más importante de todos los planetas y satélites del Sistema solar, aunque puede no ser la única fuente de energía. De manera adicional, el comportamiento térmico de cada planeta no obedece de forma estricta al flujo de radiación solar. La atmósfera, aunque no es una fuente de energía, juega un papel determinante en el comportamiento térmico de la Tierra: almacena y transporta cantidades importantes de energía y cumple el papel de un aislante que atenúa o retarda la pérdida de energía hacia el espacio.

En el **ANEXO II** se describen las características térmicas más relevantes de los planetas del Sistema solar y su relación con el tipo de atmósfera.

2.2 Temperatura de la Tierra

2.2.1 Flujo de radiación solar fuera de la atmósfera

La superficie de la Tierra recibe energía o radiación electromagnética del Sol —radiación ultravioleta, visible e infrarroja—, también radiación infrarroja de la atmósfera y reemite radiación infrarroja tanto a la atmósfera como al espacio exterior.

La radiación solar, sin embargo, llega a la superficie de la Tierra con un ángulo de incidencia diferente y una intensidad variable que dependen del día del año, la hora del día, la latitud, la altitud y las condiciones meteorológicas. La forma cuasi-esférica de la Tierra conjugada con los movimientos de rotación y de traslación de la Tierra y la inclinación del eje de rotación de la Tierra son variables que intervienen en definir la naturaleza de la radiación solar en cada punto de la superficie de la Tierra.

A simple vista la intensidad de la radiación es mayor en el Ecuador y menor en los polos, pero esto no es del todo cierto, justo por el efecto del cambio en la declinación solar a lo largo del año.

Vista desde el Sol, la Tierra aparece como un disco, el radio de la Tierra es $R_T = 6380 \text{ km}$. La radiación total recibida por la Tierra es estrictamente aquella interceptada por la sección transversal que presenta la Tierra al Sol (**Figura 2.2**). Aunque debido a la forma de la Tierra, la radiación solar incide con diferente dirección en cada punto de la superficie de la Tierra y por lo tanto llega con desigual intensidad.

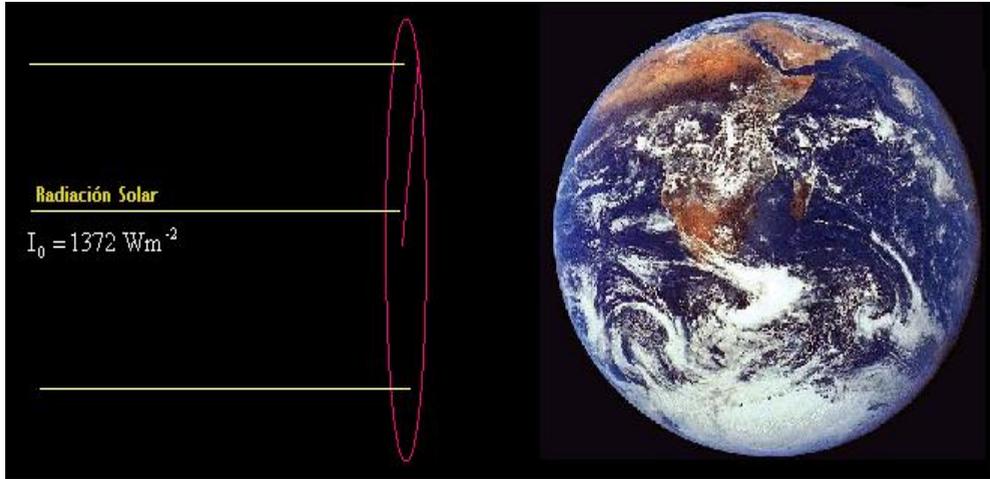


FIGURA 2.2 Flujo de radiación solar en el exterior de la atmósfera de la Tierra

Como hipótesis se puede definir una cantidad, I_T , que dé cuenta de la repartición promedio sobre toda la Tierra de la radiación solar en el exterior de la atmósfera. Esta cantidad, a la que se puede llamar *irradiancia promedio global*, se puede calcular dividiendo la radiación solar interceptada por la sección transversal de la Tierra entre la superficie esférica de la Tierra. Esto es

$$I_T = \frac{I_o A_{\text{sección}}}{A_{\text{esfera}}} = \frac{\left(1372 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}\right) (\pi R_T^2)}{(4\pi R_T^2)} = 343 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (2.7)$$

Éste es un valor promedio sobre toda la Tierra; da cuenta de que la Tierra recibe del Sol, en forma continua durante las 24 horas del día, una cantidad impresionante de energía repartida sobre toda la Tierra. Significa que cada metro cuadrado de la superficie de la Tierra recibe 343 W, una cantidad de energía del orden de la emitida por siete focos de 50 W. Como se trata de un valor promedio hipotético es independiente de la latitud y longitud; y al considerar la Tierra como una esfera, no toma en cuenta la orografía ni la

geografía. Esta cantidad tiene una gran utilidad práctica en los diferentes tipos de balance que veremos a continuación.

2.2.2 Temperatura de emisión de la superficie de la Tierra

En una primera aproximación, puede considerarse que la atmósfera es transparente a la radiación solar incidente. Aunque bien sabemos que esto no es cierto, esta aproximación permite explicar algunos aspectos de la transferencia de energía sobre la superficie de la Tierra, y visualizar qué pasaría si en la Tierra no hubiera atmósfera. Con certeza el nitrógeno y el oxígeno, los componentes más abundantes de la atmósfera, son relativamente transparentes a la radiación solar, pero juegan un papel importante en la dispersión de la radiación y en la retrodispersión de la radiación hacia el espacio exterior, de tal manera que no se pueden ignorar. En el desarrollo siguiente se considera una atmósfera transparente a la radiación solar incidente. Esto permite definir el concepto temperatura de emisión de la Tierra e imaginar una Tierra sin atmósfera.

2.2.2.1 Albedo de la superficie de la Tierra

Aunque no se reflexione respecto al efecto de la atmósfera sobre la radiación solar incidente, de cualquier manera hay que considerar que la superficie de la Tierra no absorbe la totalidad del flujo de radiación solar o de la irradiancia promedio, I_T , repartidos sobre toda la Tierra. Igual ocurre con cualquier planeta o satélite del Sistema solar, no todo el flujo de radiación solar es absorbido, una fracción importante de ella es reflejada. De hecho la radiación solar reflejada, en el caso de los planetas y satélites del Sistema solar, es lo que los hace visibles.

Se le llama albedo a la relación entre la radiación reflejada y la radiación incidente. A menudo el albedo es designado por la letra a , porque la palabra albedo comienza con a que en el alfabeto griego equivale a, α . En este texto se utiliza siempre ρ , en virtud de que α se ha utilizado para designar el coeficiente de absorción. El albedo no es otra cosa que el coeficiente de reflexión. Toma valores entre 0 y 1, esto es $0 \leq \rho \leq 1$. El albedo depende de la

naturaleza del medio reflejante. Obviamente no es igual para todos los tipos de superficies. Los océanos absorben más del 90% de la radiación que reciben, mientras que la nieve y el hielo entre el 10 y el 30%. En la **Tabla 2.2** se presenta en porcentajes el albedo característico de diferentes medios geográficos.

Aunque la superficie de la Tierra está compuesta de una variedad de zonas geográficas, se considera que el albedo promedio es $\rho \cong 0.3$.

TABLA 2.2 Albedo para diferentes tipos de superficies en la Tierra

Tipo de superficie	Albedo (%)
Océano	2-10
Bosques	6-18
Ciudades	14-18
Pastizales	7-15
Suelo	10-20
Sembradíos	16-20
Hielo	20-70
Desierto	35-45
Nieve fresca	75-95
Nieve acumulada	40-60
Nubes (estratos delgados)	30-70

Si α y ρ son los coeficientes de absorción y reflexión de la superficie de la Tierra, de acuerdo a la teoría de la radiación (§ I.4.2), $\alpha + \rho = 1$; entonces si $\rho \cong 0.3$, $\alpha \cong 0.7$. Luego, los flujos de radiación solar reflejados y absorbidos por la superficie de la Tierra son respectivamente

$$I_{\rho} = \rho I_T = (0.3) \left[343 \frac{W}{m^2} \right] = 102.9 \frac{W}{m^2} \quad (2.8)$$

$$I_{\alpha} = (1 - \rho) I_T = \alpha I_T = (0.7) \left[343 \frac{W}{m^2} \right] = 240.1 \frac{W}{m^2} \quad (2.9)$$

De acuerdo a la *Ley de Kirchhoff*, un material absorbedor emite energía en la misma proporción que la absorbe, lo que en términos de sus coeficientes

de absorción implica que $\alpha = \varepsilon$. Por lo tanto el coeficiente de emisión de la superficie de la Tierra es $\varepsilon \cong 0.7$.

De acuerdo a la *Ley de Stefan-Boltzmann*, la temperatura de la superficie de la Tierra está asociada a la reemisión de la *irradiancia promedio global* recibida del Sol, la cual es equivalente a la radiación absorbida, $I_\varepsilon = I_\alpha = \alpha I_T = \varepsilon \sigma T^4$. En efecto, ambos tipos de radiaciones no son de la misma naturaleza, mientras que la radiación incidente proviene del Sol, comprende el espectro solar, la emitida por la superficie de la Tierra es, de manera estricta, radiación infrarroja. En ausencia de atmósfera los procesos de transferencia de energía se suceden en la superficie de la Tierra. La temperatura de emisión puede calcularse en forma simple a partir de la radiación emitida por la superficie de la Tierra:

$$T_\varepsilon = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon I_T}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{(0.7)(343 \text{ Wm}^{-2})}{5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}}} \cong 255.1 \text{ K} \cong -17.9 \text{ }^\circ\text{C} \quad (2.10)$$

T_ε es llamada temperatura de emisión, justo porque ignora el efecto de la atmósfera; en consecuencia ésta sería la temperatura de la superficie de Tierra si no hubiera atmósfera.

Evidentemente a esta temperatura el agua no estaría en estado líquido y, de existir vida, no sería como la conocemos.

Sin embargo, la temperatura promedio de la superficie de la Tierra es en promedio $T_s = 288 \text{ K} = 15 \text{ }^\circ\text{C}$. Esto sugiere que los procesos de transferencia de energía no son simplemente los que ocurren a nivel de la superficie de la Tierra.

A la temperatura de emisión de la superficie de la Tierra de 255 K, de acuerdo a la Ley de Wienn (ec. 1.26a), la longitud de onda máxima de la radiación emitida es

$$\lambda_{max} = \frac{2.898 \times 10^{-3} (\text{Km})}{T(\text{K})} =$$

$$= \frac{2.898 \times 10^{-3} (Km)}{254.8 K} = 1.137 \times 10^{-5} m = 11.37 \mu m \quad (2.11)$$

Longitud de onda correspondiente a la parte infrarroja del espectro electromagnético.

2.2.3 Efecto invernadero

La atmósfera no es transparente a la radiación, una fracción importante de la radiación permanece atrapada en la atmósfera. Gran parte de la radiación infrarroja emitida por la superficie de la Tierra es absorbida por componentes de la atmósfera tales como el vapor de agua, el bióxido de carbono, el metano, los diversos productos de combustión y los contaminantes atmosféricos. A esto se le conoce como efecto invernadero, a la retención de energía por las moléculas poliatómicas de la atmósfera.

Para explicar el efecto invernadero considérese que la atmósfera es transparente a la radiación solar incidente, pero es parcialmente opaca a la radiación infrarroja expulsada por la superficie de la Tierra.

La absorción de radiación infrarroja impide que gran parte de la radiación infrarroja despedida por la superficie de la Tierra sea expulsada hacia el espacio. La absorción en sí es un proceso de transferencia de energía de la superficie de la Tierra a la atmósfera. La absorción de energía por los diversos componentes de la atmósfera da lugar al aumento de la agitación molecular y en consecuencia al aumento de temperatura de la atmósfera.

El hecho de que la atmósfera tenga una cierta temperatura, T_a , debe hacernos pensar que igual que cualquier objeto, de acuerdo a la *Ley de Stefan-Boltzmann*, emite radiación. Y como su temperatura es cuando mucho del mismo orden que la temperatura de la superficie de la Tierra, el tipo de radiación emitida es la infrarroja.

La atmósfera a la temperatura, T_a , es un medio que expulsa un flujo de radiación, $I_a = \sigma T_a^4$, hacia el espacio, y dado que la emisión es isotrópica, despide otro flujo de radiación de la misma magnitud hacia la superficie de la Tierra.

La superficie de la Tierra en consecuencia no sólo recibe la radiación que proviene del Sol, además recoge una cantidad adicional que corresponde a la radiación IR proveniente de la atmósfera. De manera básica en esto consiste el *efecto invernadero*, en la captura de energía por la atmósfera y su reemisión isotrópica. De esta forma, la energía emitida por la superficie de la Tierra que tenía como destino el espacio exterior es interceptada en la atmósfera. Luego es reemitida de la atmósfera en forma isotrópica. En consecuencia, prácticamente la mitad de ella tiene la posibilidad de regresar a la superficie de la Tierra. Esto hace que la superficie de la Tierra reciba una contribución de energía adicional al flujo de radiación solar. Como consecuencia, la temperatura de la superficie de la Tierra es mayor que la temperatura de emisión calculada en el apartado anterior.

Al poner en juego la atmósfera, el sistema es un poco más complejo y la transferencia de energía ya no se reduce a la interacción entre la radiación solar y la superficie de la Tierra, ahora se tiene un sistema Tierra-atmósfera en equilibrio térmico con el espacio exterior. Es decir, que el flujo de radiación de entrada al sistema es igual al de salida.

Para analizar la puesta en juego de la atmósfera se puede asumir, en una primera aproximación, que la atmósfera es transparente a la radiación solar de entrada y parcialmente opaca a la radiación infrarroja de salida.

De esta manera, se pueden formular dos ecuaciones de balance de energía, una sobre la superficie de la Tierra y la otra en la parte superior de la atmósfera.

- i) En la superficie de la Tierra: *la energía de entrada* es la suma de las energías correspondientes a la irradiancia global promedio, I_T , más la radiación emitida por la atmósfera, $I_a = \sigma T_a^4$; y *la energía de salida* es la suma de las energías concerniente a la radiación solar reflejada, ρI_T , más la radiación emitida por la superficie, $I_s = \sigma T_s^4$. La ecuación de balance conforme a lo expresado se puede escribir como

$$I_T + I_a - \rho I_T - I_s = 0 \quad (2.12)$$

o bien,

$$(1 - \rho)I_T = \sigma T_S^4 - \sigma T_a^4 \quad (2.13)$$

- ii) En la parte superior de la atmósfera: *la energía de entrada* es solamente la correspondiente a la irradiancia global promedio, I_T , mientras que *la energía de salida* es la suma de las energías adecuada a la radiación solar reflejada, ρI_T , más la radiación expulsada por la atmósfera hacia el espacio, $I_a = \sigma T^4$, más la radiación despedida por la superficie que no fue absorbida por la atmósfera, $(1 - \alpha_a)I_S$; donde α_a es el coeficiente de absorción de radiación IR de la atmósfera. La ecuación de balance correspondiente se puede escribir como

$$I_T - \rho I_T - I_a - (1 - \alpha_a)I_S = 0 \quad (2.14)$$

o bien,

$$(1 - \rho)I_T = \sigma T_a^4 - (1 - \alpha_a)\sigma T_S^4 \quad (2.15)$$

Sumando las expresiones (2.13) y (2.15):

$$\frac{2(1 - \rho)I_T}{(2 - \alpha_a)} = \sigma T_S^4 \quad (2.16)$$

Hasta aquí no se conoce el valor del coeficiente de absorción de la atmósfera, α_a , que puede tomar un valor entre **0** y **1**; $\alpha_a = 0$ correspondería a una atmósfera transparente a la radiación IR, en cuyo caso la temperatura de la superficie de la Tierra se reduce a la temperatura de emisión, y en la ecuación (2.16), T_S se sustituye por T_e para dar

$$(1 - \rho)I_T = \sigma T_\varepsilon^4 \quad (2.17)$$

Sustituyendo la ecuación (2.17) en (2.16) se puede obtener la relación entre la temperatura de la superficie de la Tierra, T_S , y la temperatura de emisión, T_ε , para una atmósfera transparente a la radiación solar y parcialmente opaca a la radiación IR. Esto es

$$\frac{2\sigma T_\varepsilon^4}{(2 - \alpha_a)} = \sigma T_S^4 \quad (2.18)$$

de donde

$$T_S = \left[\frac{2}{2 - \alpha_a} \right]^{\frac{1}{4}} T_\varepsilon \quad (2.19)$$

Asumiendo que α_a puede tomar un valor entre 0 y 1, la temperatura de la superficie de la Tierra para $\alpha_a = 0$ sería $T_S = T_\varepsilon$ mientras que para $\alpha_a = 1$

$$T_S = 2^{\frac{1}{4}} T_\varepsilon .$$

Para una atmósfera completamente opaca a la radiación IR, dado que $T_\varepsilon = 255 \text{ K}$, la temperatura de la superficie de la Tierra sería $T_S = 303 \text{ K}$, resultado que es 15° superior al valor real.

Evidentemente en esta descripción no se ha considerado que en la realidad la atmósfera no es transparente a la radiación solar incidente. Eso explica por qué T_S ha sido sobrestimada. Sin embargo, el objeto de este tema no fue propiamente obtener la temperatura de la superficie de la Tierra, sino poner en evidencia el papel de la atmósfera como responsable del efecto invernadero. Pero no está demás enfatizar que, a pesar de la simplicidad de esta descripción, es una buena aproximación.

La temperatura de la atmósfera, T_a , se puede obtener sustituyendo la ecuación (2.17), $(1-\rho)I_T = \sigma T_\varepsilon^4$ en la ecuación (2.13), $(1-\rho)I_T = \sigma T_s^4 - \sigma T_a^4$. Esto es

$$T_a^4 = T_s^4 - T_\varepsilon^4 \quad (2.20)$$

De tal manera que ambas temperaturas, T_s y T_a , resultan ser ligeramente más grandes de lo que en realidad son. No obstante, el objeto de este tema fue poner en evidencia el papel de la atmósfera como responsable del efecto invernadero.

Por otro lado, tampoco se ha determinado el valor exacto del coeficiente de absorción de la atmósfera, α_a . Si utilizamos la ecuación (2.18), sabiendo que $T_\varepsilon = 255K$ y que $T_s = 288K$, se puede verificar que $\alpha_a = 0.77$, lo cual resulta sorprendentemente elevado. Mas hay que enfatizar que ésta es tan sólo una aproximación extrema.

2.3 Balance energético de la Tierra

La Tierra tiene una gama de temperaturas que va desde -70°C en el caso de los casquetes polares, hasta aproximadamente $+50^\circ\text{C}$ en el caso de los trópicos en verano o el Ecuador. En esta gama de temperaturas se desarrollan las diferentes formas de vida. La temperatura promedio de la superficie de la Tierra es 15°C (288 K).

2.3.1 Energía de entrada

La Tierra tiene dos fuentes de energía, la energía que proviene del espacio exterior y la energía interna.

La energía venida del espacio exterior comprende la radiación solar, los rayos cósmicos y meteoritos. La fuente más importante de energía sin punto de discusión es la radiación solar, aunque hay una contribución significativa

de energía de origen cósmico —rayos cósmicos y meteoritos— cuya cuantificación está fuera del alcance de este texto.

La energía interna comprende: las interacciones océano-atmósfera, las erupciones volcánicas, los movimientos telúricos, la energía gravitatoria que aporta la Luna, los incendios forestales y la disipación de energía resultado de la actividad humana.

El flujo de radiación solar o irradiancia promedio que recibe la Tierra, $I_T = 343 \frac{W}{m^2}$, se distribuye de la siguiente manera (**Figura 2.3**):

- el 30% (106 Wm^{-2}) es reflejada al espacio exterior por las nubes, las moléculas del aire y la superficie de la Tierra;
- el 20 % (68 Wm^{-2}) lo absorben las nubes y los aerosoles
- y el restante 50% (169 Wm^{-2}) se retiene en la superficie de la Tierra.

2.3.2 Energía de salida

De acuerdo a la Ley de Stefan-Boltzmann, todo objeto a una cierta temperatura emite una cantidad de energía que es directamente proporcional a la temperatura elevada a la cuarta potencia. Esto es

$$I = \varepsilon \sigma T^4 \quad (1.27)$$

donde: ε es el coeficiente de emisividad, ($0 < \varepsilon < 1$), $\sigma = 5.67051 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ es la constante de Stefan-Boltzmann y T es la temperatura absoluta.

La superficie de Tierra tiene una temperatura promedio de 288 K. Para un cuerpo negro $\varepsilon=1$. Si se considera la superficie de la Tierra como un cuerpo negro a esta temperatura, de acuerdo a la Ley de Stefan-Boltzmann, la Tierra emite un flujo de radiación IR.

Según la Ley de Wienn (ecuación 1.26a), a la temperatura promedio de la superficie de la Tierra (288 K), la longitud de onda máxima del espectro de emisión de la superficie de la Tierra es

$$\lambda_{max} = \frac{2.898 \times 10^{-3} (Km)}{T(K)} = \frac{2.898 \times 10^{-3} (Km)}{288 K} = 1.006 \times 10^{-5} m$$

$$= 10.06 \mu m$$

Y de acuerdo a la Ley de Stefan-Boltzmann, el flujo de radiación infrarroja emitido por la superficie de la Tierra es:

$$I_s = \epsilon \sigma T^4 = (1) \left(5.67 \times 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} \right) (288 K)^4 = 390 \frac{W}{m^2}$$

El flujo de radiación emitido por la superficie de la Tierra se distribuye de la siguiente manera (**Figura 2.3**):

- la atmósfera absorbe el 94 % (368 Wm^{-2}),
- el resto (22 Wm^{-2}) atraviesa la atmósfera sin ser absorbido y se pierde en el espacio.

La atmósfera regresa a la superficie de la Tierra en forma de radiación infrarroja 327 Wm^{-2} . Al mismo tiempo, del total de la energía completamente absorbida por la atmósfera (68 Wm^{-2} de radiación del Sol más 368 Wm^{-2} de radiación terrestre) se emite hacia el espacio exterior 215 Wm^{-2} .

El balance energético total *en la superficie de la Tierra* es

$$\text{Balance neto} = \text{la energía del Sol} + \text{la energía de la atmósfera} \\ - \text{la energía emitida}$$

o sea:

$$169 \text{ Wm}^{-2} + 327 \text{ Wm}^{-2} - 390 \text{ Wm}^{-2} = +106 \text{ Wm}^{-2}$$

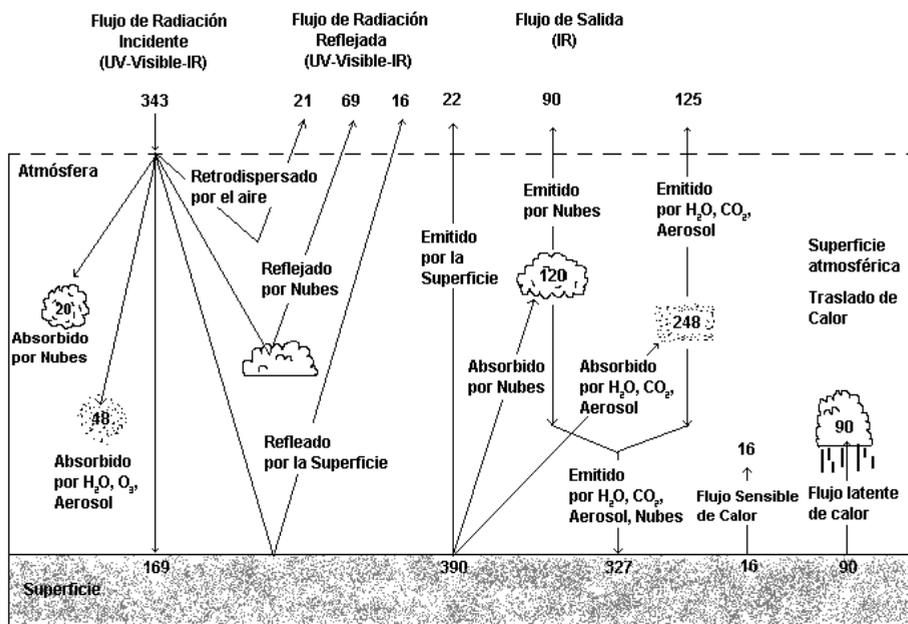


FIGURA 2.3 Balance global de energía en la atmósfera de la Tierra

El signo más en el balance sobre la superficie de la Tierra indica un excedente de energía en la superficie de la Tierra. Esto significa que la Tierra transmite 106 Wm^{-2} a la atmósfera.

El balance puede repetirse tomando como *referencia la atmósfera*. Ésta recibe energía o radiación directa del Sol —ultravioleta, visible e infrarroja—, radiación infrarroja de la superficie de la Tierra y despidе radiación infrarroja, tanto a la superficie de la Tierra como al espacio exterior. El balance energético total es

Balance neto = energía del Sol + energía de la Tierra - energía hacia la Tierra
- energía hacia el espacio

o sea:

$$68 \text{ Wm}^{-2} + 368 \text{ Wm}^{-2} - 327 \text{ Wm}^{-2} - 215 \text{ Wm}^{-2} = -106 \text{ Wm}^{-2}$$

El signo menos en el balance de la atmósfera indica un déficit para la atmósfera. Lo cual explica un intercambio continuo de energía. Esto implica que la atmósfera se calienta desde abajo, y no desde arriba como a primera vista podría pensarse. Además esto muestra la disminución de temperatura en la tropósfera a medida que aumenta la altitud. Como se verá más adelante (§ 5.1.3) a la razón de cambio de la temperatura con la altitud se le llama gradiente térmico, el cual es del orden de $-6.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$ en la tropósfera; lo que significa que la temperatura de la atmósfera disminuye 6.5°C en promedio por cada kilómetro de altitud.

2.4 Intercambio de la energía entre la Tierra y su atmósfera

El excedente de energía, que resulta del balance energético (106 Wm^{-2}), se puede interpretar como la energía que requiere la Tierra para dar lugar a los fenómenos naturales. Esto implica que, para que los fenómenos naturales tengan lugar, cada metro cuadrado de la Tierra requiere una energía equivalente a la que utiliza un foco hipotético de 106 W . Esta comparación da relevancia a un hecho imperceptible a nuestros sentidos: la Tierra requiere una cantidad enorme de energía, tan sólo para *ser como es*; y el que *sea como es* a su vez conlleva que sea hospitalaria a la totalidad de las especies vivientes.

La energía juega un papel específico en función y dependiendo de su naturaleza: es absorbida o dispersada. La radiación solar, como es bien sabido, no se reduce a luz visible, y la propia luz visible no es de un sólo color, sus componentes o colores no tienen las mismas proporciones; aporta a la Tierra energía en forma de radiación ultravioleta, luz visible, y radiación infrarroja, calor.

Muy probablemente, si el Sol tuviera otra temperatura, o no emitiera luz blanca —si fuera una estrella más vieja o más nueva—, aunque la intensidad de la radiación fuera la misma, los procesos que ocurrirían en la Tierra serían de naturaleza diferente. De ahí la importancia espectral de la radiación del Sol.

La radiación solar es en sí una fuente de energía con carácter inagotable que a su vez es fuente de otras formas de energía, algunas de ellas también

ilimitadas como los vientos. Una porción de la luz visible propicia la fotosíntesis que da lugar a la generación de la biomasa, fuente de generación del oxígeno. La biomasa generada hace cientos de millones de años dio lugar a la generación de los combustibles fósiles: petróleo, gas natural y carbón.

La temperatura de la superficie de la Tierra es resultado de la acción tanto de la radiación solar como de la radiación infrarroja emitida por la atmósfera. En contacto con la atmósfera induce grandes corrientes de convección de calor, *los vientos*.

En los océanos y mares el calentamiento de la superficie induce un doble gradiente, uno en la atmósfera y otro en los océanos y mares. En la atmósfera, el gradiente térmico provoca la circulación de la atmósfera y la evaporación del agua que da lugar a la formación de nubes. En los océanos y mares estimula las corrientes marítimas y oceánicas que dan lugar a la circulación del agua.

La circulación de la atmósfera es el motor del clima, el vehículo que transporta las nubes por la faz de la Tierra. La condensación del agua en las nubes genera las lluvias que alimentan los ríos y lagos.

Lo que sucede en la Tierra es una secuencia de procesos de transferencia de energía. En su origen la energía solar es de naturaleza electromagnética, se transforma primero en calor, que distribuido en la superficie de la Tierra, eleva la temperatura de la corteza terrestre. El calor de la superficie se transfiere al aire de la atmósfera por convección, produciendo un gradiente de temperatura que propicia la circulación de la atmósfera que es el vehículo de las nubes. Como resultado final, el agua a grandes altitudes posee una energía gravitacional muy superior a la que tenía en el lugar donde fue evaporada. El Sol provee la energía suficiente para superar la gravedad de la Tierra y llevar grandes masas de agua a grandes altitudes.

El balance presentado no es del todo preciso. El Sol no es la única fuente de energía que participa en el equilibrio térmico de la Tierra, sin embargo es la fuente más importante. Existen otras contribuciones pero de un orden de magnitud prácticamente insignificante. Entre ellas habrá que contar: el flujo de calor producido por el magma, los movimientos telúricos, las erupciones volcánicas, la fuerza de gravitación de la Luna que actúa sobre las mareas, las interacciones de meteoritos y rayos cósmicos, los incendios forestales y la

acción del hombre. Pero no todas han sido evaluadas. Sólo se conoce el flujo de energía proveniente del magma.

En efecto, el proceso de enfriamiento de la Tierra no ha concluido, justo porque la corteza de la Tierra actúa como un aislante. El flujo de calor del interior de la Tierra hacia la superficie de 0.03W/m^2 representa menos del 0.2% de la energía intercambiada entre la Tierra y la atmósfera. Así las cosas, aunque el balance presentado no es preciso es un modelo que muestra que las principales causas de la temperatura de la Tierra son el flujo de radiación solar y el intercambio de energía entre la Tierra y la atmósfera.

2.5 Comparación con la energía utilizada por las actividades humanas

En el 2017 el consumo mundial de energía primaria ascendió a 13 511.2 millones de toneladas equivalentes de petróleo (Mtep). De los cuales el 85.2 % correspondió a fuentes fósiles: 4621.9 Mtep de petróleo (34%), 3 731.5 Mtep a carbón (27.6%) y 3 156.0 Mtep de gas natural (23.3%). El 14.8% provino de fuentes limpias –hidroelectricidad (6.8%), energía nuclear (4.4%) y energías renovables (3.6 %)- y biocombustibles 0.6 %).

El equivalente en energía de una tonelada de petróleo es 42 Giga-Joule (GJ). Tomando en consideración el tiempo en segundos (un año), la conversión a unidades de potencia del consumo mundial de energía es

$$P = \frac{E}{t} = \frac{13.5112 \times 10^9 \text{ tep} \left(\frac{42 \times 10^9 \text{ J}}{1 \text{ tep}} \right)}{365 \text{ d} \left(\frac{24 \text{ h}}{1 \text{ d}} \right) \left(\frac{3600 \text{ s}}{1 \text{ h}} \right)} = 1.799 \times 10^{13} \text{ W} \quad (2.21)$$

Esto es, en el 2017 las actividades consumieron $1.799 \times 10^{13} \text{ W}$, que repartidos en la superficie de la Tierra ($5.1 \times 10^{14} \text{ m}^2$) equivale a 0.03528 W/m^2 . Esta cantidad es ligeramente superior al flujo de calor emitido por el magma del interior de la Tierra; representa apenas el 0.0328% de los 106 W/m^2 que dan lugar a los fenómenos naturales.

No toda esa energía utilizada por la humanidad es disipada en forma de calor. Si se considera una eficiencia del orden del 30%, el calor disipado es 0.01038 W/m^2 ¿Tendrá efectos directos, el calor disipado por las actividades industriales y humanas, sobre el Calentamiento Global de la Tierra? En un dado caso de influir prácticamente sería imperceptible.

El consumo mundial de energía —que en realidad es inmenso— equivale tan solo a un 0.0328 % de la energía que requiere la naturaleza de manera constante. Esta comparación permite dar relevancia al sistema Sol-Tierra-Atmósfera. Mantener la temperatura hospitalaria de la Tierra y el desarrollo de los fenómenos naturales, requiere una enorme cantidad de energía, y no hay fuente capaz de remplazarla.

La energía utilizada por la humanidad es apenas significativa a una escala global. Si el efecto del uso de la energía por la humanidad fuera tan sólo de carácter térmico, no habría por qué alarmarse. El problema estriba en que asociado con el uso de la energía se da la liberación al ambiente de múltiples compuestos químicos, de los cuales los efectos y su acción sobre la atmósfera aún se desconocen. Se sabe que cantidades imperceptibles de ozono juegan un papel vital para las especies vivientes. Nadie pudo haber imaginado en los años 30 que la producción de los clorofluorocarbonos —notablemente el freón que revolucionó la refrigeración y el aire acondicionado— fueran a producir un efecto destructivo en la capa de ozono.

Así pues, aunque el efecto térmico de la energía utilizada por la humanidad es casi insignificante, no es descartable que algunas de las nuevas especies químicas puedan inducir modificaciones en las propiedades físicas de la atmósfera.

2.6 Incidencia de la radiación solar en la superficie de la Tierra

La Tierra puede considerarse como un gran sistema en relación con su entorno que requiere energía para mantener el conjunto de fenómenos naturales, que entre otras cosas, hacen posible la vida de millones de especies sobre la Tierra.

La radiación solar es la fuente más importante de energía. El calentamiento de la superficie de la Tierra inducido con la radiación solar, combinado con la rotación de la Tierra, genera en la atmósfera gradientes térmicos que producen grandes corrientes de convección de calor en forma de

vientos —responsables de la circulación de la atmósfera— y, en los océanos y en los mares, grandes corrientes de circulación —responsables de la circulación de los océanos—.

Las interrelaciones entre océano y atmósfera conforman el clima, fundamental en la vida de las especies.

La absorción de la energía solar en los océanos, lagos y ríos produce la evaporación generadora de las nubes y la lluvia, que redistribuye el agua sobre la superficie de la Tierra y alimenta los ríos, lo que constituye el ciclo del agua.

Matt Rodell y colaboradores,⁹ investigadores de la NASA Goddard Space Flight Center in Greenbelt, Maryland, en un estudio publicado en la revista *Journal of Climate*, basado en recopilación de datos a nivel global entre 2000 y 2010, reportaron que cada año se evapora de los océanos 449500 kilómetros cúbicos (km³), del suelo y plantas 70 600 km³. La suma total de agua evaporada es del orden de 520 100 km³, 5% más que la cantidad reportada en estudios precedentes. Por su parte, las precipitaciones, bien sea a través de lluvia, nieve o granizo, ascienden a 403 500 km³ sobre los océanos y 116 500 km³ sobre la tierra. De las precipitaciones en tierra, 45 900 corren a través de los ríos. El estudio agrega, en forma comparativa, que la humanidad utiliza en agricultura, industria y consumo doméstico 9100 km³, es decir, menos del 8% de las precipitaciones.

2.6.1 Intensidad de la radiación solar

La radiación proveniente del Sol y que llega a los diferentes puntos de la superficie de la Tierra es más compleja de lo dictado por el sentido común.

La intensidad de la radiación no es la misma en el Ecuador y en los hemisferios ni es la misma a nivel del mar y en altitud. Tampoco lo es la composición espectral. Ambas, intensidad y composición espectral, varían a

⁹ Rodell, M., Beaudoin, H., T. L'Ecuyer, Olson, W., Famiglietti, J., Houser, P., Adler, R., Bosilovich, M., Clayson, C., Chambers, D., Clark, E., Fetzer, E., Gao, X., Gu, G., Hilburn, K., Huffman, G., Lettenmaier, D., Liu, W., Robertson, F., Schlosser, C., Sheffield, J. and Wood, E. (2015), The Observed State of the Water Cycle in the Early Twenty-First Century, in *Journal of Climate*, 28. 8289–8318, doi: 10.1175/JCLI-D-14-00555.1.

lo largo del año. Las diferencias y variaciones generan gradientes de temperatura que inducen procesos de transferencia de energía y flujo colosales de masas del aire.

Más lejos del Ecuador los rayos del Sol llegan cada vez en forma más inclinada a la superficie de la Tierra, de tal manera que en los polos es prácticamente rasante. Sin considerar el efecto de la atmósfera, la intensidad de la radiación solar en un punto cualquiera de la superficie de la Tierra con un ángulo de incidencia θ varía de acuerdo a la relación

$$I(\theta) = I(0)\cos \theta \quad (2.22)$$

siendo θ el ángulo entre la normal de un plano horizontal en ese punto y el plano que barre la dirección del Sol durante el día en ese punto e $I(0)$ la intensidad de la radiación con incidencia $\theta = 0^\circ$, es decir, la intensidad de la radiación sobre un plano perpendicular a la dirección de la radiación en el mismo lugar.

Esto implica que la intensidad disminuye por efecto del ángulo de incidencia de la radiación. Así en los polos como $\theta = 90^\circ$ la intensidad que llega a la superficie es 0.

Adicionalmente, al haber un ángulo de incidencia, la radiación sigue un trayecto óptico más grande. Esto supone que los rayos del Sol han sido más expuestos a la atenuación y/o dispersión con las moléculas de la atmósfera.

Factores como el ángulo de incidencia y el trayecto óptico explican, de manera parcial, por qué la temperatura de la superficie en la Tierra es más elevada en el Ecuador y disminuye paulatinamente hacia los polos.

Sin embargo, el ángulo de incidencia y el trayecto óptico no son los únicos elementos que interviene en definir la intensidad de la radiación sobre cualquier punto de la superficie de la Tierra. En un mismo punto sobre la superficie de la Tierra y a la misma hora del día, la intensidad varía a lo largo del año, debido a que el ángulo de incidencia de la radiación cambia como resultado del movimiento de traslación de la Tierra alrededor del Sol. Esto se debe a que el eje de la Tierra mantiene una misma inclinación (23.5°) durante su recorrido alrededor de su órbita (**Figura 2.4**).

Por ello la radiación solar no llega en forma perpendicular al Ecuador durante todo el año; como pudiera ser si el eje de la Tierra no tuviera

inclinación. En los trópicos, la radiación solar pasa en forma perpendicular únicamente el 21 de junio —en el solsticio de verano— sobre el trópico de Cáncer y el 22 de diciembre —en el solsticio de invierno— sobre el trópico de Capricornio. Mientras que sobre el Ecuador pasan en forma perpendicular dos veces al año: el 21 de marzo —en el equinoccio de primavera— y el 23 de septiembre —en el equinoccio de otoño—. Esto define las estaciones del año

La **declinación solar**, δ , es el ángulo entre un vector unitario, \vec{s} , dirigido en la dirección del Sol a partir de la Tierra —en el plano de la órbita de la Tierra o plano del eclíptico— y la proyección de ese vector, \vec{s}_e , en el plano ecuatorial (**Figura 2.5**). El ángulo, o la declinación solar, sólo es igual a 0° durante los equinoccios de primavera y de otoño, cuando los planos ecuatorial y del eclíptico se interceptan. Mientras que el solsticio de invierno es $-23^\circ 27'$ y en el solsticio de verano es $+23^\circ 27'$.

La declinación solar, δ , varía dependiendo del número del día del año, J , que va de 1 para el primero de enero al 365 para el 31 de diciembre o 366 para los años bisiestos.

La declinación solar puede calcularse mediante la expresión siguiente (Page, 1986):

$$\delta = \text{sen}^{-1} [0.3978 \text{sen}[J' - 80.2^\circ + 1.92^\circ \text{sen}(J' - 2.80^\circ)]] \quad (2.23)$$

donde J' es el ángulo del día, que es igual a $J' = \frac{360J}{365.25}$

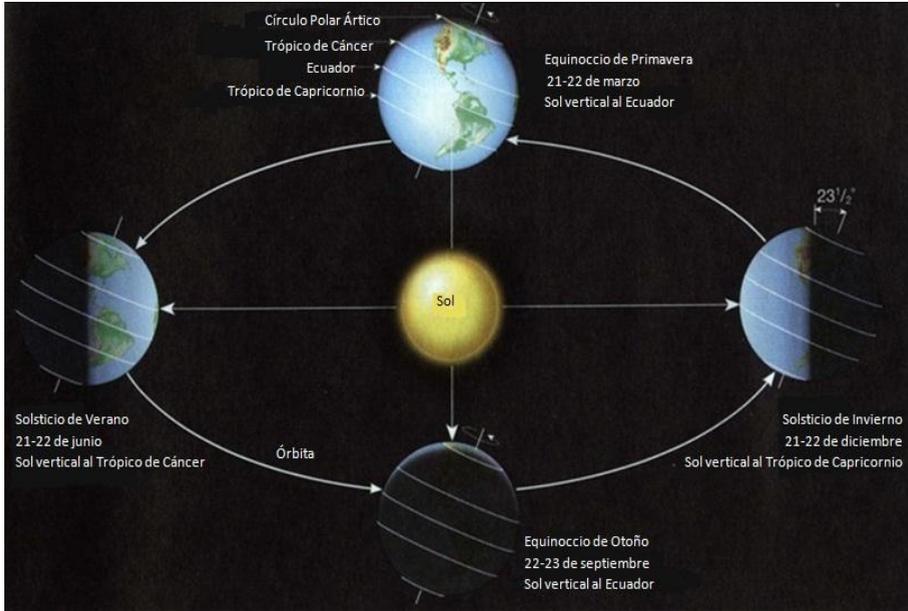


FIGURA 2.4 Inclinación del eje de la Tierra durante su movimiento de traslación alrededor del Sol

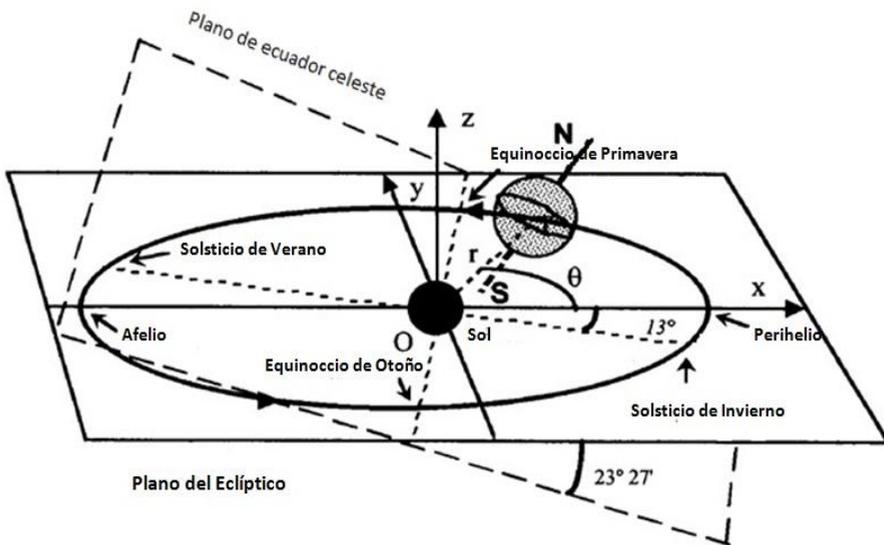


FIGURA 2.5 Intersección entre el plano ecuatorial y el plano del eclíptico

En la **Figura 2.6** se presenta en forma gráfica la declinación a lo largo del año.

Debido al movimiento de traslación de la Tierra y a la declinación solar que cambia a lo largo del año, la trayectoria aparente que sigue el Sol a lo largo del día, sobre cualquier punto de la superficie de la Tierra, describe un plano que cambia a lo largo del año (**Figura 2.7**). Sólo en los equinoccios de primavera y otoño —entre los días 21 y 22 de marzo y entre el 22 y el 23 de septiembre, respectivamente— dicho plano es perpendicular en el Ecuador. Mientras que en el solsticio de verano —entre el 21 y el 22 de junio— el plano de la trayectoria aparente del Sol durante el día es perpendicular en el trópico de Cáncer que se encuentra a 23.5° de latitud Norte. Y en el solsticio de invierno —entre el 21 y 22 de diciembre— el plano es perpendicular en el trópico de Capricornio localizado a 23.5° de latitud Sur.

Durante los equinoccios la intensidad de radiación es mayor en el Ecuador, durante el solsticio de verano es mayor en el trópico de Cáncer y durante el solsticio de invierno es mayor en el trópico de Capricornio.

El cambio en la declinación a lo largo del año hace que para cada punto sobre la superficie de la Tierra varíe el ángulo de incidencia en el transcurso del mismo año; en consecuencia la intensidad de la radiación solar se modifica y esto da lugar a las estaciones del año.

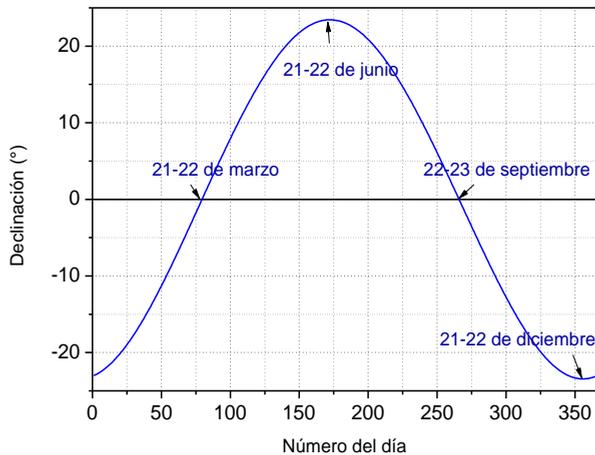


FIGURA 2.6 Declinación solar en el transcurso del año

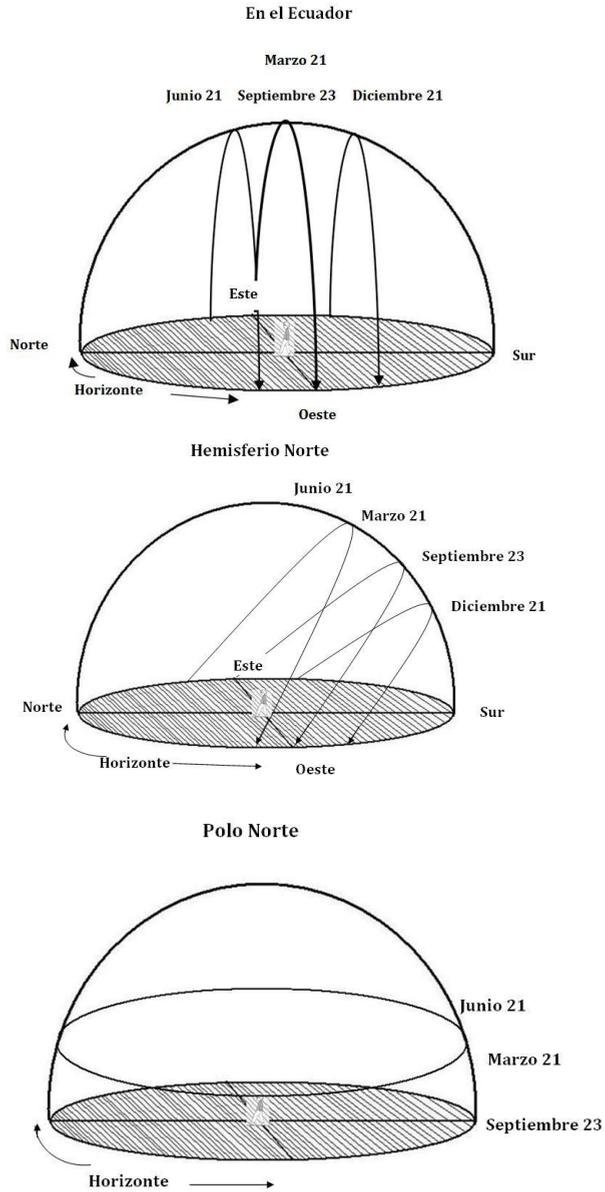


FIGURA 2.7. Incidencia de los rayos del Sol a diferentes latitudes

2.6.2 Composición de la radiación solar

Sólo una pequeña fracción de la radiación solar es visible y sólo una fracción puede ser percibida por los sentidos en forma de calor.

La naturaleza de la radiación solar no se reduce simplemente a luz y calor. La radiación solar al descomponerse da lugar a un espectro que incluye radiación UV, Vis e IR. La forma del espectro de la radiación solar es similar a la distribución espectral de un cuerpo negro.

Tanto el flujo de la radiación solar o irradiancia (W/m^2) como la composición espectral ($\text{W}/\text{m}^2\text{nm}$) varían de un punto a otro de la superficie de la Tierra, dependiendo de la latitud y de la altura sobre el nivel del mar, de la estación del año y de la composición de la atmósfera.

En la generación fotovoltaica de electricidad, realmente las celdas fotovoltaicas más eficientes, se capta sólo una región relativamente estrecha del espectro electromagnético y no todo el espectro como pudiera esperarse. En la **Figura 2.8** se presenta el espectro de la radiación solar fuera de la atmósfera y la respuesta de las celdas solares fotovoltaicas (zona en blanco), se puede observar (en achurado) que se desaprovecha una gran parte del espectro.

Esto que sucede en el caso de un sistema físico como las celdas fotovoltaicas ocurre al respecto de cualquier sistema, por ejemplo en las plantas.

Las diferencias, tanto en la intensidad de la radiación solar (W/m^2) como en la composición espectral que recibe la vegetación a distintas latitudes y a distinta altura sobre el nivel del mar, hacen que las especies biológicas sean diversas y en gran medida específicas o características de cada zona geográfica.

Por otro lado, el cielo se ve más azul en altitud, lo que es indicativo de que la composición en radiación de longitud de onda corta (ultravioleta) es más elevada.

En resumen, las radiaciones que provienen del Sol tienen efectos específicos. La probabilidad de interacción en un cierto medio —molécula, tejido, sistema— es específica según la estructura molecular del medio y diferente para cada longitud de onda.

No toda la radiación participa en la fotosíntesis. La banda ultravioleta de radiación solar no es visible, ni siquiera puede ser percibida por los sentidos, sin embargo es nociva a los seres vivos. Entre menor sea su longitud de onda mayor es su energía y en consecuencia mayor es su posibilidad de daño.

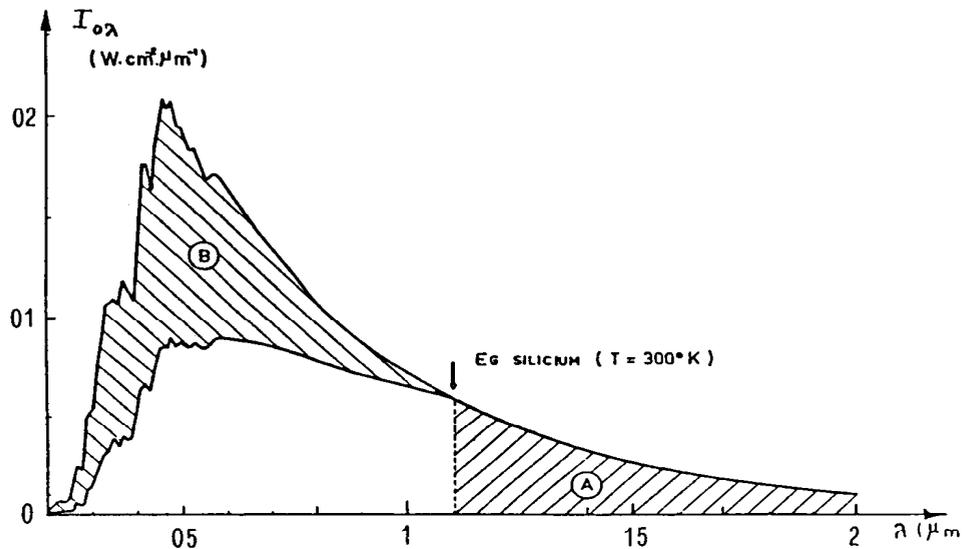


FIGURA 2.8. Espectro de la radiación solar fuera de la atmósfera y respuesta de las fotoceldas solares de Silicio. Fuente: A. La Casinière (1996)

La atenuación de la radiación solar es selectiva, en virtud de que las diferentes longitudes de onda de la radiación tienen diferente probabilidad de interacción con los componentes del aire y de la atmósfera. Por eso conviene caracterizar las interacciones de la radiación electromagnética de origen solar en función de su longitud de onda, es decir, de manera espectral.

2.7 Transmitancia espectral de la radiación

A lo largo de su trayectoria en la atmósfera, los fotones de radiación solar son parcialmente absorbidos y dispersados por las moléculas del aire y partículas suspendidas o aerosoles. Ambos tipos de interacción dependen tanto de la longitud de onda o energía de la radiación como de la naturaleza de los componentes de la atmósfera con los cuales interaccionan. Es decir, en general las interacciones son selectivas. Los componentes atmosféricos que producen absorciones selectivas son el ozono (o), el vapor de agua (w), otros gases (G) tales como CO₂, O₂, N₂O, SO₂. Las moléculas del aire producen dispersión molecular denominada dispersión de Rayleigh (R), mientras que los aerosoles producen dispersiones llamadas dispersiones de Mie (a).

El ensamble del proceso de interacción entre fotones y moléculas de la atmósfera hace que a la superficie de la Tierra llegue un espectro disminuido y deformado respecto a la forma con la cual llega al exterior de la atmósfera.

En la **Figura 2.9** se presenta un ejemplo típico que muestra la atenuación del espectro de radiación solar. Existe una diferencia importante entre la radiación directa fuera de la atmósfera, $I_{0\lambda}$, y la radiación directa sobre la superficie de la Tierra, $I_{h\lambda}$. En la figura se exhibe también el espectro de radiación difusa, $D_{h\lambda}$, y se indican algunas de las especies atómicas responsables de la atenuación en ciertas regiones del espectro. La degradación más importante no es debido a absorciones selectivas, sino a la dispersión o difusión de Rayleigh, de la que se hablará más adelante (§2.7.1).

Se les llama transmitancias espectrales, $T_{i\lambda}$, a la fracción de radiación que logra atravesar la atmósfera habiendo experimentado el proceso de extinción, i . Siendo i :(R) la difusión de Rayleigh; (a), la absorción por los aerosoles; (w), la absorción por el vapor de agua; (o), la absorción por el ozono, y (G), la absorción por otros gases.

El modelo de transmitancias atmosféricas permite calcular el espectro de radiación que alcanza la superficie de la Tierra, tomando en cuenta los cinco procesos de extinción.

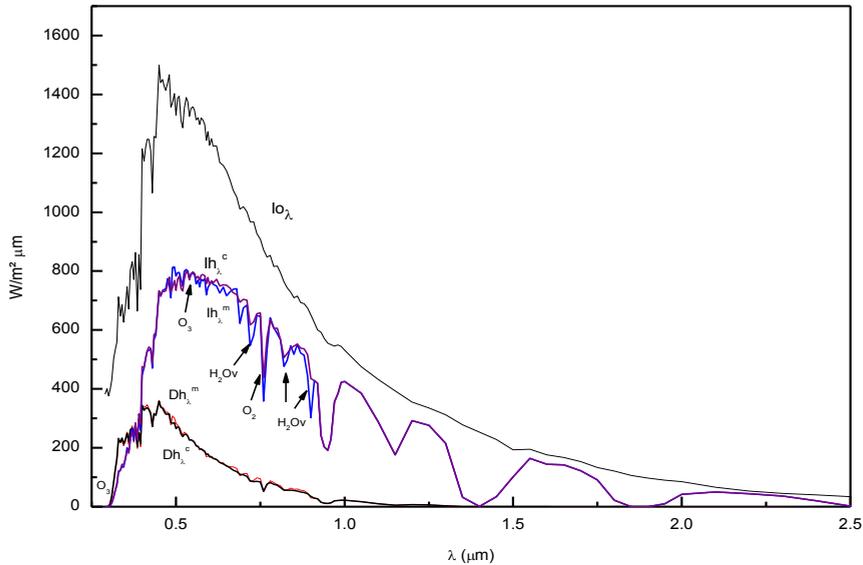


FIGURA 2.9. Espectro de radiación fuera de la atmósfera, $I_{0\lambda}$, espectro de radiación directa, $I_{h\lambda}$, y difusa, $D_{h\lambda}$, medido (m) y calculado (c)

De acuerdo al modelo de transmitancias, a un ángulo cenital de incidencia de la radiación directa del sol, θ , la intensidad espectral o intensidad en función de la longitud de onda de la radiación directa puede ser expresada mediante la ecuación:

$$I_{h\lambda} = \epsilon I_{0\lambda} \cos \theta T_{R\lambda} T_{a\lambda} T_{w\lambda} T_{G\lambda} T_{O\lambda} \quad (2.24)$$

donde $\epsilon = (1.000 + 0.03344 \cos(\Gamma - 2.8^\circ))$ es la corrección de la distancia Sol-Tierra debida a la excentricidad de la órbita terrestre (la cual depende del ángulo solar, Γ , correspondiente al día del año, j), $I_{0\lambda}$ es el espectro solar fuera de la atmósfera, $T_{i\lambda}$ son las transmitancias correspondientes a cada uno de los cinco procesos de atenuación o extinción

(i) y θ es el ángulo cenital de incidencia de la radiación directa, en un punto específico de la superficie de la Tierra.

Las transmitancias se definen como la relación entre el flujo de radiación que llega a la superficie de la Tierra y el flujo de radiación fuera de la atmósfera. Las transmitancias espectrales, en los hechos, son los valores de cada uno de los procesos de extinción (dispersión o absorción) integrados sobre toda la atmósfera. Dado que la difusión es de carácter exponencial, generalmente, las transmitancias para cada uno de los cinco procesos típicos de atenuación pueden expresarse como

$$T_{i\lambda} = e^{-\delta_i(\lambda, \theta)} \quad (2.25)$$

siendo $\delta_i(\lambda, \theta)$ el *espesor óptico de la atmósfera* para el ángulo de incidencia, θ . El espesor óptico es equivalente a la integral, a lo largo de la trayectoria que sigue la radiación directa, de los coeficientes espectrales de extinción o secciones transversales macroscópicas, $\Sigma_i(\lambda, z)$:

$$\delta_i(\lambda, \theta) = \int_{z=0}^{\infty} \frac{\Sigma_i(\lambda, z)}{\cos \theta} dz \quad (2.26)$$

Los coeficientes espectrales de extinción o secciones transversales macroscópicas, $\Sigma_i(\lambda, z)$, se definen como el producto de la densidad molecular de la especie que produce el tipo de interacción, $N(z)$, por la secciones transversales microscópicas, $\sigma_i(\lambda)$, de las moléculas susceptibles de experimentar el tipo de interacción, i :

$$\Sigma_i(\lambda, z) = N(z)\sigma_i(\lambda) \quad (2.27)$$

Si el ángulo de incidencia de la radiación es perpendicular a la superficie de la Tierra, ($\theta = 0^\circ$), la integral (2.26) se reduce a

$$\delta_i(\lambda, 0) = \int_{z=0}^{\infty} \Sigma_i(\lambda, z) dz \quad (2.28)$$

Esto se denomina *profundidad* o *trayecto óptico* de toda la atmósfera.

A la relación entre el espesor óptico y el trayecto óptico se le llama *trayecto óptico relativo* o columna total de la atmósfera:

$$m_r(\lambda, \theta) = \frac{\delta_i(\lambda, \theta)}{\delta_i(\lambda, 0)} \quad (2.29)$$

Haciendo uso de la ecuación (2.29) es común encontrar las transmitancias espectrales (ecuación 2.25) expresadas en términos del trayecto óptico relativo. Es decir,

$$T_{i\lambda} = e^{-\delta_i(\lambda, 0)m_r} \quad (2.25a)$$

El *trayecto óptico relativo* ha sido parametrizado en forma semi-empírica, sobre todo para la radiación visible, UVA y UVB, existiendo varias expresiones mediante las cuales puede modelarse el espectro de radiación que alcanza la superficie de la Tierra.

Kasten (1989) utilizó el modelo ISO estándar de la atmósfera,¹⁰ tomando el índice de refracción del aire para la longitud de onda 0.678 μm y propuso la expresión

$$m_r = \frac{1}{\sin \gamma + 0.50572(\gamma + 6.0799)^{-1.6364^\circ}} \quad (2.30)$$

Esta relación es una mejora de una fórmula propuesta por el mismo autor en 1965. Posteriormente, Young (1994) propondrá la relación

$$m_r = \frac{1.0024432 \text{ sen}^2 \gamma + 0.148386 \text{ sen } \gamma + 0.0096467}{\text{sen}^3 \gamma + 0.149864 \text{ sen}^2 \gamma + 0.0102963 \text{ sen } \gamma + 0.000303978} \quad (2.31)$$

¹⁰El Modelo ISO estándar se presenta en el Anexo III.

2.7.1 Difusión de Rayleigh

Con la finalidad de explicar el mecanismo de dispersión de la luz solar en la atmósfera y encontrar las causas físicas de la coloración azul del cielo, a fines del siglo XIX Rayleigh utilizó la teoría electromagnética. Supuso que las moléculas, al ser excitadas por la radiación electromagnética directa del Sol, se convierten en fuentes secundarias emitiendo radiación en 4π esteroradianes. Para ello Rayleigh asumió que una molécula de la atmósfera podía ser considerada como un objeto neutro compuesto de un núcleo puntual de carga e^+ rodeado por una esfera de carga e^- . Y, como se sabe de la electrostática, una esfera cargada equivale a un objeto puntual situado en el centro de la esfera. De esa manera, cada molécula puede ser asimilada como un ensamble de dos puntos confundidos portadores de cargas opuestas. El campo eléctrico de una radiación electromagnética de longitud de onda, λ , que alcance la molécula separa alternativamente un punto del otro según la dirección de su soporte, los dos puntos se convierten en un dipolo oscilante que emite en todas direcciones radiaciones electromagnéticas de la misma longitud de onda.

Sobre la base de estas hipótesis Rayleigh propuso una expresión para el coeficiente de atenuación correspondiente a la dispersión producida por las moléculas del aire:

$$\delta_R(\lambda) = \frac{1}{\lambda^4} \frac{8\pi^3 (m(\lambda)^2 - 1)^2}{3N} F(d) \quad (2.32)$$

Siendo $m(\lambda) \approx 1.0003$ el índice de refracción de aire; N , la densidad molecular; $F(d)$, un factor correctivo que toma en cuenta que las moléculas no son exactamente dipolos ideales.

El hecho de que el coeficiente de atenuación de Rayleigh sea proporcional a $\frac{1}{\lambda^4}$ establece que la difusión es más importante para los fotones de longitud de onda más corta. Rayleigh interpretó que, en consecuencia, el flujo total difundido por las moléculas enriquece las longitudes de onda más cortas; lo que se manifiesta en el color azul del cielo.

En realidad las moléculas no tienen una simetría esférica como lo postuló Rayleigh, lo que induce una ligera deformación de la radiación

electromagnética de reemisión. En el caso de una simetría perfectamente esférica los fotones reemitidos en un ángulo recto respecto a la radiación incidente son totalmente polarizados.

Existe en realidad una ligera despolarización del campo secundario resultante: $E' = E_1 + E_2$, observada a $\theta = \frac{\pi}{2}$ y caracterizada con el factor de despolarización, γ_p , definido como la relación entre las intensidades correspondientes a dos componentes, una paralela y otra ortogonal al plano de observación a $\theta = \frac{\pi}{2}$

$$\gamma_p = \frac{dI_\lambda \left(\frac{\pi}{2} \right)_\parallel}{dI_\lambda \left(\frac{\pi}{2} \right)_\perp} \quad (2.33)$$

En virtud de esa despolarización, la transmitancia debe multiplicarse por el factor correctivo:

$$F(d) = \frac{6 + 3\gamma_p}{6 - 7\gamma_p} \quad (2.34)$$

Este factor ha sido evaluado entre 1.023 y 1.048.

Haciendo una corrección a la teoría original, Penndorf (1957) pudo expresar el coeficiente espectral volumétrico de difusión de Rayleigh como

$$\delta_R(\lambda, 0) = \frac{1}{\lambda^4} \frac{8\pi^3 (m(\lambda)^2 - 1)^2 N_C}{3 N} \left(\frac{6 + 3\gamma_p}{6 - 7\gamma_p} \right) \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T} \quad (2.35)$$

Donde $N_C = 2.154 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ es el número de moléculas contenidas en una columna de la atmósfera de una sección unitaria de un cm^2 , N es la densidad molecular, γ_p es el factor de despolarización, P es la presión y T , la temperatura.

El espesor óptico de la atmósfera con un ángulo de incidencia θ , de acuerdo a la ecuación (2.29), está dado por $\delta_R(\lambda, \theta) = \delta_R(\lambda, 0) m_r$, siendo m_r la columna total de la atmósfera o trayecto óptico relativo.

Luego la transmitancia espectral para la difusión de Rayleigh, en términos del trayecto óptico relativo es

$$T_{R\lambda} = e^{-\delta_R(\lambda,0)m_r} \quad (2.36)$$

donde $\delta_R(\lambda, 0)$ es llamado coeficiente de atenuación o de extinción de Rayleigh.

Existen varias fórmulas simplificadas del coeficiente de difusión de Rayleigh, una de ellas es la de Grenier et al. (1994) en función de la masa de aire, m_a :

$$\delta_R = \frac{1}{5.4729 + 3.0312m_a - 0.6329m_a^2 + 0.0911m_a^3 - 0.00512m_a^4} \quad (2.37)$$

Existen varias relaciones semi-empíricas mediante las cuales se calcula el coeficiente de difusión de Rayleigh. Una forma alterna de deducir la transmitancia debida a la difusión de Rayleigh utiliza el factor de turbidez de Linke, T_L , y de la masa de aire, m_a .

El factor de turbidez de Linke, T_L , se define como la relación entre la transmitancia de la atmosfera en un cierto estado y una atmosfera hipotética pura y seca; es decir, sin aerosoles, sin vapor de agua y sin gases que absorban la radiación. Grenier et al. (1995) propusieron la expresión para el factor de turbidez de Linke:

$$T_L = 1 + \frac{\delta_a + \delta_w + \delta_o + \delta_G}{\delta_R} \quad (2.38)$$

Esta ecuación permite interpretar el factor T_L como el número de atmósferas puras y secas que hay que superponer para obtener la misma atenuación de una atmósfera turbia.

En términos del factor de Linke y de la masa de aire es factible demostrar que la transmitancia debida a la difusión de Rayleigh puede expresarse como

$$T_{R\lambda} = e^{-\delta_R T_L m_a} \quad (2.39)$$

donde $m_a = \frac{P}{P_0} m_r$ representa el trayecto óptico corregido en función de la presión a una altitud z , siendo $P_0 = 101325 \frac{N}{m^2}$ la presión de una atmósfera estándar a nivel del mar.

2.7.2 Difusión por los aerosoles

Aerosoles son, por definición, todas aquellas partículas del suelo suspendidas en el aire. Se manifiestan en diferente talla, del mismo orden de magnitud o una magnitud varias veces superior a la longitud de onda de los fotones de radiación solar.

El estudio teórico de esta difusión, el cual es en extremo complejo, se desarrolló por primera vez por G. Mie (1908). Contrariamente a la difusión de Rayleigh, la difusión por los aerosoles se caracteriza por una importante disimetría. El flujo difundido hacia atrás o retrodispersión, en general, es muy pequeño comparado con el difundido hacia adelante; a esto se le ha llamado efecto Mie. Angström (1929-1930) propuso una fórmula analítica semi-empírica que ha sido adoptada por el modelo de transmitancias:

$$\delta_a(\lambda, 0) = \beta \lambda^{-\alpha} \quad (2.40)$$

β es llamado coeficiente de turbidez de Angström, un término adimensional que caracteriza la cantidad de partículas contenidas en una columna de aire sobre toda la atmósfera, representa también el espesor óptico de los aerosoles a la longitud de onda de 1 micrómetro; β varía entre 0.00 (para una atmósfera muy pura) hasta 0.25 (para una atmósfera muy contaminada).

α es un coeficiente también adimensional que toma en cuenta la distribución de la talla de los aerosoles; α puede variar entre 0 y 4, este último valor corresponde a la difusión molecular; mientras que para partículas de muy grande talla, α puede tomar valores negativos.

La transmitancia correspondiente a los aerosoles se expresa como

$$T_{a\lambda} = e^{-\beta \lambda^{-\alpha} m_a} \quad (2.41)$$

Grenier et al. (1995) desarrollaron un modelo espectral para el cálculo tanto de α como de β . Los autores determinaron que la relación de α con la longitud de onda depende, fundamentalmente, de los ángulos, altura solar, γ , y ángulo azimutal, ψ , (ambos asociados a la radiación directa solar) y del factor de turbidez de Linke, T_L , para una masa de aire equivalente a $m_a = 2$ (designado por T_{Lm_a2}). Esto se expresa mediante

$$\alpha_\lambda = \alpha_0 + \alpha_1\lambda + \alpha_2\lambda^2 \quad (2.42)$$

Siendo

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= -0.2535 - 0.00434\gamma + 0.31705T_{Lm_a2} - 0.0005318\psi \\ \alpha_1 &= 3.51363 + 0.00898\gamma - 0.88281T_{Lm_a2} - 0.0047979\psi \\ \alpha_2 &= -0.04533 - 5.7455 \times 10^{-4}\gamma + 0.0151T_{Lm_a2} + 0.00023736\psi \end{aligned}$$

el factor de turbidez de Linke, T_L , para una masa de aire equivalente a $m_a = 2$, (T_{Lm_a2}) es la función de la masa de aire, m_a , y se puede determinar mediante la expresión

$$T_{Lm_a2} = \sum_{i=0}^3 \left[\sum_{j=0}^4 \alpha_{ij} m_a^j \right] (T_L)^i$$

Los coeficientes α_{ij} para $1.6 < w < 2$ cm, siendo

	j = 0	j = 1	j = 2	j = 3	j = 4
i = 0	- 1.6010	1.4986	-0.47879	0.073617	-0.0042818
i = 1	1.6582	-0.51902	0.17870	-0.027070	0.0015660
i = 2	-0.050727	0.0045026	-0.013305	0.0019667	-0.000112665
i = 3	8.1967 e-4	-1.0673 e-3	4.5071 e-4	-6.9064 e-05	3.96332 e_06

mientras que para $2 < w < 4$ cm:

	j = 0	j = 1	j = 2	j = 3	j = 4
i = 0	-2.0477	1.9361	-0.62668	0.096814	-0.0056447
i = 1	1.6870	-0.62050	0.18918	-0.028740	0.0016650
i = 2	-0.048754	0.043599	-0.130011	0.0019250	-0.00011021
i = 3	7.0327 e-4	-9.5804 e-4	4.1325 e-4	-6.2191 e-5	3.5204 e-6

En cambio la expresión para el factor de turbidez de Angström, β , en términos del espesor de agua condensable es

$$\beta = \sum_{i=0}^1 \left[\sum_{j=0}^3 \beta_{ij} w^j \right] (T_{Lm_a2})^i$$

Los coeficientes β_{ij} , siendo

	j = 0	j = 1	j = 2	j = 3
i = 0	-0.10545	-0.020050	0.0050689	-0.00052020
i = 1	0.073554	-0.0029011	0.00075553	-7.8281E-05

2.7.3 Transmitancia debida al ozono

El ozono de origen natural se encuentra en concentraciones muy pequeñas, diseminado en la estratósfera entre 10 y 40 km de altitud. El espesor reducido de la capa de ozono, l_o , es el espesor que resultaría al conformar una capa de la atmósfera exclusivamente de ozono. El espesor de esta capa es del orden de 3 milímetros de espesor. El ozono tiene la propiedad de absorber en forma selectiva fotones de radiación solar.

La transmitancia debida al ozono, de manera general, se puede presentar en términos del coeficiente lineal de absorción del ozono, $k_o(\lambda)$, y del espesor reducido de la capa de ozono, l_o :

$$T_{o\lambda} = e^{-\delta_o(\lambda,0)m_r} = e^{-k_o(\lambda)l_o m_r} \quad (2.43)$$

Siendo

$$k_0(\lambda) = \frac{1}{l_o} \int_0^{\infty} \delta_o(\lambda, 0) dz \quad (2.44)$$

2.7.4 Transmitancia debida al vapor de agua

El vapor de agua se encuentra en las capas más bajas de la atmósfera, el 50% debajo de 2000 m de altitud, el 95% debajo de 5000 m de altitud. El parámetro comúnmente utilizado para cuantificar la cantidad total de vapor de agua se llama *espesor de agua condensable*, w , que es el espesor de la capa de agua líquida que se formaría en la superficie de la Tierra si todo el vapor de agua se condensara. Típicamente w queda comprendido entre 0.5 y 5 cm. Este parámetro puede evaluarse mediante relaciones empíricas, en función de la presión parcial de vapor, P_w , y/o la humedad relativa en el ambiente, H , además de la temperatura ambiente en unidades absolutas.

La humedad relativa se define como la relación porcentual de la presión parcial de vapor y la presión de saturación del aire, P_{sat} . Esto es

$$H = 100 \frac{P_w}{P_{sat}} \quad (2.45)$$

Mientras que P_{sat} puede evaluarse mediante la expresión empírica,

$$P_{sat} = P_{atm} \left(17.443 - \frac{2795}{T} - 3.868 \log T \right) \quad (2.46)$$

Definiendo el coeficiente lineal de absorción del agua, $k_w(\lambda) = \frac{1}{w} \int_0^{\infty} \delta_w(\lambda, 0) dz$, Leckner (1978) desarrolló la expresión siguiente para la transmitancia del vapor de agua:

$$T_{w\lambda} = \exp \left[\frac{-0.2385 k_w(\lambda) w m_r}{(1 + 20.07 k_w(\lambda) w m_r)^{0.45}} \right] \quad (2.47)$$

2.7.5 Transmitancia debida a otros gases

El término *otros gases* hace referencia, esencialmente, a O_2 , CO_2 y NO_2 . McClatchey (1972) propuso la expresión siguiente para la transmitancia debida a otros gases:

$$T_{G\lambda} = \exp \left[\frac{-1.41 k_G(\lambda) m_a}{(1 + 118.93 k_G(\lambda) m_a)^{0.45}} \right] \quad (2.48)$$

2.7.6 Reconstitución espectral de radiación directa

El modelo de transmitancias espectrales permite reconstituir el espectro de radiación solar directa en cualquier punto de la superficie de la Tierra. Para ello es necesario conocer el ángulo de incidencia de la radiación solar; disponer del espectro de la irradiancia solar fuera de la atmósfera, $I_{0\lambda}$; de los coeficientes de absorción, $k_o(\lambda)$, $k_w(\lambda)$, $k_G(\lambda)$; calcular los parámetros α y β ; conocer el espesor reducido de la capa de ozono, l_o , y el espesor de agua condensado, w , y estimar el coeficiente de difusión de Rayleigh.

En seguida hay que deducir las transmitancias espectrales, haciendo uso de las ecuaciones (2.40), (2.42), (2.43), (2.47) y (2.48).

En el **Anexo I** se presenta el espectro de radiación solar fuera de la atmósfera y, en el **Anexo IV**, se muestran los coeficientes de absorción del ozono, vapor de agua y otros gases.

Pero si se trata de modelar los espectros a una altitud z , el modelo de transmitancias ya no es útil. Adicionalmente, en el caso de regiones del espectro como la radiación UVC, no existen fórmulas semiempíricas para los espesores ópticos de la atmósfera, entre otras cosas, porque como se asume que este tipo de radiación no llega a la superficie de la Tierra, no se ha visto la necesidad de modelar.

En tal caso es necesario retomar la naturaleza de los fenómenos para evaluar en forma detallada la interacción en la atmósfera. Es necesario calcular las densidades moleculares de los diversos componentes de la atmósfera sin restringirse exclusivamente a aerosoles, vapor de agua, ozono y otros gases; deducir los coeficientes de dispersión de Rayleigh a partir de la

fórmula de Penndorf (ec. 2.35); disponer de las secciones transversales en función de la longitud de onda de todos los componentes de la atmósfera, y estimar las reacciones de reacción de longitud de onda por longitud de onda, en función de la altitud.

En el **Anexo V** se presenta en forma gráfica las secciones transversales de los compuestos de componentes de la atmósfera susceptibles de interactuar con la radiación UV y visible. Como puede observarse la dependencia de las secciones transversales con la longitud de onda es sumamente variable y, adicionalmente, puede depender de la temperatura y de la presión. Por lo tanto, reconstituir un espectro partiendo de las secciones transversales resulta ser muy complejo.

Si se quiere conocer con la mayor precisión posible el espectro de radiación solar en cierto punto e instante, no hay otra forma de hacerlo más que midiendo dicho espectro. Un espectro obtenido en forma experimental es mucho más exacto que uno modelado, pero su forma no se explica por sí sola o en forma automática; para ello hay que hacer intervenir la teoría. Y los modelos justo cumplen la función de confrontar la teoría con las mediciones, también son útiles para entender fenomenológicamente el papel de la radiación en la atmósfera.

SEGUNDA PARTE: ESTRUCTURA DE LA ATMÓSFERA

3. ESTRATIFICACIÓN DE LA ATMÓSFERA

La atmósfera de la Tierra es en realidad una capa de gases muy delgada que se enrarece muy rápidamente con la altitud. Su densidad disminuye con aproximación en forma exponencial a partir de la superficie de la Tierra, disminuyendo con un factor de e a una altitud del orden de 7 km. Alrededor del 94% de la masa de la atmósfera está contenida debajo de 20 km de altitud; en comparación con el radio de la Tierra (6370 km) es una capa muy delgada, que en múltiples aplicaciones se puede aproximar mediante un geometría plana. La masa total de la atmósfera ha sido estimada en 5.29×10^{18} kg, menos de 4 milésimos de la masa de los mares (1.35×10^{21} kg) o menos de una millonésima de la masa total de la Tierra (5.98×10^{24} kg).

La atmósfera juega un papel central en la transferencia de energía entre el Sol y la Tierra. Dicha transferencia mantiene el equilibrio térmico, determina el clima y hace la Tierra habitable. La atmósfera de la Tierra mantiene una interacción continua con los océanos y los procesos que ocurren en la superficie de la Tierra. Uno de esos procesos, denominado vida, distingue a la Tierra de cualquier planeta y hace que la atmósfera sea única.

En forma macroscópica, la atmósfera está constituida por un fluido, objeto de una gran variedad de movimientos entre los que se incluyen los vientos locales, los huracanes y la propia circulación de la atmósfera, la cual es de dimensión global.

La movilidad del sistema como un fluido hace que su descripción sea difícil. La circulación de la atmósfera redistribuye los constituyentes en configuraciones extremadamente complejas. Las leyes que gobiernan el comportamiento de la atmósfera son las de la mecánica de medios continuos, que se derivan generalizando las leyes de la mecánica de fluidos y termodinámica para un elemento discreto de un fluido a un sistema continuo.

El comportamiento de la atmósfera puede describirse mediante dos grandes modelos: la descripción Euleriana que utiliza propiedades de campo como la distribución de los constituyentes y temperatura instantánea, etc., la cual es gobernada por la ecuación de difusión; y la descripción Lagrangiana que recurre a las propiedades individuales de cada elemento en términos de la posición, temperatura y concentración de sus constituyentes.

Los factores más importantes que determinan el comportamiento de la atmósfera son: la gravedad, la compresibilidad del aire, los intercambios de energía y la rotación de la Tierra. La gravedad impide que las moléculas escapen hacia el espacio y determina la composición y distribución vertical o estratificación de los constituyentes. La compresibilidad permite cambios de presión que a su vez se traducen en cambios de concentración en los componentes. La expansión posibilita el intercambio de energía entre masas de aire a través del trabajo que ellas ejercen con el medio que las rodea. La condensación del vapor de agua implica una transferencia del calor latente de vaporización hacia las moléculas de aire seco.

3.1 Formación de la atmósfera

La Tierra se formó al mismo tiempo que el Sol y el resto del Sistema solar hace aproximadamente 4570 millones de años. Se cree que la atmósfera de la Tierra lo hizo un poco después, 4500 millones de años; aunque no se ha encontrado evidencia para conocer la composición de la atmósfera primitiva.

Es evidente que la atmósfera no ha sido la misma a lo largo de la evolución de la Tierra. La atmósfera primitiva debió ser muy densa y estar compuesta de vapor de agua y gases expulsados por la desgasificación del interior de la Tierra. El origen y evolución ha sido resultado de la actividad química de compuestos diversos, propiciada por la temperatura de la corteza de la Tierra.

Las primeras evidencias sobre la composición de la atmósfera datan de hace alrededor de 4300 millones de años. En esa época cerca del 25% de la composición de la atmósfera era vapor de agua, el 10% bióxido de carbono y el 65% nitrógeno (**Figura 3.1**).

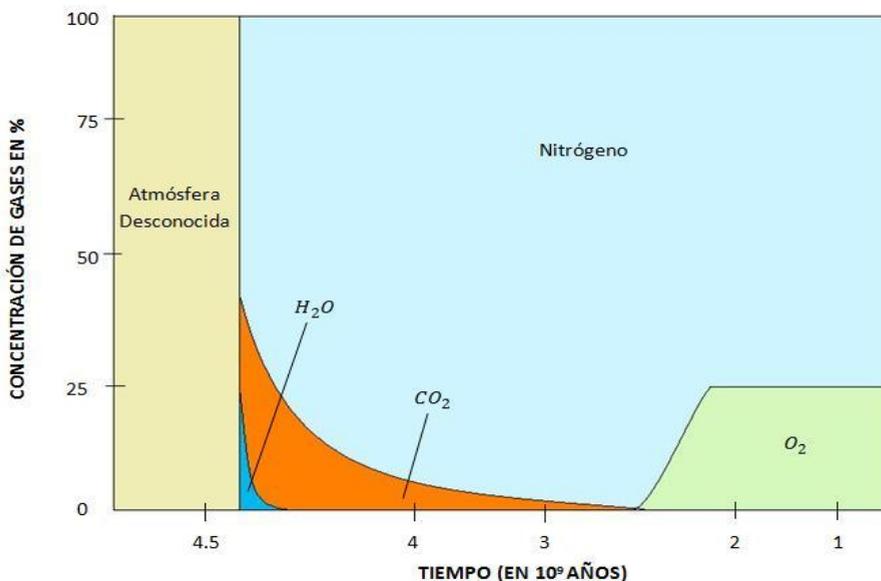


Figura 3.1 Evolución de la atmósfera

Al enfriarse la Tierra, la mayor parte del vapor de agua de origen volcánico se condensó, dando lugar a los antiguos océanos. El vapor de agua de la atmósfera primitiva se extinguió en menos de 50 millones de años, al mismo tiempo que se formó la hidrósfera por condensación del vapor de agua. Paralelamente el CO₂ aumentó hasta alcanzar casi el 25% pero se fue extinguiendo de forma paulatina hasta llegar a ser menos del 1% hace alrededor de 3500 millones de años. El dióxido de carbono debió reaccionar con las rocas de la corteza terrestre para formar carbonatos, algunos de los cuales se disolverían en los nuevos océanos.

Durante un periodo del orden de 1000 millones de años, el nitrógeno era prácticamente el único componente de la atmósfera. El oxígeno apareció hace apenas unos 2500 millones de años. Cuando la vida primitiva evolucionó en los océanos y fue capaz de realizar la fotosíntesis, los organismos marinos recién aparecidos empezaron a producir oxígeno. En 500 millones de años la composición en la atmósfera pasó de 0 a un poco más de 20%, proporción que se ha mantenido durante 2000 millones de años.

3.2 Estratificación vertical de la atmósfera

La distribución vertical de la atmósfera puede describirse en función de varios parámetros: el grado de estratificación o composición, la absorción de radiación solar, la temperatura, la presión, la densidad.

En función del grado de estratificación de la atmósfera se encuentra la clasificación más amplia de la atmósfera, aunque no es la más común. De acuerdo a este criterio la atmósfera se divide en homósfera, heterosfera y exósfera.

Homósfera es la región de la atmósfera ubicada desde nivel del mar hasta alrededor de 100 km de altitud, en la cual la composición del aire y por tanto el peso molecular permanece constante.

Más arriba de 100 km, la disminución de la densidad trae consigo que el camino libre medio de las moléculas aumente de forma impresionante (§4.4). Esto induce la supresión de la turbulencia en el aire y en su defecto predominan la difusión de momentum y de calor como mecanismos de transporte. La transición entre flujo turbulento y laminar delimita la **homopausa**.

Mientras que a nivel del mar el camino libre medio de las moléculas es del orden de 10^{-7} m (§ 4.4.1) a 100 km es de 1 m. El camino libre medio es determinante de la viscosidad y conductividad térmica. Ha sido demostrado que a una altitud por encima de 100 km el flujo del aire es de tipo laminar (§4.4.2).

A la región comprendida entre 100 y 500 km se le llama **heterosfera**, justamente por el grado de estratificación de los componentes del aire. La difusión provoca una estratificación de la masa y por tanto de la composición del aire. En consecuencia el peso molecular del aire deja de ser constante y disminuye con la altitud.

El oxígeno, que es el de mayor peso molecular, aunque por difusión logra alcanzar grandes altitudes no lo hace en la proporción que lo hacen los componentes más ligeros. Es decir, su concentración disminuye con la altitud. El nitrógeno alcanza altitudes un poco mayores que el oxígeno. Otras especies monoatómicas ganan una mayor altitud tales como: el oxígeno atómico, el helio, el hidrógeno.

Por una parte, la radiación ultravioleta extrema y C juega un papel importante en la estratificación puesto que produce oxígeno atómico por fotodisociación de las moléculas de oxígeno. Por otra parte, la fotodisociación del vapor de agua en la tropósfera por radiación ultravioleta A y B genera hidrogeno atómico que alcanza la heterosfera.

En la homósfera y la heterosfera las moléculas del aire tienen colisiones frecuentes. A 500 km de altitud se encuentra lo que se llama nivel crítico, a partir del cual las colisiones entre moléculas son tan raras que una fracción de las moléculas prácticamente no experimenta colisiones.

La exósfera es la región más alta de la atmósfera, está comprendida desde una altitud del orden de 500 km hasta el espacio exterior. En esta región la temperatura es del orden de los 1000 K. En ella coexisten las moléculas y especies atómicas que por alguna interacción adquirieron suficiente velocidad para dejar la atmósfera densa. Estas moléculas casi conviven con el espacio exterior sin desligarse del potencial gravitatorio de la Tierra, de esta manera describen trayectorias parabólicas regresando al nivel crítico. Dependiendo de su velocidad algunas tienen posibilidades de escapar hacia el espacio exterior.

3.2.1 Estructura de la atmósfera de acuerdo a la absorción de la radiación solar

La atmósfera no es totalmente transparente a la radiación solar. La mayor parte de la radiación del Sol que llega al exterior de la atmósfera alcanza la superficie de la Tierra. Sin embargo una importante fracción de la radiación interacciona con algunos componentes de la atmósfera en forma selectiva. Las interacciones pueden ser de dos tipos: absorción y dispersión de la radiación solar y cósmica. En ambos tipos de interacción hay intercambio de energía. En el caso de las reacciones de absorción, los fotones transfieren su energía a las moléculas con las cuales interaccionan, dando lugar a reacciones fotoquímicas, excitaciones moleculares e ionización. En el caso de las dispersiones, los fotones no pierden toda su energía, sólo transfieren una parte de ella a los componentes de la atmósfera, induciendo agitación molecular y, en consecuencia, elevación de la temperatura de la atmósfera.

La *termosfera* o *ionósfera* y la *estratósfera* son dos regiones de la atmósfera en las cuales los niveles de interacción de la radiación dan lugar a una importante elevación de la temperatura en esas regiones.

La *termosfera* o *ionósfera* es la región de la atmósfera en la que se absorbe la mayor cantidad de radiación cósmica, y de radiación gamma y ultravioleta extrema ($\lambda < 100$ nm) proveniente del Sol. La ionósfera se ubica entre 300 y 500 km.

En la ionósfera tienen lugar diversos tipos de reacciones:

- i) ionización producida por la radiación electromagnética —radiación gamma, rayos X y UV extrema—,
- ii) fotólisis causada por la radiación electromagnética y principalmente por radiación UV C y extrema,
- iii) interacción de rayos cósmicos y partículas cargadas tanto con las especies atómicas de la atmósfera como con el campo eléctrico generado por los electrones libres y
- iv) la interacción de partículas cargadas bajo la influencia del campo magnético de la Tierra.

i) La *ionización* es un mecanismo de atenuación o de interacción de la radiación electromagnética con la materia, en el cual cada fotón de radiación utiliza una fracción de energía —llamada función de trabajo— para ionizar un átomo o molécula expulsando un electrón, por lo general de las capas electrónicas externas. La ionización da lugar a la formación del par ión-electrón, siendo el ión el átomo ionizado. La energía de ionización o energía necesaria para producir un ión se llama función de trabajo. En el caso del aire la energía de ionización es del orden de 29 eV. Un sólo fotón de radiación gamma con una energía de 1 MeV puede generar pares iónicos del orden de 34500. Esto explica por qué la ionósfera es una zona altamente ionizada; cada fotón es capaz de producir un número enorme de iones. Y es en la ionósfera donde se da la ionización porque es la primera región de la atmósfera que encuentra la radiación electromagnética más energética de origen solar y cósmico.

Cabe aclarar que las radiaciones visible, infrarroja y ultravioleta A, B y C, no son capaces de producir ionización porque tienen una energía inferior

a 4.5 eV, y se requieren del orden de 29 eV para poder ionizar las moléculas del aire.

La denominación ionósfera se debe justamente a que en esta delimitación casi la totalidad de las especies químicas que la componen están en forma ionizada.

La ionósfera reflejan las ondas de radio y televisión. Esta propiedad es usada para las telecomunicaciones y al mismo tiempo es una prueba fehaciente de que la ionósfera es una región de la atmósfera altamente ionizada.

ii) La *fotólisis* es un tipo de interacción entre la radiación electromagnética y especies moleculares, en la cual la radiación produce disociación o rompimiento de los enlaces moleculares, dando lugar a la formación de iones o radicales libres y liberación de electrones. En la atmósfera, la fotólisis es producida principalmente por radiación ultravioleta extrema. En este tipo de reacciones la energía de la radiación se utiliza en romper los enlaces covalentes que mantienen unidas las moléculas. Como resultado se liberan especies monoatómicas en forma de radicales libres.

Las moléculas de la atmósfera más susceptibles de sufrir fotólisis son las moléculas de O₂, puesto que poseen la menor energía de enlace entre los átomos, además de que un importante número de los fotones de radiación UV tienen energía superior a la energía de enlace de las moléculas. En general todas las moléculas poliatómicas tienen ciertas probabilidades de ser disociadas, siempre y cuando la energía de los fotones sea suficiente.

La fotólisis o reacciones de disociación, en esencia, son reacciones de conversión de energía; la energía de los fotones de radiación UV permite romper los enlaces de las moléculas poliatómicas —en iones y radicales libres—. Ésta se da siempre y cuando la energía de los fotones sea superior a la energía de enlace intermolecular, de otra manera no habría rompimiento. Una parte de la energía de los fotones debe ser suficiente para romper una molécula y debe haber otra cantidad de energía para hacer emigrar las especies monoatómicas generadas. En consecuencia la energía en exceso se convierte en energía cinética de las especies monoatómicas generadas, lo que da lugar a un aumento de la agitación gaseosa.

iii) *Los rayos cósmicos* incluyen una variedad de partículas y subpartículas de alta energía que tiene la posibilidad de interactuar con las

especies atómicas y moleculares de la ionósfera por dispersión. En dichas interacciones los rayos cósmicos transfieren gran parte de su energía a las especies atómicas con las que chocan. Las especies monoatómicas generadas no tienen la propiedad de liberar el exceso de energía en forma de radiación infrarroja, como lo hacen especies poliatómicas como el CO₂ y el NH₄. En consecuencia, la energía producida por las dispersiones da lugar a un aumento de la agitación gaseosa y por tanto al aumento de la temperatura. En la parte superior de la ionósfera la temperatura es tan elevada que alcanza los 1000 K cuando la actividad solar es normal y hasta 2000 K en caso de aumentos en la actividad solar. Justamente, la denominación *termosfera* se debe a las elevadas temperaturas de esta región de la atmósfera.

iv) De manera adicional, *la interacción con el campo magnético* de la Tierra de los rayos cósmicos y partículas subatómicas procedentes del Sol con los átomos ionizados da lugar a fenómenos luminosos llamados auroras polares —Aurora Boreal en Polo Norte y Aurora Austral en Polo Sur—.

La *estratósfera* es la región de la atmósfera cuya naturaleza depende fuertemente de la interacción con la radiación solar. Está situada entre 10 a 50 km. Su nombre se debe a que ha sido considerada como una zona altamente estratificada. Es el lugar de residencia del ozono, el cual está distribuido entre 20 y 30 km de altitud. El ozono se encuentra en concentraciones tan pequeñas que no impactan significativamente en el peso molecular promedio de esta región de la atmósfera. Por tanto la composición del aire es casi igual que el de la tropósfera.

En la *estratósfera* sucede la absorción de la mayor parte de la radiación solar UV-B y UV-A. La interacción de la radiación UV con el ozono en la estratósfera da lugar a la liberación de una importante cantidad de energía, la cual contribuye a la elevación de la temperatura. Dentro de esta capa hay movimientos horizontales de aire, pero no verticales como sucede en la tropósfera.

En los acontecimientos, el carácter estratificado de la estratósfera se da por la presencia del ozono, el aumento de temperatura debida a las reacciones de fotodisociación del ozono producidas por la radiación UV-B y UV-A y el hecho de que los aerosoles de origen volcánico que alcanzan la estratósfera tienen largos periodos de residencia.

Es interesante observar que mientras la temperatura de la estratósfera alcanza el máximo alrededor de 50 km de altitud —en la *estratopausa*—, la concentración de ozono logra su máximo más abajo, entre 20 y 30 km (**Figura 3.2**). Esto se debe a que la disociación del ozono no es la principal causa del aumento de la temperatura de la estratósfera. En efecto, la fotodisociación del oxígeno molecular da lugar, primero, a la generación de radicales libres de oxígeno y a la liberación de una importante cantidad de energía que contribuyen a aumentar la agitación molecular. Los radicales libres de oxígeno, por su parte, al asociarse con moléculas de oxígeno, dan lugar a la generación de moléculas de ozono. Como las moléculas de ozono tienen mayor peso molecular que las del nitrógeno y las del oxígeno —principales constituyentes de la atmósfera— las moléculas de ozono tienden a descender, por tanto se distribuyen en una extensa zona de la estratósfera, donde alcanzan el equilibrio termodinámico.

3.2.2 Estructura de la atmósfera de acuerdo a la temperatura

La temperatura es el criterio más utilizado o más conocido para describir la distribución vertical de la atmósfera. La estructura térmica determina las propiedades individuales de cada región. La temperatura es el resultado de los procesos que ocurren en cada zona.

La temperatura varía tanto en función de la latitud como de la altitud. Esto ha hecho pensar que puede describirse mediante modelos simples, llamados perfiles de temperatura, los cuales por lo general son específicos de una latitud y una cierta época del año. Los perfiles de temperatura permiten visualizar en forma simplificada varios fenómenos a gran escala que ocurren en la atmósfera. Sin embargo, un sólo perfil no es gobernado por una sola ley.

De acuerdo al criterio de temperatura, la atmósfera se divide en *tropósfera, estratósfera, mesósfera, ionósfera o termosfera y exósfera* (**Figura 3.2**). La exósfera, la ionósfera y la estratósfera han sido ya descritas en función de la interacción de la radiación solar en dichas regiones. Sólo resta hacer una somera descripción de la tropósfera y de la mesósfera.

La *tropósfera* es la región más baja de la atmósfera, está en interacción directa con la superficie de la Tierra. En esta zona ocurren importantes flujos convectivos de aire, verticales y horizontales, producidos por los gradientes

de presión y temperatura. Éstos dan lugar a los vientos y a diversos fenómenos meteorológicos. La tropósfera es lugar de residencia de las nubes y de origen de las precipitaciones.

El aire de la tropósfera se calienta a partir del calor emitido por la superficie terrestre. La temperatura de la tropósfera es máxima en la superficie de la Tierra. La temperatura promedio de la superficie de la Tierra es del orden de 15°C, y a partir de ahí comienza a descender con la altura a razón de 6.5°C por kilómetro, lo que se llama Gradiente Térmico Vertical (GTV). La temperatura desciende hasta llegar a -56.5°C en la *tropopausa*, límite superior de la tropósfera o región que separa la tropósfera de la estratósfera. La altura promedio de la tropopausa en latitudes polares es de 10 a 12 km y en latitudes ecuatoriales de 15 a 17 km.

El oxígeno y nitrógeno prácticamente no intervienen en el comportamiento térmico de la tropósfera. Esto se debe a la insensibilidad óptica de estos gases, tanto al espectro de radiación solar residual que llega a la tropósfera como al espectro de emisión de la Tierra. Los constituyentes determinantes de los regímenes térmicos y radiativos en la tropósfera son en un principio el vapor de agua y de dióxido de carbono.

La **estratósfera** es una capa de la atmósfera con un gradiente positivo de temperatura, que va desde los -56.5°C en la *tropopausa* hasta -2.5°C en la *estratopausa*. Es la región donde sucede la absorción de la mayor parte de la radiación UV-B y UV-A. Sin embargo, la elevación de la temperatura no se debe estrictamente a las reacciones de fotodisociación de la radiación UV-B y UV-A con el ozono; de otra manera el punto de inflexión de la temperatura, o máximo, se ubicaría en la mitad de la estratósfera. La elevación de la temperatura en la estratósfera se debe, además de a la fotodisociación del ozono, a las reacciones de fotodisociación del oxígeno producidas por la radiación UV-C y UV extrema, sucedidas por encima de la estratopausa, es decir, en la parte baja de la mesósfera. La estratopausa constituye el punto de inflexión en la temperatura y se ubica a una altitud promedio de 47 km.

La **mesósfera** es la parte de la atmósfera situada por debajo de la ionósfera y encima de la estratósfera; es la tercera capa de la atmósfera de la Tierra a partir de la superficie, la cual tiene un gradiente negativo de temperatura. Contiene sólo el 0.1% de la masa total del aire. La parte alta de la mesósfera es la zona más fría de la atmósfera, pudiendo alcanzar entre -

70°C y -90°C. Se extiende desde la estratopausa a 47 km de altitud (zona de contacto entre la estratósfera y la mesósfera o *estratopausa*) hasta la mesopausa a unos 80 km de altura (zona de contacto entre la mesósfera y la ionósfera o *mesopausa*). La *mesopausa* es el punto de inflexión de la temperatura entre la mesósfera y la ionósfera. La baja densidad del aire en la mesósfera combinada con las bajas temperaturas determina la formación de turbulencias y ondas atmosféricas.

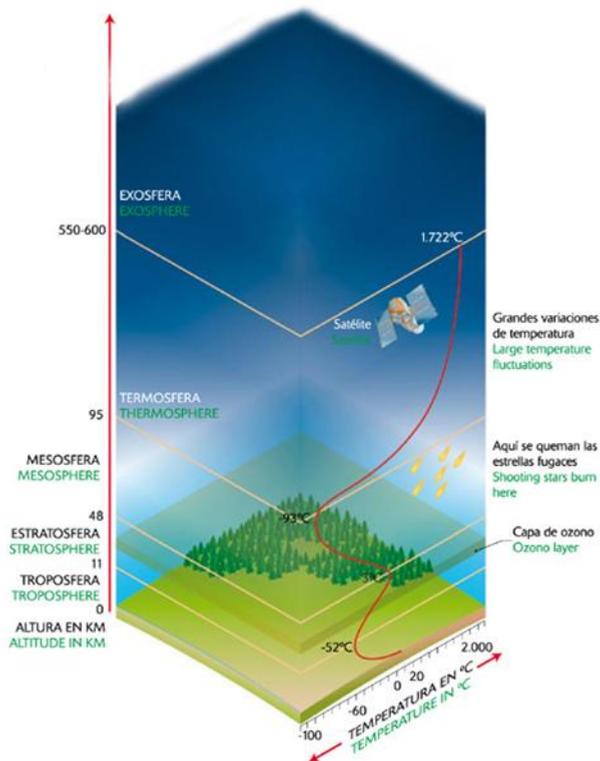


FIGURA 3.2 División de la atmósfera en función de la temperatura
Fuente: <http://www.icarito.cl/2010/03/26-8960-9-la-atmosfera.shtml/>

3.3 Ecuación general de balance hidrostático

3.3.1 La aceleración de la gravedad y su dependencia con la altitud

La Ley de gravitación universal establece que la fuerza de atracción de un objeto de masa, M , sobre otro objeto de masa, m , separados por una distancia radial, r , está dada por

$$F_g = \frac{GMm}{r^2} \quad (3.1)$$

donde $G = 6.67 \times 10^{-11} \frac{Nm^2}{kg^2}$ es la constante de gravitación universal.

De acuerdo a la segunda Ley de Newton, toda fuerza produce una aceleración, por tanto la fuerza de atracción gravitatoria de la Tierra sobre dicho objeto puede también calcularse mediante

$$F_g = mg \quad (3.2)$$

donde g representa la aceleración de la gravedad.

En virtud de que las expresiones (3.1) y (3.2) hacen referencia a la misma fuerza, igualando se puede calcular la aceleración producida por un objeto de masa, M , a una distancia, r :

$$g(r) = \frac{GM}{r^2} \quad (3.3)$$

A ésta se le denomina aceleración de la gravedad porque es debida a la fuerza de gravedad. La ecuación anterior pone en evidencia que g es función de r .

La ecuación (3.3) puede aplicarse para calcular la aceleración de la gravedad de cualquier planeta o satélite. Para ello basta conocer la masa y el radio del planeta.

En el caso de la Tierra $M_T = 5.98 \times 10^{24} \text{ kg}$ es la masa de la Tierra y su radio $R_T = 6.38 \times 10^6 \text{ m}$. Sustituyendo en la ecuación (3.3) puede verificarse fácilmente que la aceleración de la gravedad es

$$g_0 = \frac{GM_T}{R_T^2} = \frac{\left(6.67 \times 10^{-11} \frac{\text{Nm}^2}{\text{kg}^2}\right) (5.98 \times 10^{24} \text{ kg})}{(6.38 \times 10^6 \text{ m})^2} = 9.8 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \quad (3.4)$$

A una altitud z , dado que la distancia respecto al centro de la Tierra aumenta: $r = R_T + z$ y la ecuación (3.3) se convierte en

$$g(z) = \frac{GM_T}{(R_T + z)^2} = g_0 \frac{R_T^2}{(R_T + z)^2} \quad (3.5)$$

donde, de la ecuación (3.4) $GM_T = g_0 (R_T)^2$; la ecuación (3.5) permite destacar la dependencia de la aceleración de la gravedad con la altitud z . La **Figura 3.3** muestra el comportamiento de la aceleración de la gravedad en función de la altitud.

Puede comprobarse con facilidad que la aceleración de la gravedad disminuye apenas del orden de 3% a 100 km de altitud, 13.8% a 500 km y del orden de 25% a 1000 km.

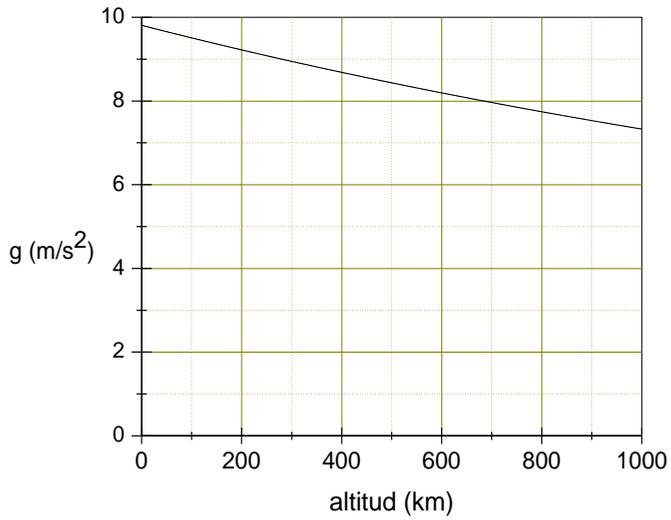
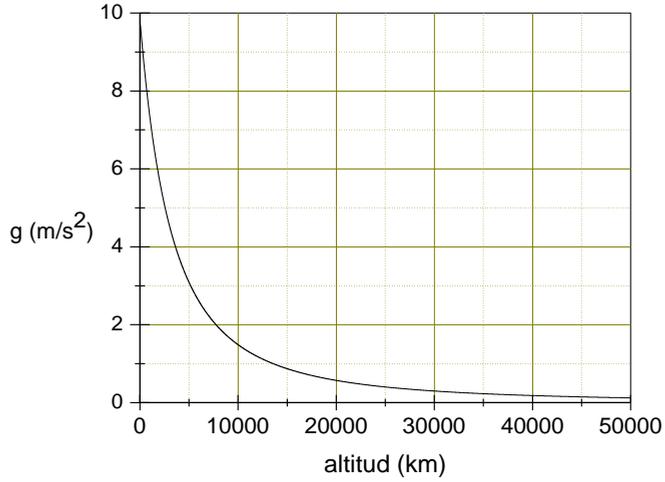


FIGURA 3.3 Aceleración de la gravedad en función de la altitud

Si se considera una atmósfera estática, la presión en cualquier nivel de la atmósfera depende de la presión ejercida por el peso de la columna de aire sobre ese nivel.

El balance de fuerzas en una capa o nivel de la atmósfera se puede obtener de la siguiente manera. Si a una cierta altura de la atmósfera z imaginamos una capa de una altura infinitesimal de altura, dz , y área horizontal, A (**Figura 3.4**), el volumen de esta capa es $A dz$ y por tanto su masa es

$$M(z) = \rho(z) A dz \quad (3.6)$$

donde $\rho(z)$ es la densidad de la atmósfera a esa altura.

Tal capa de la atmósfera soporta una presión correspondiente al peso de la columna de atmósfera situada en la parte superior del elemento diferencial de la atmósfera.

Si designamos con $P(z)$ a la presión en la parte inferior de esa capa de la atmósfera, $P(z + dz) = P(z) + dP$ es la presión en la parte superior de esa capa de la atmósfera, donde dP es el cambio de presión debido al cambio de altura, dz , o la diferencia de presión entre la parte inferior y superior de la capa.

La fuerza gravitacional o peso de esa capa diferencial es

$$F_g = M(z) g = \rho(z) g A dz \quad (3.7)$$

donde: g es la aceleración de la gravedad.

La aceleración de la gravedad no varía apreciablemente hasta una altura de 100 km (§3.2) por tanto se ha considerado como constante.

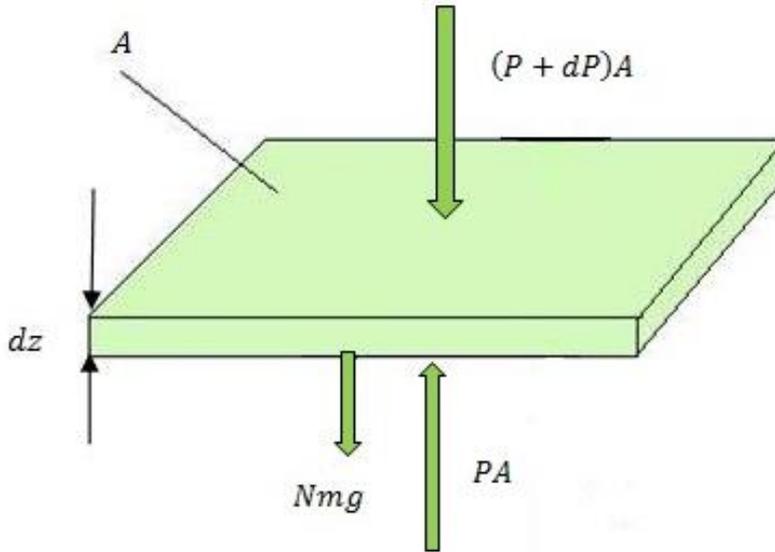


FIGURA 3.4 Capa diferencial en la atmósfera

La fuerza, en la parte superior del elemento diferencial de atmósfera, está relacionada con la presión por la ecuación

$$F_s = P(z + dz)A = (P(z) + dP)A \quad (3.8)$$

Mientras que la fuerza en la parte inferior del elemento diferencial de atmósfera será

$$-F_i = -P(z)A \quad (3.9)$$

Luego, el balance de fuerzas es

$$F_s + F_g - F_i = 0 \quad (3.10)$$

Y en términos de la presión, es decir, haciendo uso de las ecuaciones (3.7), (3.8) y (3.9) la ecuación de balance es

$$(P(z) + dP)A + \rho(z) g A dz - P(z)A = 0 \quad (3.10a)$$

Reduciendo se obtiene

$$\frac{dP(z)}{dz} = -\rho(z) g \quad (3.11)$$

Esta expresión es la forma general de la **ecuación de balance hidrostático**, la cual pone de manifiesto que la presión disminuye con la altura.

En 1648 el físico y matemático francés, Blaise Pascal (1623-1662), intuyó que si la presión disminuía con la altura, debía de haber una altura donde ya no hubiera atmósfera, es decir, predijo que fuera de la atmósfera debía existir el **vacío**. Esta observación, que ahora forma parte del sentido común, puede formularse como una condición a la frontera para la ecuación anterior. Esto es

$$\lim_{z \rightarrow \infty} P(z) = 0 \quad (3.12)$$

Integrando (3.11) desde z hasta infinito, se obtiene la expresión general de la presión en términos de la altitud. Esto es

$$P(z) = g \int_{z=0}^{\infty} \rho(z) dz \quad (3.13)$$

Equivalente al peso de la atmósfera por encima de una altura z .

3.3.2 Gradiente de temperatura

A medida que aumenta la altitud z , la presión disminuye; por tanto, de acuerdo a la Ley de los gases ideales $PV = nRT$, la temperatura disminuye en forma lineal, esto implica que debe existir un gradiente de temperatura negativo. Sin embargo en la atmósfera no se cumple exactamente la Ley de los gases ideales, porque ocurren intercambios de energía o generación de calor. El intercambio de energía ocurre en el caso del efecto invernadero y la

generación de energía ocurre como resultado de la interacción de la radiación solar y rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera. En consecuencia no existe un sólo gradiente de temperatura para toda la atmósfera sino diferentes gradientes, dependiendo del tipo de procesos y de componentes en la atmósfera.

Las capas de la atmósfera están definidas en función del tipo de procesos de transferencia térmica que en ellas ocurren. La tropósfera tiene un sólo gradiente negativo y la tropopausa un gradiente cero.

En realidad los gradientes no son estrictamente lineales, sin embargo, con objeto de facilitar los cálculos se han aproximado en forma lineal. En la estratósfera, a medida que aumenta la altitud, ocurre un aumento de temperatura hasta llegar a un máximo y, posteriormente, la temperatura disminuye hasta llegar a la mesopausa; ambas variaciones de la temperatura con la altitud no son lineales. Sin embargo, para preservar la idea de los gradientes lineales se han definido varios gradientes para la misma capa, con lo cual podría considerarse que cada uno de ellos corresponde a una subcapa.

De forma general para cualquier sub-capa (n) de la atmósfera, el gradiente de temperatura, λ_n , puede expresarse como la razón de cambio de la temperatura con la altitud:

$$\frac{dT}{dz} = \lambda_n \quad (3.15)$$

Integrando, para cada capa, la temperatura puede expresarse como

$$T(z) = T_n + \lambda_n(z - z_n) \quad (3.16)$$

siendo n la capa anterior.

En la **Tabla III.1** se presentan los gradientes de temperatura de las ocho primeras capas de la atmósfera de acuerdo a la Organización Internacional de Estandarización, ISO (*The International Organization for Standardization*).

TABLA III.1 Características de la atmósfera estándar ISA

Nivel	Altitud geopotencial base z (km)	Altitud geométrica base z (km)	Gradiente térmico ($^{\circ}\text{C}/\text{km}$)	Temperatura base T ($^{\circ}\text{C}$)	Presión atmosférica base P (Pa)
Tropósfera	0.0	0.0	-6.5	+15.0	101325
Tropopausa	11.000	11.019	+0.0	-56.5	22632
Estratósfera	20.000	20.063	+1.0	-56.5	5474.9
Estratósfera	32.000	32.162	+2.8	-44.5	868.02
Estratopausa	47.000	47.350	+0.0	-2.5	110.91
Mesósfera	51.000	51.413	-2.8	-2.5	66.939
Mesósfera	71.000	71.802	-2.0	-58.5	3.9564
Mesopausa	84.852	86.000	—	-86.2	0.3734

Haciendo uso de tales gradientes térmicos, en la **Figura 3.5** se muestra el perfil de temperatura de la homósfera, es decir, hasta una altitud de 100 km. Donde hay que evidenciar que el último gradiente correspondiente a la parte baja de la termosfera ha sido estimado.

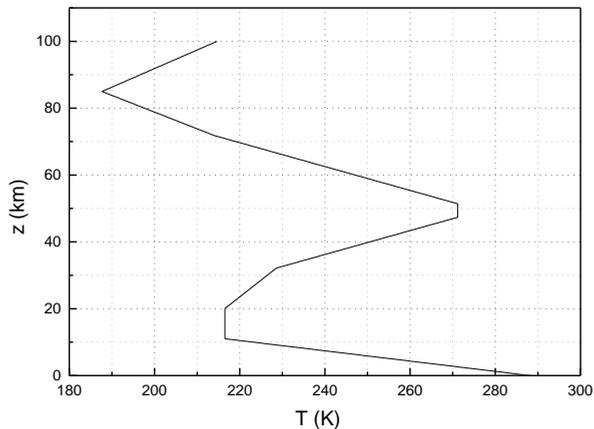


FIGURA 3.5 Perfil de temperatura en la homósfera ($0 \leq z \leq 100$ km)

3.4 Relación entre presión, densidad y temperatura

De acuerdo con la ecuación general de balance hidrostático (ec. 3.11), para determinar la presión en función de la altitud se requiere hacer uso de una ecuación de estado que permita relacionar $P(z)$ y $\rho(z)$.

De acuerdo a la Ley general de los gases ideales,

$$PV = nRT \quad (3.17)$$

donde $R = 8.3142 \text{ JK}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ es la constante de los gases.

El número de moles contenido en una porción o parcela de aire es la relación entre la masa de esa parcela y el peso molecular del aire:

$$n(\text{moles}) = \frac{m(\text{g})}{M\left(\frac{\text{g}}{\text{mol}}\right)} \quad (3.18)$$

Luego, de la Ley general, la presión se puede escribir como

$$P = \frac{nRT}{V} = \frac{m RT}{M V} = \frac{m R}{V M} T \quad (3.17a)$$

Donde se puede distinguir la densidad,

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (3.19)$$

y la constante específica del aire,

$$R_a = \frac{R}{M} \quad (3.20)$$

Conociendo el peso molecular del aire, $M = 0.02896 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$, la constante específica del aire equivale a

$$R_a = \frac{8.3142 \left(\frac{J}{mol K} \right)}{0.02896 \left(\frac{kg}{mol} \right)} = 287.05 \left(\frac{J}{kg K} \right)$$

El peso molecular del aire permanece invariable en la homósfera, es decir, hasta una altitud de 100 km.

3.4.1 Modelación de la presión en la atmósfera

3.4.1.1 Cálculo de la presión en la superficie de la Tierra

La presión a nivel del mar puede calcularse en una primera aproximación, evaluando el peso total de la atmósfera y dividiéndolo entre la superficie de la Tierra:

$$P_0 = \frac{M_{atm}g}{S} = \frac{M_{atm}g}{4\pi R_T^2} \quad (3.14)$$

La masa de la atmósfera ha sido evaluada en $M_{atm} = 5.29 \times 10^{18} \text{ kg}$, mientras que $R_T = 6356.766 \text{ km}$, por tanto,

$$P_0 = \frac{(5.29 \times 10^{18} \text{ kg}) \left(9.80665 \frac{m}{s^2} \right)}{4\pi (6356.766 \text{ km})^2 \left(\frac{10^6 \text{ m}^2}{\text{km}^2} \right)} = 101874.41 \frac{N}{m^2}$$

La presión estándar a nivel del mar ha sido valorada en $P_0 = 101325 \frac{N}{m^2}$. En consecuencia, el cálculo anterior arroja un error de 0.542%, lo que implica una buena aproximación del valor estándar.

A una altitud z por encima del nivel del mar, la presión se puede expresar en función de la densidad y la temperatura, sustituyendo las ecuaciones (3.19) y (3.20) en la Ley general de los gases ideales (ec. 3.17a). Esto es

$$P(z) = \rho(z)R_a T(z) \quad (3.21)$$

donde se ha enfatizado la dependencia con la altitud, dado que de acuerdo a las ecuaciones (3.13) y (3.16) tanto la presión como la temperatura dependen de la altitud.

Despejando la densidad,

$$\rho(z) = \frac{P(z)}{R_a T(z)} \quad (3.21a)$$

y sustituyendo en la ecuación (3.11) se obtiene

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{P(z)g(z)}{R_a T(z)} \quad (3.22)$$

que puede reescribirse como

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{P(z)}{H(z)} \quad (3.22a)$$

Siendo

$$H(z) = \frac{R_a T(z)}{g(z)} \quad (3.23)$$

un *factor de escala*.

La ecuación (3.22a) puede escribirse en forma logarítmica como

$$\frac{d(\ln P)}{dz} = -\frac{1}{H(z)} \quad (3.22b)$$

Integrando desde $z = 0$ (nivel del mar) hasta cualquier altitud z se obtiene una expresión que permite aproximar la presión en términos de la presión a nivel del mar:

$$[\ln P]_{P_0}^{P(z)} = -\frac{1}{H(z)} \quad (3.24)$$

$$P(z) = P_0 \exp \left\{ - \int_{z=0}^z \frac{dz}{H(z)} \right\} \quad (3.24a)$$

expresión que puede llamarse *modelo exponencial de la presión*.

3.4.1.2 Factor de escala en la tropósfera

En la tropósfera la temperatura disminuye 6.5°C por cada kilómetro, lo que se conoce como gradiente térmico es $\lambda_0 = -6.5 \text{ K/km}$ (§ 3.3.1). Es decir, la temperatura tiene un comportamiento lineal que puede expresarse como

$$T(z) = T_0 + \lambda_0 z \quad (3.16a)$$

La temperatura promedio de cualquier región de la atmósfera que se rige en forma lineal puede evaluarse utilizando el teorema del valor medio. Esto es

$$\bar{T} = \frac{\int_{z_0}^z T(z) dz}{\Delta z} \quad (3.25)$$

Asumiendo que la tropósfera va de 0 a 11 km y que $T_0 = 288 \text{ K}$ la temperatura promedio de la tropósfera resulta

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{z=11} (T_0 - 6.5z) dz}{\Delta z} = \frac{1}{\Delta z} \left| T_0 z - 3.25z^2 \right|_0^{z=11} = 252.25 \text{ K}$$

Luego en la tropósfera el factor de escala, $H(z)$, resulta

$$\bar{H} = \frac{\left(287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \right) (252.5 \text{ K})}{9.8 \text{ ms}^{-2}} = 7387.3 \text{ m} = 7.387 \text{ km}$$

Esto significa que tanto la presión como la densidad de la atmósfera disminuyen en un factor de e cada aproximadamente 7.387 km. En efecto, el factor de escala es del orden de 8 km para regiones templadas y de 6 km para regiones muy frías.

El problema en rigor obliga a disponer de un factor de escala para cada capa de la atmósfera y, aun así, los factores de escala representan un comportamiento promedio para cada capa.

Alternativamente, separando la presión en la ecuación 3.22

$$\frac{dP}{P} = -\frac{g(z)dz}{R_a T(z)} \quad (3.22c)$$

y sustituyendo el gradiente de temperatura, $\frac{dT}{dz} = \lambda_n$ (ec. 3.15), la ecuación general de balance hidrostático (ec. 3.22c) puede reescribirse como

$$\frac{dP}{P} = -\frac{g(z)dT}{\lambda_n R_a T(z)} \quad (3.26)$$

o bien, en forma integral

$$\int_{P_n}^P \frac{dP}{P} = -\frac{g}{\lambda_n R_a} \int_{T_n}^T \frac{dT}{T} \quad (3.26a)$$

siendo n el índice de la capa anterior.

Resolviendo la ecuación (3.26a),

$$\ln \frac{P}{P_n} = -\frac{g}{\lambda_n R_a} \ln \frac{T}{T_n} \quad (3.27)$$

Aplicando exponenciales,

$$\frac{P(z)}{P_n} = \left(\frac{T(z)}{T_n} \right)^{-\frac{g}{\lambda_n R a}} \quad (3.27a)$$

Luego, sustituyéndola ecuación (3.16), $T(z) = T_n + \lambda_n(z - z_n)$,

$$\frac{P(z)}{P_n} = \left(\frac{T_n + \lambda_n(z - z_n)}{T_n} \right)^{-\frac{g}{\lambda_n R a}} \quad (3.28)$$

o bien,

$$P(z) = P_n \left(1 + \frac{\lambda_n(z - z_n)}{T_n} \right)^{-\frac{g}{\lambda_n R a}} \quad (3.28a)$$

Y en el caso de una capa isotérmica ($k_n = 0$) dado que $\ln(1 + \varepsilon) = \varepsilon$ cuando $\varepsilon \rightarrow 0$:

$$P(z) = P_n e^{-\frac{g}{T_n R a}(z - z_n)} \quad (3.28b)$$

Haciendo uso de las ecuaciones (3.28), es decir, asumiendo el perfil de temperatura de la atmósfera estándar ISA, en la **Figura 3.6** se presentan el perfil de la presión en la homósfera. Donde puede observarse cómo los efectos de los gradientes de temperatura sobre la presión parecen prácticamente imperceptibles.

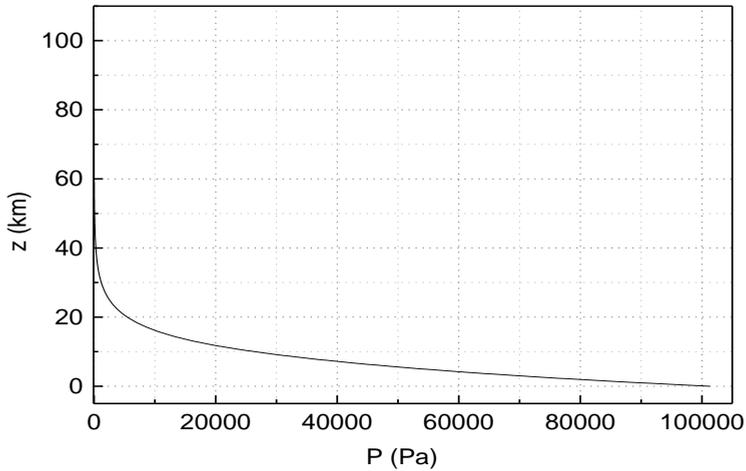


FIGURA 3.6 Perfil de presión en la homósfera ($0 \leq z \leq 100 \text{ km}$)

3.4.2 Modelación de la densidad en la atmósfera

3.4.2.1 Cálculo de la densidad en la superficie de la Tierra

La densidad del aire a una altitud z sobre la superficie de la Tierra está definida mediante la ecuación (3.21a):

$$\rho(z) = \frac{P(z)}{R_a T(z)} \quad (3.21a)$$

La densidad del aire en la superficie de la Tierra se puede calcular con esta expresión (3.21a), haciendo uso de la temperatura y la presión estándar,

$$\rho_0 = \frac{P_0}{R_a T_0} \quad (3.21b)$$

Numéricamente,

$$\rho_0 = \frac{1.01325 \times 10^5 \frac{N}{m^2}}{\left(287.05 \frac{J}{kg K}\right) (288.15 K)} = 1.2250 \frac{kg}{m^3}$$

En altitud pueden desarrollarse al menos dos expresiones para el cálculo de la densidad del aire. La primera de ellas haciendo uso del factor de escala. Para ello, basta con sustituir la ecuación (3.24a) en la (3.21a). Esto es

$$\rho(z) = \frac{P_0}{RT(z)} \exp\left(-\int_{z=0}^z \frac{dz}{H(z)}\right) \quad (3.29)$$

expresión que puede llamarse *modelo exponencial de la densidad*.

Esta expresión, de manera semejante al modelo exponencial de la presión, tiene el problema de que no hay un factor de escala estándar para todas las capas de la atmósfera.

Alternativamente, en rigor se deben sustituir las ecuaciones (3.28) en la ecuación (3.21a). De esta manera se obtiene

$$\begin{aligned} \rho(z) &= \frac{P_n \left(1 + \frac{\lambda_n(z - z_n)}{T_n}\right)^{-\frac{g}{\lambda_n R_a}}}{RT_n \left(1 + \frac{\lambda_n(z - z_n)}{T_n}\right)} \\ &= \frac{P_n}{RT_n} \left(1 + \frac{\lambda_n(z - z_n)}{T_n}\right)^{-\frac{g}{\lambda_n R_a} - 1} \end{aligned} \quad (3.30a)$$

Y para una capa isotérmica:

$$\rho(z) = \frac{P_n}{R T_n} e^{-\frac{g}{T_n R_a}(z - z_n)} \quad (3.30b)$$

En la **Figura 3.7** se presenta el comportamiento de la densidad en función de la altitud. De forma similar a la presión, en forma gráfica, los efectos del gradiente de temperatura y la presión son imperceptibles. Sin embargo, cuantitativamente, existe una gran diferencia entre el comportamiento exponencial (ec. 3.29) y el comportamiento que toma en cuenta el perfil de temperatura para cada una de las capas de la atmósfera (ecs. 3.30).

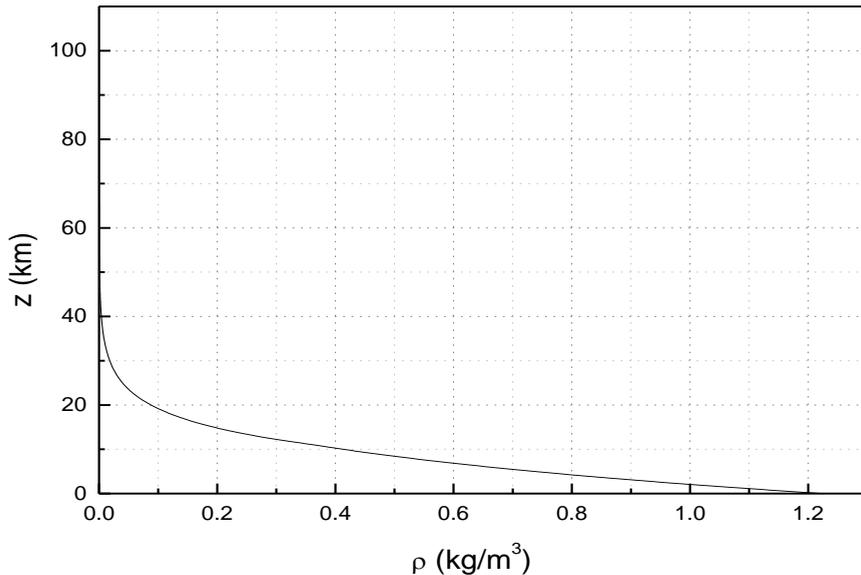


FIGURA 3.7 Perfil de la densidad en la homósfera ($0 \leq z \leq 100 \text{ km}$)

3.4.2.2 Cálculo de la presión en la superficie de la Tierra

Una vez desarrollado un modelo para el cálculo de la densidad se puede retomar el cálculo de la presión en la superficie de la Tierra, tomando en cuenta el perfil de temperatura de la atmósfera.

Haciendo uso de la ecuación (3.13) la presión en la superficie de la Tierra puede expresarse como

$$P'_0 = g \int_{z=0}^{\infty} \rho(z) dz \quad (3.13a)$$

Habiendo establecido un modelo para calcular el perfil de densidad de la atmósfera en función de la altitud, ecuaciones (3.30); integrando la densidad entre $0 \leq z \leq \infty$, y al multiplicar por la aceleración de la gravedad para obtener la presión, la integral resultó

$$\int_{z_0}^{\infty} \rho(z)g(z)dz = 10\,395.858 \frac{kg}{m^2}$$

Y la presión resultó $P'_0 = 101\,879.4 \frac{N}{m^2}$. Este valor es $554.4 \frac{N}{m^2}$, superior al valor estándar: $P_0 = 101\,325 \frac{N}{m^2}$; lo que representa un error de 0.547%.

Este error es del mismo orden que el obtenido cuando se calcula la presión en la superficie de la Tierra haciendo uso de la masa total de la atmósfera (§ 3.3.1).

Sin embargo, cabe mencionar que este cálculo sólo toma en cuenta la homósfera. La masa de la heterosfera es del orden de 0.2% de la masa de la atmósfera, de tal forma que el error debe aumentar, pero sin duda será menor a 1%.

En el modelo de densidad utilizado para el cálculo de la presión se ha utilizado el perfil de temperatura de la atmósfera estándar ISA. La diferencia encontrada es explicable, puesto que en realidad no existe un sólo perfil de temperatura para toda la atmósfera. Evidentemente no pueden ser similares los perfiles de temperatura en el Ecuador, los trópicos, medias latitudes y los casquetes polares; ni tampoco pueden ser similares a lo largo del año.

Sin embargo, la similitud en los cálculos habla muy bien respecto a la representatividad de la atmósfera estándar.

3.4.3 Modelación de la densidad molecular en la atmósfera

La densidad molecular en la atmósfera, o número de moléculas por unidad de volumen, N , es la relación entre el número de moléculas, N_t , contenidas en una parcela de la atmósfera y el volumen, V , de la misma:

$$N = \frac{N_t}{V} \quad (3.31)$$

En términos del número total de moléculas, N_t , el número de moles contenidos en la parcela puede obtenerse como la relación

$$n = \frac{N_t}{N_A} \quad (3.18a)$$

siendo $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ el número de Avogadro.

La presión en función de la altitud sobre el nivel del mar se puede expresar en términos de la densidad molecular. Sustituyendo la ecuación (3.18a) en la ecuación de los gases ideales, $PV = nRT$ (ec. 3.17), y despejando P ,

$$P = \frac{N_t R}{N_A V} T = \frac{N_t R}{V N_A} T \quad (3.17b)$$

Dado que la densidad molecular está dada por $\frac{N_t}{V}$ y la relación $\frac{R}{N_A}$ es la constante de *Boltzmann* (§ 4.1.2.), la presión se puede formular como

$$P(z) = k N(z) T(z) \quad (3.32)$$

donde se ha expresado la dependencia P , T y N con la altitud z .

Diferenciando la ecuación (3.32),

$$dP(z) = k T(z) dN(z) \quad (3.33)$$

De acuerdo a (§ 3.3) la presión ejercida por una capa diferencial de la atmósfera puede enunciarse con

$$\frac{dP(z)}{dz} = -\rho(z) g \quad (3.11)$$

Como $\rho(z) = \frac{m}{V}$ y la masa de una capa de la atmósfera puede expresarse en términos del número total de moléculas, N_t , y de la masa molecular, m_m . Es decir, $m = N_t m_m$. La ecuación (3.11) puede articularse como

$$dP = -N(z)m_m g(z)dz \quad (3.34)$$

Igualando las ecuaciones (3.33) y (3.34) se obtiene

$$\frac{dN}{N} = -\frac{m_m g(z)dz}{k T(z)} \quad (3.35)$$

Integrando se obtiene

$$N(z) = N_0 e^{-\frac{m_m \int \frac{g(z)dz}{T(z)}}{k}} \quad (3.36)$$

Si $g(z)$ y $T(z)$ se aproximarán mediante su valor promedio

$$\bar{g} \pm \sigma = (9.76676 \pm 0.02338) \frac{m}{s^2} \text{ y } \bar{T} \pm \sigma = (229.46 \pm 24.92) K$$

se obtendría el modelo simplificado de la densidad molecular al que se puede llamar modelo exponencial

$$N(z) = N_0 e^{-\frac{m_m \bar{g} z}{k \bar{T}}} \quad (3.37)$$

Alternativamente, la densidad molecular puede expresarse mediante la ecuación

$$N(z) = \frac{\rho(z) N_A}{M} \quad (3.38)$$

o en términos de la presión por

$$N(z) = \frac{P(z) N_A}{M R T(z)} \quad (3.38a)$$

donde M es el peso molecular del aire.

3.4.3.1 Cálculo de la densidad molecular en la superficie de la Tierra

La densidad molecular a nivel del mar se puede calcular a partir de la ecuación (3.38), utilizando el valor de la densidad obtenido mediante la ecuación (3.21b). Esto es

$$\begin{aligned} N_0 &= \frac{\rho_0 N_A}{M} = \frac{\left(1.225 \frac{kg}{m^3}\right) \left(6.022 \times 10^{23} \frac{moleculas}{mol}\right)}{0.0289644 \frac{kg}{mol}} \\ &= 2.5469 \times 10^{25} \frac{moleculas}{m^3} = 2.5469 \times 10^{19} \frac{moleculas}{cm^3} \end{aligned}$$

En altitud es necesario utilizar las ecuaciones de la densidad (ecs. 3.30) y de la temperatura (ec. 3.26) y sustituir en la ecuaciones (3.38). De esa manera la densidad molecular en las capas donde se observa un gradiente de temperatura es

$$N(z) = \frac{N_A P_n}{M R T_n} \left(1 + \frac{\lambda_n(z - z_n)}{T_n}\right)^{-\frac{g}{\lambda_n R} - 1} \quad (3.39a)$$

y

$$N(z) = \frac{N_A P_n}{M R T_n} e^{-\frac{g}{T_n R}(z - z_n)} \quad (3.39b)$$

en el caso de capas isotérmicas.

En la **Figura 3.8** se presenta el comportamiento de la densidad molecular haciendo uso de las ecuaciones (3.39) y su comparación con el modelo exponencial.

Mientras que a nivel del mar la densidad molecular es $N_0 = 2.547 \times 10^{19}$ moléculas por cm^3 , a 100 km es $N_{100} = 1.15 \times 10^{13}$ moléculas por cm^3 . Es decir, a 100 km de altitud la densidad molecular es inferior a una millonésima de la densidad molecular a nivel del mar.

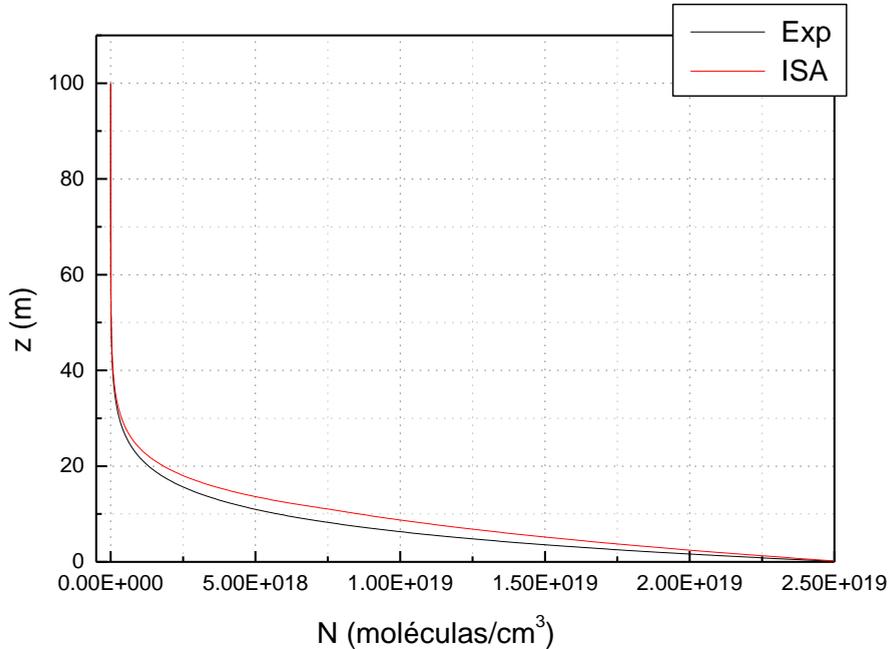


FIGURA 3.8 Comparación entre el modelo exponencial y el modelo ISA para la densidad molecular en la homósfera ($0 \leq z \leq 100 \text{ km}$)

Aparentemente los comportamientos son similares, pero comparando ambas curvas puede verificarse que el modelo exponencial acarrea una subestimación de 32.3% respecto a los cálculos hechos mediante las ecuaciones que toman en cuenta los perfiles de temperatura de las diferentes capas de la atmósfera (ecs. 3.39). Lo que permite destacar la importancia de los modelos que toman en cuenta el perfil de temperatura de la atmósfera.

3.5 Masa total de la atmósfera

La masa diferencial de una capa de la atmósfera de espesor dz puede definirse como

$$dM = \rho(z)S(z)dz \quad (3.40)$$

siendo $S(z)$ la superficie esférica de la capa diferencial; o $dV = S(z)dz$, el volumen diferencial de la capa.

La masa total de la atmósfera, teóricamente, se obtiene integrando desde una altura sobre el nivel del mar, z_0 , hasta el espacio exterior a la atmósfera:

$$M_A = \int_{z_0}^{\infty} dM = \int_{z_0}^{\infty} \rho(z)dV \quad (3.41)$$

Dada la geometría cuasi-esférica de la Tierra la diferencial de volumen para una capa diferencial, dV puede expresarse en coordenadas esféricas como

$$dV = r^2 \text{sen}\phi d\phi d\theta$$

siendo $r = R_T + z$ la distancia de una capa a partir del centro de la Tierra; ϕ , el ángulo zenital, y θ el ángulo azimutal; en consecuencia: $0 < \phi < \pi$, mientras que $0 < \theta < 2\pi$.

El problema radica en que la densidad se modifica en función de la altitud de una forma variable dependiendo del estado termodinámico de cada capa de la atmósfera.

Utilizando la expresión de la densidad (ec. 3.30) para cada capa de la atmósfera con gradiente de temperatura, la masa de esa capa puede calcularse mediante

$$M_{n+1} = \frac{P_n}{RT_n} \int_{z_n}^{z_{n+1}} \left(1 + \frac{\lambda_n(z - z_n)}{T_n} \right)^{-\frac{g}{\lambda_n R} - 1} (R_T + z)^2 dz \int_0^\pi \text{sen}\phi d\phi \int_0^{2\pi} d\theta \quad (3.42a)$$

Y en el caso de una capa isoterma, sin gradiente de temperatura, utilizando la ecuación (3.30a) la masa de esa capa puede calcularse mediante

$$M_{n+1} = \frac{P_n}{RT_n} \int_{z_n}^{z_{n+1}} e^{-\frac{g}{T_n R}(z - z_n)} (R_T + z)^2 dz \int_0^\pi \text{sen}\phi d\phi \int_0^{2\pi} d\theta \quad (3.42b)$$

En consecuencia, la masa total de la atmósfera es la suma de las masas de las diferentes capas:

$$M_A = \sum_{n=0}^{n=} M_{n+1} \quad (3.43)$$

Los cálculos, tanto de la masa total como de cada capa de la atmósfera, implican efectuar la integración de las ecuaciones (3.42) entre los límites o altitudes correspondientes a cada capa.

Dada la complejidad de las ecuaciones (3.42) la integración analítica resulta ser muy complicada, lo recomendable es utilizar integración numérica.

En la **Figura 3.9** se presenta el perfil de la masa en función de la altitud, haciendo uso de las ecuaciones (3.42).

Se puede verificar de esa manera que la masa de la homósfera ($z < 100 \text{ km}$) resulta $5.28 \times 10^{18} \text{ kg}$; es decir el 99.79% de la masa total reportada de la atmósfera ($5.29 \times 10^{18} \text{ kg}$).

- La masa de la tropósfera ($0 < z < 11 \text{ km}$) resulta $3.87 \times 10^{18} \text{ kg}$; es decir, el 73.15% de la masa de la atmósfera.
- La masa de la estratósfera ($11 < z < 47 \text{ km}$) deviene $1.16 \times 10^{18} \text{ kg}$; el 21.88% de la masa de la atmósfera;
- La masa de la mesósfera registra 5.90723×10^{15} ; es decir 0.11% de la masa de la atmósfera.
- La masa de la atmósfera desde el nivel del mar hasta 20 km ($0 < z < 20 \text{ km}$) es $4.99 \times 10^{18} \text{ kg}$, o sea el 94.37% de la atmósfera de la Tierra.

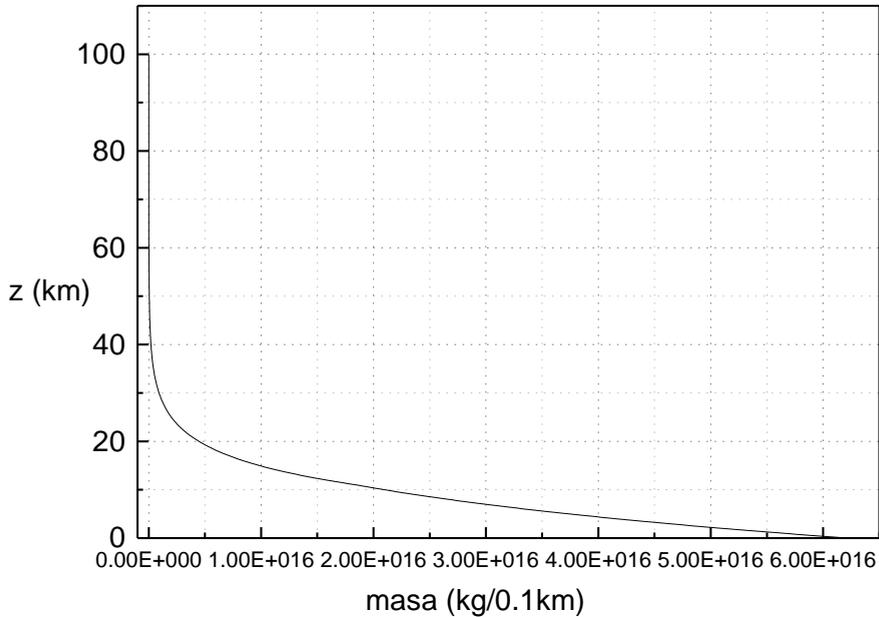


FIGURA 3.9 Perfil de la masa de la atmósfera de acuerdo a los perfiles de temperatura del modelo ISA ($0 \leq z \leq 100 \text{ km}$)

La masa de la heterosfera representa el 0.2098% de la masa de la atmósfera. No se simuló por falta de datos del perfil; esto podría ser muy fácil conociendo el perfil de temperatura de la atmósfera por encima de 100 km.

3.5.1 Masa de aire

La *masa de aire* se define como el peso de una columna de aire sobre cada metro cuadrado de la superficie de la Tierra. Ésta se puede calcular mediante la ecuación

$$m_a = \int_{z_0}^{\infty} \rho(z) dz \quad (3.44)$$

Factor utilizado en modelación de la irradiación solar y en óptica atmosférica.

La presión atmosférica a nivel del mar determinada, entre otras formas, mediante el barómetro de mercurio de Torrichelli, es $P_0 = 101325 \text{ Nm}^{-2}$, equivalente a la integral

$$P_0 = g \int_{z_0}^{\infty} \rho(z) dz = g m_a \quad (3.45)$$

Luego despejando de esta expresión la masa de aire y sustituyendo los valores de P_0 y g resulta

$$m_a = \int_{z_0}^{\infty} \rho(z) dz = \frac{P_0}{g} = \frac{101325 \text{ Nm}^{-2}}{9.8 \text{ ms}^{-2}} = 10\,339.3 \text{ Kgm}^{-2}$$

Por otro lado, haciendo uso del modelo estándar de la densidad, la integral sobre toda la homósfera deviene

$$\int_{z_0}^{\infty} \rho(z) dz = 10\,395.858 \text{ Kgm}^{-2}$$

Lo que implica 0.54% de error respecto al valor teórico de la masa del aire.

TERCERA PARTE: FUNDAMENTOS DE TEORÍA CINÉTICA

4. LEYES DE DISTRIBUCIÓN DE MAXWELL Y BOLTZMANN

El comportamiento de los gases a nivel macroscópico es muy conocido desde mediados del siglo XIX. Fue elegantemente resumido en la *Ley general de los gases ideales*, deducida por Emile Clapeyron en 1834. Esta ley, con frecuencia denominada sólo como la *ecuación de estado* reunió las leyes de Boyle-Mariotte, de Charles, de Gay-Lussac y de Avogadro. A nivel macroscópico, con la Ley general del estado gaseoso, los gases habían sido dominados, sin embargo estaba ausente una interpretación microscópica. La *Teoría cinética* de los gases vino a llenar ese vacío. Surgió a mediados del siglo XIX, sobre los principios añejados por más de un siglo de las ideas de Bernoulli (1738). Los principales promotores de la Teoría Cinética fueron: K. A. Gröning (1856), R. Clasius (1957) y J. J. Waterson (1892). Aunque la teoría fue dotada de una matemática precisa por James Clerk Maxwell (1860) y por Ludwig Boltzmann (1868).

4.1 Energía cinética y temperatura

La teoría cinética de los gases considera que la presión de gas en un medio cualquiera es el resultado macroscópico de las fuerzas producidas por las colisiones de las moléculas.

Considérese un gas encerrado en un cubo cuyo volumen es $V(\text{cm}^3)$ y cuyas paredes tienen un área $A(\text{cm}^2)$. Asumiendo que el gas tiene una densidad molecular $N \left(\frac{\text{moléculas}}{\text{cm}^3} \right)$, la sexta parte de las moléculas chocarían con cada una de las seis paredes del cubo. Si consideramos que cada molécula tiene una velocidad promedio, $u \left(\frac{\text{m}}{\text{s}} \right)$, dimensionalmente se puede demostrar que el número de moléculas, N_x , que chocan en un intervalo de tiempo, $t(\text{s})$, sobre cada una de las paredes es

$$N_x = \frac{N}{6} \left(\frac{\text{moléculas}}{\text{cm}^3} \right) u \left(\frac{\text{cm}}{\text{s}} \right) A(\text{cm}^2) t(\text{s}) \quad (4.1)$$

Cada molécula al chocar experimenta un cambio de momentum:

$$\Delta p = mu_2 - mu_1 = m(u_2 - u_1) \quad (4.2)$$

donde u_1 es la velocidad antes del choque y u_2 es la velocidad después del choque.

Por definición, fuerza es la razón de cambio de momentum con respecto al tiempo. Esto es $F_x = \frac{\Delta p}{t}$; y la presión es la fuerza ejercida por unidad de área, $P = \frac{F}{A}$. Combinando ambas definiciones, la presión que ejercen cada una de esas moléculas sobre una de las paredes está dada por

$$P_i = \frac{F_x}{A} = \frac{\Delta p}{A t} \quad (4.3)$$

Considerando que los choques con las paredes son elásticos y sólo implican un cambio de dirección, $u_2 = -u_1$. En cada choque hay un cambio de momentum, $\Delta p = 2mu$. Luego, la presión ejercida por cada molécula es $P_i = \frac{2mu}{A t}$ y la presión ejercida por el total de moléculas que chocan sobre cada pared será

$$P_x = P_i N_x = \frac{2mu}{A t} \left[\frac{N}{6} u A t \right] = \frac{N}{3} (mu^2) \quad (4.4)$$

La densidad molecular o número de moléculas en el gas por unidad de volumen puede expresarse como $N = \frac{N_t}{V}$, donde el subíndice, N_t , representa el número total de moléculas en el volumen, V .

Sustituyendo N en la ecuación 4.4 se obtiene

$$P_x V = \frac{1}{3} N_t mu^2 \quad (4.4a)$$

Haciendo uso de la definición de energía cinética, $E_k = \frac{mu^2}{2}$, la ecuación anterior se convierte en

$$P_x V = \frac{2}{3} N_i E_k \quad (4.4b)$$

Generalizando para cualquiera de las paredes del volumen, V , se puede omitir el subíndice, x :

$$PV = \frac{2}{3} N_i E_k \quad (4.4c)$$

El lado izquierdo de la ecuación (4.4c) es similar a la Ley de los gases ideales:

$$PV = nRT \quad (4.5)$$

donde n es el número de moles y $R = 8.3142 JK^{-1} mol^{-1}$ es la constante de los gases ideales. Luego, sustituyendo la ecuación (4.5) en la ecuación (4.4c) se obtiene una expresión para la energía cinética promedio de las moléculas de un gas ideal:

$$E_k = \frac{3}{2} nRT \quad (4.6)$$

4.1.2 Constante de Boltzmann

Haciendo uso del número de Avogadro, $N_A = 6.022 \times 10^{23} \frac{\text{moléculas}}{\text{mol}}$, el número de moles se puede escribir como

$$n = \frac{N_i}{N_A} \quad (4.7)$$

Y sustituyendo en la ecuación (4.5), la Ley general de estado gaseoso puede expresarse como

$$PV = \frac{N_t}{N_A} RT \quad (4.5b)$$

que es simplemente la Ley de los gases ideales en función del número de partículas, N_t .

Luego, igualando las ecuaciones (4.4b) y (4.5b),

$$\frac{2}{3} N_t E_K = \frac{N_t}{N_A} RT \quad (4.8)$$

de donde

$$E_K = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T \quad (4.9)$$

Dado que R y N_A son constantes, su relación es

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8.3142 JK^{-1} mol^{-1}}{6.023 \times 10^{23} mol^{-1}} = 1.380458 \times 10^{-23} JK^{-1} \quad (4.10)$$

conocida como la **constante de Boltzmann**.

Utilizando la ecuación (4.10) en la ecuación (4.9):

$$E_K = \frac{3}{2} kT \quad (4.11)$$

Ecuación que demuestra que la energía cinética promedio de las moléculas de un gas ideal depende estrictamente de la temperatura y es independiente del tipo de gas.

4.2 Función de distribución de Maxwell

En un gas se puede considerar que las moléculas tienen una velocidad promedio constante, pero de forma individual las moléculas al experimentar choques intercambian energía entre ellas de tal forma que existe toda una distribución de velocidades.

Sea \vec{u} la velocidad de las moléculas y u_x , u_y y u_z sus componentes en coordenadas rectangulares. Es decir, $\vec{u} = u_x \hat{i} + u_y \hat{j} + u_z \hat{k}$, por lo tanto la magnitud de la velocidad será

$$u^2 = |\vec{u}|^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 \quad (4.12)$$

La velocidad promedio de las moléculas en un gas permanece constante, sin embargo, pueden existir variaciones infinitesimales en las componentes de la magnitud de la velocidad.

La probabilidad de que la componente u_x pueda tener variaciones entre u_x y $u_x + du_x$ es únicamente en función de u_x , por tanto puede escribirse como $f(u_x)du_x$. Esta cantidad expresa el número de moléculas con la componente u_x en un intervalo du_x . De manera similar, para las componentes u_y y u_z : $f(u_y)du_y$ señala la probabilidad de que la componente u_y tenga variaciones entre u_y y $u_y + du_y$, y $f(u_z)du_z$ enuncia la probabilidad de que la componente u_z encuentre variaciones entre u_z y $u_z + du_z$.

Como las probabilidades son independientes, de acuerdo a la propiedad multiplicativa, la probabilidad de variación total de la velocidad en los intervalos infinitesimales du_x , du_y y du_z puede escribirse como

$$P(\bar{u})du = f(u_x)f(u_y)f(u_z)du_x du_y du_z \quad (4.13)$$

El producto $f(u_x)f(u_y)f(u_z)$ determina el número de moléculas con componentes u_x , u_y y u_z .

Para un sistema cerrado la velocidad promedio de las moléculas permanece constante, por tanto la diferencial total de esta cantidad debe ser igual a cero. Esto es

$$d(f(u_x)f(u_y)f(u_z)) = 0 \quad (4.14)$$

o bien,

$$f'(u_x)f(u_y)f(u_z) + f(u_x)f'(u_y)f(u_z) + f(u_x)f(u_y)f'(u_z) = 0 \quad (4.15)$$

Dividiendo la ecuación (4.15) entre $f(u_x)f(u_y)f(u_z)$ se obtiene

$$\frac{f'(u_x)}{f(u_x)} + \frac{f'(u_y)}{f(u_y)} + \frac{f'(u_z)}{f(u_z)} = 0 \quad (4.16)$$

Multiplicando a cada componente por un factor y sumándolo a cada término, la ecuación anterior se convierte en

$$\left[\frac{f'(u_x)}{f(u_x)} + \alpha u_x \right] + \left[\frac{f'(u_y)}{f(u_y)} + \alpha u_y \right] + \left[\frac{f'(u_z)}{f(u_z)} + \alpha u_z \right] = 0 \quad (4.17)$$

Donde cada término de la suma debe ser igual a cero.

El primer término puede reescribirse entonces como

$$\frac{f'(u_x)}{f(u_x)} = -\alpha u_x \quad (4.18)$$

Integrando, resulta

$$\ln[f(u_x)] = -\frac{\alpha u_x^2}{2} + \ln A \quad (4.19)$$

Donde $\ln A$ es una constante de integración.

Por las leyes de los logaritmos la ecuación (4.19) puede reescribirse como

$$f(u_x) = Ae^{-\frac{\alpha u_x^2}{2}} \quad (4.20^a)$$

Para el segundo y tercer término de la ecuación (4.17) se obtienen expresiones parecidas. Esto es

$$f(u_y) = Ae^{-\frac{\alpha u_y^2}{2}} \quad (4.20b)$$

$$f(u_z) = Ae^{-\frac{\alpha u_z^2}{2}} \quad (4.20c)$$

Sustituyendo en la ecuación las ecuaciones (4.20) en la ecuación (4.13):

$$P(\bar{u})du = A^3 e^{-\frac{\alpha}{2}[u_x^2 + u_y^2 + u_z^2]} du_x du_y du_z \quad (4.21)$$

Luego, utilizando la ecuación (4.12) se obtiene

$$P(\bar{u})du = A^3 e^{-\frac{1}{2}\alpha u^2} du_x du_y du_z \quad (4.21a)$$

La probabilidad no debe ser superior a 1 para cualquiera de las componentes de la velocidad. Entonces

$$\int_{-\infty}^{\infty} A e^{-\frac{1}{2}\alpha u_x^2} du_x = 1 \quad (4.22)$$

La integral de la ecuación (4.22) es una integral impropia que se resuelve utilizando coordenadas polares. Previamente, para simplificar es conveniente utilizar el cambio de variable $x = u_x$ y $dx = du_x$, la integral se puede escribir por tanto como

$$I = A \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha x^2} dx \quad (4.23)$$

El cuadrado de I por simetría se escribe como

$$I^2 = \left[A \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha x^2} dx \right] \left[A \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha y^2} dy \right] = A^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha(x^2+y^2)} dA \quad (4.24)$$

Integral que se puede resolver en coordenadas polares. Para eso deben usarse los cambios de variable: $x^2 + y^2 = r^2$ y $dA = r dr d\theta$. Los límites de integración están comprendidos entre $-\infty < x < \infty$ y $-\infty < y < \infty$, los límites correspondientes en coordenadas polares son: $0 < r < \infty$ y $0 < \theta < 2\pi$. Así

$$I^2 = A^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha r^2} r dr d\theta \quad (4.25)$$

Conviene, para simplificar, utilizar un cambio de variable adicional. Si $u = -\frac{1}{2}\alpha r^2$, $du = -\alpha r dr$, ($r dr = -\frac{1}{2} du$) y los límites de integración son $u_i = 0$ y $u_s = -\infty$. De esta manera la ecuación (4.24) se puede resolver de la forma siguiente

$$I^2 = -\frac{A^2}{\alpha} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{-\infty} e^u du = \left[-\frac{A^2}{\alpha} \right] (2\pi)(-1) = \frac{2\pi A^2}{\alpha} \quad (4.26)$$

De donde

$$I = A \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{2\pi}{\alpha}} A \quad (4.27)$$

Luego, igualando las ecuaciones (4.22) y (4.27)

$$A = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \quad (4.28)$$

Sustituyendo A en la ecuación (4.21a) resulta

$$P(\bar{u}) du = \frac{dn(u)}{n} = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2}\alpha u^2} du_x du_y du_z \quad (4.21b)$$

Cambiando a coordenadas esféricas

$$P(\bar{u}) du = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2}\alpha u^2} u^2 du \sin\theta d\theta d\varphi \quad (4.29)$$

donde $du_x du_y du_z = u^2 du \operatorname{sen} \theta d\theta d\varphi$.

La ecuación (4.29) expresa la probabilidad de que una molécula tenga velocidad cuya magnitud esté comprendida entre u y $u + du$ y su dirección esté vislumbrada entre θ y $\theta + d\theta$, y entre φ y $\varphi + d\varphi$.

Integrando la ecuación (4.29) sobre todas las direcciones:

$$P(u)du = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2}\alpha u^2} u^2 du \int_0^\pi \operatorname{sen} \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \quad (4.30)$$

Dado que

$$\int_0^\pi \operatorname{sen} \theta d\theta = -\left|\cos \theta\right|_0^\pi = 2 \quad (4.31)$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \quad (4.32)$$

La ecuación 4.30 se convierte en

$$P(u)du = \frac{dn(u)}{n} = 4\pi \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2}\alpha u^2} u^2 du \quad (4.30a)$$

La ecuación (4.30a) expresa la probabilidad de que una molécula tenga una velocidad cuya magnitud simplemente esté comprendida entre u y $u + du$. Esta probabilidad es igual a la fracción de moléculas que tienen una velocidad cuya magnitud esté abarcada entre u y $u + du$. Esto es

$$P(u)du = \frac{dn(u)}{n} \quad (4.30b)$$

4.2.1 Velocidad cuadrática media

La constante α se puede obtener calculando la velocidad cuadrática media.

La velocidad cuadrática media se define como el promedio estadístico:

$$\overline{u^2} = \frac{\int_0^{\infty} u^2 P(u) du}{\int_0^{\infty} P(u) du} \quad (4.33)$$

Como el denominador equivale a 1, la definición se reduce a

$$\overline{u^2} = \int_0^{\infty} u^2 P(u) du \quad (4.33a)$$

Y utilizando la ecuación (4.30a):

$$\overline{u^2} = 4\pi \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha u^2} u^4 du \quad (4.34)$$

Para resolver la integral de la ecuación (4.34) convienen los siguientes cambios de variables: si $w = \frac{1}{2}\alpha u^2$, $u du = -\frac{dw}{\alpha}$ y $u^3 = \left(\frac{2w}{\alpha}\right)^{\frac{3}{2}}$, y los límites de integración son $w_i = 0$ y $w_s = \infty$. Luego, la integral se puede escribir como

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{1}{2}\alpha u^2} u^4 du = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{2}{\alpha} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{-w} w^{\frac{3}{2}} dw \quad (4.35)$$

4.2.2 Función gamma

Las integrales de la forma $\int_0^{\infty} e^{-x} x^{n-1} dx$ se conocen como *función gamma*. Esto es

$$\Gamma(n) = \int_0^{\infty} e^{-x} x^{n-1} dx \quad (4.36)$$

En el caso de la ecuación (4.35): $n-1 = \frac{3}{2}$, luego $n = \frac{5}{2}$. Por tanto la integral equivale a

$$\int_0^{\infty} e^{-w} w^{\frac{3}{2}} dw = \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) \quad (4.37)$$

Para evaluar la función gamma de orden superior a $\frac{1}{2}$ se hace uso de la fórmula de recurrencia:

$$\Gamma(n+1) = n\Gamma(n) \quad (4.38)$$

Mientras que

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi} \quad (4.39)$$

De esta manera la función gamma de la ecuación (4.37) resulta

$$\Gamma\left(\frac{5}{2}\right) = \Gamma\left(\frac{3}{2}+1\right) = \frac{3}{2}\Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{3}{2}\Gamma\left(\frac{1}{2}+1\right) = \frac{3}{2}\frac{1}{2}\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{3}{4}\sqrt{\pi} \quad (4.37a)$$

Sustituyendo en la ecuación (4.35) y en la ecuación (4.34):

$$\overline{u^2} = \int_0^{\infty} u^2 \frac{dn(u)}{n} = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\alpha} \left(\frac{2}{\alpha} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{3}{4} \sqrt{\pi} \right) 4\pi = \frac{3}{\alpha} \quad (4.40)$$

de donde

$$\alpha = \frac{3}{\overline{u^2}} \quad (4.41)$$

Remplazando la ecuación de la energía cinética en la ecuación (4.11):

$$E_K = \frac{3}{2} kT = \frac{m \overline{u^2}}{2} \quad (4.11a)$$

Y despejando la velocidad cuadrática media resulta

$$\overline{u^2} = \frac{3kT}{m} \quad (4.42)$$

Igualando las ecuaciones (4.39) y (4.42) y despejando:

$$\alpha = \frac{m}{kT} \quad (4.43)$$

Sustituyendo la ecuación (4.43) en la ecuación (4.30a):

$$P(u)du = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{m}{kT} u^2} u^2 du \quad (4.44)$$

que es la *función de distribución de Maxwell*.

La función de distribución de Maxwell puede escribirse también en términos de la energía cinética. Tomando $E = \frac{mu^2}{2}$, $dE = m\bar{u}du$ y $\bar{u}^2 = \frac{2E}{m}$ y supliendo en la ecuación (4.44) se puede verificar fácilmente que la ecuación se convierte en

$$P(E)dE = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE \quad (4.45)$$

Esta ecuación expresa la probabilidad de que la energía de una molécula esté entre E y $E + dE$. Esta probabilidad es igual a la fracción de moléculas que tienen una energía entre E y $E + dE$. Esto es

$$P(E)dE = \frac{dn(E)}{n} \quad (4.46)$$

4.2.3 Velocidad más probable

La velocidad más probable, u_0 , se define como la velocidad correspondiente al máximo de la función de distribución. Ésta se puede obtener derivando la ecuación (4.44) e igualando a cero

$$\frac{dP(u)}{du} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kt} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{d}{du} \left(e^{-\frac{1}{2} \frac{m u^2}{kT}} u^2 \right) = 0 \quad (4.47)$$

Derivando y simplificando puede verificarse fácilmente que

$$u_0^2 = \frac{2kT}{m} \text{ o, por lo tanto, } u_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (4.48)$$

Sustituyendo u_0 en la función de distribución de Maxwell, ecuación (4.44), se obtiene

$$P(u)du = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{u^2}{u_0^3} e^{-\frac{1}{2} \frac{m u^2}{kT}} du \quad (4.49)$$

que es la *función de distribución de Boltzmann*.

4.2.4 Velocidad promedio

La velocidad promedio se define como el promedio estadístico:

$$\bar{u} = \frac{\int_0^{\infty} uP(u)du}{\int_0^{\infty} P(u)du} \quad (4.50)$$

De la ecuación (4.44), $P(u)du = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kt} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{m u^2}{kT}} u^2 du$

Luego, el numerador de la ecuación (4.50) es

$$\int_0^{\infty} uP(u)du = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} u^3 du \quad (4.51)$$

Para solucionar la integral de la ecuación (4.51) conviene usar el cambio de variable, $w = \frac{mu^2}{2kT}$, de donde $u^2 = \frac{2kTw}{m}$, $udu = \frac{kT}{m} dw$ y los

límites de integración son $w_i = 0$ y $u_s = \infty$. Luego, sustituyendo en la ecuación (4.51):

$$\begin{aligned}
 \int_0^{\infty} uP(u)du &= 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2kT}{m} \right) \left(\frac{kT}{m} \right) \int_0^{\infty} e^{-w} w dw = \\
 &= \frac{4\pi}{2} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^2 \int_0^{\infty} e^{-w} w dw = \\
 &= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \int_0^{\infty} e^{-w} w dw = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}
 \end{aligned}
 \tag{4.52}$$

Donde, resolviendo la integral por partes, resulta $\int_0^{\infty} e^{-w} w dw = 1$.

El denominador de la ecuación (4.50) es

$$\int_0^{\infty} P(u)du = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} u^2 du
 \tag{4.53}$$

Para solucionar esta integral conviene usar el mismo cambio de variable utilizado en la ecuación (4.51): $w = \frac{mu^2}{2kT}$, $u^2 = \frac{2kT w}{m}$, $u du = \frac{kT}{m} dw$ y los límites de integración: $w_i = 0$ y $u_s = \infty$. Entonces, reemplazando en la ecuación (4.53):

$$\begin{aligned}
\int_0^{\infty} P(u) du &= 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{kT}{m} \right) \int_0^{\infty} e^{-w} w^{\frac{1}{2}} dw = \\
&= \frac{4\pi}{2} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} e^{-w} w^{\frac{1}{2}} dw = \\
&= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-w} w^{\frac{1}{2}} dw = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{2} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\pi} = 1
\end{aligned}
\tag{4.54}$$

Luego, sustituyendo las ecuaciones (4.52) y (4.54) en la ecuación (4.50) se obtiene la velocidad media

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}
\tag{4.55}$$

Nótese que hasta el momento se han desarrollado, conceptualmente, tres tipos diferentes de velocidades relacionadas con las funciones de distribución:

i) la velocidad cuadrática media:

$$\overline{u^2} = \frac{3kT}{m}
\tag{4.42}$$

ii) la velocidad más probable:

$$u_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}
\tag{4.48}$$

y iii) la velocidad promedio:

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (4.55)$$

En la **Figura 4.1** se ubican estas tres velocidades en una distribución de Boltzmann para las moléculas de hidrógeno en la ionósfera (1000 K).

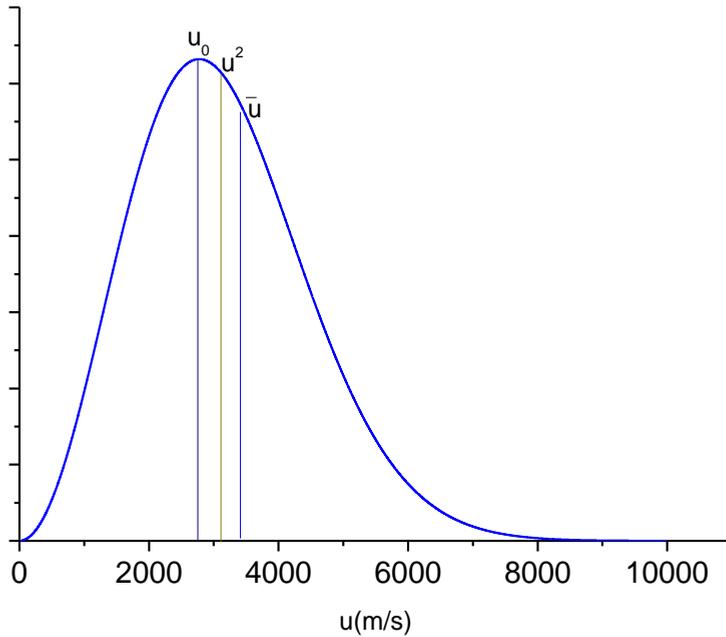


FIGURA 4.1 Distribución de Boltzmann para las moléculas de H₂ a 1000 K

4.2.5 Cálculo de la energía cinética molecular promedio

La energía cinética promedio puede expresarse como un promedio estadístico de manera similar a la velocidad promedio:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} EP(E)dE}{\int_0^{\infty} P(E)dE} \quad (4.56)$$

Utilizando la distribución de Maxwell en términos de la energía, ecuación (4.45):

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} E e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE} \quad (4.57)$$

Para resolver ambas integrales conviene el cambio de variable, $w = \frac{E}{kT}$, de donde $E = kTwy$ $dE = kTdw$. De esta manera la energía promedio resulta

$$\bar{E} = \frac{(kt)^{\frac{5}{2}} \int_0^{\infty} u^{\frac{3}{2}} e^{-u} du}{(kt)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} u^{\frac{1}{2}} e^{-u} du} = kT \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)} = kT \frac{\frac{3}{4} \sqrt{\pi}}{\frac{1}{2} \sqrt{\pi}} = \frac{3}{2} kT \quad (4.58)$$

donde se han utilizado las funciones gamma correspondientes.

La ecuación (4.58) es esencialmente la ecuación (4.11). Lo relevante es la coherencia de la función de distribución de Maxwell con los postulados de la Teoría Cinética.

4.3 Distribución clásica o Ley de distribución de Maxwell-Boltzmann

La distribución de Maxwell es un caso de una ley más general, basada en la teoría de probabilidades y de la mecánica estadística: la *Ley de distribución de Maxwell-Boltzmann*, también llamada *distribución clásica*.

La deducción considera que si un sistema está formado por n moléculas idénticas, entre las cuales n_1 moléculas poseen una energía E_1 , n_2 moléculas poseen una energía E_2 , etc., el número total de moléculas es la suma de $n_1, n_2, n_3 \dots$ mientras que la energía total del sistema es la suma de $n_1E_1, n_2E_2, n_3E_3 \dots$. Esto es

$$n = \sum_i n_i \quad \text{y} \quad E = \sum_i n_i E_i \quad (4.59)$$

Luego, aunque haya variaciones en el número de moléculas para cada energía dn_i , el número total de moléculas y la energía total permanecen constantes. Esto implica que sólo puede haber un intercambio de energía interna:

$$dn = \sum_i dn_i = 0 \quad \text{y} \quad dE = \sum_i E_i dn_i = 0 \quad (4.60)$$

El sistema puede tener infinidad de combinaciones o infinidad de formas en las cuales se pueden ordenar las moléculas. De acuerdo a la mecánica estadística, la probabilidad, W , de que un sistema de partículas esté ordenado de una forma específica es proporcional al número de formas diferentes en que se pueden distribuir las partículas:

$$W \propto \frac{n!}{n_1!n_2!n_3!\dots} \quad (4.61)$$

O bien,

$$W = c \frac{n!}{n_1! n_2! n_3! \dots} \quad (4.61a)$$

donde c representa una constante.

La ecuación (4.61) puede expresarse en forma logarítmica como

$$\ln W = \ln n! - \sum_i \ln n_i! + \ln c \quad (4.62)$$

que se puede simplificar utilizando la fórmula de Stirling: $\ln n! = n \ln n - n$. De esa manera la ecuación se convierte en

$$\ln W = n \ln n - \sum_i n_i \ln n_i + \ln c \quad (4.63)$$

El equilibrio se obtiene cuando la probabilidad de que el sistema se encuentre ordenado es máxima es decir cuando $d(\ln W) = 0$. Esto implica que

$$\sum_i d(n_i \ln n_i) = 0 \quad (4.64)$$

Donde, diferenciando,

$$\sum_i (\ln n_i + 1) dn_i = 0 \quad (4.64a)$$

Si las ecuaciones 4.60 se multiplican por unas constantes arbitrarias α y β y se suman a 4.64a:

$$\sum_i (\ln n_i + 1 + \alpha + \beta E_i) dn_i = \sum_i (\ln n_i + \alpha + \beta E_i) dn_i = 0 \quad (4.65)$$

Como todas las diferenciales dn_i son iguales, cada término dentro del paréntesis debe ser igual a cero. Esto es

$$\ln n_i + \alpha + \beta E_i = 0 \quad (4.66)$$

$$\ln n_i = -(\alpha + \beta E_i) \quad (4.66a)$$

$$n_i = e^{-(\alpha + \beta E_i)} = C e^{-\beta E_i} \quad (4.66b)$$

Esta expresión permite calcular diversas magnitudes termodinámicas. El valor de β para el caso específico de la energía puede obtenerse evaluando la energía promedio. Se infiere que β debe ser el inverso de la energía promedio, es decir, $\beta = \frac{1}{kT}$ en cuyo caso la ecuación (4.66) toma la forma

$$n_i = C e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (4.67)$$

Justamente, la *Ley de distribución de Maxwell-Boltzmann*. De acuerdo a esta ley el número n_i de moléculas que posee una energía determinada E_i está dado por la ecuación anterior. O bien, en forma diferencial por

$$p(E)dE = C e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (4.67a)$$

La energía promedio de acuerdo a la Ley de distribución Maxwell-Boltzmann puede expresarse como

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} E e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} dE} \quad (4.68)$$

de donde, efectuando las integrales, puede verificarse fácilmente que

$$\bar{E} = kT \quad (4.69)$$

Una aplicación práctica de este resultado es el cálculo de la energía de una partícula en equilibrio térmico con la materia a temperatura ambiente (293 K):

$$\bar{E} = \left(1.38 \times 10^{-23} \frac{J}{K}\right) (293 \text{ K}) \left(1.6 \times 10^{-19} \frac{eV}{J}\right) \cong 0.025 \text{ eV}$$

4.3.1 Deducción alterna de la distribución Maxwell-Boltzmann

De acuerdo a la sección (§4.1), la presión se puede expresar en términos de densidad molecular —o número de moléculas en el gas por unidad de volumen—, $N = \frac{N_t}{V}$, donde N_t representa el número total de moléculas

contenido en un volumen, V . Para ello, la ecuación (4.5b), $PV = \frac{N_t}{N_A} RT$, puede reescribirse como

$$P = \frac{N_t}{V} \frac{R}{N_A} T \quad (4.5c)$$

Y dado que la relación $\frac{R}{N_A}$ es la constante de *Boltzmann*, k , la presión se puede expresar como

$$P = NkT \quad (4.5d)$$

de donde diferenciando:

$$dP = kTdN \quad (4.70)$$

De acuerdo a (§ 3.3), la presión de una capa diferencial de atmósfera puede enunciarse por

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (3.11)$$

Como $\rho = \frac{m}{V}$ y la masa de una capa de la atmósfera puede formularse en términos del número total de moléculas, N_t , y de la masa molecular, m_m . Es decir, $m = N_t m_m$. La ecuación (3.11) puede articularse como

$$dP = -N m_m g dz \quad (4.71)$$

Igualando las ecuaciones (4.70) y (4.71) se obtiene

$$\frac{dN}{N} = -\frac{m_m g dz}{k T} \quad (4.72)$$

Integrando resulta

$$N(z) = N_0 e^{-\frac{mg}{kT}z} \quad (4.73)$$

Esta expresión entre otras cosas permite calcular la altura promedio a la cual se pueden encontrar cierto tipo de moléculas. Esto es

$$\bar{z} = \frac{\int_0^{\infty} z N(z) dz}{\int_0^{\infty} N(z) dz} = \frac{\int_0^{\infty} z e^{-\frac{mg}{kT}z} dz}{\int_0^{\infty} e^{-\frac{mg}{kT}z} dz} \quad (4.74)$$

Para resolver ambas integrales conviene el cambio de variable: $u = \frac{mgz}{kT}$

, por lo tanto $dz = \frac{kT}{mg} du$. De esta manera la ecuación (4.74) se convierte

en

$$\bar{z} = \frac{\left(\frac{kT}{mg}\right)^2 \int_0^\infty u e^{-u} du}{\left(\frac{kT}{mg}\right) \int_0^\infty e^{-u} du} = \frac{kT}{mg} \quad (4.75)$$

Puede verificarse fácilmente que ambas integrales en la ecuación anterior resultan igual a 1.

Como la energía potencial de cada molécula está dada por $U = mgz$ la ecuación (4.73) puede representarse en términos de la energía potencial como

$$N(z) = N_0 e^{-\frac{U}{kT}} \quad (4.76)$$

Esta ecuación se puede generalizar para cualquier tipo de energía en un sistema de partículas. Tal es el caso de la energía cinética, en cuyo caso la ecuación puede escribirse como

$$N(z) = N_0 e^{-\frac{E}{kT}} \quad (4.77)$$

Haciendo uso de esta distribución, para efectuar el cálculo de la energía cinética puede verificarse que se logra el mismo resultado que con la ecuación (4.67a):

$$\bar{E} = \frac{\int_0^\infty E e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}} dE} = kT \quad (4.78)$$

Esto demuestra que la ecuación (4.77) es una forma alterna y compacta de la Ley de distribución Maxwell-Boltzmann. La ecuación (4.78) es exactamente la misma que la ecuación (4.68).

4.4 Interacción molecular

4.4.1 Camino libre medio

La interacción de las moléculas en un gas se reduce a colisiones o choques entre ellas. Las moléculas interactúan en un instante muy pequeño, durante el cual intercambian energía y momentum y son completamente desordenadas. Por ello las distancias entre choque y choque pueden ser muy diferentes. Sin embargo se puede definir una magnitud llamada *camino libre medio* (l), hipotéticamente igual al promedio de las distancias entre interacción e interacción. Esta magnitud, surgida del desarrollo de la cinética molecular, es de gran utilidad en varias disciplinas de la Física y notable en la Física Nuclear.

El camino libre medio está asociado al tiempo de interacción, τ , y a la velocidad promedio de las moléculas, u , por la ecuación

$$\tau = \frac{l}{u} \quad (4.79)$$

Una molécula esférica de radio, r , con velocidad, $\bar{u}\left(\frac{cm}{s}\right)$, podrá interactuar con las moléculas que se encuentren en un cilindro paralelo a su trayectoria, a una distancia inferior a $2r$ (**Figura 4.2**).

Esto implica que el blanco es un círculo, cuya área $\sigma = 4\pi r^2$ se denomina sección transversal.

Una molécula con velocidad, $\bar{u}\left(\frac{cm}{s}\right)$, en un tiempo, $t(s)$, recorre una distancia promedio igual a $\bar{u}t(cm)$. En ese tiempo la molécula barre un espacio cilíndrico cuyo volumen es $\sigma \bar{u}t(cm^3)$ y chocará con todas las moléculas que se encuentren en el volumen del cilindro. En el cilindro, evidentemente, no sólo hay una molécula. De hecho el medio contiene un determinado número de moléculas por unidad de volumen. A la relación entre

el número de moléculas que existen por unidad de volumen se le llama densidad molecular, $N \left(\frac{\text{moléculas}}{\text{cm}^3} \right)$, y, en general, es una característica propia de todo medio gaseoso.

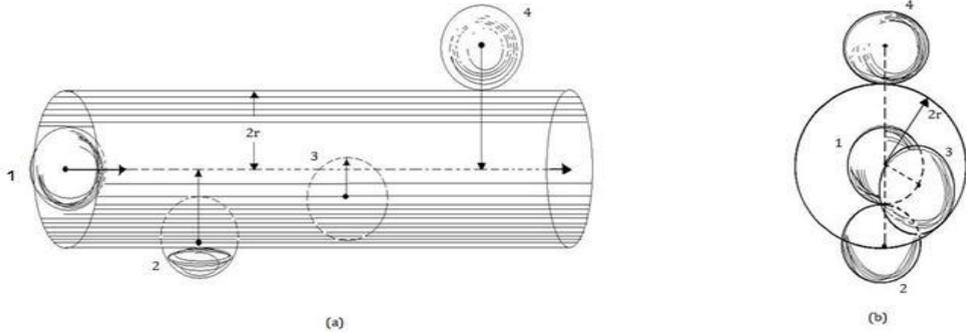


FIGURA 4.2 Modelo longitudinal (a) y transversal (b) de interacción molecular

En el cilindro hipotético, formado por el espacio de interacción de una molécula, dimensionalmente se puede mostrar que la cantidad de moléculas en el cilindro será $N\sigma\bar{u}t$ (moléculas). Por lo tanto la cantidad de colisiones en ese tiempo será de manera numérica igual al total de moléculas. El camino libre medio será la distancia promedio recorrida, dividida entre el número de colisiones. Esto es

$$l = \frac{\bar{u}t}{N\sigma\bar{u}t} = \frac{1}{N\sigma} \quad (4.80)$$

Puesto que el número de colisiones en el tiempo, t , es $N\sigma\bar{u}t$, la frecuencia de colisión o el número de colisiones por unidad de tiempo es $f = N\sigma\bar{u}$ y el inverso será el tiempo promedio entre colisiones:

$$\tau = \frac{1}{N\sigma\bar{u}} \quad (4.81)$$

El desarrollo anterior se ha hecho considerando que las moléculas del cilindro están inmóviles. Si se toma en cuenta el movimiento de todas las moléculas del cilindro, la velocidad relativa promedio estará dada como la raíz cuadrada de la suma de las componentes al cuadrado. Es decir, $\bar{u}_r^2 = \bar{u}_a^2 + \bar{u}_b^2$ y, como \bar{u}_a y \bar{u}_b son iguales, por tanto $\bar{u}_r = \sqrt{2}\bar{u}_a = \sqrt{2}\bar{u}$, la velocidad promedio será $\bar{u} = \frac{\bar{u}_r}{\sqrt{2}}$. Entonces

$$l = \frac{\bar{u}_r t}{N\sigma\bar{u}t} \frac{1}{\sqrt{2}N\sigma} \quad (4.80a)$$

y

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2}N\sigma\bar{u}} \quad (4.81a)$$

La ecuación (4.5d) se puede escribir como

$$P(z) = N(z)kT \quad (4.5d)$$

de donde

$$N(z) = \frac{P(z)}{kT} \quad (4.82)$$

Asumiendo que el radio de las moléculas del aire es del orden de $1 \times 10^{-10} m$, utilizando la ecuación (4.82), la densidad molecular a nivel del mar y a 288 K es

$$N_0 = \frac{P_0}{kT} = \frac{1.013 \times 10^5 \frac{N}{m^2}}{\left(1.38 \times 10^{-23} \frac{J}{K}\right)(288K)} = 2.55 \times 10^{25} \frac{\text{moléculas}}{m^3}$$

Por lo tanto el camino libre medio de las moléculas del aire es

$$\begin{aligned} l &= \frac{1}{\sqrt{2}N\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2}N(4\pi r^2)} = \\ &= \frac{1}{4\sqrt{2}\pi \left(2.55 \times 10^{25} \frac{\text{moléculas}}{m^3}\right) (1 \times 10^{-10} m)^2} = 2.20 \times 10^{-7} m \end{aligned}$$

Este valor es del orden de 2200 veces mayor que el diámetro de las moléculas de aire.

La velocidad promedio de las moléculas del aire a nivel del mar se puede obtener mediante la ecuación (4.55)

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8 \left(1.38 \times 10^{-23} \frac{J}{K}\right) (288K) \left(6.023 \times 10^{23} \frac{\text{moléculas}}{\text{mol}}\right)}{\pi \left(28.96 \frac{g}{\text{mol}}\right) \left(\frac{1kg}{10^3 g}\right)}} = 459 \frac{m}{s}$$

Luego, la frecuencia de colisión de las moléculas a nivel del mar es

$$f = \frac{\bar{u}}{l} = \frac{459 \frac{m}{s}}{2.25 \times 10^{-7} m} = 2.04 \times 10^9 s^{-1}$$

Y el tiempo entre colisión y colisión es

$$\tau = \frac{1}{f} = \frac{1}{2.09 \times 10^9 \text{ s}^{-1}} = 4.78 \times 10^{-10} \text{ s}$$

A 100 km de altitud, es decir, cerca de la homopausa, se puede asumir que la presión es del orden de 3×10^{-4} mb (1mb=100Pa) y la temperatura del orden de 190 K, la densidad molecular será

$$N(100 \text{ Km}) = \frac{P(100 \text{ Km})}{kT} = \frac{(3 \times 10^{-4} \text{ mb}) \left(\frac{100 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}}{1 \text{ mb}} \right)}{\left(1.38 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \right) (190 \text{ K})} \cong 1.14 \times 10^{19} \frac{\text{moléculas}}{\text{m}^3}$$

Por lo tanto el camino libre medio de las moléculas del aire es

$$\begin{aligned} l(100 \text{ km}) &= \frac{1}{\sqrt{2} N \sigma} = \frac{1}{\sqrt{2} N (4\pi r^2)} \cong \\ &\cong \frac{1}{4\sqrt{2}\pi \left(1.14 \times 10^{19} \frac{\text{moléculas}}{\text{m}^3} \right) (1 \times 10^{-10} \text{ m})^2} \approx 0.5 \text{ m} \end{aligned}$$

La velocidad promedio de las moléculas del aire a 100 km de altitud, nuevamente haciendo uso de la ecuación 4.55:

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8 \left(1.38 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \right) (190 \text{ K}) \left(6.023 \times 10^{23} \frac{\text{moléculas}}{\text{mol}} \right)}{\pi \left(28.96 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \right) \left(\frac{1 \text{ kg}}{10^3 \text{ g}} \right)}} = 373 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Luego, la frecuencia de colisión es

$$f = \frac{\bar{u}}{l} = \frac{373 \frac{m}{s}}{0.5m} = 745 \text{ s}^{-1}$$

Y el tiempo entre colisión y colisión es

$$\tau = \frac{1}{f} = \frac{1}{745 \text{ s}^{-1}} = 1.3 \times 10^{-3} \text{ s}$$

Esto pone en evidencia que el camino libre medio pasa de ser del orden $l(0) = 2.2 \times 10^{-7} \text{ m}$ a nivel del mar a $l(100 \text{ km}) = 0.5 \text{ m}$ a 100 km de altitud, es decir, aumenta el orden de magnitud en 2.5×10^7 . Mientras que el tiempo entre colisión y colisión aumenta al orden de 2.7×10^6 .

4.4.2 Relación entre viscosidad y flujo del aire

La viscosidad es la propiedad que caracteriza la resistencia al flujo. Los fenómenos de transporte permiten demostrar que la viscosidad de un gas está dada por

$$\mu = \frac{1}{3} \rho \bar{u} l \quad (4.83)$$

o bien,

$$\mu = \frac{2\sqrt{mkT}}{3\pi^2 r^2} \quad (4.84)$$

donde m es la masa y r , el radio de las moléculas del gas.

El número de Reynolds es una cantidad adimensional que permite determinar si un flujo es laminar o turbulento, es la relación entre los términos convectivos y los términos viscosos que gobiernan el movimiento de los fluidos:

$$N_{Re} = \frac{\rho u D}{\mu} \quad (4.85)$$

Si el número de Reynolds es menor de 2000, el flujo será laminar, y si es mayor de 4000, el flujo será turbulento. El mecanismo y muchas de las razones por las cuales un flujo es laminar o turbulento es todavía hoy objeto de discusión.

A dos altitudes diferentes,

$$\frac{N_{Re}}{N_{Re}(z)} = \frac{\frac{\rho u D}{\mu}}{\frac{\rho(z)u(z)D}{\mu(z)}} \quad (4.86)$$

de la ecuación (4.83): $\frac{\bar{u}\rho}{\mu} = \frac{3}{l}$. En seguida, al sustituir en la ecuación (4.86):

$$\frac{N_{Re}}{N_{Re}(z)} = \frac{l(z)}{l} \quad (4.87)$$

Tomando los valores del camino libre medio en la tropósfera ($2.2 \times 10^{-7} m$) y el camino libre medio a 100 km de altitud ($0.5 m$) de la ec. (4.55):

$$\frac{N_{Re}}{N_{Re}(z)} = \frac{0.5}{2.2 \times 10^{-7}} = 2.27 \times 10^6$$

Esto implica que mientras que en la tropósfera el aire se comporta en forma turbulenta arriba de 100 km evidentemente el flujo es laminar.

4.4.3 Velocidad de escape de las moléculas en la exósfera

Las moléculas que tienen posibilidad de escapar de la gravedad de la Tierra deben poseer una energía cinética superior a la energía potencial gravitatoria en esa región (**Figura 4.3**).

La energía potencial de las moléculas de la exósfera con posibilidad de dispersarse hacia el espacio está dada por

$$E_p = \int_{z=a}^{\infty} mg(z)dz \quad (4.88)$$

donde $z = a$ es la altitud inferior de la exósfera.

Utilizando la expresión de la gravedad en función de la altitud (ec. 3.5),

$g(z) = g_0 \frac{R_T^2}{(R_T + z)^2}$, e integrando:

$$E_p = mg_0 R_T^2 \int_a^{\infty} \frac{dz}{(R_T + z)^2} = mg_0 R_T^2 \left| -\frac{1}{R_T + z} \right|_{z=a}^{\infty} = \frac{mg_0 R_T^2}{R_T + a} \quad (4.89)$$

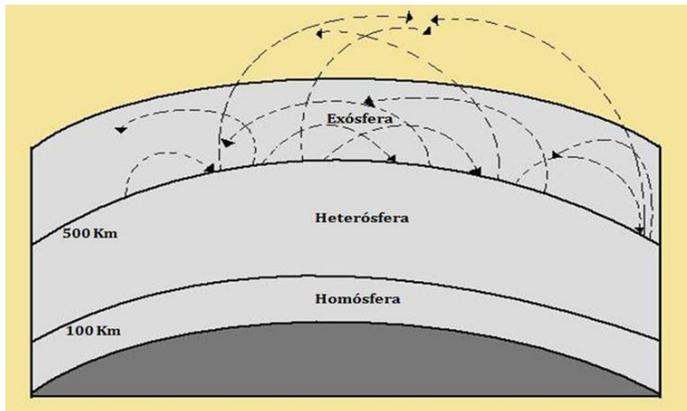


Figura 4.3 Escape de moléculas en la exósfera

Al igualar la energía cinética con la energía potencial: $\frac{1}{2}mu_e^2 = \frac{mg_0R_T^2}{R_T + a}$

, se puede verificar que la velocidad de escape está dada por

$$u_e = \sqrt{\frac{2g_0R_T^2}{R_T + a}} \quad (4.90)$$

Sustituyendo,

$$u_e = \sqrt{\frac{2\left(9.8 \frac{m}{s^2}\right)\left(6.38 \times 10^6 m\right)^2}{6.38 \times 10^6 m + 500 \times 10^3 m}} = 10\,768 \frac{m}{s}$$

Esto implica que la velocidad que necesitan las moléculas para escapar de la gravedad de la Tierra debe ser superior a 11 km/s.

Si se considera una temperatura de 1000 K, se pueden calcular la velocidad más probable de las moléculas de diversos componentes de la

atmósfera: $u_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$, y, posteriormente, calcular la distribución de velocidades de acuerdo a la función de distribución de Boltzmann.

En la **Figura 4.1** se presenta la distribución de velocidades para el hidrógeno en la ionósfera. La fracción de las moléculas con velocidades superiores a 11 km/h es imperceptible en la figura, sin embargo se puede calcular integrando la función de distribución desde $u = u_e$ hasta $u = \infty$.

Esto es

$$\frac{n_i}{n} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kt}\right)^{\frac{3}{2}} \int_{u_e}^{\infty} \left(e^{-\frac{1}{2} \frac{m}{kT} u^2} u^2 \right) du \quad (4.91)$$

Para $u_e = 11 \text{ km/s}$ se puede verificar que la fracción de las moléculas con velocidades superiores a u_e es del orden de 10^{-4} .

Las moléculas de hidrógeno —el más ligero componente de la atmósfera— difícilmente alcanzan la velocidad de escape de la gravedad de la Tierra, por tanto es aún menos probable que moléculas más pesadas tengan posibilidades de escapar.

En el caso del oxígeno, puede demostrarse que sólo una fracción del orden de 10^{-45} moléculas puede alcanzar la velocidad de escape.

CUARTA PARTE: COMPOSICIÓN DE LA ATMÓSFERA

COMPONENTES DE LA ATMÓSFERA

Sólo tres gases que componen la atmósfera, el nitrógeno, oxígeno y argón, constituyen casi el 100% del total; los otros químicamente pueden considerarse como impurezas, sin embargo su función puede ser más importante de lo que nos dice el sentido común. La composición actual de la atmósfera se presenta en la **Tabla 5.1**.

TABLA 5.1. Composición actual de la atmósfera

Gases en proporciones estables		
Oxígeno	O ₂	20.953±0.004%
Nitrógeno	N ₂	78.11±0.001%
Argón	Ar	0.934±0.001%
Neón	Ne	0.001818±0.000004%
Helio	He	0.000524±0.000004%
Criptón	Kr	0.000114±0.000001%
Xenón	Xe	0.0000087±0.0000001%
Hidrógeno	H ₂	0.00005%
Metano	CH ₄	0.0002%
Óxido nitroso	N ₂ O	0.000033%
Componentes en proporciones cambiantes o evolutivas		
Agua	H ₂ O	de 0 a 7%
Dióxido de carbono	CO ₂	0.040% ...
Anhídrido Sulfuroso	SO ₂	de 0 a 0.001%
Metano	CH ₄	de 0.000185%...
Ozono	O ₃	de 0 a 0.000054%
Peróxido de Nitrógeno	NO ₂	Trazas

Cada uno de los componentes tiene una función en el equilibrio térmico o en las propiedades ópticas de la atmósfera. Entre otros, el ozono, cuya proporción es ligeramente mayor que la del hidrógeno, es responsable de las propiedades térmicas de la estratósfera y de manera adicional cumple la función vital de filtrar la radiación solar UV hasta niveles permisibles para los seres vivos. El ozono absorbe el total de radiación UV-C, una gran proporción de la radiación UV-B y una pequeña fracción de la radiación UV-A.

Algunos constituyentes experimentan grandes variaciones en función de la altitud, la latitud, las actividades humanas y las estaciones del año. Tal es el caso del vapor de agua, el dióxido de carbono y el ozono que juegan un papel central en el control de la temperatura de la atmósfera y a su vez de la temperatura de la superficie de la Tierra y, por tanto, son factores determinantes de la naturaleza de las especies vivas sobre la Tierra.

5. EL AGUA EN LA ATMÓSFERA

La cantidad total del agua líquida que existe en nuestro planeta equivale en volumen a 1.4×10^9 kilómetros cúbicos o 1.4×10^{18} metros cúbicos y es la misma desde hace millones de años. Sin embargo, más del 97% se encuentra en los océanos y lagos salados. El agua dulce representa menos del 3% — 4.2×10^{16} metros cúbicos (**Figura 5.1**) —. Gran parte del agua dulce está almacenada en los casquetes polares y glaciares —la criósfera—. El agua dulce de los ríos, lagos y mantos freáticos no constituye más que 1.3×10^{14} metros cúbicos, o sea, 0.31% del total de agua dulce del planeta.

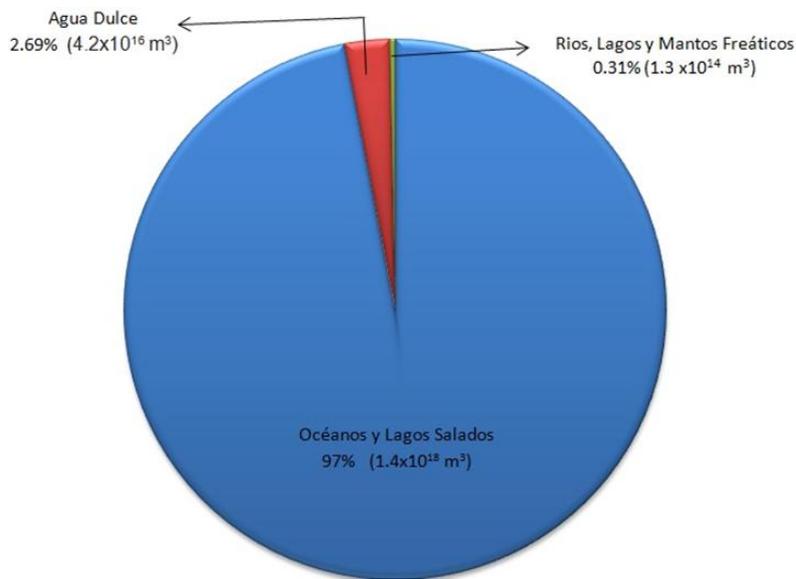


FIGURA 5.1 Proporciones del agua en la Tierra

La cantidad total de agua contenida en la atmósfera es alrededor de 4.3×10^{14} metros cúbicos. Esto implica que la atmósfera contiene del orden de 1% del total de agua dulce que existe en la Tierra. El vapor de agua contenido en la atmósfera asciende a 1.2×10^{13} metros cúbicos, lo cual equivale a 36 veces menos que el agua de las nubes y 3500 veces menos que el agua dulce total.

En la atmósfera el agua experimenta múltiples procesos. Por tal motivo la atmósfera es un medio de transformación, de transporte, de almacenamiento temporal, cuya función final es la redistribución del agua sobre la superficie de la Tierra en forma de lluvia, granizo, nieve y neblina o bruma.

La atmósfera a través de las nubes y sus precipitaciones provee el agua dulce indispensable para la vida. Si dejara de llover todas las reservas de agua se agotarían muy rápidamente.

El ciclo del agua comienza con la evaporación. Gracias al calor del Sol, el agua de los ríos, lagos, mares y océanos se transforma en gas —vapor de agua—, el cual es invisible.

El vapor de agua es muy ligero, una molécula de agua tienen una masa de 18 unidades de masa atómica (u) —16 u corresponden al átomo de oxígeno y 2 u , a los 2 átomos de hidrógeno de cada molécula—. Sin embargo en la atmósfera predominan: el nitrógeno (N_2) —cuyas moléculas tienen una masa de 28 u , 14 u por cada uno de los dos átomos de nitrógeno— y el oxígeno (O_2) —cuyas moléculas tienen una masa de 32 u , 16 u por cada átomo—. Evidentemente el vapor de agua es más ligero y por eso asciende en la atmósfera.

Pero en altitud el aire de la atmósfera es más frío y, a medida que la temperatura baja, el vapor de agua tiende a condensarse y se transforma en gotas o cristales diminutos formando las nubes. Mientras que esas diminutas gotas tienen un diámetro entre 2 y 500 μm pueden mantenerse suspendidas en la atmósfera, gracias a las fuerzas de agitación del medio gaseoso.

El vapor de agua se encuentra repartido en la atmósfera en forma variable. La concentración disminuye con la altitud y varía fuertemente de una región a otra sobre la superficie de la Tierra y de una estación del año a otra. Las mayores concentraciones están en las capas bajas de la tropósfera, sobre los océanos, lagos, ríos, suelo húmedo y vegetación. En las regiones tropicales

húmedas, cerca de la superficie terrestre, el vapor de agua llega a representar el 4% de los gases de la atmósfera. A 10 km de altitud es apenas del orden de 0.001%. Alrededor del 50% del vapor de agua se encuentra a menos de 1500 m de altitud y el 90% a menos de 5000 m.

Sobre cada metro cuadrado de superficie terrestre hay en la atmósfera en promedio 24 kg de vapor de agua. Esto implica que si toda el vapor de agua se condensara y precipitara, formaría sobre la superficie de la Tierra una capa de 2.4 centímetros de espesor (24 mm). Pero la cantidad disponible varía considerablemente con la geografía y las estaciones del año. En las regiones polares continentales el espesor de agua condensable es tan sólo de 1 a 2 milímetros (mm), en los desiertos tropicales de 50 a 60 mm y en la región ecuatorial 50 a 60 mm.

5.1 Humedad absoluta, humedad relativa y relación de mezcla

El aire húmedo es una mezcla de aire seco y vapor de agua. Para caracterizar el contenido de vapor de agua en el aire se utilizan tres conceptos: *la humedad absoluta*, *la humedad relativa* y *la relación de mezcla*.

La humedad absoluta se define como la masa volumétrica, es decir, la masa de vapor de agua, m_v (g), dividida entre el volumen (m^3):

$$h = \frac{m_v}{V} \quad (5.1)$$

A nivel del mar, a 40°C, la humedad absoluta máxima que se puede observar es del orden de 50 g/m³. Mientras que a -20°C es tan sólo del orden de 1 g/m³. Sin embargo, la humedad absoluta es una cantidad poco práctica puesto que un mismo volumen a diferentes altitudes puede contener muy diferentes cantidades de aire.

Por otra parte, el aire no admite una cantidad de vapor indefinida. El aire admite una cantidad de vapor de agua variable en función de la temperatura. Se llama *nivel* o *punto de saturación* a la concentración máxima de vapor de agua que puede haber en el aire. Es un estado en el que se ha alcanzado un

nivel de equilibrio. A la mezcla de aire saturada de vapor de agua se le denomina *mezcla saturada de vapor*.

La *humedad relativa* es la cantidad que define la tasa de saturación del aire por el vapor de agua:

$$H = \frac{m_v(100)}{m_v(a \text{ Saturación})} \quad (5.2)$$

Cuando la humedad relativa alcanza el 100%, el aire ya no admite más moléculas en estado de vapor.

La humedad relativa es una cantidad muy práctica que permite saber qué tan lejos se encuentra un volumen de aire del nivel de saturación sin necesidad de conocer su temperatura y su presión. A 25°C, por ejemplo, el nivel de saturación del aire es de 20.4 g de vapor de agua por kg de aire. Si el aire en esas condiciones contiene tan sólo 10.2 g de vapor, se concluye que la humedad relativa es de 50%.

Sin embargo un 100% de humedad relativa a diferentes temperaturas no representa la misma cantidad de vapor de agua. A nivel del mar la cantidad máxima de vapor que puede ser mezclada en un kg de aire seco —o humedad de saturación— es de tan sólo 3.8 g a 0°C, mientras que a 25°C es 20.4 g. La saturación del aire depende de la temperatura que a su vez depende de la presión y de la altitud.

Para estudiar la evolución de una masa de aire en función de la temperatura, la presión o el volumen, es más práctico utilizar una cantidad llamada *relación de mezcla* vapor de agua-aire seco. Ésta se mide en gramos de vapor de agua por kilogramo de aire seco:

$$R_{mezcla} = \frac{m_v}{m_{aire}} \quad (5.3)$$

Aun cuando el volumen del aire cambia, esta relación permanece constante. En la **Figura 5.2** se presenta la relación de mezcla saturada en función de la temperatura a nivel del mar. Puede verse que ésta varía prácticamente en forma exponencial con la temperatura.

¿Por qué la concentración de vapor de agua no sobrepasa 50 g de vapor de agua por kg de aire a TPS?

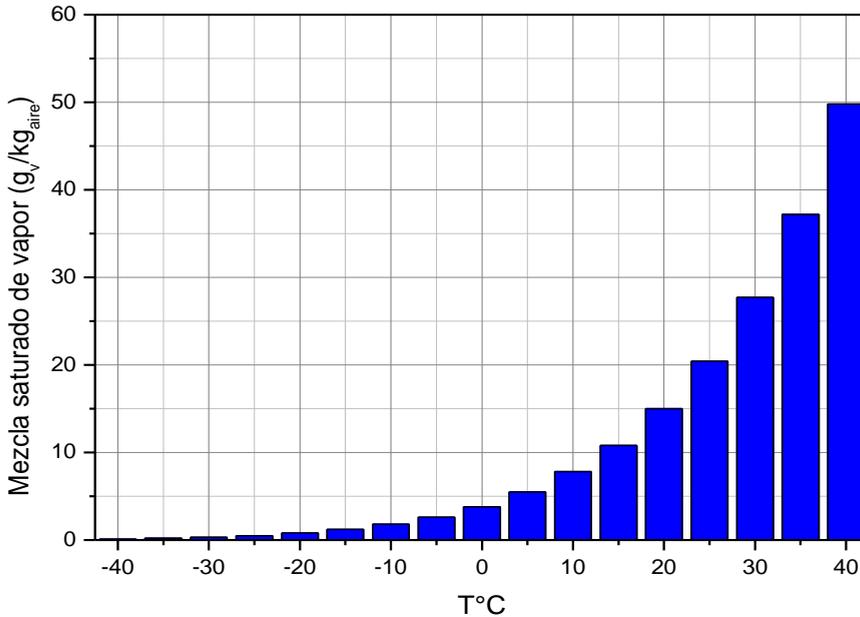


FIGURA 5.2 Mezcla de vapor saturado en función de la temperatura a nivel del mar

5.2 Aerosoles

Podría esperarse que cuando se alcanza una humedad relativa de 100% comienza de inmediato la condensación de vapor y la formación de nubes. Teóricamente esto sería posible sobre una superficie de agua líquida, pero en la atmósfera las moléculas de vapor no encuentran con facilidad una superficie a la cual adherirse, por tanto, la condensación y la formación de nubes puede comenzar a humedades relativas mucho más altas del 100%. De hecho, en aire puro la formación de nubes puede iniciar, a humedades relativas al orden de 400%, la formación de embriones de hielo a temperaturas

del orden de -40°C . Sin embargo, la formación de las nubes empieza mucho antes, debido, entre otras cosas, a la intervención de los aerosoles.

Los aerosoles constituyen una diversidad de partículas en suspensión en el aire, generadas de múltiples maneras. Las diminutas gotas de agua y cristales de hielo que componen las nubes y la niebla constituyen un primer grupo de aerosol. El viento, sobre la superficie de Tierra, induce erosión y dispersión de infinidad de partículas de diferente origen, naturaleza y talla. Polvo resultado de la erosión, materia orgánica emanada de los bosques y pastizales y humo resultado de incendios de origen natural es transportado por el viento por centenas y miles de kilómetros.

Sobre los océanos y mares, los vientos provocan la difusión hacia la atmósfera de compuestos salinos como el cloruro de sodio y el cloruro de zinc, aerosoles de mayor proporción en la atmósfera marítima. Los volcanes emiten grandes cantidades de cenizas, polvo y gases. Los meteoritos provenientes del espacio exterior, al desintegrarse en la atmósfera, producen cantidades de polvo, estimadas en 40 mil toneladas por año. La descomposición de materia orgánica origina la liberación de diversos compuestos, entre otros, el amoníaco y moléculas orgánicas.

La mayor parte de los aerosoles son de origen natural y muy probablemente han sido de naturaleza similar durante milenios. Esto explica que hayan tenido la misma función desde que la atmósfera llegó al equilibrio. Sin embargo, a partir de la expansión industrial, las actividades humanas han aumentado en forma progresiva la liberación a la atmósfera de infinidad de partículas —como resultado de la utilización de combustibles fósiles, de la explotación minera y la industria cementera—, entre otras, cenizas, polvo y compuestos volátiles. Indudablemente la concentración de aerosoles en la atmósfera está aumentando y, por tanto, es de suponer que debe haber consecuencias impredecibles.

Los aerosoles juegan un doble papel en la atmósfera. Por una parte participan en la óptica de la atmósfera, absorbiendo y dispersando radiación solar. Por otra parte, dependiendo de su talla y naturaleza, juegan un papel fundamental en la condensación del vapor de agua en la atmósfera, actuando como núcleos de condensación.

No todos los aerosoles tienen la facultad de propiciar la condensación del vapor de agua. Los aerosoles de gran talla, debido a su peso no alcanzan

altitudes importantes y su permanencia en la atmósfera es muy breve y, por lo general, no pueden actuar como núcleos de condensación. Los aerosoles de talla muy pequeña difícilmente pueden tener una actividad importante como núcleos de condensación porque no presentan una superficie de captación de agua importante. Los aerosoles más eficaces para inducir condensación de vapor de agua son compuestos de sustancias hidrofílicas o que pueden ser solubles en agua, tales como las sales. Los menos eficaces son las sustancias hidrofóbicas como granos de arena. Y, con relación a su tamaño, los más eficientes son los de mayor talla, puesto que ofrecen una mayor superficie de captación y permiten crear gotas más grandes y más estables.

Con frecuencia sólo los aerosoles de diámetro superior a $0.2 \mu\text{m}$ sirven de núcleos de condensación en la atmósfera.

Ciertos aerosoles comienzan a absorber moléculas de agua desde una humedad relativa de 70%. Sin embargo, la formación de las gotas que componen la neblina o las nubes necesita humedades relativas ligeramente superiores a 100%. A partir de una humedad relativa de 100.5% los núcleos de condensación son bastante numerosos para favorecer la formación de nubes. Sin embargo aún en las nubes más activas como los cumulonimbos, la humedad relativa jamás sobrepasa el 106%.

5.3 Movimiento vertical de la atmósfera y teoría de la parcela

Para representar el movimiento vertical consideremos un cierto volumen con una mezcla de aire y vapor de agua cerca de la superficie de la Tierra, lo que denominaremos *parcela* de aire. Por convección, debido a su temperatura, la parcela asciende en la atmósfera y dado que la presión disminuye con la altitud, a medida que asciende, encuentra regiones de la atmósfera con una presión cada vez más baja; por tanto, la parcela se expande. Si se piensa que esta expansión se realiza sin intercambiar calor con el exterior, la *expansión* es típicamente *adiabática* y en tal condición la ecuación general del estado gaseoso establece que a medida que el volumen aumenta la temperatura disminuye. Por lo tanto, el aire es cada vez más frío y más ligero.

De acuerdo a §5.1, si la temperatura disminuye la humedad relativa aumenta.

Supóngase que a nivel del mar la temperatura es 30°C y que la parcela inicialmente tiene una concentración de 10 g de vapor de agua por kg de aire, como se presenta en la **Figura 5.3**, a esta temperatura la relación de mezcla saturada de vapor es de 27.7 g/kg , con lo cual la humedad relativa es 36% .

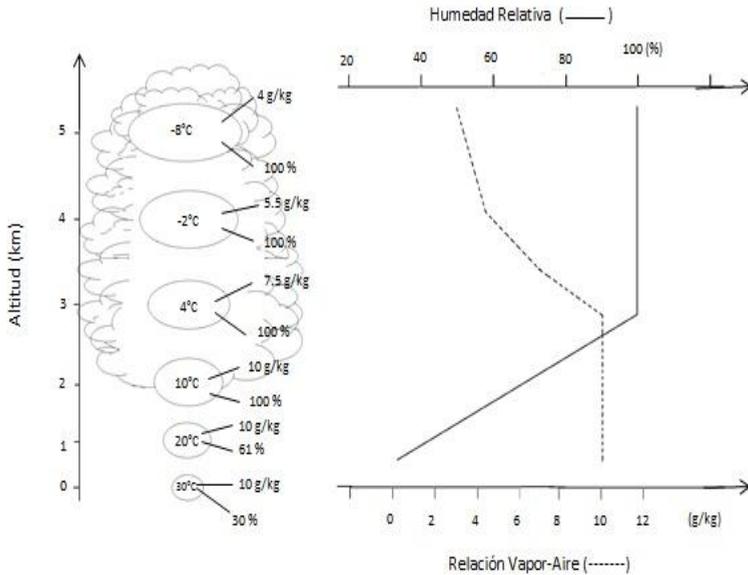


FIGURA 5.3 Saturación de una parcela de aire en función de la altitud

Se asume que en un proceso adiabático la temperatura de la atmósfera disminuye 10°C cada km , a esto se le llama **gradiente adiabático**. Así, a 1 km de altitud la temperatura de la parcela es de 20°C . A esta temperatura, la concentración de mezcla saturada es de 15 g/kg , por consiguiente, la humedad relativa es del orden de 67% . Cuando la parcela ha alcanzado una altitud de 2 km su temperatura es de 10°C y a esta temperatura la relación de mezcla saturada es de 7.8 g/kg . Dado que en un inicio la parcela tenía una concentración de 10 g de vapor de agua por kg de aire, quiere decir que un poco antes de los 2 km la concentración había rebasado los 7.8 g/kg y, por tanto, la humedad relativa debió haber excedido el 100% y la mezcla debió haber propasado el nivel máximo de saturación y, en consecuencia, debió haber comenzado la condensación y la formación de nubes.

La parcela puede seguir ganando altitud al mismo tiempo que la condensación continúa puesto que la relación de vapor saturado sigue descendiendo, como consecuencia sigue favoreciéndose la condensación de vapor de agua. Sin embargo, a medida que ocurre la condensación, el vapor pierde moléculas mientras que las gotas de agua se multiplican. Este cambio de estado, de vapor a líquido, se acompaña de una liberación importante de calor. La condensación de un gramo de vapor produce un aumento de temperatura de 2.5°C a un kg de aire. Si la parcela está saturada, el gradiente adiabático saturado es del orden de 6°C por cada km. Entonces a 3 km de altitud la temperatura es ahora de 4°C (y no 0°C), mientras que a 4 km la temperatura es de -2°C y a 5 km de -8°C .

Cuando la parcela ha alcanzado una altitud donde la temperatura es inferior a 0°C la tasa de enfriamiento se puede reducir aún más, debido a que a esta temperatura comienza la congelación de moléculas de agua, produciendo la liberación del calor latente de congelación, mismo que es aportado por las moléculas del aire.

5.4 Naturaleza de las nubes

Las nubes en general constituyen combinaciones de tres tipos elementales de nubes: los cúmulos, los estratos y los cirros. En nombre de las nubes provienen del latín. Los cúmulos se asemeja a bolas de algodón esparcidas en forma separada; los estratos a aglomeraciones de cúmulos formando capas. Ambos, cúmulos y estratos, son nubes formadas a altitudes moderadas. Los cirros son nubes finas con forma de estelas formadas a gran altitud. Las nubes que producen lluvia se llaman nimbos. Los estratonimbos son nubes grises a relativamente baja altura que producen lluvia. Las nubes más gigantescas se llaman cumulonimbos, pueden tener una altura y un ancho de decenas de kilómetros y producir hasta 4000 toneladas de agua por segundo.

Un cumulonimbo gigante es una gran fábrica de procesamiento de agua en sus tres estados. Se alimenta de una masa de aire de 700000 toneladas de aire por segundo, inducida por una corriente ascendente de aire que genera vientos en su interior, los que pueden alcanzar los 200 km/h. El aire arrastra

hacia el interior vapor de agua del orden de 9000 toneladas, de las cuales más del 80% se condensan y precipitan prácticamente en forma instantánea. Pero en su caída, menos de la mitad (4000 ton) logran caer hasta el suelo, la mayor parte es diseminada en el interior del cumulonimbo en forma de vapor y diminutas gotas. El rendimiento de una nube es la relación entre la cantidad de agua precipitada y el vapor de agua alimentado. Así, el rendimiento de un cumulonimbo puede ser del orden del 40%.

¿Por qué las nubes flotan? Las nubes flotan mientras que las gotas de agua o cristales de hielo tienen un peso del mismo orden que las moléculas de oxígeno o nitrógeno o mientras existen corrientes de aire que las mantengan en agitación o en movimiento. Mientras las gotas tengan una talla inferior a 50 μm no producen precipitación.

Mientras el diámetro de las gotas de agua está entre 2 y 50 μm se mantienen en suspensión en forma estable sin ninguna posibilidad de lluvia, formando nubes blancas. Si el diámetro de esas diminutas gotas está entre 20 y 100 μm las nubes son más densas menos luminosas pero se mantienen en equilibrio. Para que se dé la lluvia es necesario que esas diminutas gotas y cristales crezcan y alcancen un peso tal que venza las fuerzas de agitación. Pero eso no es tan fácil ni tan espontáneo, porque la agitación gaseosa impide que las gotas se encuentren con mucha frecuencia, e incluso que, aunque alcancen talla suficiente, se mantengan en suspensión debido a las corrientes de aire en el interior de la nube.

Las gotas de lluvia requieren un diámetro entre 100 μm y 6 mm (6000 μm). La precipitación y el crecimiento de las gotas se pueden explicar mediante dos procesos, uno llamado efecto *Bergeron-Findeisen* y otro, efecto de *coalescencia o captación*.

5.4.1 Efecto Bergeron-Findeisen

En la parte superior de las nubes densas, mientras que la temperatura es inferior a $-41\text{ }^\circ\text{C}$, coexisten cristales de hielo y gotas de agua líquida. La condensación alrededor de un cristal de hielo interviene a tasas de humedad más bajas que las que se requieren alrededor de una gota de agua. Hay entonces una transferencia de vapor de agua de las gotas a los cristales; es decir, se induce una evaporación de las gotas y una condensación en los

cristales, mismas que las hacen crecer. Se dice también que los cristales presentan una afinidad más grande que las gotas por el vapor de agua. En el caso de los cristales, cuando la masa de éstos es suficientemente grande, precipita atravesando la nube a medida que los cristales descienden, encontrando temperaturas cada vez mayores, lo que hace que, si la duración de la caída lo permite, los mismos se fundan y se conviertan en gotas de agua.

El crecimiento puede ocurrir entre dos gotas a diferentes temperaturas, la más fría crece en detrimento de la más caliente y, entre dos gotas de talla diferente, la más grande crece en detrimento de la más pequeña.

Las nubes con temperaturas muy bajas en la parte superior, en un 97%, dan lugar a lluvia por el efecto Bergeron. Mediante el efecto Bergeron, una gota de lluvia de 2 mm de diámetro puede formarse en 4 horas, mientras que la formación de una gota de 4mm puede tomar 16 horas.

5.4.2 Efecto de coalescencia o captación

El crecimiento de las gotas puede también darse por fusión, como resultado de choques entre gotas o cristales provocados por turbulencias o caídas. De esta manera las gotas pueden formarse en tan sólo dos horas.

Las gotas de diámetro menor a 100 μm son formadas estrictamente mediante el efecto Bergeron; entre 100 y 400 μm , por una combinación entre los efectos Bergeron y de coalescencia, y las gotas mayores a 400 μm , también de manera estricta, por efecto de coalescencia.

La neblina está compuesta de pequeñas gotas de agua de entre 60 y 600 μm , cayendo a una velocidad de entre 20 y 200 centímetros por segundo.

5.5 Distribución del vapor de agua en la atmósfera

El vapor de agua está presente en la atmósfera en cantidades muy variables. Resulta de la evaporación del agua de los océanos, mares, lagos y ríos y superficie de la Tierra.

El vapor de agua en la atmósfera es muy importante: primero porque es el precursor de la formación de nubes; segundo, desde el punto de vista de la óptica de la atmósfera, por el poder de interacción que tiene tanto con la

radiación que proviene del Sol como con la radiación infrarroja proveniente de la superficie de la Tierra y, en consecuencia, por su participación en el efecto invernadero.

El vapor de agua no es el único componente determinante en la óptica de la atmósfera, sin embargo es un componente muy significativo en virtud de su abundancia. Desde el punto de vista de su participación en el efecto invernadero, el vapor de agua es relevante gracias a su gran capacidad de absorción y emisión de radiación infrarroja en longitudes de onda del orden de 10 μm . Ciertamente, el poder de recalentamiento es inferior al del CO_2 ; pero la abundancia del vapor de agua, aunque es muy variable, puede ser de entre dos y seis veces superior al CO_2 . En muchas aplicaciones es necesario conocer la cantidad de vapor de agua en el trayecto de la radiación. En otras, es preciso saber de la cantidad de vapor en una columna vertical de atmósfera, esta cantidad está asociada con la humedad relativa de la atmósfera.

El mayor contenido de humedad se ubica en la región más baja de la atmósfera, hasta 12 o 15 km de altitud. Arriba de esta altitud la concentración es infinitesimalmente pequeña y la concentración en la estratósfera es casi insignificante.

El contenido vertical de humedad puede con facilidad ser determinado con suficiente exactitud a partir de datos meteorológicos. El valor promedio de contenido de humedad en una columna vertical en latitudes moderadas es equivalente a una capa de agua de entre 1.6 y 1.7 cm. A esta cantidad se le conoce como espesor de agua condensable. Sin embargo, estas magnitudes varían de un lugar a otro y de un día a otro.

El vapor de agua tiene influencia en prácticamente todos los procesos que ocurren en la tropósfera. La humedad del aire en gran medida es determinante de la temperatura en la tropósfera. La distribución espacial del vapor de agua depende tanto por la localización y la intensidad de la fuente (evaporación), la extinción (condensación), así como de los procesos de transporte mecánico. Tanto la producción de vapor de agua como la extinción obedecen a la temperatura, la distribución de la humedad, la transformación de fase, el viento y la humedad de la tropósfera.

La distribución de temperatura, vientos y humedad en la tropósfera están mutuamente relacionados. Consecuentemente, el problema teórico de la distribución de la humedad en la tropósfera es parte de un problema más

general de balance del clima. No obstante, la distribución espacial y temporal es un problema sin solución. A lo más que se ha llegado, como resultado de muchos años de observaciones, es a la compilación de tablas y mapas de humedad del aire. La vida del vapor de agua en la tropósfera es aproximadamente de 10 días, aunque puede haber diferencias en este valor dependiendo de las condiciones del clima.

Para determinar la cantidad de vapor de agua en el aire deben tomarse en cuenta tres características: la presión parcial de vapor de agua, la presión de saturación de vapor de agua y la humedad relativa —relación entre la presión de vapor y la presión de vapor saturado expresada en porcentaje a una temperatura dada—. Estas características junto con la temperatura de bulbo húmedo —temperatura a la cual el vapor, a presión total y parcial constantes, llega a saturación— se encuentran en tablas psicométricas.

6. GASES QUE PRODUCEN EFECTO INVERNADERO

Los gases de efecto invernadero tienen la propiedad de ser transparentes a la radiación que proviene del sol —visible y ultra violeta (UV)— pero no son totalmente transparentes a la retrasmisión hacia el espacio de la radiación infrarroja emitida por la Tierra.

Los gases de efecto invernadero han sido vitales en la evolución de la vida sobre la Tierra. Han favorecido a que la temperatura de la superficie de la Tierra haya sido adecuada para el desarrollo de la vida. De hecho, sin la atmósfera y los gases de efecto invernadero, la temperatura de la superficie de la Tierra hubiera sido reducida a la temperatura de emisión, $T_{\epsilon} \cong -18 \text{ }^{\circ}\text{C}$ (§ 2.2.2). A esta temperatura toda el agua de la Tierra estaría en forma de hielo.

Los gases que producen efecto invernadero son moléculas poliatómicas que tienen la propiedad de absorber y remitir radiación infrarroja proveniente tanto de la superficie del suelo como del espectro solar. Durante la evolución de la Tierra su concentración fue cambiando paulatinamente como resultado de los proceso de interacción entre la superficie de la Tierra y los océanos con la atmósfera.

Los gases de efecto invernadero de origen natural son el dióxido de carbono, el vapor de agua, el metano y el óxido nitroso.

Con el crecimiento de la población mundial y, de manera especial, con la industrialización mundial, ha aumentado la liberación a la atmósfera de gases de efecto invernadero, en su mayoría del mismo tipo que los de origen natural. Adicionalmente, se han agregado a la atmósfera cantidades importantes de CFCs que, además de su papel de inducción en la destrucción del ozono estratosférico (§ 7.2), producen efecto invernadero. En su origen nadie hubiera sospechado que los CFCs fueran a provocar la destrucción del ozono estratosférico y, mucho menos, que fueran a producir efecto invernadero. De hecho la sistematización de esas propiedades ha sido reconocida hace relativamente poco tiempo.

6.1 Gases determinantes en el efecto invernadero

6.1.1 Dióxido de Carbono

El CO_2 de origen natural fue producido desde tiempos de la atmósfera primitiva. Las primeras evidencias sobre la composición de la atmósfera datan de hace alrededor de 4300 millones de años. La presencia del CO_2 debió haber sido resultado de la exhalación de gases del interior de la Tierra. La atmósfera primitiva estaba compuesta de alrededor del 25% de vapor de agua, 10% de dióxido de carbono y 65% de nitrógeno (§ 3.1). Al enfriarse la Tierra, la mayor parte del vapor de agua de origen volcánico se condensó y el agua en estado líquido propició una actividad geoquímica intensa, dando lugar a un aumento del CO_2 hasta alcanzar casi el 25%. Dejó de aumentar una vez que las reacciones que lo generaban alcanzaron el equilibrio geoquímico, seguramente también como resultado de la disminución de temperatura de la corteza de la Tierra. Enseguida comenzó una etapa de disminución paulatina; el CO_2 debió reaccionar con las rocas de la corteza terrestre para formar carbonatos hasta que su concentración llegó a ser menos del 1% hace alrededor de 3500 millones de años. La actividad geoquímica que dio lugar al CO_2 debió haber disminuido poco a poco hasta alcanzar el equilibrio con una composición de alrededor del 0.03% de los gases de la atmósfera. Desde la revolución industrial (1780) el equilibrio comenzó a romperse a causa del aumento progresivo de su liberación en todo tipo de proceso de combustión.

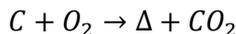
La concentración de CO_2 en la atmósfera varía en forma estacionaria. Durante la primavera y verano la concentración de CO_2 disminuye en forma natural como resultado de la actividad fotosintética de la vegetación.

La *fotosíntesis* es el mecanismo mediante el cual las plantas logran la transformación de luz visible en energía química consumiendo CO_2 y liberando oxígeno en el proceso. La palabra *fotosíntesis* está formada por dos partes, *foto* que significa luz y *síntesis* que se refiere a la elaboración de glucosa (azúcar) por parte de la planta gracias a la energía obtenida de la luz. Las moléculas de clorofila de las plantas actúan como antena captando los fotones de luz. La energía del fotón sirve para liberar uno o dos electrones e inducir las reacciones de biosíntesis (Clayton, 1973).

En otoño e invierno el CO_2 aumenta, a razón de que gran parte de la vegetación pierde sus hojas y con ello la producción por fotosíntesis disminuye apreciablemente. El CO_2 se reduce también ligeramente por fotodisociación producida por la radiación UV-C. Y se produce como resultado de incendios forestales de origen natural y por intercambio entre océano y atmósfera.

Hasta la época de la revolución industrial la concentración de CO_2 era estable, prácticamente era de origen natural; las actividades humanas no producían un aumento significativo en su concentración.

Como es bien sabido, el CO_2 se produce durante la combustión de cualquier combustible o material que contiene átomos de carbono. La combustión es una reacción espontánea en la que cada átomo de carbono del material que se quema, se combina con dos átomos de oxígeno liberando energía y produciendo CO_2 .



siendo Δ la cantidad de energía liberada.

El uso industrial de los combustibles fósiles —carbón, petróleo, y gas natural— vino a incrementar de manera sustancial la concentración de CO_2 en la atmósfera. Y, aunque hay variaciones estacionales, la fotosíntesis global

no alcanza a asimilar o a metabolizar el excedente de CO_2 producido por las actividades humanas; por tanto existe una acumulación paulatina.

En la **Figura 6.1** se presentan las mediciones hechas en la estación de Manua Loa, Hawai, de fines de los años 50 a marzo de 2016. Se puede observar en rojo las variaciones estacionarias y en negro la tendencia. En el 2014 se alcanzó el umbral de 400 ppm de CO_2 en la atmósfera. La concentración ha aumentado 31% desde mediados del siglo.

El CO_2 se redistribuye en forma relativamente homogénea en la tropósfera, aunque existe una dependencia significativa de la concentración con la altitud. Debido a que la producción de CO_2 se da en la superficie de la Tierra, dado que el peso molecular es superior al del O_2 y al de N_2 , la concentración de CO_2 es ligeramente mayor en la tropósfera. Por fortuna; de esta manera está más al alcance de la vegetación. Hay que remarcar que la extinción del CO_2 se da a través de la fotosíntesis.

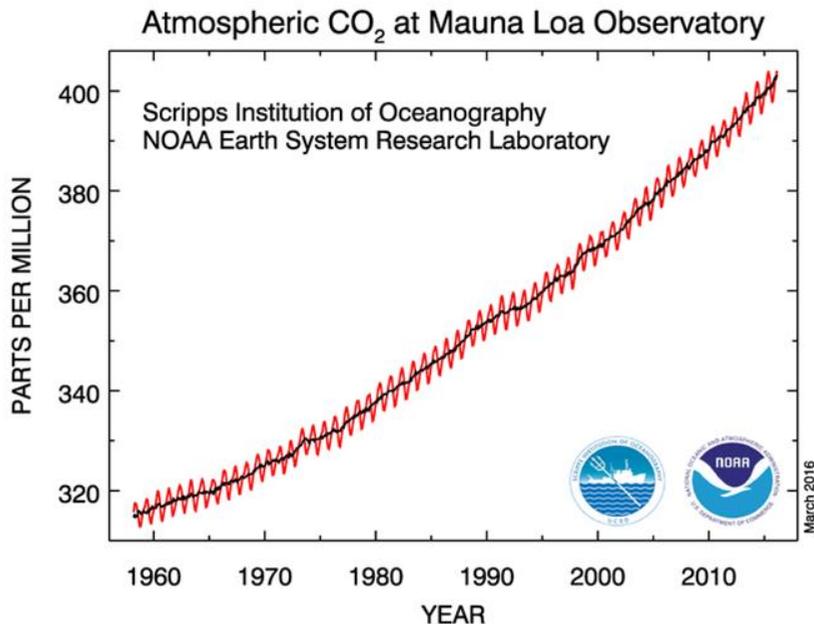
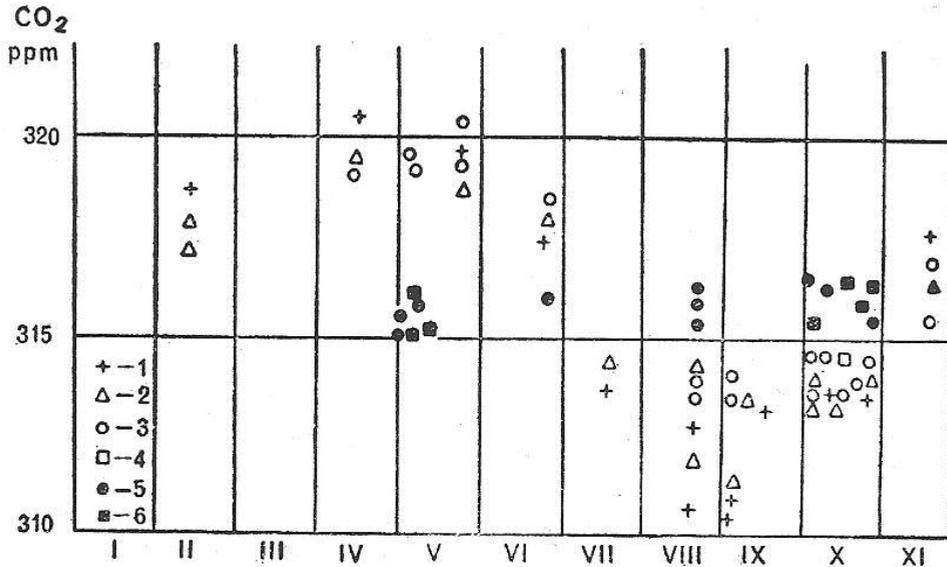


FIGURA 6.1 Cambios en la concentración de CO_2 medidos en Manua Loa, Hawai
(En el recuadro variaciones típicas estacionarias)

Fuente: http://www.esrl.noaa.gov/gmd/webdata/ccgg/trends/co2_data_mlo.png

La magnitud de las variaciones estacionales disminuye con la altitud. A una altitud de 5 km hay una concentración del orden de 10 ppm, por arriba de la tropósfera, 6 ppm y, en la estratósfera, 2 ppm. Por arriba de 100 km la cantidad de CO_2 es una constante (Kondrayev, 1973). En la **Figura 6.2** se presentan los niveles de concentración del CO_2 en la tropósfera y estratósfera.



la relación de mezcla —o la capacidad de saturación del aire— aumenta; es decir, el aire admite más vapor de agua y esto resulta en que más agua puede ser evaporada de la superficie de la Tierra.

El hecho de que la atmósfera por efecto de absorción de radiación infrarroja se calienta y aumenta su capacidad de retención de humedad es referido como un bucle de retroalimentación positivo (positive feedback loop). A medida que el vapor de agua aumenta en la atmósfera, más cantidad se condensa en forma de nubes.

El aumento de agua en la atmósfera puede llegar a un nivel en que las nubes llegan a ser tan densas a tal grado que impiden que una fracción importante de la radiación que proviene del Sol llegue hasta la superficie de la Tierra. En tal caso la superficie de la Tierra comienza a bajar su temperatura, la emisión de radiación infrarroja disminuye y, aunque las moléculas de agua tengan propiedad de captar radiación, su nivel de captación puede descender drásticamente porque la intensidad de radiación infrarroja baja drásticamente.

El papel que juegan las nubes hace que sea muy complejo determinar hasta qué punto un aumento del agua en la atmósfera deja de producir efecto invernadero y por el contrario produce enfriamiento. Las nubes reflejan la radiación de Sol hacia el espacio evitando que una parte alcance la superficie de la Tierra. Es muy complicado evaluar su participación en el aumento del efecto invernadero.

6.1.3 Metano

El metano (CH_4) es un gas con extraordinaria capacidad de absorción de radiación infrarroja. Tiene una PRG = 23, lo que significa 23 veces mayor capacidad de absorción de radiación IR que el CO_2 .

Es un gas de origen tanto natural como antropogénico. Producido por descomposición de todo tipo de materia orgánica, entre otras, es generado en los bosques de edad avanzada y en los pantanos. De forma antropogénica, liberado por fugas en la explotación de petróleo y gas natural y minas de carbón, derivado de actividades agrícolas, notablemente, en la producción de arroz, además procedente de la descomposición de todo tipo de desechos

orgánicos en los depósitos de basura y lagunas de aguas negras y originado por los rumiantes.

La concentración del metano en la atmósfera parecía haberse estabilizado entre 1999 y el 2007, sin embargo ha retomado una tendencia ascendente desde ese tiempo, seguro como resultado de la efervescencia del Shell gas y el aumento en la producción de carbono.

La contribución del metano al efecto invernadero es del orden de la cuarta parte de la contribución del CO₂, a pesar de que la concentración del metano en la atmósfera es 220 veces inferior que la concentración de CO₂. Ello se debe a que tiene un PRG elevado. Una ventaja relativa del metano es que su tiempo de vida en la atmósfera es relativamente reducido comparado con la vida de otros gases (entre diez y doce años). Aunque este dato a su vez es engañoso, puesto que la tasa de acumulación de metano en la atmósfera es menor que la tasa de producción del metano. Es un gas que debe preocupar, justo porque, a pesar de su vida media corta, su producción va en aumento sostenido a razón de 0.4% por año.

6.1.4 Óxido nitroso

El óxido nitroso, N₂O, comenzó a aumentar a partir de la revolución industrial. Es generado en procesos microbiológicos en suelos y agua, mismos que han aumentado como resultado del uso de fertilizantes que contienen nitrógeno y también por reacciones que ocurren entre oxígeno y nitrógeno en todo tipo de procesos de combustión.

6.1.5 Monóxido de carbono

El monóxido de carbono (CO) se produce como resultado de una combustión incompleta. No es propiamente un gas que provoque efecto invernadero, porque no tiene la propiedad de absorber radiación infrarroja, sin embargo es capaz de modular la generación de metano y ozono troposférico.

En el hemisferio Norte la concentración de CO es del orden del doble que en el hemisferio Sur. Razonablemente porque la mayor parte de la producción de CO se da en el hemisferio Norte por las actividades de los países industrializados y de manera especial por el uso en los motores de combustión

interna. Hasta los años 80 la concentración de CO aumentaba de forma significativa. A partir de entonces comenzó a declinar, muy probable como resultado de la introducción de los convertidores catalíticos en los automóviles.

6.1.6 Clorofluorocarbonos (CFCs)

Los CFCs o halocarbonos son compuestos que contienen átomos de carbono, halógenos y eventualmente hidrógeno.

A fines del siglo XIX y principios del siglo XX los refrigeradores utilizaban el amoníaco (NH_3) y el cloruro metílico (ClCH_3) como refrigerantes. Sin embargo estos materiales al ser tóxicos e inflamables fueron la causa de innumerables intoxicaciones e incendios derivados de fugas. Tres corporaciones americanas: Frigidaire, General Motors y Du Pont, promovieron el desarrollo de materiales más seguros para remplazo en refrigeración. Thomas Midgley en 1928 desarrolló el diclorodifluorometano, CCl_2F_2 (abreviado CFC-12), conocido comercialmente como *freón*, y con ello se desató el desarrollo de sustancias similares a las que se les llamó clorofluorocarbonos (CFCs).

Este tipo de sustancias son muy estables, no son tóxicas y tienen un bajo punto de ebullición, lo que permite llevarlos con facilidad del estado líquido al gaseoso y viceversa, de ahí su utilidad en la refrigeración.

A fines de los años 40, los CFCs fueron ampliamente utilizados como propelentes de diversos aerosoles, entre otros, insecticidas, pinturas, acondicionadores para el cabello y productos del cuidado médico. A fines de los años 50 y principios de los años 60 los CFCs hicieron posible la implementación de aire acondicionado en edificios públicos, automóviles, el hogar y oficinas.

En forma paralela al desarrollo de los CFCs se desarrolló otro tipo de compuestos de características similares a los CFCs, los cuales contienen además bromo; es decir contienen carbono, bromo, cloro, flúor e hidrógeno. Éstos fueron llamados halocarbonos o, simplemente, *halons*. En virtud de su gran estabilidad, estos compuestos se utilizaron en los extinguidores; puesto que requieren o absorben mucha energía para ser destruidos. Los halons más

comunes: bromoclorodifluorometano, bromotrifluorometano y dibromotetrafluorometano.

Durante décadas, los CFCs como los *halons* fueron considerados moléculas de innovación, tanto así que Thomas Midgely fue acreedor al Premio Nobel de Química, por ser el fundador de los CFCs.

Cincuenta años después de su prometedor expansión resultó que producen un doble efecto negativo para la atmósfera. Por una parte son agentes aniquiladores del ozono estratosférico y por otra contribuyen de manera importante en el aumento del efecto invernadero.

Debido a su naturaleza poliatómicas, tienen una capacidad de absorción y remisión de la radiación infrarroja, con una eficiencia mucho mayor superior a la de los gases de efecto invernadero de origen natural.

6.1.6.1 Nomenclatura de los CFCs

Los CFCs se etiquetan en forma abreviada con un sistema de numeración único, el cual de manera implícita indica el número de átomos de cloro y explícitamente el número de átomos de carbono (C), de flúor (F) y de hidrógeno. En general CFC significa clorofluorocarbono. En el caso de compuestos que contienen hidrógeno, la letra H precede a CFC.

El número total de los átomos de cloro (Cl) debe corresponder con la fórmula

$$\text{Cl} = 2(\text{C}+1) - \text{H} - \text{F} \quad (6.1)$$

Así, la notación abreviada del triclorofluorocarbono (CCl_3F) es CFC-11. El primer *1* después de CFC indica que contiene un átomo de carbono, el segundo *1* indica que contiene un átomo de flúor, no contiene átomos de hidrógeno. Por tanto, dado que $\text{C}=1$, $\text{F} = 1$ y $\text{H} = 0$, y el número de átomos de cloro es $\text{Cl} = 2(2) - 0 - 1 = 3$.

El freón o diclorodifluorocarbono (CCl_2F_2) contiene un átomo de carbono, dos de flúor, ningún hidrógeno y dos átomos de cloro; es decir, $\text{C}=1$, $\text{F} = 2$ $\text{H} = 0$. El número de átomos de cloro (2) debe estar implícito en la fórmula. Esto es $\text{Cl} = 2(2) - 0 - 2 = 2$. Por lo tanto el freón es abreviado CFC-12.

Siguiendo esa notación, puede verificarse que el CFC-13 es el triclorofluorocarbono (CCl₃F). O que HCFC-22 es el clorodifluorometano (CHClF₂).

6.2 Reconocimiento del impacto de los gases que producen efecto invernadero

La acumulación de gases de efecto invernadero ha traído como consecuencia un aumento importante en la cantidad de sustancias que producen efecto invernadero. En consecuencia, es lógico esperar una alteración en los ciclos naturales que mantenían equilibrio en las propiedades térmicas de la atmósfera.

A raíz del reconocimiento de los efectos de estos gases se constituyó una cadena de eventos internacionales con el fin de comprometer a los países industrializados a reducir sus emisiones de gases de efecto invernadero.

La identificación del aumento de los gases de efecto invernadero y la alerta sobre sus eventuales efectos comenzó en los años 70 como resultado de las inquietudes de intelectuales, críticos y científicos.

En 1968, el italiano Aurelio Peccei y el escocés Alexander King convocaron en Roma a un grupo de científicos e intelectuales para estudiar los problemas que a mediano plazo aquejarían al mundo. El grupo se denominó el Club de Roma y su objetivo fue sensibilizar a los gobiernos y a la sociedad sobre los problemas derivados de la expansión demográfica y la industrialización. El primer reporte generado por el Club de Roma fue coordinado por Donella Medows y publicado en 1972 con el título *Los límites del crecimiento (The Growth Limit)*, con un tiraje de 12 millones de ejemplares y traducido a 30 idiomas; dicho informe puso la pauta sobre los problemas globales.

La alerta llamó la atención de diversos Estados y en los 80 la preocupación por los cambios climáticos era ya objeto de atención de la ONU. En 1988, organismos de las Naciones Unidas —The World Meteorological Organization (WMO)— y el Programa Ambiental de las Naciones Unidas —The United Nations Environment Program (UNEP)— fundaron el Panel Intergubernamental sobre Cambio Climático —*The Intergovernmental*

Panel on Climate Change (IPCC)—. El objetivo fue evaluar los riesgos de cambio climático causado por el incremento en la concentración de los gases de efecto invernadero resultado de las actividades humanas.

El Panel Intergubernamental sobre Cambio Climático elaboró su primer reporte en 1990, el que actualizó en 1992 y que sirvió de base para la “Cumbre de la Tierra y del Cambio Climático” celebrada en junio de 1992 en Rio de Janeiro.

La cumbre de Río reconoció la existencia de los cambios climáticos y la responsabilidad de las actividades humanas en el aumento de los gases que producen efecto invernadero, recomendó a los estados reducir las emisiones a niveles de 1990 y abrió la vía para la realización de la cumbre de Kioto, Japón.

El 11 de diciembre de 1997 se celebró en Kioto, Japón, la cumbre en la que 141 países se comprometieron a ejecutar un conjunto de medidas para reducir los gases que producen efecto invernadero, teniendo como meta reducir las emisiones globales para 2010 en un 5% con respecto a las emisiones de 1990.

El protocolo de Kioto entró en vigor el 16 de febrero de 2005. Sin embargo para esa fecha las emisiones ya rebasaban alrededor del 5% las emisiones de 1990.

Varios eventos internacionales se sucedieron después de la entrada en vigor del Protocolo de Kioto con el fin de precisar las acciones para reducir las emisiones de gases de efecto invernadero, sin embargo, aunque ha habido avances, los compromisos no se han cumplido a cabalidad y la meta fijada en el Protocolo de Kioto está muy lejos de ser alcanzada.

Los problemas tienen una gran inercia:

- La población mundial aumenta y todo el mundo aspira a mejorar su nivel de confort, lo cual induce al aumento en el consumo de energía y, en consecuencia, una elevación en la producción de GEI.
- Sin embargo, entre el 2005 y 2015, el consumo de energía aumentó con una tasa de 2.03% mientras que la población mundial aumentó con una tasa de crecimiento de 1.33%, lo que implica que no es sólo el aumento de la población lo que induce al consumo de energía y a la liberación de GEI a la atmósfera.

- El aumento en el consumo de energía, la liberación de GEI y el despilfarro de materias primas son inherentes a la economía de mercado, para la cual el crecimiento económico y la circulación de las mercancías son los preceptos fundamentales; se produce mercancías en exceso, se consume materias primas y energías en exceso y se producen GEI y desechos que la naturaleza no puede procesar; para asegurar la circulación de las mercancías se induce el consumismo mediante campañas permanentes e intensivas de publicidad, se promueven diversos instrumentos financieros, se reducen los límites de obsolescencia de las mercancías, etc.
- El 86.5% de la energía primaria es de origen fósil y el consumo de carbón, la fuente de energía primaria que produce mayor proporción de contaminantes, aumenta a una tasa de crecimiento mayor que la del resto de los combustibles fósiles.
- Aunque progresa la participación de energías renovables, en el 2015 sólo representaban el 2.2% del consumo mundial de energía.
- Los gobiernos no tienen visión o poder o recursos jurídicos para someter a los sectores más consumidores de energía a reducir sus emisiones
- y la sociedad misma, en los hechos, no está dispuesta a reducir sus emisiones.

En diciembre de 2015 se celebró en París la Conferencia de las Naciones Unidas sobre Cambio Climático, COP-21 por sus siglas en inglés (Conference of Parties). Los países participantes se comprometieron a reducir las emisiones a la atmósfera de GEI con el objetivo de evitar que se rebasen 2°C de aumento de la temperatura de la Tierra. Sin embargo se adolece de mecanismos jurídicos para obligar a los países que no cumplan su compromiso. Se corre el mismo riesgo que en anteriores COP de que los resolutivos no rebasen el plano declarativo.

6.2.1 Poder de Recalentamiento Global (PRG)

Para caracterizar la el potencial o la influencia en el calentamiento de la atmósfera de los gases que producen efecto invernadero se ha definido una cantidad llamada *Poder de Recalentamiento Global (PRG)*.

La referencia es el dióxido de carbono, al que se le ha asignado un poder de recalentamiento global unitario. En la **Tabla 6.1** se presenta el PRG de los principales gases, tanto naturales como artificiales, que producen efecto invernadero.

TABLA 6.1 Poder de recalentamiento global (PRG) y vida media de los gases que producen efecto invernadero

Gas	Fórmula	PRG	Vida media efectiva (años)
Dióxido de carbono	CO ₂	1	200 (variable)
Metano	CH ₄	23	12.2±3
Óxido nitroso	N ₂ O	310	120
Diclorodifluorocarbono (CFC-12)	CCl ₂ F ₂	6200-7100	102
Chlorodifluorometane (HCFC-22)	CHClF ₂	1300-1400	12,1
Tetrafluoruro de carbono	CF ₄	6500	50000
Hexafluoruro de azufre	SF ₆	23900	3200

6.3 Impacto Global de los gases que producen Efecto Invernadero

6.3.1 Cantidad en la atmosfera correspondiente a 1 ppm de cualquier sustancia traza

Una ppm es una unidad en la que se expresa la fracción f_w del peso de un compuesto w_i con relación al peso total de una mezcla w_M que contiene al compuesto

$$f_{wi} = \frac{w_i}{w_M} \quad (6.2)$$

En general, la fracción de un componente respecto al peso total de una mezcla puede expresarse en diferentes unidades; una de ellas es el por ciento en peso. Sin embargo en el caso de trazas de un compuesto las unidades más comunes son partes por millón, ppm. Una ppm implica que, en una mezcla,

la millonésima parte del peso de la mezcla corresponde a un compuesto particular. Por tanto una ppm equivale a $f_w = 10^{-6}$. Para el caso de trazas existen unidades aún más pequeñas: partes por billón, ppb (10^{-9}) y partes por trillón, ppt (10^{-12}).

Para calcular el peso correspondiente a 1 ppm de cualquier contaminante en la atmósfera, es necesario hacer extensiva esa ppm a toda la atmósfera. Para ello hay que conocer el peso total de la atmósfera. Este, ha sido evaluado en 5.29×10^{18} kg. Por lo tanto, el peso correspondiente a 1 ppm es

$$w_{(1\text{ ppm})} = f_w w_M = 1 \times 10^{-6} * 5.29 \times 10^{18} (\text{kg}) = 5.29 \times 10^{12} (\text{kg}) \quad (6.3)$$

Si la pendiente de la tendencia de la concentración del CO_2 en los últimos 4 años es de 2.5 ppm, implica, que en estos últimos 4 años se han acumulado 52 900 Mt adicionales de CO_2 .

Este tipo de razonamiento puede ser extensivo a la ppb, (unidades en las que se expresan las concentraciones de CH_4 y N_2O), y a las partes ppt (unidades en las que expresan las concentraciones de los CFCs). Esto es

$$w_{(1\text{ ppb})} = f_w w_M = 1 \times 10^{-9} * 5.29 \times 10^{18} (\text{kg}) = 5.29 \times 10^9 (\text{kg}) \quad (6.4)$$

En el caso del N_2O haciendo un ajuste lineal entre 1997 y 2017 se obtiene una tasa de crecimiento de 0.777 ppb por año. Si $1\text{ ppb} = 5.29 \times 10^9 (\text{kg})$ Esto implica que en los últimos 15 años ha habido una acumulación adicional de N_2O de $61.65 \times 10^9 \frac{\text{kg}}{\text{año}} = 61.65$ millones de toneladas.

Para calcular el peso correspondiente a 1 ppt, es igualmente necesario hacer extensiva esa ppt a toda la atmósfera

$$w_{(1\text{ ppt})} = f_w w_M = 1 \times 10^{-12} * 5.29 \times 10^{18} (\text{kg}) = 5.29 \times 10^6 (\text{kg}) \quad (6.5)$$

6.3.2 Cuantificación de los GEI acumulados en la atmósfera desde la Época Preindustrial

En la **Tabla 6.2** se presentan las concentraciones de los GEI en la época preindustriales y las alcanzadas en el 2016.

El cálculo de la masa total de cada uno de los GEI en un cierto momento se puede efectuar si se conoce la concentración de ese momento. Para ello debe hacerse uso de la definición de fracción en peso de cada componente (ecs. 6.3, 6.4 y 6.5 según corresponda).

TABLA 6.2. Concentraciones de los principales gases de efecto invernadero en el 2015, vida y potencial de calentamiento global

GEI	Formula	Concentraciones preindustriales	Concentration (2016)	Duración (años)	PRG a 100 años
Vapor de agua	H ₂ O	3 ‰	3 ‰	~0,02 (1-2 semaines)	Ns
Bioxido de carbono	CO ₂	280 ppm	405 ppm	100	1
Metano	CH ₄	0,6 à 0,7 ppm	1,8 ppm	12	25
Protóxido de nitrógeno	N ₂ O	0,270 ppm	0,327 ppm	114	298
Diclorodifluorometano (CFC-12)	CCl ₂ F ₂	0	0,52 ppb	100	10 900
Clorodifluorometano (HCFC-22)	CHClF ₂	0	0,105 ppb	12	1 810
Tetrafluoro de metano ^{n 4}	CF ₄	0	0,070 ppb	50 000	7 390
Hexafluoruro de azufre	SF ₆	0	0,008 ppb	3 200	22 800

CO₂

Si en la época preindustrial la concentración de CO₂ en la atmósfera era en promedio 280 ppm, la cantidad total era

$$\begin{aligned}
 w_{CO_2}(1890) &= f_{CO_2} w_{Atmósfera} = 280 \times 10^{-6} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\
 &= 1.4812 \times 10^{15} \text{ kg}
 \end{aligned}
 \tag{6.6}$$

Si en el 2016 la concentración en la atmósfera fue en promedio 405 ppm, la cantidad total en la atmósfera era

$$\begin{aligned}
 w_{CO_2}(2016) &= f_{CO_2} w_{Atmósfera} = 405 \times 10^{-6} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\
 &= 2.1425 \times 10^{15} \text{ kg}
 \end{aligned}
 \tag{6.7}$$

La diferencia entre ambas cantidades es

$$\Delta w_{CO_2} = 6.613 \times 10^{14} \text{ kg}
 \tag{6.8}$$

Lo que implica una acumulación de 44.6% de CO_2 adicional al existente en la época preindustrial.

CH_4

Si en la época preindustrial la concentración de CH_4 en la atmósfera era en promedio 650 ppb la cantidad total era

$$\begin{aligned}
 w_{CH_4}(1890) &= f_{CH_4} w_{Atmósfera} = 650 \times 10^{-9} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\
 &= 3.4385 \times 10^{12} \text{ kg}
 \end{aligned}
 \tag{6.9}$$

Si en el 2016 la concentración en la atmósfera fue del orden de 1800 ppb, la cantidad correspondiente era

$$\begin{aligned}
 w_{CH_4}(2016) &= f_{CH_4} w_{Atmósfera} = 1800 \times 10^{-9} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\
 &= 9.522 \times 10^{12} \text{ kg}
 \end{aligned}
 \tag{6.10}$$

La diferencia entre ambas cantidades es

$$\Delta w_{CH_4} = 6.0835 \times 10^{11} \text{ kg}
 \tag{6.11}$$

Lo que implica una acumulación de 176 % de CH_4 adicional al existente en la época preindustrial.

N_2O

Si en la época preindustrial la concentración de N_2O en la atmósfera fue en promedio 270 ppb, la cantidad total era

$$\begin{aligned}w_{N_2O}(1890) &= f_{N_2O}w_{Atmósfera} = 270 \times 10^{-9} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\ &= 1.4283 \times 10^{12} \text{ kg}\end{aligned}\tag{6.12}$$

Y si en el 2016 la concentración en la atmósfera fue en promedio 328 ppb, la cantidad correspondiente fue

$$\begin{aligned}w_{N_2O}(2015) &= f_{N_2O}w_{Atmósfera} = 327 \times 10^{-9} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\ &= 1.7351 \times 10^{12} \text{ kg}\end{aligned}\tag{6.13}$$

La diferencia entre ambas cantidades es

$$\Delta w_{N_2O} = 3.0682 \times 10^{11} \text{ kg}\tag{6.14}$$

Lo que implica una acumulación de 21.5% de N_2O adicional al existente en la época preindustrial.

CFCs

La presencia de los CFCs en la atmósfera es relativamente reciente. Todos esos compuestos, fueron producidos a partir de los años 30's del siglo XX.

El más abundante de los CFCs en la atmósfera es el freón (CFC-12) su concentración en el 2016 fue de 520 ppt. Por tanto masa total en ese momento era

$$\begin{aligned}w_{CFC-12}(2016) &= f_{CFC-12}w_{Atmósfera} = 520 \times 10^{-12} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\ &= 2.75 \times 10^9 \text{ kg}\end{aligned}\tag{6.15}$$

La concentración del CFC-11 en el 2016 fue 220 ppt. Por tanto, su masa en la atmósfera era

$$\begin{aligned}w_{CFC-11}(2016) &= f_{CFC-11}w_{Atmósfera} = 220 \times 10^{-12} * 5.29 \times 10^{18} \text{ kg} \\ &= 1.163 \times 10^9 \text{ kg}\end{aligned}\tag{6.16}$$

En términos cuantitativos el incremento del CO_2 es del orden de 1000 veces superior al incremento del CH_4 y este es apenas del orden del doble que el N_2O .

Sin embargo los incrementos relativos en las concentraciones de los tres principales GEI desde la época preindustrial son muy diferentes: 44.6% de CO_2 , 176% de CH_4 y 21.5% de N_2O .

Estos incrementos tan diferenciados deben tener una explicación. El gran incremento del metano puede ser resultado de una sobre producción de desechos orgánicos, así como una sobreexplotación de yacimientos petroleros, donde el metano se ha liberado como resultado de fugas o bien deliberadamente dado el problema que significa su licuefacción, almacenamiento y transporte.

6.3.3 Tasas de crecimiento de los GEI

En la **Figura 6.3** se presentan las tendencias de los principales GEI.

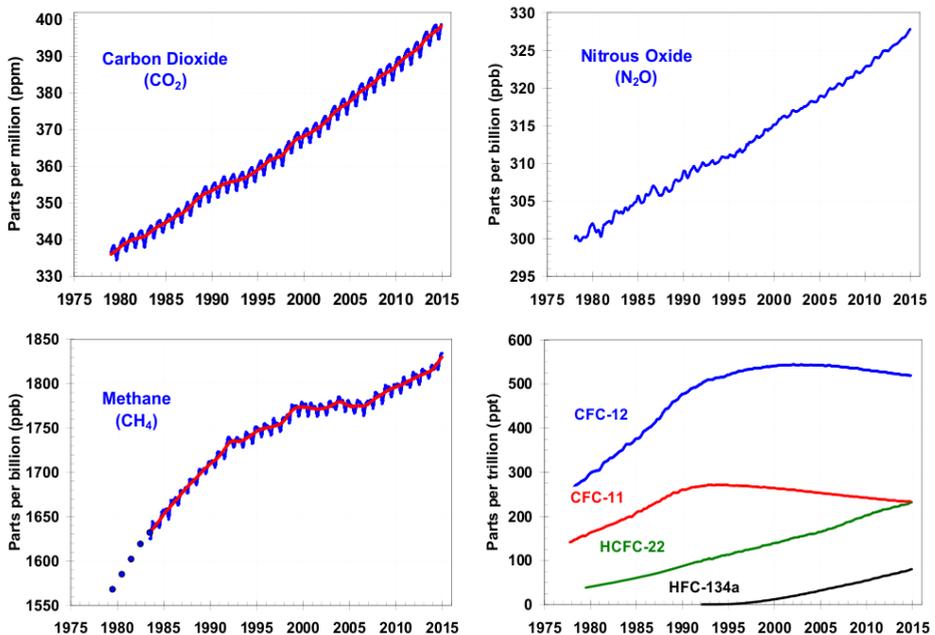


FIGURA 6.3 Tendencias en las concentraciones CO_2 , N_2O , CH_4 y CFC-11 y CFC-12.

Fuente: <http://www.esrl.noaa.gov/gmd/aggi/>

Se puede observar que el CO_2 y el CH_4 tienen variaciones estacionarias, no así el N_2O ni los CFCs. Las variaciones estacionarias indican que en una época del año la concentración disminuye, mientras que en otra aumentan. De hecho variaciones estacionarias ha habido en toda la evolución de la atmósfera. Era de esperarse que cada año las concentraciones de los GEI regresaran al nivel del año anterior. Sin embargo lo que se observa en esas gráficas es que las concentraciones no regresan a nivel de los años anteriores, sino que en contraparte, observan un incremento sostenido. En el caso del CO_2 se observa que la pendiente ha ido aumentando en los últimos años. Entre 1980 y el año 2000 la pendiente era de 1.6 partes por millón (ppm) por año; entre 2000 y 2013 la pendiente fue de 2.2 ppm por año y los últimos 4 años 2013-2017 la pendiente es ya del orden de 2.5 ppm por años.

En el caso del CO_2 y del N_2O se puede observar una ligera modificación en la tendencia más o menos en la misma época (1997-2002). Lo que puede ser indicativo de que existe una relación entre la liberación de ambos gases.

Haciendo un ajuste lineal se puede verificar que entre 1980 y el 2002 la concentración de CO_2 tenía una tasa de crecimiento (o pendiente) de 1.6 ppm por año. Mientras que del 2002 al 2017 tendencia fue de 2.2 ppm/año.

Si $1 \text{ ppm} = 5.29 \times 10^{12} \text{ kg}$ Esto implica que en los últimos 15 años ha habido una acumulación adicional de CO_2 de $11.638 \times 10^{12} \text{ kg/año}$, o 11638 millones de toneladas.

En el caso del CH_4 la tendencia en el crecimiento de la concentración no es lineal, con excepción de los últimos diez años.

En el caso de los CFCs, se observa que el crecimiento en la concentración de CFC-11 y el CFC-12 disminuyó a partir de los años 90's, seguramente como resultado de la prohibición e su producción a partir del Protocolo de Montreal. Lo que se puede observar, sin embargo, es que su presencia en la atmósfera no ha disminuido notablemente.

7. OZONO

El ozono fue descubierto por el científico alemán Christian Friedrich Schönbein en 1839, él mismo acuñó el nombre a partir de la palabra *ozein* del griego, por su significado *oler*. El ozono es una forma alotrópica del oxígeno que

tiene tres átomos en cada molécula, O₃. Es una molécula angular, polar y diamagnética. Es un agente oxidante, químicamente, más activo que el oxígeno molecular.

El ozono estratosférico fue descubierto en 1913 por el francés Charles Fabry (1867-1945).

En la atmósfera, el ozono es casi escaso, representa apenas el 0.00001% de la composición de la atmósfera, lo que implica que hay aproximadamente tres moléculas de ozono por cada 10 millones de moléculas de aire. No obstante, el ozono atmosférico juega un papel vital que niega estos pequeños números. Absorbe la mayoría de la radiación UV-B y una parte importante de la radiación UV-A que proviene del Sol, permitiendo que sólo una pequeña parte llegue a la superficie de la Tierra.

El ozono se encuentra en dos regiones de la atmósfera terrestre. Cerca del 90% del ozono reside en la estratósfera, entre aproximadamente de 10 a 50 km sobre la superficie terrestre; mientras que el restante 10% del ozono se encuentra en la tropósfera, extendiéndose hasta una altitud de 10 km. El origen de ambos es diferente, en la estratósfera es resultado de la fotólisis del oxígeno; en la tropósfera, consecuencia de reacciones entre productos de combustión, aunque una pequeña fracción se produce de forma natural por las descargas eléctricas en la atmósfera.

El ozono estratosférico normalmente se destruye por fotodisociación (§1.7.1.2) al absorber la radiación UV-A y UV-B solar. La energía de los fotones se utiliza en romper los enlaces moleculares de las moléculas de ozono y el excedente se convierte en energía cinética de la molécula de oxígeno producida y del oxígeno atómico liberado en la disociación. La energía cinética de los productos de la fotodisociación da como resultado un aumento en la agitación gaseosa y por tanto la generación de un gradiente de temperatura en la estratósfera. De esta manera el ozono juega un papel estructural de la temperatura en la atmósfera.

En la **Figura 7.1** se presenta un esquema aproximado de la atenuación de la radiación UV en la atmósfera y la concentración de ozono.

En la estratósfera el ozono participa de un doble papel; ambos benéficos para las diferentes formas de vida sobre la Tierra. Por una parte blindo a la superficie de la Tierra de las radiaciones UV-B y UV-A y por otra parte desempeña un rol estructural en la temperatura de la atmósfera. Sin embargo,

el ozono en vecindad con la superficie de la Tierra, al entrar en contacto con las formas de vida, tiene la propiedad de reaccionar fuertemente con un gran número de moléculas y, por tal motivo es, en el aspecto químico, tóxico para los seres vivos: las plantas, animales y el ser humano.

TABLA 7.1 Características de las bandas de radiación ultravioleta

Banda	Rango de longitud de onda (nm)	Rango de energía por fotón (eV)
UV-A	400-320	3.88-3.10
UV-B	320-290	4.28-3.88
UV-C	290-220	5.64-4.28

Unidades Dobson (DU)

La cantidad de ozono en la atmósfera es medida en unidades Dobson, DU por sus siglas en inglés: Dobson Unit. Una unidad Dobson equivale a 2.69×10^{16} moléculas de ozono contenidas en una columna de la atmósfera con una base de un cm^2 de área. El promedio en los niveles de ozono es de 300 DU, las cuales podrían ser proporcionales a una capa de 3 mm de espesor conteniendo de manera estricta ozono. Típicamente el rango del espesor de la capa de ozono puede variar entre 100 DU hasta 600 DU. A esta capa se le conoce como *espesor reducido de la capa de ozono*.

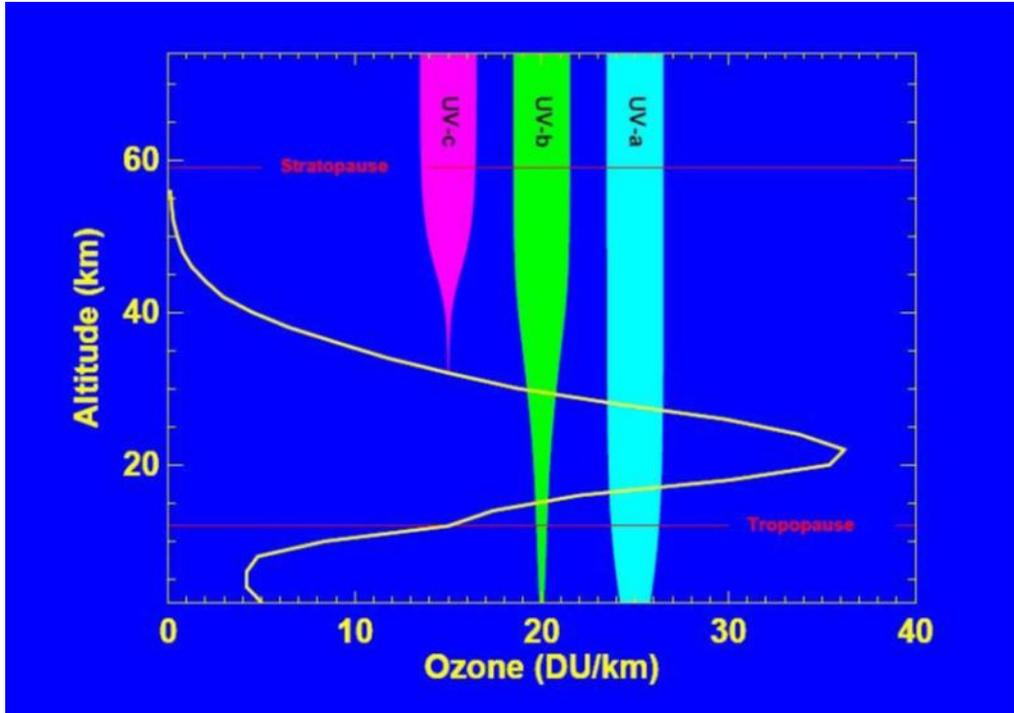


Figura 7.1 Concentración del ozono en la atmósfera y procesos de atenuación de la radiación UV en función de la latitud. Fuente: *ccpo.edu.edu*.

7.1 Formación de la Capa de ozono

Se considera que la fotosíntesis comenzó en la Tierra dentro del orden de mil millón de años. Los organismos acuáticos primitivos llamados algas verdeazules empezaron a usar la radiación solar para fraccionar moléculas de H_2O y CO_2 y recombinarlas hasta formar componentes orgánicos y oxígeno molecular. Este proceso de conversión de la energía solar, conocido como *fotosíntesis*, ha sido el mecanismo mediante el cual el oxígeno inició su acumulación en la atmósfera en detrimento del CO_2 .

A medida que la abundancia del oxígeno en la atmósfera aumentó, la fotólisis del oxígeno con los fotones de radiación UV-C dieron lugar a la formación de radicales libres de oxígeno, tal como fue expuesto (§ 1.6.3):



Los radicales libres de oxígeno al atacar a la molécula de oxígeno formaron el ozono:



Observando la escasa abundancia del ozono en la atmósfera pareciera lógico el interrogarse sobre ¿por qué la concentración de ozono en la atmósfera durante milenios no se acumuló en la forma espectacular que lo hicieron otros gases? La respuesta tiene que ver con la escasa proporción de la radiación UV-C del espectro solar.

Desde hace unos 2500 millones de años, la concentración de oxígeno en la atmósfera es casi la misma (§ 3.1). La abundancia del oxígeno fue suficiente para que todos los fotones de radiación UV-C tuvieran la probabilidad de encontrar moléculas de oxígeno en su trayecto por la atmósfera. Sin embargo, por un lado, el número de fotones de radiación UV-C provenientes del Sol es muy pequeño y, por tal motivo, la formación de ozono fue y sigue siendo en manera suma reducida. Por otro lado, las moléculas de ozono son relativamente inestables —se destruyen bajo la acción de los fotones de radiación UV-B y UV-A (§7.1.1)— por tanto la competencia entre formación y destrucción fue tal que la concentración del ozono en la atmósfera llegó tan sólo a niveles de trazas (~3.56 moléculas de O₃ por cada 10 millones de moléculas de la atmósfera).

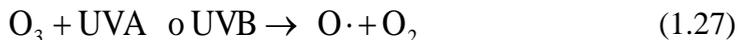
7.1.1 El oxígeno y la dispersión de Rayleigh como blindaje de la radiación UV-C

La importante concentración del oxígeno en las capas superiores de la atmósfera y su relativamente elevada probabilidad de interactuar con los fotones de radiación UV-C propiciaron la formación y acumulación del ozono en la atmósfera hasta alcanzar el equilibrio. Al mismo tiempo, la interacción entre radiación UV-C y moléculas de O₂ ha sido uno de los mecanismos que impiden en gran medida que la radiación UV-C no alcance la superficie de la Tierra.

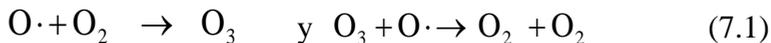
El otro mecanismo que reprime la llegada de la radiación UV-C a la superficie de la Tierra es la dispersión de Rayleigh (§ 2.7.1). De hecho, como puede interpretarse de la ecuación (2.35), la dispersión de Rayleigh es mayor para longitudes de onda bajas; lo que implica que los fotones de baja longitud de onda o alta energía —caso de la radiación UV-C— sean mucho más susceptibles de ser dispersados en todas direcciones por las moléculas del aire. Por tanto, asumiendo que las dispersiones son isotrópicas, la mitad de los fotones de radiación UV-C son reemitidos hacia el espacio exterior por dispersiones de Rayleigh. Y ésta es con probabilidad la primera causa que evita que la radiación UVC arrive a la superficie de la Tierra.

7.1.2 El ozono como blindaje de la radiación UV-B y UV-A

Los fotones de radiación UV-B y UV-A tienen menor energía que los de radiación UV-C, pero tienen suficiente para descomponer al ozono en la molécula de oxígeno original y un átomo de oxígeno en forma de radical libre:



La destrucción de las moléculas de ozono es el mecanismo mediante el cual se evita que toda la radiación UV-B y UV-A llegue a la superficie de la Tierra. Los átomos de oxígeno liberados en forma de radicales libres poseen una gran reactividad y puede con facilidad combinarse con una molécula de oxígeno, creando otra molécula de ozono, o puede tomar también un átomo de oxígeno de una molécula de ozono existente para crear dos moléculas de oxígeno:



La destrucción del ozono se ha dado de forma natural a lo largo de la evolución de la atmósfera. Pero no ha sido fatal justo porque el radical libre liberado (ec. 1.27) tiene posibilidad de formar una nueva molécula de ozono (ec. 7.1). De esta manera se tiene una reacción en cadena.

En el espectro solar la radiación UV-A es más abundante que la UV-B y ésta a su vez que la UV-C. Sin embargo la escasez de moléculas de ozono es

tal que muchos de los fotones no encuentran a su paso moléculas de ozono y pueden llegar hasta la superficie de la Tierra sin producir fotólisis.

El hecho de que la concentración de ozono no haya aumentado en forma espectacular significa el alcance de un equilibrio y que la destrucción de las moléculas de ozono se da en forma simultánea y en la misma proporción que su formación.

La escasez del ozono demuestra, por una parte, que la razón de producción de moléculas de ozono realmente no es muy grande y, por otra parte, que la razón de destrucción ha sido del mismo orden que la de producción. Y si durante la evolución de la atmósfera el nivel de acumulación ha sido tan escaso, esto pone en evidencia que en caso de destrucción masiva del ozono, la naturaleza no tiene capacidad de regeneración.

Dado que el ozono se produce por la interacción de la radiación UV con el oxígeno, como el ángulo de incidencia de la radiación solar cambia en el transcurso del año y éste trae consigo un canje en la intensidad de la radiación solar, la producción de ozono muta en el transcurso del año. A esto se le llama cambios estacionales.

Existen factores de origen natural que inducen variaciones o perturbaciones en la concentración del ozono que, dependiendo de su magnitud, pueden ser locales o zonales. Por un lado se sabe que las erupciones volcánicas de gran intensidad inyectan cantidades importantes de HCl en la estratósfera, dando como resultado la destrucción de moléculas de ozono por la acción del Cl. Por otro lado se conoce que las variaciones en la actividad solar producen un aumento en el flujo de radiación solar y éstas pueden dar lugar a aumentos en los niveles de ozono del orden de 2 a 4%. De manera adicional, no se desconoce que las descargas eléctricas en la atmósfera inducen la formación de ozono; pero esto ocurre en la tropósfera. En consecuencia todos estos factores no son propiamente de carácter estacional, en todo caso su influencia debe tener el carácter de perturbaciones. Aunado a esto, las variaciones en los ciclos naturales del ozono también son asociadas con un fenómeno conocido, la “oscilación cuasi-bienal”, en la cual cada 26 meses cambian de dirección los vientos tropicales de este a oeste.

7.2 Destrucción no-natural del ozono

7.2.1 Clorofluorocarbonos (CFCs)

Los clorofluorocarbonos (CFCs) son gases poliatómicos, no tóxicos, no inflamables, no solubles en agua, es decir, altamente estables e inertes a temperatura ambiente, que se desarrollaron en los años 30 con el carácter de sustancias de innovación y con el fin de modernizar la industria de la refrigeración.

Desde fines del siglo XIX y principios del siglo XX, los refrigeradores utilizaban amoníaco (NH_3), cloruro metílico (ClCH_3) y dióxido de azufre (SO_2) como gas de refrigeración. Estos gases, en caso de fugas o cortos, producían innumerables incendios e intoxicaciones fatales. Tres corporaciones americanas: Frigidaire, General Motors y Du Pont, promovieron la búsqueda de gases de remplazo para la refrigeración.

El pionero en la producción de los CFCs fue el estadounidense Thomas Midgely¹¹ (1889-1944), quien creó en 1928 el diclorodifluorocarbono (CCl_2F_2) —abreviado CFC-12—. En 1930 General Motors y Du Pont crearon Kinetic Chemical Company para industrializar la producción del CCl_2F_2 con el nombre de Freón. Y para 1935 había ya en los Estados Unidos 8 millones de refrigeradores usando Freón-12 (CFC-12). En forma prácticamente simultánea, en 1932, Carrier Engineering Corporation produjo el freón-11 (CFC-11) para unidades de aire acondicionado.

Después de la Segunda Guerra Mundial el uso de los CFCs se extendió a los propelentes o dispersores, también llamados atomizadores o aerosoles. Éstos, como es bien sabido, se han usados en dispersores de insecticidas, pinturas, acondicionadores del pelo, productos del cuidado médico, etc. Pero sin duda la mayor parte de la producción industrial tuvo como destino la refrigeración y climatización.

¹¹ Thomas Midgley (1889-1944), ingeniero y químico americano que en 1921 descubrió la eficacia del tetraetilo de plomo ($\text{Pb}_4\text{-C}_2\text{H}_5$) como aditivo antidetonante de la gasolina, en 1928 inventó el diclorodifluorocarbono (CCl_2F_2), poco después llamado Freón, y en 1930 desarrolló el tetrafluoruro del carbón (CF_4) utilizado como agente de limpieza.

A fines de los años 50 y principios de los años 60, los CFCs hicieron posible una solución barata para la implementación de aire acondicionado en edificios públicos, automóviles, el hogar y oficinas. Más adelante, el aumento en el uso de CFCs se generalizó en todo el mundo. Las ventas anuales fueron del orden de miles de millones de dólares en los Estados Unidos y los volúmenes de la producción rebasaron más de un millón de toneladas métricas de CFCs por año.

Los CFCs fueron la innovación, porque durante varias décadas se consideraron que no eran perjudiciales al medio ambiente: no reaccionan con ningún material a temperatura ambiente, incluyendo la piel humana, y no son solubles en agua. Pero justo estas propiedades hicieron que no pudieran ser eliminados o arrastrados por mecanismos naturales como la lluvia, la nieve ni el granizo. Por lo tanto perduran en la atmósfera, emigrando de forma paulatina hacia la estratósfera por difusión y agitación gaseosa.

7.2.2 Nomenclatura de los CFCs

Los CFCs, y en general los halocarbonos, son compuestos que contienen átomos del carbono, halógeno y eventualmente hidrógeno. La nomenclatura de los CFC sigue un sistema de numeración muy particular; por ejemplo, en el caso del CFC-12, el número 12, indica al mismo tiempo el número de átomos del carbono, de hidrógeno, de flúor y de cloro.

En general, el número total de los átomos de cloro (Cl) es calculado por la expresión

$$Cl = 2(C + 1) - H - F \quad (7.2)$$

Así, el CCl_2F_2 , tiene un carbón, $C=1$; ningún hidrógeno, $H = 0$; 2 flúor, $F = 2$. Por lo cual, de acuerdo a la ecuación 7.2, el número de átomos de cloro es $Cl = 2(2) - 0 - 2 = 2$, correspondiente con su fórmula. Luego, en la forma abreviada: CFC-12, el 1 corresponde al número de átomos de carbono por molécula y el 2 al número de átomos de flúor.

El triclorofluorocarbono, CCl_3F , tiene un átomo de carbón, $C=1$; ningún hidrógeno, $H = 0$; un flúor, $F = 1$, y 3 átomos de cloro. De esta forma, el número de átomos de cloro es $Cl = 2(2) - 0 - 1 = 3$. Es decir, el primer 1

corresponde al C y el segundo 1 al F. Por tanto, la abreviatura del CCl_3F es CFC-11.

7.2.3 Halons

Otro grupo importante de compuestos de características similares a los CFCs son los compuestos halocarbonados, también conocidos como *halons*, los cuales contienen carbono, bromo, flúor y (en algunos casos) cloro, éstos han sido muy usados como extinguidores de fuego.

Los halons son compuestos en los que se utiliza el bromo en lugar del cloro, estas sustancias fueron usadas en extinguidores en virtud de que son poco reactivas, es decir, requieren mucha energía para ser destruidas; justo esta propiedad los hace útiles como extinguidores. Los halons más comunes son: bromoclorodifluorometano, bromotrifluorometano y dibromotetrafluorometano.

7.2.4 Descubrimiento de la acción de los CFCs sobre el ozono estratosférico

En 1973 Mario Molina y Sherwood Rowland, investigando el destino de los clorofluorocarbonos (CFCs) acumulados en la atmósfera, predijeron la destrucción del ozono estratosférico por la acción de estos compuestos.¹²

La evidencia de las predicciones de Molina fue encontrada en 1984, cuando Joe Farman, Brian Gardiner y Jonathan Shanklin descubrieron lo que se llamó el hueco de la capa de ozono en la Antártida.¹³

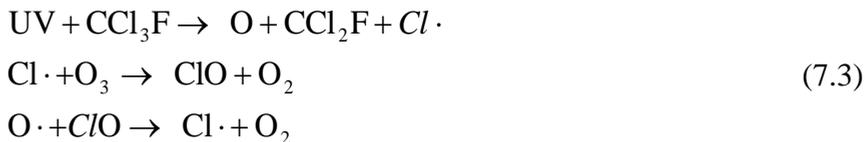
El 11 de octubre de 1995, 22 años después de la predicción de la destrucción del ozono estratosférico, Mario Molina, Sherwood Rowland junto con el danés Paul Crutzen, del Instituto Max-Planck de Química de Mainz Alemania, recibieron el Premio Nobel de Química en reconocimiento por el descubrimiento del efecto de los CFCs en la destrucción del ozono —

¹² Molina, M. J. and Rowland, F. S. (1974), Stratospheric sink for chlorofluoromethanes: chlorine atom-catalyzed destruction of ozone, *Nature*, **249**, 810–812. DOI:10.1038/24-9810a0.

¹³ Farman, J. C., Gardiner, B. G. and Shanklin, J. D. (1985), Large losses of total ozone in Antarctica reveal seasonal ClO_x/NO_x interaction, *Nature*, **315**, 207-210.

Crutzen descubrió que los CFCs tienen un efecto destructor en esa capa sin descomponerse—.

La intervención de los CFCs en la destrucción del ozono se da bajo la siguiente secuencia:



Esta secuencia muestra que el cloro liberado de los CFC, por la acción de la radiación ultravioleta, puede actuar destruyendo moléculas de ozono en repetidas ocasiones. En tal caso el cloro opera como catalizador de la destrucción del ozono.

7.2.4.1 Potencial de Agotamiento del Ozono

No todos los CFCs tienen el mismo poder de destrucción del ozono. Los CFCs se han clasificado de acuerdo a su Potencial de Agotamiento del Ozono (ODP) por sus siglas en inglés, Ozone Depletion Power. La referencia es el diclorodifluorocarbono (CFC-11) que tiene un potencial ODP =1; el metil dicloroformo, un ODP =1.1; el tetracloruro de carbono (CCl₄), un ODP =1.2, mientras que los halons poseen un ODP =10.

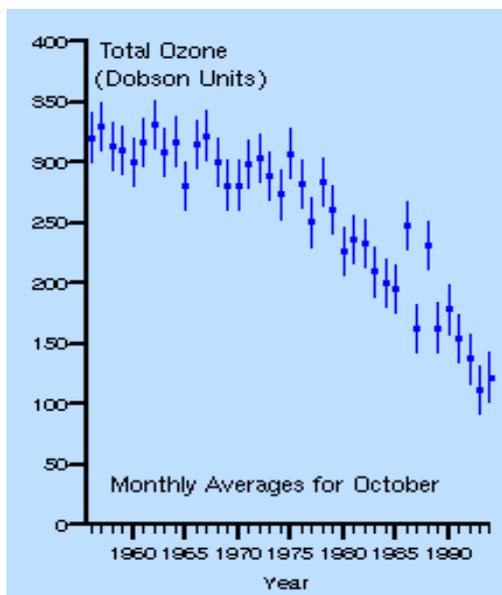


FIGURA 7.2 Mediciones de la columna total de ozono en la Antártida
Fuente: Farmar et al. (1985)

7.2.4.2 *Reacciones de Chapman*

La destrucción de las moléculas de ozono no se da estrictamente en forma natural, como se explicó en el apartado anterior (§ 7.1.1). Con la incorporación de agentes químicos reductores en la atmósfera tales como Cl, Br, NO, OH y O, la fotodisociación del ozono es asistida en forma catalítica por un mecanismo referido como Reacciones de Chapman:

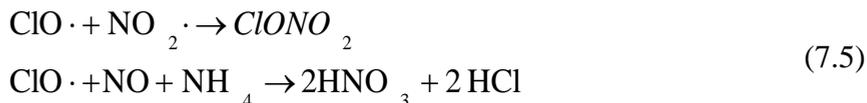


donde X puede ser O, NO, OH, Br o Cl.

7.2.5 Destrucción del ozono e intervención de N_2O , NO , NH_4

La formación de radicales de monóxido de cloro se puede acelerar bajo la influencia de gases que existen en la atmósfera de forma natural: N_2O , NO , NH_4 , y que han aumentado como por resultado de la acción del hombre. Estos gases también juegan un papel importante en el aumento del efecto invernadero. La intervención de esos gases en la producción de radicales de monóxido de cloro se da de la siguiente manera:

Primeramente, los radicales de monóxido de cloro reaccionan con las especies NO_2 , NO , NH_4 , dando lugar a $ClONO_2$ y HCl :



Ni el HCl ni el $ClONO_2$ reaccionan en forma directa con el ozono, pero pueden ser condensados sobre cristales de hielo en las nubes estratosféricas y de esta manera ambos compuestos reaccionan uno con otro para formar cloro molecular (Cl_2):



El cloro molecular es estable y no reacciona con el ozono. Sin embargo se rompe muy fácilmente con la radiación ultravioleta proveniente del Sol, formando radicales libres:



Los radicales libres de monóxido de cloro son los que atacan y destruyen al ozono de acuerdo al mecanismo de Chapman (ec. 7.4).

7.2.7 Destrucción de la Capa de ozono en la Antártida

Las nubes estratosféricas son el medio que propicia todas estas reacciones. Se forman a muy bajas temperaturas y están compuestas de gotas y cristales de hielo de ácido nítrico CO_2 y agua.

En la Antártida, el vórtice —generado por la combinación de los vientos fríos que provienen del Polo con la rotación de la Tierra— es en extremo frío. Concentra durante la noche polar una masa de aire estratosférico a temperaturas suficientemente bajas ($T < -80^{\circ}\text{C}$) para permitir la formación de nubes estratosféricas polares. Tales nubes, como todas las nubes, están conformadas de diminutas gotas o cristales y constituyen infinidad de diminutos medios en fase líquida que favorecen la interacción de las moléculas de ozono con los compuestos de cloro diseminados en la atmósfera. Al inicio de la primavera —fines de septiembre—, a medida que el día polar aparece y con él la radiación ultravioleta, la destrucción de ozono se acelera. A mediados de noviembre, la elevación de temperatura hace que las nubes estratosféricas se desvanezcan y con ellas la destrucción de ozono disminuye.

En el hemisferio norte el vórtice polar no es tan fuerte como en el sur, se rompe a causa de las cadenas montañosas en el noroeste de Canadá y Alaska. Por tanto se puede desintegrar y reformar varias veces durante el curso del invierno inhibiendo la formación de nubes estratosféricas.

El hecho de que las nubes estratosféricas se constituyan de manera periódica en la región del Polo Sur y, ocasionalmente, en la región del Polo Norte explica por qué la destrucción de la capa de ozono es más severa sobre el casquete polar del Sur.

7.2.8 Migración del cloro a la estratósfera

En la naturaleza muchos compuestos que contienen cloro son liberados continuamente a la atmósfera. Pero no todos tienen la posibilidad de alcanzar la estratósfera. La única manera en que el cloro de origen natural puede llegar a la estratósfera es emitido en forma de *HCl* en erupciones volcánicas. Pero para esto es necesario que las erupciones tengan una gran potencia.

Grandes cantidades de cloro en forma de sales (cloruro de sodio) son liberadas a la atmósfera por evaporación de los océanos. Sin embargo, en forma de sal el cloro no alcanza grandes altitudes porque es muy soluble en agua. Este cloruro de sodio es rápidamente asimilado en las nubes por hielo, nieve, gotas de lluvia y no se libera hacia la estratósfera.

De forma similar, el cloro de uso doméstico y el usado en piscinas no tiene posibilidades de alcanzar la estratósfera porque es soluble en agua.

Con excepción del Cloro en forma de HCl de las erupciones volcánicas, que es inyectado directamente en la estratósfera, sólo pueden llegar a la estratósfera los compuestos de cloro no solubles en el agua. Y éstos no pueden ser otros que los CFCs, es decir, compuestos hechos por el hombre. De manera adicional a los CFCs, algunos cohetes liberan en la estratósfera algo de cloro como subproducto de combustión. Éste representa menos del 1% de la concentración de halocarbonos presentes en la estratósfera. Esta fuente de cloro en la estratósfera también es resultado de las actividades del hombre.

De manera inequívoca, el deterioro del ozono estratosférico es responsabilidad exclusiva del hombre.

En la atmósfera los elementos inertes, bien sea más ligeros que el aire como el neón o más pesados que el aire como el argón y el criptón, se encuentran distribuidos de manera uniforme. Esto evidencia que la distribución de los componentes de la atmósfera —siempre y cuando éstos sean inertes— no depende de sus pesos.

La atmósfera no es estática. El viento mezcla los diferentes componentes de la atmósfera a altitudes por arriba de la estratósfera, sin dar tiempo a que las moléculas insolubles como los CFCs puedan acomodarse de acuerdo a su peso.

Mediciones realizadas en globos aerostáticos, aeronaves y satélites muestran que compuestos artificiales mucho más pesados que el aire, como el tetrafluoruro de carbono (CF_4) y el CFC-11 (CCl_3F), se encuentran distribuidos de manera casi uniforme a través de la atmósfera.

El cloro de los CFCs no ataca al ozono mientras esta molécula no se rompa. La estratósfera es la región en donde el nivel de la radiación ultravioleta libera los átomos de cloro de algunos de los CFCs. En esta región se forma el ozono, zona en la cual el cloro ataca al ozono.

7.2.9 Acuerdos globales para la protección de la Capa de ozono

Tras el reconocimiento de la destrucción del ozono estratosférico y la responsabilidad de la humanidad se promovieron a nivel internacional acciones para tratar de revertir la tendencia.

En 1985 se realizó la Convención de Viena, evento en el que veinte naciones acordaron promover medidas para proteger la capa de ozono,

fomentar la investigación y la cooperación general entre los países, así como el intercambio de información. Históricamente fue el primer evento internacional dedicado a atender un problema ambiental a nivel mundial, de él surgió lo que se llamó Convenio para la Protección de la Capa de Ozono.

Tras la Convención de Viena las Naciones Unidas promovieron la realización del Protocolo de Montreal que se celebró el 16 de septiembre de 1987. El objetivo fue firmar un convenio internacional en el que se proscribió la producción y uso de los CFCs y compuestos que deterioran la capa de ozono.

El Protocolo de Montreal entró en vigor el 1 de enero de 1989. Para entonces 29 países y la CEE (Comunidad Económica Europea) lo habían suscrito. Éstos representaban aproximadamente el 82% del consumo mundial de CFCs y compuestos que destruyen el ozono.

En 1992 la enmienda de Copenhague llamó a prohibir la producción de los CFCs y a promover el desarrollo de materiales sustitutos; prohibición programada para iniciar en 1996.

Posteriormente, la resolución de diciembre de 1994 en el seno de la Asamblea General de las Naciones Unidas estableció y se instituyó los días 16 de septiembre —fecha en que se celebró el Protocolo de Montreal— como *el Día Internacional de la Preservación de la Capa de Ozono*.

En la **Figura 7.3** se presentan las tendencias de la acumulación hemisférica de los CFCs en la atmósfera. En los años 60 las concentraciones de CFC-12 en la estratósfera eran menores a 100 partes por trillón en volumen (ppt). Entre 1975 y 1987 las concentraciones de freón crecieron de manera impresionante, pasando de cerca de las 200 ppt hasta alrededor de 400 ppt. La cantidad de cloro en la estratósfera se incrementó por un factor de 2 a 3. En los años 90 la mayoría de los CFCs, con excepción del freón, alcanzaron la concentración máxima en la atmósfera. El freón logró el máximo prácticamente en el año 2000. A partir de entonces comenzó a disminuir la concentración de todos los CFCs, pero es evidente que su concentración en la atmósfera sigue siendo importante.

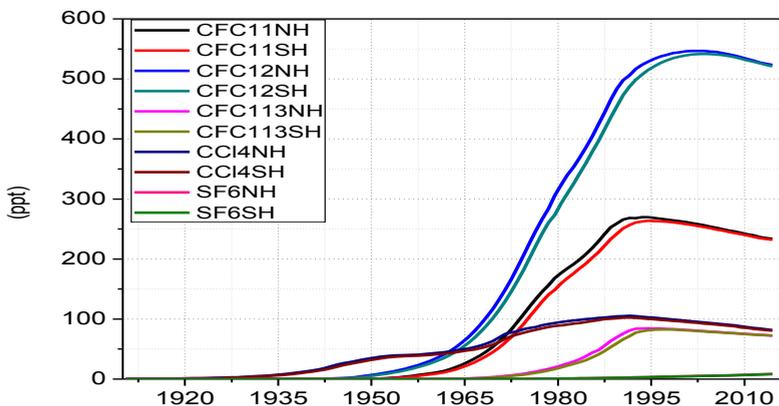


FIGURA 7.3 Acumulación hemisférica de CFCs
Fuente: NOAA/PMEL, en *John.L.Bullister@noaa.gov*

7.3 Tendencias en el comportamiento de la columna total de ozono

Los niveles de ozono en la atmósfera han sido monitoreados por estaciones terrestres en múltiples puntos de la superficie de la Tierra desde los años 50 y por satélite desde fines de los años 70.

Total Ozone Mapping Stratospheric (TOMS) fue un programa de la NASA dedicado a monitorear la columna total de ozono usando mediciones satelitales. Constituye la base de datos más grande, más completa y más detallada de registros diarios de la columna total de ozono sobre toda la Tierra, puede dar cuenta del comportamiento de la columna total de ozono durante 26 años. TOMS fue relevado por OMI (Ozone Monitoring Instrument) en julio de 2004.

El principio de mediciones de la columna total de ozono mediante satélite es tal que, a medida que el satélite da vueltas alrededor de la Tierra, los instrumentos de medición a bordo del satélite realizan un mapeo global de la columna total de ozono.

Los instrumentos de medición —en su inicio TOMS y en la actualidad OMI— tienen un espectroradiómetro, el cual registraba seis frecuencias

individuales de luz UV reflejada por la superficie de la Tierra: 313 nm, 318 nm, 331 nm, 340 nm, 360 nm y 380 nm, cada una con una resolución de 1nm. La exactitud de los instrumentos está estimada en $\pm 5\%$. La columna total de ozono se determina por la comparación de la radiación incidente del Sol con la radiación reflejada y registrada por los instrumentos de medición en las longitudes de onda anteriores.

Los archivos del TOMS contienen una imagen global por día de los niveles de la columna total de ozono en la Tierra y el archivo de datos correspondientes (**Figura 7.4**). La imagen es coloreada en función de los niveles de la columna total de ozono. Cada imagen es la compilación de cerca de 50000 mediciones individuales contenidas en los archivos de datos.

A lo largo de sus 26 años de historia, TOMS necesitó la puesta en órbita de cuatro satélites: Nimbus-7, que recabó mediciones entre el 1 de noviembre de 1978 y el 6 de mayo de 1993; Meteor-3, que cubrió desde el 22 de agosto de 1991 al 25 de noviembre de 1994; hubo una interrupción de 18 meses tras la falla de Meteor-3; luego se puso en órbita el satélite ADEOS que hizo mediciones desde el 17 de agosto de 1996 hasta el 29 de junio de 1997, pero los datos no pudieron ser validados. Antes de la falla de ADEOS se envió un nuevo satélite, Earth Probe, el 2 de julio de 1996 para remplazar ADEOS. Earth Probe permaneció desde julio de 1996 hasta el 14 de diciembre de 2005.

El 14 de julio de 2004, antes de la falla de Earth Probe, se puso en órbita el satélite AURA y durante 17 meses realizó las mediciones en forma paralela a Earth Probe. AURA es parte de *Earth Science Projects Division*, un programa dedicado a monitorear la complejas interacciones que afectan la Tierra y está dotado de un sistema de monitoreo de ozono llamado OMI, sistema que suplió al TOMS, funcional en la actualidad.

TOMS tenía una cobertura casi global de la Tierra. Desde NIMBUS-7 hasta Earth Probe las mediciones captaban una superficie de la Tierra de 1° de latitud por 1.25° de longitud. El principio de las mediciones tiene como base el registro de espectro de absorción en la atmósfera de la radiación solar reflejada por la superficie de la Tierra. Por tal razón no se cubren las regiones polares durante noches polares; cosa que implica la ausencia hasta de 29° de latitud en la vecindad de los polos en las noches polares. Igualmente, por falta de visibilidad, cerca de los equinoccios se presenta la ausencia máxima de 6°

de latitud vecinos a los polos; en esta época los rayos de Sol pasan en forma rasantes sobre los polos.

Como puede verse en la **Figura 7.4**, las imágenes del TOMS presentan zonas en blanco correspondientes a los casquetes polares. Además, las imágenes muestran franjas oblicuas en blanco proporcionales a las zonas en las que el ángulo de visión de los instrumentos del TOMS no tuvo acceso.

Aun así, cuando hay menos cobertura (21 de marzo y 22 de septiembre) cada archivo del día contiene 48600 mediciones y el 22 de diciembre y 21 de junio se registran 43200 valores.

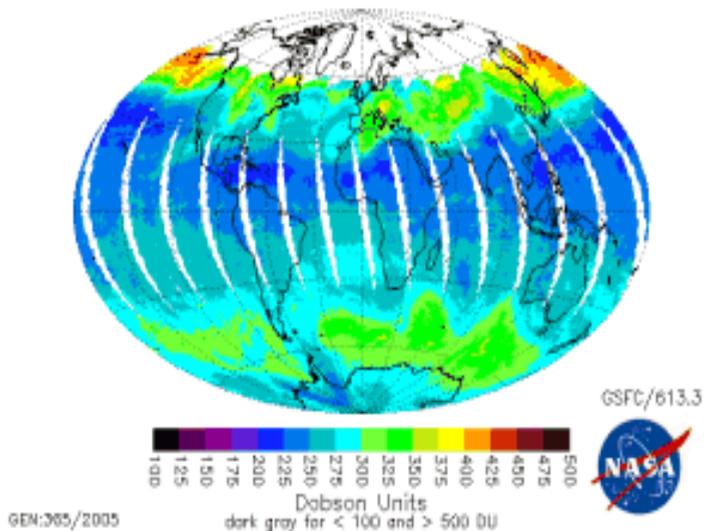
La estructura de los archivos mejoró en la reciente etapa OMI. Los archivos comenzaron a publicarse en dos tipos de archivos de datos. Uno en el cual los pasos longitudinales se redujeron a 1.00° mientras que los latitudinales permanecieron iguales en 1.00° y otra en el que las imágenes tienen 0.25° de longitud por 0.25° de latitud.

Los archivos de datos con imágenes de $1.00^\circ \times 1.00^\circ$ contienen 360 mediciones que van de 179.5°O a 179.5°E , en lugar de las 288 mediciones latitudinales que se tenían en los archivos del TOMS desde Nimbus-7 hasta Earth Probe.

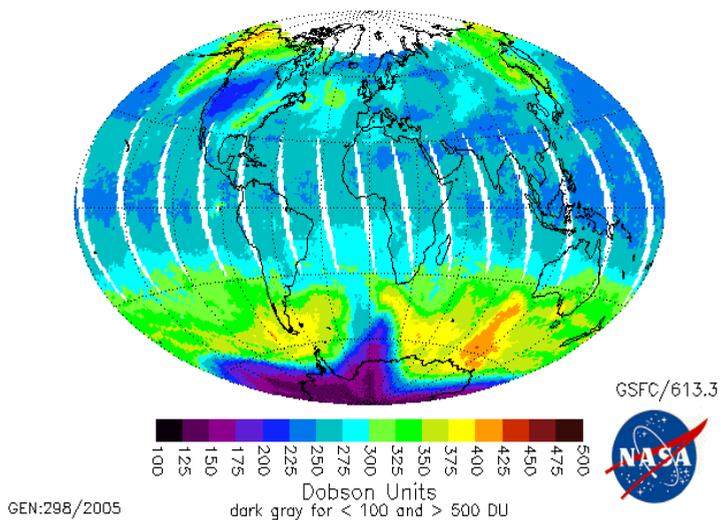
7.3.1 Comportamiento de la columna total de ozono en función de la latitud

Como puede verse en la **Figura 7.4**, aunque de forma irregular, los niveles de la columna total de ozono tienen un cierto comportamiento en función de la latitud. Los niveles más bajos se encuentran entre el Ecuador y los trópicos, los más altos en las latitudes medias y altas. Sin embargo, las imágenes diarias del TOMS, aun con ayuda de la escala de colores, son propiamente de carácter cualitativo, por tanto no son muy rentables para analizar tendencias a lo largo de tiempo.

EP/TOMS Total Ozone Dec 30, 2005



EP/TOMS Total Ozone Oct 24, 2005



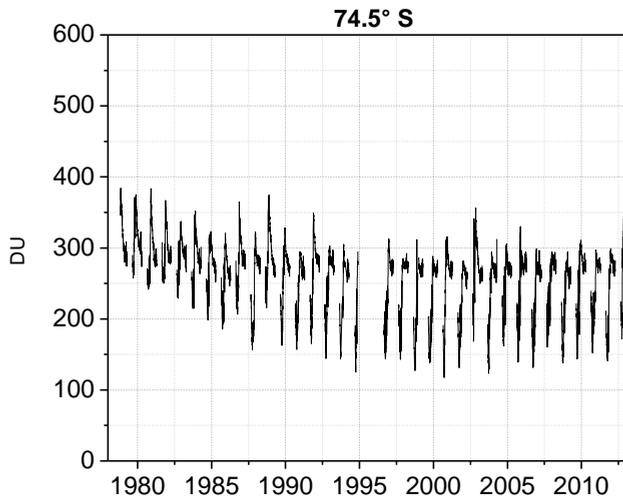
**FIGURA 7.4. Imágenes de los niveles de la columna total de ozono
Publicadas por el TOMS**

Para analizar tanto el comportamiento de la columna de ozono a diferentes latitudes —periodicidad y cambios estacionales— como el efecto de episodios, por ejemplo erupciones volcánicas, es necesario recurrir a los archivos de datos.

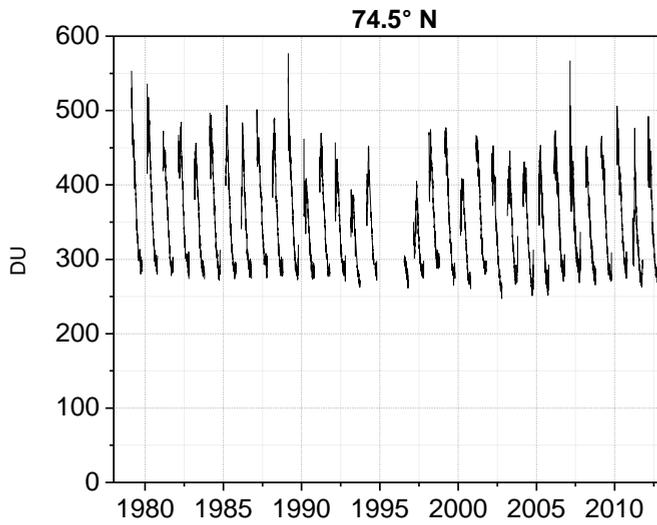
En la **Figura 7.5** se presenta en forma gráfica el comportamiento promedio de la columna total de ozono para ciertas latitudes durante todo el periodo de campaña del TOMS. Con el fin de exhibir las diferencias entre el Hemisferio Norte y el Hemisferio Sur se han puesto en forma adjunta latitudes similares de ambos hemisferios.

Puede observarse que de manera sistémica los niveles de la columna de ozono son más altos en el Hemisferio Norte y en éste son más altos a latitudes medias y altas. Los niveles sólo son similares en ambos hemisferios entre el Ecuador y los trópicos (23.5°N y 23.5°S). Y, contrariamente a lo que pudiera esperarse, los valores más bajos de todo el planeta corresponden al Ecuador.

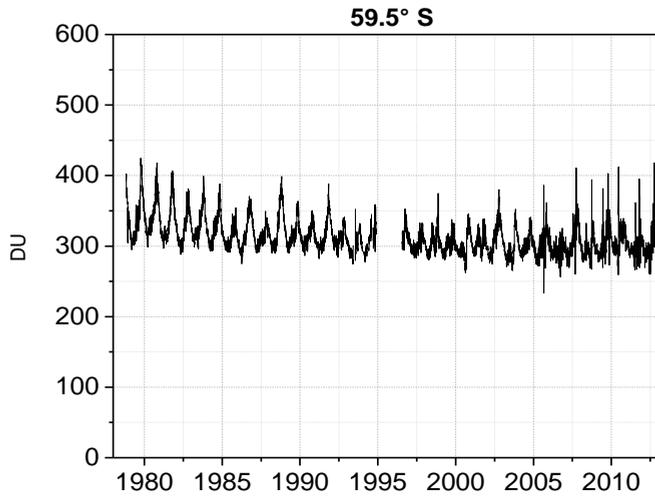
En el Hemisferio Norte los valores más altos en la columna de ozono se observan en la vecindad al Polo Norte. Puede considerarse que de manera general los valores en la columna total de ozono incrementan con la latitud. No ocurre lo mismo en el Hemisferio Sur. Desde 1980 los valores más altos se observan entre 59.5°S y 45.5°S . En la interpretación esto se debe al severo agotamiento ocurrido en la Antártida. Es de suponerse que antes de que ocurriera el deterioro de la capa de ozono los niveles eran similares a los del Hemisferio Norte; es decir, los niveles aumentaban con la latitud, pero no ocurre así



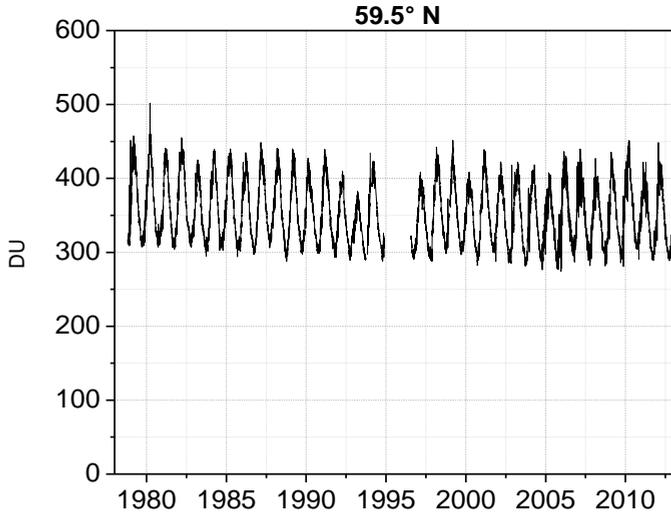
Gráfica 1



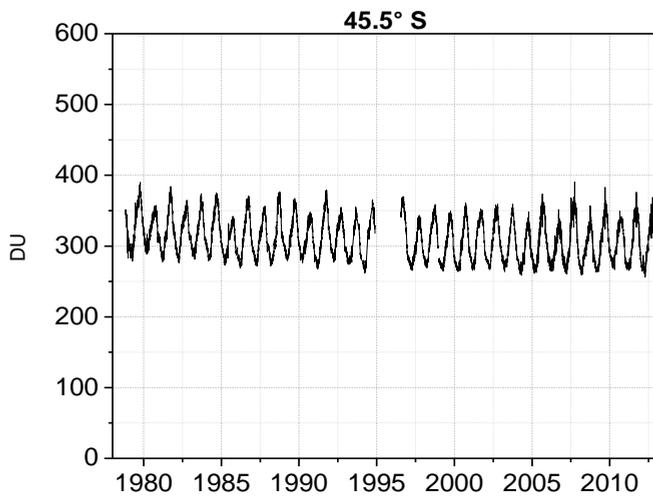
Gráfica 2



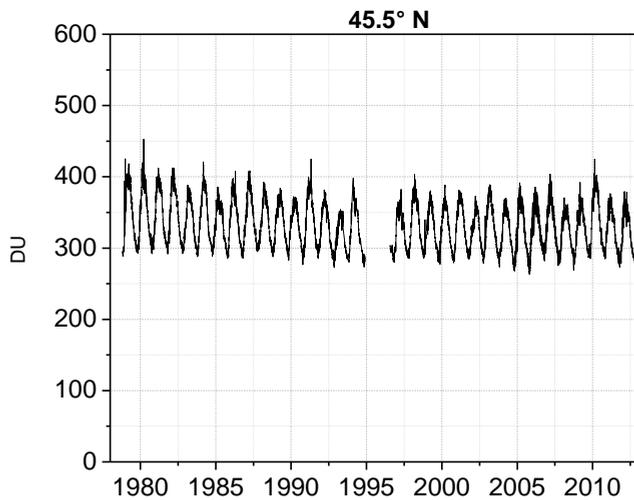
Gráfica 3



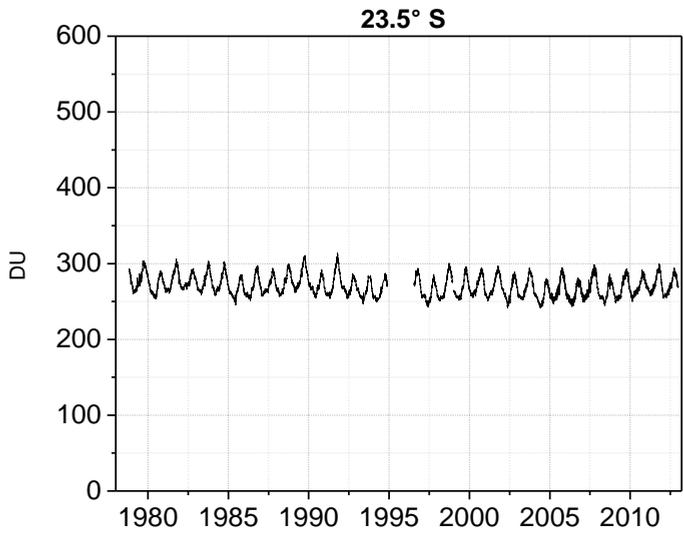
Gráfica 4



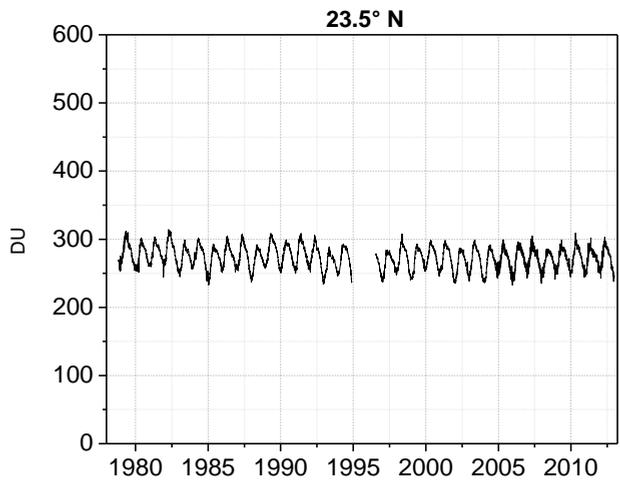
Gráfica 5



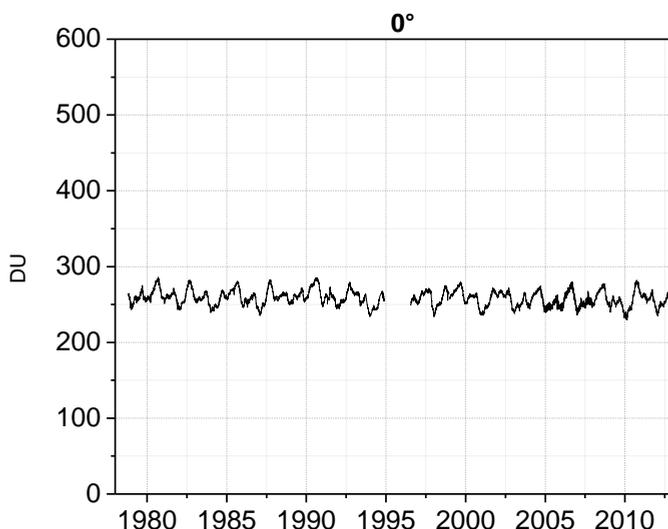
Gráfica 6



Gráfica 7



Gráfica 8



Gráfica 9

FIGURA 7.5 Columna total de ozono promedio a diferentes latitudes de acuerdo a los archivos del TOMS (1978-2012): (1) 74.5°S, (2) 74.5°N, (3) 59.5°S, (4) 59.5°N, (5) 44.5°S, (6) 44.5°N, (7) 23.5°S, (8) 23.5°N, (9) Ecuador ±0.5°S.

Puede interpretarse que el deterioro del ozono sobre la Antártida se ha estado propagado por el Hemisferio Sur y sobre todo que tiene un carácter irreversible.

Curiosamente los niveles y las variaciones interanuales más altas se tienen en regiones donde la radiación solar pasa por la atmósfera en forma oblicua y no perpendicular como en los Trópicos y el Ecuador.

En las regiones polares, mientras que en la Antártida los valores promedios diarios varían entre 100 y 300 DU (Gráfica 1), en el Ártico oscilan entre 250 y 500 DU (Gráfica 2).

A 59.5°S los valores cambian entre 300 y 350 DU (Gráfica 3), mientras que a 59.5°N los valores mudan entre 300 y 450 DU (Gráfica 4).

A 44.5°S los valores permutan entre 270 y 370 DU (Gráfica 5), y a 44.5°N los valores fluctúan entre 280 y 400 DU (Gráfica 6).

En el Trópico de Capricornio (23.5°S) los niveles vacilan entre 250 y 300 DU (Gráfica 7), y en el Trópico de Cáncer (23.5°N) los niveles se mueven entre 250 y 320 DU (Gráfica 8).

En el Ecuador los niveles varían entre 240 y 260 DU (Gráfica 9).

7.4 Deterioro de la columna total de ozono

En la **Figura 7.5** se observa una disminución evidente en los niveles de la columna total de ozono en ambos hemisferios. Sin embargo la tendencia en el transcurso del tiempo no ha sido la misma pudiendo apreciarse o distinguirse dos propensiones con diferencias significativas entre 1978 y 2012. La primera correspondiente a una disminución severa puede ubicarse entre 1978 y 1994. La segunda, a una disminución moderada o una disposición a la estabilización, se puede ubicar de 1994 hasta fines de 2011.

En la **Tabla 7.1** se presentan datos característicos de la etapa de agotamiento más severo de la capa de ozono (1978-1994) a diferentes latitudes.

El reporte *Scientific Assessment of Ozone Depletion* de la WMO (2002) reconoce una disminución de 4% por década, puede verse en la **Tabla 7.1** que esta disminución puede ser característica tan sólo del Hemisferio Norte, con excepción del Trópico de Cáncer y el Ecuador, donde las disminuciones son de 1.5 y 0.5% respectivamente. Sin embargo, en el caso del Hemisferio Sur, la disminución de 4% sólo sucede para latitudes menores a 59.5°S . A 74.5°S la disminución por década es de 13.3%, mientras que a 89.5°S es de 15.9%.

En la **Tabla 7.2** se presenta el cambio en la columna total de ozono para el periodo comprendido entre 1997 y 2011. Se observa una disminución pequeña en la mayoría de las latitudes estudiadas con excepción de 74.5°S . Ciertamente la disminución es tan pequeña que puede no ser significativa. Sin embargo, en los hechos no se observa una recuperación; cuando mucho, el cambio en la columna de ozono puede traducirse en una estabilización, pero no hay indicios de una recuperación. La disminución más importante se observa en ambos polos (a 89.5°N y S).

Una tendencia aparentemente contradictoria aparece en ambas regiones polares. Mientras que a 89.5°N hay una disminución por década de 7.8 DU (-

2.3%), en contraste, a 74.5°N hay un aumento de 6.5 DU (1.9%). De forma similar, a 89.5° se da una disminución de 7.1 DU (-3%), y a 74.5°S se registra un aumento de 5.1 DU (2.2%). En virtud de que esto tiene lugar en la región de los vórtices polares puede interpretarse como un efecto compensatorio, dado que la disminución en el polo es casi del mismo orden que el aumento vecino (74.5°). Pero, independientemente de la interpretación, lo interesante es que esta tendencia ocurre en ambos polos, lo que indica que la dinámica de los vórtices sigue mecanismos específicos.

TABLA 7.1 Disminución de la columna total de ozono entre 1978 y 1994

Latitud	Neta (DU)	Neta (%)	Anual (DU)	Anual (%)	Por década (DU)	Por década (%)
89.5° N	25.8	7.2	1.6	0.5	16.2	4.5
74.5° N	18.7	5.0	1.2	0.3	11.7	3.2
59.5° N	24.9	6.8	1.6	0.4	15.6	4.2
44.5° N	23.5	6.7	1.5	0.4	14.7	4.2
23.5° N	6.6	2.4	0.4	0.2	4.1	1.5
0.5° N	2.0	0.8	0.1	0.1	1.2	0.5
0.5° S	2.1	0.8	0.1	0.1	1.3	0.5
23.5° S	6.9	2.5	0.4	0.2	4.3	1.6
44.5° S	14.9	4.6	0.9	0.3	9.3	2.9
59.5° S	35.3	10.4	2.2	0.7	22.0	6.5
74.5° S	65.3	21.3	4.1	1.3	40.8	13.3
89.5° S	75.7	25.4	4.7	1.6	47.3	15.9

La **Tabla 7.2** evidencia una disminución paulatina en el nivel de la columna total de ozono en el Ecuador. Esta disminución es más importante en este segundo periodo que en el periodo en que se acentuó la disminución de la capa de ozono en la Antártida. Durante el periodo de agotamiento (1987-1994), la concentración en el Ecuador fue tan sólo de 1.2 DU (0.5%) para 0.5°N y de 1.3 DU (0.5%) para 0.5°S por década. En contraste, durante el periodo llamado de estabilización (1997-2011) la disminución es de 3.7 DU (1.4%) para 0.5°N y de 3.5 DU (1.4%) para 0.5°S. Esto significa que la disminución se multiplicó por un factor de 2.7. Aunque la disminución parece no ser importante, en los hechos lo es, porque el Ecuador representa una región muy extensa del planeta.

TABLA 7.2 Cambio en la columna total de ozono entre 1997 y 2012

Latitud	Cambio neto (DU)	Cambio neto (%)	Cambio Anual (DU)	Cambio Anual (%)	Cambio por Década (DU)	Cambio por Década (%)
89.5° N	-12.5	-3.7	-0.8	-0.2	-7.8	-2.3
74.5° N	10.3	3.1	0.7	0.2	6.5	1.9
59.5° N	3.7	1.1	0.2	0.1	2.3	0.7
44.5° N	3.6	1.1	0.2	0.1	2.2	0.7
23.5° N	1.6	0.6	0.1	0.0	1.0	0.4
0.5° N	-5.9	-2.3	-0.4	-0.1	-3.7	-1.4
0.5° S	-5.7	-2.2	-0.4	-0.1	-3.5	-1.4
23.5° S	-1.6	-0.6	-0.1	0.0	-1.0	-0.4
44.5° S	-3.9	-1.3	-0.2	-0.1	-2.4	-0.8
59.5° S	-1.4	-0.5	-0.1	0.0	-0.9	-0.3
74.5° S	8.5	3.5	0.5	0.2	5.3	2.2
89.5° S	-11.4	-4.8	-0.7	-0.3	-7.1	-3.0

7.5 Otras fuentes de inyección de cloro a la Estratósfera

7.5.1 Erupciones volcánicas

Las erupciones volcánicas son la fuente más importante de origen natural de liberación de aerosoles a la atmósfera y de inyección de cloro a la estratósfera, por lo tanto la causa natural más importante de destrucción de la capa de ozono.

En el caso de las erupciones volcánicas se ha desarrollado una escala de potencia para las mismas similar a la escala de Richter, llamada *Índice de Explosividad Volcánica* (VIE) por sus siglas en inglés, The Volcanic Explosivity Index, de tal forma que una potencia de dos es diez veces más potente que una potencia de uno.

Entre las erupciones más violentas, la del volcán Katmai Novarupta en Alaska en junio de 1912 fue la más grande de todo el siglo XX. En esa época la Vulcanología estaba naciendo y no había medios para dar seguimiento a los acontecimientos. Se considera que emitió materia volcánica del orden de 21 kilómetros cúbicos.

Entre las erupciones más importantes desde mediados del siglo XX, la de Mt. St. Helen's en Estados Unidos en 1980 tuvo una intensidad de 5, se considera que emitió tan sólo la treintava parte de la materia volcánica emitida por el volcán Novarupta. La erupción del Chichonal en México del 28 de marzo a abril de 1982 tuvo también una intensidad de 5, mientras que la de Pinatubo en Filipinas, en erupción entre abril y junio de 1991, tuvo una intensidad de entre 5 y 6.

En la **Tabla 7.4** se presenta la intensidad y las cantidades estimadas de aerosoles y de HCl expulsadas a la atmósfera. Mount St. Helens liberó aerosoles del orden de 55 millones de toneladas; El Chichonal, 12 millones de toneladas, y el Pinatubo, 30 millones de toneladas. Las cantidades son en sí enormes, sin embargo hay que considerar que las erupciones liberan además del orden de mil veces la cantidad de vapor de agua. Así que el 99% del HCl que se arroja se convierte en lluvia ácida. Cada año las erupciones volcánicas son responsables de la liberación a la atmósfera de 0.3 millones de toneladas de HCl.

Tabla 7.4 Intensidad, aerosoles y HCl liberados a la atmósfera por las tres últimas erupciones del siglo XX

<i>Volcán</i>	<i>País</i>	<i>Erupción</i>	<i>VIE*</i>	<i>Aerosoles (Mt)</i>	<i>HCl (t)</i>
Novarupta		Junio 1912	6		
St. Helen	USA	1980	5	55	5.5
Chichonal	México	28 de marzo – abril de 1982	4+	12	120
Pinatubo	Filipinas	abril y junio de 1991	6	30	310
Eyjafjöll	Finlandia	marzo-abril 2010			
Puyehue	Chile	5 junio 2011			

Fuente: http://www.allcountries.org/ranks/volcano_explocivity_index_ranks.html

7.5.2 Misiones espaciales

Una estimación de la NASA de 1991 mostraba que cada lanzamiento con destino al espacio producía una liberación de Cl del orden de 75 toneladas a la atmósfera por el tipo de combustible utilizado. Esta cantidad es del orden de la cuarta parte de la emitida por el Volcán Pinatubo. De ser cierta, dada la frecuencia de lanzamientos, las cuales evidentemente son superiores a

erupciones de una intensidad 4, las misiones espaciales constituyen la principal fuente de Cl, después de la emisión de los CFCs.

REFERENCIAS

- 2000 ASTM, Standard Extraterrestrial Spectrum Reference E-490-00 (2015), en: <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am0/ASTM2000.html>
- Angström, A. (1930), On the Atmospheric Transmission of Sun Radiation and on the Dust in Air, *Geografis. Annal*, 2 & 3, 130-159.
- Beiser, A. (1977), *Física moderna*, Mc. Graw-Hill.
- Bojkov, R. D. et al. (1993), Record Low Total Ozone during Northern Winters of 1992 and 1993, *Geophysical Research Letters*, 20 (13), Washington, D. C., American Geophysical Union, 1351-1354.
- BP Statistical Review of World Energy* (2014, 2019).
- Brasseur, G., *Physique et chimie de l'atmosphère moyenne*, Paris, MASSON, 1982.
- Bullister, J. (2014), Atmospheric CFC-11, CFC-12, CFC-113, CCl₄ and SF₆. Histories (1910-2014), en: http://cdiac.ornl.gov/oceans/new_atmCFC.html, updated January 7 2019.
- Burnham, R., Dyer, A., Garfinkle, R. A., George, M., Kanipe, J., Levy, D. H. (1998), The Nature Company Guides. Advanced Skywatching, *Weldon Owen Pty Limited*, Singapur.
- Chalon, J. P., (2002), *Combien pèse un nuage? Ou pourquoi les nuages ne tombent pas*, Paris, EDP Sciences.
- Clayton, R.K, (1973), *Luz y Materia Viviente*, Vol. I: La Parte Física, Ed. Reverté S.A.
- De la Casinière, A. (2003), *Le rayonnement solaire dans l'environnement terrestre*, Saint Denis, Ile de France, Publibook.
- Farman, J. C., Gardiner, B. G. and Shanklin, J. D. (1985), Large Losses of Total Ozone in Antarctica Reveal Seasonal ClO_x/NO_x Interaction, *Nature*, 315, London/New York, Nature Research, 207-210.
- Glaston, S., (1976), *Tratado de Química-Física*, Madrid, Ed. Aguilar.

- Grenier, J. C., de la Casinière A. and T. Cabot (1994), A Spectral Model of Linke's Turbidity Factor and its Spectral Implications, *Solar Energy*, 52 (4), Freiburg im Breisgau, International Solar Energy Society, 303-313.
- Grenier, J. C., de la Casinière A. and Cabot, T. (1995), Atmospheric Turbidity Analyzed by Means of Standardized Linke's Turbidity Factor, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 34, Boston, American Meteorological Society, 1449-1458.
- Hanna, M. A. (1985), *Mecánica cuántica para químicos*, México, Fondo Educativo Interamericano.
- Harris, Neil R. P. and Sanhueza, Eugenio (1995), Observed Changes in Ozone and Source Gases, *Scientific Assessment of Ozone Depletion: 1994*, Rep. 37, Montreal, World Meteorological Organization (WMO).
- Hildreth, W. and Fierstein, J. (2012), The Novarupta-Katmai Eruption of 1912-Largest Eruption of the Twentieth Century: Centennial Perspectives, USGS, en: <http://pubs.usgs.gov/pp/1791/>
- Holman, J. P. (1986), *Transferencia de calor*, México, CECSA.
- Iqbal, M. (1983), *An Introduction to Solar Radiation*, Toronto, Academic Press.
- Jackman, C. H. et al. (1996), Past, Present, and Future Modelled Ozone Trends with Comparisons to Observed Trends, *Journal of Geophysical Research*, 101 (28), Washington, D. C., American Geophysical Union, 753-767.
- Johnson, Ch. W. (2008), The Solar Constant of the Planets and The Earth/MatriX Temperature Scale, Earth/matiX, Science in Ancient Artwork and Science Today, en (2015): http://earthmatrix.com/sciencetoday/solar_constants_%20planets.html
- Kasten, F. and Young, A. T. (1989), Revised Optical Air Mass Tables and Approximation Formula, *Applied Optics*, 28 (22), Washington, D. C., Optical Society of America, 4735-4738.

- Kasten, F. (1965), A New Table and Approximation Formula for the Relative Optical Airmass, *Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie*, Ser. B14, 206-223.
- Keller-Rudek, Hannelore et al. (2016), The MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest, en: www.uv-vis-spectral-atlas-mainz.org
- Khalil, M. A. IC, Rasmussen, R. A. & Moraes, F. (1993), Atmospheric Methane at Cape Meares: Analysis of a High-Resolution Data Base and its Environmental Implications, *Journal of Geophysical Research*, 98, D8, 14, Washington, D. C., American Geophysical Union, 753-770.
- Kneizys, F. X. et al. (1988), Users Guide to LOWTRAN 7. Tech. Rep. AFGL-TR-88-0177, Air Force Geophysics Lab. Hanscom AFB, MA.
- Kondrat'ev K. Ya. (1973), *Radiation Characteristics of the Atmosphere and the Earth's Surface*, Delhi, Amerind Publishing Co.
- Leckner, B. (1978), The Spectral Distribution of Solar Radiation at the Earth's Surface- elements of a Model, *Solar Energy*, 20, Freiburg im Breisgau, International Solar Energy Society, 143-150.
- Linke, F., Boda, K. (1922), Vorschläge zur Berechnung des Trübungsgrades der Atmosphäre aus den Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung, *Meteorologische Zeitschrift*, 39, 161-166.
- Lutgens F. K. and Tarbuck, E. J. (1998), *The Atmosphere*, United States, Seventh Edition, Prentice-Hall.
- Mie, G. (1908), Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Annalen der Physik*, 25, Weinheim, Wiley-WCH, 337-445.
- Miller, A. J. et al. (1995), Comparisons of Observed Ozone Trends in the Stratosphere through Examinations of Umkehr and Balloon Ozone Data, *Journal of Geophysical Research*, 100 (11), Washington, D. C., American Geophysical Union, 209-217.
- Minzer, R. A., Champion, K. S. W. and Pond, H. L. (1959), *The ARDC Model Atmosphere*, Air Force Surveys in Geophysics 115 AFCRL.

- Molina, M. J. and Rowland, F. S. (1974), Stratospheric Sink for Chlorofluoromethanes: Chlorine Atom-catalyzed Destruction of Ozone, *Nature*, 249, London/New York, Nature Research, 810–812, doi:10.1038/249810a0.
- Page, J. K. (1985), *Prediction of Solar Radiation on Inclined Surfaces*, Series F Solar Radiation Data, 3, Dordrecht, D. Reidel Publishing Company, 459 pp.
- Penndorf, R. (1957), Tables of the Refractive Index for Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20.0 Microns and their Application to Atmospheric Optics, *Journal of the Optical Society of America*, 47, Washington, D. C., Optical Society of America, 176-182.
- Salby, M. L. (1996), *Atmospheric Physics*, Washington, D. C., National Academies Press.
- Sears, W., Zemansky, M. W., Young, H. D., Freedman, R. A. (1999), *Física universitaria*, Madrid, Pearson Education.
- TOMS Data (2014), en: http://toms.gsfc.nasa.gov/ozone/today_v8.html
- Wayne, R. P. (1991), *Chemistry of Atmospheres*, Oxford, Oxford University Press.
- WMO (1990), *Scientific assessment of stratospheric ozone: 1989*, Rep. 20, Montreal, World Meteorological Organization.
- WMO/UNEP (2003), Global Ozone Research and Monitoring Project, *Scientific Assessment of Ozone Depletion: 2002*, Rep. 47, Montreal, World Meteorological Organization.
- WMO/UNEP (2007), *Assessment of Stratospheric Ozone Depletion: 2006*, Montreal, World Meteorological Organization.
- Young, T. (1994), Air Mass and Refraction, *Applied Optics*, 33 (6), Washington, D. C., Optical Society of America, 1108-1109.

ANEXOS

ANEXO I

TABLA II.1 Espectro Solar fuera de la atmósfera (WRC)

λ (μm)	$I_{o\lambda}$ ($\text{W}/\text{m}^2\mu\text{m}$)						
0.290	535.00	0.490	1920.00	0.770	1187.50	1.850	149.01
0.295	560.00	0.495	1965.00	0.780	1195.00	1.900	136.01
0.300	527.50	0.500	1862.52	0.790	1142.50	1.950	126.00
0.305	557.50	0.505	1943.75	0.800	1144.70	2.000	118.50
0.310	602.51	0.510	1952.50	0.810	1113.00	2.100	93.00
0.315	705.00	0.515	1835.01	0.820	1070.00	2.200	74.75
0.320	747.50	0.520	1802.49	0.830	1041.00	2.300	63.25
0.325	782.50	0.525	1894.99	0.840	1019.99	2.400	56.50
0.330	997.50	0.530	1947.49	0.850	994.00	2.500	48.25
0.335	906.25	0.535	1926.24	0.860	1002.00	2.600	42.00
0.340	960.00	0.540	1857.50	0.870	972.00	2.700	36.50
0.345	877.50	0.545	1895.01	0.880	966.00	2.800	32.00
0.350	955.00	0.550	1902.50	0.890	945.00	2.900	28.00
0.355	1044.99	0.555	1885.00	0.900	913.00	3.000	24.75
0.360	940.00	0.560	1840.02	0.910	876.00	3.100	21.75
0.365	1125.01	0.565	1850.00	0.920	841.00	3.200	19.75
0.370	1165.00	0.570	1817.50	0.930	830.00	3.300	17.25
0.375	1081.25	0.575	1848.76	0.940	801.00	3.400	15.75
0.380	1210.0	0.580	1840.00	0.950	778.00	3.500	14.00
0.385	931.25	0.585	1817.50	0.960	771.00	3.600	12.75
0.390	1200.00	0.590	1742.49	0.970	764.00	3.700	11.50
0.395	1033.74	0.595	1785.00	0.980	769.00	3.800	10.50
0.400	1702.49	0.600	1720.00	0.990	762.00	3.900	9.50
0.405	1643.75	0.605	1751.25	1.000	743.99	4.000	8.50
0.410	1710.00	0.610	1715.00	1.050	665.98	4.100	7.750
0.415	1747.50	0.620	1715.00	1.100	606.04	4.200	7.00
0.420	1747.50	0.630	1637.50	1.150	551.04	4.300	6.50
0.425	1692.51	0.640	1622.50	1.200	497.99	4.400	6.00
0.430	1492.50	0.650	1597.50	1.250	469.99	4.500	5.50
0.435	1761.25	0.660	1555.00	1.300	436.99	4.600	5.00
0.440	1755.02	0.670	1505.00	1.350	389.03	4.700	4.50
0.445	1922.49	0.680	1472.50	1.400	354.03	4.800	4.00
0.450	2099.99	0.690	1415.02	1.450	318.99	4.900	3.75

0.455	2017.51	0.700	1427.50	1.500	269.99	5.000	3.47
0.460	2032.49	0.710	1402.50	1.550	273.99	6.000	1.75
0.465	2000.00	0.720	1355.00	1.600	247.02	7.000	0.95
0.470	1979.99	0.730	1355.00	1.650	234.02	8.000	0.55
0.475	2016.25	0.740	1300.00	1.700	215.00	9.000	0.35
0.480	2055.0	0.750	1272.52	1.750	187.00	10.000	0.20
0.485	1901.26	0.760	1222.50	1.800	170.00	25.000	0.12

ANEXO II

II.1 Características térmicas de los planetas del Sistema solar

Mercurio (Figura A1) tiene una temperatura promedio elevada del orden de 440 K (167°C). Sin embargo, a pesar de ser el planeta más cercano al Sol no posee la temperatura más alta en el Sistema solar. De día la temperatura llega a ser del orden de 620 K (343°C) mientras que en la noche desciende hasta alrededor de 100 K (-173°C). La diferencia tan grande entre las temperaturas del día y de la noche y la apariencia de la superficie — severamente marcada por el impacto de meteoritos— indica que la atmósfera es muy tenue y de muy baja densidad.

Venus (Figura A2) ha sido denominado *el infierno del Sistema solar*. Su temperatura en la superficie es del orden de 753 K (480°C); suficiente para fundir el plomo, casi tres veces mayor que la temperatura de Mercurio. Las altas temperaturas se deben de manera fundamental al efecto invernadero de la atmósfera, compuesta en un 97% por CO₂.

El CO₂ es uno de los gases más asociados con la producción del efecto invernadero. Aunque su potencial en realidad es moderado, en grandes cantidades su efecto es tan grande que justo puede ser determinante, como en el caso de Venus. El CO₂ tiene la propiedad de dejar entrar la radiación visible y UV proveniente del Sol, pero no permite la difusión de la radiación infrarroja (calor); actúa como un aislante térmico.

La **Tierra (Figura A3)** tiene una temperatura promedio de 288 K (15°C). La atmósfera, de casi 10000 km de espesor, contiene 5.15x10¹⁵ toneladas de gases cuyo papel fundamental es regular la temperatura y el clima, evitando que la diferencia de la temperatura ambiente entre el día y la noche sea abismalmente diferente. La Luna, expuesta a un flujo de radiación solar semejante al que recibe la Tierra, no tiene atmósfera, por tanto las temperaturas promedio en la superficie varían desde -153°C en la noche lunar hasta los 107°C en el día lunar. La temperatura máxima en la superficie es 123°C y la mínima -233°C; aunque en el fondo de los cráteres del Polo Sur, donde nunca da la luz del Sol, la temperatura es del orden de -240°C.

La temperatura de la Tierra es tal que el agua existe en sus tres estados. En forma *líquida* el agua es fundamental para los seres vivos, en forma de

vapor es esencial para propiciar las lluvias que abastecen de agua la corteza terrestre y en forma *sólida* —glaciar— comprende una gran reserva de agua que entre otras cosas amortigua las fluctuaciones de temperatura durante los cambios estacionales.

Marte (Figura A4) tiene una temperatura promedio de 218 K (-55°C). En el Ecuador la temperatura máxima puede exceder los 283 K (10°C) pero por las noches puede disminuir a 223 K (-50°C). En el invierno en los polos la temperatura puede descender hasta -130°C. Su atmósfera está compuesta en un 95% por CO₂ con una cierta proporción de nitrógeno, argón y cantidades muy pequeñas de agua. Sin embargo, la densidad de la atmósfera es apenas un centésimo de la densidad de la Tierra. En invierno con el descenso de la temperatura entre el 25 y 30% del CO₂ de los polos se condensa. La elevación de la temperatura en primavera hace que el CO₂ se sublime —pasa del estado sólido al estado gaseoso—, traducido en cambios bruscos de presión que inducen tormentas de polvo que alcanzan los 200 km/h.

Júpiter (Figura A5) es el quinto planeta desde el Sol, el mayor del Sistema Solar: 1400 veces más voluminoso que la Tierra, pero su masa es sólo 318 veces la de nuestro planeta. La densidad media de Júpiter es una cuarta parte de la densidad de la Tierra, lo que indica que debe estar formado por gases y no por rocas como los primeros cuatro planetas. Su distancia media al Sol es del orden de cinco veces la distancia del Sol a la Tierra. Su periodo de traslación es 11.9 años y de rotación 10 horas.

Júpiter tiene 16 satélites confirmados. Galileo descubrió los cuatro mayores: Ío, Europa, Ganimedes y Calisto. Las densidades medias de las lunas mayores siguen la tendencia aparente del propio Sistema solar. Ío y Europa, cercanos a Júpiter, son densos y rocosos. A diferencia, Ganimedes y Calisto, que se encuentran a más distancia, están compuestos principalmente de hielo de agua y tienen densidades más bajas.

La atmósfera de Júpiter está compuesta de amoníaco, sulfuro de hidrógeno y agua. El ascenso y descenso de este material gaseoso mezcla de modo diferente todos estos elementos. Los colores marrones y anaranjados se deben a elementos procedentes de zonas más profundas de la atmósfera, o bien son subproductos de reacciones químicas causadas por la luz ultravioleta

solar. Las áreas azules situadas sobre el Ecuador son lugares que presentan menos nubes y que muestran zonas ligeramente más profundas del planeta.

Saturno (Figura A6) es el sexto planeta del Sistema solar y el segundo más grande. La característica más conocida es su sistema de anillos. Fue descubierto en 1610 por Galileo utilizando uno de los primeros telescopios. Tiene 18 satélites reconocidos más seis descubiertos en el año 2000, aún no confirmados. Sus diámetros varían entre 20 a 5150 km. Los cinco satélites más grandes son: Mimas, Encélado, Tetis, Dione y Rea, son más o menos de forma esférica y compuestos en su mayor parte de hielo.

Urano (Figura A7) es el séptimo planeta del Sistema solar, el sexto en magnitud, por lo que es poco observable a simple vista. Urano fue descubierto de forma accidental en 1781 por el astrónomo británico William Herschel. Tiene un diámetro de 52200 km y su distancia media al Sol es de 2870 millones de kilómetros. Su periodo de traslación es 84 años y el de rotación de 17 horas y 15 minutos. Su eje tiene una inclinación de 8° con relación al plano de la órbita. Su atmósfera está compuesta fundamentalmente de hidrógeno y helio, con algo de metano. A través del telescopio el planeta aparece como un disco verde azulado con un contorno verde pálido.

Urano tiene 21 satélites: Oberon y Titania fueron descubiertas por Herschel en 1787; Umbriel y Ariel, por el astrónomo británico William Lassell en 1851; Miranda, el satélite más interior, en 1948 por el astrónomo estadounidense Gerard Pieter Kuiper. Adicionalmente, en 1977, mientras se observaba el ocultamiento de una estrella detrás del planeta, el astrónomo estadounidense James L. Elliot descubrió la presencia de cinco anillos que rodeaban a Urano en el plano de su ecuador. Los llamó Alpha, Beta, Gamma, Delta y Epsilon, los cuales forman un cinturón de 9400 km de ancho, extendiéndose hasta una distancia de 51300 km del centro del planeta.

Además de ello, en 1985 y 1986, el Voyager 2 permitió a los científicos descubrir diez nuevas lunas con diámetros inferiores a los 100 kilómetros y cuatro anillos más.

Neptuno (Figura A8) es el octavo planeta del Sistema solar y el cuarto en tamaño. La distancia media de Neptuno al Sol es de 4500 millones de kilómetros y su diámetro es de aproximadamente 49400 km, o sea, cerca de 3.8 veces el de la Tierra. El periodo de rotación es de cerca de 16 horas y el periodo de traslación es de 164.79 años.

La temperatura de la superficie de Neptuno es de unos -218°C , parecida a la de Urano a una distancia de 1500 km más cerca del Sol; por ello se asume que Neptuno debe tener alguna fuente interna de calor. La atmósfera se compone de manera fundamental de hidrógeno y helio, pero la presencia de más del 3% de metano da al planeta su sorprendente color azul.

Se conocen ocho satélites que giran alrededor de Neptuno, dos de los cuales se pueden observar desde la Tierra. El mayor y más brillante es Tritón, descubierto en 1846, año en el que se observó Neptuno por vez primera. Tritón, con un diámetro de 2705 km es poco menor que la luna terrestre. Nereo, el segundo satélite, tiene un diámetro sólo de unos 320 km. La sonda planetaria Voyager 2 descubrió otros seis satélites en 1989. Neptuno también está rodeado por cinco anillos. Su campo magnético está inclinado más de 50° respecto al eje de rotación.

El descubrimiento de Neptuno fue uno de los éxitos de la astronomía matemática. En 1846, para explicar las alteraciones en la órbita de Urano, el astrónomo francés Urbain Le Verrier calculó la existencia y la posición de un planeta nuevo. El mismo año, el astrónomo alemán Johann Gottfried Galle descubrió el planeta.

Plutón (Figura A9) es el único planeta que rota en sincronía con la órbita de su satélite Caronte. Al contrario que la mayoría de los planetas, pero igual que Urano, Plutón rota con los polos casi en su plano orbital, su eje de rotación está inclinado 122° . Su superficie está compuesta de metano en estado de hielo, a temperaturas inferiores a los 200°C bajo cero. Se cree que, además, contiene gran abundancia de nitrógeno helado con pequeñas cantidades de monóxido de carbono en las zonas brillantes de su superficie. Las áreas oscuras son todavía más desconocidas.

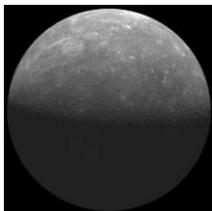


FIGURA A1. Mercurio

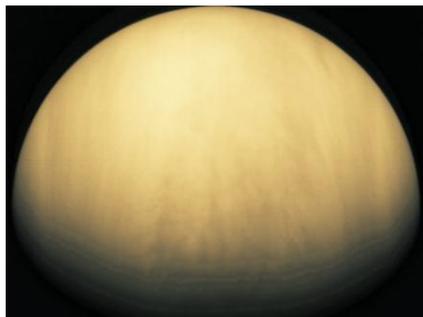


FIGURA A2. Venus



FIGURA A3. Tierra

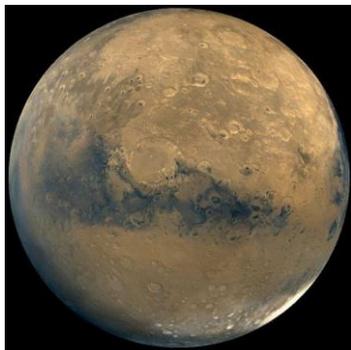


FIGURA A4. Marte

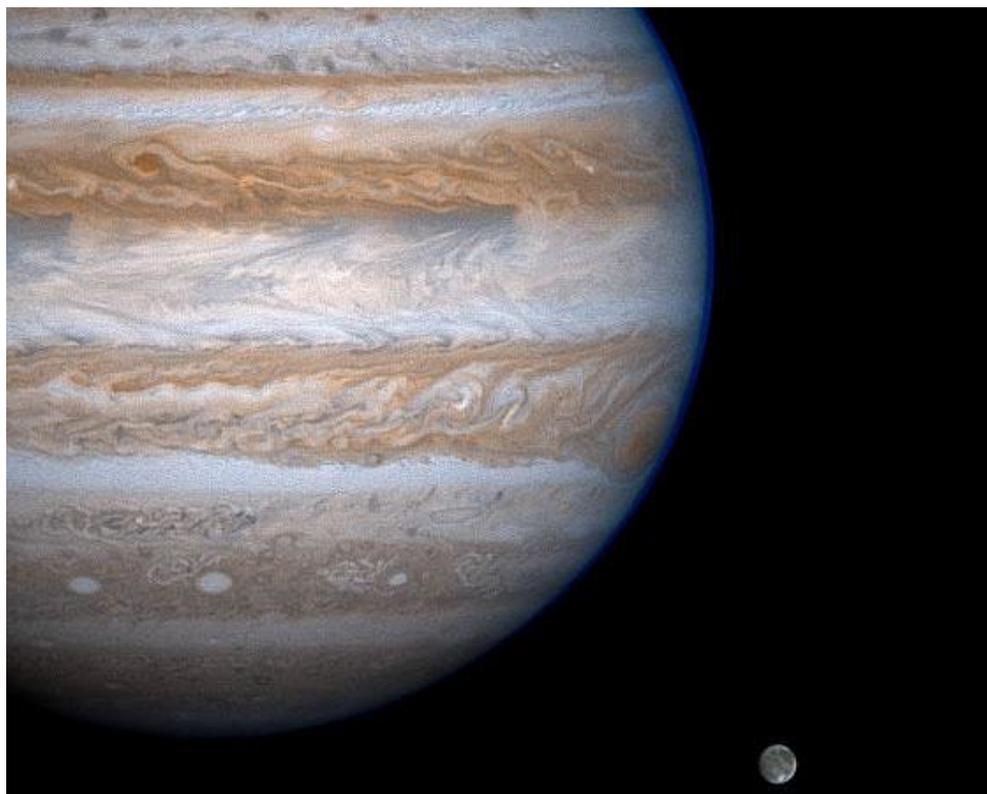


FIGURA A5. Júpiter y su luna Ganimedes



FIGURA A6. Saturno



FIGURA A7. Urano

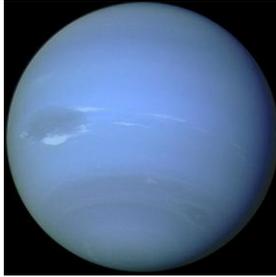


FIGURA A8. Neptuno

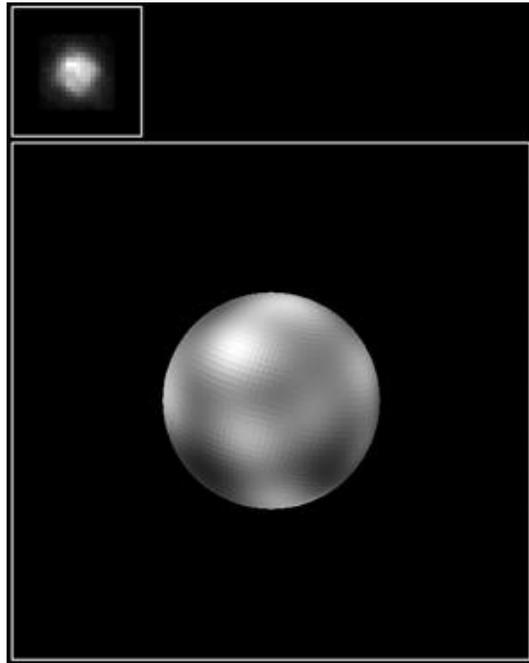


FIGURA A9. Plutón

Fuente: <http://www.astromia.com/fotosolar/rotacionpluton.htm>

ANEXO III

III.1 La Atmósfera Estándar Internacional (ISA)

Por sus siglas en inglés, *International Standard Atmosphere* es un modelo que representa los cambios de presión, temperatura, densidad y viscosidad de la atmósfera sobre un amplio rango de altitudes. Lo desarrolló en 1975 la Organización Internacional de Estandarización, ISO (*The International Organization for Standardization*) y fue publicado con el título *Standard Atmosphere 1976*. El modelo ISA fue basado en condiciones promedio de la atmósfera a media latitud y ha sido revisado regularmente desde mediados del siglo XX.

ISA divide la atmósfera estándar en capas con distribución de temperatura lineal (**Tabla III.1**). Los estándares consisten en tablas de valores a varias altitudes, además de las fórmulas mediante las cuales fueron derivados esos valores. Mientras que la tropósfera está dividida en una región, la estratósfera y mesósfera son divididas en dos regiones.

TABLA III.1 Características de la Atmósfera Estándar, ISA

Nivel	Altitud Geopotencial base z (km)	Altitud Geométrica base z (km)	Gradiente térmico ($^{\circ}\text{C}/\text{km}$)	Temperatura base T ($^{\circ}\text{C}$)	Presión atmosférica base P (Pa)
Tropósfera	0.0	0.0	-6.5	+15.0	101325
Tropopausa	11.000	11.019	+0.0	-56.5	22632
Estratósfera	20.000	20.063	+1.0	-56.5	5474.9
Estratósfera	32.000	32.162	+2.8	-44.5	868.02
Estratopausa	47.000	47.350	+0.0	-2.5	110.91
Mesósfera	51.000	51.413	-2.8	-2.5	66.939
Mesósfera	71.000	71.802	-2.0	-58.5	3.9564
Mesopausa	84.852	84.852	+0.0	-86.2	0.3734
Baja Ionósfera	86.000	100.000	+1.8	-86.2	

III.2 Atmósfera Estándar, ICAO, 1993

La Organización Civil Internacional, ICAO, por sus siglas en inglés, The International Civic Aviation Organization, ha desarrollado una Atmósfera Estándar por el interés de la aviación internacional. De acuerdo a esta clasificación, la atmósfera hasta la mesósfera se divide en tres regiones, cuyas características son:

Tropósfera ($0 \leq z \leq 11\ 019\ m$)

Gradiente térmico: $\lambda = -6.5 \times 10^{-3} \frac{K}{m}$

Temperatura a nivel del mar: $T_0 = 288.15\ K$

Presión a nivel del mar: $P_0 = 101\ 325\ Pa$

Densidad del aire a nivel del mar: $\rho_0 = 1.225 \frac{kg}{m^3}$

Temperatura a la altitud z : $T(z) = T_0 - \lambda z$

Presión a la altitud z : $P(z) = P_0 \left(\frac{T_0 - \lambda z}{T_0} \right)^{-\frac{g}{R\lambda}}$

Densidad a la altitud z : $\rho(z) = \rho_0 \left(\frac{T_0 - \lambda z}{T_0} \right)^{-\frac{g}{R\lambda} - 1}$

Tropopausa ($11\ 019 \leq z \leq 20\ 063\ m$)

Gradiente térmico: $\lambda = 0 \frac{K}{m}$

Temperatura base (a 11019 m): $T_1 = 216.5\ K$

Presión a 11019 m: $P_1 = 22\ 552\ (Pa)$

Densidad a 11019 m: $\rho_1 = 0.3629 \frac{kg}{m^3}$

Presión a la altitud z : $P(z) = P_1 e^{\frac{-g(z-11019)}{RT}}$

Densidad a la altitud z :

$$\rho(z) = \rho_1 e^{\frac{-g(z-11019)}{RT}}$$

Baja estratósfera ($20\ 063 \leq z \leq 32\ 162\ m$)

Gradiente térmico:

$$\lambda = 1 \times 10^{-3} \frac{K}{m}$$

Temperatura a 20063 m:

$$T_2 = 216.5\ K$$

Presión a 20063 m:

$$P_2 = 5474.9\ Pa$$

Densidad a 20063 m:

$$\rho_2 = 0.0399 \frac{kg}{m^3}$$

Temperatura a la altitud z :

$$T(z) = T_2 - \lambda(z - 20063)$$

Presión a la altitud z :

$$P(z) = P_2 \left(\frac{T_z}{T_2} \right)^{\frac{-g}{R\lambda}}$$

Densidad a la altitud z :

$$\rho(z) = \rho_2 \left(\frac{T_2 + \lambda(z - 20063)}{T_2} \right)^{\frac{-g}{R\lambda} - 1}$$

Alta estratósfera ($32\ 162 \leq z \leq 47\ 350\ m$)

Gradiente térmico:

$$\lambda = 2.8 \times 10^{-3} \frac{K}{m}$$

Temperatura a 32162 m:

$$T_3 = 228.7\ K$$

Presión a 32162 m:

$$P_3 = 868.02\ Pa$$

Densidad a 32162 m:

$$\rho_3 = 0.0399 \frac{kg}{m^3}$$

Temperatura a la altitud z :

$$T(z) = T_3 - \lambda(z - 32162)$$

Presión a la altitud z :

$$P(z) = P_3 \left(\frac{T_z}{T_3} \right)^{\frac{-g}{R\lambda}}$$

Densidad a la altitud z :
$$\rho(z) = \rho_3 \left(\frac{T_3 + \lambda(z - 32162)}{T_3} \right)^{\frac{-g}{R\lambda} - 1}$$

Estratopausa ($47\ 350 \leq z \leq 51\ 413\ m$)

Gradiente térmico:
$$\lambda = 0 \frac{K}{m}$$

Temperatura base (a 473500 m): $T_4 = 270.65\ K$

Presión a 47350 m:
$$P_4 = 110.91\ (Pa)$$

Densidad a 47350 m:
$$\rho_4 = 0.3629 \frac{kg}{m^3}$$

Presión a la altitud z :
$$P(z) = P_4 e^{\frac{-g(z-47350)}{RT}}$$

Densidad a la altitud z :
$$\rho(z) = \rho_4 e^{\frac{-g(z-47350)}{RT}}$$

Baja mesósfera ($51\ 413 \leq z \leq 71\ 802\ m$)

Gradiente térmico:
$$\lambda = -2.8 \times 10^{-3} \frac{K}{m}$$

Temperatura a 51413 m: $T_5 = 270.7\ K$

Presión a 51413 m:
$$P_5 = 66.939\ Pa$$

Densidad a 51413 m:
$$\rho_3 = 0.0399 \frac{kg}{m^3}$$

Temperatura a la altitud z :
$$T(z) = T_5 - \lambda(z - 51413)$$

Presión a la altitud z :
$$P(z) = P_5 \left(\frac{T_z}{T_5} \right)^{\frac{-g}{R\lambda}}$$

Densidad a la altitud z :
$$\rho(z) = \rho_5 \left(\frac{T_5 + \lambda(z - 51413)}{T_5} \right)^{\frac{-g}{R\lambda} - 1}$$

Alta mesósfera ($71\ 908 \leq z \leq 84\ 852\ m$)

Gradiente térmico:
$$\lambda = -2.0 \times 10^{-3} \frac{K}{m}$$

Temperatura a 71000 m:
$$T_6 = 214.6\ K$$

Presión a 71000 m:
$$P_6 = 3.9564\ Pa$$

Densidad a 71000 m:
$$\rho_3 = 0.0399 \frac{kg}{m^3}$$

Temperatura a la altitud z :
$$T(z) = T_6 - \lambda(z - 71802)$$

Presión a la altitud z :
$$P(z) = P_6 \left(\frac{T_z}{T_6} \right)^{\frac{-g}{R\lambda}}$$

Densidad a la altitud z :

$$\rho(z) = \rho_6 \left(\frac{T_6 + \lambda(z - 71802)}{T_6} \right)^{\frac{-g}{R\lambda} - 1}$$

Mesopausa ($84\ 852 \leq z \leq 86\ 000\ m$)

Gradiente térmico:
$$\lambda = 0 \frac{K}{m}$$

Temperatura base (a 84852 m):
$$T_7 = 183.3\ K$$

Presión a 84852 m:
$$P_7 = 0.3734\ (Pa)$$

Densidad a 84852 m:
$$\rho_4 = 0.3629 \frac{kg}{m^3}$$

Presión a la altitud z :
$$P(z) = P_7 e^{\frac{-g(z-84852)}{RT}}$$

Densidad a la altitud z :
$$\rho(z) = \rho_7 e^{\frac{-g(z-84852)}{RT}}$$

Baja ionósfera ($86\ 000 \leq z \leq 100\ 000\ m$)

Gradiente térmico: $\lambda = 1.8 \times 10^{-3} \frac{K}{m}$

Temperatura a 86000 m: $T_8 = 186.8\ K$

Presión a 86000 m: $P_8 = 3.9564\ Pa$

Densidad a 86000 m: $\rho_3 = 0.0399 \frac{kg}{m^3}$

Temperatura a la altitud z : $T(z) = T_8 - \lambda(z - 86000)$

Presión a la altitud z : $P(z) = P_8 \left(\frac{T_z}{T_8} \right)^{\frac{-g}{R\lambda}}$

Densidad a la altitud z : $\rho(z) = \rho_6 \left(\frac{T_6 + \lambda(z - 86000)}{T_6} \right)^{\frac{-g}{R\lambda} - 1}$

ANEXO IV

TABLA IV.1 Coeficientes de absorción del ozono

$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_o\lambda(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_o\lambda(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_o\lambda(\text{cm}^{-1})$
0.290	38.000	0.485	0.017	0.595	0.120
0.295	20.000	0.490	0.021	0.600	0.125
0.300	10.000	0.495	0.025	0.605	0.130
0.305	4.800	0.500	0.030	0.610	0.120
0.310	2.700	0.505	0.035	0.620	0.105
0.315	1.350	0.510	0.040	0.630	0.090
0.320	0.800	0.515	0.045	0.640	0.079
0.325	0.380	0.520	0.048	0.650	0.067
0.330	0.160	0.525	0.057	0.660	0.057
0.335	0.075	0.530	0.063	0.670	0.048
0.340	0.040	0.535	0.070	0.680	0.036
0.345	0.019	0.540	0.075	0.690	0.028
0.350	0.007	0.545	0.080	0.700	0.023
0.355	0.000	0.550	0.085	0.710	0.018
0.445	0.003	0.555	0.095	0.720	0.014
0.450	0.003	0.560	0.103	0.730	0.011
0.455	0.004	0.565	0.110	0.740	0.010
0.46000	0.006	0.570	0.120	0.750	0.009
0.46500	0.008	0.575	0.122	0.760	0.007
0.47000	0.009	0.580	0.120	0.770	0.004
0.47500	0.012	0.585	0.118	0.780	0.000
0.48000	0.014	0.590	0.115	0.790	0.000

TABLA IV.2 Coeficientes de absorción del vapor de agua

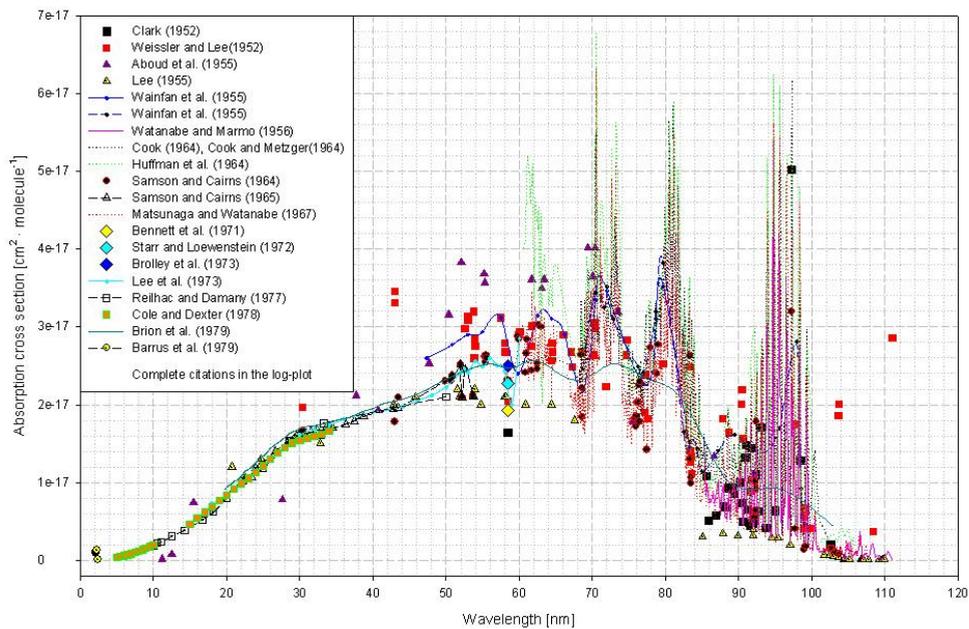
$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_w\lambda(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_w\lambda(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_w\lambda(\text{cm}^{-1})$
0.690	0.016	0.930	27.000	1.85	2200.0
0.700	0.024	0.940	38.000	1.90	1400.0
0.710	0.0125	0.950	41.000	1.95	160.0
0.720	1.000	0.960	26.000	2.00	2.900
0.730	0.870	0.970	3.100	2.10	0.220
0.740	0.061	0.980	1.480	2.20	0.330
0.750	0.0010000	0.990	0.125	2.30	0.590
0.760	1.0000e-05	1.000	0.0025	2.40	20.30
0.770	1.0000e-05	1.050	1.0000e-05	2.50	310.00
0.780	0.0006	1.100	3.200	2.60	15000
0.790	0.0175	1.150	23.000	2.70	22000
0.800	0.036	1.200	0.016	2.80	8000.0
0.810	0.330	1.250	0.00018	2.90	650.00
0.820	1.530	1.300	2.900	3.00	240.00
0.830	0.660	1.350	200.00	3.10	230.00
0.840	0.155	1.400	1100.0	3.20	100.00
0.850	0.0030000	1.450	150.00	3.30	120.00
0.860	1.0000e-05	1.500	15.00	3.40	19.500
0.870	1.0000e-05	1.550	0.0017	3.50	3.60
0.880	0.0026	1.600	1.0000e-05	3.60	3.10
0.890	0.063	1.650	0.010	3.70	2.50
0.900	2.100	1.700	0.510	3.80	1.40
0.910	1.600	1.750	4.000	3.90	0.170
0.920	1.250	1.800	130.00	4.00	0.0045

TABLA IV.3 Coeficientes de absorción de otros gases

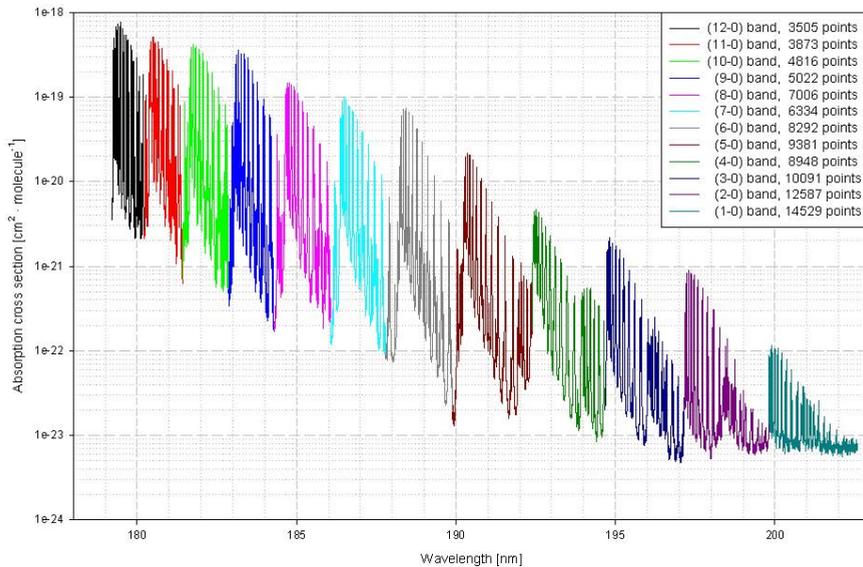
$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_G\lambda(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_G\lambda(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$	$\delta_G\lambda(\text{cm}^{-1})$
0.760	3.000	1.750	1.0000e-05	2.800	150.00
0.770	0.210	1.800	1.0000e-05	2.900	0.130
		1.850	0.000145	3.000	0.0095
1.250	0.0073	1.900	0.0071	3.100	0.0010
1.300	0.0004	1.950	2.000	3.200	0.800
1.350	0.00011	2.000	3.000	3.300	1.900
1.400	1.0000e-05	2.100	0.240	3.400	1.300
1.450	0.064	2.200	0.00038	3.500	0.075
1.500	0.00063	2.300	0.0011	3.600	0.010
1.550	0.010	2.400	0.00017	3.700	0.00195
1.600	0.064	2.500	0.00014	3.800	0.004
1.650	0.00145	2.600	0.00066	3.900	0.290
1.700	1.0000e-05	2.700	100.00	4.000	0.025

ANEXO V

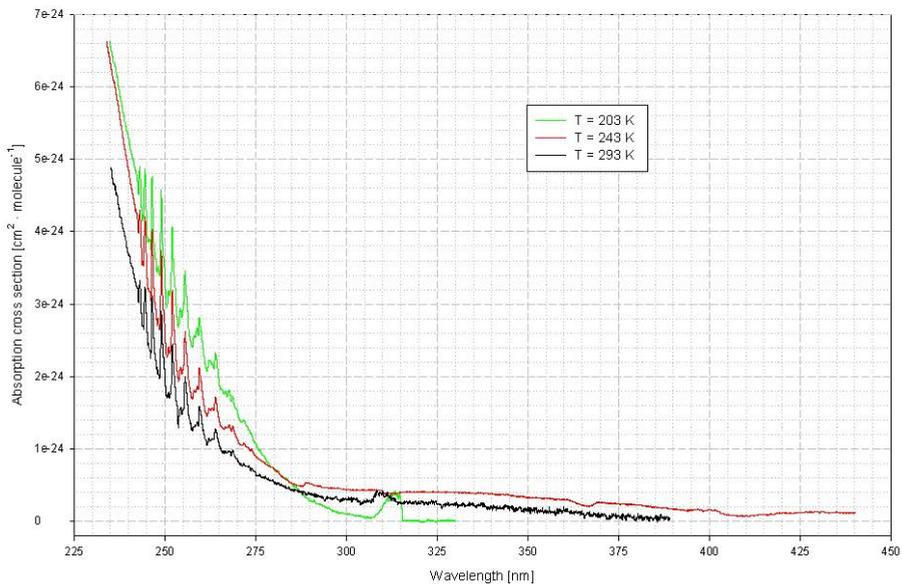
Secciones transversales de gases que absorben radiación electromagnética UV y Visible en la atmósfera



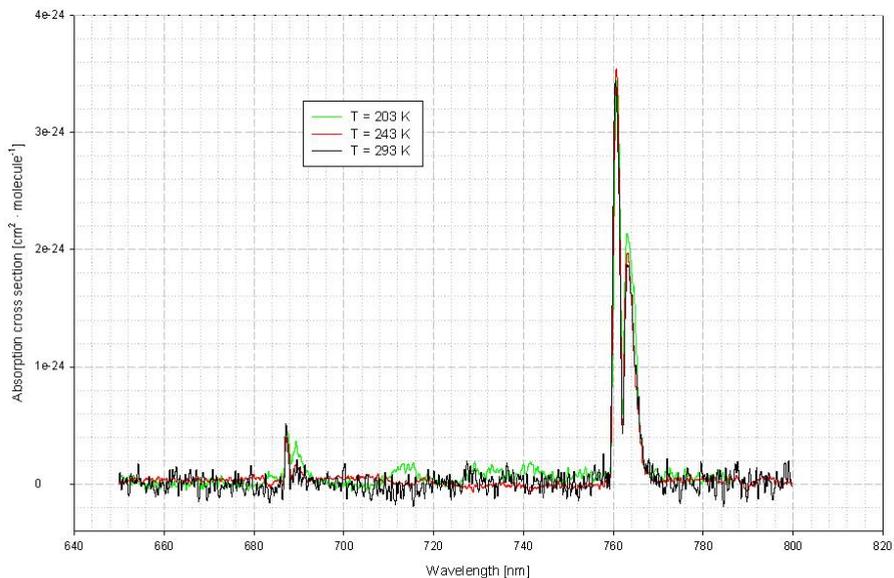
VUV and extreme UV absorption cross sections of oxygen O_2 at room temperature



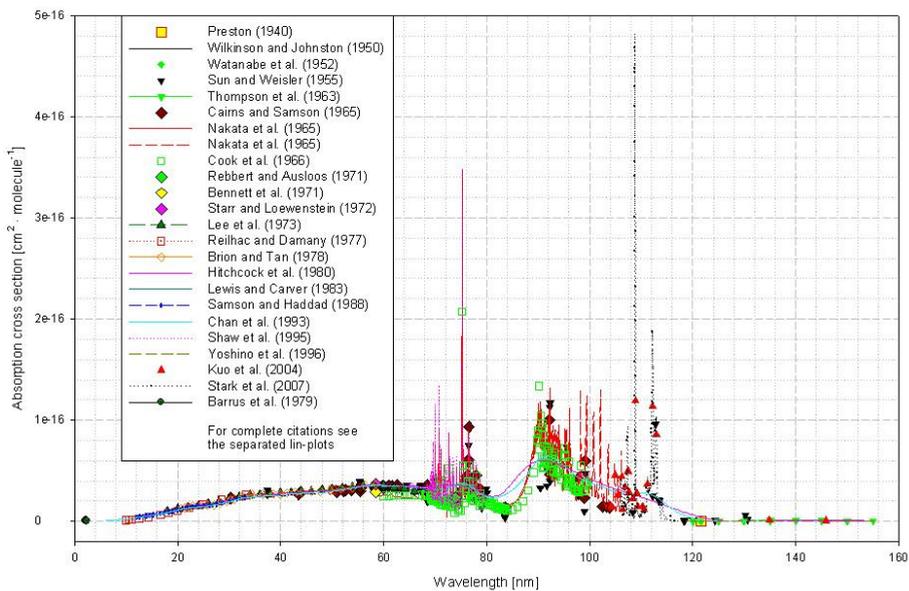
Absorption cross sections in the Schumann-Runge region of oxygen O_2 at 300 K,
 Yoshino et al., Planet. Space Sci. 40 (1992) 185



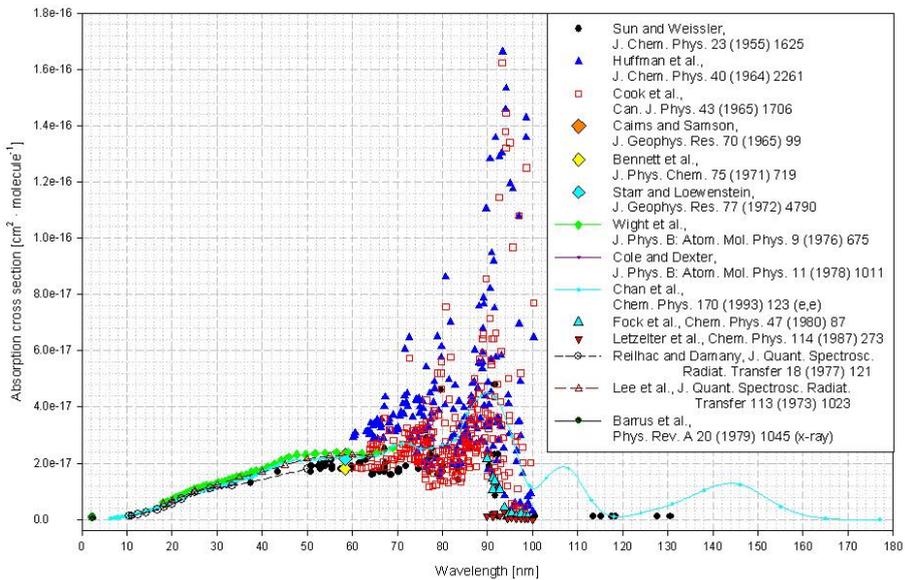
Temperature dependence of the absorption cross sections of oxygen O_2 in the Herzberg continuum,
 Bogumil et al., J. Photochem. Photobiol. A: Chem. 157 (2003) 167



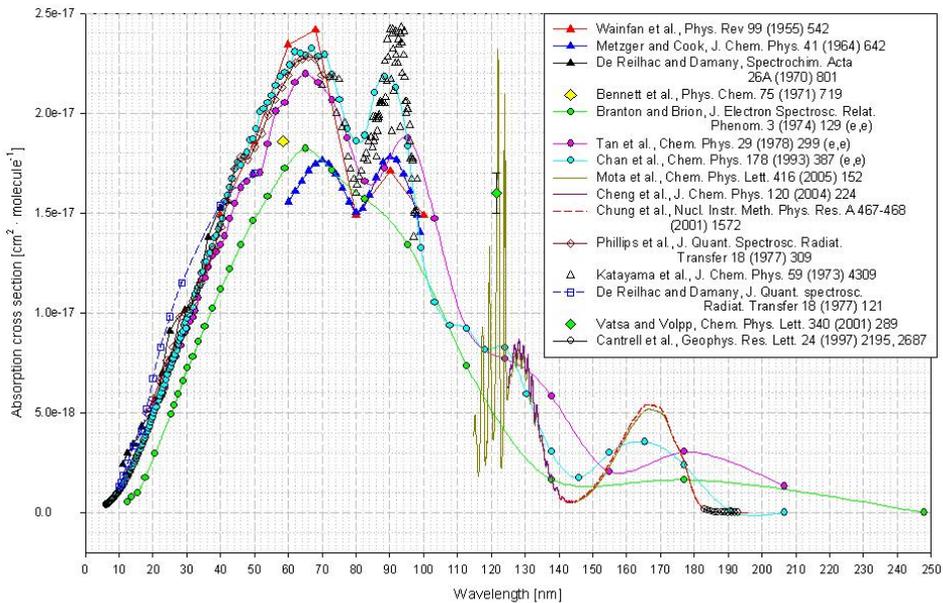
Temperature dependence of the absorption cross sections of oxygen O₂ at 650-800 nm,
Bogumil et al., J. Photochem. Photobiol. A: Chem. 157 (2003) 167



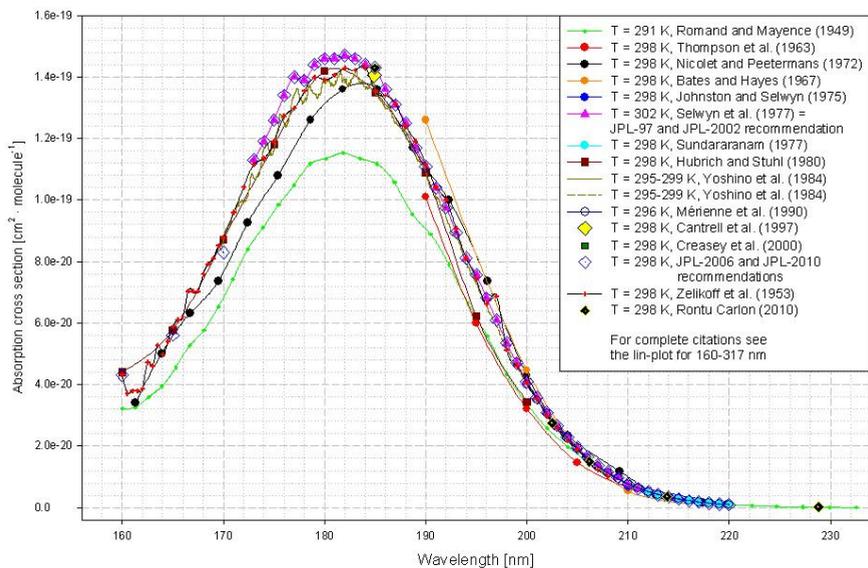
Absorption cross sections of carbon dioxide CO₂ at room temperature (2.056-155 nm)



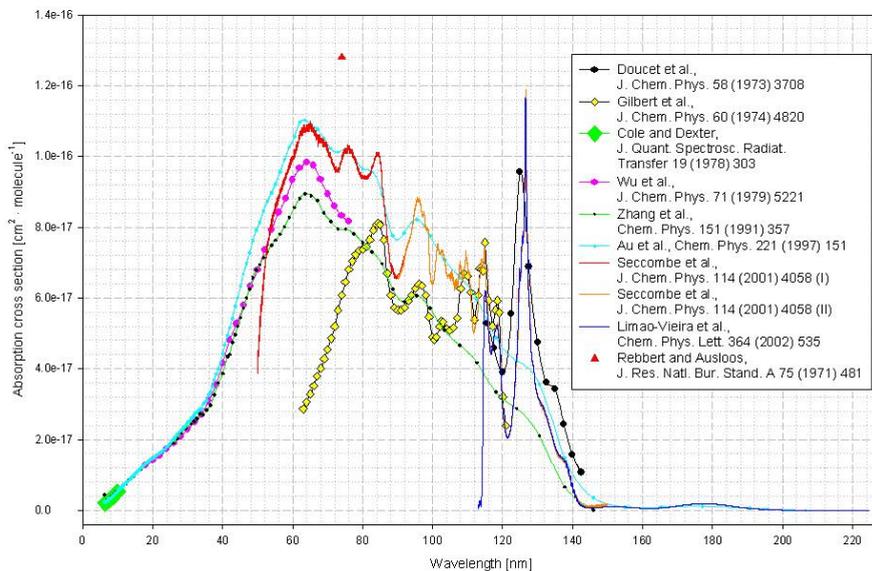
VUV absorption cross sections of carbon monoxide CO at room temperature
(except high-resolution results at 91.7-100.4 nm)



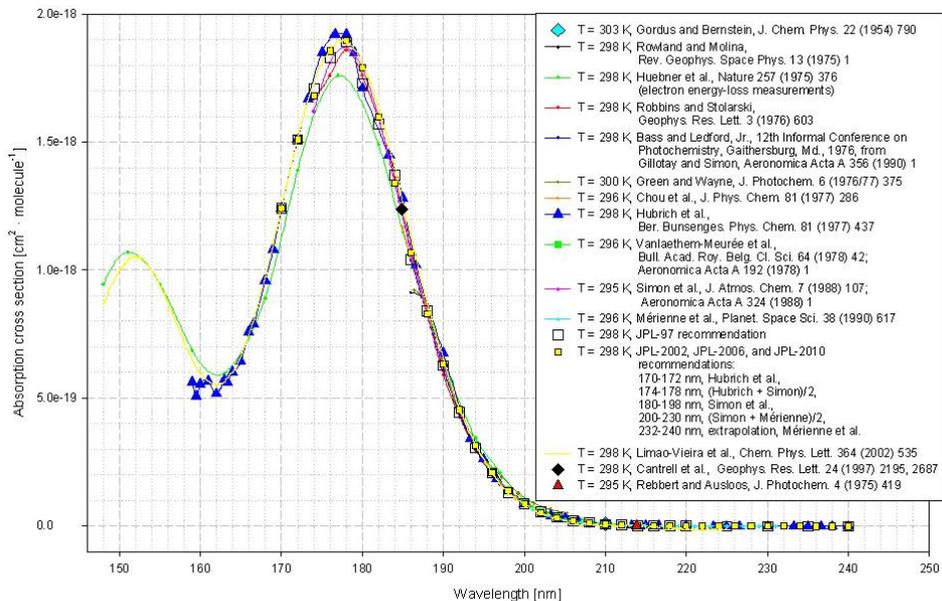
VUV absorption cross sections of water H₂O at room temperature



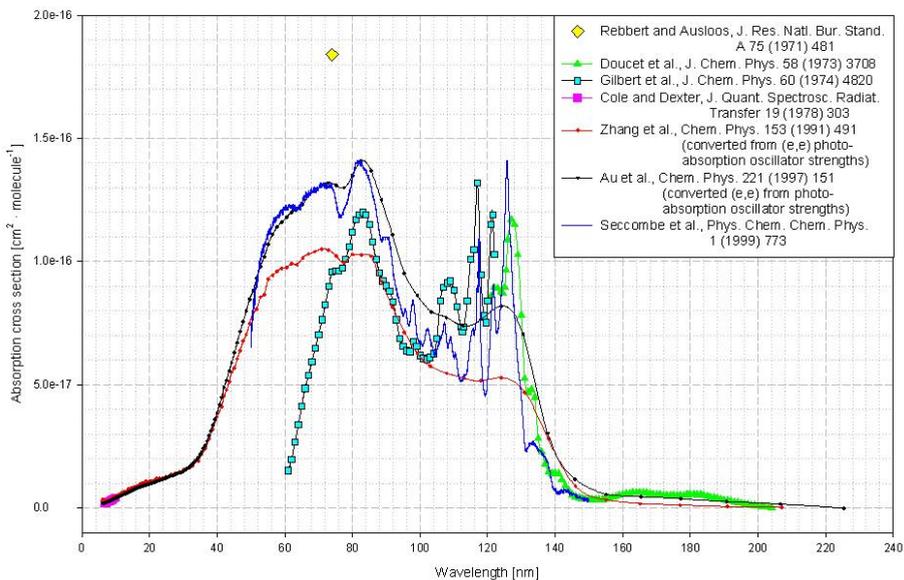
Absorption cross sections of nitrous oxide N_2O at room temperature (160-229 nm)



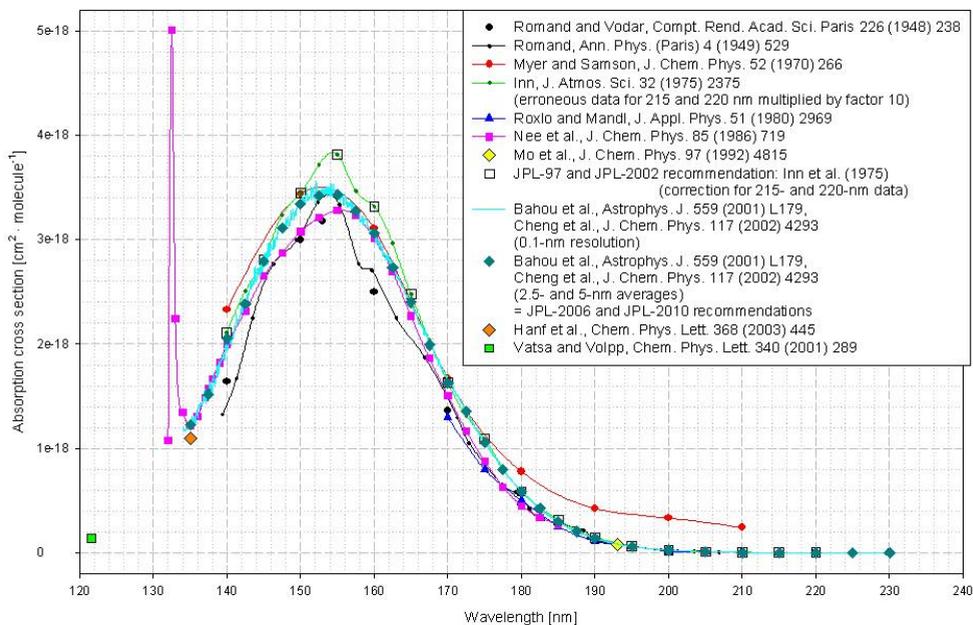
VUV absorption cross sections of difluorodichloromethane CF_2Cl_2 (CFC-12) at room temperature



Absorption cross sections of difluorodichloromethane CF_2Cl_2 (CFC-12) at room temperature



VUV absorption cross sections of fluorotrichloromethane CFCl_3 (CFC-11) at room temperature



Absorption cross sections of hydrogen chloride HCl at 298 K

Fuente: The MPI-Mainz UV/VIS Spectral Atlas of Gaseous Molecules of Atmospheric Interest, en: www.uv-vis-spectral-atlas-mainz.org

Este libro se terminó de editar en los talleres gráficos de Premier Impresores, el 2 de noviembre de 2019. El cuidado de la edición estuvo a cargo del Departamento Editorial de la Universidad Autónoma de Zacatecas.



El uso de los combustibles fósiles en la producción industrial y las actividades urbanas han añadido a la atmósfera una diversidad y una cantidad enorme de compuestos químicos con propiedades, muchas de ellas, desconocidas, modificando sustancialmente los componentes de la atmósfera y provocando, entre otras cosas, los cambios climáticos. Ante lo dramático de los cambios climáticos, estudiar y comprender la atmósfera es cada día más importante, pero, aun sin estos fenómenos, analizar la atmósfera resulta sumamente necesario tan sólo por preservar y cultivar el conocimiento sobre su naturaleza.

Preservar la atmósfera tal como se formó a lo largo de la evolución de la Tierra con seguridad sería imposible. Por tal motivo, entre lo poco que podemos hacer es dar cuenta del carácter insustituible de sus propiedades.

Diversas ramas de las ciencias tienen injerencia en estos temas. Nosotros, desde la óptica de la física de la atmósfera, pretendemos promover su comprensión con bases científicas. Deseamos que sirva un poco para alimentar la conciencia social sobre la responsabilidad de la humanidad en el deterioro de la atmósfera.

La realización de esta segunda edición se debe a que la primera tuvo una circulación muy limitada, de tal forma que se puede considerar que fue prácticamente desconocida.

