



Universidad de Valladolid

Facultad de Ciencias

TRABAJO DE FIN DE GRADO

Grado en Física

Transferencia radiativa atmosférica

Autor:

Bernardo Sastre Zamora

Tutores:

Abel Calle Montes y Ana Pérez Burgos

RESUMEN

En este trabajo de fin de grado se pretende hacer un estudio de los procesos de transferencia de radiación electromagnética en la atmósfera terrestre, para lo cual se utilizará un código especializado en simular dichos procesos físicos, el cual se denomina «código MODTRAN». Por una parte, se analizarán los distintos fenómenos que experimenta la radiación solar al atravesar la atmósfera, desde la capa más externa hasta la superficie de la Tierra (en la que puede detectarse con diferentes radiómetros) y, por otro lado, analizaremos el proceso contrario, es decir, el recorrido de la radiación emitida por la superficie y atmósfera terrestres hacia la exosfera, donde llega a los diversos satélites (provistos de sensores que son capaces de detectar esta radiación). En esta segunda parte del trabajo nos hemos centrado en estudiar exclusivamente la radiación absorbida y reemitida por las diferentes capas atmosféricas, y no por la superficie terrestre.

ABSTRACT

In this final-degree project it was aimed to do a study about the transferring processes of electromagnetic radiation in the terrestrial atmosphere, for which it will be used a code that is specialized in simulating such physical processes, which is designated 'MODTRAN code'. On the one hand, there will be analysed the distinct phenomena that solar radiation experiences when crossing the atmosphere, from the outer layer to Earth's surface (in which it can be detected with different radiometers) and, on the other hand, we will analyse the opposite process, that is, the path of the radiation emitted by the terrestrial surface and atmosphere towards the exosphere, where it arrives to the diverse satellites (provided with sensors that are capable of detecting this radiation). In this second part of the project we focused on studying exclusively the radiation that is absorbed and re-emitted by the different atmospheric layers, and not by the terrestrial surface.

ÍNDICE

1. Introducción
2. Conceptos fundamentales de la transferencia radiativa en la atmósfera
 - 2.1. Magnitudes radiométricas
 - 2.2. Espectro solar
 - 2.2.1. Interacción de la radiación solar con la atmósfera
 - 2.2.2. Absorción y dispersión en la atmósfera
 - a) Ley de Beer-Lambert
 - b) Absorción atmosférica
 - c) Dispersión atmosférica
 - 2.2.3. Dependencia espectral de la dispersión
 - a) Dispersión de Rayleigh
 - b) Dispersión de Mie
 - 2.2.4. Irradiancia solar transmitida
 - 2.3. Radiación térmica
 - 2.3.1. Absorción gaseosa en el infrarrojo
 - 2.3.2. Leyes básicas de la radiación
 - a) Ley de Planck
 - b) Ley de Stefan-Boltzmann
 - c) Ley del desplazamiento de Wien
 - d) Emisividad y ley de Kirchhoff
 - 2.3.3. Implementación de la ley de Planck en los sensores
 - 2.3.4. Ecuación de transferencia radiativa
 - 2.3.5. Funciones de ponderación
3. Código de transferencia radiativa: MODTRAN
4. Ejercicios prácticos de simulación
 - 4.1. Análisis de transmitancias atmosféricas
 - 4.2. Cálculo de la radiación solar transmitida
 - 4.3. Aplicaciones a la teledetección atmosférica
5. Conclusiones
6. Referencias

1 INTRODUCCIÓN

En el desarrollo del presente trabajo, primeramente (sección 2) vamos a explicar los fundamentos físicos en que se basan los procesos de transferencia radiativa atmosférica, desde que la radiación solar llega a la parte más externa de nuestra atmósfera hasta que alcanza la superficie terrestre, lo cual está directamente relacionado con la disciplina de la radiometría. Se han presentado las magnitudes y unidades más usadas en estos ámbitos, así como las distintas bandas del espectro electromagnético, de las cuales nosotros solamente vamos a interesarnos principalmente por las del visible e infrarrojo, por la razón de que la radiación que se transfiere en la atmósfera se encuentra principalmente en las dichas zonas del espectro. Las radiaciones que se encuentran en el espectro delimitando a las anteriores apenas tienen relevancia, bien porque son evitadas por el medio atmosférico (la radiación ultravioleta es filtrada por la capa de ozono), bien porque no sean de origen natural (el Sol no emite en el rango de las microondas); con lo cual, todo ello se saldría de la temática tratada en este trabajo.

Hay tres principales procesos de interacción de la radiación con la atmósfera: dispersión, absorción, emisión y reflexión. Los casos de la dispersión y reflexión los trataremos con mayor detalle, pues están directamente relacionados con los ejercicios de simulación que posteriormente mostraremos, no así en cambio la reflexión y otros distintos procesos (como la refracción), que, si bien suponen una cuestión muy interesante de estudiar, no trataremos en el presente proyecto.

Para estudiar la dispersión y absorción atmosféricas se ha introducido la forma más general de la ley de Beer-Lambert, que puede considerarse como un tipo de ecuación de transferencia radiativa, si bien nosotros posteriormente solo la aplicaremos a un caso particular, para que se vea una de las posibles utilidades que puede presentar. En el caso de la absorción, hay un proceso radiativo relacionado directamente, que consiste en la reemisión de radiación por parte tanto de los diferentes estratos atmosféricos como de la superficie, pues por las leyes de la radiación sabemos que todo cuerpo que se encuentra a cierta temperatura emite radiación de tipo térmico. Respecto a la dispersión, hemos de diferenciar sus dos principales modos: la que se debe a las moléculas gaseosas que constituyen la atmósfera, dispersión molecular o de Rayleigh, y la que se debe a las partículas en suspensión (entre las cobran especial relevancia los aerosoles), dispersión de Mie. Además, veremos diferentes modelos simplificados que permiten modelizar las magnitudes que miden la cantidad de radiación transmitida por la atmósfera (transmitancias).

Se va a detallar también cómo se modifica la intensidad de la radiación solar tras ser esta transmitida hasta la superficie de la Tierra, así como su naturaleza, en función de si la recibimos directamente del Sol o nos llega tras sucesivas dispersiones y reflexiones, causadas los distintos elementos que conforman la atmósfera.

Posteriormente, se estudiarán los procesos de transferencia radiativa directamente relacionados con la detección de radiación mediante sensores implementados en satélites en órbita, de lo cual se encarga la teledetección atmosférica. Pero hemos de aclarar que en esta ocasión no consideraremos todo el

espectro solar, sino exclusivamente el infrarrojo, debido a la cantidad de aplicaciones que esta zona espectral presenta, por los importantes fenómenos absorbentes de radiación que se producen en ella. Tras hacer especial hincapié en los procesos de absorción en el rango del infrarrojo (ya que en el visible apenas tienen importancia), pasaremos a describir las leyes fundamentales de la radiación térmica, aunque no todas ellas las emplearemos de forma práctica en este trabajo. Sin embargo, la más importante de ellas, la ley de Planck, sí que nos permitirá dar el paso de la teoría a la práctica, consiguiendo así encontrar un modelo que describa la radiación recibida por los sensores encargados de captar la radiación.

Se estudiará con especial relevancia la ecuación de transferencia radiativa, un modelo que describe la cantidad de radiación percibida por los satélites, si bien no daremos la formulación general, sino aquella adaptada al intervalo espectral de trabajo en que nos encontramos (espectro infrarrojo). Además, se ha explicado un concepto teórico directamente asociado a uno de los términos de la anterior ecuación (relacionado con la reemisión de radiación térmica por parte de la atmósfera), que posee especial interés por su útil aplicación a la descripción de perfiles atmosféricos en función de sus distintas concentraciones gaseosas; hablamos de las funciones de ponderación de las bandas satelitales.

Seguidamente, ya en la sección 3, se describirán en profundidad las características del programa de transferencia radiativa que se ha empleado en este proyecto, el cual se trata de un código que simula distintos procesos de los vistos anteriormente, es decir, aquellos relacionados con la transferencia radiativa atmosférica; nos referimos al código MODTRAN. Es preciso señalar que para el manejo del mismo se ha requerido una interfaz desarrollada por los tutores de este trabajo de fin de grado, pues en caso contrario sería complicado trabajar con este programa, pues habría que dominar la programación computacional y conocer en profundidad dicho código, lo cual se excedería de los objetivos propuestos para el presente proyecto de fin de carrera, que no pretende en ningún caso equipararse a las más avanzadas investigaciones de física atmosférica. A pesar de ello, debe añadirse que este tipo de códigos de simulación se emplean muy habitualmente en dichas investigaciones, por lo que tampoco debemos infravalorarlo.

En la cuarta sección se ha presentado lo que constituye genuinamente el trabajo práctico que se ha llevado a cabo en estas investigaciones académicas. Se ha utilizado el programa MODTRAN para estudiar distintas situaciones relacionadas con la radiación atmosférica, a saber: el análisis de transmitancias atmosféricas, el cálculo de la radiación solar transmitida y, por último, diversas aplicaciones a la teledetección. En el primer ejercicio práctico se ha aplicado el MODTRAN a un modelo simplificado de la atmósfera, y se han calculado sus parámetros característicos, trabajando primero con la dispersión de Rayleigh y después con la dispersión de Mie. En el segundo ejercicio se ha estudiado la cantidad de radiación solar que recibe un radiómetro situado en la superficie terrestre en sucesivas horas del día, comparando los resultados obtenidos con mediciones reales, de las que hemos podido disponer. Finalmente, ya en el ámbito de la teledetección, se han estudiado las importantes aplicaciones que presentan las funciones de ponderación, como recurso utilizable para el diseño de los sensores de los satélites.

2 CONCEPTOS FUNDAMENTALES DE LA TRANSFERENCIA RADIATIVA EN LA ATMÓSFERA

En esta sección se van a presentar las bases teóricas de la transferencia de radiación en la atmósfera, que nos servirán de referencia para más adelante poder utilizar el programa de simulación de los procesos radiativos atmosféricos y analizar los diferentes resultados. Veamos en primer lugar una breve introducción acerca de la disciplina de la radiometría y sus conceptos fundamentales.

2.1 Magnitudes radiométricas

La radiometría es la parte de la física que estudia la medida de las propiedades de la energía radiante, la cual es una de las muchas formas de intercambio de energía. La velocidad de flujo de la energía radiante, en forma de onda electromagnética, se llama flujo radiante. El flujo radiante puede medirse según sale de la fuente (el Sol, generalmente), que después atravesará uno o más medios reflectantes, absorbentes, dispersivos o transmisores (la atmósfera terrestre, un dosel arbóreo...) hasta llegar a la fuente receptora de interés (una hoja fotosintética).

En el pasado ha habido desacuerdos respecto a las unidades y la terminología usada en las mediciones de radiación. Para evitar incoherencias, se van a adoptar las recomendaciones de los comités internacionales, como la Comisión Internacional de la Iluminación (CIE, sigla de *Commission Internationale de l'Éclairage*), la Oficina Internacional de Pesos y Medidas (BIPM, sigla de *Bureau International des Poids et Mesures*) y la Comisión Internacional de Unidades y Medidas Radiológicas (ICRU, sigla de *International Commission on Radiation Units and Measurements*): el Sistema Internacional de Unidades (SI, sigla de *Système International d'Unités*) debe usarse siempre que exista alguna unidad adecuada.

En la tabla 2.1 (Biggs, 1984) se muestran tabuladas las magnitudes más importantes que se emplean en radiometría, aportando su nomenclatura, notación, definición y unidades. A mayores se ha añadido el ángulo cenital, magnitud de la geometría solar que también emplearemos con asiduidad en este trabajo.

Todas las propiedades del flujo radiante dependen de la longitud de onda de la radiación; se añade el término *espectral* cuando se quiere describir dicha dependencia con la longitud de onda (medida normalmente en micras/micrómetros, μm). Por tanto, una magnitud espectral es dicha magnitud evaluada en una longitud de onda (o frecuencia) determinada, es decir, por unidad de intervalo de longitud de onda (resp., frecuencia). De este modo, tendríamos la radiancia espectral y la irradiancia espectral, medidas en $\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \mu\text{m}}$ (resp., $\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{cm}^{-1}}$).

Adicionalmente, es preciso recalcar que en este trabajo se utilizará el término *frecuencia* (ν) en lugar de *número de onda* ($\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$), ya que es habitual denominarlo así en este ámbito de la espectrorradiometría.

MAGNITUD	SÍMBOLO	DEFINICIÓN	UNIDADES DEL SI
energía radiante	Q	Energía transportada por la radiación	J
flujo radiante	Φ	Energía radiante transferida por radiación de una superficie a otra por unidad de tiempo (potencia)	W
intensidad radiante	I	Flujo radiante procedente de una fuente de radiación por unidad de ángulo sólido y en una dirección concreta	$\frac{W}{sr}$
radiancia	L	Flujo radiante que abandona una unidad de área de una superficie en una dirección particular siguiendo cierto ángulo sólido. Es la magnitud que detectan los sensores	$\frac{W}{m^2 sr}$
emitancia (desde una fuente)	M	Flujo radiante emitido desde una superficie por unidad de área	$\frac{W}{m^2}$
irradiancia (sobre un detector)	E	Flujo radiante incidente en una superficie receptora desde todas las direcciones por unidad de área. Es la magnitud que detectan los radiómetros	$\frac{W}{m^2}$
absorbancia	α	Fracción del flujo incidente absorbida por un medio	—
emisividad; reflectancia/albedo; transmitancia	ϵ ρ τ	Análogamente, para las fracciones emitida, reflejada y transmitida	—
irradiancia solar directa;	E_b	Irradiancia de la radiación recibida desde el ángulo sólido del disco del Sol en una superficie plana, compuesta principalmente por radiación solar sin dispersar ni reflejar. Se mide con un pirheliómetro.	$\frac{W}{m^2}$
irradiancia solar directa normal	E_{bn}	Si el plano es perpendicular al eje del cono del ángulo sólido, entonces se trata de irradiancia directa normal	
irradiancia solar difusa	E_d	Irradiancia de la radiación dispersa y reflejada proveniente del hemisferio completo, excepto del ángulo sólido subtendido por el disco solar. Se mide con un piranómetro	$\frac{W}{m^2}$
irradiancia solar global	E_g	Irradiancia solar recibida sobre una superficie horizontal. Es la luz solar directa y la difusa recibidas en conjunto sobre dicha superficie	$\frac{W}{m^2}$
ángulo cenital solar	θ	Ángulo formado por la línea Tierra-Sol con la vertical en el punto del observador	rad

Tabla 2.1 Tabla con la terminología y unidades usadas en radiometría. Fuente: Biggs (1984).

2.2 Espectro solar

En el estudio de los fenómenos de transferencia de radiación en la atmósfera, se trabaja en un rango específico del espectro electromagnético, que se divide en varias bandas o segmentos de una aproximada delimitación (v. fig. 2.1). Las detallamos a continuación, en orden de mayor a menor energía:

- ultravioleta (UV): $\lesssim 0,4 \mu\text{m}$
- luz visible: $\approx (0,4; 0,8) \mu\text{m}$
- infrarrojo cercano (NIR): $\approx (0,8; 2,5) \mu\text{m}$
- infrarrojo medio (MIR): $\approx (2,5; 5) \mu\text{m}$
- infrarrojo térmico (TIR): $\approx (5, 15) \mu\text{m}$
- infrarrojo lejano (FIR): $\gtrsim 15 \mu\text{m}$.

El espectro de radiación solar (cuya longitud de onda máxima llegaría hasta las 4 micras), estaría en una zona de mayor energía que el de la radiación térmica (con una longitud a partir de las 4 micras), asociada a la reemisión de radiación por parte de la atmósfera terrestre y la propia Tierra (v. § 2.2.2).

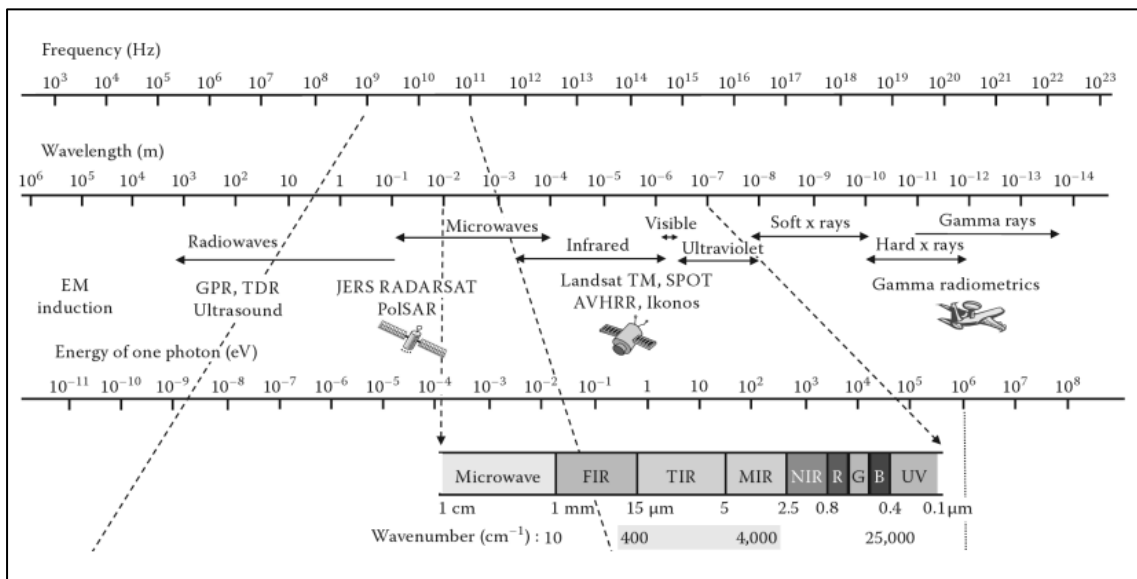


Figura 2.1 Bandas del espectro electromagnético. Adaptada de Huang *et al.* (2011).

2.2.1 Interacción de la radiación solar con la atmósfera

En el espacio exterior no hay pérdida de radiación por interferencia con ningún medio material; solo se produce el fenómeno de atenuación debido a la disminución del flujo radiativo con el inverso del cuadrado de la distancia. Sin embargo, en el medio atmosférico se producen diversos procesos de interacción entre la radiación solar y las moléculas y partículas que conforman la atmósfera terrestre, los cuales serán explicados en detalle en este subapartado y siguientes.

Fundamentalmente, podemos encontrar tres procesos físicos que modifican la radiación solar a su paso por la atmósfera hasta llegar a la superficie terrestre. Dichos procesos actúan sobre la radiación cuando esta interactúa con las sustancias gaseosas y las partículas en suspensión presentes en el medio atmosférico.

En primer lugar, tenemos el proceso de *dispersión* (también conocida como *scattering*), que sucede cuando pequeñas partículas y moléculas gaseosas dispersan parte de la radiación solar incidente en direcciones aleatorias, sin alteración de su longitud de onda (v. fig. 2.2a). La dispersión, sin embargo, reduce la cantidad de radiación que llega a la superficie de la Tierra. Una parte importante de radiación de onda corta dispersada es enviada de nuevo al espacio exterior. La mayor o menor cantidad de dispersión que tiene lugar en la atmósfera depende de dos factores: la longitud de onda de la radiación incidente y el tamaño de las partículas o moléculas gaseosas que la dispersan. En la atmósfera terrestre, la presencia de un mayor número de partículas con un tamaño aproximado de 0,5 micras se traduce en una predominancia de la dispersión en longitudes de onda cortas (Pidwirny *et al.*, 2006). Este es el motivo de que el cielo se vea azul, pues este color es el que se corresponde con aquellas longitudes de onda más dispersadas. Si en nuestra atmósfera no se diese este fenómeno dispersivo, el cielo a plena luz del día sería de color negro (como sucede en la Luna, por ejemplo). Se diferencian dos tipos de dispersión: si la radiación es dispersada una sola vez, se llama *dispersión simple*, y si son reiteradas veces, *dispersión múltiple*; esta última es la que realmente sucede en la atmósfera, mientras que la primera es una mera aproximación.

En segundo lugar, tenemos la *absorción*, causada por el hecho de que algunos gases y partículas de la atmósfera tienen la capacidad de absorber la radiación recibida (v. fig. 2.2b). La absorción se define como un proceso en el que la radiación solar es retenida por una sustancia y convertida en energía térmica, la cual hace que la sustancia emita su propia radiación. Puesto que en la absorción que se da en la atmósfera y superficie terrestre las temperaturas no son superiores a 1800 °C, según la ley de Wien (v. § 2.3.2c) se deduce que la radiación reemitida será de onda larga; estaremos dentro del espectro infrarrojo (infrarrojo térmico, en concreto). Es más, esta emisión de radiación se produce en todas las direcciones, así que una proporción considerable de esta energía se pierde en el espacio. Las leyes que rigen la emisión de radiación térmica las veremos con más detalle en el § 2.3.2.

En tercer lugar, tenemos la *reflexión*, que se trata de un proceso en el que la radiación solar se dirige en sentido contrario al de incidencia tras colisionar con una partícula atmosférica. Este fenómeno causa una importante atenuación de la radiación, ya que gran parte de ella es reenviada de vuelta al espacio. La mayoría de la reflexión en nuestra atmósfera ocurre en las nubes, cuando la radiación es

interceptada por gotas de agua líquida y cristales de hielo. La reflectancia de una nube puede variar del 40 al 90 %.

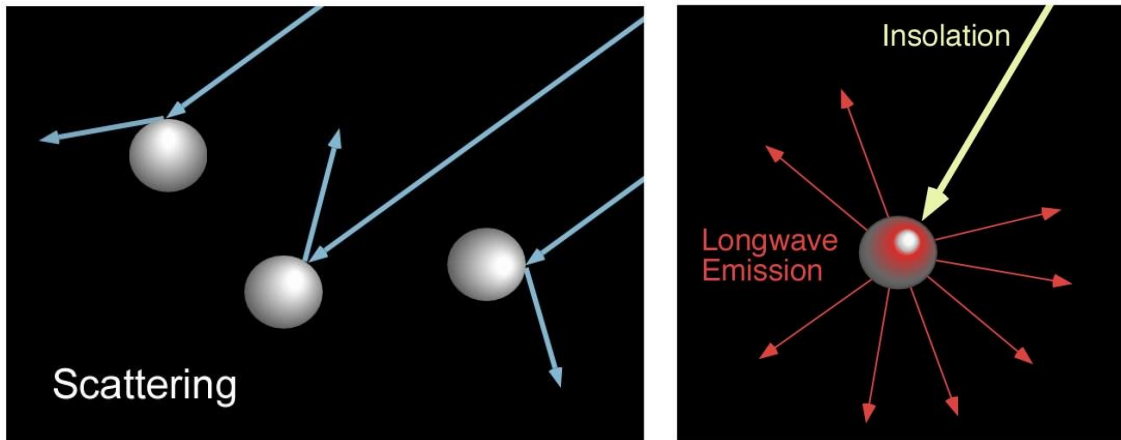


Figura 2.2a Dispersión de radiación.

Figura 2.2b Absorción y reemisión de radiación.

Fuente: Pidwirny *et al.* (2006)

Según ya se ha indicado en la tabla 2.1, la radiación solar que alcanza la superficie de la Tierra sin ser modificada por ninguno de los anteriores procesos se denomina *radiación solar directa*. Por el contrario, la radiación que llega a la superficie terrestre después de haber sido alterada por la atmósfera se denomina *radiación solar difusa*. El conjunto de ambas componentes es lo que se conoce como *radiación solar global*. Aportaremos más información al respecto en el § 2.2.4.

No toda la radiación directa y difusa que se recibe en la superficie terrestre es útil para otras actividades (fotosíntesis, energía solar, evaporación, etc.), sino que, de igual forma que sucede en la atmósfera, parte de ella es enviada de nuevo al espacio por reflexión.

En la figura 2.3 se muestra una imagen con valores de la reflectancia (o albedo) de diferentes lugares de la superficie terrestre sin tener en cuenta el efecto de la atmósfera.

El albedo superficial de la Tierra varía con el tipo de material que la cubre. Por ejemplo, veamos algunos valores para los siguientes tipos de superficie:

- La nieve puede reflejar más del 95 % de la radiación.
- La arena seca, del 35 al 45 %.
- La vegetación como la hierba, del 15 al 25 %.
- Los bosques de coníferas, del 10 al 20 %.
- Los bosques caducifolios, del 5 al 10 %.

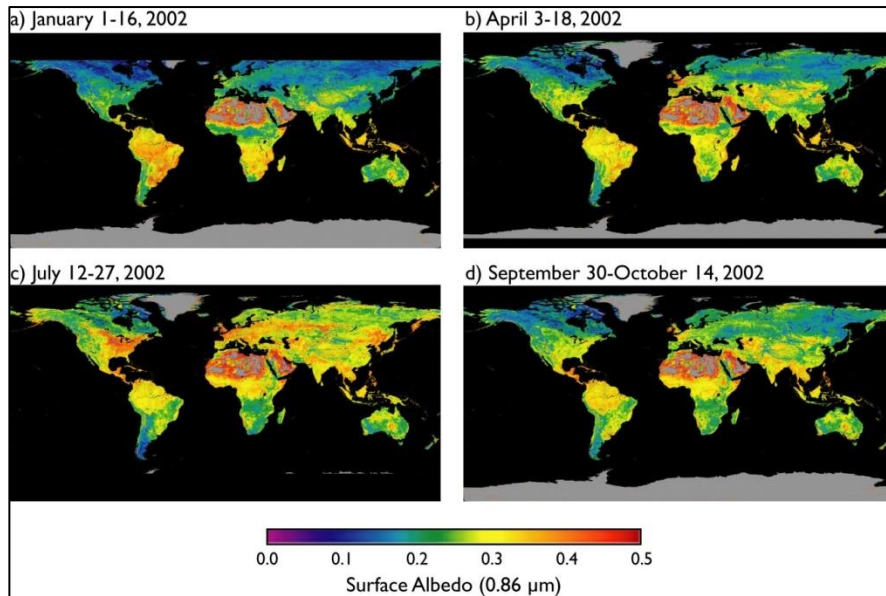


Figura 2.3 Albedos de la superficie terrestre. Fuente: Moody *et al.* (2005).

El albedo medio tanto de la atmósfera como de la superficie terrestres tiene un valor aproximado del 30 %.

A modo de resumen, véase la figura 2.4 en la que se recogen los diversos procesos de interacción radiación-atmósfera y radiación-superficie terrestre que hemos descrito previamente.

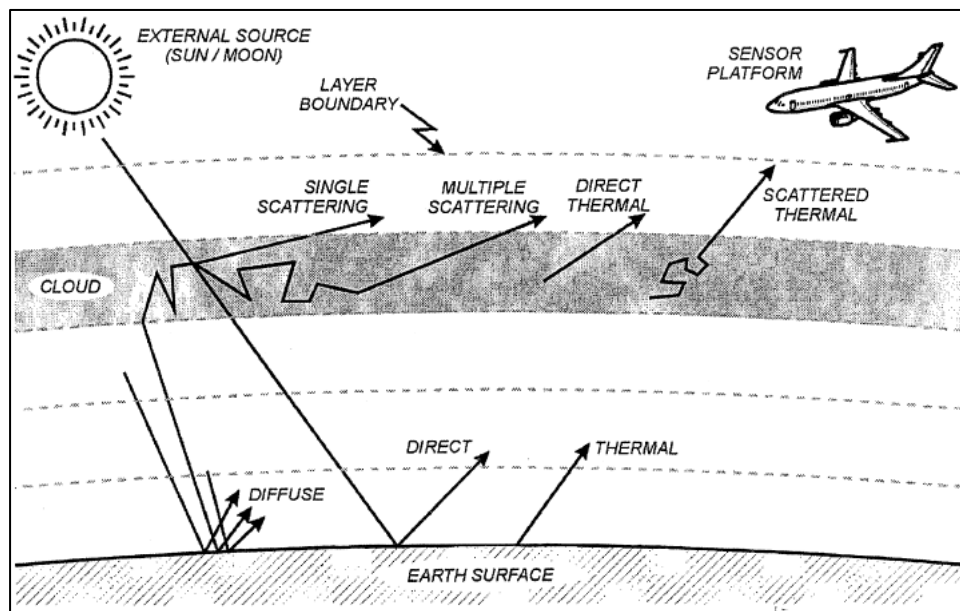


Figura 2.4 Procesos de interacción de la radiación con la atmósfera-superficie. Fuente: Berk *et al.* (1998).

2.2.2 Absorción y dispersión en la atmósfera

En este subapartado se van a explicar más en detalle los procesos atmosféricos de absorción y dispersión, ya que son aquellos con los que más se relaciona nuestro estudio en este trabajo.

a) Ley de Beer-Lambert

La ley que describe la pérdida de la intensidad radiante debida dichos procesos atmosféricos de absorción y dispersión se conoce con el nombre de *ley de Beer o de Beer-Lambert* (v. ecs. (2.4) y (2.5)). La deducción se llevará a cabo según Wallace *et al.* (2006): consideremos una capa infinitesimal atmosférica de espesor dz , que contiene gases absorbentes y aerosoles (partículas diminutas de sólidos o líquidos presentes en suspensión en el aire) y un haz de radiación solar que incide sobre ella según una determinada trayectoria (v. fig. 2.5).

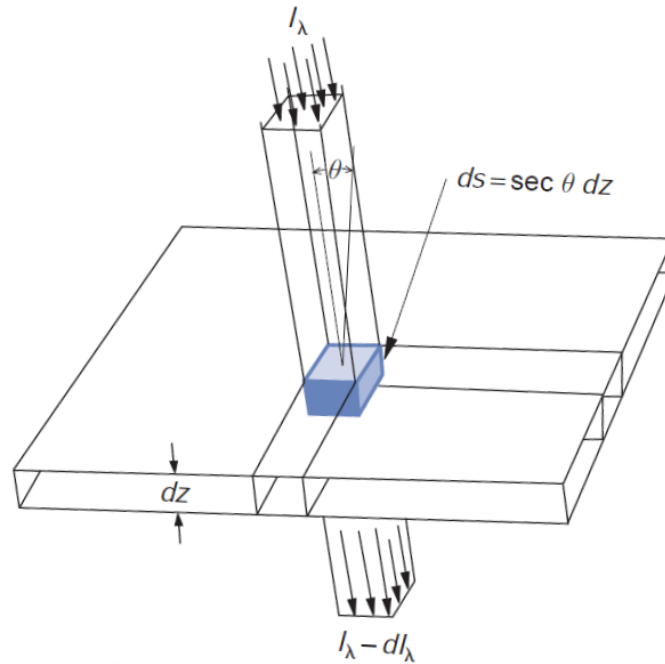


Figura 2.5 Atenuación de un haz de radiación monocromática por una capa infinitesimal de la atmósfera. Fuente: Wallace *et al.* (2006).

Para cada tipo de molécula gaseosa y partícula que alcanza el haz, su intensidad monocromática (espectral) decrece según la siguiente expresión:

$$dI_{\lambda} = -N\sigma K_{\lambda}I_{\lambda}ds, \quad (2.1)$$

donde N es el número de partículas por unidad de volumen de aire, σ es la sección eficaz de cada partícula, K_{λ} es la eficiencia de extinción (magnitud adimensional que mide la eficiencia de los efectos producidos tanto por la dispersión como por la

absorción en la intensidad de la radiación incidente a su paso por la capa) y ds es el diferencial de longitud que recorre la radiación, medido directamente sobre su trayectoria, y por tanto tiene el valor de $s = \sec \theta dz$ (recordemos que θ es el ángulo cenital solar, es decir, el ángulo que forma la dirección de incidencia del haz radiativo con la vertical del punto de observación).

En el caso de un constituyente gaseoso, la ecuación (2.1) puede expresarse de la forma:

$$dI_\lambda = -\rho r k_\lambda I_\lambda ds, \quad (2.2)$$

donde ρ es la densidad del aire, r es la masa de gas absorbente por unidad de masa de aire y k_λ es el coeficiente másico de absorción (unidades: m^2/kg).

En las ecuaciones (2.1) y (2.2), los productos $N\sigma K_\lambda$ y $\rho r k_\lambda$ son los coeficientes volumétricos de extinción (unidades: m^{-1}). Podemos integrar ambas ecuaciones desde la parte superior de la atmósfera ($z \rightarrow \infty$), donde llega una intensidad radiante de $I_{\lambda 0}$, hasta un nivel inferior arbitrario (z) para determinar qué fracción de radiación ha sido atenuada por radiación o dispersión y cuánta continúa sin modificarse. Veamos cómo queda de forma explícita la segunda expresión:

$$\ln \frac{I_\lambda}{I_{\lambda 0}} = -\sec \theta \int_z^\infty \rho r k_\lambda dz. \quad (2.3)$$

Tomando exponenciales a ambos lados, obtenemos:

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-m_a \delta_\lambda} = I_{\lambda 0} \tau_\lambda, \quad (2.4)$$

donde la magnitud adimensional δ_λ se define como el *espesor óptico normal* de la capa, se calcula como $\delta_\lambda = \int_z^\infty \rho r k_\lambda dz$ y da cuenta de la disminución acumulativa que el haz de radiación experimentaría con incidencia vertical ($\theta = 0$); y m_a , también adimensional, es la *masa del aire o masa óptica relativa del aire*, que se define como la razón entre la masa óptica del recorrido real de la radiación y la masa óptica del correspondiente recorrido vertical (estando definida la *masa óptica* como $m = \int_0^\infty \rho ds$), y tiene un valor aproximado de $m_a = \sec \theta = \frac{1}{\cos \theta}$ (habiendo despreciado la curvatura de la superficie terrestre y la refracción de la atmósfera). Por último, tenemos la *transmitancia espectral* (v. tab. 2.1) de la capa atmosférica considerada, cuyo valor es:

$$\tau_\lambda = e^{-m_a \delta_\lambda}. \quad (2.5)$$

Los espesores ópticos para capas que contienen aerosoles y otras partículas en suspensión, en lugar de gases absorbentes, pueden definirse de manera análoga.

b) Absorción atmosférica

Debido a que algunos de los gases que componen la atmósfera absorben radiación, esta se comporta como un filtro selectivo a distintas longitudes de onda. La radiación no absorbida se transmite a la superficie terrestre (esta radiación se verá afectada por procesos de dispersión, como ya se ha explicado previamente). Los gases responsables de dicha absorción son, fundamentalmente, los siguientes:

- Oxígeno (O_2): filtra la radiación ultravioleta por debajo de $0,1 \mu\text{m}$, así como en pequeños sectores situados en el infrarrojo térmico.
- Ozono (O_3): elimina la radiación ultravioleta, inferior a $0,4 \mu\text{m}$, y presenta una importante absorción en las cercanías de $9,6 \mu\text{m}$.
- Vapor de agua (H_2O): presenta una fuerte absorción en torno a $6 \mu\text{m}$.
- Dióxido de carbono (CO_2): absorbe radiación alrededor de $15 \mu\text{m}$, en el infrarrojo térmico, con importantes efectos en el intervalo $[2,5; 4,5] \mu\text{m}$, del infrarrojo medio.

De este modo, aparece una serie de regiones en el espectro en las que la radiación es absorbida por uno o varios de los gases; estas se denominan *bandas de absorción*; en ellas la transmitancia espectral decrece notablemente, pudiendo llegar al mínimo en alguna ocasión ($\tau_\lambda \rightarrow 0$). Esto deja, por otro lado, regiones en las que no se produce absorción: estas se conocen con el nombre de *ventanas atmosféricas*, y tienen asociada una transmitancia espectral cuyos valores en las longitudes de onda en que se encuentran se acercan al máximo ($\tau_\lambda \rightarrow 1$). Las principales ventanas atmosféricas son las siguientes:

- En el visible e infrarrojo cercano: $[0,3; 1,35]$, $[1,5; 1,8]$ y $[2; 2,4] \mu\text{m}$.
- En el infrarrojo medio: $[2,9; 4,2]$ y $[4,5; 5,5] \mu\text{m}$.
- En el infrarrojo térmico: $[8; 14] \mu\text{m}$.

Es importante percatarse de que en la zona espectral de la luz visible la atmósfera se comporta de forma prácticamente transparente, con lo cual en la segunda parte del trabajo nos ocuparemos de estudiar más detalladamente la zona infrarroja del espectro, donde, como acabamos de ver, se sitúa el mayor número de bandas de absorción.

Hasta ahora hemos estado trabajando con transmitancias espectrales, pero podemos definir también la transmitancia de una sustancia i en cierto intervalo espectral basándonos en lo visto en la introducción del § 2.1, de la siguiente forma:

$$\tau_i = \int_{\lambda} \tau_{\lambda i} d\lambda. \quad (2.6)$$

Además, debido a que las contribuciones de varias especies de gases y partículas a la atenuación radiativa son aditivas (Wallace *et al.*, 2006), por estar relacionadas con el exponente de la ley de Beer, se deduce que la transmitancia total atmosférica puede ser calculada como producto de las transmitancias

parciales de los distintos elementos que conforman o están presentes en la atmósfera, ya que contribuyen de forma multiplicativa a la transmisión de la radiación:

$$\tau = \tau_{\text{H}_2\text{O}}\tau_{\text{CO}_2}\tau_{\text{O}_3}\tau_r\tau_a \dots, \quad (2.7)$$

donde, respectivamente, tenemos la transmitancia del vapor de agua, la del dióxido de carbono, la del ozono, la asociada a las dispersiones atmosféricas (de Rayleigh y la de Mie, como veremos más adelante), etc. Naturalmente, en la anterior relación también puede emplearse transmitancias espectrales.

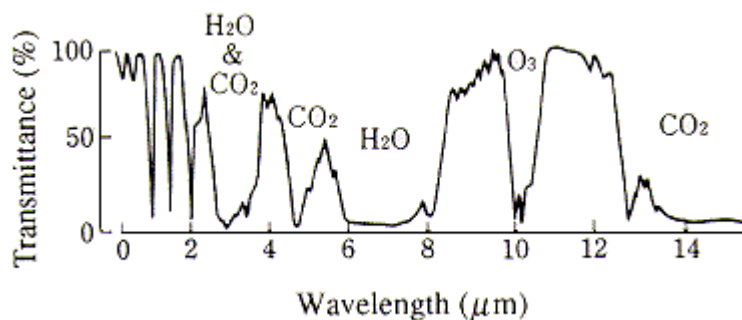
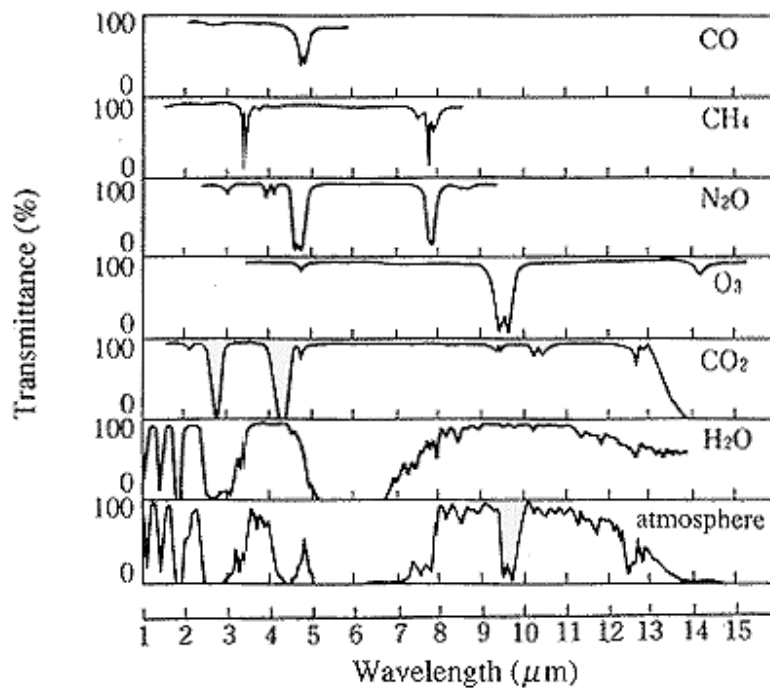


Figura 2.6a Transmitancia atmosférica de varias especies gaseosas (en el infrarrojo).

Figura 2.6b Transmitancia atmosférica total.

Fuente: <http://wtlab.iis.u-tokyo.ac.jp/~wataru/lecture/rsgis/rsnote/cp1/cp1-11.htm>

En las figuras 2.6a y 2.6b podemos apreciar la existencia de las ventanas atmosféricas (situadas por debajo de la gráfica) y las bandas de absorción (por encima de la gráfica) en diferentes lugares del espectro electromagnético para varios gases atmosféricos y para la atmósfera en general (se han representado las transmitancias espectrales parciales y las totales frente a la longitud de onda). Obsérvese que la transmitancia es una propiedad intrínseca de la atmósfera, al igual que, por ejemplo, la temperatura o la presión, y esto nos permite construir perfiles atmosféricos característicos en función de la transmitancia a distintos niveles de altura y diferentes longitudes de onda.

c) Dispersión atmosférica

Recordemos que cuando una onda electromagnética alcanza una partícula parte de la energía incidente es dispersada en todas las direcciones, siendo dicha energía dispersada la radiación difusa. La energía dispersada por partículas esféricas puede ser obtenida teóricamente mediante la resolución de la ecuación de onda electromagnética en coordenadas esféricas (Iqbal, 1983).

Un caso particular se obtiene resolviendo dicha ecuación cuando la partícula es mucho menor que la longitud de onda de la radiación incidente. Esta solución fue hallada a finales del siglo XIX por lord Rayleigh, y en su honor se llama solución de Rayleigh. Gracias a ella este físico logró explicar el color azul del cielo bajo condiciones de extrema visibilidad (como ya vimos en el § 2.2.1), pues la radiación que se veía más afectada por este fenómeno, llamado *dispersión de Rayleigh*, es la de onda corta, es decir, se trata del espectro visible del azul. Por lo tanto, estamos ante una dispersión selectiva (no todas las longitudes de onda se dispersan por igual). El causante de dicha dispersión son las moléculas gaseosas del aire, la mayoría de las cuales tienen un tamaño aproximado de 1 Å.

Cuando el tamaño de la partícula es del orden de la longitud de onda de la radiación incidente, la solución de la ecuación de onda se obtiene de forma generalizada. Esta solución fue calculada a principios del s. XX por Gustav Mie y en su honor se denominó solución de Mie; entonces, la solución de Rayleigh se trata de un caso particular de la anterior. La llamada *dispersión de Mie* está causada principalmente por los aerosoles, como partículas de polvo, hidrometeoros, gotas de vapor de agua, etc., que tienen un tamaño mínimo del orden de 10 Å (Iqbal, 1983). Este fenómeno apenas depende de la longitud de onda (dispersión no selectiva), sobre todo para las partículas de mayor tamaño, de modo que la luz dispersada continuaría siendo blanca, ya que sus distintos componentes no se habrían separado; esto es lo que explica el color blanco de las nubes, por ejemplo.

Ambos modos de dispersión se caracterizan porque su radiación dispersada tiene diferente geometría (v. fig. 2.7). En la dispersión de Rayleigh, el proceso es

idéntico hacia adelante que hacia atrás (presentando un mínimo a 90° de la línea de incidencia). En la dispersión de Mie, en cambio, hay más energía dispersada hacia adelante que hacia atrás, y esta diferencia se acentúa con el tamaño de las partículas.

La radiación dispersada por una partícula (fenómeno denominado *dispersión simple*) choca con otras partículas presentes en el medio, que la dispersan nuevamente, y este proceso continúa en la atmósfera; es lo que se conoce como *dispersión múltiple*, como hemos mencionado anteriormente.

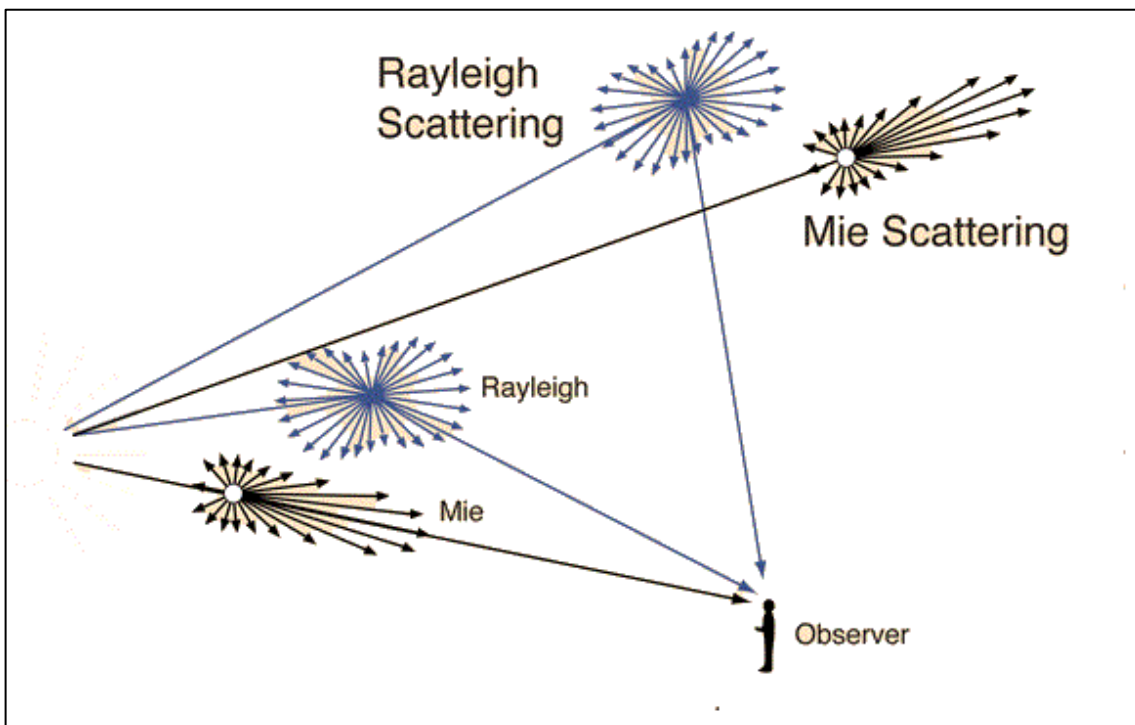


Figura 2.7 Dispersiones de Rayleigh y Mie.
Adaptada de <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atmos/imgatm/raymie.gif>

2.2.3 Dependencia espectral de la dispersión

Explicamos a continuación la dependencia de los dos anteriores modos de dispersión con la longitud de onda.

a) Dispersión de Rayleigh

La dispersión por moléculas de aire descrita por la teoría de Rayleigh está basada en la aproximación de que las partículas son esféricas, que tienen menos de $0,2\lambda$ de diámetro y que cada partícula dispersa de forma independiente respecto de las demás, según Iqbal (1983).

La esencia de la teoría es que el espesor óptico normal, $\delta_{r\lambda}$, varía aproximadamente con λ^{-4} , y esto se ha verificado también experimentalmente. Aunque los espesores ópticos pueden calcularse de forma exacta, es también práctico expresarlos en una sencilla fórmula, que se basa en la aplicación de un modelo de tipo monocapa a la atmósfera, esto es, considerándola homogénea, sin estar estratificada en diversas capas, con las mismas propiedades que la atmósfera real sin cobertura nubosa (Calle *et al.*, 1998). En concreto, es a Leckner a quien le debemos la siguiente fórmula aproximada para el espesor óptico del aire seco en condiciones estándar:

$$\delta_{r\lambda} = a\lambda^{-b}, \quad (2.8)$$

donde $a = 0,008735$ y $b = 4,08$. Debido a la dependencia del anterior coeficiente con λ^{-4} , la transmitancia espectral de las moléculas de aire aumenta rápidamente con la longitud de onda y disminuye al crecer la masa óptica de aire, lo cual puede deducirse fácilmente de la expresión (2.5):

$$\tau_{r\lambda} = e^{-m_a\delta_{r\lambda}} = \exp(-a\lambda^{-b}m_a). \quad (2.9)$$

Es importante recalcar que, si bien estas ecuaciones están pensadas para ser aplicadas al aire seco, la presencia de humedad no las haría cambiar sustancialmente, ya que, a pesar de que haya una gran cantidad de vapor de agua, esto no implicaría necesariamente la existencia de una gran densidad de moléculas de agua en el aire.

b) Dispersión de Mie

A mediados del s. xx, cuando Moon presentó los coeficientes de atenuación para las partículas en suspensión, se asumió que la atenuación era causada solamente por los efectos de la dispersión (Iqbal, 1983); sin embargo, hoy en día se sabe que las partículas en suspensión absorben la radiación electromagnética tan bien como la dispersan.

Las investigaciones espectrales dan buenas razones para suponer que, en general, la atenuación por aerosoles debida a la dispersión, a la absorción o a una combinación de ambas es una función continua de la longitud de onda (sin bandas o líneas selectivas).

Los efectos de la atenuación de la dispersión y absorción por partículas en suspensión son en general difíciles de estudiar por separado, así que Ångström sugirió una simple fórmula para estudiarlos en conjunto, la cual es conocida como *fórmula de turbidez de Ångström*:

$$\delta_{a\lambda} = \beta\lambda^{-\alpha}. \quad (2.10)$$

En esta expresión, β se denomina *coeficiente de turbidez de Ångström*. Se dice de *turbidez* o *turbiedad* porque la dispersión de la radiación solar por partículas en suspensión distintas de moléculas de aire seco se conoce como *turbidez de la atmósfera* (en sentido óptico); $\delta_{m\lambda}$ incluye la atenuación causada por partículas de polvo tanto de aire seco como húmedo, es decir, todos los aerosoles.

En la anterior ecuación, el índice β tiene valores comprendidos entre 0 y 0,5 (o incluso más), y representa la cantidad de aerosoles presentes en la atmósfera en dirección vertical. El exponente de la longitud de onda, α , está relacionado con la distribución de tamaños de las partículas, y varía entre 4 y 0. Grandes valores de α indican una proporción relativamente grande entre las partículas pequeñas y las grandes; es decir, para partículas minúsculas, del orden de las moléculas de aire, α se aproxima a 4, y para partículas muy grandes su valor se acerca a 0. Según Iqbal (1983), α tiene generalmente un valor comprendido entre 0,5 y 2,5: el valor de 1,3 se emplea con frecuencia, puesto que es el sugerido originalmente por Ångström. Un buen valor medio para la mayoría de las atmósferas naturales es $\alpha = 1,3 \pm 0,5$.

Por consiguiente, respecto al grado de limpieza atmosférica, tenemos que un alto valor de β y un bajo valor de α representan cielos turbios. Como muchas otras variables climáticas, β y α pueden variar a lo largo de un solo día, simplemente por cambios en la temperatura, que causan la evaporación o condensación de la humedad en la atmósfera. Hay variaciones que disminuyen el valor de estos parámetros y otras que lo incrementan.

Usando la fórmula de turbidez de Ångström, podemos escribir la transmitancia de los aerosoles de forma análoga a la ecuación (2.9):

$$\tau_{a\lambda} = e^{-m_a \delta_{a\lambda}} = \exp(-\beta \lambda^{-\alpha} m_a). \quad (2.11)$$

2.2.4 Irradiancia solar transmitida

La radiación solar que llega a la parte más externa de la atmósfera, llamada *radiación solar extraterrestre*, posee una irradiancia (v. tab. 2.1) promedio de $E_0 = 1367 \text{ W m}^{-2}$ (medida sobre un plano perpendicular a los rayos del Sol), cantidad conocida como *constante solar*, a pesar de que presente ligeras fluctuaciones por la excentricidad de la órbita terrestre, principalmente. La distribución espectral de dicha radiación puede compararse con aquella que emite un cuerpo negro (v. § 2.3.2) que se encuentra a una temperatura de unos 6000 K (Coulson, 1975).

Como ya se ha explicado en varias ocasiones, la radiación es modificada por diversos procesos a medida que atraviesa la atmósfera terrestre, de modo que no

toda la radiación que tenemos en la exosfera logra alcanzar finalmente la superficie de la Tierra; solo se conservará parte de ella, cuyo valor se designa como *irradiancia solar transmitida*. En el espectro de esta radiación quedarán reflejados los distintos procesos de dispersión y absorción que haya sufrido. En la figura 2.8 podemos ver una comparación entre la curva de irradiancia extraterrestre y la de irradiancia transmitida, en la que pueden apreciarse, además de una notable disminución global de la intensidad, las distintas bandas de absorción de los gases atmosféricos. Además, se ha representado la curva de emisión del Sol aproximándolo a un cuerpo negro (a la temperatura ya antes mencionada).

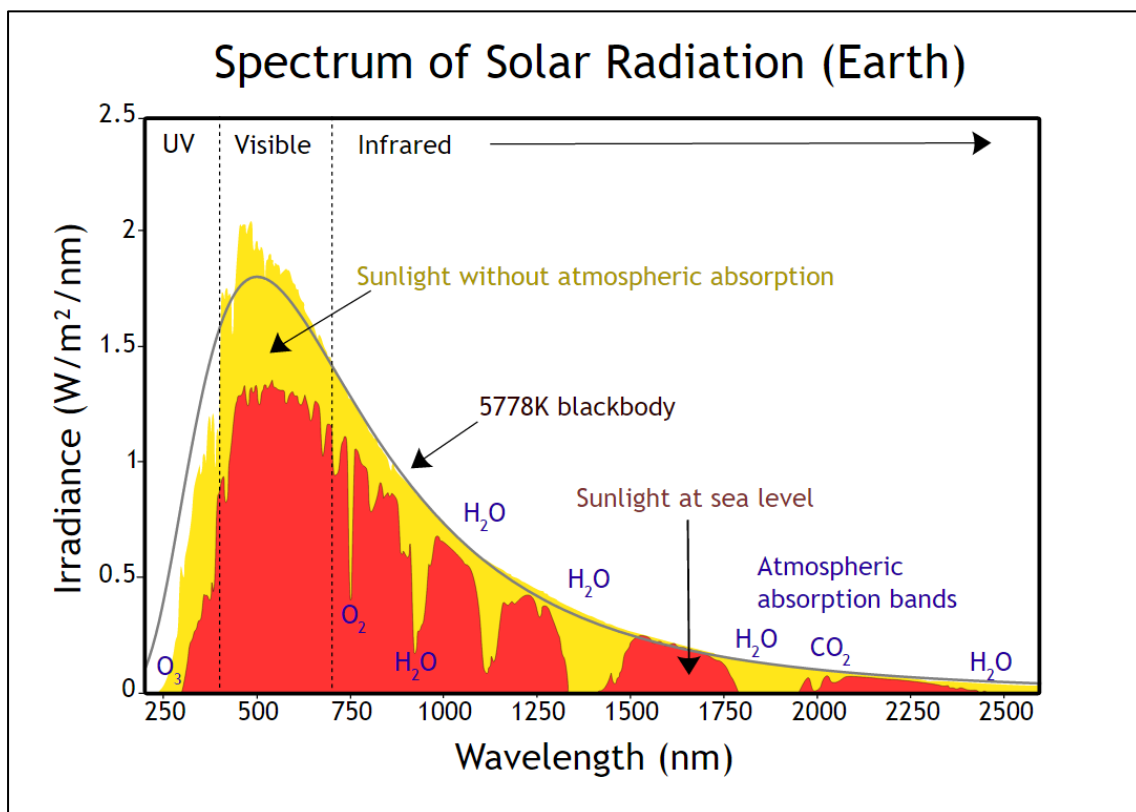


Figura 2.8 Espectro de la radiación solar extraterrestre y transmitida.

Fuente: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/e7/Solar_spectrum_en.svg

Por otro lado, las capas atmosféricas y la superficie terrestre absorben parte de la radiación que les es transmitida, reemitiéndola posteriormente en el espectro del infrarrojo térmico. Nuevamente, podemos hacer la aproximación de cuerpo negro para nuestro planeta, de una temperatura media de unos 300 K. En la figura 2.9 hay representada una comparación entre el espectro de la radiación emitida por el Sol y el emitido por la Tierra, tanto por la superficie como por la atmósfera; fijémonos en que hay un límite común para ambos espectros, de aproximadamente 4 μm , longitud de onda que permite diferenciar la radiación solar (de onda corta) de la «terrestre» (de onda larga).

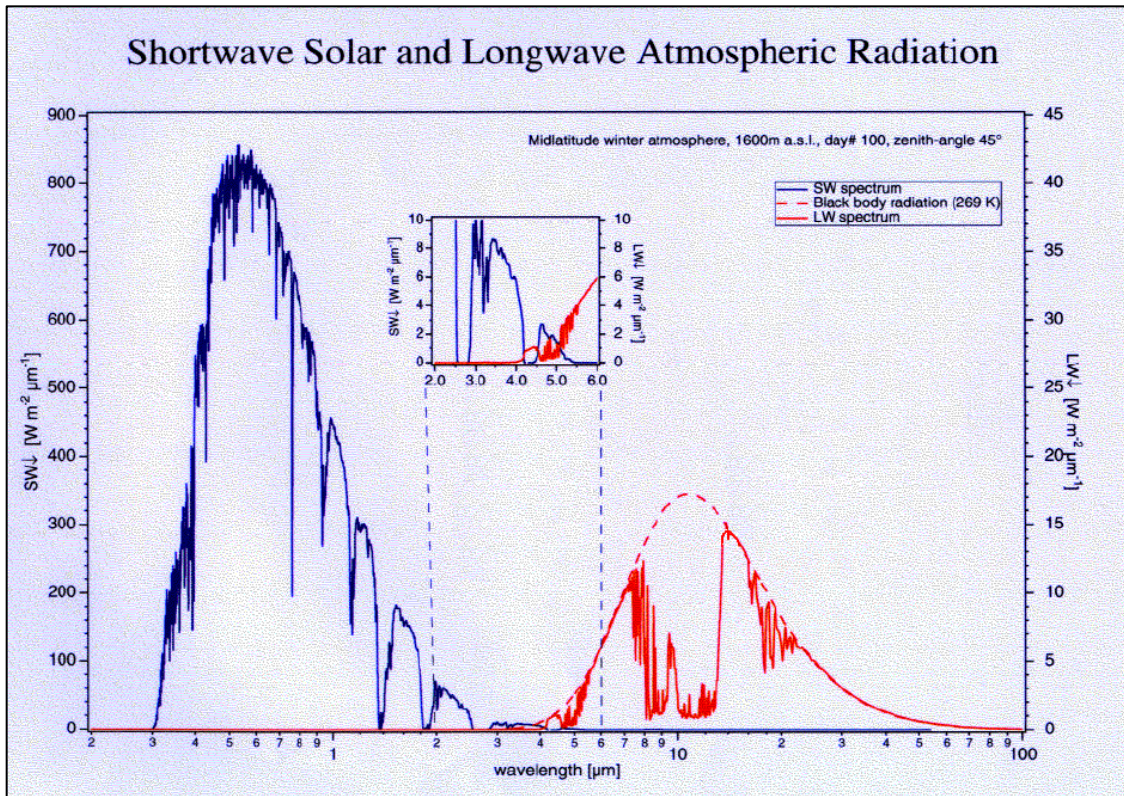


Figura 2.9 Radiación atmosférica debida a las emisiones solar y terrestre.
Cortesía de Rolf Philipona, MeteoSchweiz, Payerne.

A continuación se van a describir las magnitudes relacionadas con la medida de la radiación en la superficie terrestre. Según se ha visto en la tabla 2.1, la *radiación solar global*, aquella recibida sobre una superficie horizontal, está formada por dos componentes, que se reciben en conjunto: la radiación solar directa y la radiación solar difusa. Esta se mide con un piranómetro, que es un tipo de radiómetro que puede captar radiación proveniente de todas las direcciones del hemisferio (v. fig. 2.10a). Cabe mencionar a mayores que en el presente trabajo no vamos a distinguir con excesiva rigurosidad los términos *radiación* e *irradiancia*, pues pueden utilizarse indistintamente como sinónimos, si bien solo el segundo es propiamente una magnitud radiométrica (cuyas unidades son $W m^{-2}$, recordemos).

La *radiación solar directa* es la radiación que recibimos directamente, sin ser modificada por los procesos atmosféricos de dispersión y reflexión, es decir, la recibida desde el ángulo sólido subtendido por el disco del Sol. Cuando se da el caso de que la superficie plana está orientada perpendicularmente respecto a la dirección de incidencia de los rayos, tenemos la *radiación solar directa normal*. La radiación directa se mide con un tipo concreto de radiómetro, denominado *pirheliómetro* (v. fig. 2.10b).

La *radiación solar difusa* es la radiación dispersada y reflejada proveniente del hemisferio completo (de todas las direcciones), excepto del ángulo sólido subtendido por el disco solar, es decir, es aquella que sufre dispersión y reflexión en la atmósfera, a causa de fenómenos meteorológicos (lluvia, nubes, niebla, granizo, etc.), partículas en suspensión (aerosoles, polvo, etc.) o los propios constituyentes gaseosos, antes de ser detectada por los radiómetros. La radiación difusa se mide con un piranómetro dotado de una banda rotatoria solidaria al movimiento solar, que eclipsa la radiación directa, dejando únicamente la opción de captar la difusa, como puede verse en la figura 2.10c. A modo de ejemplo, démonos cuenta de que en un día muy nublado predominará la radiación solar difusa sobre la directa.



Figura 2.10a Piranómetro (radiación solar global).
Figura 2.10b Pirheliómetro (radiación solar directa).
 Fuente: sensovant.com
Figura 2.10c Piranómetro con banda de sombra (radiación solar difusa). Cortesía de la UVA.



La irradiancia solar global puede calcularse según la siguiente ecuación:

$$E_g = E_b + E_d = E_{bn} \cos \theta + \int_{\Omega} E_d(\Omega) d\Omega, \quad (2.12)$$

donde E_b representa la irradiancia solar directa (horizontal); E_{bn} , la irradiancia directa normal (relacionada con la anterior a través del ángulo cenital solar); E_d , la radiación difusa, que puede calcularse integrando en todo el hemisferio la irradiancia difusa proveniente de una determinada dirección caracterizada por el ángulo sólido Ω .

Asimismo, aplicando la ley de Beer, la irradiancia directa normal espectral puede calcularse a partir de la irradiancia extraterrestre normal espectral, haciendo uso de la transmitancia espectral total (de toda la atmósfera), de la siguiente forma:

$$E_{bn\lambda} = \tau_{\lambda} E_{0n\lambda} \quad (2.13)$$

siendo τ_{λ} la transmitancia espectral total, obtenida mediante el producto de las transmitancias espectrales parciales (v. ec. (2.7)).

2.3 Radiación térmica

En este nuevo apartado vamos a estudiar los procesos por los cuales la radiación, tras absorberse por la atmósfera y la superficie terrestre, se reemite en una longitud de onda más corta y se transmite de nuevo por el medio atmosférico hasta los satélites, que la detectan mediante los sensores que incorporan. Es decir, sería la «etapa» siguiente a todo lo visto en el apartado anterior. Este tipo de procesos radiativos, de captación y medición de radiación a distancia por medio de satélites puestos en órbita alrededor de la Tierra, son estudiados por la disciplina de la teledetección.

Para hacer estudios de esta índole se utilizan modelos que tienen como objetivo la simulación de la señal de radiancia (v. tab. 2.1) obtenida en el nivel de los sensores de los satélites, es decir, en el nivel exterior de la atmósfera. La radiancia es la magnitud fundamental de este estudio, pues es aquella que los satélites son capaces de detectar. Otro elemento fundamental en este ámbito es la ecuación de transferencia radiativa, que será explicada en profundidad en el § 2.3.4. La formulación de la ecuación de transferencia radiativa en el espectro infrarrojo es de gran importancia, ya que todos los modelos de determinación de temperaturas y cálculo de componentes atmosféricos están basados en su aplicación directa, así como en las posibles aproximaciones que se hagan sobre ella. Algunos de sus términos son especialmente importantes; por esta razón es interesante analizar la ecuación de transferencia radiativa basándonos en los términos individuales que la forman. Analizaremos el intervalo espectral [3, 14] μm , del espectro infrarrojo, por el interés que presenta en la colocación de los sensores térmicos de los satélites.

Además, hay que destacar el hecho de que la simulación de la radiancia que recibe el sensor está resuelta por los modelos de tipo multicapa y el conocimiento del estado de la atmósfera; en cualquier caso, el resultado está proporcionado por la ecuación de transferencia radiativa.

2.3.1 Absorción gaseosa en el infrarrojo

Modelizar la radiancia del sensor de un satélite en el espacio lleva consigo el conocimiento del efecto de absorción de todos los gases que se encuentran en la atmósfera, así como la dispersión molecular y por aerosoles. Como ya hemos visto en detalle en el § 2.2.2b, la absorción gaseosa se produce principalmente en el infrarrojo, por efecto de los siguientes gases: vapor de agua (H_2O), dióxido de carbono (CO_2) y ozono (O_3), con efecto selectivo en diferentes longitudes de onda.

Veamos entonces dónde se sitúan concretamente las bandas de absorción de las anteriores especies gaseosas (v. fig. 2.6a). Por lo que respecta al efecto del dióxido de carbono, pueden observarse distintas bandas de absorción, algunas de ellas muy estrechas, como la que tiene lugar en el intervalo $[3; 3,5] \mu\text{m}$, y otras más anchas, como las existentes en los intervalos $[4,1; 4,6] \mu\text{m}$ y $[7,6; 8] \mu\text{m}$. El efecto del vapor de agua es mucho más acentuado, dado que en la banda de absorción situada en el intervalo $[5; 7,6] \mu\text{m}$ la transmitancia tiene valor cero; precisamente, la colocación de bandas espectrales en este intervalo sirve para la determinación de la cantidad de vapor de agua en la atmósfera, como ocurre en los satélites meteorológicos, como la serie europea Meteosat, primera y segunda generación, y los satélites americanos GOES. Finalmente, el aspecto más reseñable del ozono es la marcada banda de absorción situada en torno a $9,6 \mu\text{m}$, y utilizada por el sondeador vertical TOVS/HIRS para la determinación del espesor total de ozono en la atmósfera.

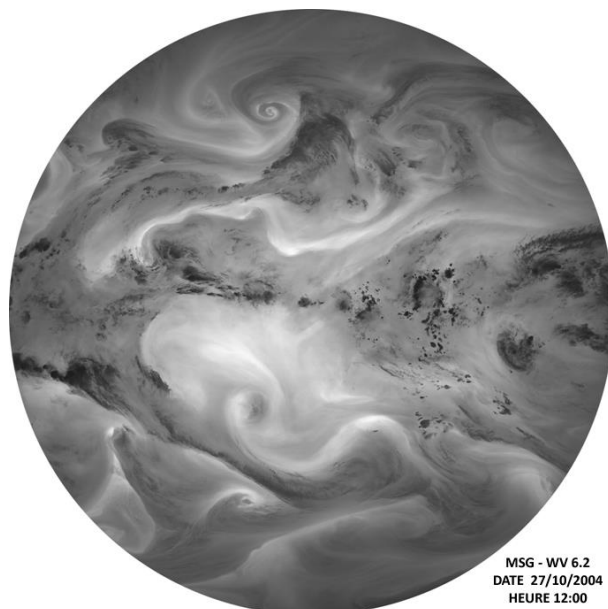


Figura 2.11 Contenido de vapor de agua en la atmósfera (satélite Meteosat de Segunda Generación, MSG, dotado del sensor SEVIRI, situado en $6,25 \mu\text{m}$, con un intervalo de respuesta de $[5,35; 7,15] \mu\text{m}$). Fuente: <http://e-cours.univ-paris1.fr/modules/uved/envcal/html/rayonnement/precisions-bandes-msg/irtherm.html>

En la figura 2.11 puede apreciarse la imagen procesada por el satélite Meteosat (de Segunda Generación, en concreto), provisto de un sensor que analiza el contenido del vapor de agua en la atmósfera. Obsérvese que no es posible distinguir elementos de la superficie terrestre, puesto que la radiancia proviene directamente de la atmósfera, y no de la superficie. El vapor de agua atmosférico

absorbe totalmente la radiancia proveniente de la superficie y después la reemite, creando imágenes de este tipo.

La existencia alternada de bandas de absorción y ventanas atmosféricas limita los espacios espectrales para la colocación de bandas en los sensores espaciales. Por ejemplo, para la medida de la temperatura de la superficie de nuestro planeta, con una temperatura media cercana a los 300 K, debería utilizarse una banda centrada en 9,6 μm , donde se produce el máximo de la emisión de un cuerpo negro con esa temperatura, tal y como se deduce de la ley del desplazamiento de Wien (v. § 2.3.2c). Sin embargo, la existencia de una banda de absorción relacionada con el ozono obliga a desplazar las bandas utilizadas por los satélites a la ventana atmosférica situada entre las 10 y 12 micras.

2.3.2 Leyes básicas del infrarrojo térmico

Dedicaremos este subapartado a la exposición de las leyes físicas fundamentales que explican la emisión de radiación en el espectro térmico, a pesar de que algunas de las cuales no las hemos requerido explícitamente en el presente trabajo, pero que son fundamentales en el estudio de la radiación térmica en general. El principio fundamental es la ley de Planck, de la cual se deducen otras leyes como consecuencia de esta, como la ley de Stefan-Boltzmann o la ley del desplazamiento de Wien. Finalmente, será explicado el concepto de *emisividad*, para mostrar el punto de conexión entre la aproximación del cuerpo negro y los cuerpos reales.

a) Ley de Planck

La radiación térmica es aquella radiación que emiten los cuerpos por el hecho de tener una cierta temperatura (por encima del cero absoluto). La explicación microscópica reside en el estado de agitación térmica que tienen los átomos de los cuerpos, que se mueven con ciertas aceleraciones. Dado que dichas aceleraciones tienen todos los valores posibles, la emisión se produce en todas las longitudes de onda del espectro electromagnético.

El concepto de *cuerpo negro* es una idealización de un cuerpo que absorbe toda la radiación que incide sobre él. Igualmente es el que emite mayor cantidad de radiación a una temperatura dada; por eso nos referimos a él como el absorbente perfecto y el irradiador perfecto. Debe notarse que un cuerpo negro no tiene por qué ser de color negro, ya que una estrella o el fuego, por ejemplo, son buenas aproximaciones de cuerpo negro. El cuerpo negro se caracteriza porque su reflectancia y transmitancia son nulas y su absorbancia es máxima (la unidad) para cualquier longitud de onda: $\rho = \tau = 0$; $\alpha = 1$.

La ley de Planck es la ley física más importante que gobierna la radiación en el espectro térmico, denominada también *ley del cuerpo negro*. Cuantifica la emitancia espectral (v. tab. 2.1), o energía irradiada por un cuerpo negro a una temperatura y longitud de onda determinadas. La emisión de radiación tiene lugar para un intervalo infinito de longitudes de onda, es decir, en todo el espectro, sea cual sea la temperatura del cuerpo emisor. Analíticamente, la emitancia espectral, M_λ , de un cuerpo negro es:

$$M_\lambda(T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)}, \quad (2.14)$$

donde C_1 es una constante de valor $2\pi hc^2 = 3,7419 \cdot 10^{-16} \text{ W m}^2$ y C_2 otra constante de valor $hc/k = 0,01439 \text{ m K}$, con k siendo la constante de Boltzmann ($1,38062 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$), h la constante de Planck ($6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$) y c la velocidad de la luz en el vacío ($2,99792 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$).

De la anterior expresión pueden extraerse las siguientes conclusiones:

- A pesar de que existe emisión para todas las longitudes de onda, la emitancia espectral, M_λ , solo tiene valores apreciables en un intervalo, $[\lambda_1, \lambda_2]$.
- Cuanto mayor es la temperatura del cuerpo emisor, mucho mayor es la emitancia total integrada, M .
- Siempre existe una longitud de onda, $\lambda_{\text{máx}}$, para la cual se produce un máximo de emisión. Esta $\lambda_{\text{máx}}$ se desplaza hacia valores más pequeños de longitud de onda cuanto mayor es la temperatura del cuerpo emisor.

La ecuación de dimensiones de la emitancia, la cual nos aporta información de las unidades empleadas, es de la forma: $[M_\lambda] = \text{W m}^{-2} \text{ m}^{-1}$. Dichas unidades, aunque no son expresadas en función de las magnitudes fundamentales, corresponden al flujo de energía por unidad de superficie y longitud de onda. Aunque en el Sistema Internacional aparece el metro como unidad de longitud de onda, en teledetección se acostumbra a expresar la emitancia como potencia por metro cuadrado y micra, como hemos venido haciendo hasta ahora en este trabajo: $[M_\lambda] = \text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$.

Véase la figura 2.12, que representa curvas características de la emitancia espectral de un cuerpo negro en función de la longitud de onda a diferentes valores de su temperatura absoluta.

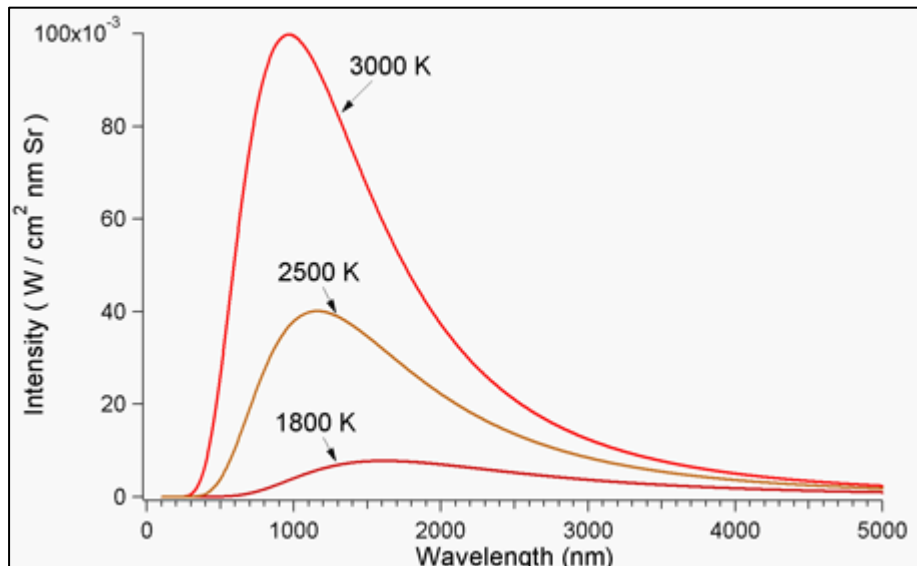


Figura 2.12 Curvas de la emitancia espectral de un cuerpo negro. Fuente: http://saba.kntu.ac.ir/eecd/Ecourses/instrumentation/projects/reports/Pyrometry/abzar/theory/Thermal%20Radiation%20Overview_files/PlanckGraph.gif

b) Ley de Stefan-Boltzmann

La ley de Stefan-Boltzmann proporciona la emitancia total, M , de un cuerpo negro, determinada a partir de la integración de la ley de Planck a lo largo de todo el espectro electromagnético.

$$M = \int_0^{\infty} M_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)} d\lambda = \sigma T^4, \quad (2.15)$$

siendo σ la constante de Stefan-Boltzmann ($5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^4$). Por lo tanto, la ley de Stefan-Boltzmann describe la emisión de radiación de un cuerpo, en función de la cuarta potencia de su temperatura. Sus dimensiones son $[M] = \text{W m}^{-2}$.

c) Ley del desplazamiento de Wien

Como ya se ha mencionado, la curva espectral de la emitancia monocromática, M_{λ} , tiene un máximo en $\lambda_{\text{máx}}$. Para calcular la posición de ese máximo, se determina la derivada de dicha curva, igualándola a cero para buscar sus extremos, de forma que se obtiene:

$$\left. \frac{dM_{\lambda}}{d\lambda} \right|_{\text{máx}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\text{máx}} T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}, \quad (2.16)$$

expresión que es conocida como la ley del desplazamiento de Wien. La significación física de este resultado es que, a medida que la temperatura, T , crece, el valor de $\lambda_{\text{máx}}$, correspondiente a la máxima emisión, disminuye. A modo de

curiosidad, esta ley sirve de base para la determinación de temperaturas de cuerpos emisores lejanos, como por ejemplo las estrellas, sin más que determinar su color.

d) Emisividad y ley de Kirchhoff

El concepto de cuerpo negro es un concepto teórico, dado que ninguna de las superficies reales se comporta como un emisor (o absorbente) de radiación perfecto, aunque se aproximen bastante. La emisividad (v. tab. 2.1) es una magnitud que expresa el factor con el que una superficie cumple las propiedades de cuerpo negro. Por lo tanto, se define como la relación existente entre la radiación real emitida por una superficie, $M_{\lambda,\theta}$, y la emitida por un cuerpo negro que se encuentra a la misma temperatura, $B_{\lambda,\theta}$; esto es:

$$\varepsilon_{\lambda,\theta} = \frac{M_{\lambda,\theta}(T)}{B_{\lambda,\theta}(T)}, \quad 0 < \varepsilon_{\lambda,\theta} < 1. \quad (2.17)$$

Téngase en cuenta que la emisividad varía con la longitud de onda (por lo que la definición anterior es aplicable también a la emisividad espectral), y con la dirección de observación, θ , por lo que además es una magnitud direccional.

Todas las superficies naturales están caracterizadas por una emisividad menor que la unidad. Las emisividades en el rango espectral de [8, 14] μm cubren un rango muy estrecho de valores entre 0,91 para suelos secos arenosos y 0,98 para áreas cubiertas de vegetación. En general, el intervalo [0,91; 0,97] es el más frecuente.

Existe una relación directa entre la emisividad y la reflectancia/albedo para cuerpos que se encuentran en equilibrio radiativo, establecida por la ley de Kirchhoff, explicada a continuación.

En un cuerpo negro se cumple que la absorbancia $\alpha_\lambda = \frac{A_\lambda}{I_\lambda} = 1$, y la reflectancia $\rho_\lambda = \frac{R_\lambda}{I_\lambda} = 0$, teniendo entonces que $\alpha_\lambda + \rho_\lambda = 1$, y que $A_\lambda = I_\lambda = M_\lambda$. Por otra parte, para un cuerpo real se cumple que $\alpha'_\lambda = \frac{A'_\lambda}{I_\lambda} < 1$, y $\rho'_\lambda = \frac{R'_\lambda}{I_\lambda} > 0$, además de cumplirse que $\alpha'_\lambda + \rho'_\lambda = 1$. Dado que la intensidad absorbida por el cuerpo real, A'_λ , es:

$$A'_\lambda = \alpha'_\lambda I_\lambda = M'_\lambda \quad \Rightarrow \quad \frac{M'_\lambda}{\alpha'_\lambda} = I_\lambda = M_\lambda. \quad (2.18)$$

Por lo tanto, teniendo en cuenta la definición de la emisividad, $\varepsilon_\lambda = \frac{M'_\lambda}{M_\lambda}$, entonces se deduce que

$$M'_\lambda = \varepsilon_\lambda M_\lambda = \varepsilon_\lambda \frac{M'_\lambda}{\alpha'_\lambda} \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_\lambda = \alpha'_\lambda = 1 - \rho'_\lambda. \quad (2.19)$$

2.3.3 Implementación de la ley de Planck en los sensores

Han sido expuestas las leyes de la radiación en el espectro térmico; sin embargo, para ser utilizadas e interpretadas en los resultados obtenidos a través de los sensores de los satélites, deben realizarse algunas matizaciones. La radiancia que recibe un sensor proviene solamente de su dirección de observación, independientemente de que la emisión de radiación por parte del cuerpo emisor se produzca de forma isótropa o no; es decir, la radiancia espectral proveniente de la emisión de los cuerpos, que simbolizaremos como $B_\lambda(T)$, y que captan los sensores tiene las dimensiones de $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$, razón por la que las constantes que intervienen en la ley de Planck han de ser modificadas. Por otra parte, si consideramos que la radiancia emitida por un cuerpo negro es isótropa, entonces se tiene que $M_\lambda = \pi B_\lambda(T)$. Por consiguiente, la radiancia emitida por un cuerpo negro en una única dirección se expresa como:

$$B_\lambda(T) = \frac{C_1}{\pi \lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)}, \quad (2.20)$$

donde $C_1 = 3,74151 \cdot 10^{-22} \text{ W m}^3 \mu\text{m}^{-1}$, $C_2 = 0,0143879 \text{ m K}$, la longitud de onda está en metros y la radiancia obtenida, $B_\lambda(T)$, en $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

Los sensores no son monocromáticos, sino que miden la radiancia en un intervalo de longitudes de onda, mediante un factor de ponderación definido por la función de respuesta espectral del sensor, $\varphi(\lambda)$. Entonces, la radiancia que mide la banda espectral i de un sensor, ponderada por su función de respuesta espectral, será de la forma:

$$B_i(T) = \int_{\lambda} \varphi(\lambda) B_\lambda(T) d\lambda. \quad (2.21)$$

2.3.4 Ecuación de transferencia radiativa

En este subapartado se presentará la formulación general de la ecuación de transferencia radiativa para la radiación infrarroja emitida (por la Tierra y atmósfera). Este modelo está basado en el efecto conjunto de los dos términos de emisión, atmosférico y superficial, y la ecuación final sirve de base para establecer y explicar la señal recibida por un sensor espacial en el espectro infrarrojo.

El desarrollo, el cual no vamos a incluir en el presente trabajo, se basa en la modelización de la radiancia recibida por el satélite partiendo de la radiancia que sale de la superficie.

Sin más, a continuación presentamos la ecuación de transferencia radiativa particularizada para el intervalo infrarrojo del espectro electromagnético, la cual ha sido deducida para una atmósfera en la que no existen fenómenos de dispersión, en equilibrio termodinámico local y que, recordemos, representa la radiancia observada por los instrumentos de los satélites:

(2.22)

$$B_{\lambda}(\theta, T) = \underbrace{\varepsilon_{\lambda} B_{\lambda}(T_s) \tau(\lambda, \theta, 0)}_{\text{radiancia de la superficie atenuada por la atmósfera a través de la transmitancia}} + \underbrace{\int_0^h B_{\lambda}(T_z) \frac{\partial \tau(\lambda, \theta, z)}{\partial z} dz}_{\text{contribución de la emisión de todas las capas atmosféricas hasta el sensor del satélite}},$$

donde están incluidos los siguientes términos siguientes:

- $B_{\lambda}(\theta, T)$ es la radiancia total proveniente de la superficie de la Tierra y la atmósfera, para cada longitud de onda λ y para un ángulo cenital de observación θ .
- $\tau(\lambda, \theta, p)$ es la transmitancia total desde un nivel de presión p hasta el techo superior de la atmósfera, a lo largo de un ángulo de observación θ .
- s corresponde al nivel de la superficie del suelo.
- $T_s \equiv T_0$ es la temperatura de la superficie.

Cuando la ecuación de transferencia radiativa se expresa para una banda espectral de un sensor del satélite, debe tenerse en cuenta que los términos de radiancia corresponden a dicha magnitud integrada por la función de respuesta espectral, es decir:

(2.23)

$$B_i(\theta, T_i) = \int_{\lambda} \varepsilon_{\lambda} B_{\lambda}(T_s) \tau(\lambda, \theta, 0) \varphi(\lambda) d\lambda + \int_0^h \left(\int_{\lambda} B_{\lambda}(T_z) \frac{\partial \tau(\lambda, \theta, z)}{\partial z} \varphi(\lambda) d\lambda \right) dz,$$

donde el subíndice i denota la banda espectral del sensor, la función $\varphi(\lambda)$ es la función de respuesta espectral de la banda i y la variable T_i es la temperatura de brillo proporcionada por el sensor como inversión de la radiancia espectral a través de la función de Planck (no entraremos en más detalles).

Por último, con respecto a la ecuación de transferencia radiativa, hay que señalar su máxima importancia en cualquier estudio de teledetección, ya que describe la radiación que sale de la cima de la atmósfera, después de haberla atravesado, para llegar, finalmente, al sensor del satélite. Por lo tanto, esta ecuación es la formulación general de la radiación térmica emitida.

2.3.5 Funciones de ponderación

Las funciones de ponderación son más conocidas por su nombre en inglés, *weighting functions*, y caracterizan las bandas de cada sensor basándose en la extracción de las propiedades de la atmósfera en diferentes niveles atmosféricos situados a diferentes alturas; es decir, caracterizan las bandas según la capacidad que presentan para la realización de sondeos atmosféricos.

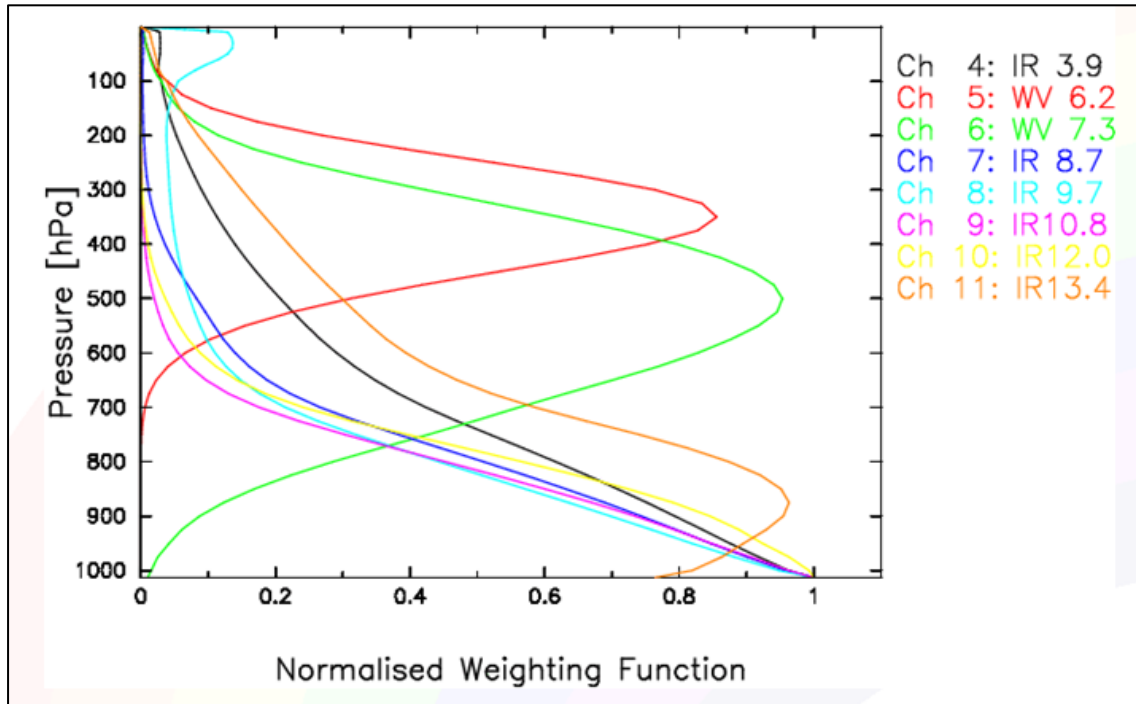


Figura 2.13 Representación gráfica de las funciones de ponderación (de las bandas del sensor SEVIRI, satélite MSG). Fuente: EUMETSAT.

La radiancia proveniente de la atmósfera puede ser expresada de la forma:

$$L_{\lambda, atm} = \int_0^h B_{\lambda}(T_z) \frac{\partial \tau(\lambda, \theta, z)}{\partial z} dz = \int_0^h B_{\lambda}(T_z) W(\lambda, z) dz, \quad (2.24)$$

donde los términos $W(\lambda, z) = \frac{\partial \tau(\lambda, \theta, z)}{\partial z}$ son las funciones de ponderación de cada banda de cada sensor. Como puede deducirse de la propia definición, estas funciones expresan el nivel de altura de la atmósfera a la que una banda determinada es más sensible para determinar sus propiedades y, por consiguiente, para deducir el contenido de cada componente atmosférico.

Con la finalidad de obtener una representación gráfica más fácilmente interpretable, es muy habitual encontrar estas funciones representadas en un diagrama en que la altura (o alternatively la presión, si se realiza un cambio de variable) se sitúan en el eje de ordenadas, y las funciones de ponderación están el eje de abscisas, como muestra la figura 2.13.

3 CÓDIGO DE TRANSFERENCIA RADIATIVA: MODTRAN

Para realizar los ejercicios de simulación relacionados con la propagación de radiación electromagnética en la atmósfera, en este trabajo se ha empleado un programa de transferencia radiativa basado en el código MODTRAN (sigla de *moderate resolution atmospheric transmission*). Debido a que hacer uso dicho código de programación puede resultar muy engorroso, sobre todo para aquellos neófitos que no están familiarizados con este tipo de cuestiones, los tutores de este trabajo de fin de grado (del Departamento de Física Aplicada) han desarrollado una sencilla interfaz para facilitar la ejecución de dicho programa, la cual nos posibilitará manejar el MODTRAN con mayor sencillez y al nivel que pretendemos, pero sin perder las posibilidades que propiamente nos ofrece. En primer lugar, se van a describir todas las características y opciones que ofrece el MODTRAN en general, y posteriormente se van a detallar las funciones que nos brinda la interfaz elaborada el mencionado departamento. Es preciso señalar que en estas descripciones no seremos estrictos con la diferencia que existe entre los conceptos de *código* y *programa*, a pesar de ser conscientes de que no tienen el mismo significado en el ámbito de la programación computacional.

Hay dos tipos básicos de modelos de transferencia radiativa que pueden ser usados para predecir o analizar la radiación en la atmósfera y superficie terrestres: códigos sofisticados y altamente precisos, y simples parametrizaciones de transmitancias. Un ejemplo bien conocido del primer tipo es la familia LOWTRAN (abreviación de *low-resolution atmospheric transmission*), que se originó hace más de 30 años. Ha sido suplantada por un código todavía más detallado: el código MODTRAN. Esta clase de modelo considera que la atmósfera está constituida por diferentes capas (modelo de tipo multicapa, lo cual se adecúa mejor a la realidad física), y entonces emplea perfiles verticales basados en mediciones reales o perfiles de referencia de los constituyentes gaseosos y de los aerosoles.

Debido a la detallada entrada de datos que se requiere, el tiempo de ejecución y otras limitaciones de salida, códigos tan rigurosos como el MODTRAN no son adecuados para todas las aplicaciones, particularmente las de ingeniería. La mayoría de las actuales necesidades se suplen hoy en día con modelos parametrizados que son relativamente simples en comparación con el código MODTRAN (Gueymard, 2001). Sin embargo, nos centraremos a continuación en explicar con más detalle las características del MODTRAN, pues es el programa mediante el cual se han podido llevar a cabo las simulaciones del presente trabajo, como hemos explicado al comienzo de esta sección.

El programa MODTRAN fue desarrollado como una modificación del anterior, LOWTRAN-7, elaborado en la Optical/Infrared Technology Division del Air Force Geophysics Laboratory en Hanscom, Massachusetts, por Kneizys y colaboradores

en 1988, y es la última versión de una serie de programas usados para el cálculo de la transmisividad y la radiancia en la atmósfera, que modifica y mejora versiones anteriores (Berk *et al.*, 1996).

Para un camino atmosférico dado, el MODTRAN/LOWTRAN calcula la transmitancia, la radiancia dispersada solar y lunar, la irradiancia solar directa y la radiancia emitida por la atmósfera en el infrarrojo térmico. Los procesos de dispersión pueden tratarse con los modelos de dispersión simple o múltiple. La resolución espectral con la que trabaja es de 20 cm^{-1} , y cubre un intervalo de frecuencias que va desde 0 hasta $50\,000 \text{ cm}^{-1}$ (en unidades de longitud de onda, esto equivale a un intervalo desde $0,2 \mu\text{m}$ hasta el infinito). No obstante, es capaz de obtener datos a resoluciones mayores, solo que haciendo uso de la interpolación. La máxima resolución espectral varía según la versión del modelo.

Las líneas de absorción de los gases atmosféricos y el espectro continuo están evaluados utilizando un modelo de bandas monoparamétrico. Los coeficientes de absorción del vapor de agua han sido ajustados de acuerdo con medidas experimentales. El programa también considera los procesos de dispersión molecular y de aerosoles, y la absorción y dispersión debida a hidrometeoros: lluvia, niebla, etc. En el cálculo de la trayectoria de la radiación a través de la atmósfera, se tiene en cuenta la refracción y la curvatura de la superficie terrestre.

La transmitancia y la radiancia se calculan en función de la frecuencia, considerando la atmósfera dividida en capas isotermas. La transmitancia total es el producto de las transmitancias calculadas para cada estrato a lo largo de la dirección de propagación. Y, en cada estrato, resulta de multiplicar las transmitancias debidas a las bandas de absorción del vapor de agua, ozono, ácido nítrico y gases minoritarios, a la absorción continua, a la dispersión molecular y a la de los aerosoles.

Los coeficientes másicos de absorción están tabulados en función de la temperatura, y han sido obtenidos por medidas de laboratorio. Para valores intermedios de la temperatura, estos se obtienen por interpolación. Una vez calculada la transmitancia, a partir de ella se calcula la irradiancia.

El programa permite utilizar perfiles atmosféricos obtenidos a partir de sondeos aerológicos, pero también dispone de seis modelos de atmósfera diferentes: tropical, de latitudes medias en verano, de latitudes medias en invierno, subártica en verano, subártica en invierno y estándar, con datos registrados de kilómetro en kilómetro hasta los 25 km, y de cinco en cinco kilómetros hasta los 50 km, así como a 75 y 100 km. También dispone, hasta los 100 km de altura, de los perfiles verticales de trece especies de gases minoritarios.

Utiliza distintos modelos de aerosoles para la capa límite, 0-2 km: rural, marítimo, urbano, marítimo «navy», y para el resto de la troposfera, 2-10 km,

existe un único modelo de aerosoles, aunque se tiene en cuenta su dependencia con la humedad atmosférica. Asimismo, los modelos marítimos tienen en cuenta el tiempo durante el cual la masa de aire estuvo sobre el océano. Para la estratosfera, 10-30 km, existe un modelo básico, aunque se pueden definir distintas clases de aerosoles volcánicos. Estos modelos pueden ser modificados según la época del año, y también se pueden incluir distintos tipos de nubes (cúmulos, estratos, altostratos, etc.), nieblas y lluvias.

Alternativamente, se puede especificar la visibilidad horizontal, VIS , definida como $VIS = 3,912/\beta$, siendo β el coeficiente de extinción evaluado para $0,55 \mu\text{m}$.

Una innovación del programa consiste en que tiene un modelo de dispersión múltiple, que se ajusta más a la realidad física, dado que se tiene en cuenta el hecho de que parte de la radiación dispersada puede retornar nuevamente por la dirección de propagación.

Finalmente, el programa MODTRAN/LOWTRAN contiene un programa para filtrar los datos espectrales de transmitancia y radiancia, en el que se define un filtro que simula un sensor de satélite, es decir, se le dan los valores extremos del intervalo de medida y la curva de respuesta espectral del sensor. Pueden consultarse más detalles en la referencia siguiente: Berk *et al.* (1996).

A continuación se van a exponer más en detalle los parámetros de entrada y posibles configuraciones —algunas ya mencionadas en la introducción anterior— que presenta el programa MODTRAN-3 (versión empleada en este trabajo) para poder llevar a cabo la obtención de datos mediante su funcionamiento.

Respecto a los parámetros de entrada que requiere el programa para su funcionamiento, cabe destacar aquellos relacionados con la geometría atmosférica (ángulo cenital del Sol, altitud sobre el nivel del mar, etc.), los datos de los perfiles atmosféricos y la irradiancia solar extraterrestre. Además, es importante notar que la ecuación de transferencia radiativa es el mecanismo fundamental con el que trabaja el programa, pues va aplicándola a cada estrato atmosférico y almacenando los resultados obtenidos.

Primeramente, obsérvese en la figura 3.1 la interfaz creada para el programa según se abre, es decir, en la configuración por defecto (*default*).

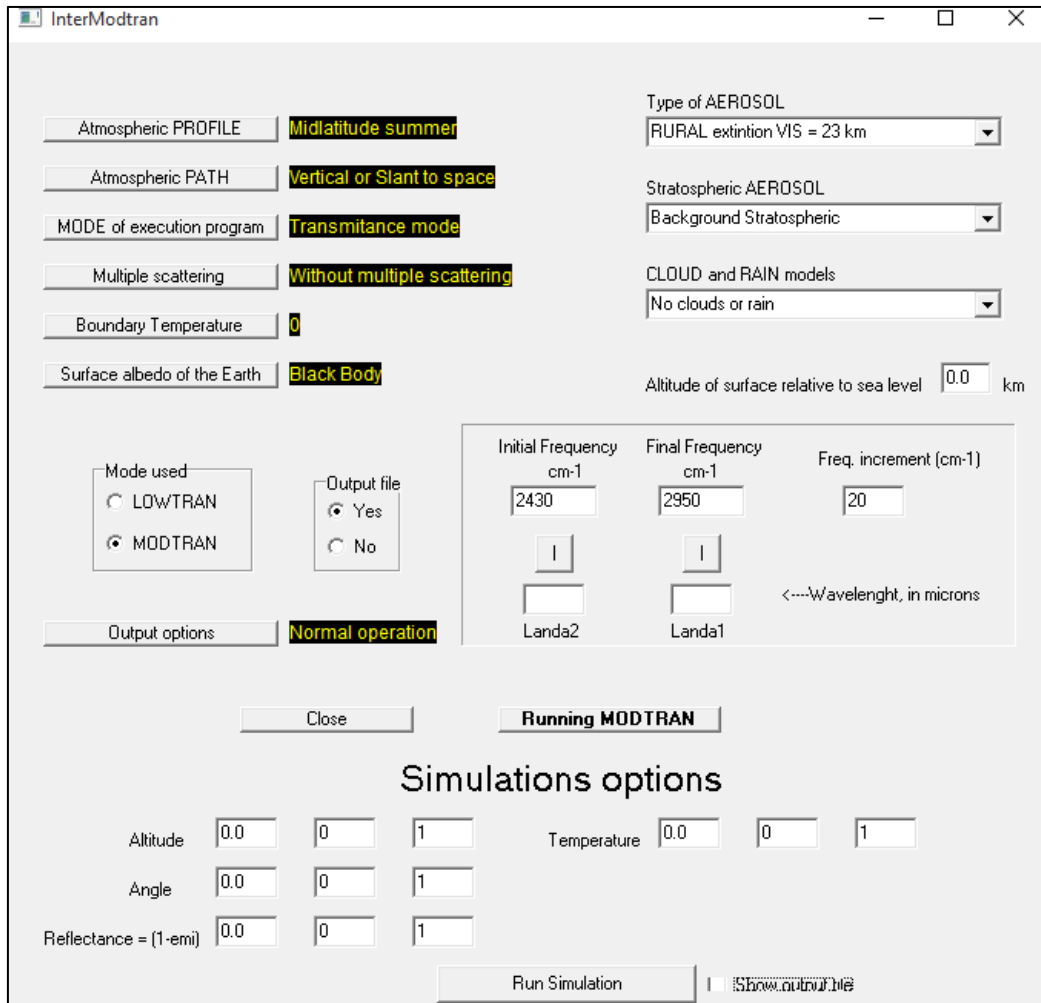


Figura 3.1 Interfaz desarrollada para la ejecución del programa MODTRAN.

- **Perfil atmosférico:**

El tipo de perfil atmosférico, que depende de la composición gaseosa, puede elegirse en este cuadro, que, además de la opción de emplear perfiles determinados a partir de sondeos aerológicos, dispone también de las siguientes opciones estandarizadas:

- atmósfera tropical
- atmósfera de latitudes medias en verano
- atmósfera de latitudes medias en invierno
- atmósfera subártica en verano
- atmósfera subártica en invierno
- atmósfera estándar «1976 USA».

Los datos de cada una de ellas están registrados de kilómetro en kilómetro hasta los 25 km, y de cinco en cinco kilómetros hasta los 50 km, así como a 75 y 100 km. También dispone, hasta los 100 km de altura, de los perfiles verticales de 13 especies de gases minoritarios.

En las simulaciones del trabajo se ha empleado, mayoritariamente, la atmósfera estándar, ya que la cantidad de datos que se han tenido que procesar y con los que se ha tenido que trabajar para estudiar los diferentes casos ha sido ingente, por lo que se ha preferido fijar el parámetro «tipo de perfil atmosférico» para simplificar el estudio, excepto cuando específica e intencionadamente se requería variar el perfil atmosférico.

- **Recorrido de la radiación:**

El camino que sigue la radiación a su paso por la atmósfera puede fijarse mediante un intervalo de alturas, que corresponden con la altura mínima H_0 , el ángulo cenital solar, que, excepto en el estudio de la irradiancia solar transmitida, mantendremos en cero (incidencia vertical), y la longitud total del camino recorrido.

- **Modo de ejecución:**

El programa nos ofrece cuatro diferentes posibilidades de seleccionar el tipo de ejecución:

- modo transmitancia
- modo radiancia térmica (emitida por la atm. en el infrarrojo térmico)
- modo radiancia dispersada solar y lunar
- modo irradiancia solar directa (transmitida).

De estos modos de funcionamiento, hay dos que no emplearemos: el modo que calcula la radiancia dispersada solar/lunar, ya que no tiene apenas relación con el estudio que queremos realizar, y el modo radiancia térmica, que está relacionado con parte del trabajo (emisión de radiación en el espectro del infrarrojo térmico), pero que no necesitaremos usar directamente para tal fin.

- **Dispersión simple/múltiple:**

Aunque el programa brinde la posibilidad de considerar el caso de dispersión múltiple (en lugar del simple), nosotros por simplicidad no la tendremos en cuenta, a pesar de que de esta forma realicemos una simulación menos realista.

- **Tipo de aerosol:**

También se pueden seleccionar diferentes tipos de aerosoles, o bien elegir unas condiciones sin atenuación ninguna. De la enumeración siguiente, únicamente los cuatro primeros pertenecerían a la capa límite de la troposfera (0-2 km):

- aerosol rural
- aerosol marítimo
- aerosol marítimo «navy»
- aerosol urbano
- aerosol troposférico básico (2-10 km)
- aerosol estratosférico básico (10-30 km)
- aerosol estratosférico volcánico.

Tenemos también la posibilidad de variar la visibilidad horizontal dentro de cada tipo de aerosol y, además, pueden elegirse diferentes tipos de lluvias o nieve, para enriquecer las condiciones iniciales y hacer más realistas las simulaciones. A pesar de ello, nosotros en los ejercicios de simulación hemos optado por prescindir de esta interesante opción.

Es importante añadir que uno de los datos de entrada imprescindibles para poder ejecutar una simulación es determinar el intervalo de frecuencias de la radiación, que, para mayor practicidad, es posible introducirlo en micras (μm), disponiendo de unos botones de conversión a unidades de frecuencia (cm^{-1}), lo que único que realmente es capaz de leer el programa. También es necesario concretar el incremento de frecuencias, es decir, la resolución de las «mediciones»; la máxima serían 20 cm^{-1} , aunque puede funcionar hasta 10, teniendo en este caso que interpolar datos. Además, opcionalmente, podemos variar la altitud del suelo sobre el nivel del mar, que, por defecto, se sitúa a 0 km.

Por último, el MODTRAN nos brinda la posibilidad de realizar simulaciones con barrido de datos, con la que puede irse variando automáticamente la altitud, el ángulo cenital, la reflectancia/emisividad y la temperatura. A pesar de ser una opción interesante, en el presente trabajo no nos hará falta para llevar a cabo el estudio que nos hemos propuesto.

4 EJERCICIOS PRÁCTICOS DE SIMULACIÓN

En esta sección del TFG se pretende describir diferentes ejercicios de simulaciones que se han realizado con el código MODTRAN, a modo de ejemplificación y corroboración de carácter más empírico del fundamento teórico de la transferencia radiativa atmosférica, visto en la sección 2. También tenemos la intención hacer evidente la gran utilidad y ventajas de este tipo de códigos de simulación.

4.1 Análisis de transmitancias atmosféricas

Como primer ejercicio con el MODTRAN, se ha realizado un estudio bastante amplio de las transmitancias atmosféricas, lo cual está directamente relacionado con el fundamento teórico del § 2.2.2 y ss. La práctica consta de dos partes diferenciadas: en la primera nos hemos dedicado a estudiar la dispersión molecular (o de Rayleigh), mientras que en la segunda nos hemos centrado en hacer un estudio de la dispersión por aerosoles (o de Mie).

- **Dispersión de Rayleigh**

Retomemos la expresión (2.9), que nos daba la transmitancia espectral asociada a la dispersión de Rayleigh:

$$\tau_{r\lambda} = \exp(-a\lambda^{-b}m_a). \quad (4.1)$$

En todo este conjunto de simulaciones, por mera simplificación, vamos a considerar que la radiación incide de forma normal, esto es, el ángulo cenital solar vale cero: $\theta = 0$. Esto tiene como consecuencia que la masa óptica relativa del aire valdrá siempre uno, lo cual se ve de forma inmediata: $m_a = \frac{1}{\cos \theta} = 1$.

Por lo tanto, la ecuación (4.1) se nos simplifica de la siguiente forma:

$$\tau_{r\lambda} = \exp(-a\lambda^{-b}), \quad (4.2)$$

que será nuestra expresión de referencia para este primer grupo de simulaciones. Nuestro objetivo va a ser tratar de averiguar los valores de los anteriores parámetros a y b , que caracterizan la dispersión molecular de Rayleigh.

Comencemos, pues, con nuestra primera simulación. En la interfaz del programa MODTRAN se han introducido como parámetros de entrada el rango de longitudes de onda, $[0,20; 4,00]$ μm (parte más característica del espectro de emisión solar), que, como ya hemos explicado en la anterior sección, podemos

convertir automáticamente a frecuencias, $[2\ 500, 50\ 000]$ cm^{-1} , y una resolución espectral de $20\ \text{cm}^{-1}$; el ángulo cenital, al suponer incidencia normal, lo hemos fijado en 0° ; y respecto al camino que recorre la radiación a lo largo de la atmósfera, hemos dejado seleccionado lo que viene por defecto, es decir, recorrido total (desde la capa más externa hasta la superficie de la Tierra). Además, se ha seleccionado como modelo atmosférico la atmósfera estándar, por hacer un estudio lo más generalizado posible. Una vez así configurado, se ha ejecutado el programa en el modo transmitancia, obteniéndose una tabla de datos que incluye, entre otras magnitudes, valores de transmitancias moleculares espectrales, es decir, transmitancias moleculares evaluadas en una serie de frecuencias (o longitudes de onda).

A modo de observación, es interesante darse cuenta de que, aunque el programa trabaja con frecuencias equiespaciadas, no ocurre así con los valores de las longitudes de onda, puesto que la relación entre la frecuencia y la longitud de onda, como bien sabemos, no es de tipo lineal; así que los intervalos de longitud de onda van a ir variando de extensión, lo cual se traduce en que, en el caso de que trabajemos con longitudes de onda —cosa que haremos en todo momento, por estar manejando así cantidades numéricas de menor valor (que es más práctico y visual)—, tendremos diferentes resoluciones de toma de datos en un extremo del rango seleccionado que en el otro. Este detalle va a poder apreciarse en algunas de las figuras siguientes, a pesar de haber representada una considerable cantidad de puntos.

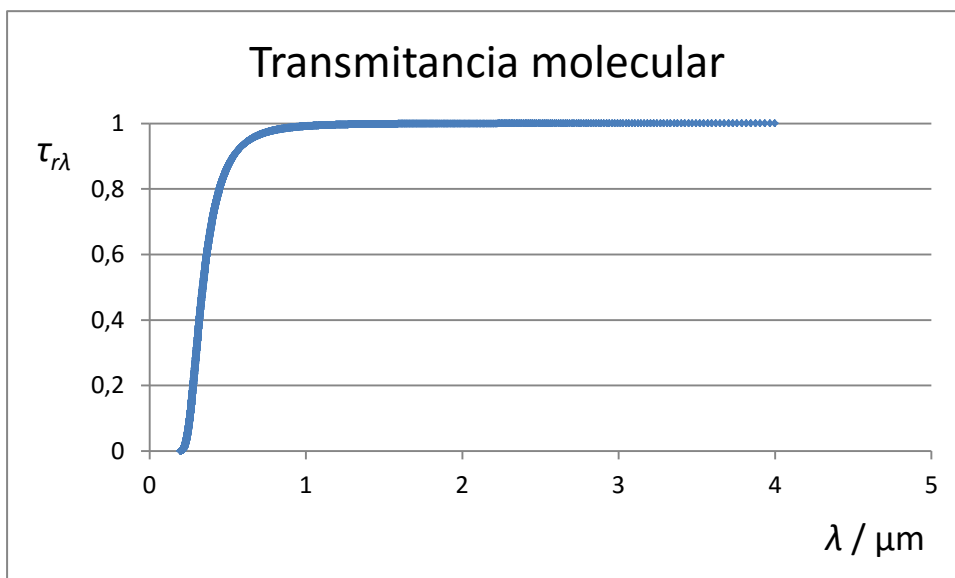


Figura 4.1 Transmitancias moleculares espectrales (dispersión de Rayleigh).

En la gráfica de la figura 4.1 se han representado los datos obtenidos mediante el anterior procedimiento. El programa empleado para dicha tarea ha sido Microsoft Excel, que, si bien no es un programa especializado en representaciones gráficas, nos ha resultado suficientemente práctico para la finalidad con la que lo queríamos utilizar. De hecho, este *software* es el único que hemos requerido para la elaboración de todas las gráficas del presente trabajo.

En dicha gráfica puede observarse claramente cómo la dispersión molecular se produce solamente para pequeñas longitudes de onda; a mayores valores de λ , toda la radiación atravesaría las capas atmosféricas sin sufrir atenuación, al menos de este tipo. Tendríamos, por tanto, una banda de absorción en la parte izquierda del espectro. Como hemos explicado en la teoría, este hecho tiene sentido físico, dado el minúsculo tamaño de las moléculas que lo producen y dado que se trata de una dispersión selectiva.

El siguiente paso consiste en linealizar la ecuación (4.2), de tal modo que podamos obtener los valores de las constantes a y b a partir de nuestros datos, de forma experimental. Démonos cuenta de que este paso es posible únicamente gracias a que hemos considerado solo incidencia vertical de la radiación. Para hacer lineal dicha ecuación, tomamos dos veces logaritmos neperianos a ambos lados de la igualdad:

$$\ln \tau_{r\lambda} = \ln \exp(-a\lambda^{-b}), \quad (4.3)$$

$$-\ln \tau_{r\lambda} = a \lambda^{-b} \quad (4.4)$$

$$\ln(-\ln \tau_{r\lambda}) = \ln a - b \ln \lambda. \quad (4.5)$$

Entonces ya tendríamos una expresión lineal. Representando gráficamente la relación (4.5) mediante los pares de datos que acabamos de obtener con el programa, y teniendo en cuenta que el eje de abscisas será $x \equiv \ln \lambda$ y el de ordenadas $y \equiv \ln(-\ln \tau_{r\lambda})$, se obtiene la gráfica de la figura 4.2.

Obsérvese que a los datos se ha superpuesto la recta de regresión, obtenida automáticamente por Excel como un ajuste lineal de nuestra nube de puntos. También se ha indicado en la figura la ecuación de dicha recta, la cual nos ha permitido alcanzar el objetivo que nos habíamos propuesto: hallar los valores de los parámetros de Leckner para la dispersión de Rayleigh. A mayores, es interesante darse cuenta de que el conjunto de los valores experimentales es ciertamente fiable, ya que vemos que el coeficiente de correlación $R \approx 1$.

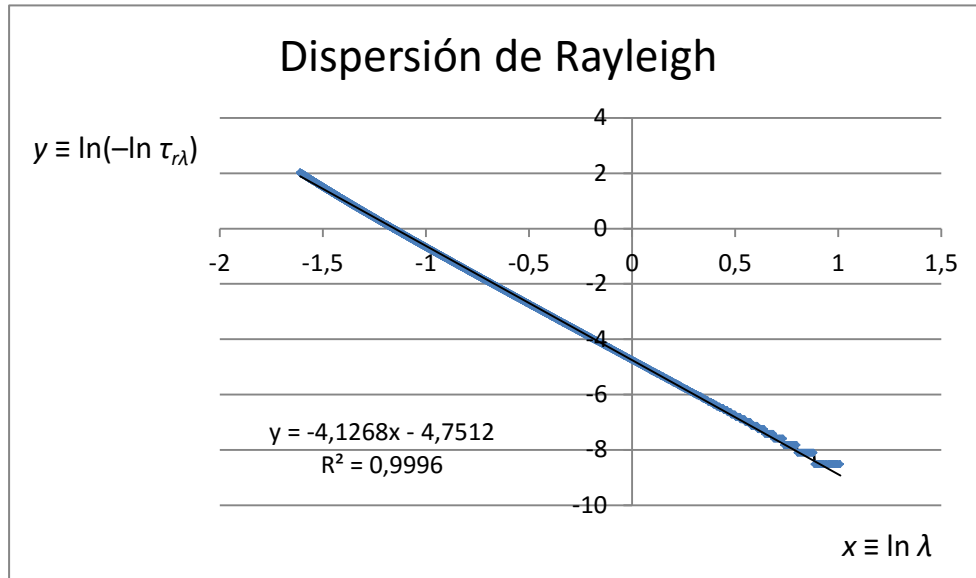


Figura 4.2 Linealización de la fórmula de la transmitancia molecular.

Calculemos, pues, los valores experimentales obtenidos para las constantes de la expresión (4.2):

$$\begin{cases} a_{\text{exp}} = 0,008641 \\ b_{\text{exp}} = 4,13 \end{cases} \quad (4.6)$$

Comparemos ahora estos valores con los determinados por Leckner (v. § 2.2.3a):

$$\begin{cases} a = 0,008735 \\ b = 4,08 \end{cases} \quad (4.7)$$

Como puede comprobarse, los valores aportados por este investigador y los obtenidos a partir del MODTRAN difieren poco entre sí, por lo que se puede considerar que la simulación ha sido notablemente realista. Por consiguiente, vemos que con el método anterior se ha podido comprobar «experimentalmente» este modelo de la dispersión de la radiación solar por moléculas gaseosas de la atmósfera.

- **Dispersión de Mie**

Volvamos a escribir la expresión de la fórmula de turbidez de Ångström (v. ec. (2.10)), solo que en la situación de incidencia normal, con $m_a = 1$, al igual que hemos supuesto en el anterior ejercicio:

$$\tau_{a\lambda} = \exp(-\beta \lambda^{-\alpha}) \quad (4.8)$$

Para hacer un estudio empírico la fórmula anterior, en el que nuevamente tenemos la intención de hallar los valores de los parámetros de ajuste característicos α y β , se ha ejecutado el programa de dos formas diferentes (en distintas condiciones atmosféricas, si bien ambas incluyen la presencia de aerosoles): en primer lugar, fijando el tipo de aerosol, pero variando el valor de la visibilidad; y en segundo lugar, fijando la visibilidad, pero variando el tipo de aerosol.

Veamos el primero de los casos propuestos. Se han realizado dos simulaciones con las configuraciones y parámetros de entrada mencionados a continuación: rango de longitudes de onda, $[0,20-4,00]$ μm ; intervalo de frecuencias, 20 cm^{-1} ; incidencia normal; recorrido de la radiación, el de la atmósfera completa; modelo atmosférico, atmósfera estándar; y se ha introducido un aerosol de tipo rural, con visibilidad de 23 km (en el nivel del mar) para la primera simulación y de 5 km (*idem*) para la segunda, es decir, la primera atmósfera va a estar más despejada (o menos turbia) que la segunda.

De nuevo, al haber vuelto a elegir el modo transmitancia, hemos obtenido una serie de valores de transmitancias de diferentes elementos, de los cuales seleccionamos las que nos interesan en esta ocasión: transmitancias espectrales de aerosoles. A continuación (figs. 4.3a y 4.3b) se muestran sendas gráficas de transmitancias frente a longitudes de onda para cada situación de visibilidad.

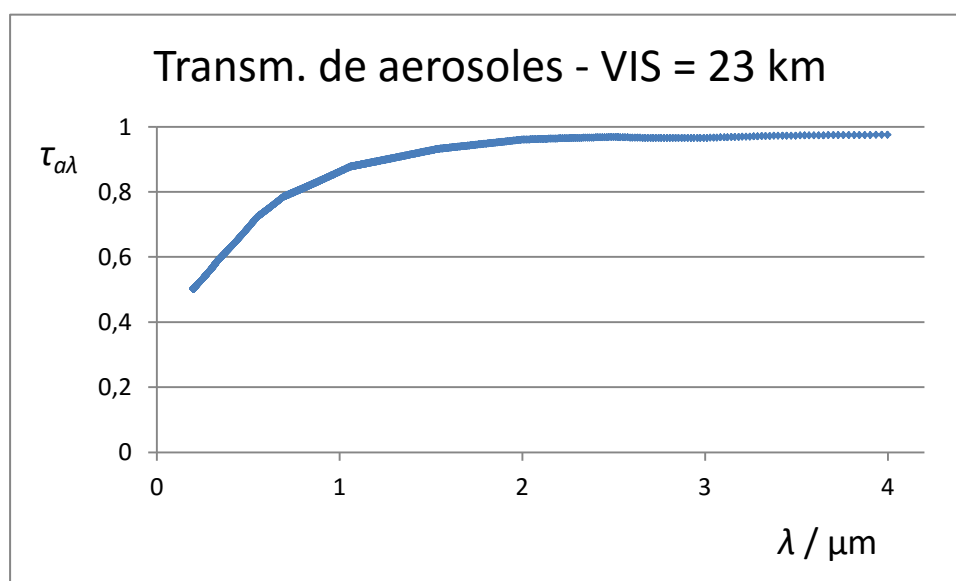


Figura 4.3a Transmitancias espectrales de aerosoles con VIS = 23 km (dispersión de Mie).

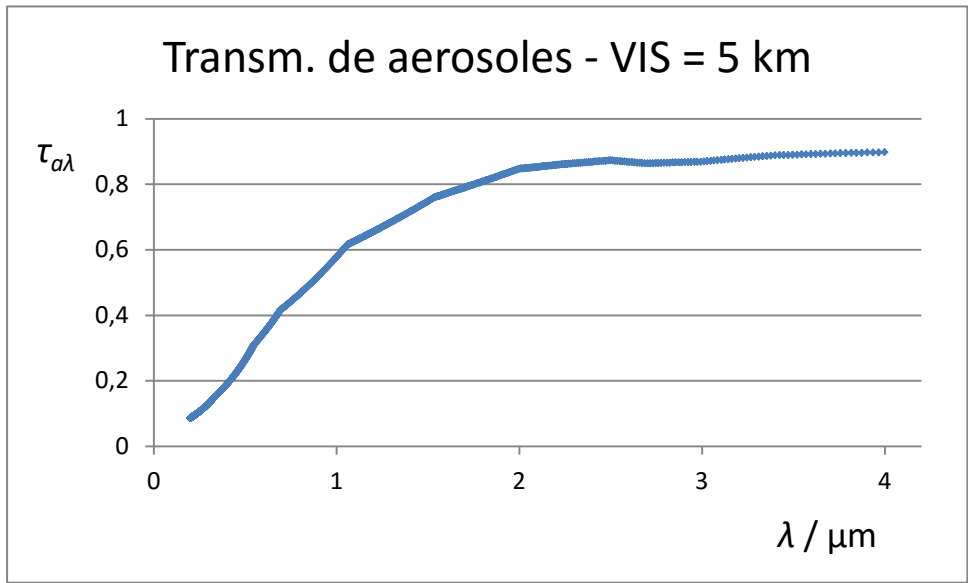


Figura 4.3b Transmitancias espectrales de aerosoles con VIS = 5 km (dispersión de Mie).

Nótese como detalle que en la situación de menor visibilidad, como es de suponer, los valores de las transmitancias son menores que en la de mayor visibilidad. Además, en ambas gráficas es destacable que los trazos de las curvas no son tan «suaves» como en el caso de la dispersión molecular, lo cual nos hace suponer que los puntos, una vez realizadas las modificaciones expuestas a continuación, no seguirán una tendencia tan lineal como en la otra situación. Aun así, hemos podido proceder del mismo modo que con la dispersión de Rayleigh, de forma que seguiremos un método de trabajo análogo para llevar a cabo el objetivo de hallar los valores de los parámetros de la expresión de la transmitancia, que son en esta ocasión α y β .

Partiendo de la ecuación (4.8), nuevamente tomamos dobles logaritmos, obteniendo:

$$\ln \tau_{a\lambda} = -\beta \lambda^{-\alpha} \quad (4.9)$$

$$\ln(-\ln \tau_{a\lambda}) = \ln \beta - \alpha \ln \lambda. \quad (4.10)$$

Representando gráficamente esta última ecuación mediante los datos sacados por el programa MODTRAN, se obtienen las gráficas de las figuras 4.4a y 4.4b.

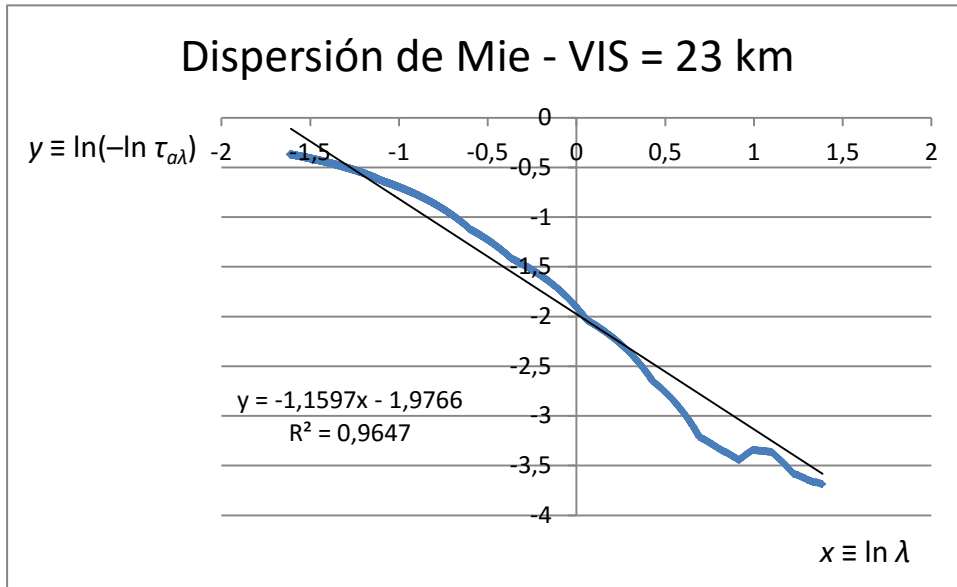


Figura 4.4a Linealización de la fórmula de la transmitancia de los aerosoles con VIS = 23 km.

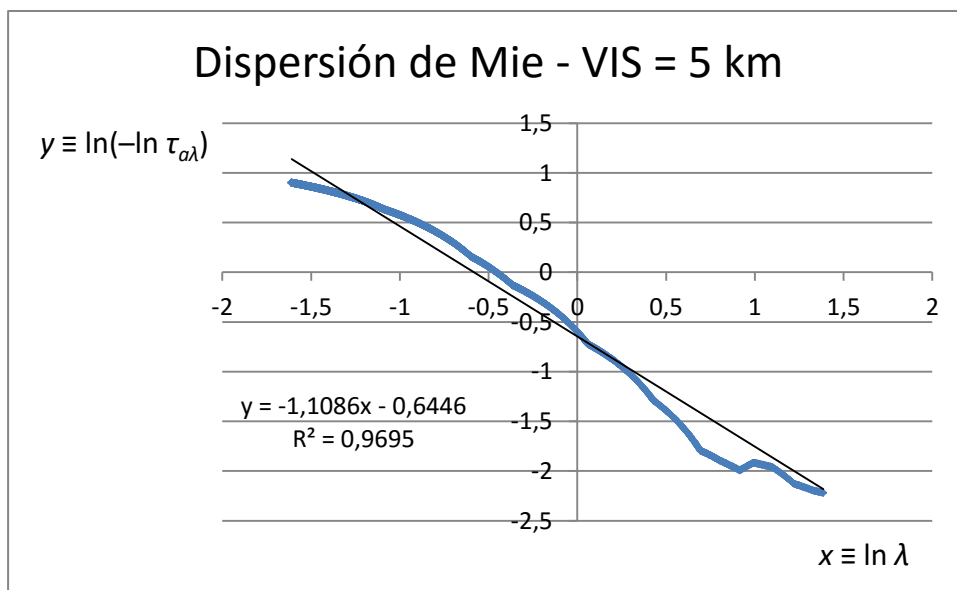


Figura 4.4b Linealización de la fórmula de la transmitancia de los aerosoles con VIS = 5 km.

Fijémonos en que el ajuste es menos preciso que en el caso de la dispersión molecular, como ya se había comentado, porque el valor del coeficiente R está más alejado de 1 que en la otra ocasión. A partir de la ecuación de regresión lineal, se ha logrado hallar los valores de los parámetros para cada situación, que se presentan en agrupados en la tabla 4.1.

	VIS = 23 km	VIS = 5 km
β	0,1385	0,5249
α	1,1597	1,1086

Tabla 4.1 Resultados obtenidos para los parámetros de la fórmula de turbidez de Ångström.

Por consiguiente, concluimos que, cuando se tienen los mismos tipos de aerosoles, α se mantiene prácticamente constante; con lo cual, comprobamos lo explicado anteriormente sobre este parámetro (representa la distribución de tamaños de las partículas). Sin embargo, β sí que varía; de hecho, crece con el aumento de la turbidez atmosférica (es decir, con el descenso de la visibilidad), o lo que es lo mismo, aumenta con la cantidad de aerosoles, exactamente el mismo hecho que expusimos en el fundamento teórico.

Vayamos ahora con la segunda parte del estudio. Se ha repetido el mismo análisis, con toda la configuración inicial del programa idéntica, excepto por que se ha dejado la visibilidad constante, fijándola en 5 km, pero modificando el tipo de aerosol para cada simulación: en la primera se ha añadido un aerosol de tipo urbano, mientras que en la segunda, uno de tipo rural (como en la situación previa).

A continuación (figs. 4.5a y 4.5b) se exponen las gráficas de los valores obtenidos de la transmitancia espectral de los aerosoles para cada clase.

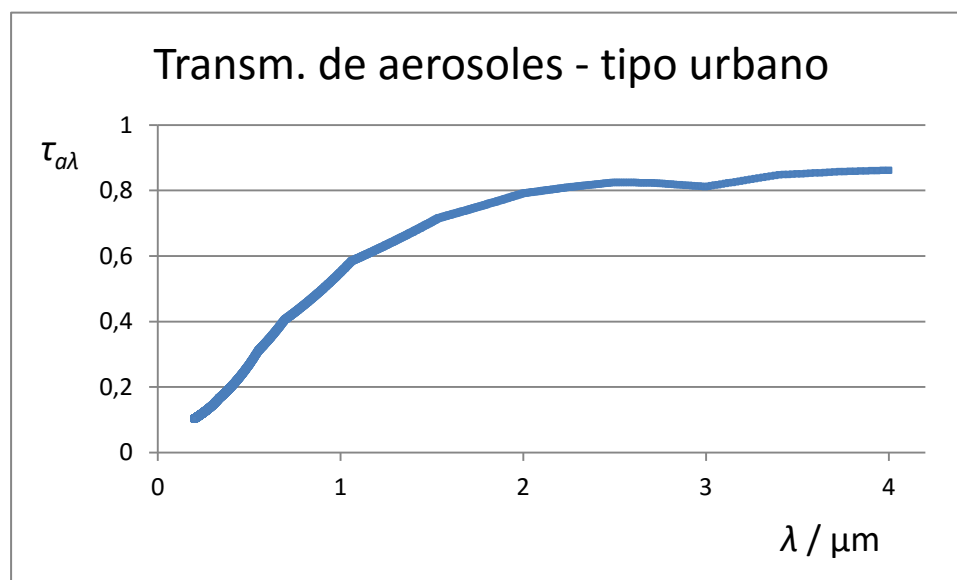


Figura 4.5a Transmitancias espectrales de aerosoles de tipo urbano (dispersión de Mie).

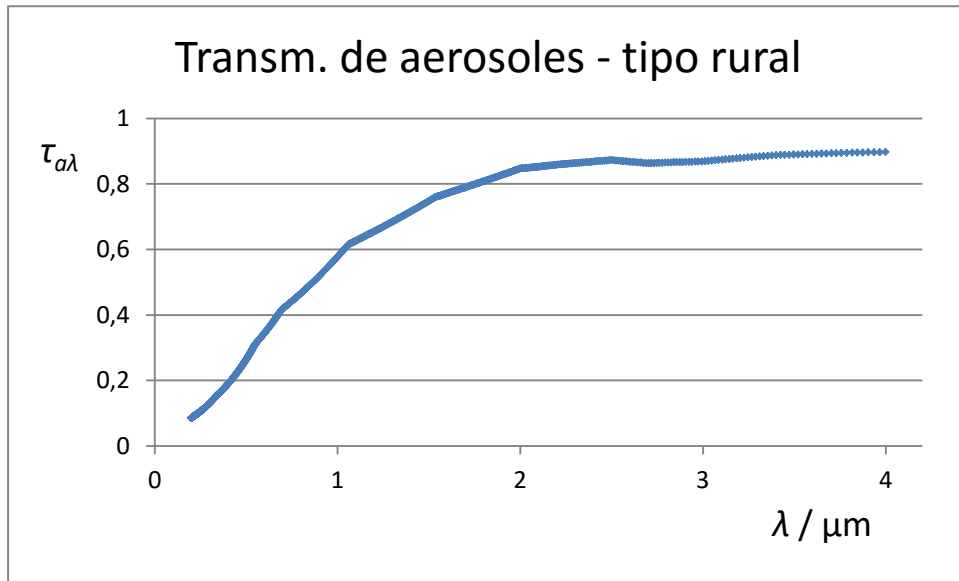


Figura 4.5b Transmitancias espectrales de aerosoles de tipo rural (dispersión de Mie).

Fijémonos en que esta vez las curvas representadas son bastante similares en la forma, debido a la igualdad de condiciones de visibilidad, aunque presentan variaciones puntuales a causa del cambio en la composición y proporción de las partículas en suspensión.

Realizando un proceso totalmente análogo a los anteriores análisis, de representación gráfica de la linealización de la expresión de la transmitancia (v. ec. (4.10)), se han obtenido los siguientes resultados:

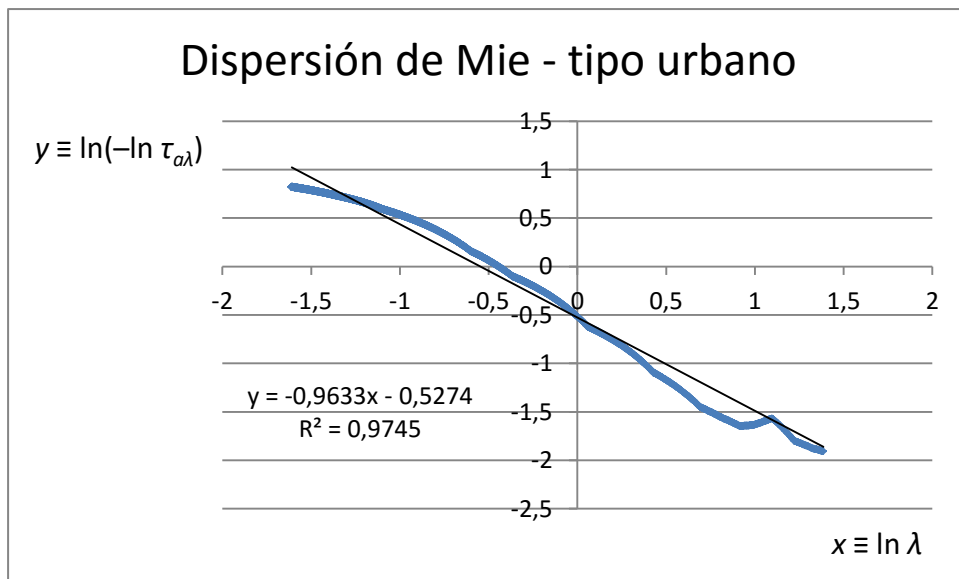


Figura 4.6a Linealización de la fórmula de Ångström para aerosoles de tipo urbano.

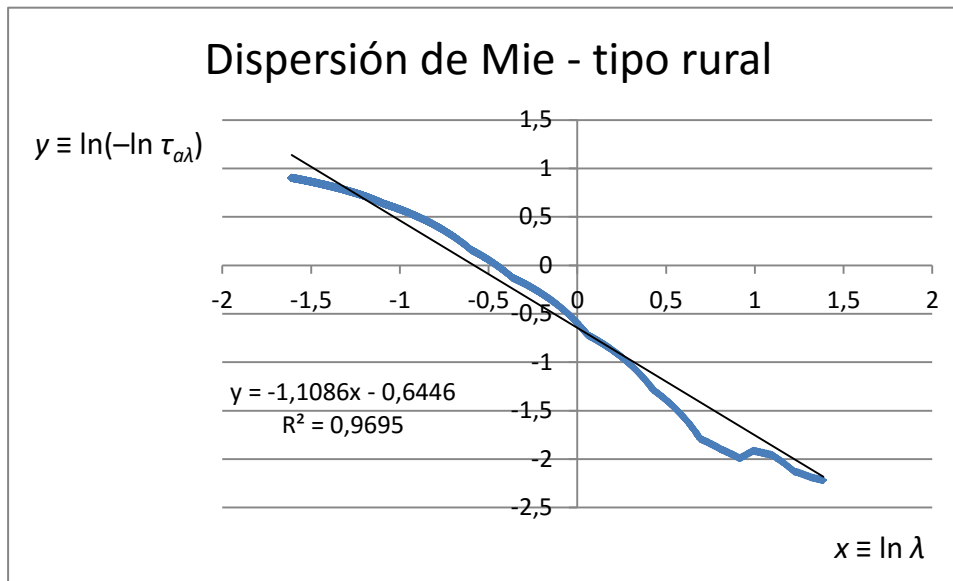


Figura 4.6b Linealización de la fórmula de Ångström para aerosoles de tipo rural.

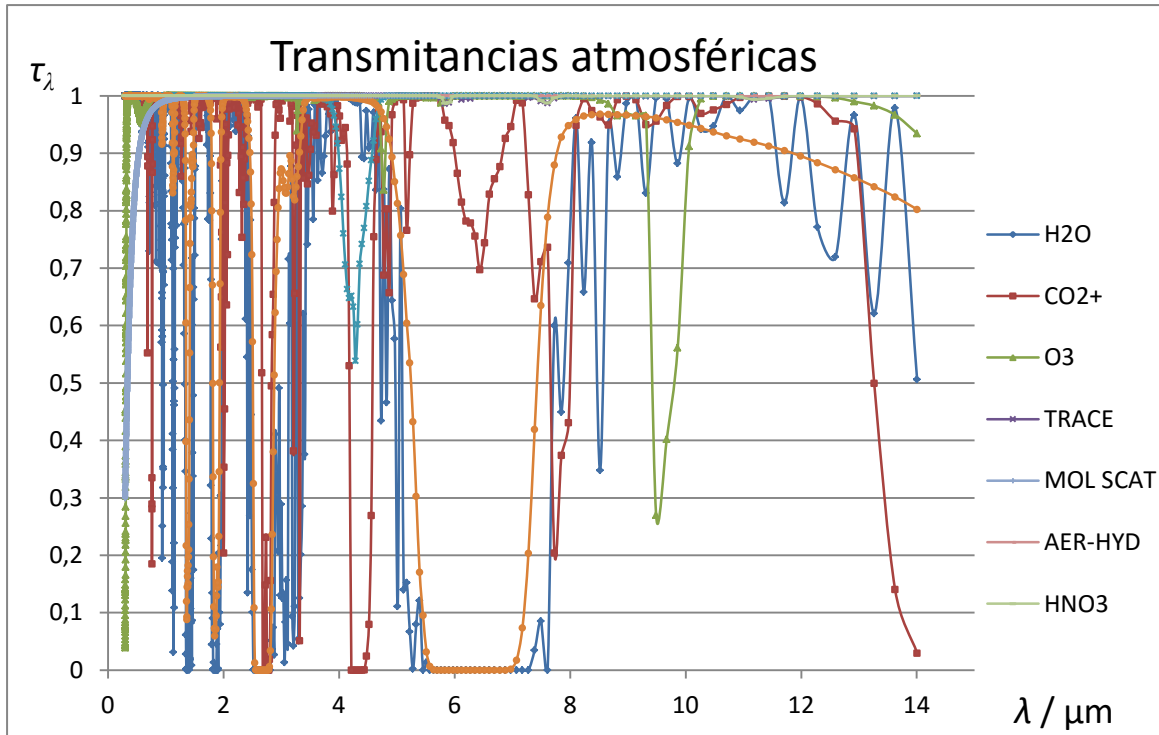
Presentamos tabulados nuestros valores de los parámetros:

	Aerosol urbano	Aerosol rural
β	0,5901	0,5249
α	0,9633	1,1086

Tabla 4.2 Resultados obtenidos para los parámetros de la fórmula de turbidez de Ångström.

En esta ocasión, por el contrario, se deduce que, a igualdad de condiciones de visibilidad atmosférica, el parámetro que se mantiene prácticamente constante es β , corroborando que nos da información sobre el grado de turbidez/visibilidad de la atmósfera, mientras que α varía ligeramente, puesto que reflejaría un cambio en la distribución del tamaño de los aerosoles, al ser estos de diferente tipo.

Para finalizar, a modo de colofón de este conjunto de prácticas, se muestra una gráfica realizada a partir de datos proporcionados por el código MODTRAN de distintos valores de las transmitancias atmosféricas de los diferentes componentes que conforman la atmósfera o están presentes en ella. La configuración inicial del programa es similar a las anteriores simulaciones (atmósfera estándar, incidencia normal, recorrido completo, máxima resolución espectral, etc.), excepto por el hecho de que se ha seleccionado un rango de longitudes de onda más amplio: en lugar del espectro solar, se ha elegido uno que abarque el intervalo habitual usado en el estudio de la transferencia radiativa, es decir, $[0,2; 14] \mu\text{m}$, con el objetivo de que sea una gráfica de validez más general (v. fig. 4.7).



LEYENDA DEL GRÁFICO	
H2O	vapor de agua
CO2+	gases miscibles (CO ₂ , CO, N ₂ O, CH ₄ , O ₂)
O3	ozono
TRACE	gases traza (aquellos que están presentes en muy baja concentración)
MOL SCAT	dispersión molecular
AER-HYD	aerosoles e hidrometeoros
HNO3	ácido nítrico

Figura 4.7 Transmitancias espectrales para distintos elementos atmosféricos.

En dicha figura pueden apreciarse con claridad las diferentes bandas de absorción (que, como sabemos, son aquellos intervalos del espectro donde un determinado gas, aerosol o hidrometeoro absorbe parte o la totalidad de la radiación incidente), así como las ventanas atmosféricas (por el contrario, son intervalos en los que la transmitancia vale prácticamente la unidad, es decir, la radiación atraviesa la atmósfera sin apenas atenuarse, como también se ha explicado con anterioridad). La anterior figura es una manera estéticamente interesante de observar las distintas posibilidades de comportamiento que presenta la atmósfera ante la absorción y transferencia de la radiación solar.

A continuación, se muestra otra representación gráfica, en esta ocasión de las transmitancias atmosféricas espectrales totales, construidas también a partir de cálculos hechos por el MODTRAN (recordemos que calcula cada transmitancia espectral total como producto de las transmitancias parciales de los diversos constituyentes atmosféricos):

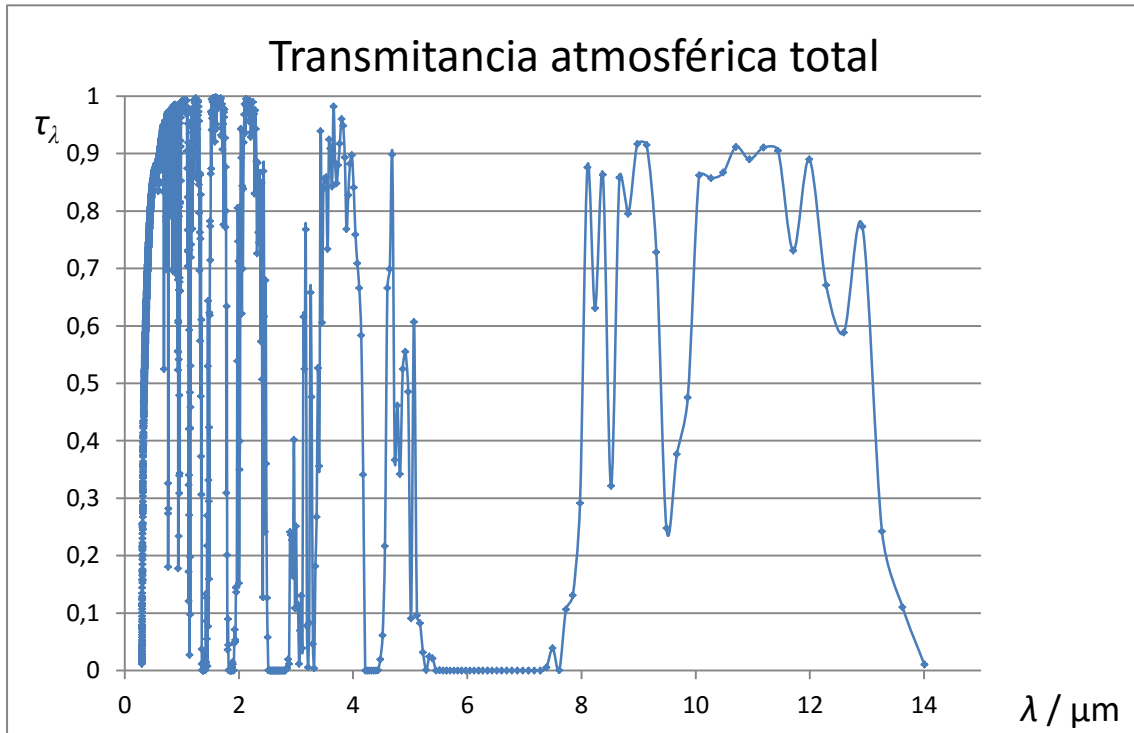


Figura 4.8 Transmitancias espectrales totales (para la atmósfera en conjunto).

Por último, es conveniente informar de que código MODTRAN es capaz de dar valores tanto de la magnitud espectral para un conjunto concreto de frecuencias (τ_λ , en este caso) como de la magnitud ya integrada en el intervalo de interés que hayamos seleccionado (τ).

4.2 Cálculo de la radiación solar transmitida

En esta segunda práctica con el programa de simulaciones, se va a analizar un caso particular en el que hay involucradas mediciones experimentales reales. El objetivo del ejercicio es realizar un estudio comparativo entre la radiación solar directa medida a lo largo de un día en un laboratorio localizado en la provincia de Valladolid y la simulada con el código MODTRAN, considerando, en principio, las mismas condiciones atmosféricas y geográficas. En concreto, los datos de mediciones reales que se han seleccionado han sido tomadas por un radiómetro con un rango de trabajo de $[0,285; 2,8] \mu\text{m}$ el del día 11 de marzo de 2007 en el CIBA (Centro de Investigación de la Baja Atmósfera), perteneciente a la Universidad de Valladolid y situado en el municipio de Villalba de los Alcores, cuyas coordenadas geográficas son $4^\circ 46'$ longitud este, $41^\circ 49'$ latitud norte y 640 m de altura sobre el nivel del mar. Se presentan dichas medidas en la tabla siguiente:

Hora del día	Ángulo cenital	Irradiancia solar directa (horizontal)
	$\theta / ^\circ$	$E_b / \text{W m}^{-2}$
7:00	87,09	12,54
8:00	76,18	198,49
9:00	65,96	393,64
10:00	56,98	554,12
11:00	50,04	667,73
12:00	46,16	725,47
13:00	46,16	722,66
14:00	50,04	662,02
15:00	56,98	547,09
16:00	65,96	383,51
17:00	76,18	175,45
18:00	87,09	26,61
19:00	98,27	0

Tabla 4.3 Resultados de las mediciones de la radiación solar directa en sucesivas horas del día.

Ejecutando el programa en el modo irradiancia transmitida para cada uno de los valores del ángulo cenital del Sol (es preciso aclarar que no es necesario introducir ni el día ni la latitud, pues estos datos van ya implícitos en los valores de dichos ángulos), con un intervalo de frecuencias idéntico a aquel en que trabaja el aparato de medida, una altura sobre el nivel del mar de $h = 0,64 \text{ km}$ y eligiendo como modelo la atmósfera estándar, se han obtenido los siguientes cálculos de la irradiancia solar directa normal (*i. e.*, sobre una superficie perpendicular a los haces de radiación incidente):

Ángulo cenital	Radiación solar directa normal
$\theta / ^\circ$	$E_{bn} / W m^{-2}$
87,09	420
76,18	777,6
65,96	902,7
56,98	962,1
50,04	992,6
46,16	1015
46,16	1006
50,04	992,6
56,98	962,1
65,96	902,7
76,18	777,6
87,09	420
98,27	0

Tabla 4.4a Resultados de las simulaciones de la radiación solar directa normal.

Como las mediciones de las que disponemos son de irradiancias directas, sobre una superficie horizontal, tenemos que multiplicar los resultados obtenidos con el MODTRAN (irradiancias directas normales) por el coseno del ángulo cenital solar, según nos indica la ecuación (2.12), con el objeto de hallar los respectivos valores de la irradiancia directa (v. tab. 4.4b).

Ángulo cenital	Radiación solar directa (horizontal)
$\theta / ^\circ$	$E_b / W m^{-2}$
87,09	21,32
76,18	185,75
65,96	367,74
56,98	524,28
50,04	637,50
46,16	703,04
46,16	696,80
50,04	637,50
56,98	524,28
65,96	367,74
76,18	185,75
87,09	21,32
98,27	0,00

Tabla 4.4b Resultados de las simulaciones de la radiación solar directa.

Seguidamente, en la figura 4.9, se han representado gráficamente los datos agrupados en las tablas 4.3 y 4.4b.

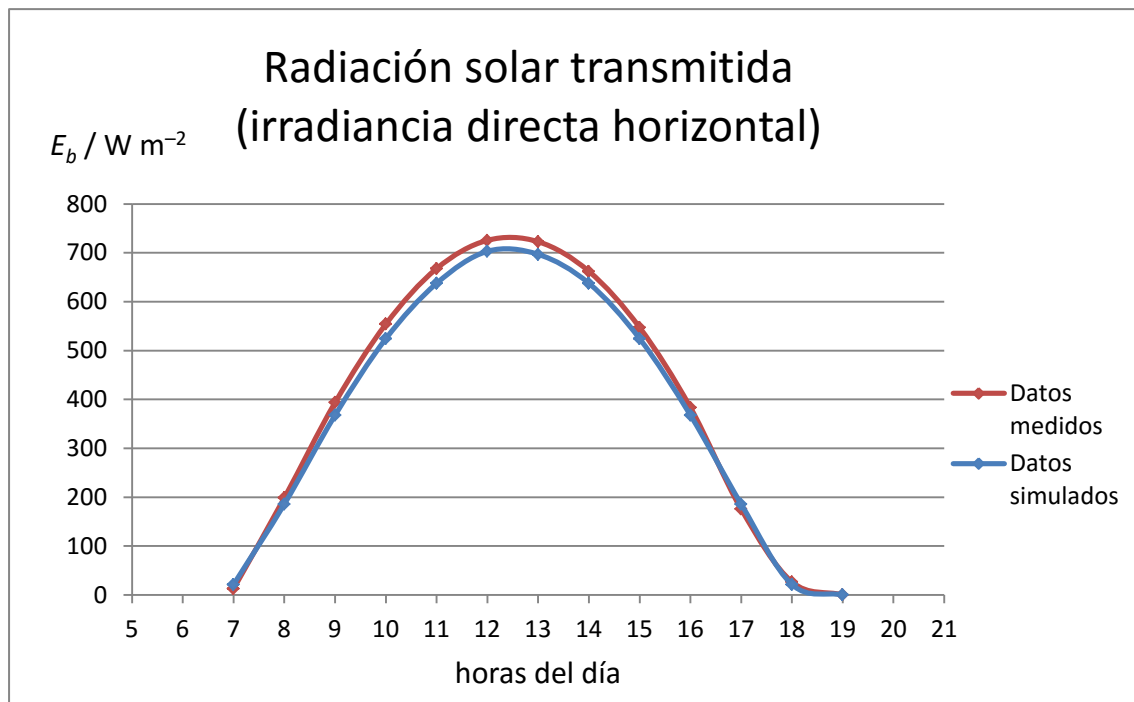


Figura 4.9 Comparación entre ambas curvas de irradiación solar directa, medida y simulada.

En esta representación conjunta de las curvas de radiación solar directa a partir de mediciones reales y de cálculos simulados, podemos observar que hemos conseguido un alto grado de coincidencia entre ambas. También se puede deducir que el día en que se llevó a cabo la toma de datos fue un día claro, pues la irradiancia normal alcanza valores máximos relativamente elevados (aprox. 700 W m^{-2}), teniendo en cuenta que la irradiancia que nos llega al exterior de la atmósfera es, como vimos en el § 2.2.4, 1367 W m^{-2} en promedio. Podemos observar también cómo la radiación va creciendo bruscamente al comienzo del día, a medida que el Sol va llegando a su cenit, en cuyo entorno se mantiene más estable, y posteriormente cómo va decreciendo a medida que se va acercando el momento del ocaso.

Finalmente hay de recalcar que, a pesar de la existencia de ciertas discrepancias entre los valores máximos de cada gráfica —cuyo motivo desconocemos, aunque probablemente sea asumible, teniendo en cuenta la posible discrepancia entre los datos de partida de uno y otro perfil atmosférico— y debido a la exactitud con que concuerdan el resto de datos, podemos concluir que hemos utilizado un modelo de simulación aceptable, que cumple unos mínimos de describir el comportamiento cualitativo y cuantitativo (salvando un margen de error) de la irradiancia solar transmitida.

Además es conveniente recordar que el programa MODTRAN también puede proporcionar valores de la irradiancia espectral, no solo de la total (integrada para todas las frecuencias), pero en este caso no nos interesan, pues los datos del sensor del radiómetro son directamente los de la irradiancia total, por lo que no ha sido necesario realizar ningún cálculo de integración. En tal caso, se habría tenido que emplear la relación siguiente:

$$E_b = \int_{\lambda} E_{b\lambda} d\lambda. \quad (4.11)$$

A modo de curiosidad, hay que añadir que el MODTRAN no permite calcular irradiancias para ángulos cenitales superiores a 90° , pues entiende que en esa situación el Sol está situado debajo de la línea del horizonte, de modo que no nos llegaría nada de radiación solar. Por eso el dato de irradiancia nula para el último ángulo, el correspondiente a las 19:00, se ha tenido que añadir «a mano».

4.3 Aplicaciones a la teledetección atmosférica

Al igual que hemos visto anteriormente, podemos decir que la teledetección se encarga de estudiar los procesos y mecanismos por los cuales se puede detectar la radiación a distancia, mediante satélites equipados con sensores especializados en medir radiancias. Podríamos hacer numerosos ejercicios prácticos relacionados con esta temática, pero en su lugar hemos preferido centrarnos en estudiar en concreto las funciones de ponderación (v. § 2.3.5), por el motivo de que estas funciones poseen una gran importancia tanto teórica (están presentes en el término atmosférico de la ecuación de transferencia radiativa) como práctica, a causa de sus numerosas aplicaciones en la teledetección, entre las cuales cabe destacar la detección de la presencia de los constituyentes gaseosos de la atmósfera en los diferentes niveles de altura. Recordemos la definición de las funciones de ponderación (v. ec. 2.24), para tenerla presente en este apartado:

$$W(\lambda, z) = \frac{\partial \tau(\lambda, \theta, z)}{\partial z}. \quad (4.12)$$

Con el objetivo de dar cuenta del gran potencial que tienen las funciones de ponderación, se han realizado dos ejercicios que, aunque tengan objetivos similares, son diferentes en cuanto a su modo de proceder. El primero consiste en calcular funciones de ponderación para diferentes bandas de absorción a partir de datos característicos de la propia atmósfera (transmitancias), que pueden obtenerse mediante sondeos meteorológicos; mientras que el segundo consiste en calcular dichas funciones a partir de datos característicos de las bandas de los sensores de los satélites (funciones de respuesta espectral [v. § 2.3.3]), que están ajustadas por los propios fabricantes con la finalidad última de estudiar el componente gaseoso correspondiente.

Primeramente, se han guardado en Excel varias tablas de datos de transmitancias espectrales de los gases más importantes (ozono, vapor de agua y dióxido de carbono), obtenidas a partir de sucesivas ejecuciones del programa MODTRAN en modo transmitancia (e incidencia normal, atmósfera estándar, análisis de todo el espectro, etc.) para diferentes recorridos de la radiación, desde el techo de la atmósfera (100 km) hasta una altura z , lo cual se ha conseguido variando el camino recorrido por la radiación en cada simulación. Así, en primer lugar se ha considerado el recorrido total, 0-100 km, aumentando la altura final (0 km) de kilómetro en kilómetro hasta llegar a los 10 km, ya que es preferible estudiar las capas atmosféricas inferiores de manera más detallada. Posteriormente, dicha altura final se ha aumentado de 5 en 5 km hasta los 50 km. Más tarde, de 10 en 10 km hasta los 70 km. Y, por último, se ha considerado el intervalo 90-100 km.

Una vez que ya se han agrupado los datos en las tablas antes mentadas, se han tomado los datos de transmitancias espectrales para los anteriores niveles de

altura, pero de una banda espectral concreta, es decir, se han tomado datos de transmitancias a una longitud de onda determinada (la central de la banda de absorción) y también las de su entorno, calculando después el promedio, para poder trabajar con un valor medio de la transmitancia de dicha banda a esa altura. Además, mediante el programa Excel se han calculado numéricamente las derivadas parciales de la transmitancia respecto de la altura, para poder hallar finalmente los valores de las funciones W . Los resultados de dichos cálculos se representan gráficamente en las siguientes figuras; además se adjuntan los valores de las transmitancias espectrales de cada gas, con la intención de que se comprueben visualmente la existencia y localización de las bandas atmosféricas de absorción. Recordemos que los intervalos de altura en los que más crece la función de ponderación nos indican los niveles de altura donde más concentración de gas hay presente.

- **Funciones de ponderación para el ozono**

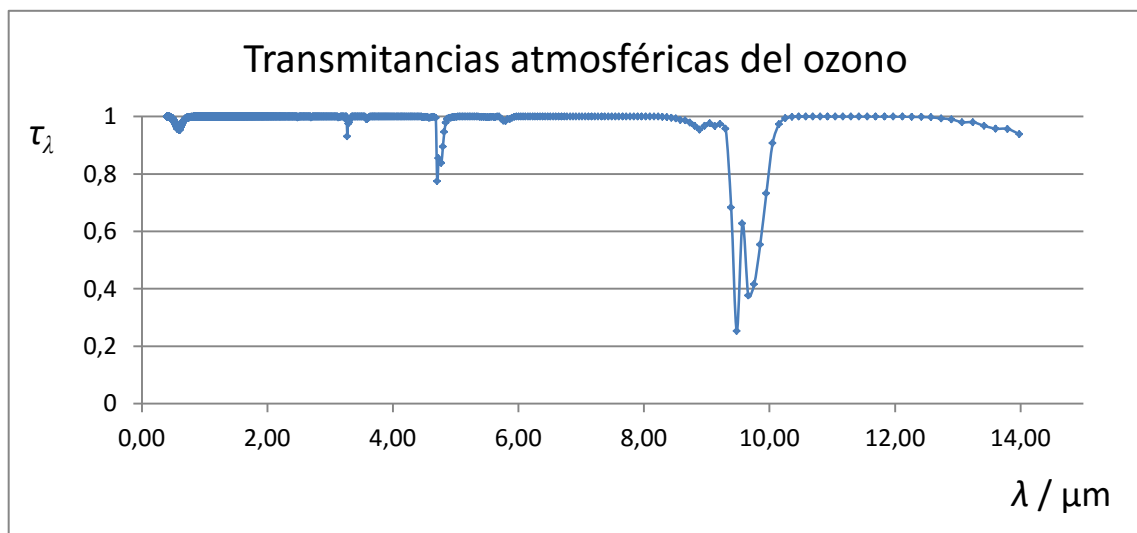


Figura 4.10 Bandas de absorción del ozono.

Las bandas de absorción más importantes del ozono, como podemos deducir de la gráfica de la figura 4.10, se sitúan en los intervalos centrados en $\lambda = 4,7 \mu\text{m}$ y $\lambda = 9,6 \mu\text{m}$. Procedamos entonces a representar en cada una de ellas los niveles de altura frente a las funciones de ponderación (variación de la transmitancia con la altura). Dichas gráficas se encuentran en las figuras 4.11a y 4.11b.

Nótese que de ahora en adelante habrá algunas gráficas escaladas de diferente forma; esto puede dificultar la comparación entre ellas, pero es necesario representarlas de ese modo para que se puedan apreciar sin problemas las zonas de mayor variación de las funciones W .

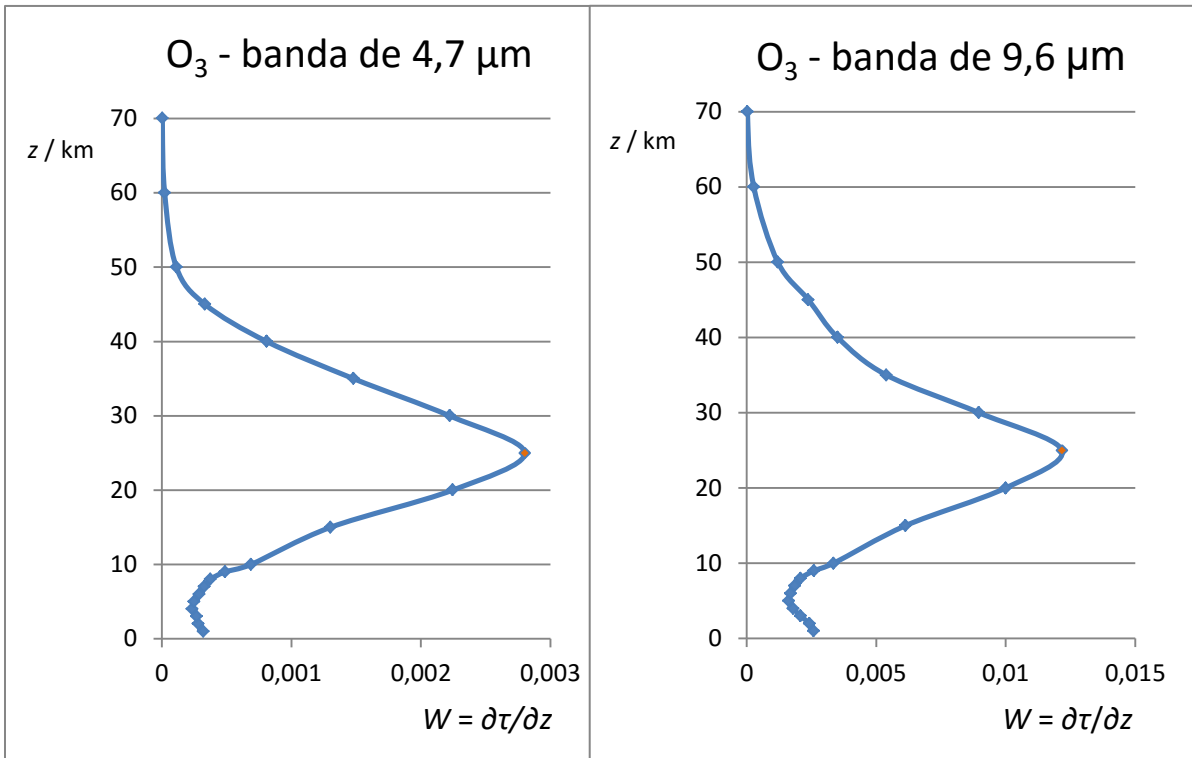


Figura 4.11a Funciones de ponderación para la banda de 4,7 μm del ozono.

Figura 4.11b Funciones de ponderación para la banda de 9,6 μm del ozono.

Comprobamos entonces que la mayor concentración de ozono se encuentra en la estratosfera, el cual se correspondería con el que constituye la capa de ozono u ozonósfera, situada una altura en torno a $z = 25$ km, como vemos reflejado en ambos gráficos. A mayores, también existiría el ozono troposférico (en superficie), causado por la contaminación humana, pero no se nos muestra en estas gráficas porque el programa MODTRAN no lo tiene en cuenta en sus cálculos radiativos, pues, lógicamente, es muy complicado de modelizar.

- **Funciones de ponderación para el vapor de agua**

En este segundo caso, para el vapor de agua, las bandas más importantes se hallan en los intervalos centrados en $\lambda = 2,7$ μm y $\lambda = 6,25$ μm, según muestra la figura 4.12. Procediendo de igual forma que antes, se tienen los siguientes resultados (v. figs. 4.13a y 4.13b).

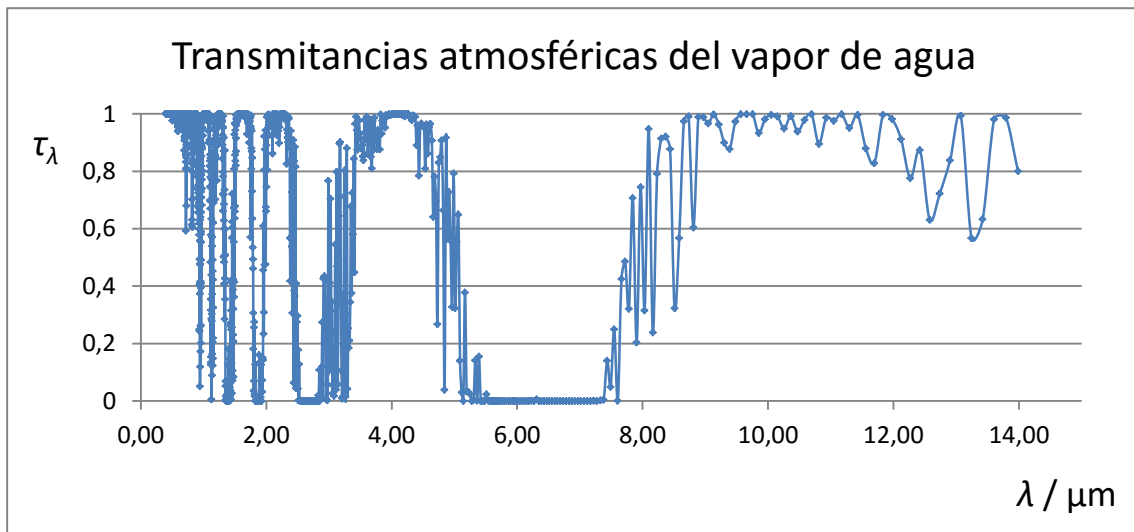


Figura 4.12 Bandas de absorción del vapor de agua.

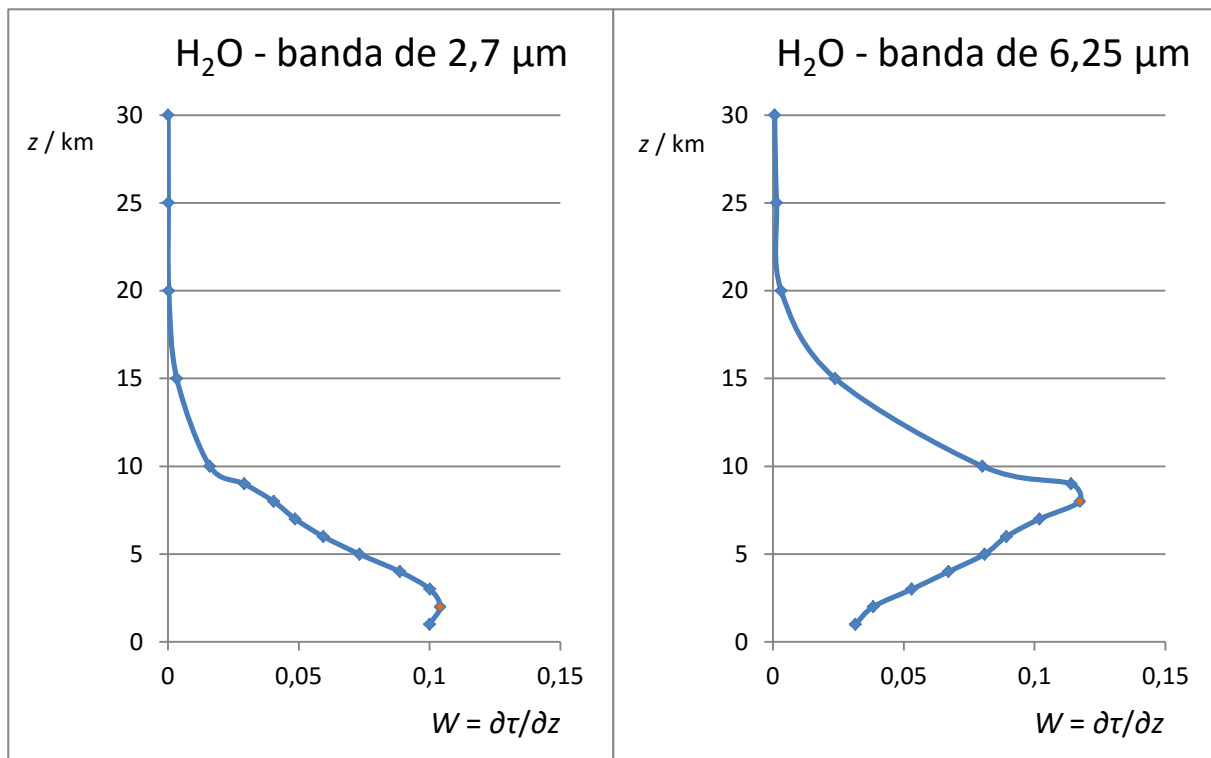


Figura 4.13a Funciones de ponderación para la banda de 2,7 μm del vapor de agua.

Figura 4.13b Funciones de ponderación para la banda de 6,25 μm del vapor de agua.

En esta ocasión vemos que para la banda de menor longitud de onda el vapor de agua estaría concentrado principalmente a una altura de alrededor de $z = 2$ km, mientras que para la de mayor longitud de onda, estaríamos en $z = 8$ km. El primer nivel da cuenta del hecho de que la mayoría del vapor de agua se encuentra en la troposfera, y el vapor del segundo nivel de alturas, en los límites de dicha capa atmosférica, es el que está directamente relacionado con los fenómenos meteorológicos, como las borrascas.

- Funciones de ponderación para el dióxido de carbono

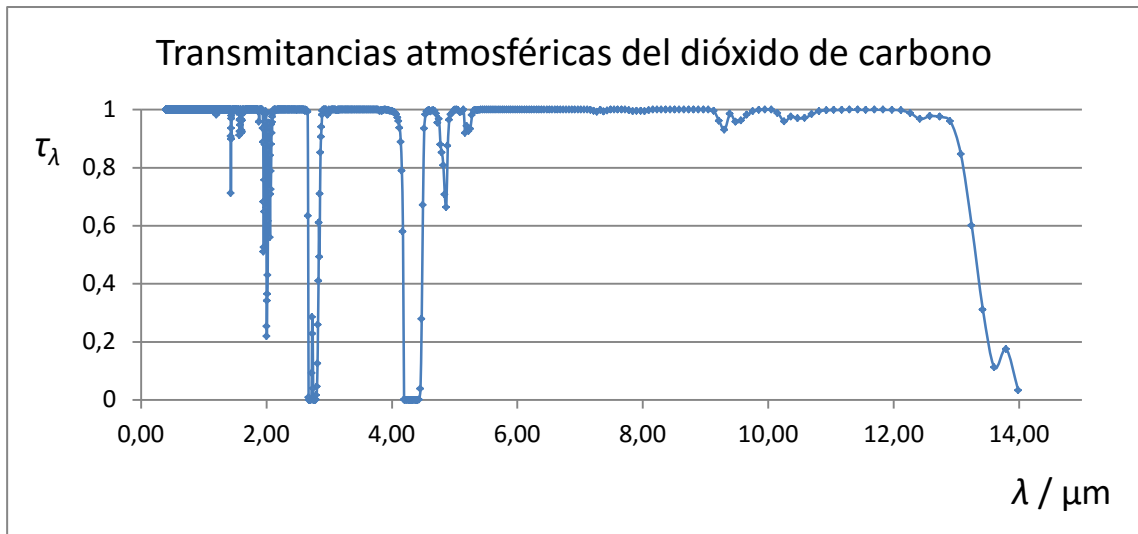


Figura 4.14 Bandas de absorción del dióxido de carbono.

En esta situación, vemos que hay tres intervalos espectrales cuyas bandas merece la pena analizar: las de $\lambda = 2,7 \mu\text{m}$, $\lambda = 4,4 \mu\text{m}$ y $\lambda = 13,4 \mu\text{m}$.

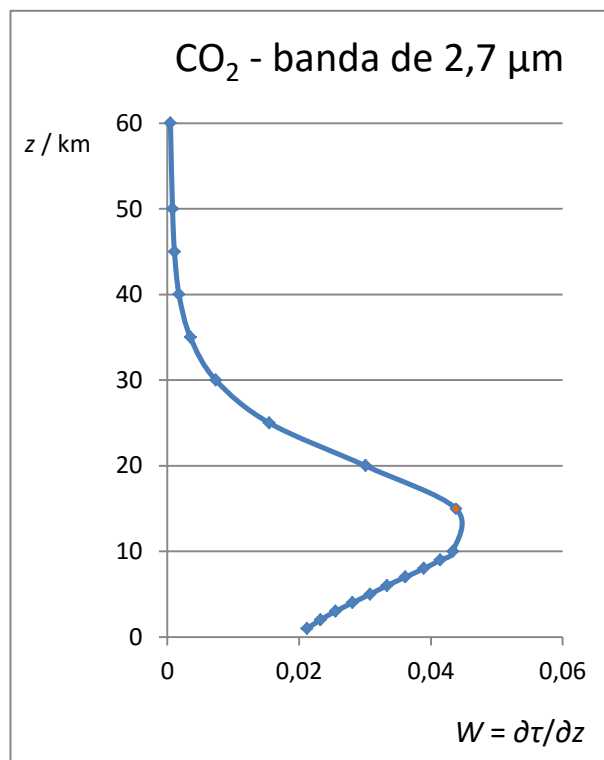


Figura 4.15a Funciones de ponderación para la banda de 2,7 μm del dióxido de carbono.

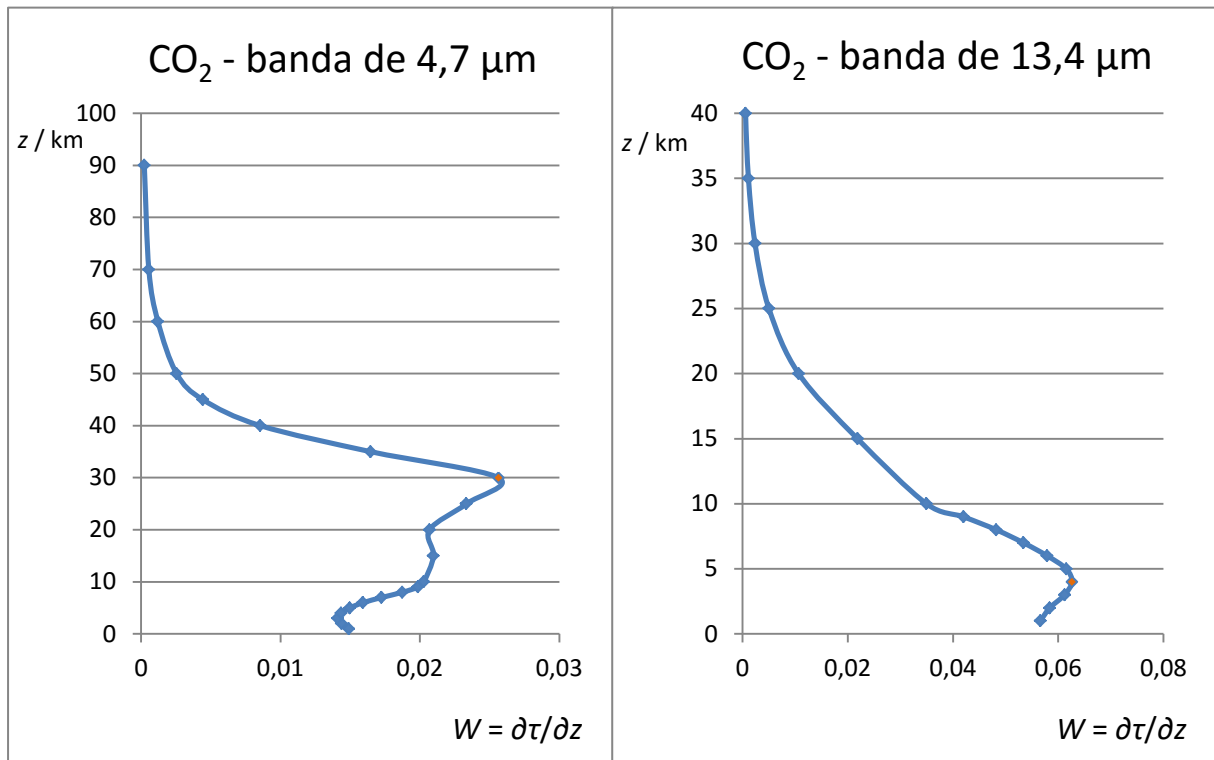


Figura 4.15b Funciones de ponderación para la banda de 4,7 μm del dióxido de carbono.

Figura 4.15c Funciones de ponderación para la banda de 13,4 μm del dióxido de carbono.

Podemos observar en las anteriores gráficas que el dióxido de carbono se encuentra distribuido en diversos niveles de altura: $z = 15$ km, $z = 30$ km y $z = 4$ km. Este hecho estaría relacionado con el efecto invernadero (subida de la temperatura de la atmósfera que se produce como resultado de la concentración de ciertos gases), ya que el dióxido de carbono es un gas de vital importancia en este fenómeno. Debido a la actividad humana, la concentración de dióxido de carbono ha ido aumentando a lo largo de los años, hasta llevarnos a la situación actual del calentamiento global (subida de la temperatura media del sistema climático de la Tierra).

A continuación pasamos a describir la realización del segundo ejercicio que hemos introducido al comienzo de este apartado. Aprovechando las mismas tablas de datos proporcionados por el MODTRAN, tomados en diferentes recorridos atmosféricos, a continuación se van a hacer una serie de cálculos con el objetivo final de hallar nuevamente las funciones de ponderación, solo que en este caso a partir de los parámetros de diferentes sensores reales de satélites, en lugar de hacerlo teniendo en cuenta los datos de la propia atmósfera proporcionados por sondeos atmosféricos. Para llevar esto a cabo, se tiene como datos de partida una serie de valores de las funciones de respuesta espectral de diversos sensores reales; en concreto, del satélite meteorológico Meteosat de Segunda Generación (MSG), que está diseñado para captar la radiación en la siguientes bandas del

espectro infrarrojo (IR): 6,2 μm (H_2O), 7,3 μm (H_2O), 9,7 μm (O_3) y 13,4 μm (CO_2). Estas bandas coinciden con algunas de las que acabamos de analizar.

En este caso, hemos ponderado cada transmitancia espectral con el valor de la función de respuesta del sensor, $\varphi(\nu)$, a esa frecuencia concreta, y lo integraremos en todo el intervalo de respuesta espectral del aparato, si bien antes habiendo normalizado el resultado (para que podamos obtener valores reales de transmitancia), como se indica a continuación:

$$\tau(z) = \frac{\int \tau_\nu \varphi(\nu) d\nu}{\int \varphi(\nu) d\nu}. \quad (4.13)$$

Por último, una vez se han calculado los valores de las transmitancias para diferentes recorridos atmosféricos a diferentes alturas, se ha realizado un proceso de cálculo numérico totalmente análogo al anterior: derivadas de la transmitancia con la altura, con la finalidad de hallar las funciones W . Este proceso de trabajo se ha llevado a cabo para cada una de las bandas espectrales que hemos seleccionado, algunas de las cuales coinciden con las estudiadas en el primer ejercicio de este apartado, como ya se ha indicado antes; con lo cual, podremos comparar dichas gráficas entre sí.

Veamos a continuación todos los resultados de forma gráfica:

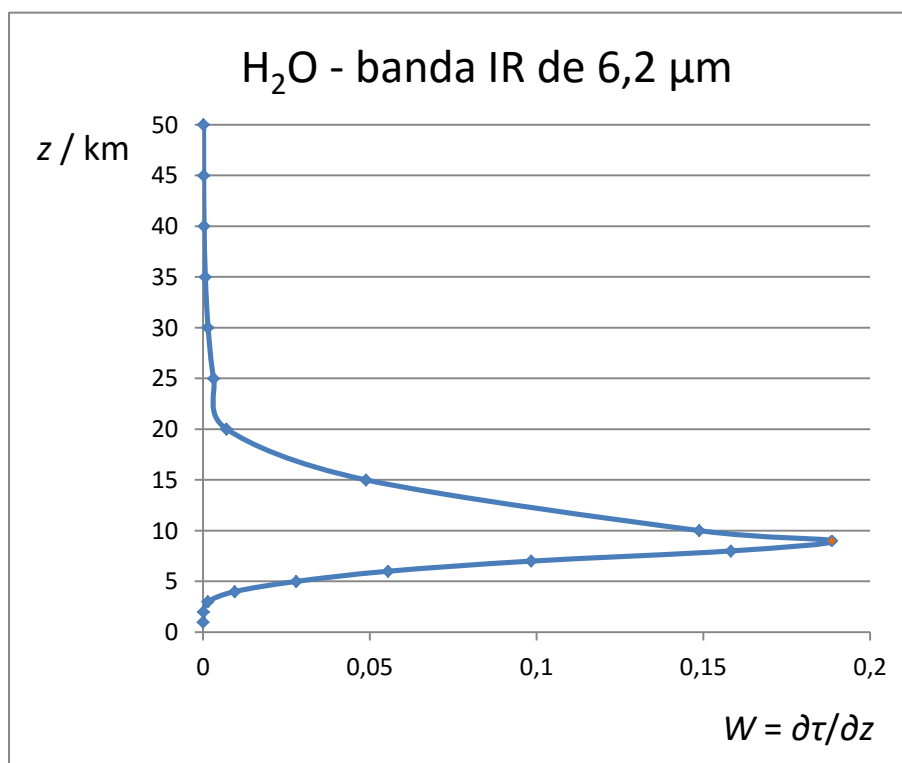


Figura 4.16 Funciones de ponderación para la banda IR de 6,2 μm del vapor de agua.

En la figura anterior podemos constatar que este sensor mediría cantidades de vapor de agua situado a una altura de unos $z = 9$ km. Se trata del mismo sensor que tomó la imagen infrarroja que se muestra en la figura 2.11, pues coinciden tanto el modelo de satélite (MSG) como la colocación espectral de la banda del mismo.

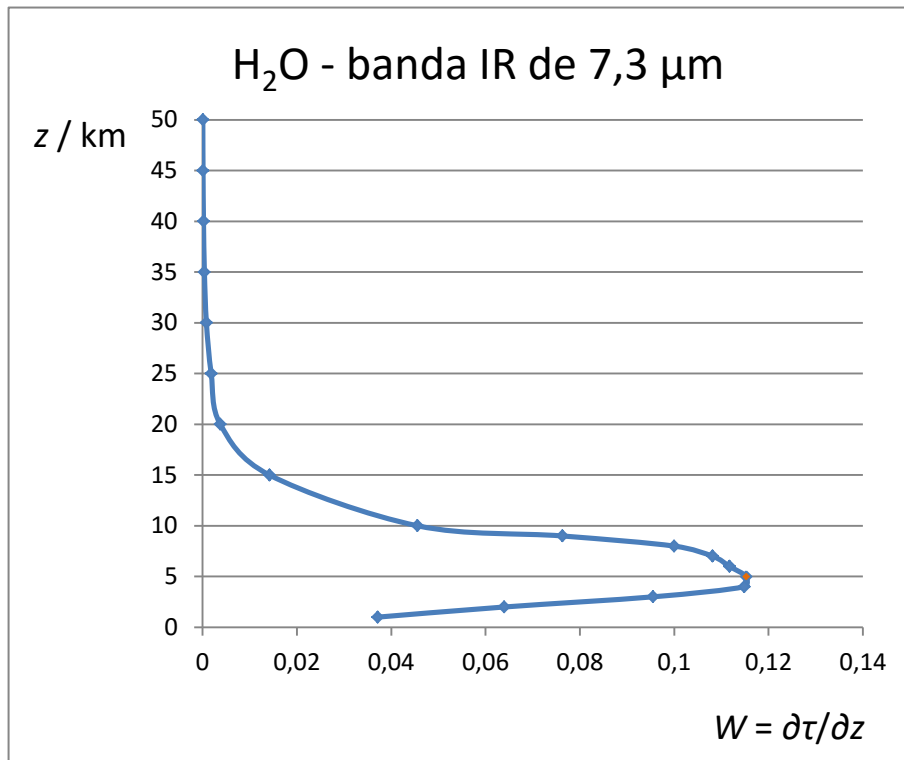


Figura 4.17 Funciones de ponderación para la banda IR de 7,3 μm del vapor de agua.

Este otro sensor mediría también cantidades de vapor de agua, pero aquel situado alrededor de los $z = 5$ km de altura.

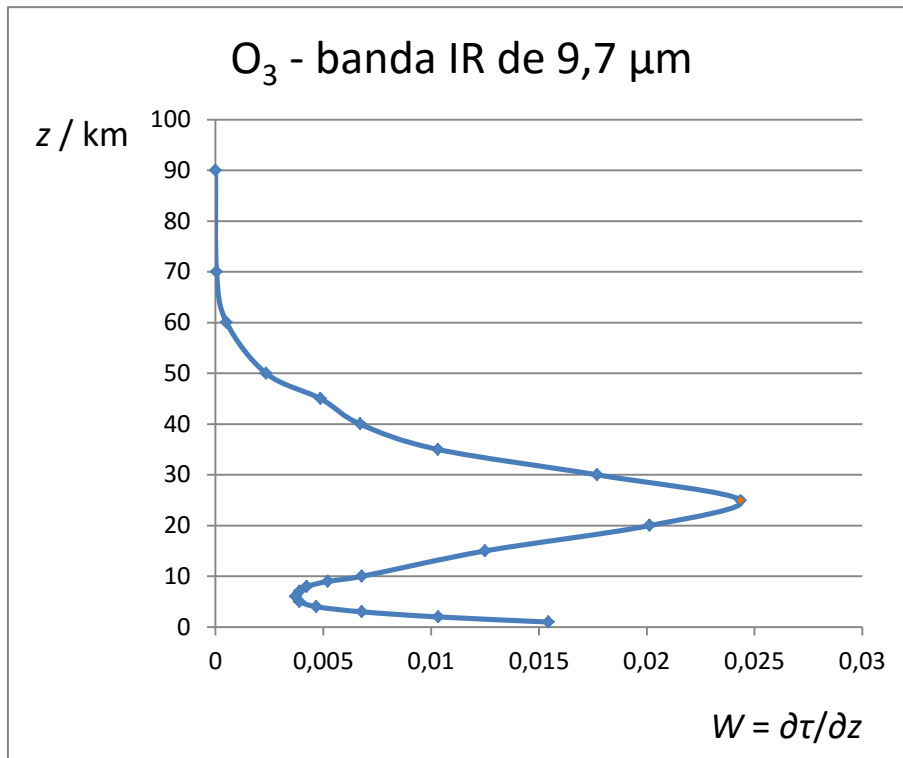


Figura 4.18 Funciones de ponderación para la banda IR de 9,7 μm del ozono.

Este sensor estaría colocado en una banda de absorción de ozono a alturas cercanas a $z = 25$ km (ozonósfera). Recordemos que el ozono, además de en el ultravioleta, presenta una fuerte absorción precisamente en esta banda de absorción.

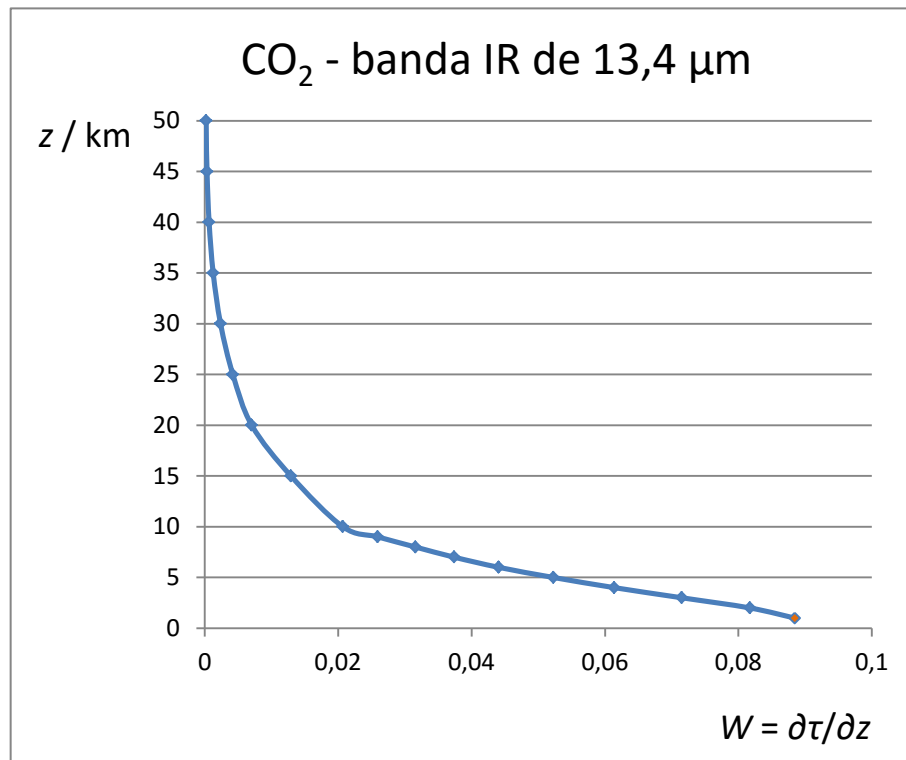


Figura 4.18 Funciones de ponderación para la banda IR de 13,4 μm del dióxido de carbono.

Este último sensor nos permitiría medir concentraciones de dióxido de carbono en la parte inferior de la troposfera, en contacto con la superficie terrestre. La mayoría de este CO₂ se debe a contaminación causada por actividades humanas, como hemos mencionado previamente.

Por consiguiente, comparando las gráficas correspondientes a las mismas bandas de absorción, se deduce que los cálculos y representaciones gráficas están realizados correctamente, y entonces podemos asegurar que existen dos métodos diferentes igualmente válidos para calcular las funciones de ponderación de los sensores: bien a partir de perfiles tomados de sondeos, o bien a partir de las funciones de respuesta espectral de los propios sensores.

5 CONCLUSIONES

Hemos realizado un estudio de la transferencia de la radiación electromagnética en el medio atmosférico, en el que se ven involucrados muchos procesos físicos, ya sea por parte del Sol (emisión de radiación), por la atmósfera (reflexión, dispersión, absorción, reemisión de radiación...) o por la propia Tierra (reflexión, absorción y reemisión de radiación).

Para realizar un análisis cualitativo y cuantitativo, dentro de ciertas limitaciones (por varias aproximaciones que se han ido considerando), de este sistema de interacciones radiación-materia tan tremendamente complejo nos ha servido de gran ayuda el programa MODTRAN, código de simulación de transferencia radiativa que ha resultado ser, además de útil, sencillo de manejar y pedagógico, sobre todo por el hecho de que lo hemos utilizado a través de una interfaz muy práctica y que no requería conocimientos informáticos avanzados. También se ha podido comprobar el nivel de precisión y exactitud de las simulaciones de dicho programa respecto a situaciones reales, concluyéndose que es un modelo plausible y altamente realista, que, de hecho, es empleado con asiduidad en las más avanzadas investigaciones profesionales, y que ofrece una ingente cantidad de opciones de ejecución, aunque no se hayan aprovechado todas en el presente trabajo. Vemos que tiene aplicaciones prácticas tanto desde el punto de la radiometría en superficie como de la teledetección atmosférica.

Además, nuevamente hemos de destacar la importancia de la ecuación de transferencia radiativa, que en nuestro caso nos ha servido para modelizar la radiancia que llega a los satélites e introducir las funciones de ponderación, magnitudes clave en el estudio de los gases atmosféricos, tanto su concentración como su distribución por alturas; o bien, planteándolo al contrario, para configurar los satélites de observación, sabiendo dónde se encuentran las ventanas atmosféricas (para realizar trabajos de cartografía, por ejemplo). Sin embargo, aquí nos hemos interesado más por la primera opción, dado que es menos conocida en general, pero ofrece un abanico más amplio de posibilidades en la física de la atmósfera e ingeniería espacial. Es interesante percatarse de que estos estudios que hemos realizado podrían ser extrapolables a las atmósferas de otros planetas o satélites, lo cual abre un interesante camino de investigación en disciplinas de este ámbito. Por último, es importante destacar que la anterior ecuación es válida para todo el espectro y para todo proceso de transferencia de radiación en la atmósfera (ya sea hacia la Tierra o hacia el espacio), si bien nosotros nos hemos centrado exclusivamente en el espectro infrarrojo a causa de la gran cantidad de bandas de absorción que hay presentes en dicho intervalo, lo cual no ocurre en el visible, por ejemplo, en el que prácticamente se transmite la totalidad de la luz incidente, como se ha explicado anteriormente en repetidas ocasiones.

6 REFERENCIAS

BERK, A., BERNSTEIN, L. S. Y ROBERTSON, D. C. (1996), «MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN 7», *Rep. AFGL-TR-83-0187*, Philips Lab., Hanscom Air Force Base, Massachusetts.

BERK., A., BERNSTEIN, L. S., ANDERSON, G. *ET AL.* (1998), «MODTRAN cloud and multiple scattering upgrades with application to AVIRIS», *Remote Sensing of Environment*, **65/3**: 367–375.

BIGGS, W. W. (1984), *Principles of Radiation Measurement*, LI-COR, Inc., Lincoln, Nebraska.

CALLE, A., PÉREZ, A. M., CASANOVA, J. L. (1998), «Estudio y análisis de la irradiancia eritemática a partir de datos de ozono TOMS», *Revista de Teledetección*, **9**, Valencia.

COULSON, K. L. (1975), *Solar and Terrestrial Radiation: Methods and Measurements*, Elsevier

GUEYMARD, CH. A. (2001), «Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance», *Solar Energy*, **71/5**: 325–346, Bailey, Colorado.

HUANG, P. M., LI, Y. Y SUMNER M. E. (2011), *Handbook of Soil Sciences: Properties and Processes*, CRC Press.

IQBAL, M. (1983), *An Introduction to Solar Radiation*, Academic Press, Vancouver.

MOODY, E. G., KING, M. D., PLATNICK, S., SCHAAF, C. B., GAO, F. (2005), «Spatially Complete Global Spectral Surface Albedos: Value-Added Datasets Derived from Terra MODIS Land Products», *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **43/1**: 144-158.

PALTRIDGE, G. W. Y PLATT, C. M. (1976), *Radiative processes in meteorology and climatology*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam-Oxford-New York.

PIDWIRNY, M. Y JONES, S. (2006), *Fundamentals of Physical Geography*, University of British Columbia Okanagan, Kelowna.

WALLACE, J. M. Y HOBBS, P. V. (2006), *Atmospheric Science: An Introductory Survey*, Academic Press.