

Trabajo de Fin de Grado



Correlación de propiedades atmosféricas de los aerosoles

medidas en tierra y datos de satélite

Tutor: Abel Calle Montes

Cotutor: Cristian Velasco Merino

Autor: Carmen Oraá Vicente

10-6-2018

ÍNDICE

RESUMEN	2
ABSTRACT	3
1.TRANSFERENCIA RADIATIVA: DISPERSIÓN Y ABSORCIÓN	4
1.1. ECUACIÓN DE LA TRANFERENCIA RADIATIVA	4
1.2. SCATTERING Y ABSORCIÓN POR MOLÉCULAS Y PARTÍCULAS DE AIRE.	6
1.3. DISPERSIÓN RAYLEIGH	10
1.4. ABSORCIÓN ATMOSFÉRICA	14
1.4.1 ABSORCIÓN CONTINUA	17
1.4.2 LÍNEAS DE ABSORCIÓN	18
1.4.3 ANCHURA DE LÍNEA DE ABSORCIÓN	21
2.APLICACIÓN DE LOS PRINCIPIOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA A LA TELEDETECCIÓN.	22
2.1. TELEDETECCIÓN USANDO COMO FUENTE LA LUZ SOLAR TRANSMITIDA.	25
2.1.1. LEY DE BEER	25
2.1.2. DETERMINACIÓN DEL ESPESOR ÓPTICO DEL AEROSOL	28
2.1.3. DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS Y COEFICIENTE DE EXTINCIÓN	30
2.2. TELEDETECCIÓN USANDO COMO FUENTE LA LUZ SOLAR REFLEJADA.	35
2.2.1. ECUACIÓN SCHWARZSCHILD	38
2.2.2. LA ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA RADIATIVA PARA ATMÓSFERAS PLANO-PARALELAS.	41
2.2.3. ESTUDIO DE LOS AEROSOL POR MEDIO DE SATÉLITES. ESPESOR ÓPTICO. ALBEDO.	42
2.2.4. APLICACIÓN DEL SONDEO POR PARTE DE UN SATELLITE A LONGITUDES DE ONDA EN LA PARTE INFRARROJA DEL ESPECTRO.	47
3.EJERCICIO EXPERIMENTAL	52
3.1. CIMEL	52
3.2. MODIS	53
3.3. COMPARACIÓN DE DATOS TOMADOS.	57
CONCLUSIÓN	68
BIBLIOGRAFÍA	69
	1

RESUMEN

Este trabajo pretende introducir al lector en la base teórica de la teledetección. El objetivo es estudiar cómo los satélites miden la intensidad de radiación reflejada por un lado, y por el otro cómo se evalúa desde la superficie terrestre la radiación transmitida.

Para ello, primero realizo un recorrido teórico por la dispersión y la absorción que sufre la radiación cuando se sumerge a través de la atmósfera terrestre; siendo las partículas que componen este medio las causantes de ambos procesos. A continuación, me centraré, dentro de todas las propiedades atmosféricas que se pueden estudiar, en la obtención teórica del espesor óptico del aerosol (AOD). Terminando con una pequeña comparación entre datos del AOD recogidos por distintos instrumentos: un fotómetro CIMEL y el satélite MODIS.

ABSTRACT

This work pretends to introduce the reader into de theory of remote sensing, studying how do a radiometer and a satellite collect irradiance data from radiative transfer through atmosphere and radiative reflectance in each case.

Under that purpose, I will present the theory of scattering and absorption of radiation by small particles. Besides, I will try to focus the study into the Aerosol Optical Depth (AOD), avoiding other properties which could be obtained from the radiation data. Finally, a comparison of AOD data from any instruments will be done: by a CIMEL photometer and by the MODIS satellite.

1. TRANSFERENCIA RADIATIVA: DISPERSIÓN Y ABSORCIÓN

1.1. ECUACIÓN DE LA TRANFERENCIA RADIATIVA

La dispersión y la absorción sufrida por la radiación que atraviesa la atmósfera contribuyen a la extinción de parte de la misma. La radiación proviene tanto del sol como de la tierra, que emite radiación en la zona infrarroja del espectro electromagnético. La atmósfera está compuesta de gases y aerosoles, los cuales son causantes de ambos procesos.

Supongamos un flujo de radiación traspasando la atmósfera. La intensidad que pierde por absorción y dispersión dependerá tanto de la cantidad de moléculas absorbentes (y dispersivas) y su eficiencia, como de la intensidad de radiación incidente y el área que atraviesa.

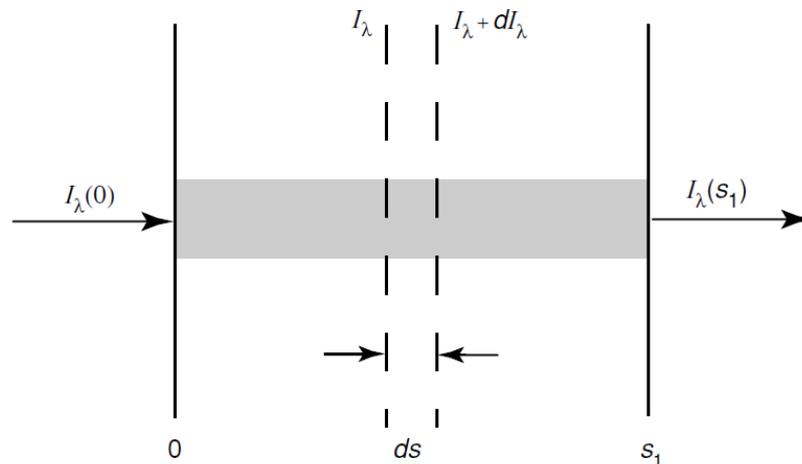


Ilustración 1: Extinción de un flujo de radiación que pasa a través de una fina capa atmosférica a causa de los gases absorbentes que contiene ésta. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

Matemáticamente, la ecuación que rige el descenso de intensidad monocromática del flujo de radiación al traspasar la superficie atmosférica es proporcional a la radiación incidente (I_λ) y a la longitud del trayecto de la radiación dentro de la atmósfera (ds):

$$dI_\lambda = - I_\lambda k_\lambda \rho \cdot ds$$

Ecuación 1

Así mismo, observamos que aparece en la ecuación la densidad de partículas que hay en el espesor atmosférico (ρ); así como k_λ , una magnitud que caracterizará el tipo de molécula que hay en la atmósfera. Esta última tendrá unidades de área partido unidad de masa (m^2/Kg) y es denominada *coeficiente másico de absorción*.

Otra forma de expresar la ecuación 1 es:

$$dI_\lambda = - I_\lambda K_\lambda N \sigma \cdot ds$$

Ecuación 2

Siendo N el número de partículas por unidad de volumen, σ la sección eficaz o área efectiva; y K_λ (esta vez en mayúsculas y adimensional) la eficiencia de absorción. En conjunto, a $K_\lambda N \sigma$ se le designa *coeficiente volúmico de absorción* y se puede igualar matemáticamente a ρk_λ puesto que lo permiten así las unidades; Veamos:

$$[K_\lambda N \sigma] = \frac{1}{m^3} m^2 = m^{-1}$$

$$[\rho k_\lambda] = \frac{Kg \ m^2}{m^3 \ Kg} = m^{-1}$$

Por otro lado, el flujo de radiación que atraviesa la atmósfera puede ser reforzada gracias a la emisión generada por las partículas que conforman la atmósfera, o bien, por la dispersión múltiple. Defino el coeficiente capaz de aumentar la intensidad de radiación debida a la emisión y la dispersión múltiple, j_λ . De este modo, la ecuación que describe el aumento de la intensidad de radiación en función de este coeficiente será:

$$dI_\lambda = j_\lambda \rho \ ds$$

Ecuación 3

Combinando entonces las ecuaciones 1 y 3 obtengo:

$$dI_\lambda = - I_\lambda k_\lambda \rho \cdot ds + j_\lambda \rho \ ds$$

Ecuación 4

Más aún, es conveniente definir la función J_λ como

$$J_\lambda \equiv j_\lambda/k_\lambda$$

Ecuación 5

La función definida sobre estas líneas tiene unidades de intensidad. Por tanto, concluyendo, puedo arreglar la ecuación 4 y escribir:

$$\frac{dI_\lambda}{k_\lambda \rho \cdot ds} = -I_\lambda + J_\lambda$$

Ecuación 6

Esta es la ecuación general de transferencia radiativa sin un sistema impuesto de coordenadas, lo cual es fundamental para la discusión de cualquier proceso de transferencia radiativa.

1.2. SCATTERING Y ABSORCIÓN POR MOLÉCULAS Y PARTÍCULAS DE AIRE.

Una vez deducida la ecuación de transferencia radiativa, es interesante pararnos a reflexionar cómo se producen los procesos de absorción y dispersión, qué tipo de moléculas provocan cada uno de ellos; en definitiva, descubrir la física que engloba esta variación de radiación a través de la atmósfera.

Son los gases y las partículas sólidas y líquidas que se encuentran en suspensión en la atmósfera las que no dejan que toda la radiación solar llegue a la superficie terrestre. La composición de tales partículas determinan qué parte radiación queda intacta y que parte queda absorbida o dispersada en su recorrido por la atmósfera. Dentro de la composición de las partículas se consideran los estados de la misma: sólido, líquido y gas; los enlaces con los que se forman; y el tamaño de las mismas.

En este apartado se pretende analizar cómo afecta el tamaño de la partícula a los procesos de absorción y sobre todo de dispersión. Para ello se introduce la magnitud *parámetro de tamaño* que presentamos a continuación.

Debemos considerar el caso de dispersión o *scattering* por una partícula esférica de radio r para la cual K_λ (eficiencia de absorción) se puede escribir como

función de un parámetro adimensional denominado *parámetro de tamaño*. Este parámetro se define como:

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

Ecuación 7

Los rangos que toma el parámetro de tamaño, x, se aprecian en la ilustración 2

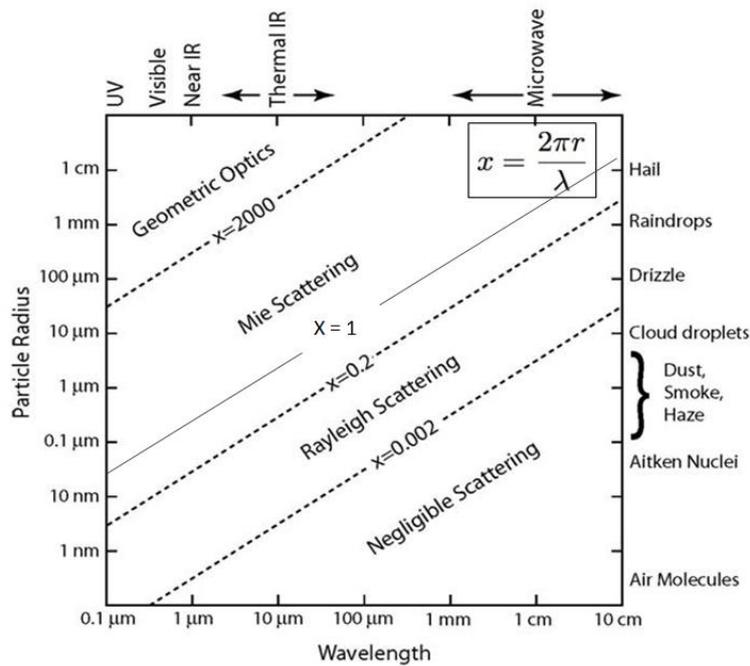


Ilustración 2: Regímenes de Scattering dependiendo del tamaño de la partícula y de la longitud de onda. *Modificada de "Fundamentals of atmospheric science"-Penn State-College of earth and Mineral Sciences.*

En el espectro visible, definido entre las longitudes de onda 390nm y 780nm, el parámetro de tamaño "x" para las gotas de agua presenta valores mucho mayores a 1; las partículas que conforman la neblina o el humo alcanzan la unidad como valor de x; mientras que el parámetro de tamaño tiene valores menores a uno para moléculas de aire.

En general, un flujo de radiación de cualquier longitud de onda, sufre scattering hacia delante cuando incide en moléculas con tamaños de la partícula, x, comparables o mayores a 1. Mientras que si tenemos partículas con un tamaño menor, la radiación sufrirá back-scatter (scattering hacia atrás ó retrodispersión). Por último, las partículas con un parámetro de tamaño, x, mucho menor que 1 son relativamente inefectivos

para producir dispersión. Este rango inefectivo podríamos decir que se encuentra para $x \leq 0,002$.

Fijémonos en la ilustración 3. En ella observamos que el *scattering* Rayleigh ($0,002 < x < 0,2$) tiene forma dos lóbulos hacia los lados, con dos mínimos a 90° y 180° . Al aumentar el parámetro de tamaño, x , como hemos comentado antes, la dispersión se produce cada vez más hacia delante. Así se aprecia en la ilustración, en la denominada dispersión de Mie ($x > 0,2$) para partículas de menor y mayor tamaño.

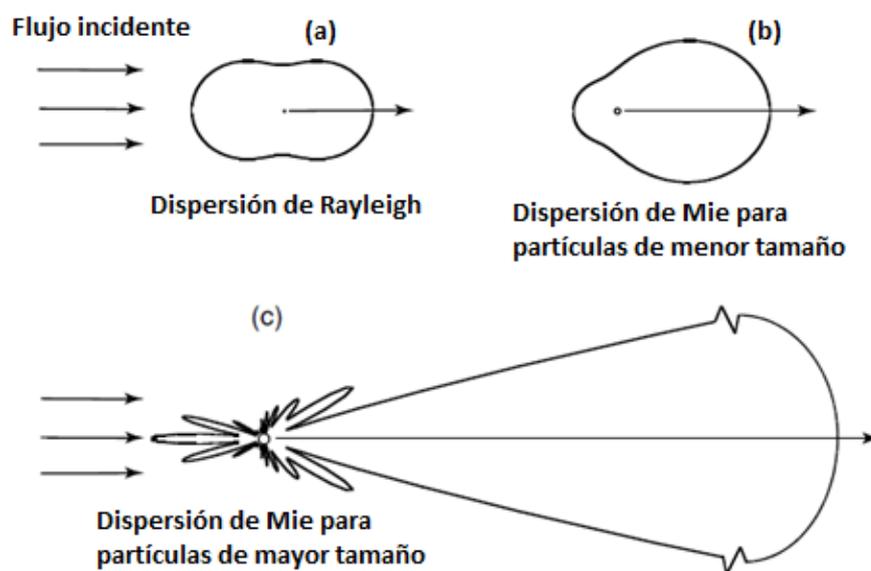


Ilustración 3: Esquema del scattering sufrido hacia delante para partículas de gran tamaño. Se añaden la forma del scattering de Mie y del scattering Rayleigh. *Modificada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.*

Una vez comprendida la correspondencia entre el parámetro de tamaño de una partícula y la dispersión que produce, haremos alusión a la dependencia entre la eficiencia de scattering " K_λ " y el parámetro de tamaño " x ".

La función de dispersión " K_λ " es función del índice complejo de refracción de las partículas:

$$m = m_r + im_i$$

Ecuación 8

el cual describe la proporción de absorción o dispersión que produce la partícula esférica homogénea sobre la radiación incidente. La parte real de dicho complejo se refiere a la magnitud de la dispersión y la parte imaginaria a la de la absorción.

Haremos alusión a la ilustración 4 para realizar una explicación gráfica del índice de refracción como intérprete de los procesos atenuantes de la radiación promovidos por partículas esféricas.

Cuando $m_i = 0$ queda anulada la parte de absorción. Por ello, las oscilaciones observadas en la gráfica serán debidas a los procesos de dispersión. La oscilación amortiguada en el intervalo $0,2 \leq x \leq 10$, perteneciente al régimen de scattering de Mie, presenta un valor medio de $K_\lambda \approx 2$. Para valores $x > 50$ la oscilación de la gráfica es menos amortiguada y el valor medio para la eficiencia de scattering continúa siendo igual a 2.

Continuando con el estudio según la ilustración 4, para $m_i = 1$ las partículas absorben en gran cantidad, dejando atenuada la parte de la dispersión, por eso ya no se producen oscilaciones. Un ejemplo de partículas muy absorbentes serían las gotas que forman las nubes. Cuando inciden sobre ellas longitudes de onda largas, las nubes se comportan como cuerpos negros, absorbiendo toda la radiación.

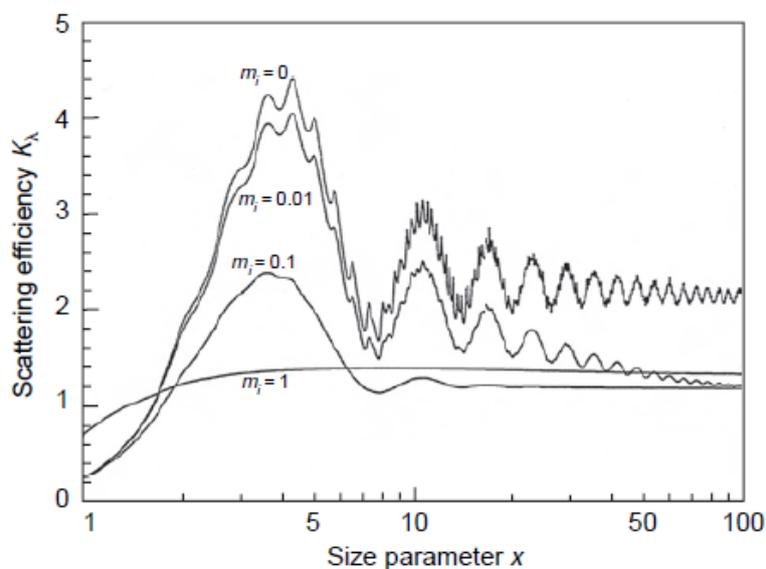


Ilustración 4: Coeficiente de eficiencia en función del parámetro de tamaño. Tomada de "Atmospheric science, an introductory survey"- John M. Wallace & Petter V. Hobbs. 2ª edición.

1.3. DISPERSIÓN RAYLEIGH

Para comprender la pérdida de flujo de radiación solar a su paso por la atmósfera, es preciso analizar los dos procesos de los que hemos hablado: Absorción y dispersión. En primer lugar, nos centraremos en la dispersión.

Consideramos una pequeña partícula esférica, isotrópica y homogénea cuyo radio es mucho menor al de la longitud de onda de la radiación incidente para que pueda producirse la dispersión Rayleigh. La radiación electromagnética incidente, como puede ser la luz solar, tendrá un campo eléctrico homogéneo, llamado *campo aplicado* \vec{E}_0 . Este campo genera un dipolo sobre la partícula, molécula. A su vez, el dipolo genera un campo eléctrico en la molécula, el cual modificará el *campo aplicado* que llega a ella. Al momento dipolar inducido le denoto como " \vec{p}_0 " y tendrá la siguiente definición matemática:

$$\vec{p}_0 = \alpha \vec{E}_0$$

Ecuación 9

con unidades de carga por longitud:

$$[\vec{p}_0] = V^3 \cdot \left(\frac{C}{m^2} \right) = C \cdot m$$

En la ecuación 9, " α " es reconocida como la polarizabilidad de la pequeña partícula. En general, " α " es un tensor, pero en el caso de que coincidan la dirección de los vectores del dipolo y el campo aplicado " α " sería un escalar.

El campo aplicado \vec{E}_0 genera una oscilación del dipolo eléctrico en una dirección concreta. El dipolo oscilante, en consecuencia, genera una onda electromagnética polarizada plana, esta es la onda dispersada. Para evaluar tal campo eléctrico dispersado a una distancia " r " del dipolo oscilante, tengo también que denotar " γ " al ángulo entre el vector que separa al dipolo del punto de observación y el vector momento dipolar \vec{p}_0 . Siguiendo la definición clásica dada por Hertz (1889), el campo magnético dispersado es proporcional a la aceleración del momento dipolar

oscilante y al “sin(y)”; pero inversamente proporcional a “r” y al cuadrado de la velocidad de la luz:

$$\bar{E} = \frac{1}{c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial t^2} \sin(\dots)$$

Ecuación 10

Como el campo es oscilante, el momento dipolar dispersado también lo es y deberíamos escribirlo en función del momento dipolar inducido.

$$\bar{p} = \bar{p}_0 e^{-i(kr - \omega t)}$$

Ecuación 10

Se entiende que “k” es el número de onda y “ω” es la frecuencia angular. Combinando las ecuaciones 10 y 11

$$\bar{E} = -\frac{\omega^2}{c^2} \frac{e^{-i(kr - \omega t)}}{r} \bar{p}_0 \sin(\dots)$$

Ecuación 11

Gracias a la ecuación 9 y con la definición de la frecuencia angular $\omega = kc$ puedo simplificar la ecuación 12:

$$\bar{E} = -\bar{E}_0 \frac{e^{-i(kr - \omega t)}}{r} k^2 \alpha \sin(\dots)$$

Ecuación 12

Defino el *plano de dispersión* por unos vectores dirigidos en las direcciones de la luz incidente y la onda dispersada. Entonces, si elijo dos direcciones ortogonales, una paralela al plano de dispersión, E_t , y otra perpendicular a él, E_r ; puedo definir todos los vectores de campo eléctrico aplicado en estas dos componentes. La radiación incidente, en forma de luz natural o no polarizada, está caracterizada por un vector de campo eléctrico descompuesto en las direcciones paralela y perpendicular, y por una fase arbitraria entre dichas componentes. A la componente del campo eléctrico incidente dirigida paralela al plano de dispersión la denoto E_{0t} , mientras que a la componente del campo incidente, dirigida perpendicular al plano de dispersión, la denomino E_{0r} . De modo que las componentes del campo dispersado por moléculas homogéneas, isotrópicas y esféricas:

$$E_r = -E_{0r} \frac{e^{-i(kr-\omega t)}}{r} k^2 \alpha \sin(\alpha_1)$$

Ecuación 13

$$E_l = -E_{0l} \frac{e^{-i(kr-\omega t)}}{r} k^2 \alpha \sin(\alpha_2)$$

Ecuación 14

Basándonos en la geometría de la ilustración 5, es sencillo comprobar que $\alpha_1 = 90^\circ$ siempre y que $\alpha_2 = \frac{\pi}{2} - \theta$, siendo θ el ángulo de dispersión.

A continuación se presentan las componentes del campo eléctrico tras la dispersión en su forma matricial:

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_l \end{pmatrix} = -\frac{e^{-i(kr-\omega t)}}{r} k^2 \alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0r} \\ E_{0l} \end{pmatrix}$$

Ecuación 15

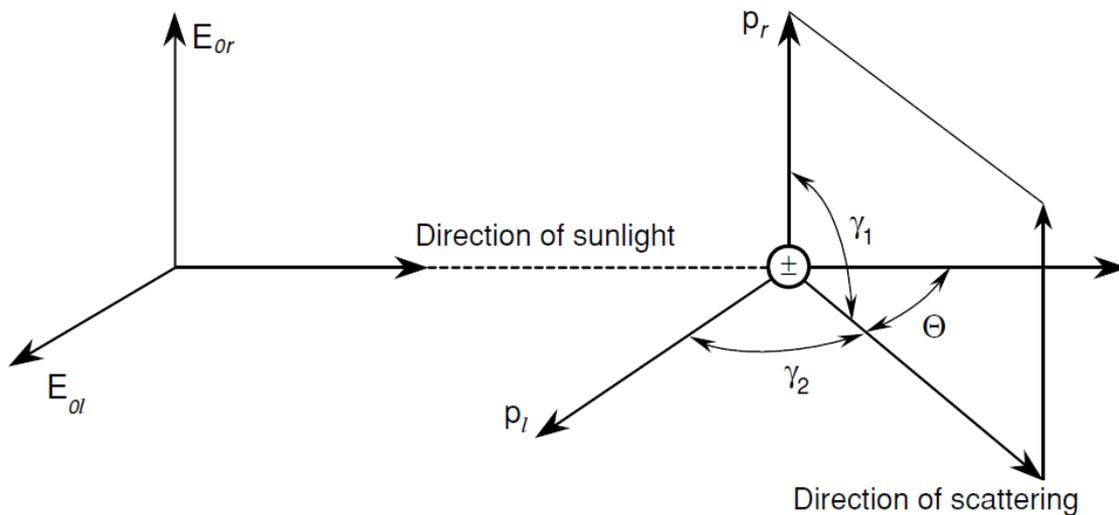


Ilustración 5: Dispersión realizada por un dipolo. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

Ahora debo definir las intensidades de estos campos eléctricos. La definición para la intensidad del rayo incidente y del dispersado son $I_0 = |E_0|^2$ e $I = C|E|^2$ respectivamente. En este caso, C será una constante de proporcionalidad tal que C/r^2 implica el ángulo sólido. Bajo las definiciones aportadas y gracias las ecuaciones 14 y 15 obtengo intensidades:

$$I_r = I_{0r} \frac{k^4 \alpha^2}{r^2}$$

Ecuación 16

$$I_l = I_{0l} \frac{k^4 \alpha^2}{r^2} \cos^2 (\theta)$$

Ecuación 17

Donde I_r y I_l son las componentes paralela y perpendicular al plano de dispersión de la intensidad de la onda dispersada. Luego, la intensidad total de la radiación solar dispersada por una molécula esférica en la dirección del ángulo θ dentro del plano de dispersión es:

$$I = I_r + I_l$$

Esto es:

$$I = (I_{0r} + I_{0l} \cos^2 (\theta)) \frac{k^4 \alpha^2}{r^2}$$

Ecuación 18

Como la luz natural se define de esta manera: $I_{0l} = I_{0r} = I_0/2$ y $k=2\pi/\lambda$, la intensidad de la radiación solar dispersada es:

$$I = I_0 \frac{\alpha^2}{r^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2}$$

Ecuación 19

Esta es la fórmula original descubierta por Rayleigh de la intensidad de una onda dispersada. Por ello se le denomina: fórmula de la *dispersión de Rayleigh*. Por esta fórmula se entiende que la intensidad de la luz solar natural dispersada por una molécula esférica es proporcional a la intensidad de la luz solar incidente e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia entre la molécula, o su dipolo, y el punto de estudio. Además de estos factores, la intensidad dispersada depende de la longitud de onda de la luz incidente " λ ", el ángulo de dispersión " θ " y el parámetro de polarización " α ". La dependencia de estos tres parámetros en la dispersión por moléculas introduce un buen número de características físicas.

1.4. ABSORCIÓN ATMOSFÉRICA

Continuamos analizando los procesos atmosféricos. Ahora conviene estudiar el proceso de absorción. La radiación absorbida por una partícula da lugar al movimiento traslacional, vibracional o rotacional de la molécula; o bien a la excitación de la misma.

Para comprender la absorción atmosférica producida por varias partículas es necesario estudiar su estructura molecular. Consideremos, en primer lugar, las moléculas diatómicas (O_2 , N_2 y CO). Al tener solo dos núcleos, el movimiento vibracional se produce en la línea que une a estos, de tal modo que tienen un movimiento de alejamiento y acercamiento entre ellos. Esto implica que, como conclusión, las moléculas diatómicas tienen solo un modo de vibración, denotado como ν_1 .

Las moléculas triatómicas con una configuración lineal (CO_2 y N_2O), sin momento dipolar permanente, presentan tres modos vibracionales: ν_1 para el estiramiento simétrico, ν_2 para el movimiento de flexión y ν_3 para el estiramiento antisimétrico. Ahora bien, el modo de vibración ν_2 , conocido como movimiento de flexión, estará degenerado (ilustración 6). Las moléculas triatómicas no-lineales reproducen estos tres modos vibracionales. Estas últimas sí tienen momento dipolar permanente puesto que los átomos que la forman están dispuestas como un triángulo isósceles obtuso (Ilustración 6); un ejemplo son las moléculas de H_2O y *del* O_3 .

Por otro lado, hemos de tener en cuenta el movimiento de rotación. La rotación de los cuerpos rígidos está definida en su centro de gravedad con respecto a los tres ejes ortogonales. Las moléculas diatómica y triatómicas con lineales tendrán dos modos de rotación, mientras que las moléculas triatómicas no-lineales tendrán 3 modos de rotación.

Por último, la energía electrónica está estrechamente relacionada con la energía de vibración porque ambas derivan de los enlaces de valencia elásticos que unen a los átomos en moléculas, esto es, los enlaces no son rígidos, sino que se mueven como muelles y eso es la llamada energía de vibración.

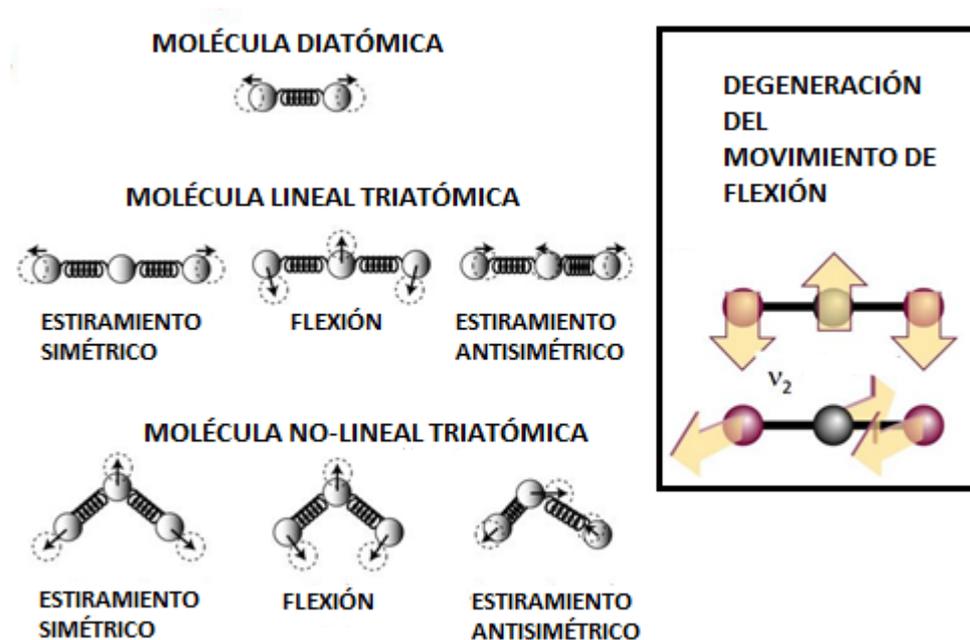


Ilustración 6: Modos de vibración y degeneración del movimiento de flexión

La magnitud de la fuerza entre dos átomos en una molécula depende de dos factores: la distancia entre los núcleos y su configuración electrónica. Se representa tal fuerza en función de la distancia entre núcleos como una *curva de potencial*. En la ilustración 7 se encuentran dos curvas potenciales separadas. Una de ellas representa el estado fundamental, con menor energía, y la otra el excitado de una molécula diatómica. La interpretación de la curva de potencial es sencilla; A largas distancias no existe fuerza entre las átomos, ni atractiva ni repulsiva. A medida que los átomos se acercan, comienzan a ejercer una fuerza atractiva entre ellos, como muestra el decrecimiento de la curva de potencial, hasta generar un enlace estable, representado como el mínimo de la curva. Finalmente, llega un momento en que la distancia entre los átomos es tan estrecha que tienden a repelerse entre ellos y por este motivo, en la gráfica, la energía potencial aumenta.

Así como los electrones pueden ser sacados de un orbital si se reúne la energía necesaria y justa para ello, ni más ni menos (potencial de ionización); En el caso de átomos y moléculas que tengan más de un electrón, el potencial de ionización se

asocia con aquel electrón que cuente con la menor energía de ionización. Asimismo, cierto nivel de energía puede separar átomos y esto se llama *potencial de disociación*.

Cuando un fotón de alta energía es absorbido, la configuración del electrón cambia y da a lugar a un estado excitado. El estado excitado, en la ilustración 7, tiene como curva de potencial la más energética de las dos. La energía necesaria para que se produzca esta transición está dada por la diferencia entre las energías de los estados final e inicial. En la gráfica se representan también los niveles vibracionales, diferenciados por líneas horizontales en el pozo de potencial.

Si el estado excitado es inestable, cuando una molécula absorbe un fotón con energía suficiente para subir al estado excitado pueden ocurrir dos cosas: o que la molécula se descomponga en los átomos que la forman, o que el electrón quede liberado. A ambas descomposiciones se les denomina absorción continua.

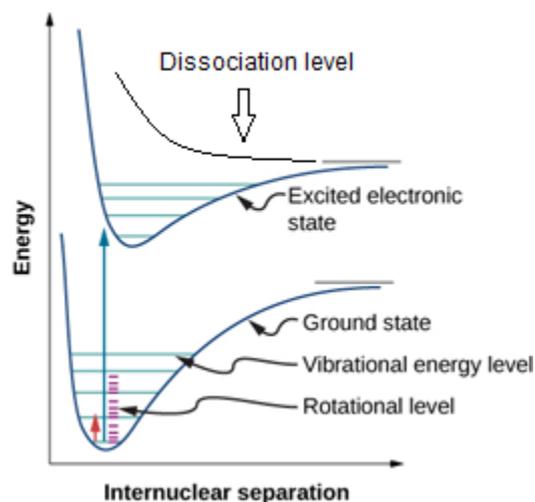


Ilustración 7: Curvas de energía potencial para dos estados electrónicos de una molécula diatómica. Las líneas horizontales verdes corresponden a niveles de energía vibracionales y las rojas a niveles de energía rotacionales.

Sobre el estudio energético realizado, explicaremos a continuación las dos absorciones generadas por las partículas de la atmósfera: tanto la absorción continua como la que producen las líneas de absorción.

1.4.1 ABSORCIÓN CONTINUA

La absorción continua es la energía necesaria para liberar electrones o romper moléculas. Está asociada a las regiones de rayos X y ultravioleta del espectro.

El proceso por el cual se arrancan electrones de los átomos se denomina *fotoionización*. La radiación ultravioleta ($150 \leq \lambda \leq 400$ nm) proveniente del sol tiene la suficiente energía como para producir la *fotoionización*. La radiación solar de estas pequeñas magnitudes de longitud de onda es absorbida en la ionosfera, a altitudes de 90Km y más alta, dando lugar a ionizaciones, gracias a las cuales se obtienen campos eléctricos entre los electrones y los átomos ionizados que afectan a la propagación de las ondas de radio.

Por otro lado, la *fotodisociación* es el proceso por el cual se rompe una molécula. La energía implicada en tal proceso no ha de ser precisa, como para la fotoionización, sino la suficiente como para que se produzca y la energía que sobre se transformará en energía cinética para los átomos separados.

En la ilustración 8 observamos las absorciones de la radiación solar provocadas por diferentes moléculas según la longitud de onda.

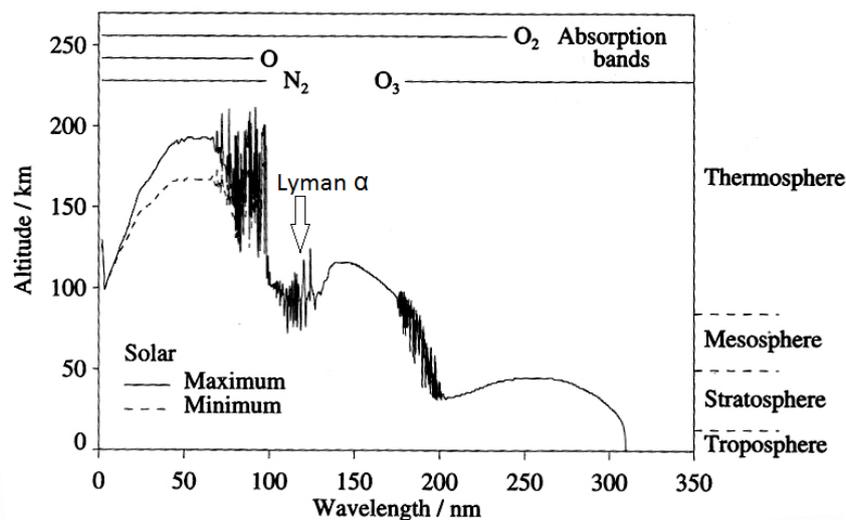


Ilustración 8: Profundidad de penetración de los rayos ultravioleta en la atmósfera terrestre.

La molécula de *nitrógeno* absorbe radiaciones en un rango: de 112 a 145 nm, bandas asociadas a estados de transición prohibidos porque no hay transición de ninguna combinación entre niveles rotacional, traslacional, vibracional y energético. Sin embargo, la energía absorbida por esta molécula sí es empleada para la fotodisociación, la cual es provocada en la atmósfera a alturas por encima de los 100Km.

En cambio, la molécula de *oxígeno* absorbe radiación solar en un intervalo de longitudes de onda entre 200 y 260 nm. La energía de radiación es empleada por la molécula de oxígeno para su disociación, que lleva a formar dos átomos de oxígeno con estado fundamental en el 3P . La energía que sobra tras la disociación es empleada en aportar energía cinética a los átomos de oxígeno que quedan sueltos, que no tardarán en unirse a otra molécula de oxígeno y formar el ozono. Esta banda es importante para la formación de ozono. La absorción en esta banda solapa en tal región con bandas de absorción del O_3 , las cuales son mucho más fuertes y son debidas a transiciones electrónicas que ocurren en la estratosfera y mesosfera.

De particular interés es la banda denominada "*Lyman α* " localizada en 121,6 nm y que se conoce como una *ventana atmosférica* puesto que permite penetrar esa longitud de onda muy profundo en la atmósfera al no ser empleada para la fotoionización o fotodisociación.

1.4.2 LÍNEAS DE ABSORCIÓN

Las líneas de absorción se comprenden fácilmente si recordamos la teoría explicada al comienzo de este apartado "1.4 Absorción atmosférica". La energía interna de una molécula gaseosa se puede escribir:

$$E = E_0 + E_v + E_r + E_t$$

E_0 es el nivel de energía en los orbitales de los electrones dentro del átomo, E_v y E_r son las energías correspondientes a los estados rotacionales y vibracionales de la molécula, y E_t es la energía traslacional de la molécula en el gas.

La teoría cuántica solo admite ciertos niveles de energía para los estados de los electrones en los orbitales atómicos. También, las energías vibracionales y rotacionales están cuantizadas. Con respecto a la componente traslacional de la energía, ésta no está cuantizada.

El nivel de energía, E, suma de los niveles rotacional, electrónico, vibracional y el traslacional, siendo únicamente los tres primeros niveles cuantizados; puede variar si hay un cambio de estado, ya sea por variación de la energía de vibración o rotación molecular o por variación de nivel energético molecular. Esto último es que un electrón suba a otro nivel orbital, absorbiendo entonces energía; o descienda del orbital cediendo en este caso la energía. La energía necesaria para que se produzca tal transición es la diferencia de energía entre los niveles del estado inicial y final. Esta energía depende de la frecuencia de radiación expulsada o absorbida, independiente del caso:

$$\Delta E = h\nu$$

Tal que $h = 6.62606957 \times 10^{-34}$ js es la constante de Planck y ν la frecuencia en Hertz. Así, la energía emitida por un fotón es inversamente proporcional a la longitud de onda.

Basándonos en la cuantización de la energía, la absorción de la radiación puede ser descrita en términos de "línea de absorción". Las *líneas de absorción*, ilustración 9, se encuentran separadas por espacios mucho más anchos en los que el gas es transparente a tal radiación.

Las ilustraciones 9 y 10 representan la absorción sufrida por unas longitudes de onda determinadas de la radiación solar a causa de ciertos gases. Muestra, por tanto, las líneas espectrales. Hay más de una línea espectral porque hay diferentes variaciones de energía posibles dentro de una molécula. Tales variaciones de energía dependen de tres energías cuantizadas: rotación, vibración y estado electrónico, tomando así diferentes valores dependiendo de si pasan a otro nivel energético una de las tres energías implicadas, dos de ellas o todas ellas.

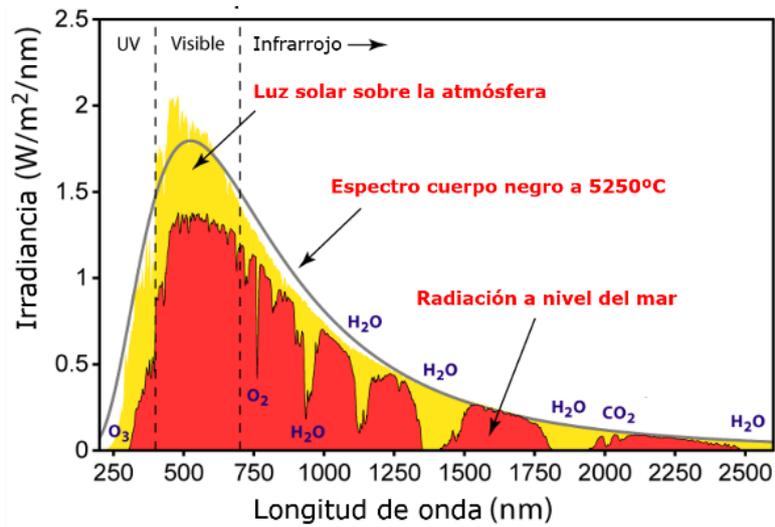


Ilustración 9: Espectro de radiación solar

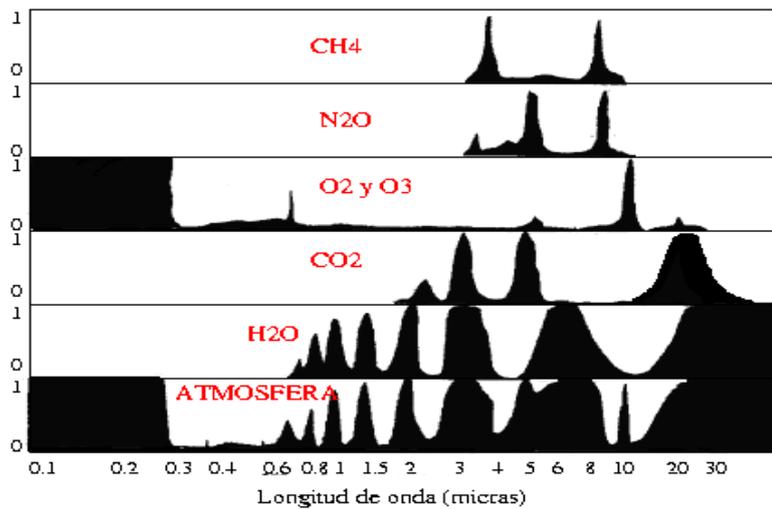


Ilustración 10: Intensidad de radiación que llega a la tierra: máxima intensidad 1 y mínima 0; Por tanto, la absorción producida por los gases indicados de la atmósfera se produce a la longitud de onda en el que la intensidad baja a 0.

El O_2 y N_2 muestran escasa población de líneas de absorción. Por el contrario, los gases invernadero (H_2O , CO_2 , O_3 , N_2O ...) presentan innumerables líneas de absorción, muy pegadas, que se deben a las transiciones rotacionales-vibracionales.

1.4.3 ANCHURA DE LÍNEA DE ABSORCIÓN

Hay una inherente incertidumbre en el ancho de las líneas de absorción debido

a:

- Anchura Doppler: Las frecuencias a las que reciben la radiación las moléculas gaseosas varían por efecto Doppler, esto quiere decir que la cantidad energía que llega a una partícula depende si esta se está acercando al flujo de radiación incidente o si se está alejando de él. Esta anchura tiene una forma basada en la distribución de Maxwell-Boltzmann
- Anchura por presión/colisión: Asociada con las colisiones moleculares. Esta anchura tiene una forma basada en la distribución de Lorentz.

Por debajo de los 20 Km de altitud, la anchura por presión es el factor predominante para determinar la anchura de las líneas de absorción puesto que las colisiones moleculares son mucho menos frecuentes, mientras que en alturas de 50 Km y superiores resulta determinante el estudio de la anchura Doppler. En las zonas intermedias entre 20-50 Km la forma de la anchura es una mezcla entre las formas Doppler y Lorentz.

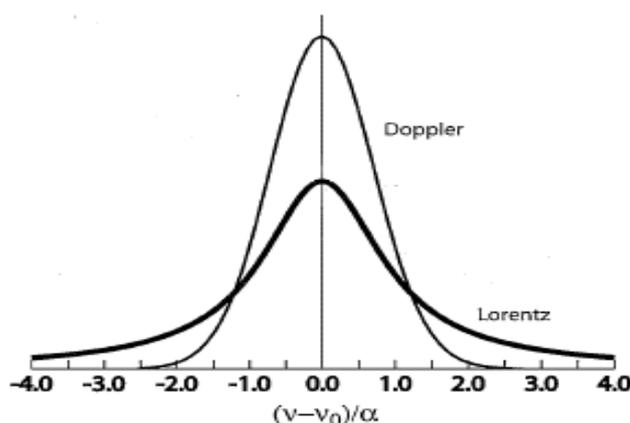


Ilustración 11: Comparación de las formas de anchura Doppler y Lorentz.

2. APLICACIÓN DE LOS PRINCIPIOS DE TRANSFERENCIA RADIATIVA A LA TELEDETECCIÓN.

La razón de la teledetección es aumentar el campo de visión. En sus inicios esta práctica consistía en equipar a un ave con una cámara portátil para captar una imagen más amplia del terreno o también una persona se elevaba en globo con una cámara y podía captar la imagen. Todo ello, con el transcurso de los años y el avance de la tecnología, ha derivado en el uso de satélites que orbitan alrededor del planeta.

Por tanto, la teledetección son unas medidas tomadas a larga distancia, las cuales quedan recogidas y grabadas en el aparato. La comparación con las medidas *in situ* es clara, pues estas últimas son medidas que se toman de un objeto cercano en un instante de tiempo.

La teledetección incluye, a su vez, la interpretación de estas medidas tomadas a larga distancia. Es posible interpretar la radiación si la estudiamos en sus diferentes longitudes de ondas. Esto es, el instrumento que recibe la luz está equipado de unos filtros que dejan pasar la longitud de onda que se quiere estudiar. A partir de la intensidad recibida, por el satélite o radiómetro, en cada longitud de onda, se puede saber cuáles han sido las partículas que han absorbido parte de esa radiación. Este estudio se realiza en base a la teoría recogida en el apartado anterior; en concreto, la ilustración 10 muestra las longitudes de onda que son absorbidas por los diferentes gases atmosféricos.

El principio físico de la teledetección puede ser entendido mediante la ilustración 12: Básicamente, la señal es recogida por un detector, después de interaccionar con el objeto a estudiar (moléculas, partículas...). Tal señal electromagnética puede ser originaria del sol, como fuente inagotable, o de la radiación terrestre. Si O y S denotan al objeto a estudiar y la señal recibida por el detector respectivamente, entonces puedo escribir simbólicamente:

$$S = F(O)$$

Donde F representa la función, no necesariamente lineal. Esta función define la modificación de la señal emitida tras haber sufrido *scattering* y absorción. El inverso de tal relación es:

$$O = F^{-1}(S)$$

Ahora el proceso es a la inversa: Partiendo de la señal recibida por el detector, se realiza el estudio y la caracterización del objeto que la genera. De todos modos, como F es una función complicada, su inversa no se puede sacar de manera directa. El proceso real a realizar, que correspondería a esta función inversa, es definir las características de la señal percibida por el detector apoyándonos en la teoría; de este modo se pueden extraer las propiedades del objeto que produjo la variación de señal desde la fuente hasta el detector del satélite.

El problema que presenta la inversión es que no hay una solución única, puesto que el medio a estudiar estará, normalmente, compuesto por varios objetos, y un conjunto de ellos puede dar lugar a una misma señal resultante. Así como las matemáticas son difícilmente manejables en estos estudios.

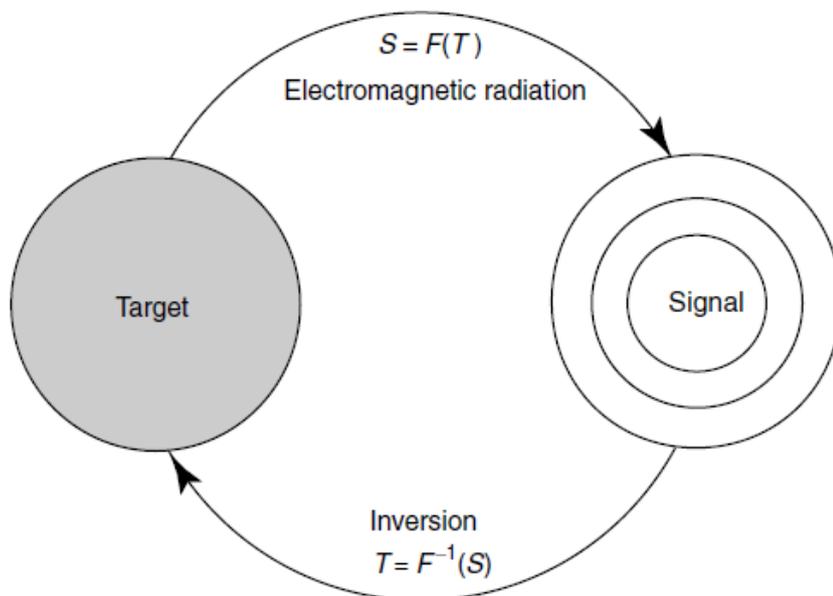


Ilustración 12: Principio de la teledetección. Los símbolos T y S denotan al objeto y la señal, respectivamente, F representa una función, la cual es en general no lineal y no puede ser representada por funciones analíticas. F^{-1} es la inversa de esa complicada ecuación. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

Hay dos tipos básicos de teledetección

- **Teledetección Activa:** Implica que la fuente de la radiación que utiliza el detector es artificial. Ejemplos de esta son un *lidar* o las ondas de radio utilizadas en el radar. El detector es capaz de enviar pulsos electromagnéticos que interactúan con el medio, sufren scattering, y vuelven a ser detectados por él, quedando registradas todas las señales. Así, midiendo el desfase entre el pulso de salida del detector y el de llegada o el descenso de intensidad, sacaremos conclusiones del objeto que produce el scattering, como la composición y estructura de la atmósfera en el caso de la meteorología. Cada pulso emitido corresponde a una longitud de onda específica. La teledetección activa normalmente se asocia con el scattering hacia atrás puesto que el emisor y el detector están colocados en el mismo punto.

- **Teledetección pasiva:** Este segundo tipo de teledetección utiliza como fuente la radiación natural, proveniente del sol o de la tierra. Por ejemplo: la radiación espectral solar interactúa con las nubes produciendo una señal debida al scattering, lista para ser estudiada por los radiómetros. Del mismo modo, la radiación térmica infrarroja o la microondas emitida por la tierra y la atmósfera en su conjunto, puede servir para entender su estado termodinámico y la composición atmosférica. Esta es recogida por satélites; y también los satélites recogen radiación proveniente de la luz solar pero en vez de la transmitida, la reflejada por la atmósfera. La teledetección pasiva es útil para sacar los perfiles de temperatura de la atmósfera, las propiedades de la superficie y los componentes radiativos desde satélites que orbitan alrededor de la tierra.

En este capítulo discutiremos la información contenida en la luz solar tanto transmitida como reflejada.

2.1. TELEDETECCIÓN USANDO COMO FUENTE LA LUZ SOLAR TRANSMITIDA.

2.1.1. LEY DE BEER

Este trabajo trata de enfocar el estudio del proceso de teledetección al caso concreto de la teledetección de aerosoles.

La teledetección con radiómetros a nivel del suelo aprovecha la radiación solar transmitida a través de las nubes y de la atmósfera en general. Son seleccionadas específicas longitudes de onda del ultravioleta, infrarrojo y del espectro visible dentro del radiómetro con el fin de recopilar información de, como he apuntado antes, la absorción y dispersión en tales longitudes de onda producida por los aerosoles y el ozono.

La ley de Beer da cuenta precisamente de lo apuntado en el párrafo anterior. Considerando la geometría de la ilustración 13 e integrando las ecuaciones que rigen el descenso de la intensidad de un rayo a su paso por una capa atmosférica (ecuación 1) desde el punto más alto de la atmósfera ($z=\infty$) hasta cualquier nivel (z), podré determinar qué fracción del flujo de radiación incidente ha sido atenuado debida a la absorción o a la dispersión por culpa de las partículas y gases en la atmósfera. Integrando la ecuación 1 y aplicando $ds = \sec(\theta)dz$:

$$dI(\lambda) = -I(\lambda)k(\lambda)\rho.ds$$

Ecuación 20

$$\ln I(\lambda)_0 - \ln I(\lambda) = \sec(\theta) \int_z^{\infty} k(\lambda)\rho dz$$

Ecuación 21

$I(\lambda)$ es la radiación a nivel del suelo y $I(\lambda)_0$ la radiación extraterrestre. En la ilustración 9 se observa la diferencia entre la irradiancia solar extraterrestre y la irradiancia solar a nivel del suelo.

Si introduzco exponenciales, la ecuación que informa de la intensidad recibida a nivel del suelo es:

$$I(\lambda) = I(\lambda)_0 e^{-\tau(\lambda)\sec(\theta)}$$

Ecuación 22

Esta relación de definiciones, conjuntamente, forma parte de la *Ley de Beer* y se refieren a la atenuación surgida en la intensidad de un rayo solar a medida que pasa por la capa atmosférica, puesto que en ella sufre scattering y absorción debidas a diferentes partículas.

En este apartado estudiaremos cada elemento de la ecuación 23 de la Ley de Beer:

En primer lugar la irradiancia solar extraterrestre:

$$I(\lambda)_0 = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 I_{\odot}(\lambda)$$

Ecuación 23

Donde r y r_0 son las distancias entre el sol y la tierra, la actual y la media respectivamente; esto es: si la distancia media del sol y la tierra es una unidad astronómica, ese valor es r_0 ; r , sin embargo, será la distancia real teniendo en cuenta que la tierra forma una elipse alrededor del sol. Por otro lado, I_{\odot} es la intensidad solar en la superficie de la atmósfera correspondiente a r_0 , está tabulada para una unidad astronómica.

También se presenta el concepto de masa de aire $m(\theta_0) = 1/\cos(\theta_0)$, donde (θ) es el ángulo cenital. Cuando el sol está directamente vertical $\theta_0 = 0$ la masa de aire es 1. Esta fórmula deja de ser buena a partir de unos 60° en el ángulo cenital solar por diversos motivos: la curvatura de la tierra, la refracción en el aire y el scattering múltiple. Por eso se emplean otras fórmulas más aproximadas, empíricas, como la de Kasten y Young:

$$m = \frac{1}{\cos(\theta) + 0,50572(1,46468 - \theta)^{-1,6364}}$$

Ecuación 24

Por último, cabe presentar el espesor óptico “ τ ”, éste es la suma de valores de espesores ópticos aportados por los aerosoles τ_A , moléculas Rayleigh τ_R , ozono τ_3 , y dióxido de nitrógeno τ_2 , esto es:

$$\tau(\lambda) = \tau_A(\lambda) + \tau_R(\lambda) + \tau_3(\lambda) + \tau_2(\lambda)$$

Ecuación 25

El espesor óptico de las moléculas Rayleigh y del NO_2 para una longitud de onda dada tienen valores conocidos para poder determinar las propiedades de los aerosoles y el O_3 . El espesor óptico $\tau(\lambda)$ es la extinción acumulada a lo largo de toda la columna de aire por la que pasa un flujo de radiación que viaja con ángulo cenital cero, esto es, en incidencia normal sobre la atmósfera. Y tiene la siguiente definición matemática:

$$\tau(\lambda) = \int_z^{\infty} k(\lambda)\rho dz$$

Ecuación 26

Además definimos la transmitancia para un flujo de radiación con una incidencia cualquiera (ilustración 13):

$$T(\lambda) = e^{-\tau(\lambda)\sec(\theta)}$$

Ecuación 27

La transmitancia de la capa es la proporción de radiación que nos llega a la tierra en una determinada longitud de onda tras pasar por toda la columna atmosférica.

En contraposición, en la ausencia de scattering, la absorción dependiente de la longitud de onda, que representa la parte del rayo incidente que ha sido absorbida por el medio, se define:

$$A(\lambda) = 1 - T(\lambda) = 1 - e^{-\tau(\lambda)\sec(\theta)}$$

Ecuación 28

Finalmente, si el medio que atraviesa el flujo de radiación, produce scattering en el mismo, cierta porción de la radiación incidente puede sufrir una reflexión. En este caso, puedo definir la reflectancia $R(\lambda)$, que es la parte reflejada de la intensidad incidente. En base a la conservación de la energía, tenemos:

$$T(\lambda) + A(\lambda) + R(\lambda) = 1$$

Ecuación 29

para la transferencia de radiación debido al scattering y la absorción de un medio.

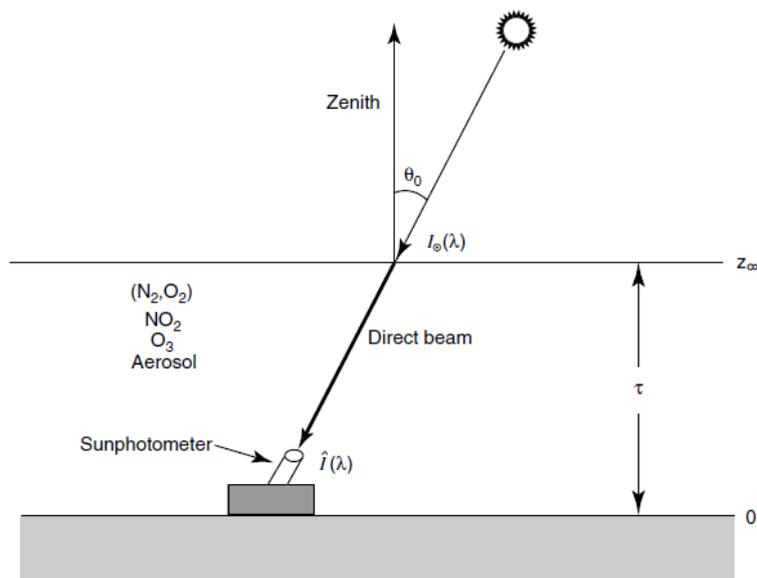


Ilustración 13 Radiómetro situado en tierra realiza medidas de la luz solar directa. El ángulo cenital está definido por θ_0 , el espesor óptico por τ , y la intensidad solar y la intensidad medida están dadas por I_{\odot} e \hat{I} , respectivamente. **Tomada del Liou** "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

2.1.2. DETERMINACIÓN DEL ESPESOR ÓPTICO DEL AEROSOL

Los Aerosoles no solo difractan sino que absorben la luz que les llega. Muchos tipos de aerosoles tienen un efecto significativo en el balance radiativo de la tierra y su atmósfera, y por tanto, en la variación climática de nuestro planeta. La creciente preocupación por los desequilibrios climáticos causados a nivel mundial por parte de los aerosoles, tanto naturales como antropogénicos, ha impulsado al estudio de las propiedades físicas y químicas que caracterizan a los aerosoles; tanto a un estudio realizado desde dentro de la tierra como a un estudio desde satélites orbitando en el espacio.

En primer lugar, estudiaremos las medidas realizadas desde suelo. Cuando la radiación traspasa la atmósfera, como hemos visto en apartados anteriores, decrece su intensidad y ello es debido a la absorción de varios componentes atmosféricos, sobre todo el ozono, vapor de agua, oxígeno y el dióxido de carbono. También la atenuación de la radiación puede deberse a la dispersión generada por moléculas y aerosoles. La extinción de la radiación depende fuertemente del estado del cielo, si está nuboso o no, la limpieza de la atmósfera y la cantidad de gases absorbentes. Algunos

atenuadores son permanentes y otros dependen del lugar de estudio y del momento. La complejidad que producen estos factores para elaborar un estudio de la radiación recibida por la tierra, hace que sea importante tomar datos de radiación en días limpios y claros, sin nubes o polvo, donde la atenuación será producida exclusivamente, o en mayor medida, por los componentes atmosféricos casi invariables. Además, las longitudes de onda utilizadas para el estudio de los aerosoles, en concreto para el estudio de su espesor óptico, son las del espectro visible, rango en el cual la absorción debida por el vapor de agua es prácticamente nula y el efecto absorción del O_3 es pequeño (visto en la ilustración 10)

El espesor óptico de aerosoles, también denominado como índice *turbiedad*, se presenta como una magnitud que da cuenta de la cantidad de aerosoles que hay en una columna vertical atmosférica. Es el más importante de los parámetros atmosféricos en el estudio de aerosoles. Se le nombra como AOD (Aerosol Optical Depth).

Imponiendo logaritmos neperianos a la ecuación 23 y gracias a la 26, el espesor óptico de los aerosoles, $\tau_A(\lambda)$, viene dado por la siguiente expresión:

$$\tau_A(\lambda) = \frac{1}{m(\theta)} [\ln I_0(\lambda) - \ln I(\lambda)] - [\tau_R(\lambda) + \tau_3(\lambda) + \tau_2(\lambda)]$$

Ecuación 30

Donde defino $I_0(\lambda) = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 I_{\odot}$. Este término puede ser evaluado desde los datos del espectro solar. En la determinación del espesor óptico de los aerosoles, los espesores ópticos asociados con las moléculas NO_2 y O_3 son, normalmente, calculados con las siguientes ecuaciones:

$$\tau_R(\lambda) = (a + bH)\lambda^{-(c+d\lambda+\frac{e}{\lambda})} \frac{p}{p_s}$$

Ecuación 31

$$\tau_2(\lambda) = K_2(\lambda)C(NO_2)$$

Ecuación 32

$$\tau_3(\lambda) = K_3(\lambda)C(O_3)$$

Ecuación 33

Donde los coeficientes empíricos para el scattering Rayleigh son $a=0.00864$, $b=6.5 \times 10^{-6}$, $c=3.916$, $d=0.074$, y $e=0.05$; H es la altura del radiómetro en Kilómetros; p es la presión atmosférica del radiómetro; p_s es 1013,25mb; K_2 y K_3 son los coeficientes de absorción para NO_2 y O_3 respectivamente; y la concentración del óxido de nitrógeno es $C(\text{NO}_2) \cong 4 \times 10^{15}$. Por otro lado, la concentración del ozono " $C(\text{O}_3)$ " se obtiene de otro modo que requiere una mayor complejidad y estudio.

La ilustración 14 muestra una tabla de valores de los coeficientes de absorción para diferentes longitudes de onda. Así, una vez que se sabe la posición solar con respecto a la tierra y el espesor óptico ha sido evaluado gracias a las ecuaciones anteriores y la tabla citada; con solamente realizar una medida de la intensidad de la luz solar directa es posible calcular el espesor óptico de los aerosoles.

Además de la luz directa, la luz difusa que llega al radiómetro se puede tener en cuenta gracias a ciertos ajustes empíricos.

$\lambda(\mu\text{m})$	0.382	0.451	0.526	0.778	0.861	1.060
k_R	0.4407	0.2198	0.1175	0.0240	0.0159	0.00069
k_3 (atm - cm ⁻¹)	—	0.004	0.061	0.009	—	—
k_2 (cm ²)	5.39×10^{-19}	4.66×10^{-19}	1.74×10^{-19}	—	—	—

Ilustración 14 Coeficientes de scattering y absorción para diferentes longitudes de onda de las moléculas ozono y óxido de nitrógeno. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

2.1.3. DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS Y COEFICIENTE DE EXTINCIÓN

El espesor óptico del aerosol correspondiente a toda la columna atmosférica se puede expresar en términos del coeficiente de extinción o de turbiedad, que presenta la extinción de la radiación por efecto de los aerosoles (supuestos esféricos de radio arbitrario) a cierta altura de la columna atmosférica:

$$\tau_A(\lambda) = \int_0^{z_\infty} \beta_e(\lambda, z) dz$$

Ecuación 34

Entre otros parámetros de los aerosoles, cabe destacar la denominada *distribución de tamaños*. La distribución de tamaños del aerosol ha sido objeto de estudio intensivo en las últimas cuatro décadas y es la base para derivar propiedades ópticas de los aerosoles a través de la teoría de scattering. Según sus mecanismos de formación, los tamaños de las partículas se dividen en dos tipos: Partículas con un diámetro mayor que $1\mu\text{m}$, las cuales se producen por ruptura de materiales grandes; y las partículas denominadas finas, de menor diámetro que $1\mu\text{m}$, siendo estas originadas por combustión o el cambio de estado químico de gases a sólidos o líquidos.

La ilustración 15 presenta las distribuciones de tamaño medidas de aerosoles naturales referentes a una escala logarítmica dada por Junge en 1963. La distribución de tamaños de los aerosoles se diferencian en tres modos; estos son: los *núcleos Aitken o núcleos de condensación*, con radio menor a $0.1\mu\text{m}$; los denominados *núcleos de acumulación*, que tienen radios entre $0,1$ y $1\mu\text{m}$; y, por último, los núcleos gruesos, los cuales abarcan radios mayores a $1\mu\text{m}$. Es cierto que la mayoría de los aerosoles observados tienen un radio de alrededor de $0.1\mu\text{m}$, pero también han podido ser observados aerosoles de entre 10 y $20\mu\text{m}$ de radio.

La ecuación que rige de la distribución de tamaños sacada de forma empírica se puede expresar del siguiente modo, determinado por la ya citada distribución Junge:

$$n(z, a) = C(z, a)a^{-(v^*+1)}$$

Ecuación 35

Entonces, el parámetro de tamaños es dependiente de la altura “z” y del radio del aerosol “a”. Además, en la ecuación se definen: C como el factor de escala directamente proporcional a la concentración de aerosoles y dependiente de la altura z en la atmósfera; y v^* , por su parte, representa una constante de la forma del aerosol. v^* es una constante representativa del tamaño del aerosol y normalmente se encuentra en una rango $2 \leq v^* \leq 4$.

Concluyendo, la distribución de tamaños tendrá como unidades:

$$[n(z, a)] = \text{cm}^{-3}\mu\text{m}^{-1}$$

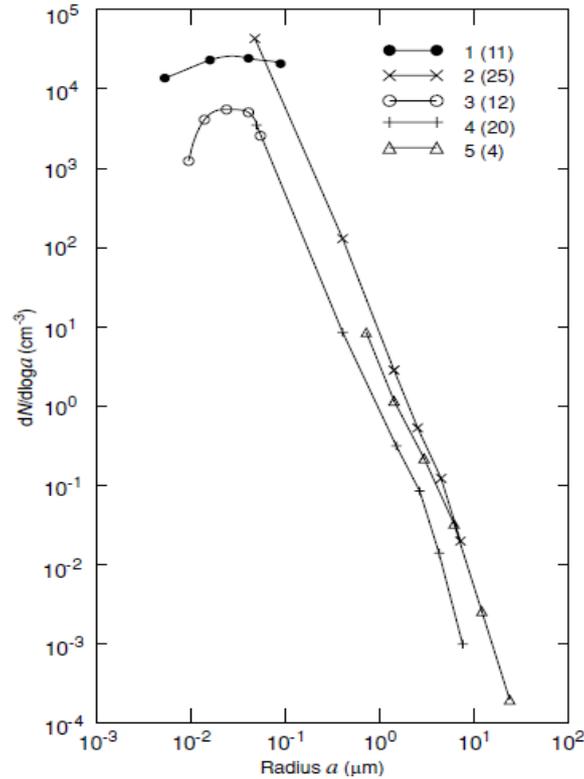


Ilustración 15: Distribución de tamaños de aerosoles naturales. Las curvas 1, 2 y 5 son medidas tomadas en Frankfurt/Main (112 m sobre el nivel del mar); y las medidas de las curvas 3 y 4 fueron tomadas sobre la montaña Zugspitze (3 Km sobre nivel del mar). Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

Usando la distribución de tamaños de Junge, el espesor óptico del aerosol está dado por:

$$\tau_A(\lambda) = D\lambda^{(-v^*+2)}$$

Ecuación 36

Donde D es una constante. Cuando $v^* = 3,3$, D es conocida como el coeficiente de turbidez de Ångström (β), que coincide con el espesor óptico correspondiente a $1\mu\text{m}$.

Si el espesor óptico de aerosoles es medido en dos longitudes de onda distintas, entonces tenemos, tomando logaritmos neperianos en la ecuación anterior, para cada longitud de onda (λ_1 y λ_2):

$$\ln(\tau_A(\lambda_1)) = \ln(D) + (-v^* + 2)\ln(\lambda_1)$$

$$\ln(\tau_A(\lambda_2)) = \ln(D) + (-v^* + 2)\ln(\lambda_2)$$

Restando las dos ecuaciones anteriores obtengo una ecuación de la forma:

$$\ln (\tau_A(\lambda_1)) - \ln (\tau_A(\lambda_2)) = (-v^* + 2)(\ln(\lambda_1) - \ln (\lambda_2))$$

Ecuación 37

De modo que

$$v^* = 2 - \frac{\ln (\tau_A(\lambda_1)) - \ln (\tau_A(\lambda_2))}{\ln(\lambda_1) - \ln (\lambda_2)}$$

Ecuación 38

Ahora puedo definir el coeficiente de extinción como función del parámetro de distribución de tamaños recién estudiado:

$$\beta_e(\lambda, z) = \int_{a_1}^{a_2} \sigma_e(a, \lambda) n(z, a) da$$

Ecuación 39

Con unidades:

$$[\beta_e(\lambda, z)] = (cm^2) \frac{1}{cm^3} = cm^{-1}$$

Donde σ_e representa la sección eficaz o extinción transversal para una partícula individual. La sección transversal tiene unidades de área y no de volumen por partícula puesto que lo que ve del flujo de radiación a su paso no es una partícula esférica, sino la cara de un disco. Por tanto, la interpretación de la ecuación 40 es que la turbiedad es la extinción que sufre el flujo de radiación al pasar a través de una columna de aire. La turbiedad a cada altura de la columna de aire depende de la densidad de partículas y del radio de las mismas.

Se puede sacar la distribución del tamaño del aerosol en toda columna atmosférica si medimos el espesor óptico de una columna con un fotómetro, instrumento capaz de medir la intensidad de la radiación solar en varias longitudes de onda gracias a los distintos canales espectrales. La distribución del tamaño en una columna es:

$$n_c(a) = \int_0^{z_\infty} n(a, z) dz = f(a)h(a)$$

Ecuación 40

Tal que $h(a) = a^{-(v^*+2)}$.

Así, otro modo de definir el espesor óptico del aerosol sería

$$\tau_A(\lambda) = \int_{a_1}^{a_2} f(a)[h(a)\pi a^2 Q_e(m, a/\lambda)] da$$

Ecuación 41

La he expresado en términos de Q_e , que es la eficiencia de extinción y es función del radio del aerosol, en términos de la longitud de onda y de un índice de refracción complejo.

Sustituyendo $K_\lambda(a) = h(a)\pi a^2 Q_e(m, a/\lambda)$ y $g = \tau_A(\lambda)$, entonces obtengo:

$$g_\lambda = \int_{a_1}^{a_2} f(a)K_\lambda(a) da$$

Ecuación 42

Que es la denominada ecuación de Fredholm de primer orden, donde $K_\lambda(a)$ es el factor de ponderación. En la ilustración 16 se muestra una gráfica en la que se representan la función del radio del aerosol en función de la función de ponderación para 7 canales diferentes (cada uno correspondiente a una longitud de onda) del fotómetro solar; donde los picos van de mayor a menor longitud de onda a medida que aumentan los picos. Cada longitud de onda es absorbida en mayor medida por una partícula cuyo radio, fijándonos en la ilustración 16, sería donde tiene el máximo la función de ponderación.

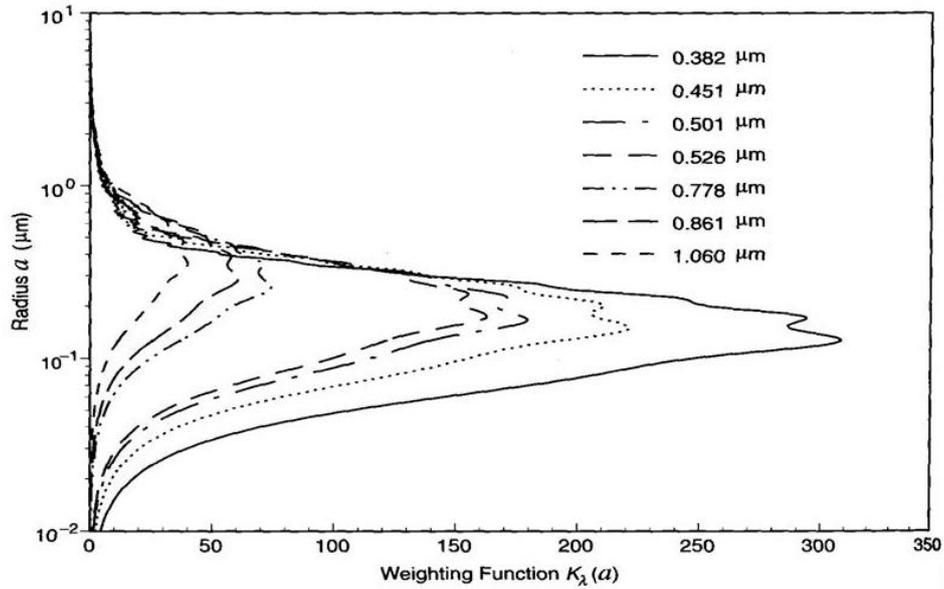


Ilustración 16: Radio del aerosol en función de la función de ponderación para siete longitudes de onda diferentes. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

2.2. TELEDETECCIÓN USANDO COMO FUENTE LA LUZ SOLAR REFLEJADA.

La luz solar reflejada por la atmósfera terrestre es detectada por un satélite. La posición del sol está definida por el ángulo cenital solar θ_i , ángulo del rayo incidente; mientras que la posición del satélite está definida por un ángulo cenital emergente θ_r , ángulo del rayo reflejado. La posición relativa entre el sol y el satélite viene definida por la diferencia azimutal $\Delta\Phi$. Como viene indicado en la siguiente ilustración:

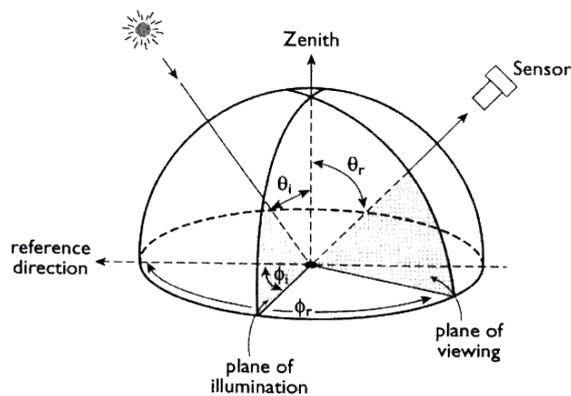


Ilustración 17: Geometría de la posición relativa entre el sol y el satélite.

Desde la geometría esférica mostrada, el ángulo entre el rayo de la luz solar incidente en el planeta y el rayo que sale de él se define como ángulo de scattering θ , y está definido como:

$$\cos(\theta) = \cos\theta_r \cos\theta_i + \sin\theta_r \sin\theta_i \cos\Delta\Phi$$

Ecuación 43

o

$$\cos(\theta) = \mu_0\mu + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu_0^2)^{1/2} \cos\Delta\Phi$$

Ecuación 44

donde $\mu_0 = \cos(\theta_i)$ y $\mu = \cos(\theta_r)$.

Cualquier radiómetro montado sobre un satélite tendrá un campo de visión en un plano horizontal que recoge tanto la radiación emitida por la tierra como la solar reflejada, lo cual se denomina resolución, que depende tanto del instrumento específico como del ángulo de observación. Los datos que recoge el satélite se producen en forma de líneas de escaneo, de tal forma que el área tomada de norte a sur se solapa con los sucesivos escaneos. Cada línea de escaneo está dividida en unos elementos denominados *pixeles o puntos de escaneo*. Cada pixel tiene un tiempo asociado y está definido por su latitud y longitud. El tamaño del pixel está controlado por el campo de visión del instrumento y su patrón de escaneado.

Casi todos los satélites meteorológicos están en una de dos órbitas: órbita geoestacionaria u órbita heliosincrónica.

La órbita heliosincrónica es una órbita que va variando la latitud e inclinación de manera que podrá estudiar una misma latitud a la misma hora solar. El satélite girará en función de la excentricidad y la inclinación de la órbita en la que está. Si se quiere que la órbita precese alrededor de la tierra de tal manera que su órbita se encuentre siempre señalando al sol, como muestra la ilustración 18, se realizará un cálculo en el que se indique que la órbita gire 360° en 365 días, esto da la necesidad de que la órbita gire 1°/día. Para conseguirlo solo se tendrá que enviar el satélite para que gire en una órbita de inclinación y excentricidad determinada.

El punto en el que se interseca el ecuador y la línea de la órbita por la cual el satélite asciende se denomina *nodo ascendente*, por el contrario, el punto de corte entre la trayectoria descendente del satélite y el ecuador se denomina *nodo descendente*. Por último, si uno con la recta de mínima longitud el satélite y la tierra, el punto que está en la corteza terrestre y pertenece a tal recta de unión se denomina *Nadir* (Véase Ilustración 19).

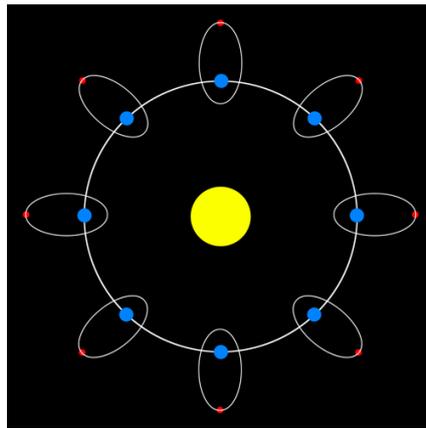


Ilustración 18: órbita heliosincrónica

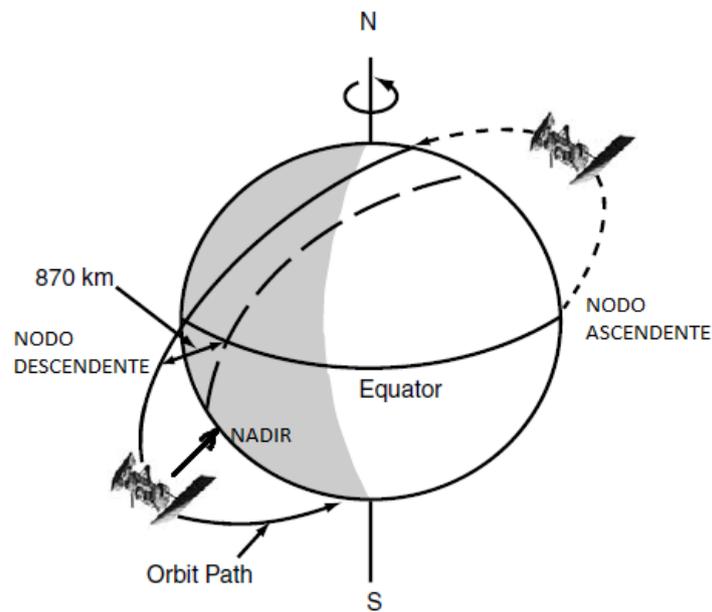


Ilustración 19: Nadir, nodo ascendente y nodo descendente de una órbita. Modificada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

La órbita de un satélite está determinada por la fuerza de atracción gravitatoria terrestre y la aceleración centrífuga del satélite está gobernada por las leyes de Kepler. Si un satélite se aleja de la tierra, habrá una menor fuerza gravitacional que lo atraiga, la aceleración centrífuga requerida para tener el satélite en órbita será menor y el periodo de rotación de la tierra será más largo. Es posible seleccionar una distancia entre la tierra y el satélite a la cual el periodo de rotación es exactamente igual a un día. Esta órbita es la denominada geoestacionaria. Para llegar a tales condiciones, el satélite debe estar a 36.000 Km por encima de la superficie terrestre. Para obtener datos atmosféricos, hoy en día hay cinco satélites geoestacionarios orbitando la tierra: un japonés (GMS), otro de ellos sigue instrucciones de la Agencia Espacial Europea, ESA (METEOSAT), un sistema de dos satélites geoestacionarios operacionales ambientales (GOES) son gobernados desde EE.UU y un último desde la India (INSAT)

2.2.1. ECUACIÓN SCHWARZSCHILD

Con el objetivo de sacar la ecuación del espesor óptico del aerosol que mide un satélite hemos primero de conocer la ecuación de la radiación que presenta Schwarzschild.

La ecuación de Schwarzschild representa una solución en el contexto de la Ley de Kirchhoff. Para ponernos en situación, la ley de Kirchhoff supone que la atmósfera es un cuerpo negro a temperatura constante en el cual la radiación se mantiene isotrópica. Impone que el flujo de radiación no sufre reflexión pero sí absorción. Pues bien, la radiación que emite este cuerpo negro es igual a la que ha absorbido previamente, cumpliendo el principio de equilibrio termodinámico. En física de la atmósfera cuando la radiación cumple el equilibrio termodinámico, a este se le denomina equilibrio radiativo. Esta aproximación es buena para alturas de la atmósfera menores a 60-70 Km.

Consideremos un medio que no produce dispersión, esto es, en *equilibrio termodinámico* o *equilibrio radiativo*. Un flujo de radiación de intensidad I_{λ} pasa a través del medio y sufrirá emisión y absorción simultáneamente, pero no será

reflejado. Bajo la suposición de equilibrio radiativo tiene lugar la transferencia térmica de la radiación infrarroja emitida por la tierra y la atmósfera. La energía emitida viene cuantizada y expresada por la ecuación de Planck:

$$\Delta E = hf$$

Ecuación 45

De acuerdo con la estadística de Boltzmann y normalizando la media de energía emitida por oscilación, la función de Planck en unidades de energía/área/tiempo/sr/frecuencia está dado por:

$$J_{\lambda} = B_{\lambda}(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\pi(e^{c_2/\lambda T} - 1)}$$

Ecuación 46

Donde $K=1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ J deg}^{-1}$ y $h = 6.62606957 \times 10^{-34} \text{ js}$ son la constante de Boltzmann y constante de Planck respectivamente, halladas experimentalmente; c es la velocidad de la luz y T es la temperatura absoluta. La función de Planck representa la intensidad monocromática emitida a una temperatura igual a la sustancia emisora.

Por tanto, la ecuación de transferencia radiativa (ecuación 6) puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\frac{dI_{\lambda}}{k_{\lambda} \rho ds} = -I_{\lambda} + B_{\lambda}(T)$$

Ecuación 47

Donde k_{λ} es ahora el coeficiente de absorción. En la parte derecha de la igualdad, el primer término se refiere a la intensidad de radiación perdida por la absorción y el segundo sumando interpreta la parte de la radiación que es ganada en la transferencia, como por ejemplo la emitida por el material como cuerpo negro. Para buscar la solución a la ecuación de Schwarzschild, defino el espesor óptico monocromático entre dos puntos s y s_1 del medio de la ilustración 20 de la siguiente forma (recordando la ecuación 27 del espesor óptico):

$$d\tau_\lambda(s_1, s) = -k_\lambda \rho ds$$

Ecuación 48

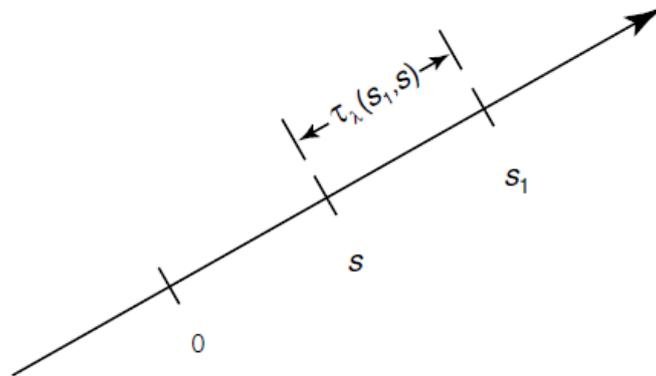


Ilustración 20: configuración del espesor óptico τ_λ definido en la ecuación anterior 48. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

La ecuación 47 se convierte, utilizando la ecuación 48 del espesor óptico:

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda(s_1, s)} = -I_\lambda + B_\lambda(T)$$

Ecuación 49

Si esta ecuación la multiplico por $e^{-\tau_\lambda(s_1, s)}$ y la integro en ds desde 0 a s_1 , obtengo:

$$-\int_0^{s_1} d[I_\lambda(s)e^{-\tau_\lambda(s_1, s)}] = \int_0^{s_1} B_\lambda[T(s)]e^{-\tau_\lambda(s_1, s)} d\tau_\lambda(s_1, s)$$

Consecuentemente:

$$I_\lambda(s_1) = I_\lambda(0)e^{-\tau_\lambda(s_1, 0)} + \int_0^{s_1} B_\lambda[T(s)]e^{-\tau_\lambda(s_1, s)} k_\lambda \rho ds$$

Ecuación 50

El primer término de la ecuación 50 es esencialmente igual a la ecuación de la ley de Beer, ecuación 23, pues representa la atenuación de la radiación debida a la absorción en un medio. El segundo término representa, por el contrario, la contribución por parte de las partículas del medio al aumento de intensidad radiativa en el tramo entre 0 y s_1 . Según la ecuación 50, podremos sacar la intensidad en el punto s_1 si sabemos el coeficiente de absorción que produce el medio sobre el flujo de radiación, la densidad del medio y la temperatura a la que está.

2.2.2. LA ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA RADIATIVA PARA ATMÓSFERAS PLANO-PARALELAS.

Para muchas aplicaciones de la transferencia radiativa en la atmósfera, es físicamente apropiado considerar que la atmósfera está dividida en porciones plano paralelas diferentes unas de otras en temperatura, componentes gaseosos, etc. Bajo esta aproximación, es importante introducir coordenadas esféricas a la ecuación general de la transferencia radiativa (ecuación 6):

$$\cos\theta \frac{dI(z; \theta, \Phi)}{k\rho dz} = -I(z; \theta, \Phi) + J(z; \theta, \Phi)$$

Ecuación 51

Donde θ es el ángulo cenital con respecto a la normal, Φ es el ángulo acimutal con respecto al eje x. En la ilustración 21 se muestra un ejemplo de un punto "s" de estudio.

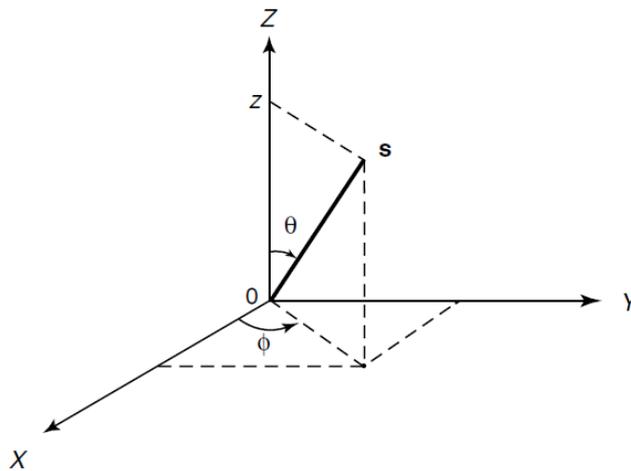


Ilustración 21: Geometría de la atmósfera plano-paralela donde θ y Φ denotan los ángulos cenital y acimutal, respectivamente, y s representa la posición del vector. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

Introduciendo la expresión del espesor óptico desde la última capa de la atmósfera hasta una altura z :

$$\tau(\lambda) = \int_z^\infty k(\lambda)\rho dz$$

Tenemos, sustituyendo : $\cos\theta = \mu$

$$\mu \frac{dI(\tau; \mu, \Phi)}{d\tau(\lambda)} = I(\tau; \mu, \Phi) - J(\tau; \mu, \Phi)$$

Ecuación 52

Esta es la ecuación básica para el problema de la dispersión múltiple de las atmósferas plano-paralelas

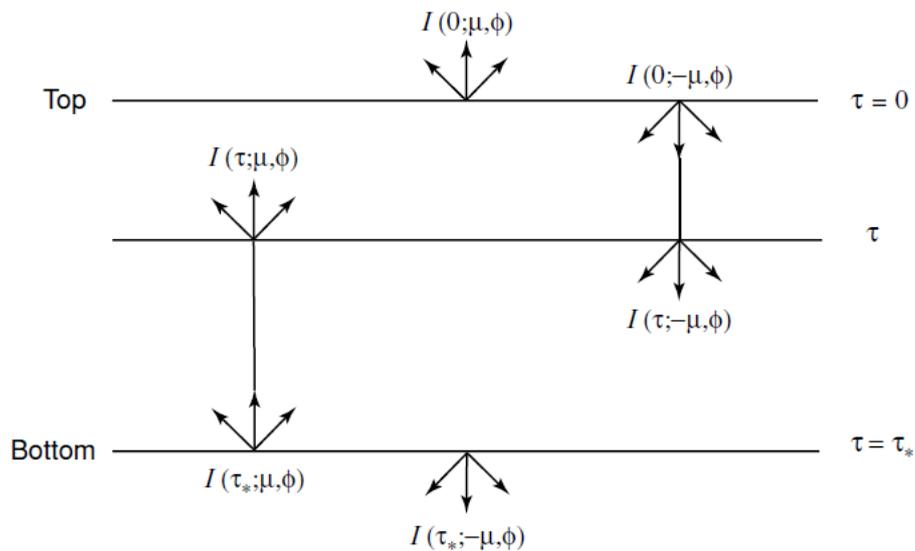


Ilustración 22 Intensidades reflejadas (μ) y transmitidas ($-\mu$) a un nivel dado (τ), con límite superior ($\tau=0$) e inferior ($\tau=\tau^*$), en una atmósfera plano-paralela. Tomada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.

2.2.3. ESTUDIO DE LOS AEROSOLIOS POR MEDIO DE SATÉLITES. ESPESOR ÓPTICO. ALBEDO.

Sacar el espesor óptico de los aerosoles o sus propiedades microfísicas por mediación de satélites es una tarea ciertamente complicada puesto que los aerosoles producen poco efecto sobre la radiación solar reflejada, y es aún más complicada si contamos con las capas base de la atmósfera. Durante el epígrafe 2.1, donde hemos estudiado la radiación solar transmitida, hemos tomado como parámetros esenciales de los aerosoles el espesor óptico, el índice de refracción complejo y la distribución de tamaños. El índice de refracción está ligado a la composición del aerosol. Para poder determinar los parámetros pertinentes, mediremos intensidad con los satélites a unas longitudes de onda determinadas, sensibles a las propiedades de los aerosoles. La superficie idónea sobre la que realizar tal estudio sería la de un cuerpo negro, la cual, por supuesto, no daría lugar a scattering. Nos disponemos a obtener una ecuación que

rija este caso. Como punto de partida tomaríamos la ecuación 52 que representa la radiación difusa, emitida y absorbida por el la atmósfera:

$$\mu \frac{dI(\tau; \mu, \Phi)}{d\tau(\lambda)} = I(\tau; \mu, \Phi) - J(\tau; \mu, \Phi)$$

La función J en tal ecuación representa las contribuciones sobre la radiación por dispersión múltiple:

$$J(\tau; \theta, \Phi) = \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau; \mu', \Phi') P(\mu, \phi; \mu', \Phi') d\mu' d\Phi' \\ + \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} F_{\odot} P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0}$$

Ecuación 53

Aquí, P es la función de fase, la cual representa la distribución angular de la energía de scattering en función de la dirección. Se considera un parámetro importante asociado con la teledetección por satélite de aerosoles y nubes. Por otro lado, F_{\odot} es la irradiancia solar directa en la capa más alta de la atmósfera y $\tilde{\omega}$ es el albedo de dispersión simple (Single-Scattering Albedo, SSA), es la relación entre el coeficiente de scattering y el coeficiente de extinción:

$$\tilde{\omega} = \frac{\beta_s}{\beta_e}$$

Ecuación 54

El albedo toma valores entre 0 y 1 adimensionales, indicando aerosoles muy absorbentes (más cerca del cero) o poco absorbentes y muy reflejantes (más cercanos a la unidad). Estos tres parámetros son los tres parámetros fundamentales de la transferencia radiativa.

Para sacar una solución a la ecuación 52, debo separar la atmósfera de su superficie y asumir que no existen intensidades difusas en la superficie ni en la base de la atmósfera. Bajo tal condición, la intensidad reflejada por la superficie más alta de la atmósfera de representa según la integral:

$$I(0; \mu, \Phi) = \int_0^\tau J(\tau'; \mu, \Phi) e^{-\tau/\mu_0} \frac{d\tau'}{\mu}$$

Ecuación 55

Suponemos además que la radiación sufre una sola dispersión, o dicho de otro modo, la radiación es dispersada por una sola partícula; a tal proceso se le denomina dispersión simple o *single-scattering*. Bajo la suposición expuesta, introducimos la *función de distribución de reflectancia bidireccional* (BRDF). Las direcciones en las que sale la radiación reflejada son todas alrededor de la partícula dispersora, en dos dimensiones. Aunque todas las direcciones son posibles, la radiación no es reflejada con intensidades equivalentes en todas ellas, sino que esta varía de una a otra. Por estos motivos, la BRDF difiere según la direcciones de reflexión. La radiación reflejada por la parte más alta de la atmósfera tiene la nomenclatura: $I(0; \mu, \phi)$ (recuerdo ilustración 22). De modo, que la BRDF será función de (μ, ϕ) ; pero también de la dirección de la intensidad incidente definida por (μ_0, ϕ_0) . La función BRDF tiene unidades de sr^{-1} , y es:

$$R(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = \frac{\pi I(0; \mu, \phi)}{\mu_0 F_\odot}$$

Ecuación 56

La reflexión estudiada en el plano, despreciando el ángulo azimutal y bajo la suposición de la dispersión simple; implica que la intensidad emitida por la atmósfera (ecuación 53) es aproximadamente igual a:

$$J(\tau; \theta, \Phi) \approx \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} F_\odot P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0}$$

Ecuación 57

Según las aproximaciones descritas, concluyo que la BRDF se escribe de la forma:

$$R(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = \frac{\tilde{\omega}}{4(\mu + \mu_0)} P(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) \left\{ 1 - \exp \left[-\tau \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0} \right) \right] \right\}$$

Ecuación 58

Al realizar la aproximación de simple-scattering consideramos una atmósfera con una cantidad pequeñísima de aerosoles, esto es, con un espesor óptico

extremadamente bajo. Bajo tal pretexto escribo la exponencial de la ecuación 58 según el desarrollo de Taylor correspondiente:

$$\exp\left[-\tau\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0}\right)\right] = 1 - \tau\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0}\right)$$

Ecuación 59

Concluyo que la BRDF es:

$$R(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = \frac{\tilde{\omega}\tau}{4\mu\mu_0} P(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0)$$

Ecuación 60

Bajo las suposiciones del bajo valor de espesor óptico de aerosoles y la aproximación de la dispersión simple, está claro que la BRDF en la superficie de la atmósfera es directamente proporcional a la función de fase y el espesor óptico. Con la ecuación anterior podemos dar una definición del espesor óptico recibido por un satélite, que toma la luz reflejada de la tierra como si esta fuera un cuerpo negro:

$$\tau = \frac{4\mu\mu_0}{\tilde{\omega}} \frac{R(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0)}{P(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0)}$$

Ecuación 61

La medida de la reflectancia, R , nos proporcionará un espesor óptico de la atmósfera. Dado que la distribución de tamaños del aerosol y los índices de refracción no son sabidos a priori, P y $\tilde{\omega}$ deben ser asumidos o parametrizados por otra información. Recuerdo que P es la función de fase, la cual representa la distribución angular de la energía de scattering en función de la dirección.

Los océanos tienen un albedo, $\tilde{\omega}$, de prácticamente un 6%. Si recordamos el orden de valores que impuse para el albedo, al estar en este caso su valor más cerca del 0, quiere decir que el océano es muy absorbente; prácticamente toda la radiación que le llega es absorbida. En este sentido actúa como un cuerpo negro. Por este motivo, cuando se calculan espesores ópticos desde satélites, el éxito es mayor cuando se toman valores sobre los océanos. Puesto que para medir el espesor óptico de los aerosoles sólo tenemos en cuenta la radiación que llega al satélite en longitudes de onda cortas; en tales longitudes de onda el océano no emite radiación.

Por su lado, la superficie de la tierra incluye zonas de vegetación, agua, hielo, arena, roca y suelo desnudo, sin vegetación. Una determinación precisa de la vegetación y las propiedades de la superficie es necesaria para manejar los recursos de la tierra en un futuro y en el presente también, así como comprender el papel que juega la superficie terrestre en el sistema climático. El scanner por parte del satélite sobre continentes está en continuo desarrollo y estudio, puesto que supone de interés para la meteorología, biología, geología, ecología e ingeniería eléctrica. Una gran parte del estudio se basa en el análisis de imágenes tomadas por satélites. No obstante, debemos discutir, principalmente, las bases asociadas a la determinación del albedo de la superficie terrestre y la participación de la vegetación en esa determinación.

Saber el albedo que tiene la superficie terrestre implica qué parte de la radiación es absorbida por la tierra, por lo que es imprescindible su estudio para desentrañar su influencia sobre el clima y su cambio. Luego, el albedo dependerá del tipo de superficie. Como he comentado anteriormente, los océanos tienen un albedo de 6% a 9%. En las superficies continentales, el albedo está en un rango de valores entre 10% y 40%. Por ejemplo, los desiertos y las dunas tienen albedos entre 30% y 40%, mientras que los prados y bosques están sobre el 10%. Los albedos en la nieve y el hielo son mayores al 40%. Igualmente, es interesante saber que el valor del albedo varía enormemente de unas longitudes de onda a otras. Por ejemplo, la presencia de clorofila en la vegetación produce una acentuada absorción en longitudes de onda menores de $0.7\mu\text{m}$. La ilustración 23 presenta el albedo, que indica el grado de reflexión (valores más cercanos al 1) o absorción (valores más cercanos al cero) como función de la longitud de onda para suelo mojado, seco y desnudo, sin vegetación. En ella observamos que para longitudes de onda menores a $0,7\mu\text{m}$ el albedo es menor cuanto más húmedo es el suelo sobre el que incide la radiación y por tanto, la superficie es más absorbente. Sin embargo, para valores mayores a $0,7\mu\text{m}$ hay un aumento fuerte del albedo y además se invierten los resultados, cuanto más húmedo es el suelo, mayor es su albedo. La variación se debe a la estructura del tallo de las plantas, a su composición.

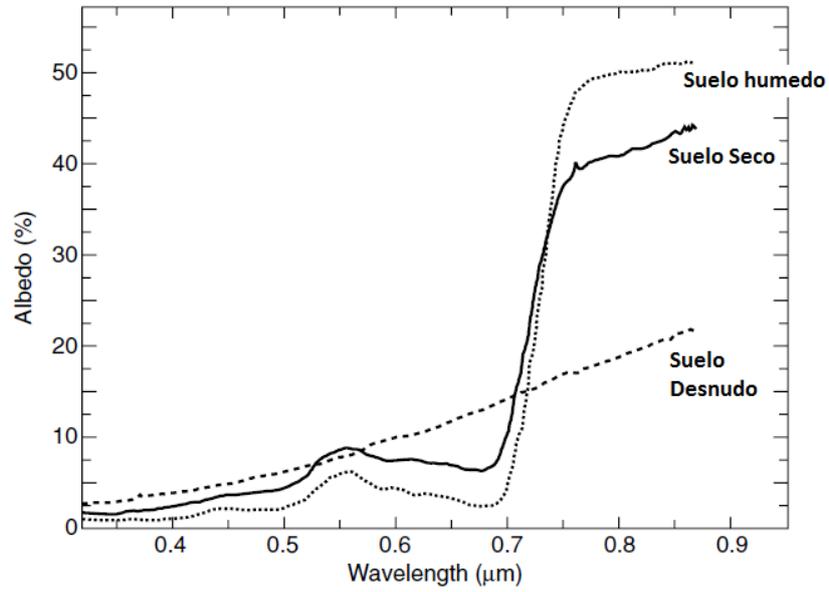


Ilustración 23: Albedo en función de la longitud de onda para suelo seco, húmedo y desnudo. *Modificada del Liou "An introduction to atmospheric radiation" Second edition.*

2.2.4. APLICACIÓN DEL SONDEO POR PARTE DE UN SATELLITE A LONGITUDES DE ONDA EN LA PARTE INFRARROJA DEL ESPECTRO.

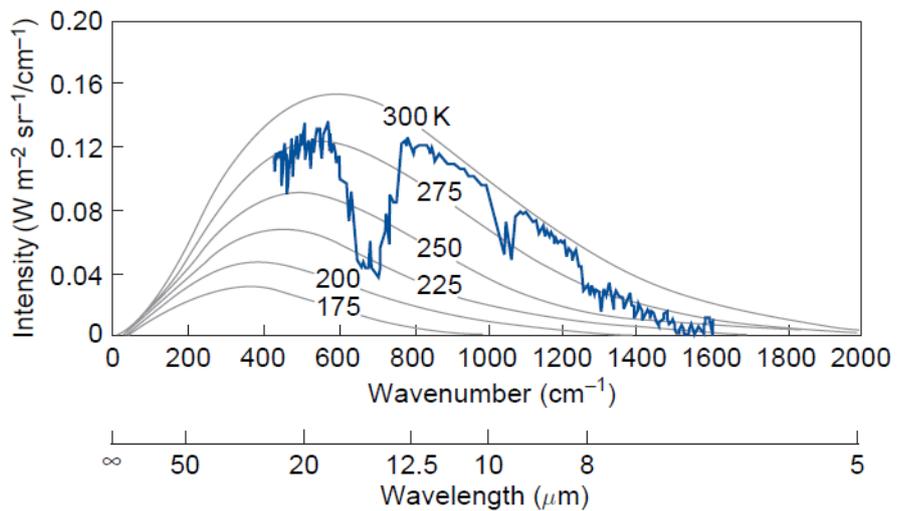


Ilustración 24: Intensidad monocromática de la radiación emitida por la tierra y medida por un interferómetro montado en una nave espacial. *Tomada de "Atmospheric science, an introductory survey"- John M. Wallace & Petter V. Hobbs 2ª edición.*

En este apartado, a modo ilustrativo, trataremos de analizar una gráfica de intensidad espectral afectada por la atmósfera recibida por un satélite (Ilustración 24).

Recuerdo que la intensidad de la radiación emitida por un cuerpo negro viene regida por la ecuación de Planck:

$$J_{\lambda} = B_{\lambda}(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\pi(e^{c_2/\lambda T} - 1)}$$

Ecuación 62

Depende de la temperatura del cuerpo, de la longitud de onda y de las constantes $c_1 = 3,4710^{-16} \text{ Wm}^2$ y $c_2 = 1,4510^{-2} \text{ mK}$.

La ilustración 24 muestra una impresión cualitativa de cómo funciona un sensor remoto de temperaturas. Las curvas lisas muestran la intensidad de la radiación emitida por el cuerpo negro a diferentes temperaturas en función de la longitud de onda. Por su lado, la línea irregular presenta la emisión espectral que recorre la atmósfera y llega al sensor radiométrico del satélite. Así, la radiación monocromática recibida por el satélite es identificada con la que emite un cuerpo negro a una temperatura determinada. La temperatura del cuerpo negro dependiente de la longitud de onda se denomina *temperatura de brillo*.

La temperatura de brillo más alta para el espectro de la ilustración 24 está justo en 290K, que corresponde a la temperatura de la superficie terrestre. Este valor máximo se alcanza en una “ventana” de entre 800 y 1200 cm^{-1} ; Esto ya no corresponde a radiación solar, sino infrarroja. Es la emitida por la tierra. Esta ventana característica se ve mejor en la ilustración 25, donde el eje de ordenadas muestra las temperaturas luminosas. En contraposición, los valores tan bajos como 220K en la ilustración 24 o 207K en la ilustración 25 se encuentran en la banda de absorción del CO_2 , extendiéndose desde los 570 hasta los 770 cm^{-1} . La radiación en gran parte de este rango es debida a la tropopausa, la cual se encuentra a unos 218K.

A través del espectro de emisión reproducido en la ilustraciones 24, las bandas de absorción aparecen a la inversa, es decir, cuando la intensidad en la ilustración 24 es máxima quiere decir que las absorciones son mínimas y al revés, si las intensidades

emitidas son mínimas es que las absorciones de esa radiación por parte de los gases atmosféricos son máximas.

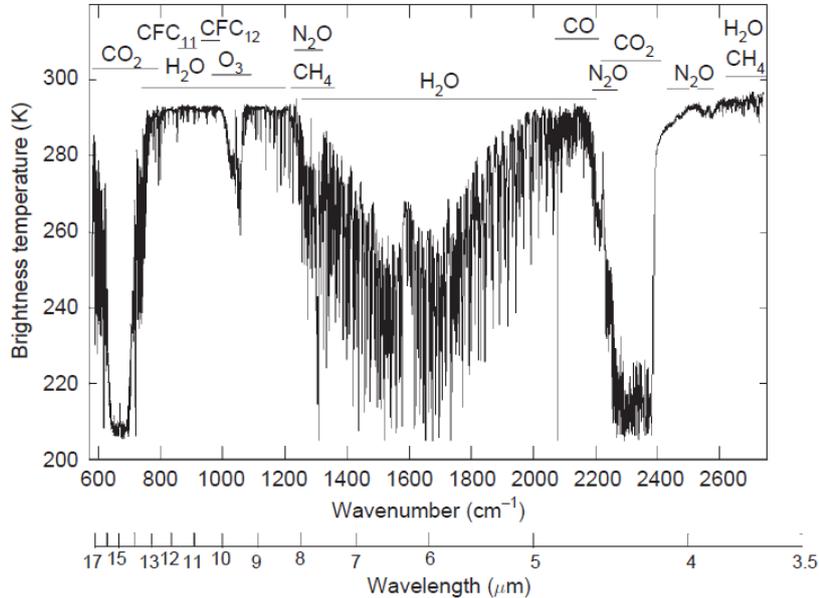


Ilustración 25: Mayor resolución que en la ilustración 24. Tomada de "Atmospheric science, an introductory survey" - John M. Wallace & Petter V. Hobbs 2ª edición.

Aplicando la ecuación 50 a la radiación que le llega al satélite a cada longitud de onda, puedo escribir:

$$I_{\lambda\infty} = B_{\lambda}(T_s)e^{-\tau_{\lambda*}} + \int_0^{\infty} B_{\lambda}[T(z)]e^{-\tau_{\lambda}(z)} k_{\lambda}\rho dz$$

Ecuación 63

Donde $I_{\lambda\infty}$ es la radiación monocromática recibida por el satélite, T_s es la temperatura de la superficie subyacente, $\tau_{\lambda*}$ es el espesor óptico de toda la atmósfera, y $\tau_{\lambda}(z)$ es el espesor óptico de la capa extendida desde la altura z hasta la superficie superior de la atmósfera. Si integramos la ecuación a todas las longitudes de onda de cada canal del satélite, obtenemos:

$$I_i = B_i(T_s)e^{-\tau_{\lambda*}} + \int_0^{\infty} w_i B_i[T(z)] dz$$

Ecuación 64

donde I_i es la radiancia y la *función de ponderación* es:

$$w_i = e^{-\tau_i(z)} k_i \rho$$

Ecuación 65

Donde i hace referencia a cada canal del satélite que filtra una sola longitud de onda. De toda la radiación recibida por el satélite, la función de ponderación representa cómo contribuye cada capa de la atmósfera a cierta altura z sobre esa radiación.

La ilustración 26 muestra gráficamente la importancia de esta función. Se observan tres gráficos: el primero interpreta la intensidad de radiación y temperatura en función de la longitud de onda recibida. Marcamos seis canales concretos del satélite y a continuación, presento la función de ponderación y la transmitancia (ambas en función de la presión).

Ahora, veremos qué muestran cada uno de los canales. Hacemos el estudio en un rango de longitudes de onda cerca de la banda de absorción del CO_2 . Los canales están numerados de mayor a menor absorción. La función de ponderación de los canales 1 y 2 están en la estratosfera, ya que la tropopausa se encuentra a una presión de unos 200hPa. El pico 3 muestra la radiación de intensidad menor, sin embargo, su función de ponderación mantiene un máximo que traspasa la tropopausa. La función de ponderación para el canal 4 está precisamente en la troposfera y por último, los picos 5 y 6 ya estarán más cerca de la superficie terrestre.

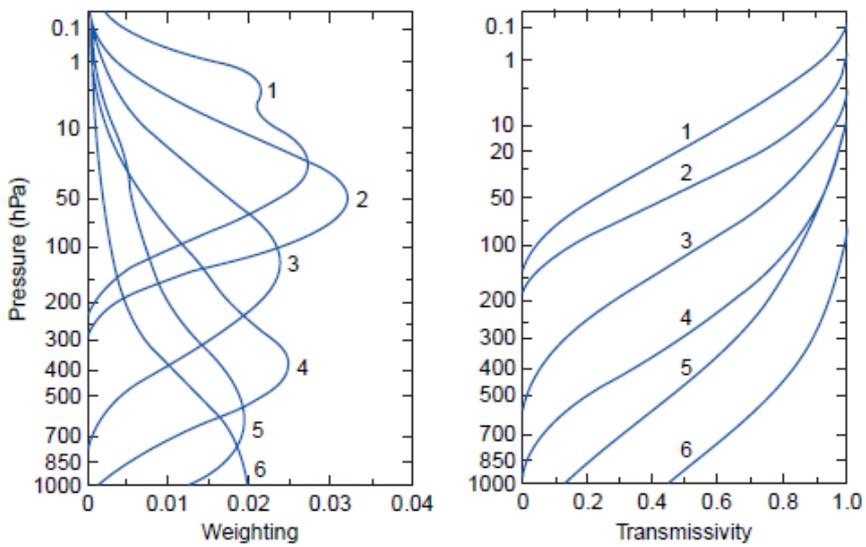
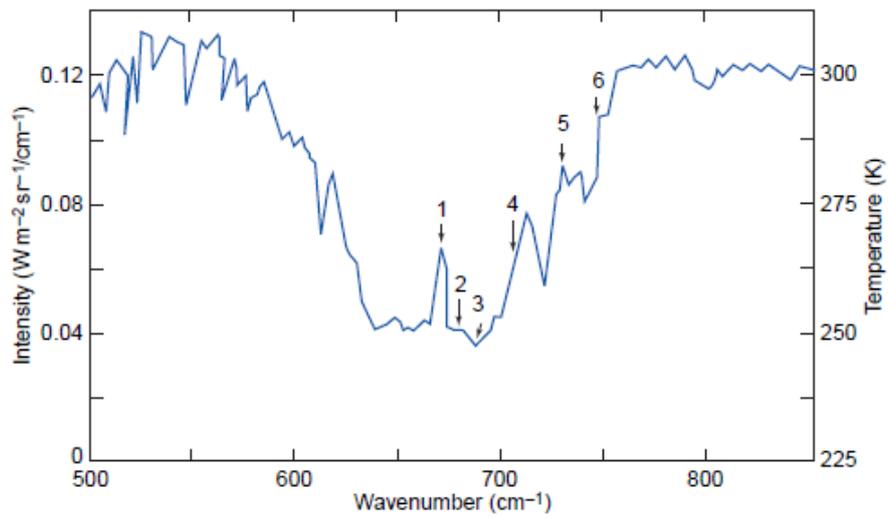


Ilustración 26 Graficas para seis canales de intensidad de radiación, función de ponderación y transmisividad. Tomada de "Atmospheric science, an introductory survey"- John M. Wallace & Petter V. Hobbs 2ª edición.

3. EJERCICIO EXPERIMENTAL

3.1. CIMEL

Los fotómetros solares son radiómetros de campo de visión angosto diseñados para medir radiancia e irradiancia solar. Estos instrumentos tienen 9 filtros interferenciales que dejan pasar únicamente la radiación solar a esas determinadas longitudes de onda. A las longitudes de onda que dejan pasar los filtros se les denomina bandas, de las cuales dos pertenecen al ultravioleta, tres cubren el espectro visible y el resto de bandas forman parte del infrarrojo.

El fotómetro solar realiza tres tipos de mediciones: Medición directa de la radiancia solar, almucántar y planos principales.

En primer lugar, el perfil de almucántar se obtiene realizando mediciones sobre todo el campo azimutal una vez fijado el ángulo cenital; es decir, el fotómetro mira al sol marcando en esa dirección el ángulo cenital invariante en esta medida; y a partir de ese punto, toma medidas primero hacia un lado y luego hacia otro hasta recorrer los 360°. Las mediciones de Plano Principal, por su parte, son tomadas cuando el fotómetro fija el ángulo azimutal y barre el cielo en vertical 180°.

En concreto, el CIMEL utilizado para recopilar los datos de este trabajo forma parte de la red AERONET perteneciente a NASA. Esta red realiza medidas rutinarias en una gran cantidad de estaciones a lo largo del globo terráqueo. Las series de datos tomados por los CIMELS que la componen alcanzan ya varios años de medidas y gracias a ellos se consiguen establecer climatologías locales de los aerosoles. Hay estaciones de medidas en las cuales predomina un tipo concreto de aerosol, por lo que es más sencillo obtener las características microfísicas y radiativas de tal aerosol.

Gracias a las medidas de radiación directa del CIMEL se obtienen valores del AOD y el exponente alfa de Angstrom a diferentes longitudes de onda. El parámetro alfa de Angstrom es

$$\alpha = \nu^* - 2$$

Ecuación 66

Teóricamente el parámetro alfa puede tomar valores entre 0 y 4. Los valores más bajos están asociados a partículas grandes, en las que la extinción no tiene dependencia espectral. Las gotas de nube, por ejemplo, tienen tamaños alrededor de 100 μ m. Estas producen la dispersión solar que otorga el color blanco a las nubes. Frente a esto, existirá una dependencia espectral en la dispersión por partículas más pequeñas; siendo la dispersión mayor para longitudes de onda cortas. Con este segundo caso se explica de forma clara el color azul del cielo. En el caso concreto de los aerosoles, continuando con lo afirmado en el apartado 2.1.3, en el que se asocia un intervalo de valores de ν^* entre 2 y 4, y bajo la influencia de la ecuación 62, lo habitual es que alfa varíen entre 0 y 2,5.

3.2. MODIS

El primer experimento de un satélite meteorológico fue una cadena de sensores, como células solares o radiómetros, insertados en el satélite estadounidense *Explorer 7*, lanzado en 1959 con el objetivo de medir los rayos X solares y la banda *Lyman α* también con rayos provenientes del sol. Como objetivo secundario se quiso estudiar el balance energético de la tierra-atmósfera terrestre. Se tomaron las primeras medidas sobre el balance radiativo de la tierra desde el espacio y se inició con él el estudio vía satélite sobre el clima.

A medida que ha avanzado la tecnología, se han desarrollado satélites e instrumentos para un fin de estudio meteorológico, geológico, biológico, etc.

El satélite *Terra* es creado por NASA para analizar las propiedades de la superficie terrestre y la atmósfera. Tiene el tamaño aproximado de 6,8 m de largo y 3,5 m de ancho; y un peso de 5,190 kg en la superficie terrestre antes de ser lanzado. El satélite Terra carga con cuatro instrumentos que toman medidas concretas e iguales del sistema terrestre:

- Advanced Spaceborne Thermal Emission and Reflection Radiometer (ASTER)
- Clouds and Earth's Radiant Energy System (CERES)
- Multi-angle Imaging Spectroradiometer (MISR)
- Measurements of Pollution in the Troposphere (MOPITT)
- Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS)

Terra fue lanzado el 18 de diciembre de 1999 y describe una órbita circular heliosincrónica que va de norte a sur cada 99 minutos, esto es, 16 veces al día. Orbita a una altitud de 705Km sobre la superficie terrestre y con una inclinación de órbita de 98,5°. Cruza el ecuador a las 10:30 am por el nodo descendente.

Las expectativas de trabajo para el Terra son altas puesto que ha superado el número de años de vida para el que fue diseñado y se espera que se mantenga operativo hasta bien entrado el 2020.



Ilustración 27: Satélite Terra. Tomadas de la web de TERRA-NASA

De los instrumentos que aporta Terra, me ceñiré a explicar los datos que toma MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) puesto que es el aparato del que saco los datos de este trabajo.

MODIS realiza un barrido con una amplitud de visión de 2,330 Km, por ello le es posible ver todos los puntos de nuestra tierra cada 1 o 2 días en 36 bandas espectrales:

desde el rango visible al infrarrojo. Consecuentemente, MODIS guarda más datos sobre las características terrestres que ningún otro sensor de Terra.

Una de las propiedades más características de este sensor es que mide el porcentaje de superficie terrestre que está cubierto por nubes y, junto con la ayuda de los sensores MISR y CERES, los científicos pueden determinar el impacto que producen tanto las nubes como los aerosoles en el balance energético.

Además de grabar la frecuencia y distribución de las nubes, MODIS mide las propiedades de las mismas, como son la distribución y tamaño de las gotas de agua o hielo que las forman. MODIS también tiene como objeto el estudio de las propiedades de los aerosoles, de modo que adquiere datos del AOD. Por último, se encarga de determinar la cantidad de vapor de agua en la columna de aire, el espesor óptico del vapor de agua, y la distribución vertical de temperaturas y vapor de agua. Todas estas medidas ayudan a comprender el sistema climático.

En beneficio a la biología, MODIS introduce nuevas percepciones sobre la manera que tiene de producirse el ciclo del carbono. Todo esto gracias a una banda que extrae información del fitoplancton y en consecuencia, la actividad fotosintética de las plantas continentales y marítimas, o dicho de otro modo, las mediciones ayudan a comprender como absorben y en qué proporción las plantas el dióxido de carbono.

La nieve y el hielo del invierno dan paso al verde de la primavera cuando los bosques florecen. MODIS cartografía la tierra todo el año (ilustración 28), pudiéndose ver los cambios en la temperatura y la vegetación. También observa los desastres como por ejemplo las erupciones de volcanes, fuertes tormentas, incendios, sequías e inundaciones, lo que ayudará a prevenirlos. Las bandas del MODIS son particularmente sensibles a los incendios y capaz de estimar la cantidad de aerosoles que salen de ellos como la cantidad de gases que forman. Por último, sabemos que puede predecir la llegada del fenómeno *el niño* o *la niña* midiendo la temperatura del océano.

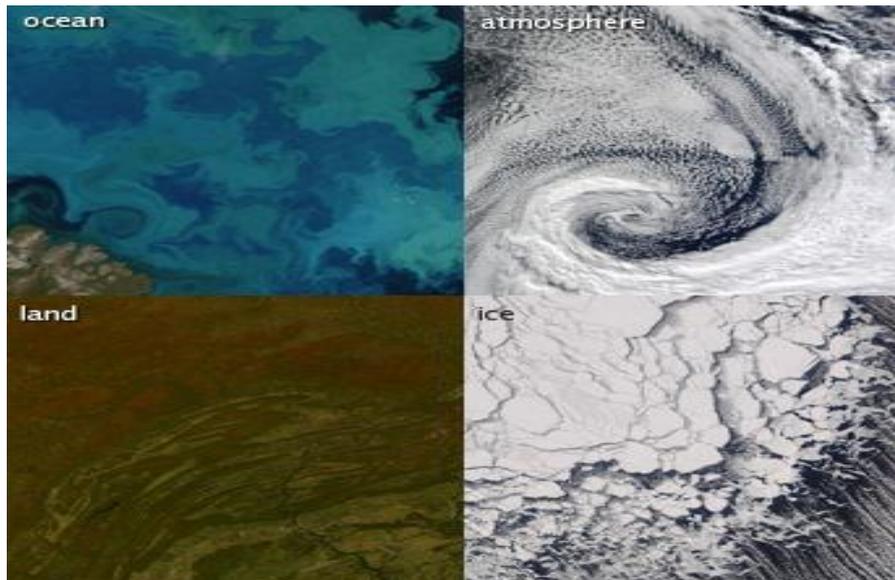


Ilustración 28 Imágenes capturadas desde el MODIS. Tomadas de la web de TERRA-NASA.

Una vez descritas las funciones que realiza MODIS desde el satélite TERRA, cabe destacar que MODIS está incorporado además, en un satélite denominado AQUA.

Mientras que TERRA pasa por el nodo descendente por la mañana; AQUA, al viajar del norte al sur terrestre, se cruza con el ecuador por la tarde.

AQUA es un proyecto de NASA que tiene como función recoger la información sobre el ciclo del agua en la tierra, lo cual incluye la evaporización de los océanos, vapor de agua en la atmósfera, nubes, precipitaciones, superficies con hielo o nieve, etc. Mide, además, flujos de radiación, aerosoles, fitoplancton y materia orgánica en los océanos y aire.

AQUA fue lanzado el 4 de Mayo de 2002 con seis instrumentos a bordo: AIS, AMSU, CERES, MODIS, AMSR-E y HSB. De los cuales, sólo los cuatro primeros funcionan con precisión hoy en día.

Gracias a la incorporación de MODIS en dos satélites que orbitan alrededor de la tierra se pueden tomar datos recogidos por MODIS de un mismo lugar dos veces al día, uno por la mañana y otro por la tarde. Lo cual amplía información necesaria para realizar el estudio de los aerosoles gracias a la radiación solar reflejada y la radiación terrestre emitida.

3.3. COMPARACIÓN DE DATOS TOMADOS.

En la parte experimental me centraré en explicar un poco más a fondo qué es el aerosol para luego poder ahondar en el significado del espesor óptico del aerosol y terminar comprobando la rigurosidad de los valores tomados de AOD cuando son obtenidos por un fotómetro CIMEL y por un satélite MODIS.

Los aerosoles se definen como un conjunto de partículas sólidas o líquidas que se encuentran en suspensión en la atmósfera durante un tiempo lo suficientemente largo como para poder medir sus propiedades físicas: tamaño, características microfísicas y sus efectos climáticos.

Pueden ser de origen natural o antropogénico. Los aerosoles de origen natural están compuestos principalmente por cenizas volcánicas, sal marina, polvo desértico, esporas, polen, etc. Los aerosoles de origen antropogénico, formados como resultado de la acción humana, son, por ejemplo, el humo de las chimeneas o incendios forestales provocados por la mano humana y partículas derivadas de procesos industriales o químicos.

Sólo los aerosoles que son capaces de llegar a la estratosfera, como los que se generan tras una erupción volcánica, tienen un tiempo de vida de meses. Mientras que los que se quedan en la troposfera alcanzan minutos o semanas de vida, ya que en esta capa atmosférica se producen condensaciones y precipitaciones, así que son rápidamente eliminados de la atmósfera. Forman parte de este grupo los que son generados por la combustión o por movimientos de masas de aire que arrastran consigo arena o partículas marinas.

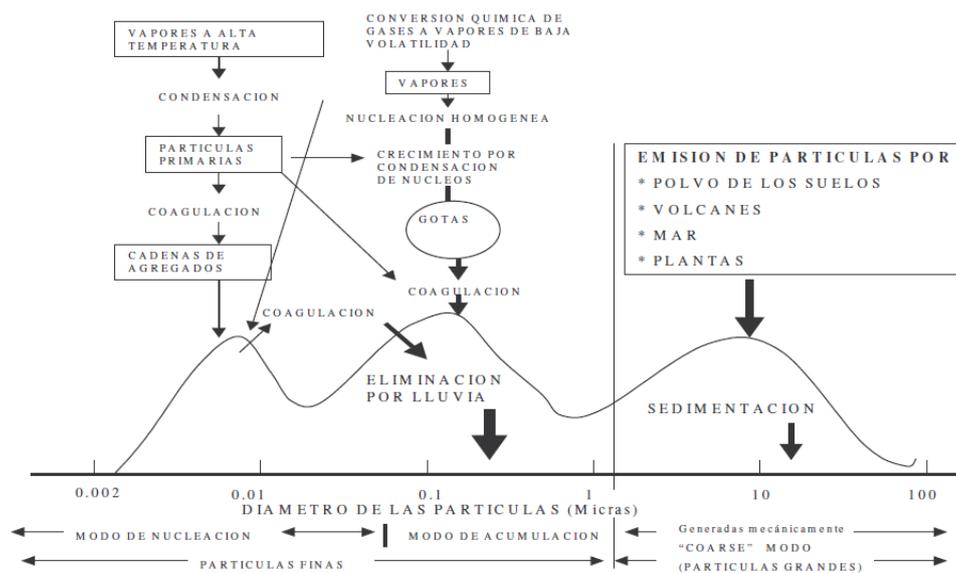


Ilustración 29: Parámetros de tamaño típicos de los aerosoles, además de los mecanismos de formación y absorción en la atmósfera.

La distribución de tamaños de la que se ha hablado en el subapartado 2.1.3 tiene la misma división de modos para los aerosoles, en tres: modo de condensación (desde los nm hasta $0,1\mu\text{m}$), modo de acumulación ($0,1-0,2\mu\text{m}$) y modo grueso ($1-100\mu\text{m}$). Esto es lo que se dibuja en la ilustración 29: Cómo se generan los aerosoles de diferentes tamaños y cómo se eliminan parte de ellos.

Hemos mencionado previamente que los aerosoles producen principalmente absorción y dispersión de la radiación incidente en la atmósfera. Estos fenómenos, absorción y dispersión, está representados matemáticamente por un índice de refracción complejo, en el que la parte real hace referencia a la dispersión de la radiación y la parte imaginaria a la absorción de la radiación solar incidente (explicado en el apartado 1.2). Por tanto, la medida y el análisis de la radiación en la atmósfera constituyen una de las principales metodologías para el estudio de los aerosoles.

Los aerosoles atmosféricos son estudiados por varios métodos. Se pueden tomar muestras a lo largo de una columna atmosférica y analizarlas en el laboratorio. O bien, extraer información de las propiedades de los aerosoles a partir de los efectos que producen sobre la radiación solar. Este último método, es el que usaremos en este desarrollo experimental.

Según lo explicado durante todo el trabajo, llegamos a la conclusión de que el fotómetro CIMEL tomará valores de radiación solar transmitida a través de la atmósfera a nivel del suelo. Gracias a la diferencia entre la radiancia extraterrestre y la recibida a nivel del suelo, se realizará un estudio cuantitativo del espesor óptico de aerosoles en una columna vertical atmosférica. Además, es cierto que el CIMEL toma valores de la radiación solar transmitida sólo en ciertas longitudes de onda.

Por otro lado, el satélite MODIS toma valores de la radiación solar que llega al espacio tras haber sido reflejada por la atmósfera terrestre y por la superficie terrestre. La tierra emite radiación, así esta es del mismo modo detectada por una de las 36 bandas del MODIS.

Mediante métodos experimentales se calculan las radiaciones a nivel del suelo (por el CIMEL) y en el espacio (por MODIS).

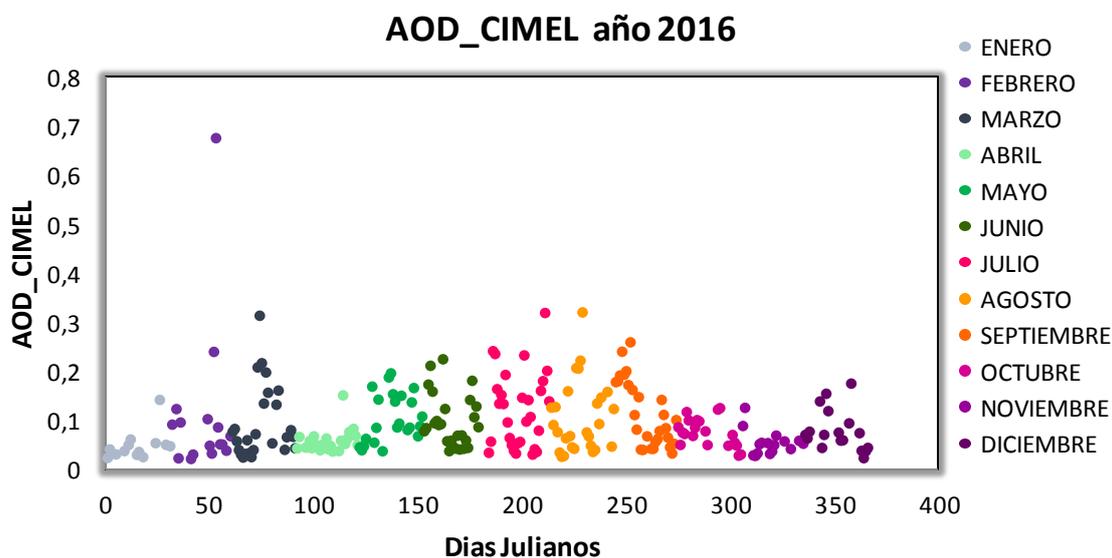
El método experimental utilizado para sacar el valor del espesor óptico del aerosol, AOD, en una columna atmosférica, consiste en que cada sistema toma una serie de cuentas digitales y estos son tratados mediante unos algoritmos para dar lugar el valor del AOD. MODIS toma los valores digitales desde el espacio y CIMEL a nivel del suelo.

Los valores de espesor óptico sabemos que son obtenidos mediante el método experimental en diferentes longitudes de onda, τ_λ , las que dejan pasar los filtros incluidos en los instrumentos. Para hacer una comparación cualitativa del AOD medido por CIMEL, AOD_CIMEL, y AOD medido por MODIS, AOD_MODIS, tomo sólo los valores de AOD obtenidos en una longitud de onda de 500nm.

Los datos en los que basamos el estudio son los tomados en el año 2016, tanto por MODIS como por CIMEL.

En primer lugar, para tener una visión completa del AOD del 2016 utilizamos los datos del CIMEL. La siguiente gráfica, gráfica1, muestra el AOD medido por el CIMEL en Valladolid. Cada punto es la media diaria del AOD, puesto que CIMEL hace medidas en el mismo sitio cada 15 minutos incluso cuando hay nubes, a pesar de que en el

procesado de los datos estos últimos se descartan para pasar a un nivel *High Quality* . Los días del año están numerados según el día Juliano, siendo el 1 el día 1 de Enero de 2016 y el día juliano 366 corresponde al día 31 de diciembre de 2016, sabiendo que el año 2016 fue bisiesto.



Gráfica 1: AOD del CIMEL recogido en 2016 en función de los días Julianos

En esta gráfica hay un máximo absoluto: se llega a un AOD de 0,7 en Valladolid el día 23 de febrero de 2016, día 53 en el calendario juliano. Ese máximo es debido a un fuerte evento de calima, polvo en suspensión. Extraordinariamente, ese febrero llegó a la península una enorme cantidad de aerosol desértico proveniente del desierto del Sáhara. El aerosol desértico es grande, pues tiene un parámetro alfa pequeño y tiende a reflejar la luz solar. Es más propio de los meses de verano, cuando las olas de calor procedentes del Sáhara son más habituales.

De hecho, en verano también se observan máximos relativos: en concreto dos. Un episodio de alto AOD es el día juliano 29 de Julio, el segundo máximo relativo del que hablamos es alcanzado el día juliano 16 de agosto. En ambos días se detecta un AOD alrededor de 0,3. Los causantes de esa cifra pueden ser tanto los aerosoles de origen desértico como los producidos por combustión de biomasa. Los incendios forestales aportan gran cantidad de aerosoles a la atmósfera. Las características de estos aerosoles dependen en principio del tipo de combustible, así como de la edad

del aerosol y la humedad. La combustión de biomasa inyecta un gran número de partículas finas, alcanzándose espesores ópticos muy altos y variables, así como el parámetro alfa alcanza también valores muy altos. Esto implica una gran absorción por parte de estos aerosoles y pequeños radios.

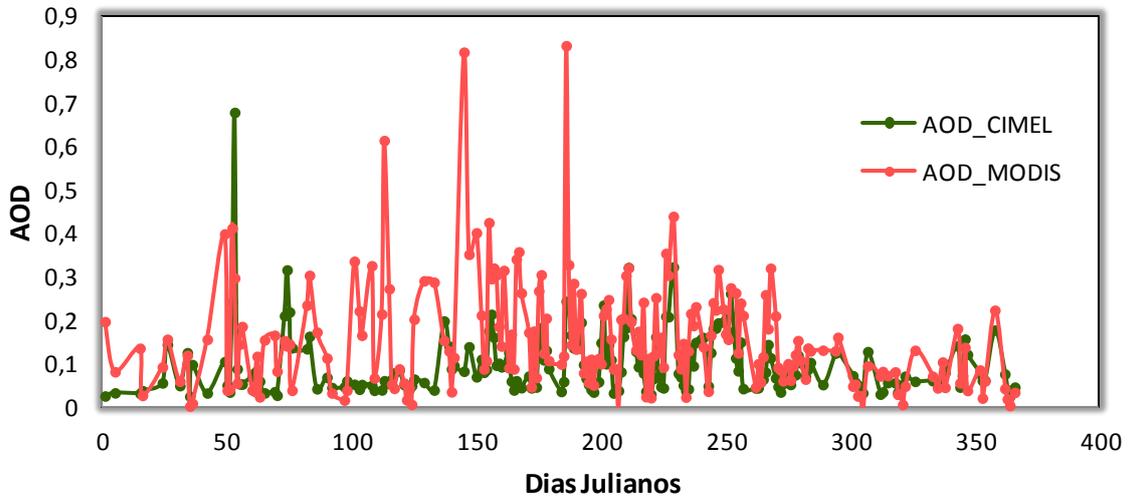
El fotómetro CIMEL fue desarrollado, en primera instancia, para validar los datos de satélite. Las medidas de satélite ganan extensión espacial a la vez que pierden extensión temporal; es decir, no es capaz de medir varias veces la radiación en el mismo punto, si no que barre un área y cuando quiere volver al mismo punto seguramente la radiación haya sufrido un cambio en su intensidad, lo que limita la exactitud de la medida. La variación de la intensidad es debido a que los eventos de elevado espesor óptico no son estáticos, sino que los aerosoles se mueven por la atmósfera.

El CIMEL mide la radiación solar a la altura del suelo desde un punto fijo. Por otro lado, el MODIS orbita alrededor de la tierra, midiendo radiación solar reflejada en diferentes latitudes: varía el ángulo zenital y acimutal de medición. El satélite no se encuentra situado de modo estático, sino que recoge radiaciones reflejadas y emitidas por la tierra en los distintos puntos de su órbita heliosincrónica. Esto provoca errores en cuanto a que la radiación varía de un punto a otro.

Es inevitable elegir una malla de promediado que limite la resolución espacial del satélite. Por tanto, con intención de que MODIS obtenga un valor diario concreto sobre el espesor óptico del aerosol en Valladolid, realizo un promedio de todos los valores extraídos en un radio r en dicha localidad.

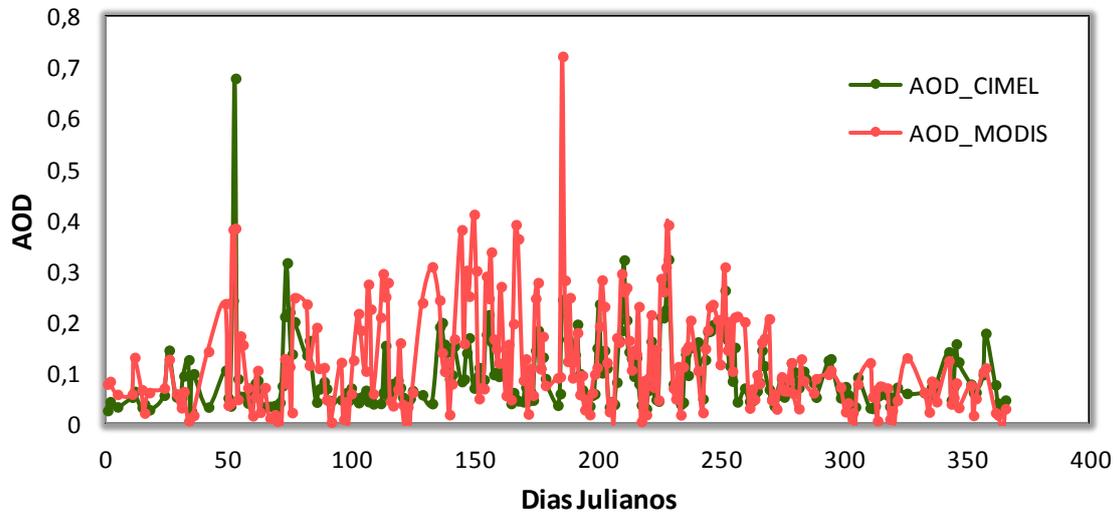
Presentamos tres gráficas con las que se pretende ilustrar la diferencia de AOD tomados por un CIMEL y un MODIS en tres casos: Cuando tomamos un promediado para el MODIS de 50Km de radio alrededor de Valladolid, cuando lo tomamos de 100Km y por último, de 300Km. En las tres gráficas se exponen los datos de AOD en función de los días julianos, correspondiendo el día juliano 1 al 1-1-16 y el 366 al 31-12-16. Los datos de AOD adquiridos por CIMEL se presentan en verde y los datos de AOD adquiridos por MODIS en rojo.

Datos AOD_MODIS_50Km VS datos AOD_CIMEL 2016



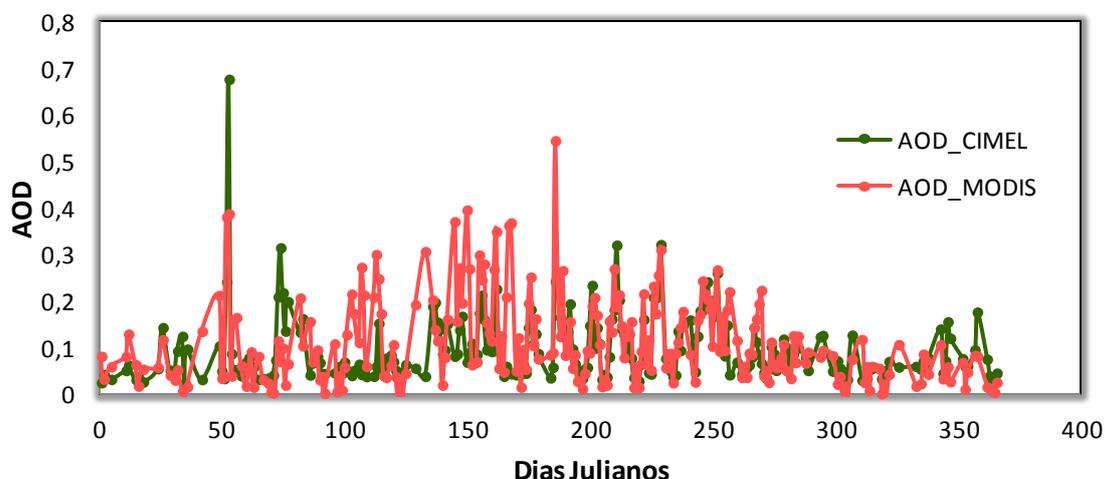
Gráfica 1: AOD tomado por CIMEL y AOD tomado por MODIS con un promedio de 50Km

Datos AOD_MODIS_100Km VS datos AOD_CIMEL 2016



Gráfica 2: AOD tomado por CIMEL y AOD tomado por MODIS con un promedio de 100Km

Datos AOD_MODIS_300Km VS datos AOD_CIMEL 2016

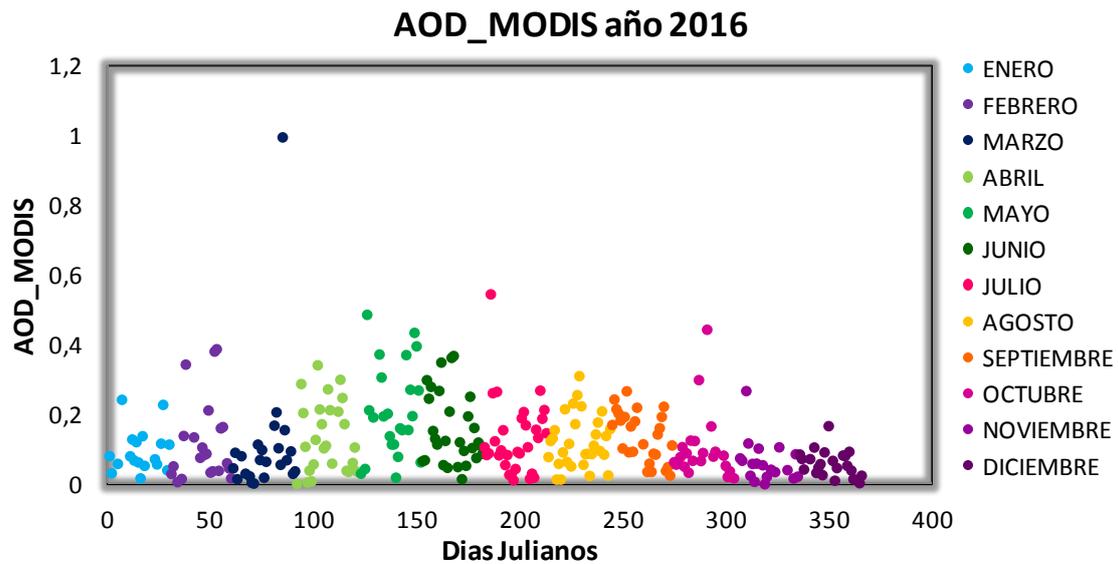


Gráfica 3: AOD tomado por CIMEL y AOD tomado por MODIS con un promedio de 300Km

Comparando la tres gráficas se aprecia la misma tendencia entre AOD_MODIS Y AOD_CIMEL pero hay ciertas discrepancias sobre el método adquisición de datos que desarrollaremos más adelante.

De momento nos centraremos en destacar la diferencia de medidas de AOD del MODIS como resultado del promediado escogido. Es lógico considerar que cuanto mayor sea el área escogida de promediado del MODIS existirá una mejor correlación entre el AOD del CIMEL y el AOD del MODIS, ya que en ese caso hay más número de datos para promediar, mientras que si tomas un radio más pequeño de promediado se cuenta con menor cantidad de datos, adquiriendo un mayor margen de error.

Basándome en el mejor ajuste de los datos del MODIS cuando tomamos un área de 300Km de radio alrededor de Valladolid para promediar, adjunto la gráfica del AOD del MODIS en Valladolid durante el año 2016: Cada punto es el promedio diario del AOD tomado por MODIS en un radio de 300Km en Valladolid. Los días, de nuevo son contabilizados siguiendo el calendario Juliano en 2016.



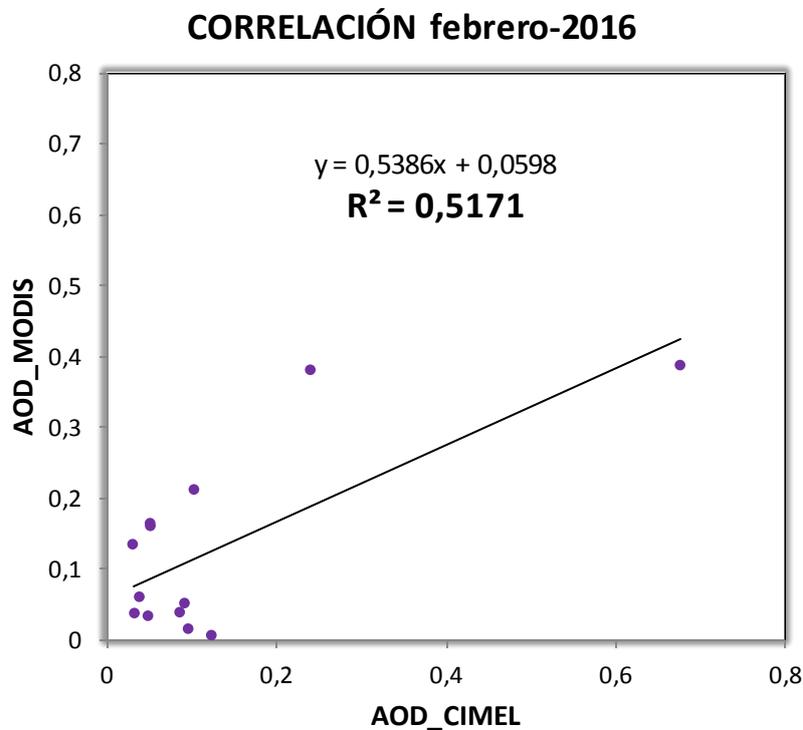
Gráfica 5: AOD del MODIS recogidos en 2016 en función de los días julianos

En este apartado, en el que se pretende estudiar la correlación entre el AOD medido por CIMEL y el AOD medido por MODIS, utilizaré en lo que sigue un área de promediado con radio igual a 300Km para la media diaria del AOD_MODIS. Continúo basando el estudio en el AOD obtenido según la longitud de onda igual a 500nm y en la zona de Valladolid.

Para realizar una comparación de valores de AOD obtenidos por ambos instrumentos, es decir, una correlación de datos, me dispongo a observar la magnitud del coeficiente de correlación. El coeficiente de correlación, R^2 , me permite saber cuándo los valores del eje de ordenadas y de abscisas se corresponden o están muy cerca unos de otros. Si el coeficiente de correlación es 1 quiere decir que $x=y$, si por el contrario se aproxima a 0, no hay relación alguna entre ambos ejes. En los casos sucesivos el eje de abscisas estará compuesto por los datos de AOD del CIMEL y en el eje de ordenadas colocaré los datos del AOD del MODIS. De nuevo tomo como dato de AOD las medias diarias. La correlación solo tiene sentido si hago coincidir el AOD del MODIS con el AOD del CIMEL tomados el mismo día juliano.

En el mes de febrero de 2016 en Valladolid tuvo lugar un episodio muy fuerte de calima, esto es, partículas de polvo y arena que se encuentran en suspensión en la atmósfera y dificultan la visibilidad. Ya se ha explicado que son el resultado de la

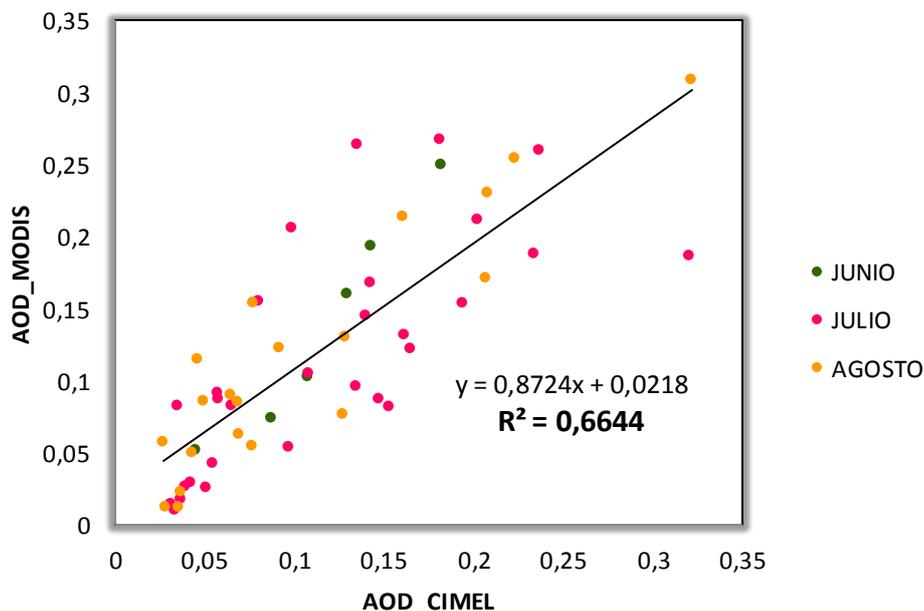
llegada del aerosol desértico. Mi estudio sobre la correlación se basa en primera instancia en los datos de ese mes: Esto es, desde el día juliano 32, hasta el 61.



Gráfica 6: Correlación entre los datos de AOD recogidos por CIMEL y MODIS en febrero de 2016

También son destacables los episodios de verano alto nivel de AOD. Estas fechas, en especial el comienzo del verano y mediados, son propensas a experimentar fuertes oleadas de calor provenientes del Sáhara, con su correspondiente aerosol desértico. Además, se pueden apreciar restos de ceniza sobrevolando a través de la atmósfera como resultado de los incendios naturales en los meses de Julio y Agosto, cuando las temperaturas son más altas. Realizaremos una comparación de datos de AOD recogidos en Valladolid en estas fechas, en concreto se han elegido los días entre el 21 de Junio de 2016, comienzo del verano, y el 21 de agosto de 2016, puesto que es la temporada de mayor calor y en estas fechas son altos los niveles de espesor óptico. Incluimos de nuevo el AOD del CIMEL en el eje de abscisas, mientras que el eje de ordenadas estará cubierto por el AOD tomado por MODIS. El AOD del MODIS es el promedio diario de los datos obtenidos en un área de radio igual a 300Km.

CORRELACIÓN DEL 21 JUNIO AL 21 AGOSTO



Gráfica 4: Correlación entre los datos de AOD recogidos por CIMEL y MODIS entre el 21 de junio y el 21 de agosto de 2016

Como se puede comprobar la correlación no es absoluta. Se observa claramente que existen diferencias entre los datos de AOD obtenidos por CIMEL y los datos de AOD obtenidos por MODIS:

En primer lugar, la diferencia de los datos es sencillamente debida a la baja resolución temporal del MODIS. El CIMEL toma medidas cada quince minutos, mientras que el MODIS toma dos medidas al día, una gracias al satélite TERRA por la mañana y otra gracias al satélite AQUA, por la tarde. Es real que desde por la mañana hasta la tarde la acumulación de aerosoles en un determinado lugar varía, puesto que son partículas que se encuentran en suspensión en la atmósfera.

Supongamos un día de gran acumulación de aerosoles, el 23 de febrero por ejemplo, del que hemos dicho que se registró un evento fuerte de calima. Mientras que el CIMEL dió cuenta de la variación de intensidad solar a lo largo del día, con datos obtenidos cada 15 minutos; MODIS no se daría cuenta de ella si no pasa por la zona en cuestión, Valladolid en este caso, en el momento en el que se puede apreciar el evento. CIMEL, con todos los datos recogidos, genera una media diaria; también lo

hace MODIS, pero con dos datos y con el aliciente de que estos pueden ser tomados en momentos ajenos a la acumulación de aerosoles; por lo que puede dar una media muy alejada de la realidad.

En segundo lugar, son más difíciles de recopilar los datos de AOD con un satélite puesto que la radiación que le llega se expone a un mayor recorrido a través de la atmósfera: transmisión y reflexión en el mejor de los casos, hay que añadir la posibilidad de que sufra dispersión múltiple.

Por último, como hemos comentado anteriormente, cuanto mayor es el radio del área barrida por MODIS que utilizo para promediar las medidas de AOD, más se acerca el valor de espesor óptico al tomado por el CIMEL. Luego, el promediado es otro aspecto a tener en cuenta a la hora de realizar una valoración de los datos.

CONCLUSIÓN

La radiación solar transmitida y reflejada es el libro por el que estudiamos las propiedades físicas de la atmósfera. Las partículas que la componen generan variaciones de temperatura en la tierra y atmósfera que, al fin y al cabo, producen un impacto sobre el clima. Las variaciones son producidas tanto por el tamaño de las partículas, como por las características microfísicas de las moléculas que las componen.

Los aparatos que captan la intensidad de la radiación solar reflejada y transmitida por la atmósfera o la radiación emitida por la tierra nos dan posibilidad de extraer información sobre los componentes atmosféricos. En este trabajo nos hemos centrado en dos instrumentos: CIMEL y MODIS. El CIMEL toma datos de la intensidad radiativa cada 15 minutos y el MODIS, desde el espacio, gana visión espacial a la vez que pierde resolución temporal. En la comparación de resultados observamos que los AOD detectados por ambos aparatos siguen la misma tendencia pero hay ciertas discrepancias sobre el método adquisición de datos; estas son: la baja resolución temporal del MODIS con respecto al CIMEL, al adquirir dos medidas diarias muy distanciadas en el tiempo; la dificultad añadida del MODIS para estudiar los espesores ópticos debido a que se producen más procesos de absorción y dispersión hasta llegar a él; y por último, el área utilizada para el promediado del AOD del MODIS.

BIBLIOGRAFÍA

K. N. LIOU. (K. N. LIOU. (2002). *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Florida: Academic Press2002). *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Florida: Academic Press

JOHN M. WALLACE & PETER V. HOBBS. (2006). *Atmospheric Science: An introductory Survey*. California: Academic Press.

CARLOS TOLEDANO. (2005). Tesis Doctoral: *Climatología de los aerosoles mediante la caracterización de propiedades ópticas y masas de aire en la estación "El Arenosillo" de la red AERONET*. Valladolid

<https://terra.nasa.gov>

<https://aqua.nasa.gov>