

Radiación en la atmósfera

VI - Transferencia radiante en medios no dispersivos (Infrarrojo térmico)

Agustín Laguarda
laguarda@fing.edu.uy

Universidad de la República

2023



- 1 Atmósfera no dispersiva
- 2 Ejemplo: Atmósfera exponencial
- 3 Ecuación de Schwarzschild
- 4 Densidad de flujo monocromático
- 5 Métodos de resolución para flujos de banda ancha

- 1 **Atmósfera no dispersiva**
- 2 Ejemplo: Atmósfera exponencial
- 3 Ecuación de Schwarzschild
- 4 Densidad de flujo monocromático
- 5 Métodos de resolución para flujos de banda ancha

¿Cuándo podemos considerar a la atmósfera como no dispersiva?

Para longitudes de onda largas, las partículas tienen que ser mayores para que el efecto de dispersión sea apreciable.

- En bandas IR o microondas, la dispersión por moléculas de aire se puede despreciar.

La atmósfera sin nubes se puede aproximar como no dispersiva para longitudes de onda mayores a $3\mu\text{m}$.

¿Cuándo podemos considerar a la atmósfera como no dispersiva?

Para longitudes de onda largas, las partículas tienen que ser mayores para que el efecto de dispersión sea apreciable.

- En bandas IR o microondas, la dispersión por moléculas de aire se puede despreciar.
- Las componente de nubes (agua y hielo) siguen dispersando para el IR cercano, pero se pueden despreciar en el IR térmico y microondas.

La atmósfera sin nubes se puede aproximar como no dispersiva para longitudes de onda mayores a $3\mu\text{m}$.

¿Cuándo podemos considerar a la atmósfera como no dispersiva?

Para longitudes de onda largas, las partículas tienen que ser mayores para que el efecto de dispersión sea apreciable.

- En bandas IR o microondas, la dispersión por moléculas de aire se puede despreciar.
- Las componente de nubes (agua y hielo) siguen dispersando para el IR cercano, pero se pueden despreciar en el IR térmico y microondas.
- Incluso las nubes pueden aproximarse como cuerpos negros en MW y IRT.

La atmósfera sin nubes se puede aproximar como no dispersiva para longitudes de onda mayores a $3\mu\text{m}$.

¿Cuándo podemos considerar a la atmósfera como no dispersiva?

Para longitudes de onda largas, las partículas tienen que ser mayores para que el efecto de dispersión sea apreciable.

- En bandas IR o microondas, la dispersión por moléculas de aire se puede despreciar.
- Las componente de nubes (agua y hielo) siguen dispersando para el IR cercano, pero se pueden despreciar en el IR térmico y microondas.
- Incluso las nubes pueden aproximarse como cuerpos negros en MW y IRT.
- Para el rango de microondas, el único efecto que provoca dispersión es la precipitación (gotas de lluvia, nieve, granizo)

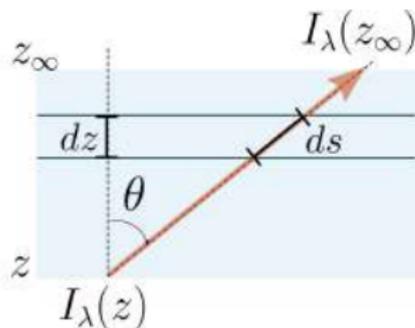
La atmósfera sin nubes se puede aproximar como no dispersiva para longitudes de onda mayores a $3\mu\text{m}$.

Atmósfera no dispersiva

Transmitancia

Ec. de LBB entre z y TOA para atmósfera plana:

$$I_{\lambda}(z_{\infty}) = I_{\lambda}(z)e^{-\tau(z)/\mu}$$

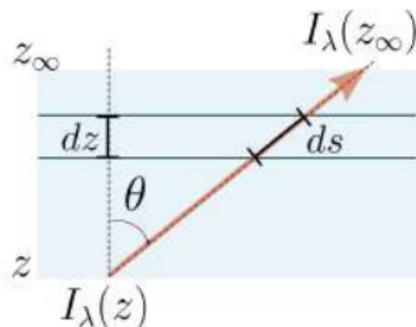


Atmósfera no dispersiva

Transmitancia

Ec. de LBB entre z y TOA para atmósfera plana:

$$I_{\lambda}(z_{\infty}) = I_{\lambda}(z)e^{-\tau(z)/\mu}$$



De esta ecuación, definimos la **Transmitancia monocromática** entre una altura genérica z y TOA como

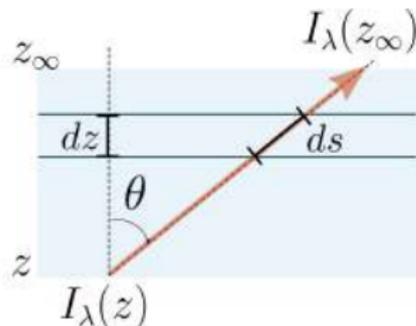
$$T_{\lambda}(z) = T_{\lambda}(\tau/\mu) = e^{-\tau(z)/\mu} \quad (1)$$

Atmósfera no dispersiva

Transmitancia

Ec. de LBB entre z y TOA para atmósfera plana:

$$I_{\lambda}(z_{\infty}) = I_{\lambda}(z)e^{-\tau(z)/\mu}$$



De esta ecuación, definimos la **Transmitancia monocromática** entre una altura genérica z y TOA como

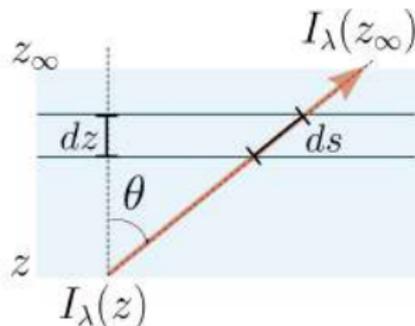
$$T_{\lambda}(z) = T_{\lambda}(\tau/\mu) = e^{-\tau(z)/\mu} \quad (1)$$

Notar que:

- T_{λ} es el mismo para haces que suben o que bajan

Ec. de LBB entre z y TOA para atmósfera plana:

$$I_\lambda(z_\infty) = I_\lambda(z) e^{-\tau(z)/\mu}$$



De esta ecuación, definimos la **Transmitancia monocromática** entre una altura genérica z y TOA como

$$T_\lambda(z) = T_\lambda(\tau/\mu) = e^{-\tau(z)/\mu} \quad (1)$$

Notar que:

- T_λ es el mismo para haces que suben o que bajan
- se verifica que

$$\frac{dT_\lambda(\tau/\mu)}{d\tau} = -\frac{1}{\mu} e^{-\tau/\mu}$$

Atmósfera no dispersiva

Absortancia

Absortancia monocromática

- En una atmósfera no dispersiva, toda la energía que no sea transmitida será absorbida.

Absortancia monocromática

- En una atmósfera no dispersiva, toda la energía que no sea transmitida será absorbida.
- Específicamente, para un haz que se desplaza con una dirección μ en una atmósfera plana, la absortancia de cierto camino óptico entre una altura z y el tope de la atmósfera será

$$A_\lambda(z, z_\infty) \equiv A_\lambda(z) = 1 - T_\lambda(z),$$

donde $A_\lambda(z)$ es la absorción entre la altura z y el tope de la atmósfera.

Absortancia monocromática

- En una atmósfera no dispersiva, toda la energía que no sea transmitida será absorbida.
- Específicamente, para un haz que se desplaza con una dirección μ en una atmósfera plana, la absortancia de cierto camino óptico entre una altura z y el tope de la atmósfera será

$$A_\lambda(z, z_\infty) \equiv A_\lambda(z) = 1 - T_\lambda(z),$$

donde $A_\lambda(z)$ es la absorción entre la altura z y el tope de la atmósfera.

- ¿Dónde se absorbe la radiación?

Absortancia monocromática

- En una atmósfera no dispersiva, toda la energía que no sea transmitida será absorbida.
- Específicamente, para un haz que se desplaza con una dirección μ en una atmósfera plana, la absortancia de cierto camino óptico entre una altura z y el tope de la atmósfera será

$$A_\lambda(z, z_\infty) \equiv A_\lambda(z) = 1 - T_\lambda(z),$$

donde $A_\lambda(z)$ es la absorción entre la altura z y el tope de la atmósfera.

- ¿Dónde se absorbe la radiación?
- La absortancia entre dos alturas se puede expresar como

$$A_\lambda(z_1, z_2) = A_\lambda(z_1) - A_\lambda(z_2) = [1 - T_\lambda(z_1)] - [1 - T_\lambda(z_2)] = T_\lambda(z_2) - T_\lambda(z_1)$$

Absortancia monocromática

- En una atmósfera no dispersiva, toda la energía que no sea transmitida será absorbida.
- Específicamente, para un haz que se desplaza con una dirección μ en una atmósfera plana, la absortancia de cierto camino óptico entre una altura z y el tope de la atmósfera será

$$A_\lambda(z, z_\infty) \equiv A_\lambda(z) = 1 - T_\lambda(z),$$

donde $A_\lambda(z)$ es la absorción entre la altura z y el tope de la atmósfera.

- ¿Dónde se absorbe la radiación?
- La absortancia entre dos alturas se puede expresar como

$$A_\lambda(z_1, z_2) = A_\lambda(z_1) - A_\lambda(z_2) = [1 - T_\lambda(z_1)] - [1 - T_\lambda(z_2)] = T_\lambda(z_2) - T_\lambda(z_1)$$

- utilizando $\Delta z = z_1 - z_2$, la absorción por unidad de camino vertical será

$$W_\lambda(z) = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{A_\lambda(z, z + \Delta z)}{\Delta z} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{T_\lambda(z + \Delta z) - T_\lambda(z)}{\Delta z} = \frac{dT_\lambda(z)}{dz}$$

Absorción local por unidad de altura

$$W_{\lambda}(z) \equiv \frac{dT_{\lambda}(z)}{dz}$$

La tasa de absorción local en z en la atmósfera es igual al cambio de la transmitancia entre z y TOA

- 1 Atmósfera no dispersiva
- 2 Ejemplo: Atmósfera exponencial**
- 3 Ecuación de Schwarzschild
- 4 Densidad de flujo monocromático
- 5 Métodos de resolución para flujos de banda ancha

Transmitancia en una atmósfera exponencial

Transmitancia en una atmósfera exponencial

Es razonable suponer que la densidad de la atmósfera decae exponencialmente con la altura z

$$\rho(z) \simeq \rho_0 e^{-z/H},$$

donde $H \simeq 8$ km es una altura característica (este resultado es exacto para atmósfera isoterma).

Transmitancia en una atmósfera exponencial

Es razonable suponer que la densidad de la atmósfera decae exponencialmente con la altura z

$$\rho(z) \simeq \rho_0 e^{-z/H},$$

donde $H \simeq 8$ km es una altura característica (este resultado es exacto para atmósfera isoterma).

Asumimos que la mezcla de gases es homogénea y que la densidad de los gases absorbentes es $\rho_a(z) = \rho(z) \times q$, con la *tasa de mezcla* $q \in [0, 1]$, cte. Entonces;

$$\rho_a(z) \simeq q\rho_0 e^{-z/H},$$

Transmitancia en una atmósfera exponencial

Es razonable suponer que la densidad de la atmósfera decae exponencialmente con la altura z

$$\rho(z) \simeq \rho_0 e^{-z/H},$$

donde $H \simeq 8$ km es una altura característica (este resultado es exacto para atmósfera isoterma).

Asumimos que la mezcla de gases es homogénea y que la densidad de los gases absorbentes es $\rho_a(z) = \rho(z) \times q$, con la *tasa de mezcla* $q \in [0, 1]$, cte. Entonces;

$$\rho_a(z) \simeq q\rho_0 e^{-z/H},$$

Además, si la sección eficaz de masa de absorción k_a no depende de presión o temperatura (aunque si de λ), y el medio es no dispersivo ($\omega = 0$). Entonces;

$$\beta_e = \beta_a = k_a \rho_a = k_a q \rho_0 e^{-z/H},$$

Transmitancia en una atmósfera exponencial

Es razonable suponer que la densidad de la atmósfera decae exponencialmente con la altura z

$$\rho(z) \simeq \rho_0 e^{-z/H},$$

donde $H \simeq 8$ km es una altura característica (este resultado es exacto para atmósfera isoterma).

Asumimos que la mezcla de gases es homogénea y que la densidad de los gases absorbentes es $\rho_a(z) = \rho(z) \times q$, con la *tasa de mezcla* $q \in [0, 1]$, cte. Entonces;

$$\rho_a(z) \simeq q \rho_0 e^{-z/H},$$

Además, si la sección eficaz de masa de absorción k_a no depende de presión o temperatura (aunque si de λ), y el medio es no dispersivo ($\omega = 0$). Entonces;

$$\beta_e = \beta_a = k_a \rho_a = k_a q \rho_0 e^{-z/H},$$

Profundidad óptica

$$\tau(z) = \int_z^{z_\infty} k_a q \rho_0 e^{-z'/H} dz' = k_a q \rho_0 H e^{-z/H} = \tau^* e^{-z/H}$$

Transmitancia en una atmósfera exponencial

La transmitancia será entonces (atm. plana)

$$T_{\lambda}(z) = e^{-\tau(z)/\mu} = \exp\left(-\frac{\tau^* e^{-z/H}}{\mu}\right)$$

y la absorción local por unidad de altura

$$W(z) = \frac{\tau^*}{H\mu} e^{-z/H} \exp\left(-\frac{\tau^*}{\mu} e^{-z/H}\right)$$

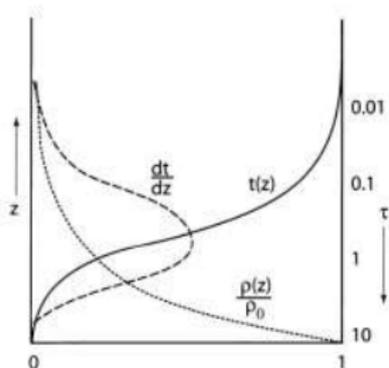


Fig. 7.10: Illustration of the relationship between transmittance t between the top of the atmosphere and altitude z and the absorption/emission weighting function $W(z) = dt/dz$ for an atmosphere with exponential density profile $\rho(z)$.

El "pico" de absorción se da en z_M , que crece con β_a (k_a y u) (ejercicio del Práctico 2).

- 1 Atmósfera no dispersiva
- 2 Ejemplo: Atmósfera exponencial
- 3 Ecuación de Schwarzschild**
- 4 Densidad de flujo monocromático
- 5 Métodos de resolución para flujos de banda ancha

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

Ya presentamos la ecuación general de la transferencia radiativa (Tema 3);

$$\frac{1}{\beta_e} \frac{dl_\lambda}{ds} = -l_\lambda + J_\lambda$$

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

Ya presentamos la ecuación general de la transferencia radiativa (Tema 3);

$$\frac{1}{\beta_e} \frac{dI_\lambda}{ds} = -I_\lambda + J_\lambda$$

Hipótesis adicionales:

- atmósfera en equilibrio térmico
- Hipótesis de planos paralelos
- La dispersión es despreciable

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

Ya presentamos la ecuación general de la transferencia radiativa (Tema 3);

$$\frac{1}{\beta_e} \frac{dl_\lambda}{ds} = -l_\lambda + J_\lambda$$

Hipótesis adicionales:

- atmósfera en equilibrio térmico
- Hipótesis de planos paralelos
- La dispersión es despreciable

- $ds \rightarrow \mu dz$

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

Ya presentamos la ecuación general de la transferencia radiativa (Tema 3);

$$\frac{1}{\beta_e} \frac{dl_\lambda}{ds} = -l_\lambda + J_\lambda$$

Hipótesis adicionales:

- atmósfera en equilibrio térmico
- Hipótesis de planos paralelos
- La dispersión es despreciable

- $ds \rightarrow \mu dz$
- $\beta_e \rightarrow k_\lambda \rho_a$, donde k_λ es el coeficiente de absorción (sec. eficaz de masa) y ρ_a es la densidad de los gases absorbentes

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

Ya presentamos la ecuación general de la transferencia radiativa (Tema 3);

$$\frac{1}{\beta_e} \frac{dl_\lambda}{ds} = -l_\lambda + J_\lambda$$

Hipótesis adicionales:

- atmósfera en equilibrio térmico
- Hipótesis de planos paralelos
- La dispersión es despreciable

- $ds \rightarrow \mu dz$
- $\beta_e \rightarrow k_\lambda \rho_a$, donde k_λ es el coeficiente de absorción (sec. eficaz de masa) y ρ_a es la densidad de los gases absorbentes
- $J_\lambda \rightarrow B(T)$, donde la función fuente es B , la función de emisión de Planck, y T es la temperatura (cuerpo gris).

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

Ya presentamos la ecuación general de la transferencia radiativa (Tema 3);

$$\frac{1}{\beta_e} \frac{dl_\lambda}{ds} = -l_\lambda + J_\lambda$$

Hipótesis adicionales:

- atmósfera en equilibrio térmico
 - Hipótesis de planos paralelos
 - La dispersión es despreciable
-
- $ds \rightarrow \mu dz$
 - $\beta_e \rightarrow k_\lambda \rho_a$, donde k_λ es el coeficiente de absorción (sec. eficaz de masa) y ρ_a es la densidad de los gases absorbentes
 - $J_\lambda \rightarrow B(T)$, donde la función fuente es B , la función de emisión de Planck, y T es la temperatura (cuerpo gris).

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

Ya presentamos la ecuación general de la transferencia radiativa (Tema 3):

$$\frac{1}{\beta_e} \frac{dl_\lambda}{ds} = -l_\lambda + J_\lambda$$

Hipótesis adicionales:

- atmósfera en equilibrio térmico
 - Hipótesis de planos paralelos
 - La dispersión es despreciable
-
- $ds \rightarrow \mu dz$
 - $\beta_e \rightarrow k_\lambda \rho_a$, donde k_λ es el coeficiente de absorción (sec. eficaz de masa) y ρ_a es la densidad de los gases absorbentes
 - $J_\lambda \rightarrow B(T)$, donde la función fuente es B , la función de emisión de Planck, y T es la temperatura (cuerpo gris).

Entonces podemos escribir la **Ecuación de Schwarzschild**

$$\Rightarrow \boxed{-\mu \frac{dl_\lambda(z, \mu)}{k_\lambda \rho_a dz} = l_\lambda(z, \mu) - B_\lambda[T(z)]}, \quad (2)$$

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

En clases anteriores presentamos la solución genérica para radiancias que suben y bajan;

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) e^{-(\tau^* - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau^*} J_{\lambda}(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = I_{\lambda}^{\downarrow}(0, -\mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J_{\lambda}(\tau', -\mu) \frac{e^{-(\tau - \tau')/\mu}}{\mu} d\tau',$$

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

En clases anteriores presentamos la solución genérica para radiancias que suben y bajan;

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) e^{-(\tau^* - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau^*} J_{\lambda}(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = I_{\lambda}^{\downarrow}(0, -\mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J_{\lambda}(\tau', -\mu) \frac{e^{-(\tau - \tau')/\mu}}{\mu} d\tau',$$

Hipótesis adicional:

- La emisión en TOA es nula ($I_{\lambda}^{\downarrow}(0) \simeq 0$)

Ecuación de Schwarzschild

Medios no dispersivos en equilibrio termodinámico

En clases anteriores presentamos la solución genérica para radiancias que suben y bajan;

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) e^{-(\tau^* - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau^*} J_{\lambda}(\tau', \mu) \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = I_{\lambda}^{\downarrow}(0, -\mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} J_{\lambda}(\tau', -\mu) \frac{e^{-(\tau - \tau')/\mu}}{\mu} d\tau',$$

Hipótesis adicional:

- La emisión en TOA es nula ($I_{\lambda}^{\downarrow}(0) \simeq 0$)

Usando lo anterior tenemos:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) e^{-(\tau^* - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau^*} B(\tau') \frac{e^{-(\tau' - \tau)/\mu}}{\mu} d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B(\tau') \frac{e^{-(\tau - \tau')/\mu}}{\mu} d\tau',$$

Problemas de transferencia radiativa en la atmósfera sin dispersión pueden entenderse según estas ecuaciones.

Notando que

$$T_\lambda = e^{-\tau/\mu} \Rightarrow \frac{dT_\lambda(\tau/\mu)}{d\tau} = -\frac{1}{\mu} e^{-\tau/\mu}$$

Tenemos una expresión en función de la derivada de la transmitancia

$$I_\lambda^\uparrow(\tau, \mu) = I_\lambda^\uparrow(\tau^*, \mu) T_\lambda[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_\tau^{\tau^*} B_\lambda(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_\lambda[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau' \quad (3)$$

$$I_\lambda^\downarrow(\tau, -\mu) = \int_0^\tau B_\lambda(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_\lambda[(\tau - \tau')/\mu] d\tau', \quad (4)$$

Si consideramos la atmósfera **completa**:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu) = \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau^* - \tau')/\mu] d\tau'$$

Si consideramos la atmósfera **completa**:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu) = \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau^* - \tau')/\mu] d\tau'$$

Comentarios

- $I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro mirando a la Tierra desde un satélite

Si consideramos la atmósfera **completa**:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu) = \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau^* - \tau')/\mu] d\tau'$$

Comentarios

- $I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro mirando a la Tierra desde un satélite
- $I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro a nivel de superficie

Si consideramos la atmósfera **completa**:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu) = \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau^* - \tau')/\mu] d\tau'$$

Comentarios

- $I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro mirando a la Tierra desde un satélite
- $I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro a nivel de superficie
- Dado μ , las ecuaciones para I^{\downarrow} se pueden resolver conociendo $\beta_a(z)$ y $T(z)$

Si consideramos la atmósfera **completa**:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu) = \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau^* - \tau')/\mu] d\tau'$$

Comentarios

- $I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro mirando a la Tierra desde un satélite
- $I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro a nivel de superficie
- Dado μ , las ecuaciones para I^{\downarrow} se pueden resolver conociendo $\beta_a(z)$ y $T(z)$
- para el caso de I_{λ}^{\uparrow} , también es necesario conocer que sucede en la superficie, $I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu)$.

Si consideramos la atmósfera **completa**:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu) = \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau^* - \tau')/\mu] d\tau'$$

Comentarios

- $I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro mirando a la Tierra desde un satélite
- $I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, -\mu)$ es lo que mediría un espectrorradiómetro a nivel de superficie
- Dado μ , las ecuaciones para I^{\downarrow} se pueden resolver conociendo $\beta_a(z)$ y $T(z)$
- para el caso de I_{λ}^{\uparrow} , también es necesario conocer que sucede en la superficie, $I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu)$.
- Veamos algunas hipótesis razonables...

Atmósfera no dispersiva

Contribuciones de la superficie en intensidad saliente de la atmósfera

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$\dot{I}_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu)?$

Atmósfera no dispersiva

Contribuciones de la superficie en intensidad saliente de la atmósfera

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$\dot{I}_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu)?$

Condiciones de borde para la superficie

- **caso 1:** Cuerpo negro a temperatura T_s . En ese caso

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) = B(T_s)$$

Atmósfera no dispersiva

Contribuciones de la superficie en intensidad saliente de la atmósfera

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$\dot{I}_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu)?$

Condiciones de borde para la superficie

- **caso 1:** Cuerpo negro a temperatura T_s . En ese caso

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) = B(T_s)$$

- **caso 2:** superficie especular de emisividad ε . Entonces

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) = \varepsilon B(T_s) + (1 - \varepsilon) I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, \mu)$$

Atmósfera no dispersiva

Contribuciones de la superficie en intensidad saliente de la atmósfera

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(0, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[\tau^*/\mu] - \int_0^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[\tau'/\mu] d\tau'$$

$\dot{I}_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu)?$

Condiciones de borde para la superficie

- **caso 1:** Cuerpo negro a temperatura T_s . En ese caso

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) = B(T_s)$$

- **caso 2:** superficie especular de emisividad ε . Entonces

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) = \varepsilon B(T_s) + (1 - \varepsilon) I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*, \mu)$$

- **caso 3:** superficie Lambertiana. Toda la densidad de flujo reflejada, lo hace isotrópicamente en todas direcciones. Para calcular la densidad de flujo incidente hay que integrar $I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau^*)$ en todas las direcciones, y una porción $(1 - \varepsilon)$ será reflejada.

Atmósfera no dispersiva

Caso particular: atmósfera isoterma

Si la atmósfera es isoterma ($T(z) \simeq T_A = cte$), y la superficie se comporta como un CN tenemos

$$\Rightarrow I^\uparrow(0) = B(T_s) T^* + B(T_A) [1 - T^*]$$

$$\Rightarrow I^\downarrow(\tau^*) = B(T_A) [1 - T^*],$$

donde T_s es la temperatura de la superficie, T^* es la transmitancia total de la atmósfera y por simplicidad se omitió la dependencia en μ y en λ .

Atmósfera no dispersiva

Caso particular: atmósfera isoterma

Si la atmósfera es isoterma ($T(z) \simeq T_A = cte$), y la superficie se comporta como un CN tenemos

$$\begin{aligned}\Rightarrow I^\uparrow(0) &= B(T_s) T^* + B(T_A) [1 - T^*] \\ \Rightarrow I^\downarrow(\tau^*) &= B(T_A) [1 - T^*],\end{aligned}$$

donde T_s es la temperatura de la superficie, T^* es la transmitancia total de la atmósfera y por simplicidad se omitió la dependencia en μ y en λ .

Observación

Se puede utilizar esta ecuación en atmósferas no isotermas. En ese caso se utilizan un promedios ponderados de la función de Planck; \bar{B}^\uparrow y \bar{B}^\downarrow , que dependen del perfil de temperatura y de β_a .

Atmósfera no dispersiva

Caso particular: atmósfera isoterma

Si la atmósfera es isoterma ($T(z) \simeq T_A = cte$), y la superficie se comporta como un CN tenemos

$$\begin{aligned}\Rightarrow I^\uparrow(0) &= B(T_s) T^* + B(T_A) [1 - T^*] \\ \Rightarrow I^\downarrow(\tau^*) &= B(T_A) [1 - T^*],\end{aligned}$$

donde T_s es la temperatura de la superficie, T^* es la transmitancia total de la atmósfera y por simplicidad se omitió la dependencia en μ y en λ .

Observación

Se puede utilizar esta ecuación en atmósferas no isotermas. En ese caso se utilizan un promedios ponderados de la función de Planck; \bar{B}^\uparrow y \bar{B}^\downarrow , que dependen del perfil de temperatura y de β_a .

$$\begin{aligned}\bar{B}^\uparrow &= -\frac{1}{1 - T^*} \int_0^{\tau^*} B_\lambda(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_\lambda[\tau'/\mu] d\tau' \\ \bar{B}^\downarrow &= \frac{1}{1 - T^*} \int_0^{\tau^*} B_\lambda(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_\lambda[(\tau^* - \tau')/\mu] d\tau'\end{aligned}$$

$$I^\uparrow(0) = B(T_s) T^* + \bar{B}^\uparrow [1 - T^*]$$

$$I^\downarrow(\tau^*) = \bar{B}^\downarrow [1 - T^*],$$

Corolarios

- Si $T^* \simeq 1$ (atmósfera "transparente"), entonces la atmósfera no emite, y del sistema Tierra+atmósfera emerge $B(T_s)$ únicamente.

$$I^\uparrow(0) = B(T_s) T^* + \bar{B}^\uparrow [1 - T^*]$$

$$I^\downarrow(\tau^*) = \bar{B}^\downarrow [1 - T^*],$$

Corolarios

- Si $T^* \simeq 1$ (atmósfera "transparente"), entonces la atmósfera no emite, y del sistema Tierra+atmósfera emerge $B(T_s)$ únicamente.
- Si $T^* \simeq 0$ (atmósfera opaca), entonces la contribución del suelo se pierde en la atmósfera. Solo se observa la emisión atmosférica

$$I^\uparrow(0) = B(T_s) T^* + \bar{B}^\uparrow [1 - T^*]$$

$$I^\downarrow(\tau^*) = \bar{B}^\downarrow [1 - T^*],$$

Corolarios

- Si $T^* \simeq 1$ (atmósfera "transparente"), entonces la atmósfera no emite, y del sistema Tierra+atmósfera emerge $B(T_s)$ únicamente.
- Si $T^* \simeq 0$ (atmósfera opaca), entonces la contribución del suelo se pierde en la atmósfera. Solo se observa la emisión atmosférica
- En general, \bar{B}^\uparrow representa la emisión de partes más altas de la atmósfera (usualmente más frías).

- La línea punteada es la func. de Planck

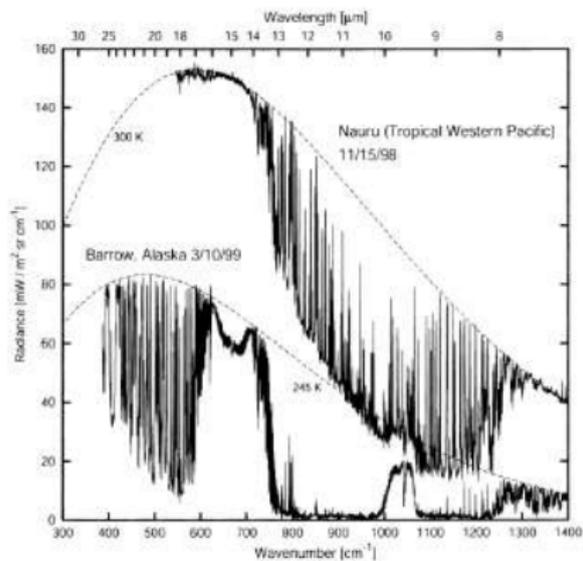
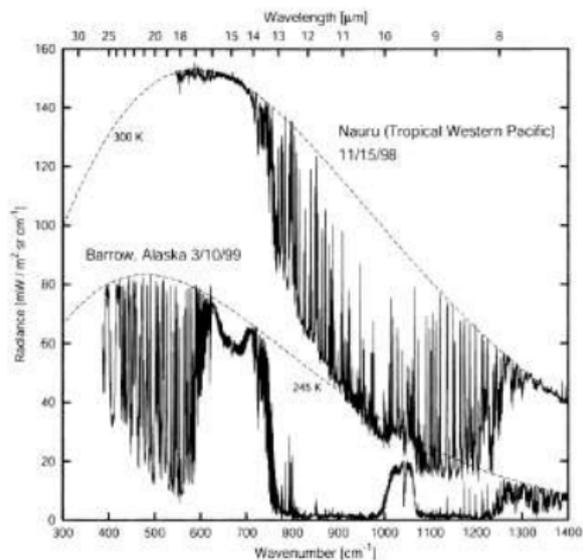


Figure: Petty, fig 8.1. Sensores en superficie en un sitio tropical y un sitio ártico.

Ejemplo



- La línea punteada es la func. de Planck
- para la curva tropical hay dos regiones donde la emisión se aproxima a Planck: $\lambda > 14\mu\text{m}$ y $\lambda < 8\mu\text{m}$. Son regiones en donde la atm. es opaca (CO_2 y vapor de agua), dado que la atmósfera más baja está emitiendo (cálida)..

Figure: Petty, fig 8.1. Sensores en superficie en un sitio tropical y un sitio ártico.

Ejemplo

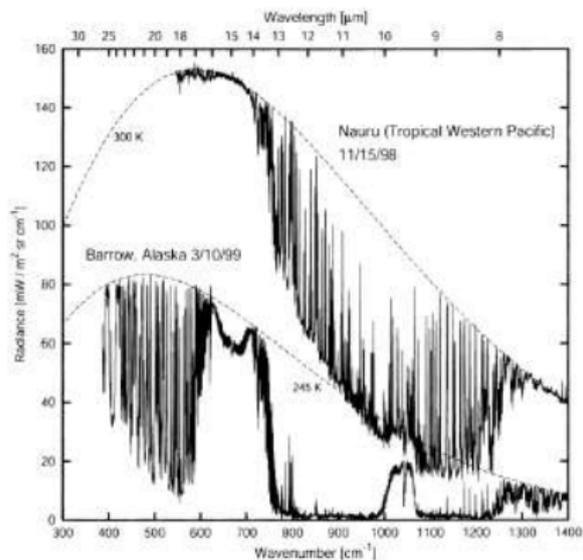


Figure: Petty, fig 8.1. Sensores en superficie en un sitio tropical y un sitio ártico.

- La línea punteada es la func. de Planck
- para la curva tropical hay dos regiones donde la emisión se aproxima a Planck: $\lambda > 14\mu\text{m}$ y $\lambda < 8\mu\text{m}$. Son regiones en donde la atm. es opaca (CO_2 y vapor de agua), dado que la atmósfera más baja está emitiendo (cálida)..
- estas bandas también se ven en el caso ártico, pero como la atm. es muy seca, las bandas no son uniformes

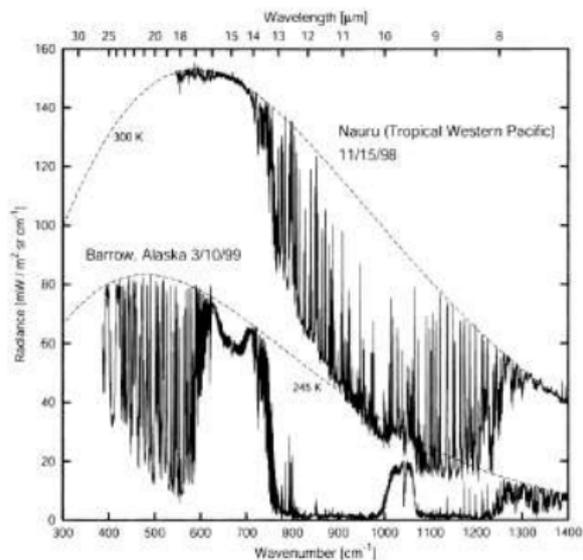


Figure: Petty, fig 8.1. Sensores en superficie en un sitio tropical y un sitio ártico.

- La línea punteada es la func. de Planck
- para la curva tropical hay dos regiones donde la emisión se aproxima a Planck: $\lambda > 14\mu\text{m}$ y $\lambda < 8\mu\text{m}$. Son regiones en donde la atm. es opaca (CO_2 y vapor de agua), dado que la atmósfera más baja está emitiendo (cálida)..
- estas bandas también se ven en el caso ártico, pero como la atm. es muy seca, las bandas no son uniformes
- entre 8 y $13\mu\text{m}$ las temperaturas de brillo son más frías que en la superficie. Esto se conoce como la "ventana sucia" (atm transparente con absorciones puntuales por líneas de vapor de agua). En el caso ártico casi no hay vapor de agua, y se observa una ventana.

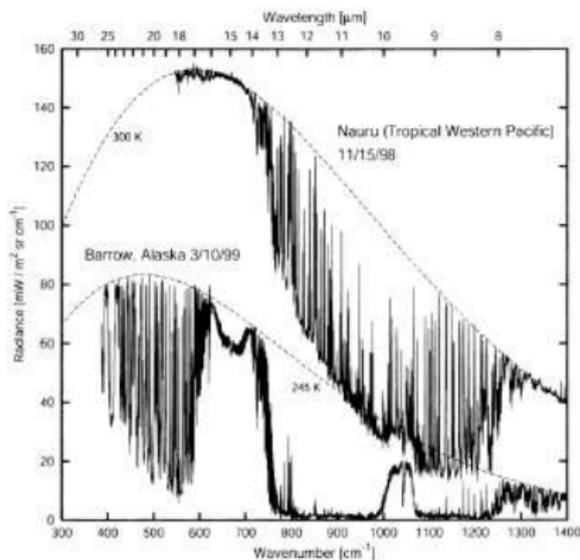


Figure: Petty, fig 8.1. Sensores en superficie en un sitio tropical y un sitio ártico.

- La línea punteada es la func. de Planck
- para la curva tropical hay dos regiones donde la emisión se aproxima a Planck: $\lambda > 14\mu\text{m}$ y $\lambda < 8\mu\text{m}$. Son regiones en donde la atm. es opaca (CO_2 y vapor de agua), dado que la atmósfera más baja está emitiendo (cálida)..
- estas bandas también se ven en el caso ártico, pero como la atm. es muy seca, las bandas no son uniformes
- entre 8 y $13\mu\text{m}$ las temperaturas de brillo son más frías que en la superficie. Esto se conoce como la "ventana sucia" (atm transparente con absorciones puntuales por líneas de vapor de agua). En el caso ártico casi no hay vapor de agua, y se observa una ventana.
- entre 9 y 10, μm se ve la banda de absorción de ozono. Si bien no es totalmente opaco, emite suficiente para percibirlo a 230 K

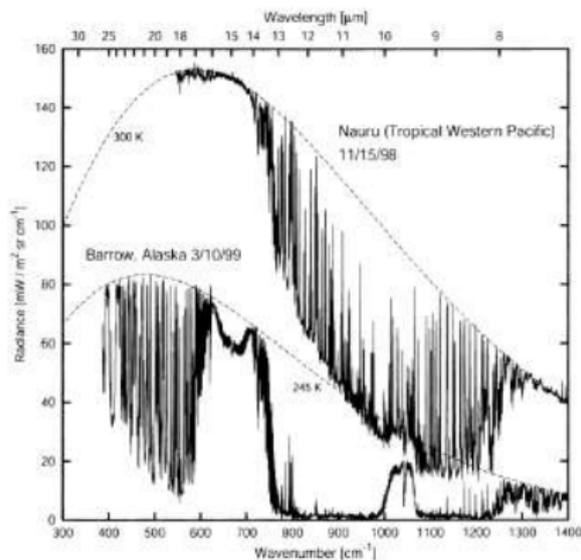


Figure: Petty, fig 8.1. Sensores en superficie en un sitio tropical y un sitio ártico.

- La línea punteada es la func. de Planck
- para la curva tropical hay dos regiones donde la emisión se aproxima a Planck: $\lambda > 14\mu\text{m}$ y $\lambda < 8\mu\text{m}$. Son regiones en donde la atm. es opaca (CO_2 y vapor de agua), dado que la atmósfera más baja está emitiendo (cálida)..
- estas bandas también se ven en el caso ártico, pero como la atm. es muy seca, las bandas no son uniformes
- entre 8 y $13\mu\text{m}$ las temperaturas de brillo son más frías que en la superficie. Esto se conoce como la "ventana sucia" (atm transparente con absorciones puntuales por líneas de vapor de agua). En el caso ártico casi no hay vapor de agua, y se observa una ventana.
- entre 9 y 10, μm se ve la banda de absorción de ozono. Si bien no es totalmente opaco, emite suficiente para percibirlo a 230 K
- esta banda también se ve en la curva tropical, pero diluida

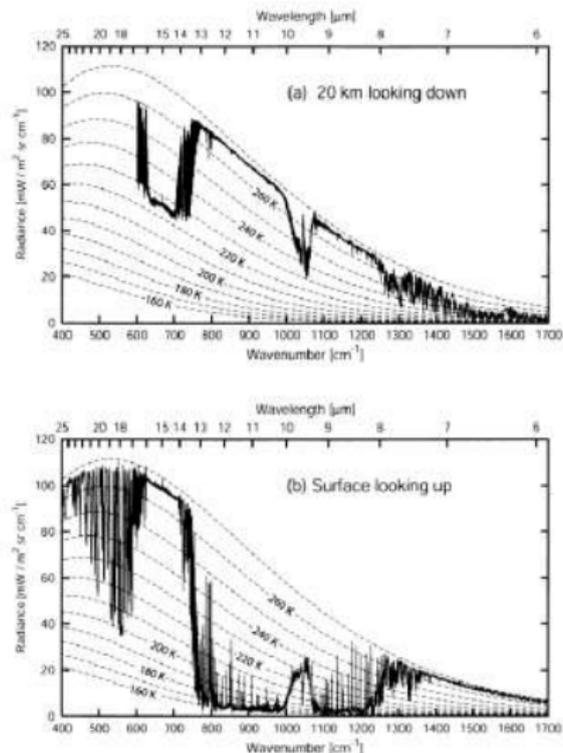


Fig. 8.2: Coincident measurements of the infrared emission spectrum of the cloud-free atmosphere at (a) 20 km looking downward over the polar ice sheet and (b) at the surface looking upward. (Data courtesy of David Tobin, Space Science and Engineering Center, University of Wisconsin-Madison.)

- **Perfiles de temperatura**

Para gases "bien mezclados" (CO₂, O₂, etc.), ρ_i es aprox. conocido (q es cte) al igual que $k_{a,i}$, por lo que se puede calcular $\frac{d}{d\tau} T$. Mediciones pueden servir para estimar el perfil de temperatura en la atmósfera. Se usan bandas cercanas de diferente intensidad de absorción (la temp de brillo corresponde a diferentes alturas, mayor absorción implica medir capas más altas en la atm.). Las variaciones en la temperatura de brillo esta asociada a la variación de la temperatura de cada capa de la atm. Se buscan perfiles de temperatura que sean coherentes con lo observado de forma iterativa.

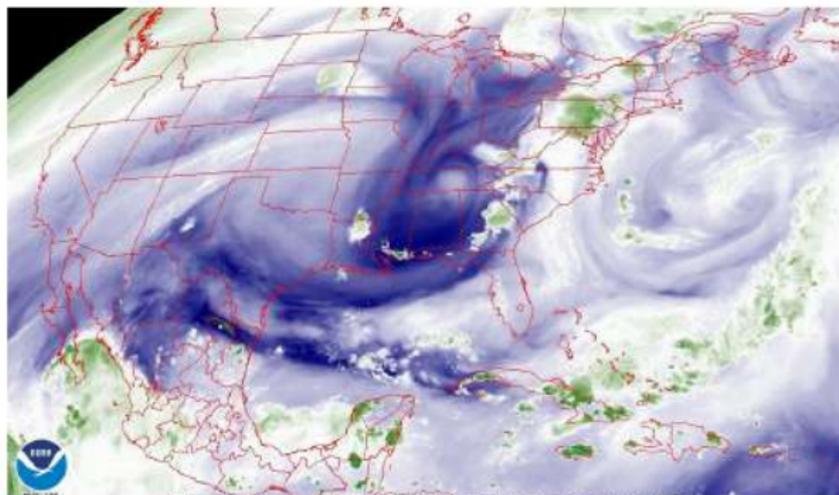
- **Perfiles de temperatura**

Para gases "bien mezclados" (CO_2 , O_2 , etc.), ρ_i es aprox. conocido (q es cte) al igual que $k_{a,i}$, por lo que se puede calcular $\frac{d}{d\tau} T$. Mediciones pueden servir para estimar el perfil de temperatura en la atmósfera. Se usan bandas cercanas de diferente intensidad de absorción (la temp de brillo corresponde a diferentes alturas, mayor absorción implica medir capas más altas en la atm.). Las variaciones en la temperatura de brillo esta asociada a la variación de la temperatura de cada capa de la atm. Se buscan perfiles de temperatura que sean coherentes con lo observado de forma iterativa.

- **Concentración de gases absorbentes de presencia variable**

Si el perfil de temp. es conocido (por ej. en el método anterior), se pueden estimar la concentración de componentes absorbentes de concentración desconocida y presencia variable, como el vapor de agua. En general se usan canales de medición a $6.7\mu\text{m}$, cuyo máximo de absorción se da usualmente en la tropósfera. En este caso, la temperatura de brillo depende principalmente de la ubicación del pico de absorción (y por tanto de la densidad de vapor de agua) más que de la temperatura a cierta altitud. Aire seco produce una temp. de brillo más cálida (pico de abs. en capas más bajas de la tropósfera). El perfil se obtiene con canales entre 5 y $8\mu\text{m}$, relacionados con la banda de absorción del agua centrada en $6.3\mu\text{m}$.

Ejemplo: Satélite GOES-16



- 1 Atmósfera no dispersiva
- 2 Ejemplo: Atmósfera exponencial
- 3 Ecuación de Schwarzschild
- 4 Densidad de flujo monocromático**
- 5 Métodos de resolución para flujos de banda ancha

Radiancias:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = B_{\lambda}(T_s) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau',$$

Radiancias:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = B_{\lambda}(T_s) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau',$$

Para estimar la tasa de calentamiento de la atmósfera es necesario conocer los flujos que suben y que bajan en cada capa de la atmósfera.

Radiancias:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = B_{\lambda}(T_s) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau',$$

Para estimar la tasa de calentamiento de la atmósfera es necesario conocer los flujos que suben y que bajan en cada capa de la atmósfera.

Las densidades de flujo se obtienen integrando en una semiesfera de ángulo sólido, es decir:

$$F_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau) = \int I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau, \pm\mu) \mu d\mu$$

Radiancias:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = B_{\lambda}(T_s) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau',$$

Para estimar la tasa de calentamiento de la atmósfera es necesario conocer los flujos que suben y que bajan en cada capa de la atmósfera.

Las densidades de flujo se obtienen integrando en una semiesfera de ángulo sólido, es decir:

$$F_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau) = \int I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau, \pm\mu) \mu d\mu$$

En el caso de F_{λ}^{\downarrow} tenemos

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = 2\pi \int_0^1 \left[\int_0^{\tau} B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau' \right] \mu d\mu,$$

Radiancias:

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = B_{\lambda}(T_s) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau',$$

Para estimar la tasa de calentamiento de la atmósfera es necesario conocer los flujos que suben y que bajan en cada capa de la atmósfera.

Las densidades de flujo se obtienen integrando en una semiesfera de ángulo sólido, es decir:

$$F_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau) = \int I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^1 I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau, \pm\mu) \mu d\mu$$

En el caso de F_{λ}^{\downarrow} tenemos

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = 2\pi \int_0^1 \left[\int_0^{\tau} B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] d\tau' \right] \mu d\mu,$$

reordenando

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} \left[2 \int_0^1 T_{\lambda}[(\tau - \tau')/\mu] \mu d\mu \right] d\tau',$$

$$\Rightarrow F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}^f(\tau - \tau') d\tau', \quad (5)$$

donde definimos la **transmitancia difusa** como

$$T_{\lambda}^f(\tau) \equiv 2 \int_0^1 T_{\lambda}[\tau/\mu] \mu d\mu$$

$$\Rightarrow F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}^f(\tau - \tau') d\tau', \quad (5)$$

donde definimos la **transmitancia difusa** como

$$T_{\lambda}^f(\tau) \equiv 2 \int_0^1 T_{\lambda}[\tau/\mu] \mu d\mu$$

Análogamente

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = \pi B(T_s) T_{\lambda}^f(\tau^* - \tau) - \int_{\tau}^{\tau^*} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}^f(\tau' - \tau) d\tau', \quad (6)$$

$$\Rightarrow F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}^f(\tau - \tau') d\tau', \quad (5)$$

donde definimos la **transmitancia difusa** como

$$T_{\lambda}^f(\tau) \equiv 2 \int_0^1 T_{\lambda}[\tau/\mu] \mu d\mu$$

Análogamente

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = \pi B(T_s) T_{\lambda}^f(\tau^* - \tau) - \int_{\tau}^{\tau^*} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}^f(\tau' - \tau) d\tau', \quad (6)$$

Contribuciones al flujo

- **flujo que sube:** emisión de la superficie (atenuada por el camino óptico) y la contribución de las capas emisoras de la atmósfera (ponderadas por el cambio de transmitancia).
- **flujo que baja:** contribución de la atmósfera.

Transmitancia difusa

Comentario

transmitancia difusa - aproximación

$$T_{\lambda}^f(\tau) \equiv 2 \int_0^1 T_{\lambda}[\tau/\mu] \mu d\mu = 2 \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu d\mu$$

$$T_{\lambda}^f(\tau) \simeq e^{-\tau/\bar{\mu}}$$

Ángulo cenital efectivo para la transmitancia de flujo monocromático

La transmitancia difusa (densidad de flujo) es igual a la transmitancia del haz (radiancia) que incide desde una dirección efectiva $\bar{\mu}$. El valor exacto de $\bar{\mu}$ depende de τ , pero es usual considerarlo constante.

El valor más comúnmente utilizado es $\bar{\mu} = 3/5 = 0.6 \Rightarrow \theta_{ef} \simeq 53.1^\circ$.

Transmitancia difusa

Comentario

transmitancia difusa - aproximación

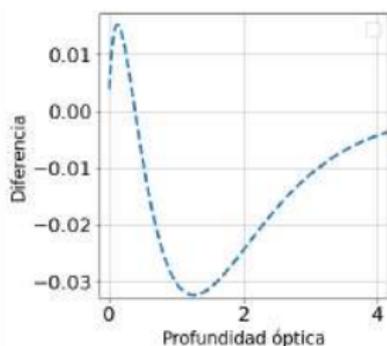
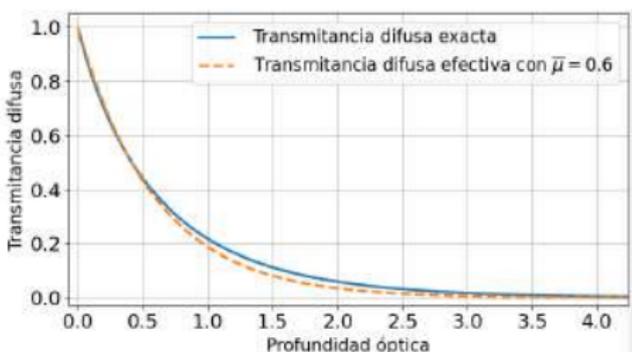
$$T_{\lambda}^f(\tau) \equiv 2 \int_0^1 T_{\lambda}[\tau/\mu] \mu d\mu = 2 \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu d\mu$$

$$T_{\lambda}^f(\tau) \simeq e^{-\tau/\bar{\mu}}$$

Ángulo cenital efectivo para la transmitancia de flujo monocromático

La transmitancia difusa (densidad de flujo) es igual a la transmitancia del haz (radiancia) que incide desde una dirección efectiva $\bar{\mu}$. El valor exacto de $\bar{\mu}$ depende de τ , pero es usual considerarlo constante.

El valor más comúnmente utilizado es $\bar{\mu} = 3/5 = 0.6 \Rightarrow \theta_{ef} \simeq 53.1^\circ$.



La **Densidad de flujo** se obtiene integrando en todo el espectro;

$$F^{\uparrow\downarrow}(\tau) = \int_0^{\infty} F_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau) d\lambda.$$

La **Densidad de flujo** se obtiene integrando en todo el espectro;

$$F^{\uparrow\downarrow}(\tau) = \int_0^{\infty} F_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau) d\lambda.$$

La **Densidad de flujo neto de banda ancha** es necesaria para estudiar la tasa de calentamiento de la atmósfera

$$F^{neto}(\tau) = F^{\uparrow}(\tau) - F^{\downarrow}(\tau)$$

La **Densidad de flujo** se obtiene integrando en todo el espectro;

$$F^{\uparrow\downarrow}(\tau) = \int_0^{\infty} F_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau) d\lambda.$$

La **Densidad de flujo neto de banda ancha** es necesaria para estudiar la tasa de calentamiento de la atmósfera

$$F^{neto}(\tau) = F^{\uparrow}(\tau) - F^{\downarrow}(\tau)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}(z) = -\frac{1}{\rho(z)C_p} \frac{\partial F^{neto}}{\partial z}(z) \right)$$

La **Densidad de flujo** se obtiene integrando en todo el espectro;

$$F^{\uparrow\downarrow}(\tau) = \int_0^{\infty} F_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}(\tau) d\lambda.$$

La **Densidad de flujo neto de banda ancha** es necesaria para estudiar la tasa de calentamiento de la atmósfera

$$F^{neto}(\tau) = F^{\uparrow}(\tau) - F^{\downarrow}(\tau)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}(z) = -\frac{1}{\rho(z)C_p} \frac{\partial F^{neto}}{\partial z}(z) \right)$$

Comentarios

- La densidad de flujo también se puede definir en una banda específica $[\lambda_1, \lambda_2]$ (ej: NIR).
- El flujo neto también se puede definir de forma monocromática

- 1 Atmósfera no dispersiva
- 2 Ejemplo: Atmósfera exponencial
- 3 Ecuación de Schwarzschild
- 4 Densidad de flujo monocromático
- 5 Métodos de resolución para flujos de banda ancha

Los métodos de resolución de la transferencia radiativa en el IR tienen la dificultad de lidiar con el espectro y líneas de absorción de las componentes de la atmósfera.

Se pueden clasificar en categorías:

- **Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)**
- **Modelos de transmisión de banda**
- **Método de distribución-k**

Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

Se basa en resolver las expresiones de $I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}$ (ecuaciones 3 y 4) para cada λ y luego integrar.

Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

Se basa en resolver las expresiones de $I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}$ (ecuaciones 3 y 4) para cada λ y luego integrar. Para eso es necesario conocer el espesor óptico, $\tau_{\lambda}(z) = \int \beta_{\lambda,a}(z) dz$.

Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

Se basa en resolver las expresiones de $I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}$ (ecuaciones 3 y 4) para cada λ y luego integrar. Para eso es necesario conocer el espesor óptico, $\tau_{\lambda}(z) = \int \beta_{\lambda,a}(z) dz$.

$$\beta_{\lambda,a}(z) = \sum_{i=1}^N \beta_{a,i}(z) = \sum_{i=1}^N \rho_i k_{a,i}(z) = \dots$$

donde $i = 1, \dots, N$ denota el componente (CO₂, O₃, H₂O, etc.) y ρ_i es la densidad local de masa del componente i -ésimo.

Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, \mu) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau^*, \mu) T_{\lambda}[(\tau^* - \tau)/\mu] - \int_{\tau}^{\tau^*} B_{\lambda}(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\lambda}[(\tau' - \tau)/\mu] d\tau'$$

Se basa en resolver las expresiones de $I_{\lambda}^{\uparrow\downarrow}$ (ecuaciones 3 y 4) para cada λ y luego integrar. Para eso es necesario conocer el espesor óptico, $\tau_{\lambda}(z) = \int \beta_{\lambda,a}(z) dz$.

$$\beta_{\lambda,a}(z) = \sum_{i=1}^N \beta_{a,i}(z) = \sum_{i=1}^N \rho_i k_{a,i}(z) = \dots$$

donde $i = 1, \dots, N$ denota el componente (CO_2 , O_3 , H_2O , etc.) y ρ_i es la densidad local de masa del componente i -ésimo.

$$\dots \sum_{i=1}^N \rho_i \left[k_{\text{cont},i}(z) + \sum_{j=1}^{M_i} S_{ij}(z) f_{ij}(\lambda - \lambda_{i,j}, z) \right] \quad (7)$$

donde M_i es el número de líneas de absorción del componente i , S_{ij} es la intensidad de la línea, $f_{i,j}$ la forma y $\lambda_{i,j}$ la posición.

La dependencia con la z de S y f es a través de la Temperatura y presión locales.

Gases relevantes

En las bandas IR (cercana, térmica y lejana) los principales absorbentes son el dióxido de carbono (CO_2), vapor de agua (H_2O), ozono (O_3), metano (CH_4) y óxido nitroso (N_2O)

Bases de datos disponibles

HITRAN

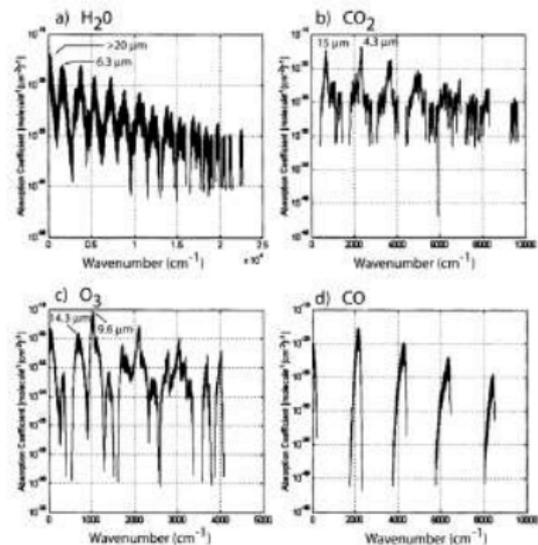


Fig. 9.10: Spectra of absorption cross-sections for several molecules encountered in the atmosphere. Absorption bands of particular significance for thermal radiative transfer in the atmosphere are labeled with the center wavelength. (a) Water vapor. (b) Carbon dioxide. (c) Ozone. (d) Carbon monoxide.

Figure: Petty. El CO es el único diatómico. Tiene bandas más simples

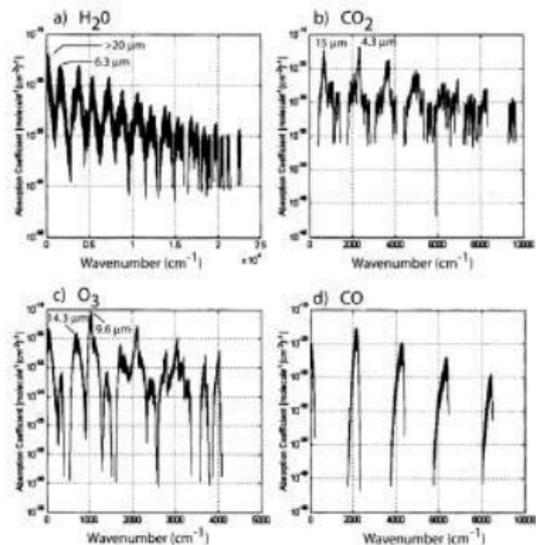


Fig. 9.10: Spectra of absorption cross-sections for several molecules encountered in the atmosphere. Absorption bands of particular significance for thermal radiative transfer in the atmosphere are labeled with the center wavelength. (a) Water vapor. (b) Carbon dioxide. (c) Ozone. (d) Carbon monoxide.

- Las bandas de absorción se ubican en función del número de onda, $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ (en cm^{-1})

Figure: Petty. El CO es el único diatómico. Tiene bandas más simples

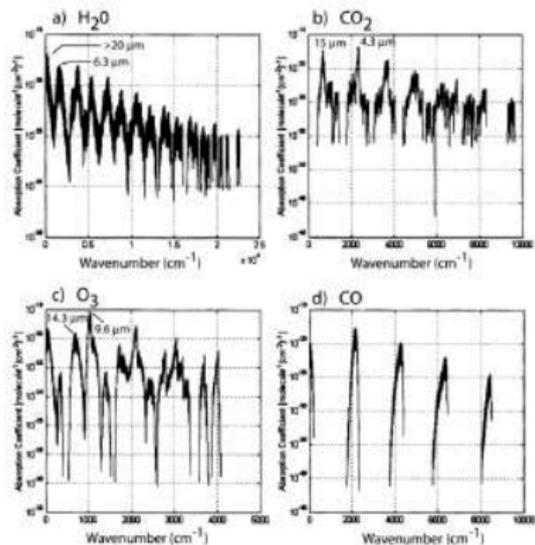


Fig. 9.10: Spectra of absorption cross-sections for several molecules encountered in the atmosphere. Absorption bands of particular significance for thermal radiative transfer in the atmosphere are labeled with the center wavelength. (a) Water vapor. (b) Carbon dioxide. (c) Ozone. (d) Carbon monoxide.

- Las bandas de absorción se ubican en función del número de onda, $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ (en cm⁻¹)

- $$\lambda(\mu\text{m}) = \frac{1}{\tilde{\nu}(\text{cm}^{-1})} \times 10^4$$

Figure: Petty. El CO es el único diatómico. Tiene bandas más simples

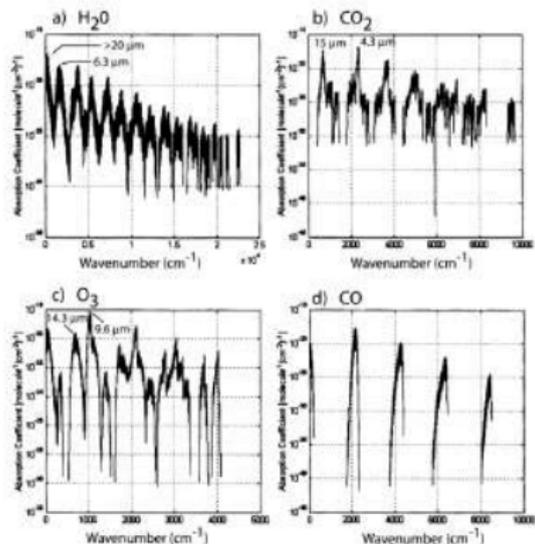


Fig. 9.10: Spectra of absorption cross-sections for several molecules encountered in the atmosphere. Absorption bands of particular significance for thermal radiative transfer in the atmosphere are labeled with the center wavelength. (a) Water vapor. (b) Carbon dioxide. (c) Ozone. (d) Carbon monoxide.

- Las bandas de absorción se ubican en función del número de onda, $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ (en cm⁻¹)
- $\lambda(\mu\text{m}) = \frac{1}{\tilde{\nu}(\text{cm}^{-1})} \times 10^4$
- Existen bases de datos con información disponible...

Figure: Petty. El CO es el único diatómico. Tiene bandas más simples

Select individual molecules below or [Select all](#) [Select first 7 then: 2. Select isotopologues >](#)

| ID | Formula | Name | - | Line count | $\nu_{\min} / \text{cm}^{-1}$ | $\nu_{\max} / \text{cm}^{-1}$ | $S_{\min} / \text{cm} \cdot \text{molec}^{-1}$ | $S_{\max} / \text{cm} \cdot \text{molec}^{-1}$ | Overview spectrum |
|---------------------------------------|------------------|-----------------|---|------------|-------------------------------|-------------------------------|--|--|----------------------|
| <input checked="" type="checkbox"/> 1 | H ₂ O | Water | | 486258 | 1.340×10^{-4} | 41999.696 | 1.055×10^{-39} | 2.661×10^{-18} | link |
| <input type="checkbox"/> 2 | CO ₂ | Carbon Dioxide | | 545084 | 0.757 | 19908.186 | 3.934×10^{-35} | 3.542×10^{-18} | link |
| <input type="checkbox"/> 3 | O ₃ | Ozone | | 487466 | 0.026 | 6996.681 | 1.498×10^{-31} | 4.166×10^{-20} | link |
| <input type="checkbox"/> 4 | N ₂ O | Nitrous Oxide | | 160478 | 0.791 | 10363.675 | 1.010×10^{-30} | 1.004×10^{-18} | link |
| <input type="checkbox"/> 5 | CO | Carbon Monoxide | | 5381 | 3.402 | 14477.377 | 1.013×10^{-45} | 4.465×10^{-19} | link |
| <input type="checkbox"/> 6 | CH ₄ | Methane | | 445749 | 0.001 | 11501.872 | 1.052×10^{-37} | 2.114×10^{-19} | link |
| <input type="checkbox"/> 7 | O ₂ | Oxygen | | 29793 | 6.440×10^{-7} | 57027.590 | 1.960×10^{-54} | 6.978×10^{-19} | link |
| <input type="checkbox"/> 8 | NO | Nitric Oxide | | 384305 | 1.000×10^{-6} | 23726.368 | 1.000×10^{-99} | 2.322×10^{-20} | link |

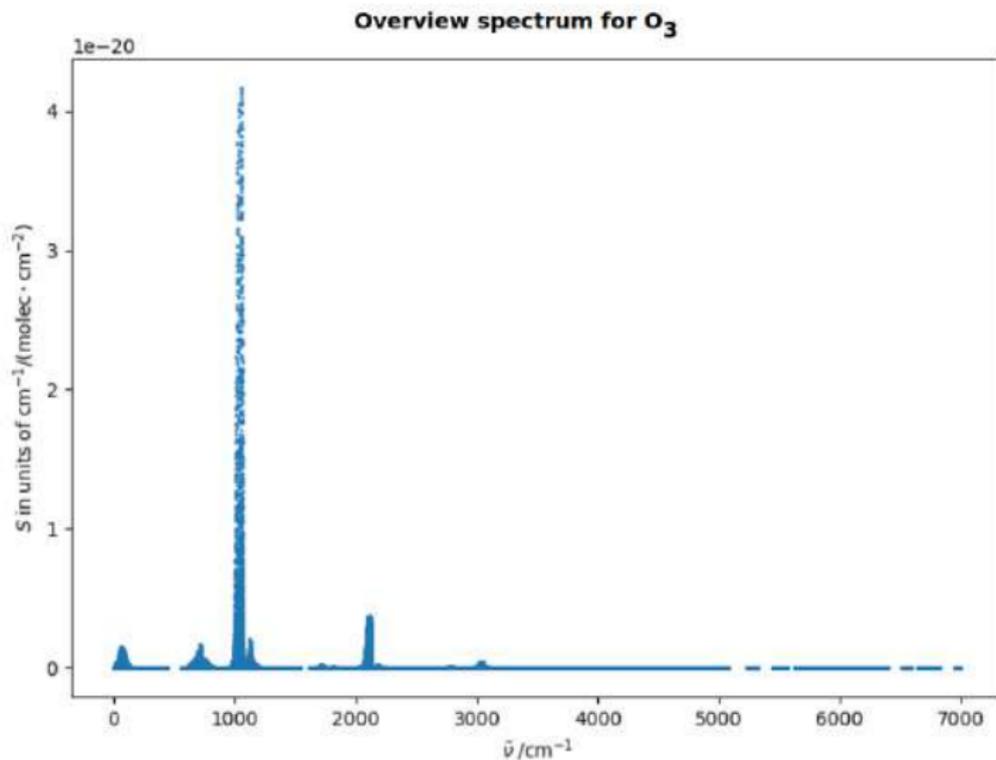
Base de datos de libre acceso y constante actualización.

Contiene información de más de un millón de líneas de absorción desde 240 nm

($\approx 42 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$) en adelante

Bases de datos disponibles

HITRAN - Ejemplo O3



Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

- Dado un z de interés y una dirección (μ), el método línea a línea implica sumar las contribuciones de todas las líneas de absorción relevantes al coeficiente β , repitiendo el procedimiento para todos los z' entre z y el TOA (o el suelo, según el caso).

Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

- Dado un z de interés y una dirección (μ), el método línea a línea implica sumar las contribuciones de todas las líneas de absorción relevantes al coeficiente β , repitiendo el procedimiento para todos los z' entre z y el TOA (o el suelo, según el caso).
- Este método es útil en aplicaciones de sensado remoto, donde se cuenta con sensores con número pequeño de canales espectrales.

Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

- Dado un z de interés y una dirección (μ), el método línea a línea implica sumar las contribuciones de todas las líneas de absorción relevantes al coeficiente β , repitiendo el procedimiento para todos los z' entre z y el *TOA* (o el suelo, según el caso).
- Este método es útil en aplicaciones de sensado remoto, donde se cuenta con sensores con número pequeño de canales espectrales.
- No es un método conveniente para el modelado de densidad de flujos de banda ancha, dado que requiere hacer cálculos en un gran número de longitudes de onda y para alturas en cada caso

Cálculos línea a línea para el flujo monocromático (LBL)

- Dado un z de interés y una dirección (μ), el método línea a línea implica sumar las contribuciones de todas las líneas de absorción relevantes al coeficiente β , repitiendo el procedimiento para todos los z' entre z y el TOA (o el suelo, según el caso).
- Este método es útil en aplicaciones de sensado remoto, donde se cuenta con sensores con número pequeño de canales espectrales.
- No es un método conveniente para el modelado de densidad de flujos de banda ancha, dado que requiere hacer cálculos en un gran número de longitudes de onda y para alturas en cada caso
- No es útil para modelos de circulación global (GCM) o en modelos de predicción de tiempo numéricos (NWP), dado que no es operativo por su gran costo computacional.

- Se clasifican como de banda ancha o de banda fina.
- Banda ancha: se utilizan para reducir al mínimo el tiempo computacional (operativos)
- Banda fina: menos eficientes, más precisos (significativamente más rápidos que modelos LBL)
- Dividen el espectro en N intervalos de $\Delta\tilde{\nu}_s$ de forma que en cada sub-intervalo haya un número significativo de líneas de un componente particular de la atmósfera, y que el intervalo sea pequeño como para suponer que la Función de Planck ($B_{\tilde{\nu}}$) es constante.

Ejemplo:

$$F^{\downarrow} = \int_0^{\infty} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow} d\tilde{\nu} = \sum_{s=1}^N \int_{\Delta\tilde{\nu}} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow} d\tilde{\nu} = \sum_{s=1}^N F_s^{\downarrow}$$

- Se clasifican como de banda ancha o de banda fina.
- Banda ancha: se utilizan para reducir al mínimo el tiempo computacional (operativos)
- Banda fina: menos eficientes, más precisos (significativamente más rápidos que modelos LBL)
- Dividen el espectro en N intervalos de $\Delta\tilde{\nu}_s$ de forma que en cada sub-intervalo haya un número significativo de líneas de un componente particular de la atmósfera, y que el intervalo sea pequeño como para suponer que la Función de Planck ($B_{\tilde{\nu}}$) es constante.

Ejemplo:

$$F^{\downarrow} = \int_0^{\infty} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow} d\tilde{\nu} = \sum_{s=1}^N \int_{\Delta\tilde{\nu}} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow} d\tilde{\nu} = \sum_{s=1}^N F_s^{\downarrow}$$
$$F_s^{\downarrow}(\tau) = \int_{\Delta\tilde{\nu}_s} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow}(\tau) d\tilde{\nu} = \int_{\Delta\tilde{\nu}_s} \left[\int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\tilde{\nu}}^f(\tau - \tau') d\tau' \right] d\tilde{\nu}$$

- Se clasifican como de banda ancha o de banda fina.
- Banda ancha: se utilizan para reducir al mínimo el tiempo computacional (operativos)
- Banda fina: menos eficientes, más precisos (significativamente más rápidos que modelos LBL)
- Dividen el espectro en N intervalos de $\Delta\tilde{\nu}_s$ de forma que en cada sub-intervalo haya un número significativo de líneas de un componente particular de la atmósfera, y que el intervalo sea pequeño como para suponer que la Función de Planck ($B_{\tilde{\nu}}$) es constante.

Ejemplo:

$$F_{\downarrow} = \int_0^{\infty} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow} d\tilde{\nu} = \sum_{s=1}^N \int_{\Delta\tilde{\nu}_s} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow} d\tilde{\nu} = \sum_{s=1}^N F_s^{\downarrow}$$
$$F_s^{\downarrow}(\tau) = \int_{\Delta\tilde{\nu}_s} F_{\tilde{\nu}}^{\downarrow}(\tau) d\tilde{\nu} = \int_{\Delta\tilde{\nu}_s} \left[\int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d}{d\tau'} T_{\tilde{\nu}}^f(\tau - \tau') d\tau' \right] d\tilde{\nu}$$
$$F_s^{\downarrow}(\tau) = \pi \Delta\tilde{\nu} \int_0^{\tau} \overline{B}_s(\tau') \frac{d}{d\tau'} \mathcal{T}_s(\tau - \tau') d\tau'$$

Donde definimos la **transmitancia promedio de banda** como

$$\mathcal{T}_s(\tau) \equiv \frac{1}{\Delta\tilde{\nu}_s} \int_{\Delta\tilde{\nu}_s} e^{-\frac{\tau\tilde{\nu}}{\mu}} d\tilde{\nu}$$

Método de Distribución-k

- Se basa en agrupar transmitancias espectrales de acuerdo a su coeficiente de absorción $k_{\tilde{\nu}}$. Para cierta banda espectral, en vez de integrar T en el nro. de onda (o long. de onda), se integra sobre una función más suave, lo que permite una discretización en intervalos más grandes (con mucho menos costo computacional)
- Método preciso y muy utilizado. También puede aplicarse a atmósferas con dispersión

Repaso: Atenuación de un haz en una atmósfera homogénea

$$T_{\tilde{\nu}} = \exp\left(-\int \beta(s) ds\right) \Rightarrow \int_{s_1}^{s_2} \beta_a(s) ds = \int_{s_1}^{s_2} k_a \rho(s) ds = k_a \int_{s_1}^{s_2} \rho(s) ds = k_a u,$$

donde u es la masa óptica (en kg/m^2).

En una atmósfera homogénea, la transmitancia espectral es independiente del orden de integración de k . Entonces, la integración en el nro. de onda se reemplaza por la integración en el espacio de k para la transmitancia de banda ancha:

$$\mathcal{T}(u) = \frac{1}{\Delta\tilde{\nu}} \int_{\Delta\tilde{\nu}} e^{-k(\tilde{\nu})u} d\tilde{\nu} = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} e^{k u} f(k) dk$$

donde $f(k)$ es la función de distribución de probabilidad de k dentro del intervalo $\Delta\tilde{\nu}$.

Metodo de Distribución-k

Si utilizamos la CDF (Cumulative Distribution Function), $g(k) = \int_{k_{min}}^k f(k)dk$, que es una función suave y que verifica $g(k_{min}) = 0$ y $g(k_{max}) = 1$ tenemos

$$\mathcal{T}(u) = \int_0^1 e^{k(g)^u} dg \simeq \sum_{j=1}^M e^{k(g_j)^u} \Delta g_j$$

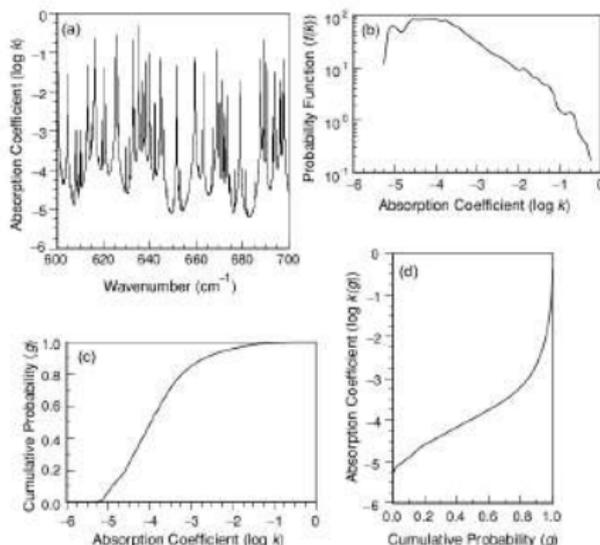


Figure 4.5 (a) Absorption coefficient k , in units of $(\text{cm atm})^{-1}$ as a function of wavenumber with a resolution of 0.01 cm^{-1} in the H_2O rotational band with $p = 600 \text{ mb}$ and $T = 260 \text{ K}$. (b) The probability function $f(k)$ of the absorption coefficient. (c) The cumulative probability function for $f(k)$ shown in (b), plotted as a function of k . (d) Same as (c), except that values of the absorption coefficient are expressed as a function of g .

Método de Correlación de Distribución-k

Caminos no homogéneos

El método de distribución-k asume que el gas es homogéneo en el camino. Básicamente presión y temperatura constantes. Esto es aplicable a caminos horizontales.

¿Qué sucede en un camino no homogéneo?

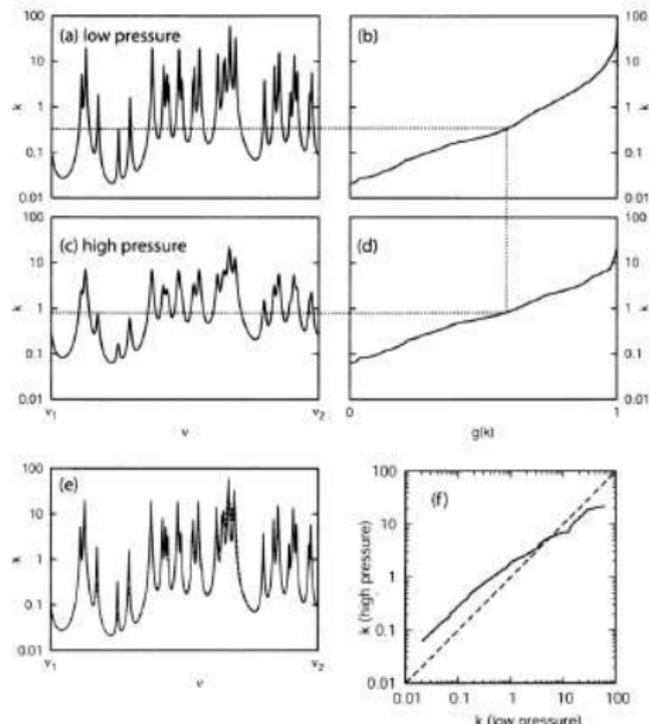


Fig. 10.5: Illustration of the k -distribution method and its extension, the correlated- k method. (a) A hypothetical spectrum of absorption coefficient k at relatively low pressure. (b) By sampling the spectrum at fine intervals and then sorting the results so that k increases monotonically, we define the function $0 \leq g(k) \leq 1$ (horizontal axis). Panels (c) and (d) are the same as (a) and (b) except with stronger pressure broadening. (e) Comparison of the actual spectrum for low pressure [from panel (a)] (solid curve) with one estimated from the spectrum at higher pressure [panel (c)] (dotted curve), using the mapping in panel (f). (f) The mapping between k values at the two pressure levels, based on equal values of g .

El método de Correlación de distribución-k propone generalizar resultados anteriores para atmósferas no homogéneas, donde k_a varía con la altura (presión) y por tanto varía el ancho de los picos de absorción.

$$i\mathcal{T}(u) = \int_0^1 \exp \left[\int_0^u k_a(g, u') du' \right] dg?$$

- La ec. sería exactamente válida si g corresponde al mismo $\tilde{\mu}$ en todo el recorrido.
- Una estrategia es calcular un u efectivo, teniendo en cuenta la variación por presión. y usar la ecuación de la placa anterior.
- Otra opción es dividir el camino en Δu donde poder estimar las funciones g , sustituyendo la integral por una sumatoria.

Fin