

Planétologie comparative : atmosphère (2)

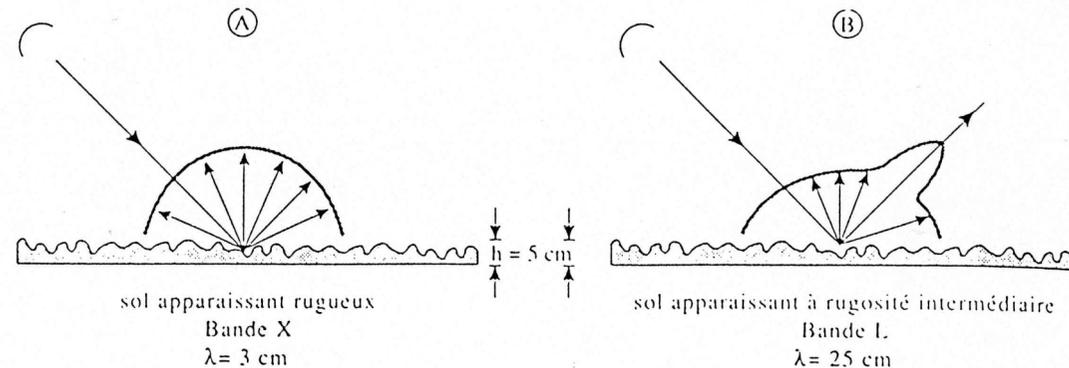
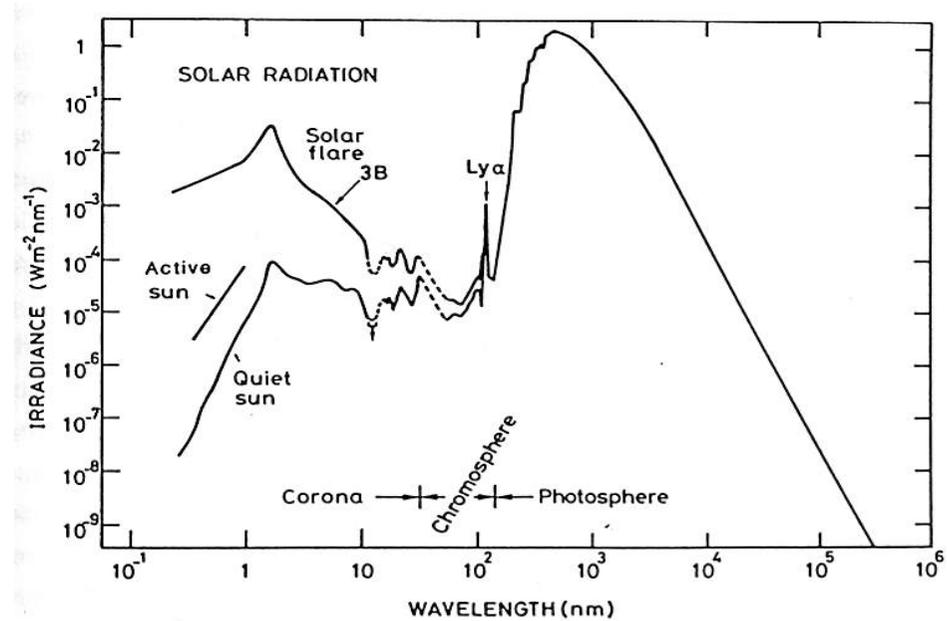


Nomenclature des domaines de longueur d'onde

Rayons X	X dur	<1	nm
	X mou	1-10	nm
Ultraviolet (UV)	UV extrême (FUV ou EUV)	0,01-0,20	μm
	UV intermédiaire (MUV)	0,20-0,30	μm
	UV proche (NUV)	0,30-0,38	μm
Visible (Vis.)	Violet	0,38-0,45	μm
	Bleu	0,45-0,49	μm
	Vert	0,49-0,56	μm
	Jaune	0,56-0,59	μm
	Orange	0,59-0,63	μm
	Rouge	0,63-0,76	μm
Infrarouge (IR)	IR proche (NIR)	0,8-1,5	μm
	IR courte longueur d'onde (SWIR)	1,5-3,0	μm
	IR longueur d'onde intermédiaire (MWIR)	3-5	μm
	IR grande longueur d'onde (LWIR)	5-15	μm
	IR lointain (FIR)	15-300	μm
Micro-onde	Submillimétrique	0,01-0,10	cm
	Millimétrique	0,1-1,0	cm
	Micro-onde	1-100	cm

Radiance et irradiance

- Irradiance spectrale : flux collimaté, se propageant dans une seule direction. Vrai du flux solaire (source quasiment ponctuelle) : F ($\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1}$).
- Intensité d'un rayonnement se propageant dans toutes les directions : intensité spécifique I ($\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$), ou encore radiance (ou luminance) spectrale.



Distribution verticale de l'atmosphère

- Loi des gaz parfaits : $p = nkT$
- Loi de l'équilibre hydrostatique : $dp = -\rho g dz$, où $\rho = nm$ (n : densité atmosphérique, m : masse moléculaire moyenne).
- D'où $dp/p = -dz/H$, avec $H = kT/mg$ (échelle de hauteur).
- Exercice : estimer les échelles de hauteur des troposphères de la Terre, de Mars et de Vénus.
- Dans l'hypothèse (simplificatrice) d'une atmosphère isotherme :
 - $p(z) = p_0 \exp(-z/H)$
 - $n(z) = n_0 \exp(-z/H)$
- La densité intégrée verticalement $\int n(z) dz$, de 0 à l'infini, vaut Hn_0 . Elle s'exprime en m^{-2} .
- Exercice : estimer les densités intégrées verticalement des atmosphères de la Terre, de Mars et de Vénus.

Loi de Beer-Lambert

- Quantité dI d'un rayonnement d'intensité I absorbée sur la distance ds :

$$dI(\lambda)/ds = -n\sigma(\lambda) I(\lambda),$$

où n est la densité de molécules absorbantes (par exemple CO_2), exprimée en m^{-3} , et $\sigma(\lambda)$ la section efficace de chaque molécule, exprimée en m^2 . Sommation si plusieurs types de molécules.

- Coefficient d'absorption $\kappa(\lambda) = n\sigma(\lambda)$, exprimé en m^{-1} .

$$dI/ds = -\kappa(\lambda)I,$$

- Epaisseur optique $\tau(\lambda)$ définie par $d\tau(\lambda) = \kappa(\lambda)ds$: nombre sans dimension. D'où :

$$dI/d\tau = -I$$

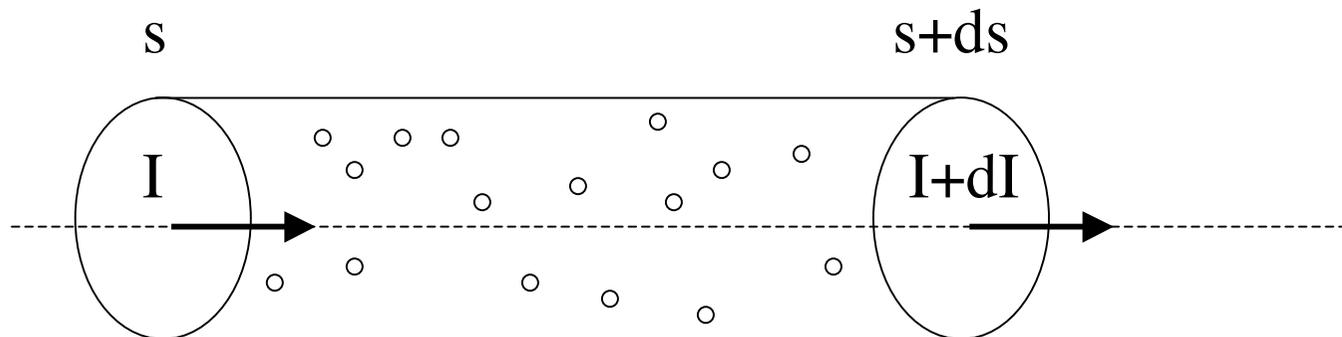
- soit, entre 0 et s ,

$$I(s) = I_0 \exp(-\tau) \text{ (loi de Beer-Lambert).}$$

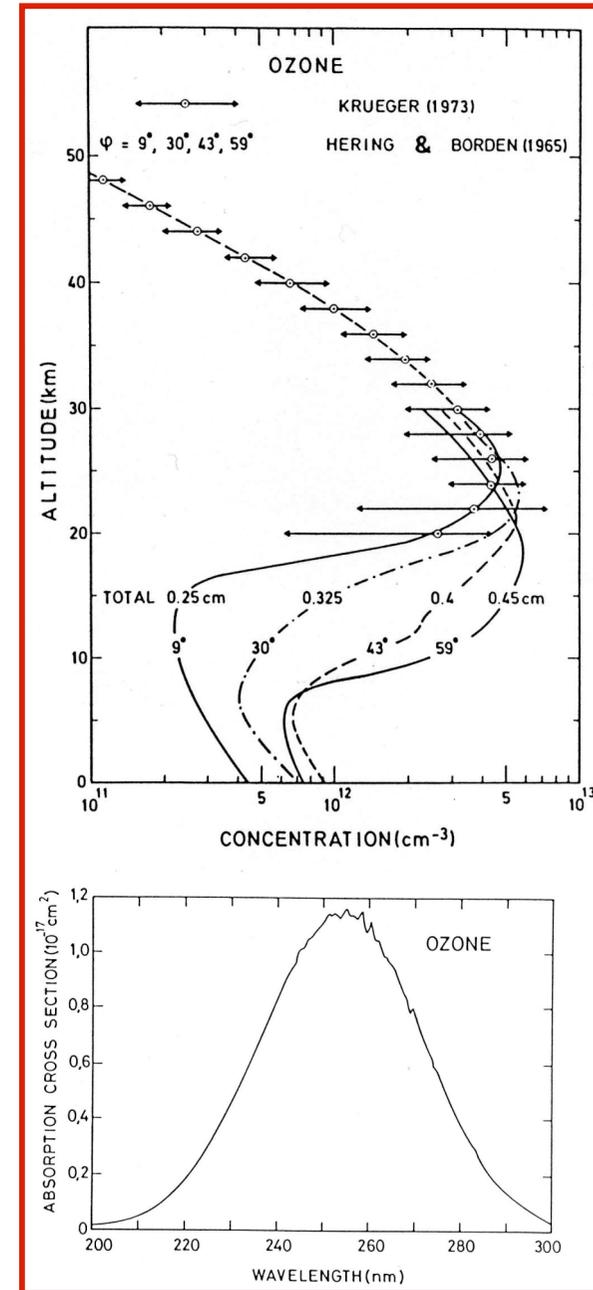
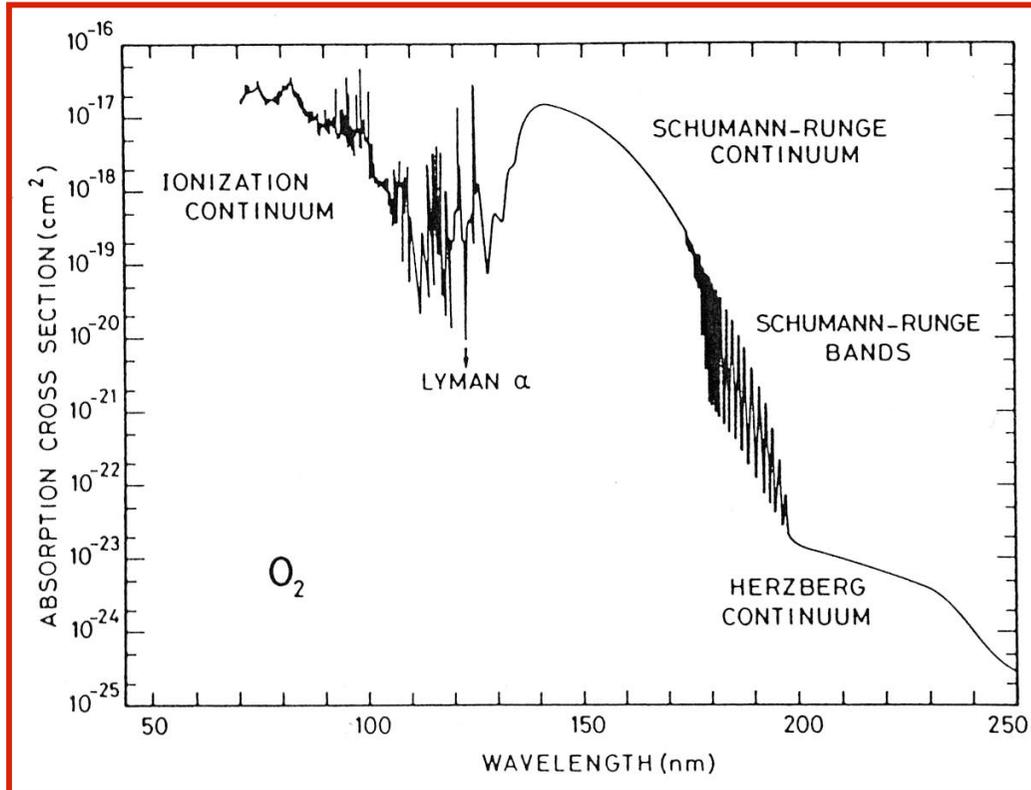
- Décroissance d'un facteur $\exp(1)$ sur un trajet d'épaisseur optique unité.

Notion de section efficace

- Dans l'approche physique, la section efficace σ de la molécule est reliée à la partie imaginaire de la polarisabilité de cette molécule, elle-même reliée à l'indice imaginaire (au niveau macroscopique).
- Approche analogique : la molécule peut être assimilée à une bille de section σ interceptant le rayonnement. Chaque bille retranche au rayonnement d'intensité I , en l'absorbant, la quantité σI . Sur une longueur ds , et une section unité, le nombre de billes est nds (n étant la densité), d'où $dI = -nds \sigma I$, soit $dI/ds = -n\sigma I$.
- L'épaisseur optique $d\tau$ du morceau de tube de longueur ds est $n\sigma ds$ (sans dimension)



- Exercices :
- Estimer l'épaisseur optique verticale totale d'absorption de O_2 dans l'atmosphère terrestre à 100, 140, 180 et 200 nm.
- Même question pour l'ozone stratosphérique ($z > 20$ km) à 220, 250 et 280 nm.



Equation du transfert radiatif

$$\frac{dI(\nu, \vec{n})}{ds} = -\kappa(\nu)I(\nu, \vec{n}) + \varepsilon(\nu)$$

- $I(\nu, \vec{n})$: Intensité spécifique du rayonnement à la fréquence ν se propageant dans la direction \vec{n} .
 - s : abscisse curviligne le long de la direction de propagation.
- $\kappa(\nu)$: coefficient d'absorption à la fréquence ν .
- $\varepsilon(\nu)$: coefficient d'émission à la fréquence ν .

Equilibre thermodynamique local

- L'état d'ETL (Equilibre Thermodynamique Local) est réalisé lorsque $T_{\text{int}}=T_{\text{cin}}$ où :
 - T_{int} : température interne de vibration(/rotation) des molécules (petits oscillateurs) définie par :

$$W_{\text{int}} = \frac{h\nu}{\exp(h\nu / kT_{\text{int}}) - 1}$$

- T_{cin} : température d'agitation thermique des molécules définie par : $W_{\text{cin}} = 3/2 kT_{\text{cin}}$.
- On a l'ETL si le temps de relaxation des molécules par collisions est inférieur au temps de relaxation par rayonnement : vérifié si $p > 10$ Pa, ou 0,1 mbar.
- Dans l'atmosphère terrestre, l'ETL est vérifié au dessous de ≈ 60 km.

Loi de Kirchoff

- A l'ETL, la relation de Kirchoff s'applique :

$$\frac{\varepsilon(\nu)}{\kappa(\nu)} = B(\nu, T)$$

- L'équation du transfert radiatif à l'ETL peut donc s'écrire :

$$\frac{dI(\nu, \vec{n})}{ds} = -\kappa(\nu)[I(\nu, \vec{n}) - B(\nu, T)]$$

ou encore :

$$\frac{dI(\nu, \vec{n})}{d\tau} = -[I(\nu, \vec{n}) - B(\nu, T)]$$

où $d\tau(\nu) = \kappa(\nu) ds$

Relation entre coefficient d'absorption et section efficace d'absorption

- Loi de Beer-Lambert : $dI(\nu)/ds = -n\sigma(\nu)I(\nu)$,
- On peut identifier $\kappa(\nu)$ et $n\sigma(\nu)$ (unité : l'inverse d'une longueur, souvent cm^{-1}).
- La variation de $\sigma(\nu)$ avec ν obéit dans l'IR (transitions de vibration-rotation) à une loi de Voigt et peut s'écrire :

$$\sigma(\nu) = \sigma_{\text{tot}} \Phi_V(\nu) \quad (\text{donc } \int \sigma(\nu) d\nu = \sigma_{\text{tot}})$$

- d'où :

$$\kappa(\nu) = n \sigma_{\text{tot}} \Phi_V(\nu),$$

- ou :

$$d\tau(\nu) = n \sigma_{\text{tot}} \Phi_V(\nu) ds$$

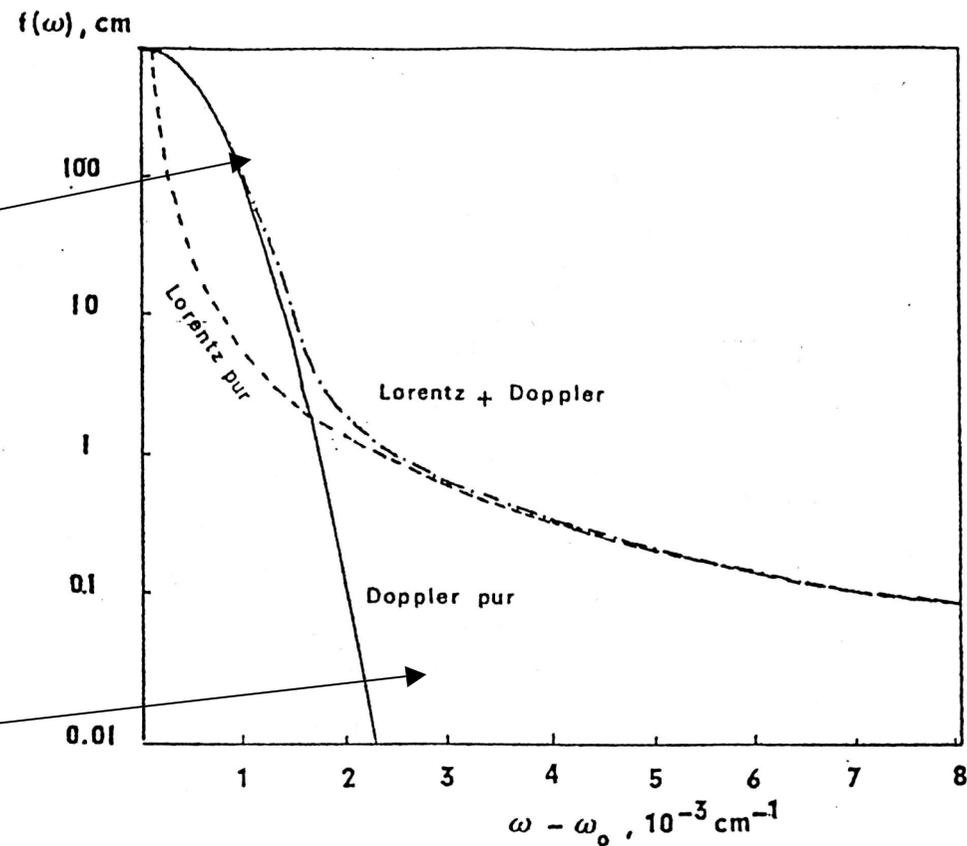
Les deux sources d'élargissement des raies de vibration-rotation

- Agitation thermique des molécules : effet Doppler.

Gaussienne

- Collisions avec les autres molécules : élargissement des raies en fréquence, car resserrement en temps de la désexcitation des molécules (par collisions).

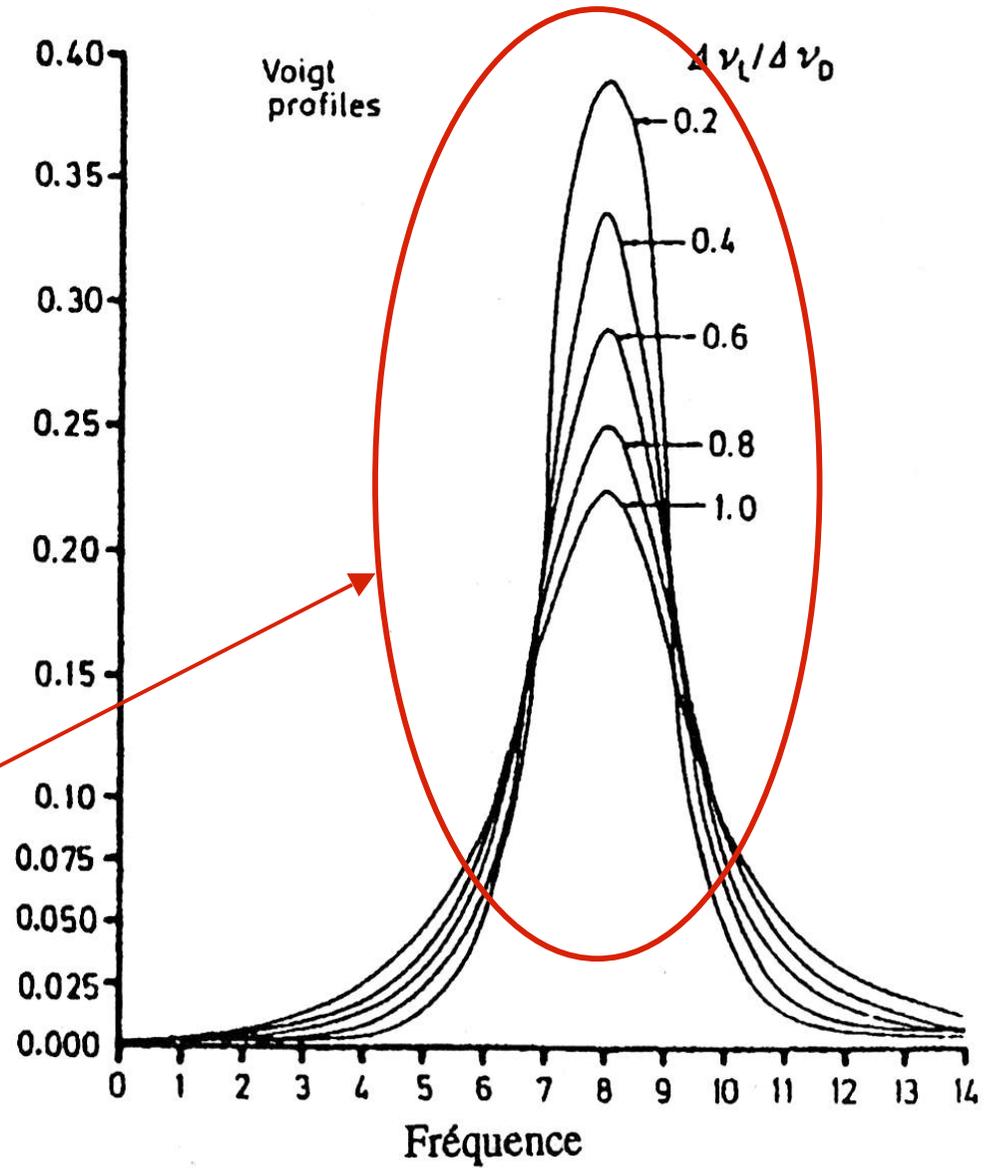
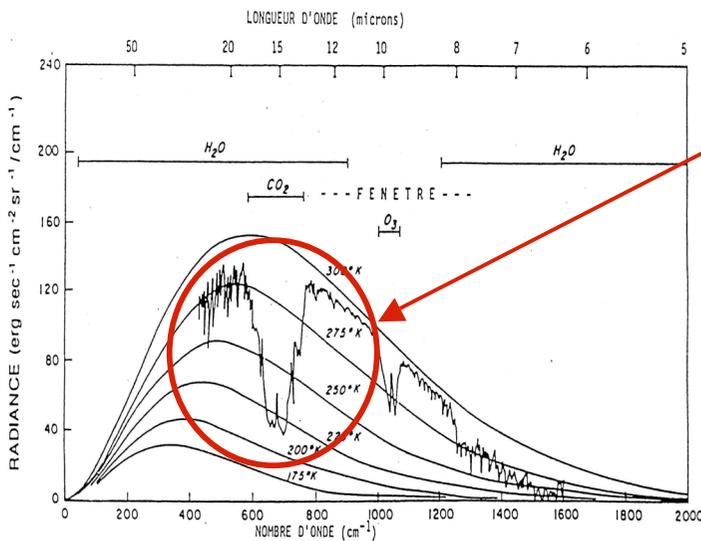
Lorentzienne



Profil de Voigt

Ci-contre :

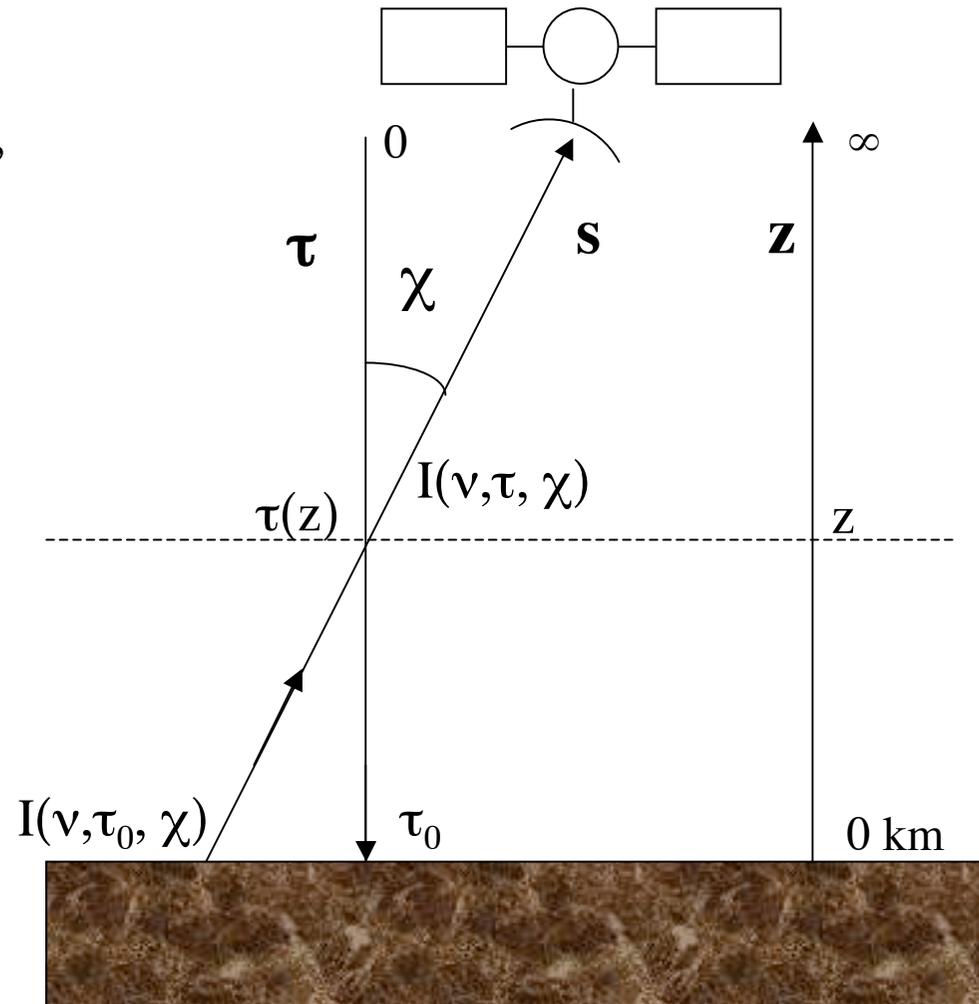
Convolution d'une
gaussienne et d'une
lorentzienne



Géométrie de sondage infrarouge en orbite

- L'échelle des altitudes est orientée vers le haut, celle des épaisseurs optiques vers le bas.
- L'angle zénithal est χ , d'où : $s = \frac{z}{\cos \chi}$
- L'épaisseur optique τ est définie par :

$$\tau(\nu, z, \chi) = \int_0^z \kappa(\nu, z') ds'$$



Résolution de l'équation du transfert

- Dans la géométrie de sondage IR, l'équation de transfert peut être écrite :

$$\frac{dI(\nu, \tau, \chi)}{d\tau(\nu)} = -I(\nu, \tau, \chi) + B(\nu, T(\tau))$$

- Résolution par la méthode de la « variation de la constante ».

$$I(\nu, \tau) = I(\nu, \tau_0)e^{-\tau_0} + \int_0^{\tau_0} B(\nu, T(\tau'))e^{-\tau'} d\tau'$$

- Cas limites $\tau_0 \approx 0$ (atmosphère optiquement mince), et τ_0 grand (atmosphère optiquement épaisse).

Notion de fonction de poids

- La *fonction de poids* $F_p(\nu, z, \chi)$ est définie par :

$$F_p(\nu, z, \chi) dz = -e^{-\tau(\nu, z, \chi)} d\tau$$

- Soit :

$$F_p(\nu, z, \chi) = \frac{d}{dz} [e^{-\tau(\nu, z, \chi)}]$$

- La fonction de poids est la dérivée, par rapport à l'altitude, de la *transmittance* atmosphérique $T = \exp(-\tau)$.
- La solution de l'équation de transfert peut se réécrire :

$$I(\nu, 0) = I(\nu, \tau_0) e^{-\tau_0} + \int_0^{\infty} B(\nu, T(z)) F_p(\nu, z, \chi) dz$$

Allure de la fonction de poids

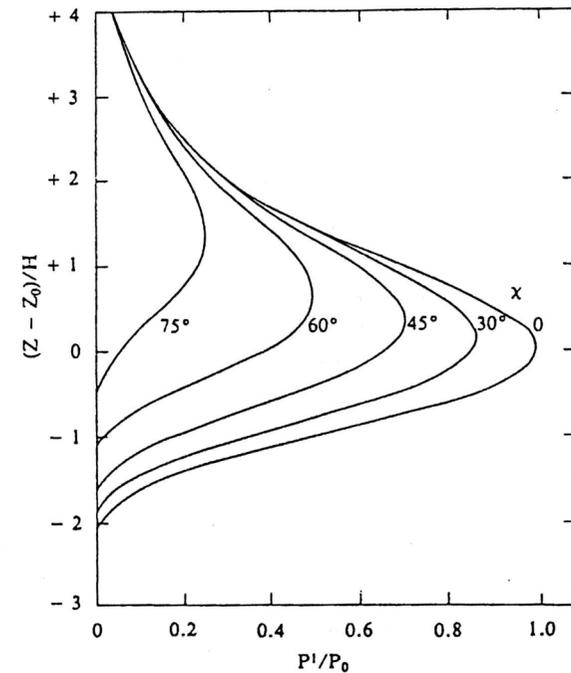
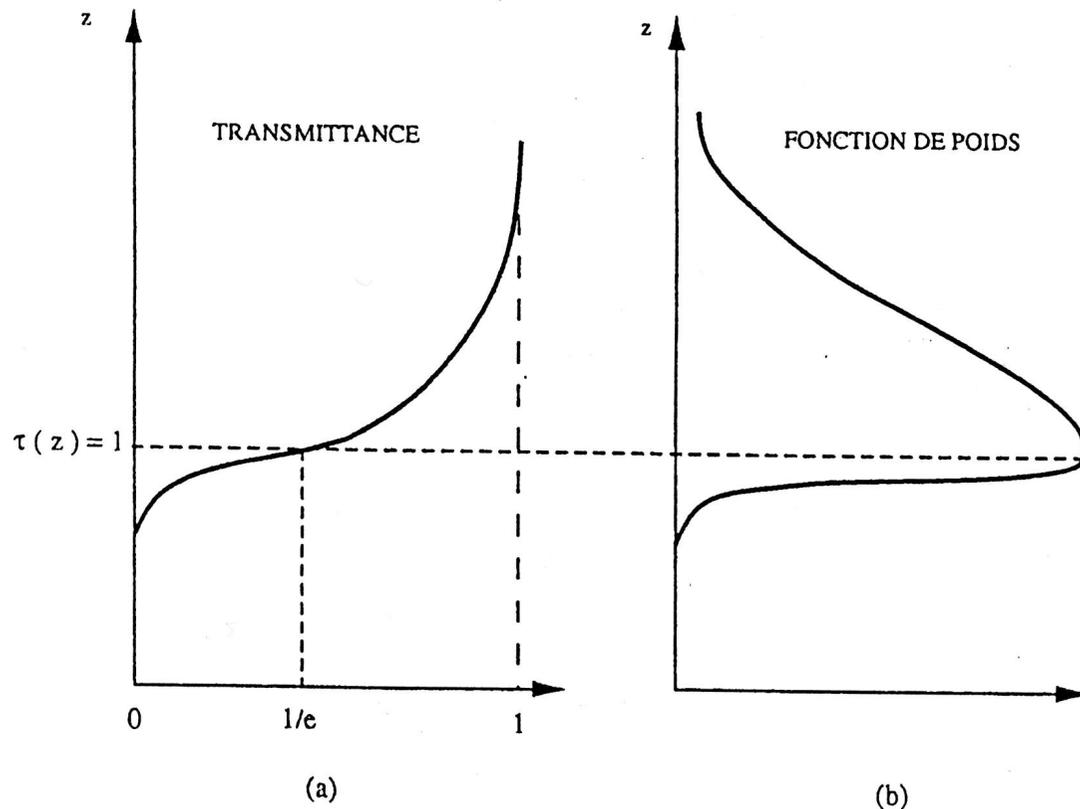
- Exercice : démontrer que le maximum de la fonction de poids est atteint à l'altitude où :

$$d^2\tau/dz^2 = (d\tau/dz)^2$$

- Hypothèse : atmosphère isotherme, répartition exponentielle de la densité $n(z)$ de molécules absorbantes (distribution barométrique), donc de la densité intégrée $N(z, \chi)$ de z à l'infini le long de la ligne de visée.
- Exercice : calculer dans ce cas $N(z, \chi)$ en fonction de $n_0=n(0)$ km), H et χ , puis $\tau(\nu, z, \chi)$ en fonction de la section efficace d'absorption $\sigma(\nu)$ et z .
- En déduire que le maximum de la fonction de poids est atteint pour une profondeur optique τ_0 égale à 1. On pourra se servir de la relation établie ci-dessus, et démontrer que :

$$(1/H^2) \tau_0^2 = (1/H^2) \tau_0.$$

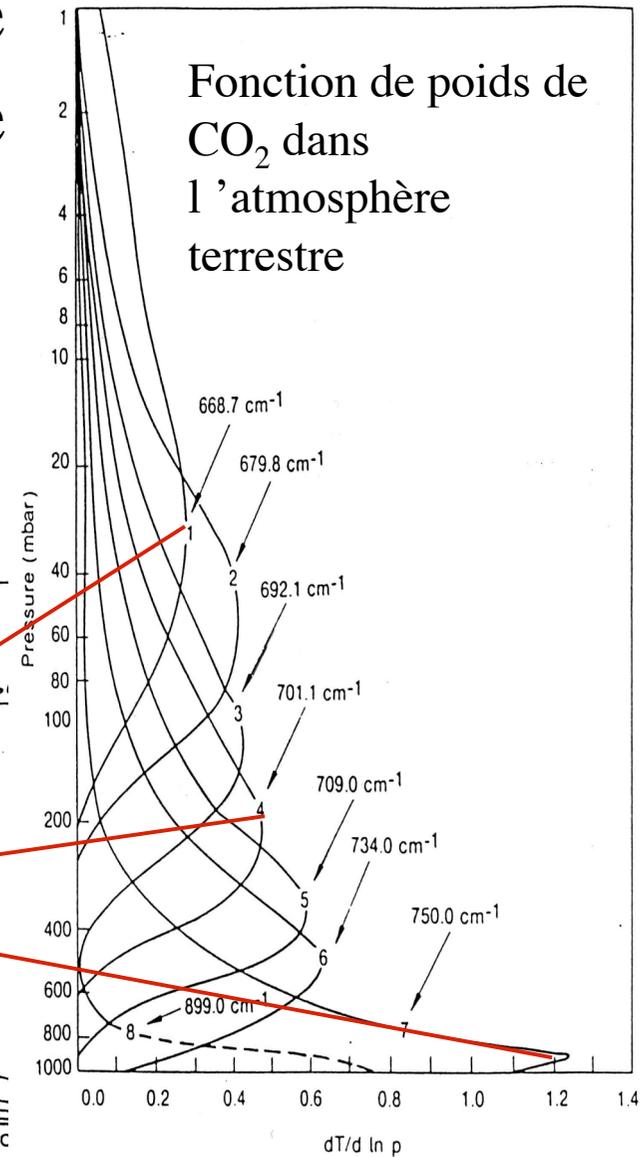
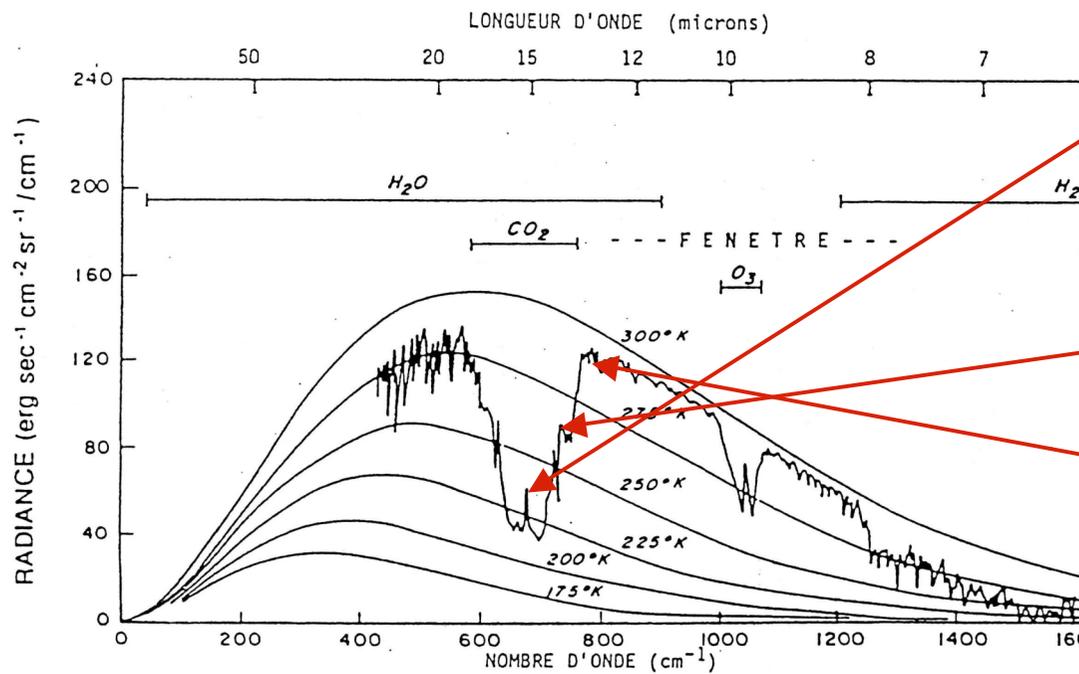
Transmission et fonction de poids dans le cas d'une répartition barométrique de l'absorbant



Fonction de poids et spectre d'émission infrarouge

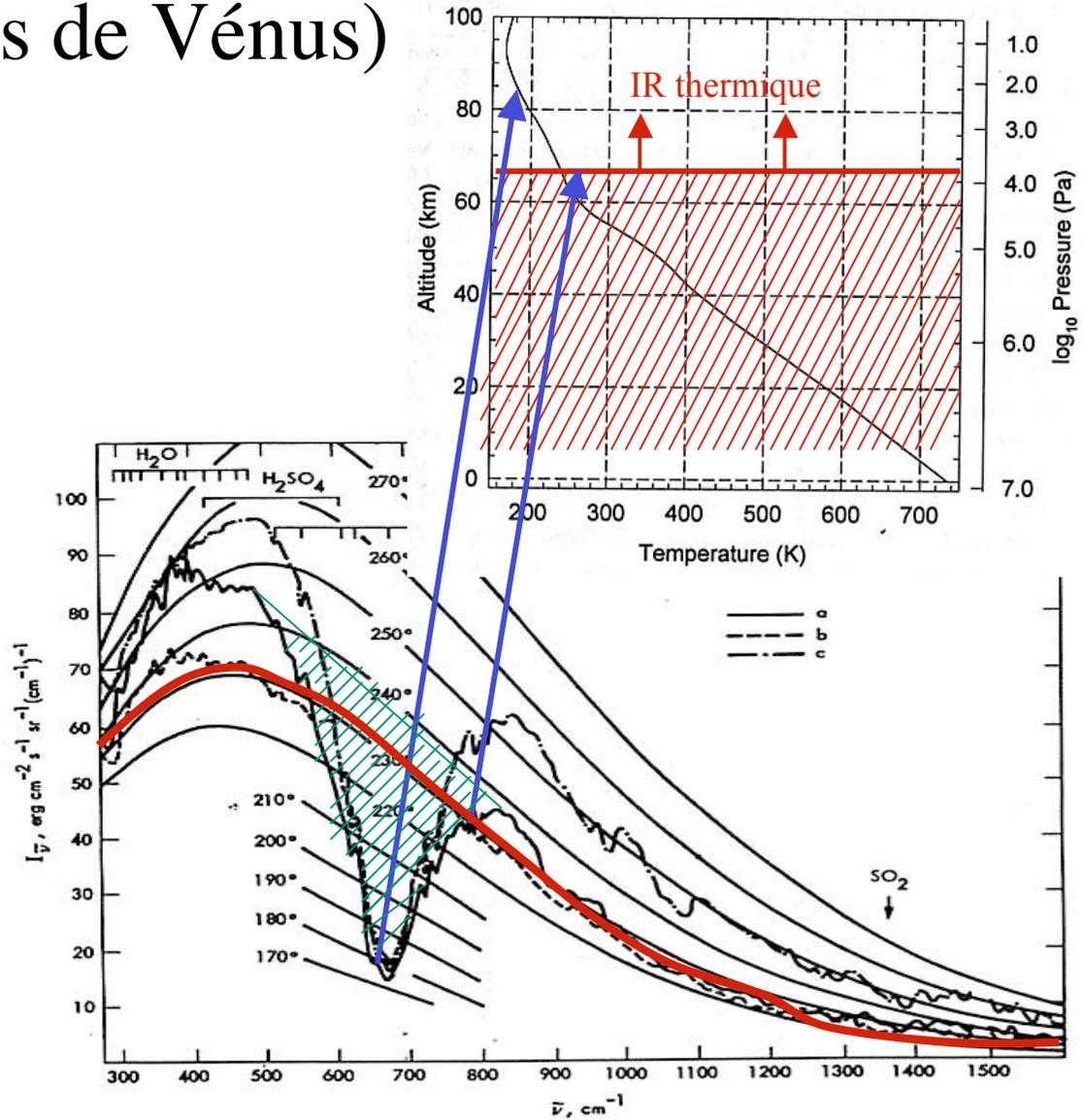
Les photons émis à une altitude proviennent d'une couche.
Le « profil » de cette couche est donné par la fonction de poids (ici en fonction de $\ln p$ (coordonnées log-pressure)).

$$I(\nu, 0) = I(\nu, \tau_0) e^{-\tau_0} + \int_0^{\infty} B(\nu, T(z)) F_p(\nu, z, \chi) dz$$



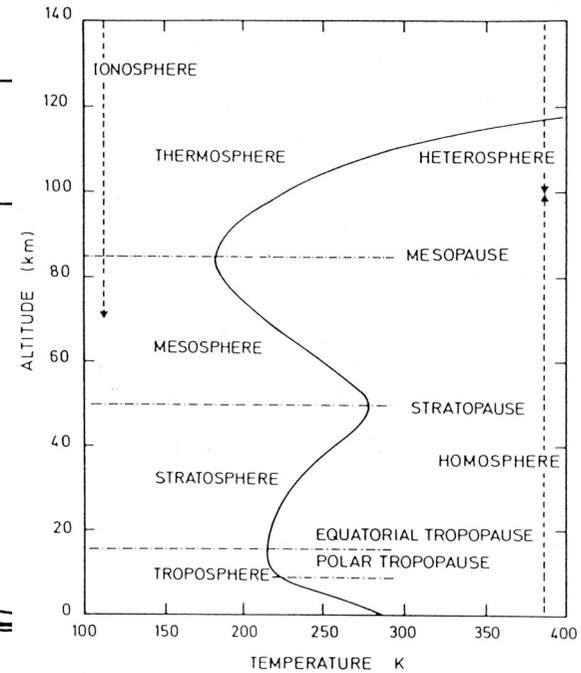
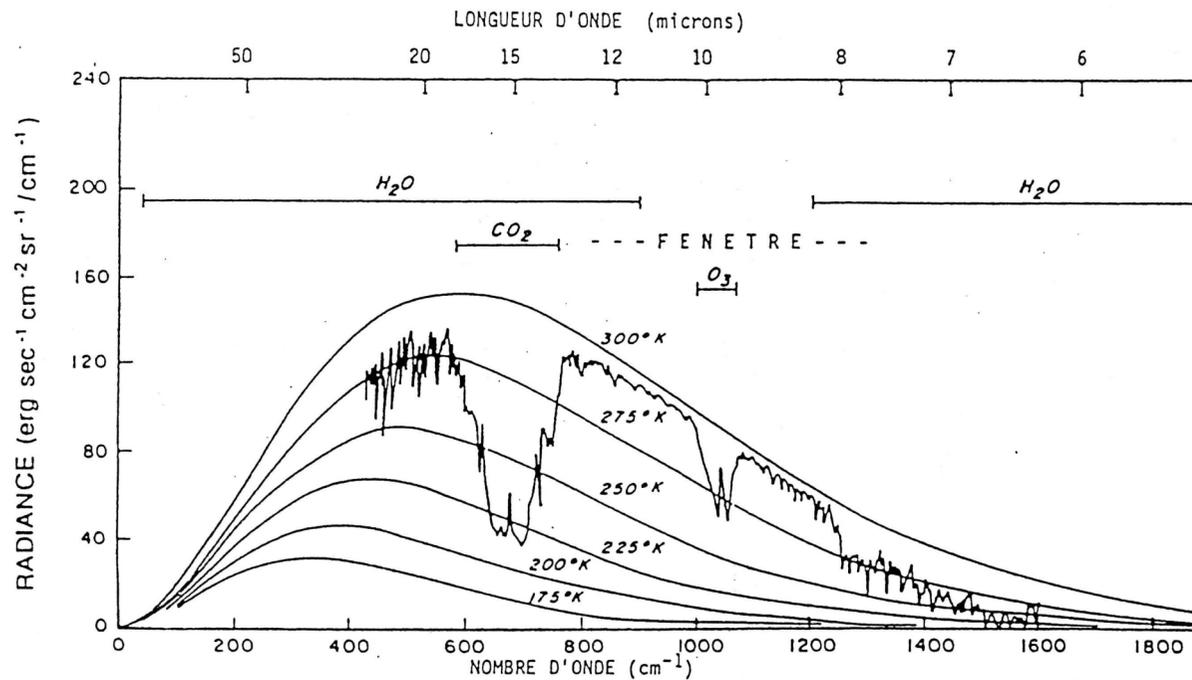
Effet de serre (cas de Vénus)

- Température à la surface des nuages (ETL, donc $T_{\text{emi}} = T_{\text{int}} = T_{\text{cin}}$) : 240-250 K
- Température au centre de la bande de CO_2 ($T_{\text{emi}} = T_{\text{cin}}$ aussi) : 180 K : émission vers 85 km.
- La température du corps noir émettant la même quantité de rayonnement que Vénus est 230 K.

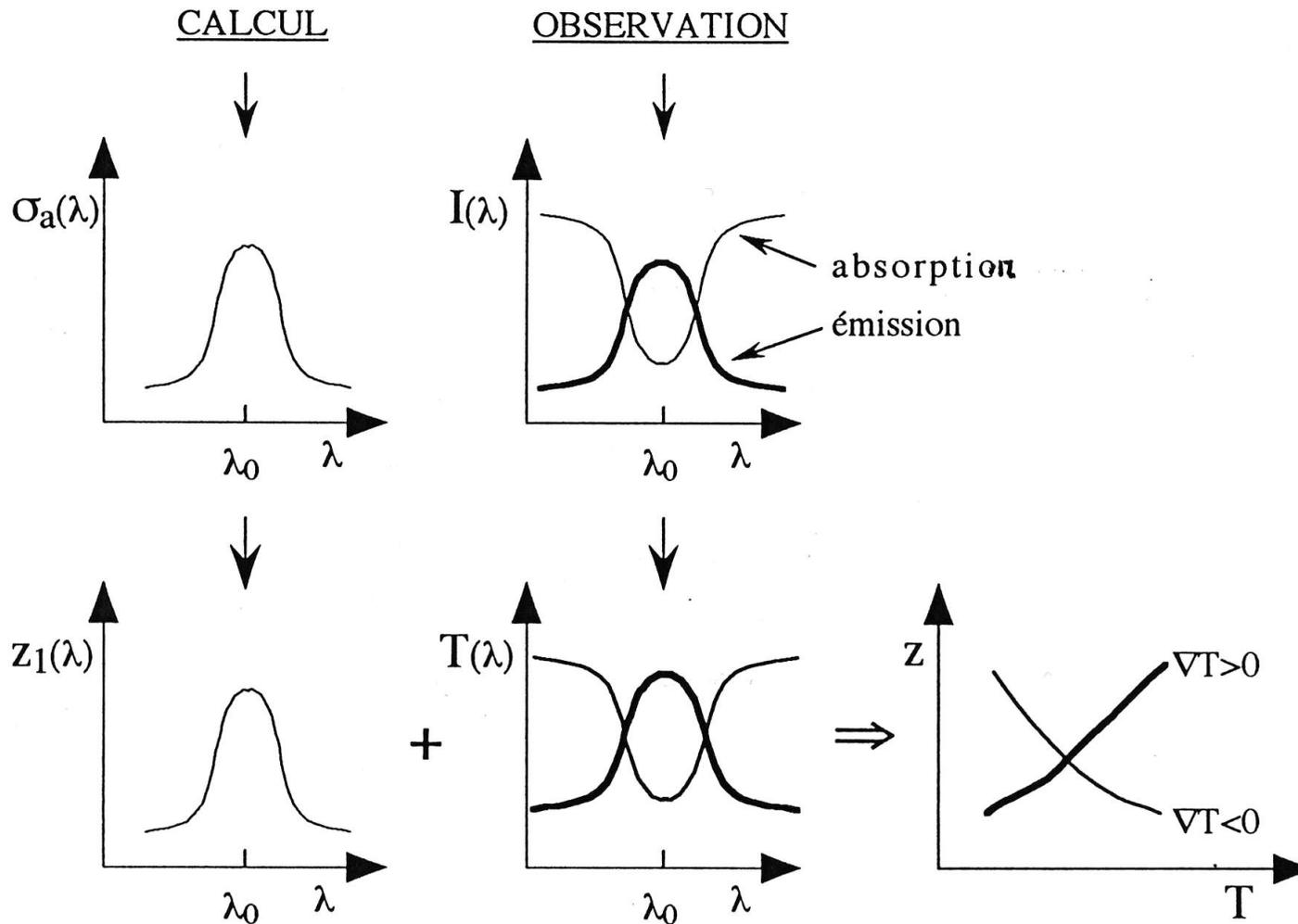


- Exercice :

- Quelle est la température d'émission de la surface de la Terre?
- Vers quelle altitude est émis le rayonnement au centre de la bande de CO_2 ? Même question au centre de la bande de O_3 .
- Sachant que le gradient thermique atmosphérique est de -6 K/km , et que la température d'émission de la Terre est 255 K , quelle est l'altitude moyenne d'émission du rayonnement thermique de la Terre?

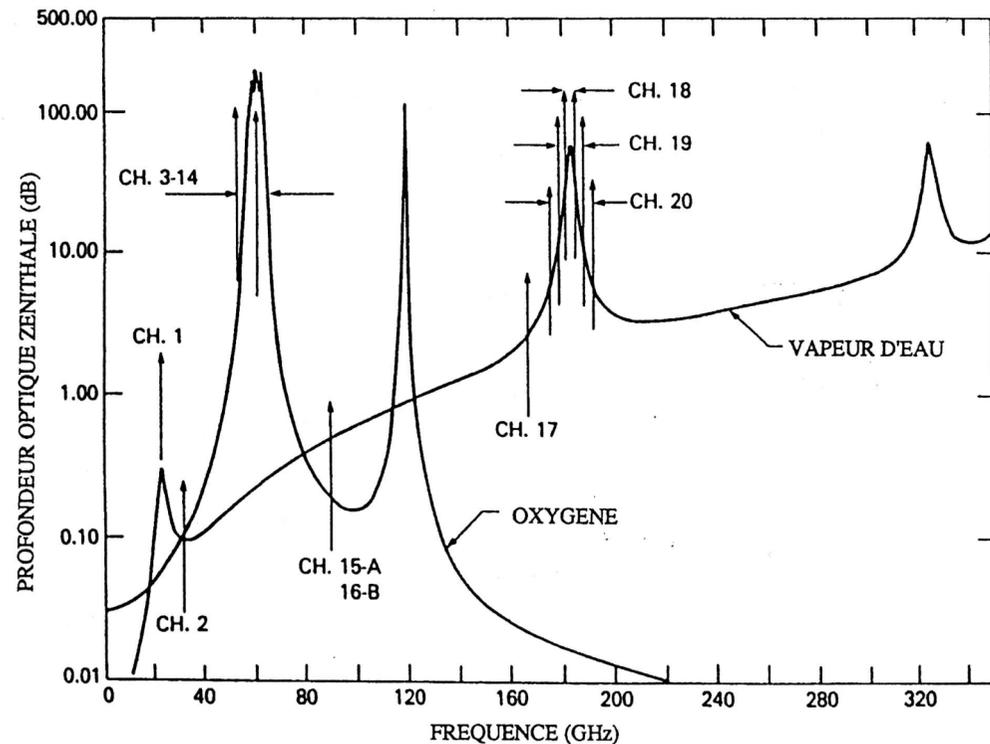


Principe du sondage infrarouge passif



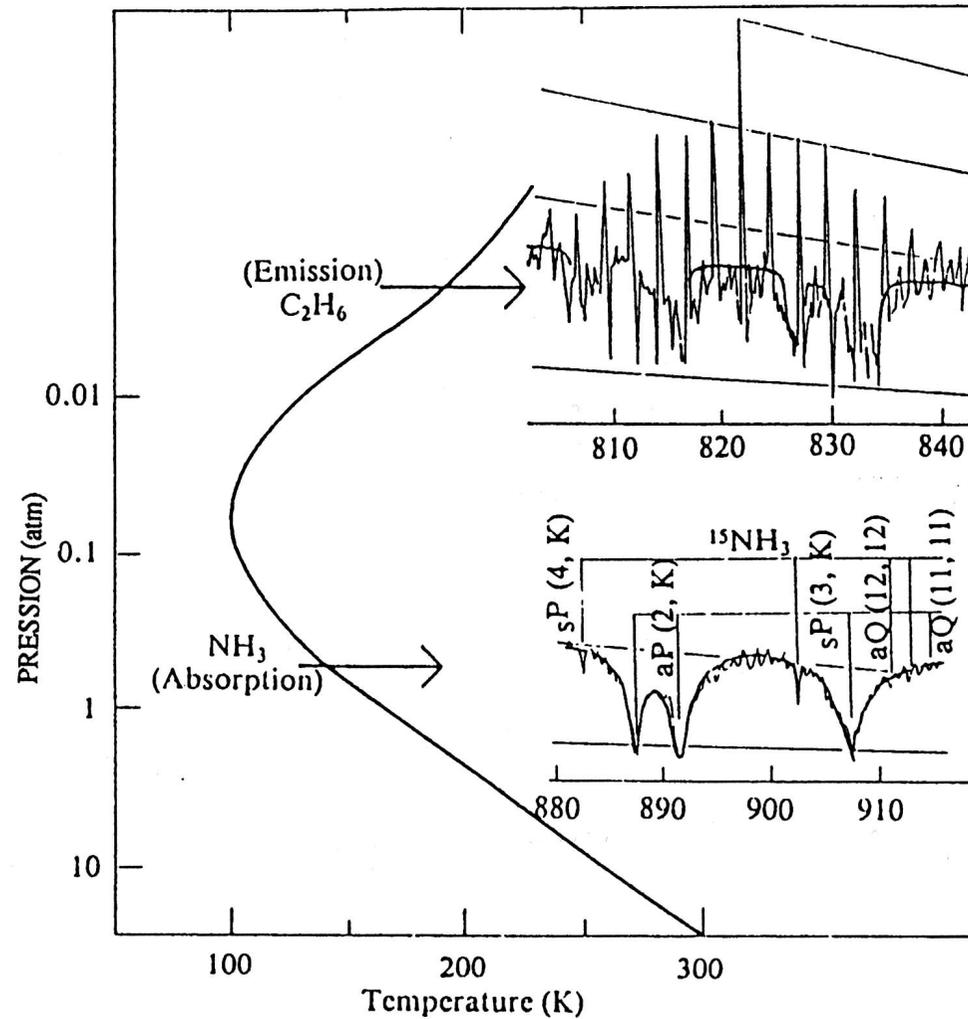
Sondage micro-onde de l'oxygène moléculaire, de la température et de la vapeur d'eau

- Positions en fréquence des 20 canaux du système de sondage AMSU pour les satellites météo américains de la NOAA.
- La mesure de $O_2(z)$ donne la température $T(z)$ via l'équilibre hydrostatique.
- Connaissant $T(z)$, on peut remonter à $H_2O(z)$.



$$I(\nu, 0) = I(\nu, \tau_0) e^{-\tau_0} + \int_0^{\infty} B(\nu, T(z)) F_p(\nu, z, \chi) dz$$

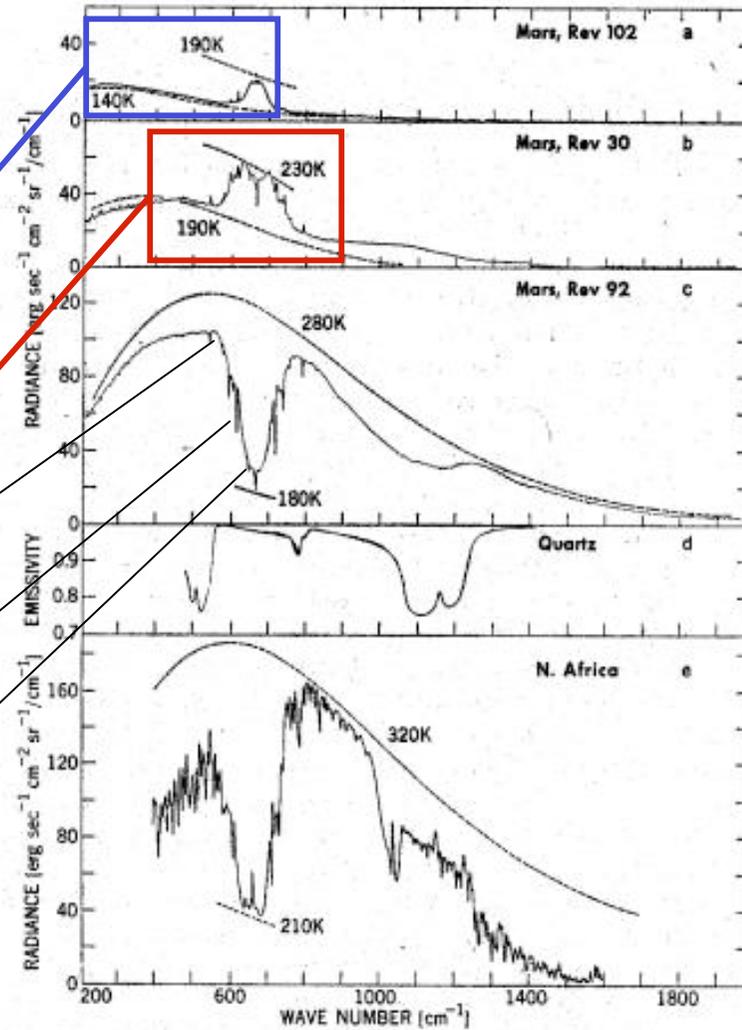
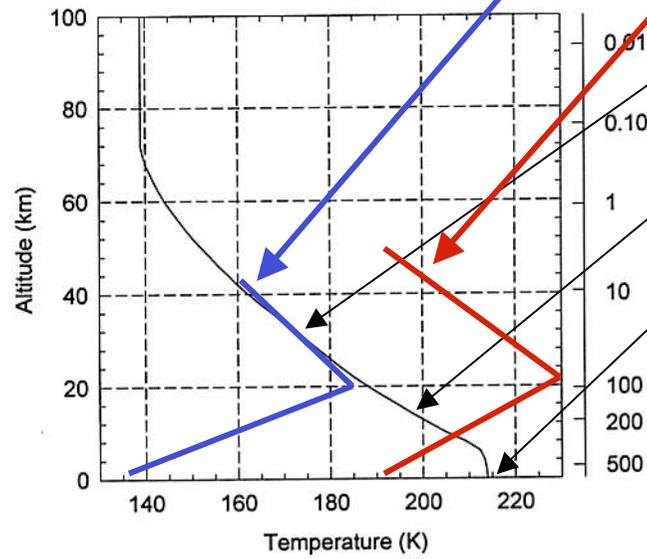
Sondage infrarouge de l'atmosphère de Jupiter





L'arrivée de Mariner 9 en orbite
martienne (décembre 1971)

Spectres infrarouges de Mars pris par Mariner 9



Relation poussière/ structure thermique

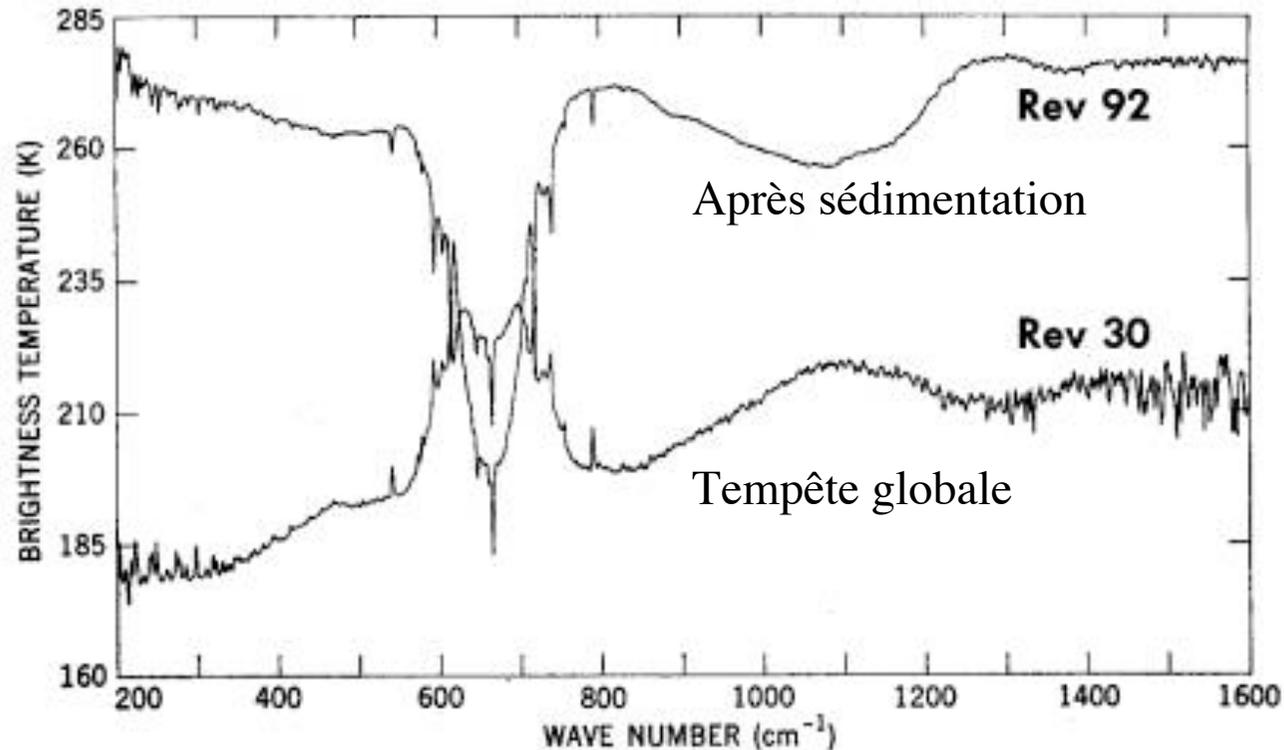


FIG. 4. Brightness temperatures calculated from spectra recorded on revolutions 30 and 92. The midlatitude spectrum shows a minimum due to silicate dust near 1085 cm^{-1} . The south polar spectrum shows a maximum at approximately the same wavenumber.

Evolution de la
structure
thermique durant
l'accalmie de la
tempête globale

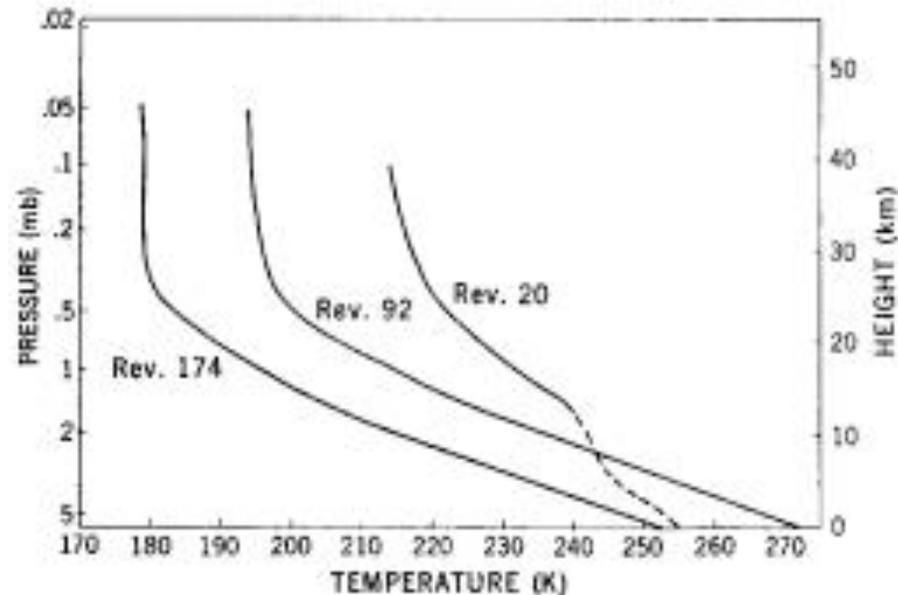


FIG. 8. Temperature profiles obtained by inversion of measurements in the 667-cm^{-1} CO_2 absorption band. The profiles were obtained at approximately -30° latitude and 1400hr Martian local time during the revolutions indicated. During revolution 20 the atmosphere was heavily dust laden. By revolution 92 the dust was dissipating; clearing was well advanced by revolution 174.