

Transfert radiatif atmosphérique (durée 1h30)

Sébastien Payan – LPMAA – juin 2009

Sommaire

1. Introduction	3
2. Interaction rayonnement matière.....	5
2.1 Variables spectrales.....	6
2.2 Le flux énergétique	6
2.3 Eclairement d'une source.....	7
2.4 Loi de Lambert.....	7
2.5 Lumiance énergétique	8
2.6 Epaisseur optique	10
2.7 Spectres de raies	12
2.8 Spectres continus.....	16
3. Equation du transfert radiatif.....	18
3.1 Equation du transfert radiatif sans la diffusion	18
3.2 L'absorption	20
3.3 L'émission.....	21
3.4 Equation générale : prise en compte de la diffusion.....	22
4. Application aux mesures à distances.....	27

4.1	Découpage en couches de l'atmosphère.....	27
4.1.1	Cas d'un milieu homogène et isotherme.....	27
4.1.2	Cas de plusieurs milieux homogènes et isothermes.....	28
4.2	Géométrie des lignes de visée	30
4.3	Etude d'un cas	35
5.	Perspectives.....	39

1. Introduction

Nomenclature des mesures :

Mesures actives et mesures passives.
Mesures in situ et à distance, télédétection.

Les missions de la télédétection :

Inventaire (occupation des sols par exemple)
Analyse (Météorologie, ...)
Prévision (changement climatique, ...)

Les enjeux :

Scientifiques
Economiques
Politiques
Militaires

Les objectifs :

Qualité de l'air
Météorologie
Chimie troposphérique
Climat

Les paramètres :

La température et la pression
Les concentrations de gaz
La constante solaire et sa variation au cours du temps
Les albédos de surfaces continentales et océaniques (type de végétations, ...)
Nuages (altitude, type, épaisseur, ...)
Aérosols (nature, taille, quantité, ...)

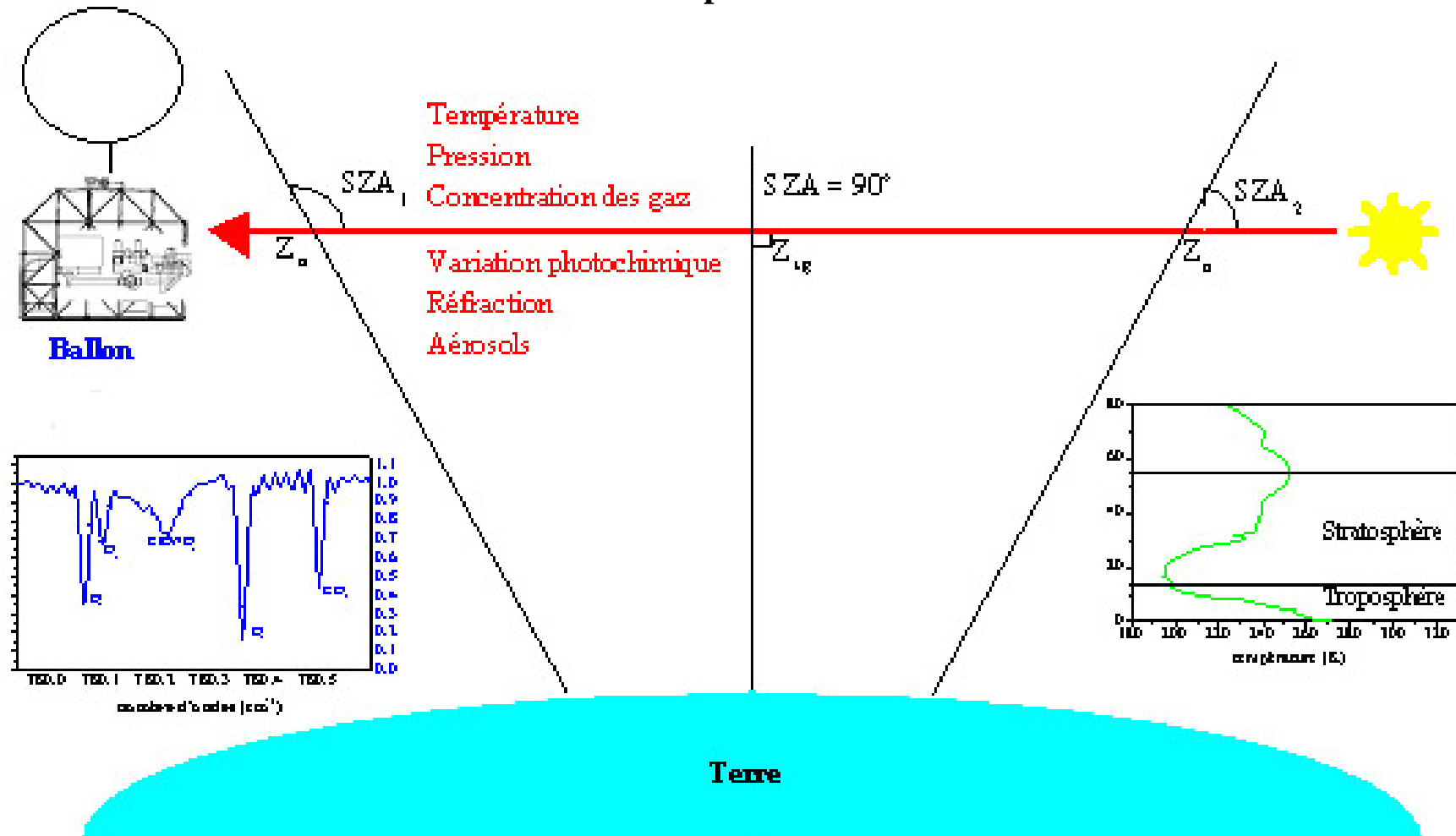
Aujourd'hui, les techniques de mesure à distance reposent principalement sur :

- La lumière solaire diffusée en transmise
- Le rayonnement thermique au Micro-onde émit (par la Terre ou l'atmosphère).

Schématiquement :

Source lumineuse \Rightarrow atmosphère \Rightarrow instrument de mesure

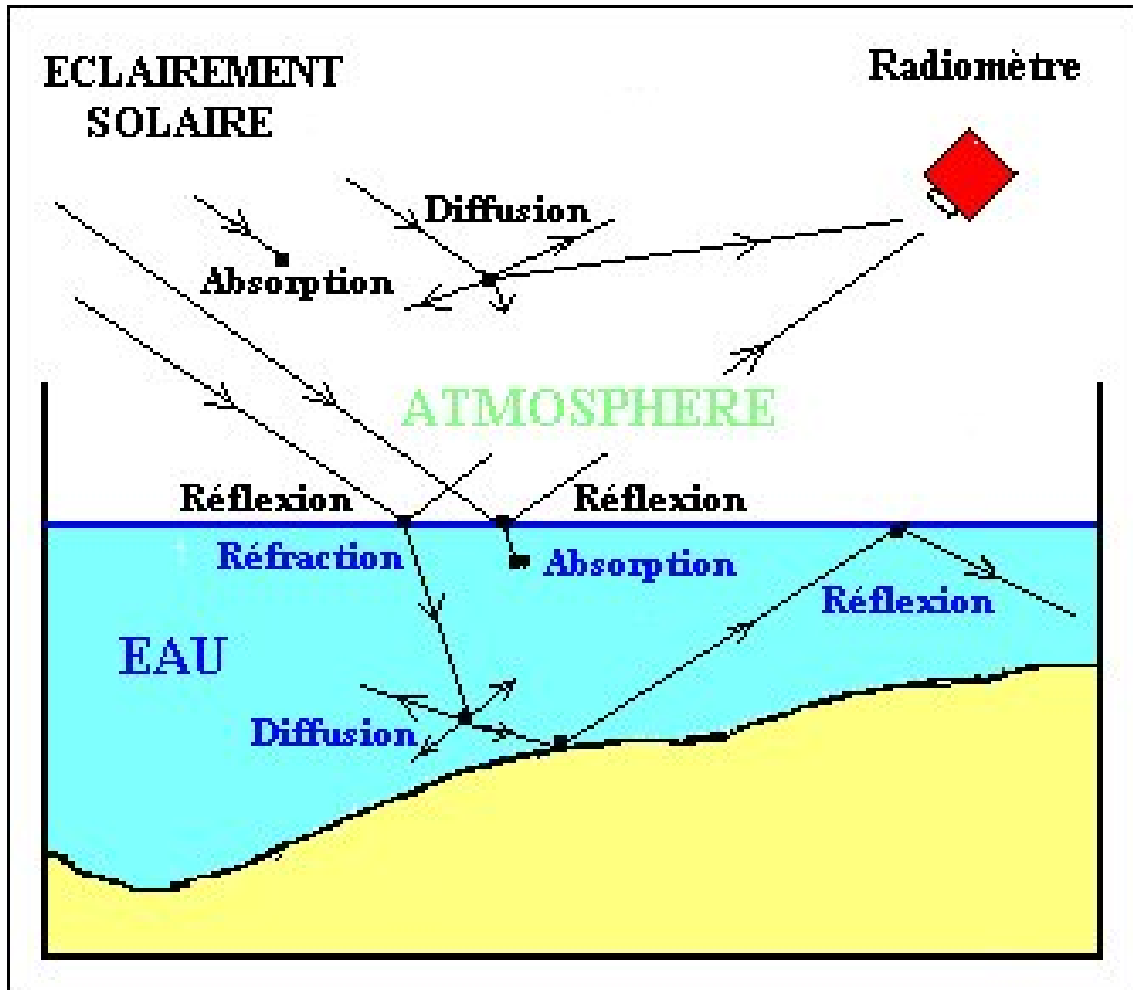
\Rightarrow Nécessité de bien reproduire le transfert radiatif



2. Interaction rayonnement matière

tout corps dont la température est différente de zéro Kelvin émet du rayonnement caractéristique de sa température. Ce rayonnement peut interagir avec les différents milieux qu'il rencontre.

Un instrument de mesure par exemple reçoit donc un flux d'énergie dont les contributions peuvent être multiples



¹

La conservation de l'énergie peut s'écrire sous la forme :

$$E_{\text{absorption}} + E_{\text{réflexion}} + E_{\text{transmission}} = E_{\text{incidente}}$$

¹ <http://www.educnet.education.fr/>

2.1 Variables spectrales

Relation entre les 3 paramètres spectraux :

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} \quad \nu = \frac{c}{\lambda} \quad \nu = c\tilde{\nu}$$

On exprime généralement λ en μm et $\tilde{\nu}$ en cm^{-1} et ν en Hz.

A noter :

$$\tilde{\nu} [\text{cm}^{-1}] = \frac{10^4}{\lambda [\mu\text{m}]} \quad \nu [\text{Hz}] = \frac{2,998 \times 10^{14}}{\lambda [\mu\text{m}]}$$

Attention : nous utiliserons dans ce cours alternativement longueur d'onde et nombre d'onde.

2.2 Le flux énergétique

Quantité d'énergie rayonnée par une source pendant une unité de temps dans tout l'espace (c'est donc une puissance)

$$\Phi = \frac{dE(t)}{dt}$$

Flux énergétique spectral

$$\Phi_{\lambda} = \frac{dE_{\lambda}(t)}{dt}$$

2.3 Eclairement d'une source

On parle de l'*émittance* d'une source et de l'*éclairement* d'un objet (par une source).

C'est le flux énergétique rayonné par unité de surface dans toutes les directions de l'espace extérieur à la source

$$M = \frac{d\Phi_{\text{ext}}}{dS}$$

Si la source est une sphère de rayon R, et que son rayonnement est isotrope, l'émittance a alors pour expression :

$$M = \frac{\Phi_{\text{ext}}}{4\pi R^2}$$

Eclairement spectral :

$$M_{\lambda} = M(\lambda) = \frac{dM}{d\lambda} \qquad M = \int_0^{+\infty} M(\lambda) d\lambda$$

2.4 Loi de Lambert

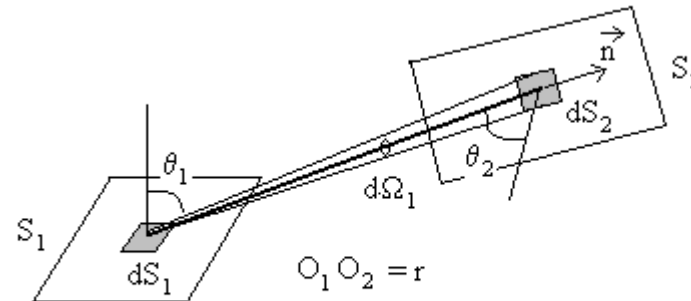
Une source obéit à la loi de Lambert si l'énergie rayonnée depuis un point de cette source est la même dans toutes les directions (on dit que son intensité est isotrope et donc indépendante de l'angle d'où on observe cette source).

Soit M la valeur de l'éclairement mesurée par un capteur. On peut facilement en déduire le flux énergétique de la source de surface S :

$$\Phi = S M$$

2.5 Lumiance énergétique

Soit une source non ponctuelle dont l'émittance énergétique M est connue en tout point. Il est possible que l'intensité émise par un élément dS de la surface de cette source ne soit pas isotrope et qu'elle varie donc avec l'angle θ d'observation par rapport à la direction colinéaire repérée par le vecteur \vec{dS} .



Soit dS_1 et dS_2 des surfaces élémentaires respectivement des surfaces S_1 et S_2 de deux corps radiants séparés de la distance $r = O_1O_2$. Le flux énergétique radiant $d\Phi$ émis par la surface dS_1 en direction de la surface dS_2 (direction \vec{n}) est égale à :

$$d^2 \Phi = L(\theta) dS_1 \cos \theta_1 d\Omega_1$$

Par définition, L est la luminance énergétique de la surface dS_1 et où $d\Omega_1 = \frac{dS_2 \cos \theta_2}{r^2}$ est l'angle solide sous lequel est vu, depuis le point O_1 l'élément de surface dS_2 .

Plus généralement, l'énergie qu'un corps rayonne dans une direction, formant un angle θ , avec la normale à la surface d'émission est inférieure à celle rayonnée dans la direction du vecteur $d\vec{S}$. Ainsi par simple application des règles trigonométriques nous obtenons la définition de la luminance (ou radiance en anglais) :

$$L(\theta) = \frac{dM}{d\Omega \cos(\theta)} = \frac{d^2\Phi}{dS d\Omega \cos(\theta)}$$

Nous pouvons aussi écrire :

$$M = \int_{\Sigma} L(\theta) \cos(\theta) d\Omega$$

qui nous donne l'intensité énergétique que rayonne une source de luminance L dans un hémisphère.

Remarque : la luminance d'une source est quelque fois appelée "brillance" ou "éclat" lorsqu'on ne considère que le rayonnement visible. Elle est également parfois appelée intensité spécifique, en anglais *radiance*.

Il existe le cas particulier des corps lambertiens pour lesquels L'émittance vaut :

$$M = \frac{\Phi}{S} = \frac{I_0 \pi}{S} = L \pi$$

Ce résultat est important car la valeur de la luminance mesurée par un capteur permet de déduire l'émittance M et donc le flux énergétique de la source :

$$\Phi = S L \pi$$

2.6 Epaisseur optique

Soit un rayonnement de luminance énergétique spectrale $L_\lambda(0)$ se propageant rectilignement le long d'un axe curviligne Os et arrivant normalement sur une couche de matière d'épaisseur D . Une partie de ce rayonnement sera absorbée au cours de son trajet.

La théorie électromagnétique prédit que cette diminution de la luminance est proportionnelle à $L_\lambda(0)$:

$$dL_\lambda(s) = -\alpha_\lambda L_\lambda(s) ds \quad \text{ou encore} \quad \frac{dL_\lambda(s)}{L_\lambda(s)} = -\alpha_\lambda ds$$

où α_λ est le coefficient d'absorption du milieu (dimension de l'inverse d'une longueur)

Si α_λ est indépendant de s , on peut écrire que :

$$\int_{L_\lambda(0)}^{L_\lambda(D)} \frac{dL_\lambda(s)}{L_\lambda(s)} = -\alpha_\lambda \int_0^D ds \Rightarrow \ln\left(\frac{L_\lambda(D)}{L_\lambda(0)}\right) = -\alpha_\lambda D \Rightarrow L_\lambda(D) = L_\lambda(0) e^{-\alpha_\lambda D}$$

On obtient une décroissance exponentielle : on retrouve la loi de Bouguer, Lambert, Beer.

Si α_λ dépend de s , on obtient une expression plus complexe que l'on ne considérera pas par la suite :

$$\int_{L_\lambda(0)}^{L_\lambda(D)} \frac{dL_\lambda(s)}{L_\lambda(s)} = -\int_0^D \alpha_\lambda ds \Rightarrow L_\lambda(D) = L_\lambda(0) e^{-\int_0^D \alpha_\lambda ds}$$

La loi de Beer-Lambert en absorption (en l'absence de diffusion et d'émission propre du milieu) peut également s'exprimer pour la luminance (milieu homogène) :

$$L_{\lambda}(D) = L_{\lambda}(0) \exp\left(-\tau_{\lambda}(D,0)\right)$$

où $\tau_{\lambda}(D,0)$ est l'épaisseur optique entre le point d'abscisse 0 et celui d'abscisse D

Pour un gaz pur à la température T et la pression P absorbant au voisinage de λ :

$$\tau_{\lambda}(D,0) = N D \sigma(\lambda, P, T)$$

N = Densité volumique = « number density »	molecule.cm ⁻³
D = parcours	cm
$\sigma(\lambda, P, T)$ = section efficace d'absorption	cm ⁻² /molecule

On rappelle que pour un gaz parfait $N = L \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T}$

$$P_0 = 1013.25 \text{ hPa} = 1 \text{ atm}$$

$$T_0 = 273.15 \text{ K}$$

$$L = 2.6867775 \times 10^{19} \text{ molecule.cm}^{-3}$$

2.7 Spectres de raies

Lorsqu'on a à prendre en compte un spectre de raies (presque toujours dans l'infrarouge) l'expression de l'épaisseur optique s'écrit :

$$\tau_{\tilde{\nu}}(s) = \sum_i \sum_j \int_0^s k_{\tilde{\nu}_j}^{N_i}(T(s)) \Phi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_j, P(s), T(s)) N_i(s) ds$$

dans cette équation :

- i est un indice qui caractérise les différentes espèces absorbantes.
- J est l'indice qui caractérise chaque raie (transition) de l'espèce i
- $N_i(s)$ est la densité locale (en molécule/cm³) de l'espèce i .

Mais au lieu d'utiliser les sections efficaces σ_i valables pour un spectre continu on doit considérer l'intensité $k_{\tilde{\nu}_j}^{N_i}$ de la raie j centrée à la position $\tilde{\nu}_j$ de l'espèce i .

Dans les banques de données spectroscopiques $k_{\tilde{\nu}_j}^{N_i}$ est donné de façon standard en cm⁻¹/(molécule cm⁻²) à une température de référence $T_{\text{ref}} = 296\text{K}$. A l'équilibre thermodynamique local on peut connaissant l'énergie du niveau inférieur de la transition (E'' en cm⁻¹) convertir cette intensité à la température T voulue par la formule :

$$k_{\tilde{\nu}_j}^{N_i}(T) = k_{\tilde{\nu}_j}^{N_i}(T_{\text{ref}}) \frac{Z(T_{\text{ref}})}{Z(T)} \exp\left[\frac{-hcE''}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{ref}}}\right)\right] \frac{1 - \exp\left(\frac{-hc\tilde{\nu}}{kT}\right)}{1 - \exp\left(\frac{-hc\tilde{\nu}}{kT_{\text{ref}}}\right)}$$

où $Z(T)$ est la fonction de partition totale et où on a tenu compte de la dépendance en température du terme d'émission stimulée.

le profil spectral $\Phi(\Delta\tilde{\nu}, P, T)$ de la raie correspondante qui dépend à la fois de la pression et de la température. Le profil spectral est normalisé de sorte que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\Delta\tilde{\nu}, P, T) d\Delta\tilde{\nu} = 1$$

Les cours de spectroscopie fournissent des informations sur les spectres moléculaires ainsi que sur les intensités et profils de raies qu'on doit considérer dans l'atmosphère terrestre.

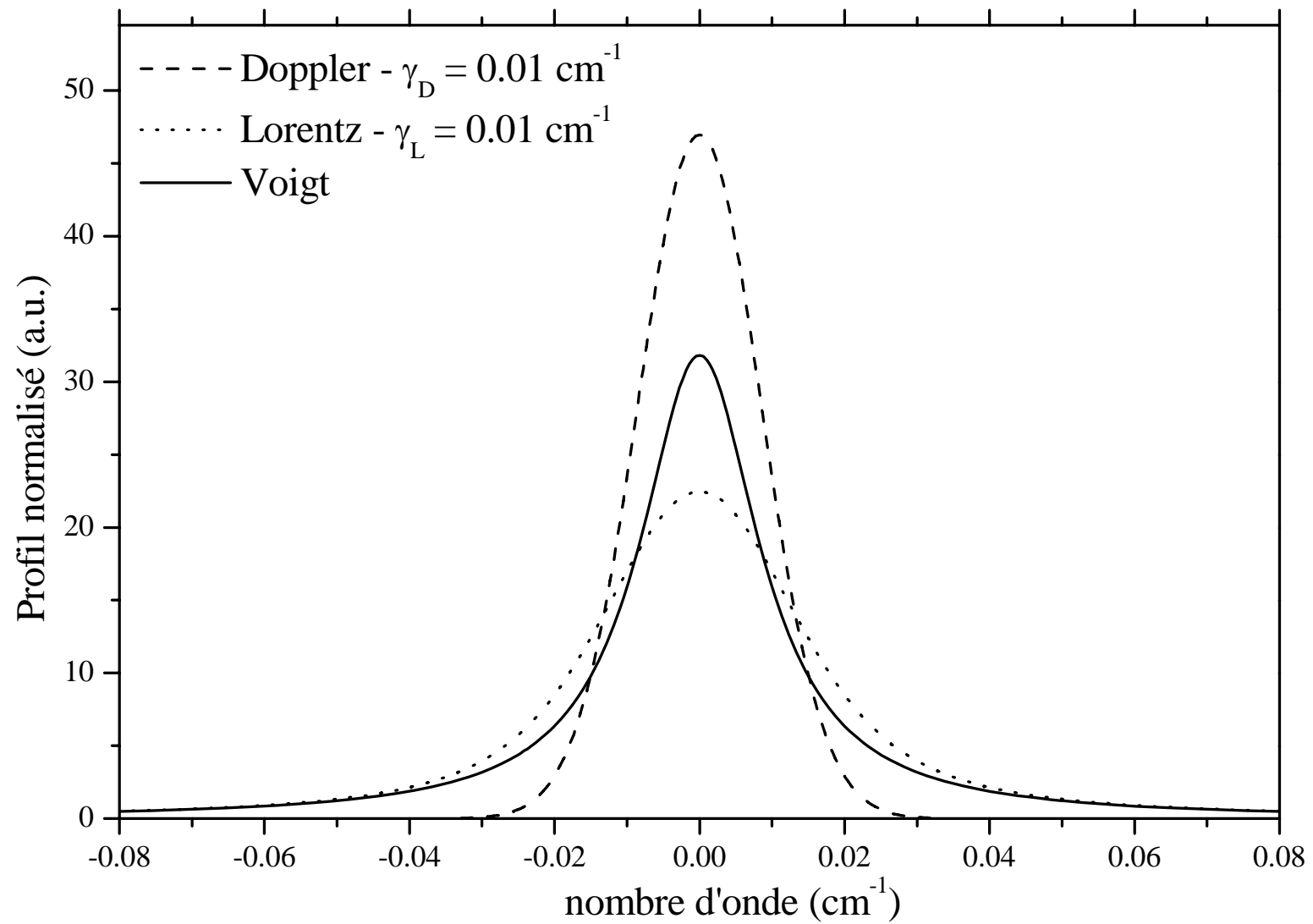
Dans le calcul de l'épaisseur optique on doit à la fois considérer la dépendance rapide de $\tau_{\tilde{\nu}}$ comme fonction de $\tilde{\nu}$ (d'où le terme de calcul raie par raie) et on doit, pour l'intégration le long de la ligne de visée, réaliser un découpage de l'atmosphère en couches d'épaisseur suffisamment fine pour que les variations rapides des intensités $k_{\tilde{\nu}}^N(T(s))$ et des profils $\Phi(\Delta\tilde{\nu}, P(s), T(s))$ soient bien prises en compte lors de l'intégration sur la variable d'espace s .

Même si cette expression de la transmission est compliquée, on comprend que, puisque les concentrations $N_i(s)$ interviennent, on puisse en principe par un processus mathématique (décrit sous le terme général de méthode d'inversion, voir plus loin) remonter de la transmission $T_{\tilde{\nu}}(s, 0)$ aux profils de concentration $N_i(z)$.

Par exemple si on dispose de spectres d'absorption atmosphériques et donc des $T_{\tilde{\nu}}(H_t)$ pour plusieurs hauteurs tangentes dans une géométrie d'occultation solaire (cf. figure page 31) on pourra espérer remonter aux profils verticaux de concentration des différentes espèces absorbant dans un domaine spectral donné.

Un exemple sous forme d'exercice est donné à la fin du cours.

Importance des profils de raies :



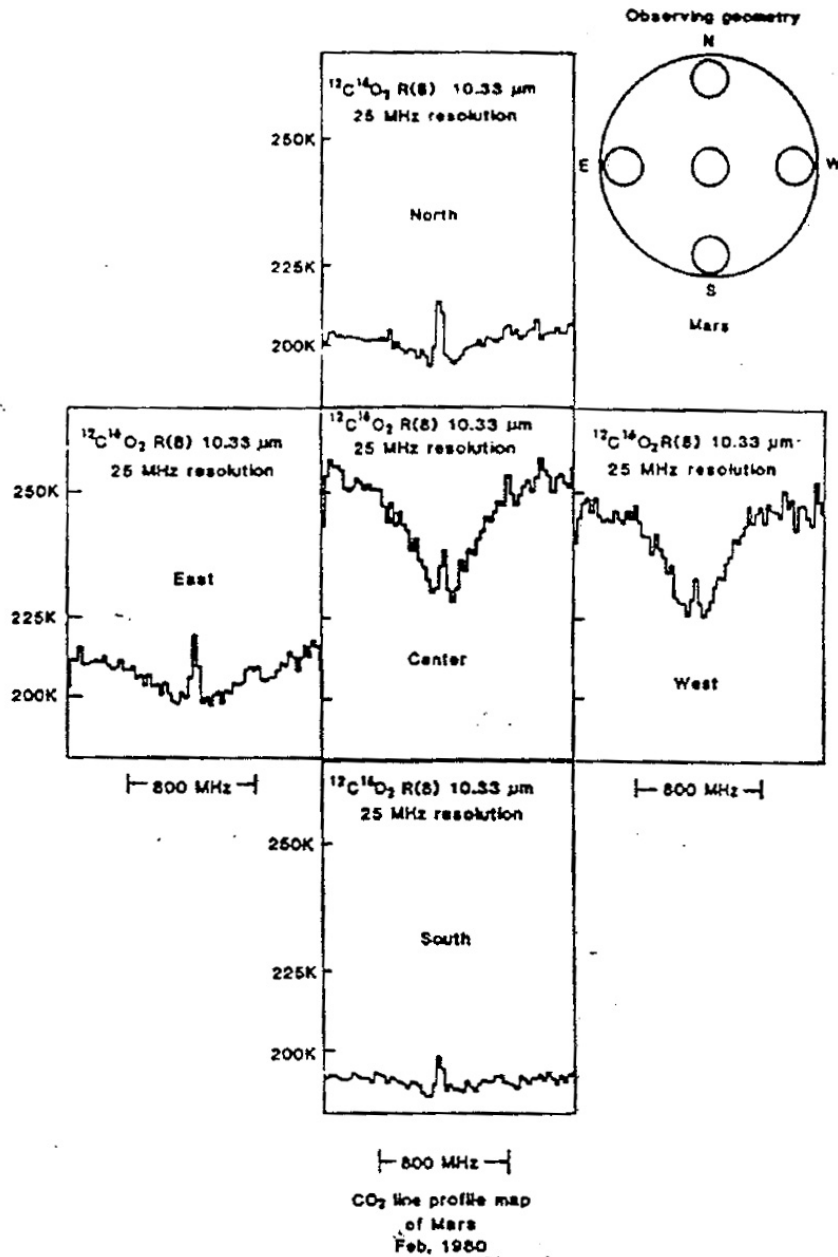
Sondage de CO₂ sur Mars par hétérodynage à 10μm
(Mumma et al., Science 212, 1981)

On distingue clairement :

La surface avec un continuum variable en fonction de la position géographique

La troposphère avec une raie élargie par collision

La mésosphère avec une contribution centrale très étroite.



2.8 Spectres continus

Dans le visible et l'UV on aura souvent à considérer des spectres continus (transitions électroniques vers des états dissociatifs ou spectres très denses) et on écrira :

$$\tau_{\tilde{\nu}}(s) = \sum_i \int_0^s \sigma_i(\tilde{\nu}, P(s), T(s)) N_i(s) ds$$

Dans cette équation :

- i est un indice qui caractérise les différentes espèces absorbantes.
- $N_i(s)$ est la densité locale (en molécule/cm³) de l'espèce i .
- $\sigma_i[\tilde{\nu}, T(s), P(s)]$ est la section efficace d'absorption en cm²/molécule pour l'espèce i au nombre d'ondes $\tilde{\nu}$.

On a fait explicitement apparaître la possibilité d'une dépendance de la section efficace d'absorption en fonction de la pression et/ou de la température locale.

En première approximation (cas de l'ozone dans l'UV par exemple) les sections efficaces ne dépendent pas de P et on peut écrire que $\sigma_i = \sigma_i[\tilde{\nu}, T]$. Si de plus les dépendances en fonction de la température sont négligeables (ce qui n'est pas forcément le cas de l'ozone dans l'UV) on peut même écrire $\sigma_i[\tilde{\nu}]$.

Dans ces conditions la mesure de la transmission permet d'accéder directement aux quantités intégrées le long de la ligne de visée puisqu'on a :

$$\tau_{\tilde{\nu}}(s,0) = \sum_i \sigma_i[\tilde{\nu}] Q_i$$

où la quantité intégrée pour l'espèce i exprimée en molécule/cm² s'écrit :

$$Q_i = \int_0^s N_i(s) ds$$

On comprend qu'en réalisant des mesures dans des bandes spectrales adaptées (plusieurs valeurs de $\tilde{\nu}_k$) associées à des valeurs différentes des $\sigma_i [\tilde{\nu}_k]$ on puisse avoir un nombre suffisant d'équations du type :

$$\tau_{\tilde{\nu}_k}(s,0) = \sum_i \sigma_i [\tilde{\nu}_k] Q_i$$

permettant de déterminer séparément les Q_i .

Remarque :

- Continua
- Spectre induits par collision

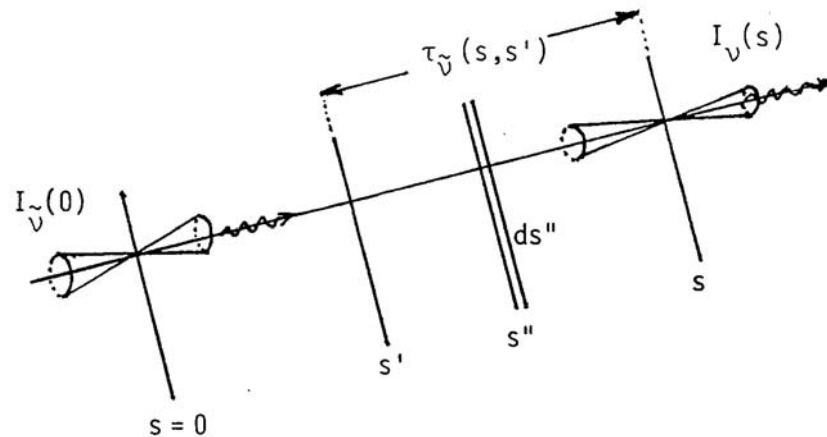
3. Equation du transfert radiatif²

3.1 Equation du transfert radiatif sans la diffusion

Si on reprend l'expression précédente de l'équation du transfert radiatif dans laquelle on suppose négligeable la diffusion (ce qui est vrai dans l'infrarouge), on obtient :

$$\frac{dL_\lambda(s)}{ds} = -\alpha_\lambda(s) (L_\lambda(s) - J_\lambda(T(s)))$$

Il s'agit de la forme locale de l'équation du transfert radiatif lorsqu'on néglige la diffusion.



La forme intégrée de l'équation du transfert radiatif s'écrit aussi après intégration entre deux points 0 et s :

$$L_\lambda(s) = L_\lambda(0) \exp[-\tau_\lambda(s,0)] + \int_0^s J_\lambda(s') \exp[-\tau_\lambda(s,s')] \alpha_\lambda(s') ds'$$

² Ce chapitre s'inspire très largement du manuscrit de thèse de Victor Ferreira que j'ai co-encadré.
S. Payan / Transfert radiatif atmosphérique / Ecole d'été du CNRS SPECATMO – juin 2009

où l'épaisseur optique $\tau_{\lambda}(s,s')$ entre les points de coordonnées s et s' le long du trajet suivi par le rayonnement (on parle aussi de ligne de visée) est définie par :

$$\tau_{\lambda}(s,s') = \int_{s'}^s \alpha_{\lambda}(s'') ds''$$

On peut vérifier par différentiation que la forme intégrée est bien solution de la forme locale de l'équation du transfert radiatif.

L'équation ci-avant comporte 2 termes :

le premier terme traduit la propagation dans le milieu du rayonnement incident (au point $s = 0$). Par suite des processus d'absorption le faisceau est atténué d'un facteur :

$$t_{\lambda}(s,0) = \exp[-\tau_{\lambda}(s,0)]$$

qu'on peut aussi appeler coefficient de transmission ou simplement transmission du milieu de 0 à s .

le second terme traduit la contribution à l'intensité au point s de toutes les tranches élémentaires situées entre 0 et s . L'émission d'une tranche d'épaisseur ds' est atténuée d'un facteur :

$$t_{\lambda}(s,s') = \exp[-\tau_{\lambda}(s,s')]$$

résultant de l'absorption entre s' et s de l'intensité émise au point s' .

De l'expression générale de la transmission

$$t_{\lambda}(s,s') = \exp\left[-\int_{s'}^s \alpha_{\lambda}(s'') ds''\right]$$

on tire

$$\frac{\partial t_{\lambda}(s,s')}{\partial s} = -\alpha_{\lambda}(s)t_{\lambda}(s,s')$$

$$\frac{\partial t_{\lambda}(s,s')}{\partial s'} = -\alpha_{\lambda}(s')t_{\lambda}(s,s')$$

De sorte que la forme intégrée de l'équation de transfert s'écrit aussi :

$$L_{\lambda}(s) = L_{\lambda}(0) t_{\lambda}(s,0) + \int_0^s J_{\lambda}(s') \frac{\partial t_{\lambda}(s,s')}{\partial s'} ds'$$

Selon le domaine spectral et selon la géométrie utilisée il est possible que seul le premier ou seul le second des 2 termes de l'équation soit prépondérant. Dans le premier cas on parlera d'absorption, dans le second cas d'émission. Mais l'équation a une validité générale couvrant les cas où les phénomènes d'émission et d'absorption doivent être simultanément considérés.

3.2 L'absorption

Si on ne considère que l'absorption (on néglige donc l'émission et la diffusion), si le milieu est éclairé en entrée du milieu par une luminance $L_{\tilde{\nu}}(0)$, on a en sortie :

$$L_{\tilde{\nu}}(s) = L_{\tilde{\nu}}(0) t_{\tilde{\nu}}(s,0)$$

Avec :

$$t_{\tilde{\nu}}(s,0) = \exp[-\tau_{\tilde{\nu}}(s,0)]$$

Cas particuliers :

$$\tau_{\tilde{\nu}}(s,0) \ll 1 \quad \text{milieu optiquement mince} \quad L_{\tilde{\nu}}(s) = L_{\tilde{\nu}}(0)[1 - \tau_{\tilde{\nu}}(s,0)]$$

$$\tau_{\tilde{\nu}}(s,0) \gg 1 \quad \text{milieu optiquement épais} \quad L_{\tilde{\nu}}(s) = 0$$

3.3 L'émission

A l'équilibre thermodynamique local (ETL), le terme source $J_{\tilde{\nu}}$ est égal à la fonction de Planck $B_{\tilde{\nu}}$:

$$L_{\tilde{\nu}}(s) = \int_0^s B_{\tilde{\nu}}(T(s')) \frac{\partial t_{\tilde{\nu}}(s, s')}{\partial s'} ds'$$

Pour un milieu homogène et isotherme :

$$L_{\tilde{\nu}}(s) = B_{\tilde{\nu}}(T)[1 - t_{\tilde{\nu}}(s, 0)]$$

avec

$$t_{\tilde{\nu}}(s, 0) = \exp[-\tau_{\tilde{\nu}}(s, 0)]$$

et

$$t_{\tilde{\nu}}(s, 0) = \exp\left[-\int_0^s \alpha_{\tilde{\nu}}(s'') ds''\right] = \exp[-\alpha_{\tilde{\nu}} s]$$

Cas particuliers :

$$\tau_{\tilde{\nu}}(s, 0) \ll 1 \quad \text{milieu optiquement mince} \quad L_{\tilde{\nu}}(s) = B_{\tilde{\nu}}(\tilde{\nu}, T)\tau_{\tilde{\nu}}(s, 0)$$

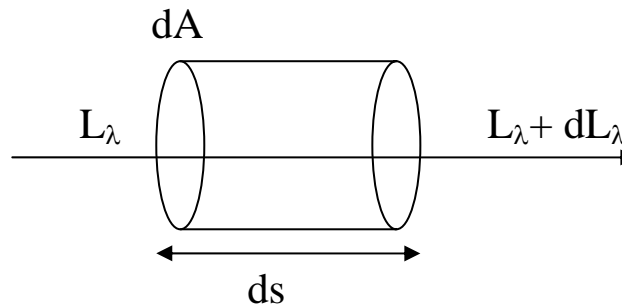
$$\tau_{\tilde{\nu}}(s, 0) \gg 1 \quad \text{milieu optiquement épais} \quad L_{\tilde{\nu}}(s) = B_{\tilde{\nu}}(\tilde{\nu}, T) \quad (\text{corps noir})$$

3.4 Equation générale : prise en compte de la diffusion

Cette équation décrit la distribution spatiale (angulaire) de la luminance ou simplement la luminance à la sortie d'un milieu pouvant être inhomogène. Elle peut être établie à partir d'un bilan d'énergie.

Considérons un milieu qui absorbe, émet et diffuse du rayonnement caractérisé par son coefficient d'absorption spectral α_λ et par son coefficient de diffusion spectrale σ_λ . Un rayonnement monochromatique de luminance $L_\lambda(s)$ traverse à l'instant t ce milieu en se propageant dans la direction Ω définie par l'axe curviligne Os .

Considérons le volume cylindrique élémentaire de section dA et de longueur ds (figure).



Désignons par $L_\lambda(s)$ la luminance en s et par $L_\lambda(s) + dL_\lambda$ la luminance en $s + ds$.

$dL_\lambda dA d\Omega d\lambda dt$ représente la différence entre les énergies traversant les surfaces dA en $s+ds$ et s dans l'intervalle de temps dt autour de t , dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ autour de λ et contenue dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ autour de la direction Ω .

Si l'on désigne par W_λ le gain net d'énergie radiative par unité d'angle solide autour d'une direction donnée par unité de volume, de temps et de longueur d'onde, on a donc (puisque $dV = dA ds$):

$$W_\lambda dA ds d\Omega d\lambda dt = dL_\lambda dA d\Omega d\lambda dt$$

Il en résulte que:

$$\frac{dL_\lambda(s)}{ds} = W_\lambda(s)$$

W_λ est la somme de quatre contributions:

$$W_\lambda = W_{\text{emis}} - W_{\text{abs}} + W_{\text{diff.in}} - W_{\text{diff.out}}$$

W_{emis} est l'énergie radiative gagnée par le faisceau grâce à l'émission dans l'élément de volume:

$$W_{\text{emis}} = \alpha_\lambda(s) L_\lambda^0(T(s))$$

W_{abs} est la perte d'énergie radiative par le faisceau due à l'absorption:

$$W_{\text{abs}} = \alpha_\lambda(s) L_\lambda(s)$$

$W_{\text{diff.in}}$ est le gain d'énergie radiative par le faisceau recueilli dans la direction Ω dû à la diffusion du rayonnement arrivant de toutes les directions:

$$W_{\text{diff.in}} = \frac{1}{4\pi} \sigma_\lambda \int_{4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) L_\lambda(s) d\Omega'$$

$W_{\text{diff.out}}$ est la perte d'énergie radiative du faisceau due à la diffusion par la matière contenue dans dV :

$$W_{\text{diff.out}} = \sigma_\lambda L_\lambda(s)$$

Nous pouvons ainsi écrire l'équation du transfert radiatif sous la forme:

$$\frac{dL_\lambda(s)}{ds} = \alpha_\lambda(s)L_\lambda^0(T(s)) - \alpha_\lambda(s)L_\lambda(s) - \sigma_\lambda L_\lambda(s) + \frac{1}{4\pi}\sigma_\lambda \int_{4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) L_\lambda(s) d\Omega'$$

$$\frac{dL_\lambda(s)}{ds} + (\alpha_\lambda(s) + \sigma_\lambda) L_\lambda(s) = \alpha_\lambda(s) L_\lambda^0(T(s)) + \frac{1}{4\pi}\sigma_\lambda \int_{4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) L_\lambda(s) d\Omega'$$

En introduisant le coefficient monochromatique volumique d'extinction : $\beta_\lambda = \alpha_\lambda + \sigma_\lambda$

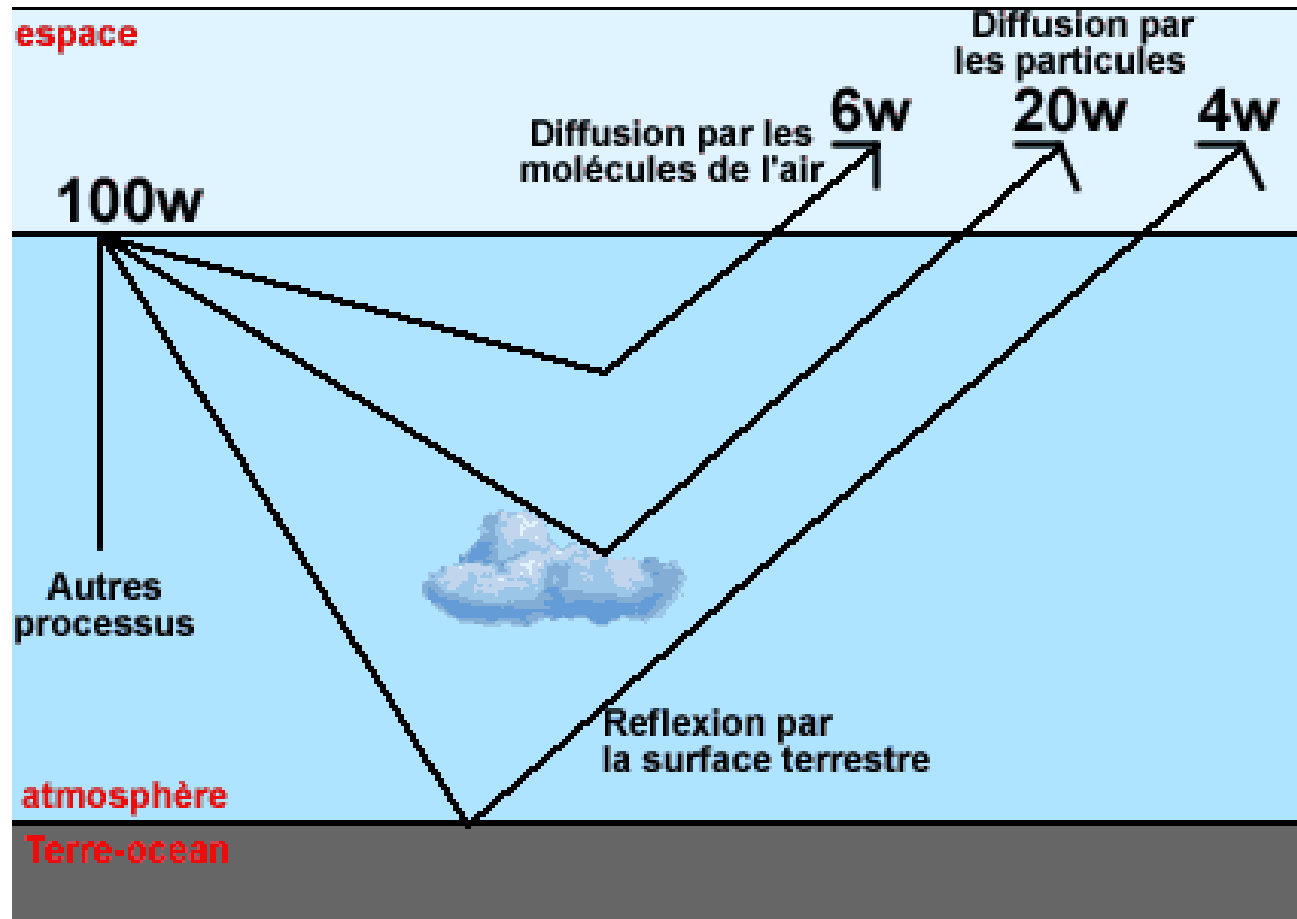
et l'albédo monochromatique $\omega_\lambda = \frac{\sigma_\lambda}{\beta_\lambda}$ l'équation du transfert radiatif s'écrit:

$$\frac{1}{\beta_\lambda} \frac{dL_\lambda}{ds} + L_\lambda = J_\lambda$$

où la fonction source est définie par :

$$J_\lambda = (1 - \omega_\lambda) L_\lambda^0(T) + \frac{1}{4\pi} \omega_\lambda \int_{4\pi} P_\lambda(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) L_\lambda(s) d\Omega'$$

La diffusion élastique provoque une redistribution angulaire de la puissance associée au rayonnement du dipôle induit par le champ incident grâce à la polarisabilité de la particule. La diffusion joue un rôle important par exemple pour l'albédo planétaire.



On distingue différents types de diffusion selon la taille relative des cibles (molécules ou particules) par rapport à la longueur d'onde de la radiation incidente. Les radiations solaires situées dans l'ultraviolet sont absorbées dans la haute atmosphère si bien que l'on considère principalement les radiations visibles.

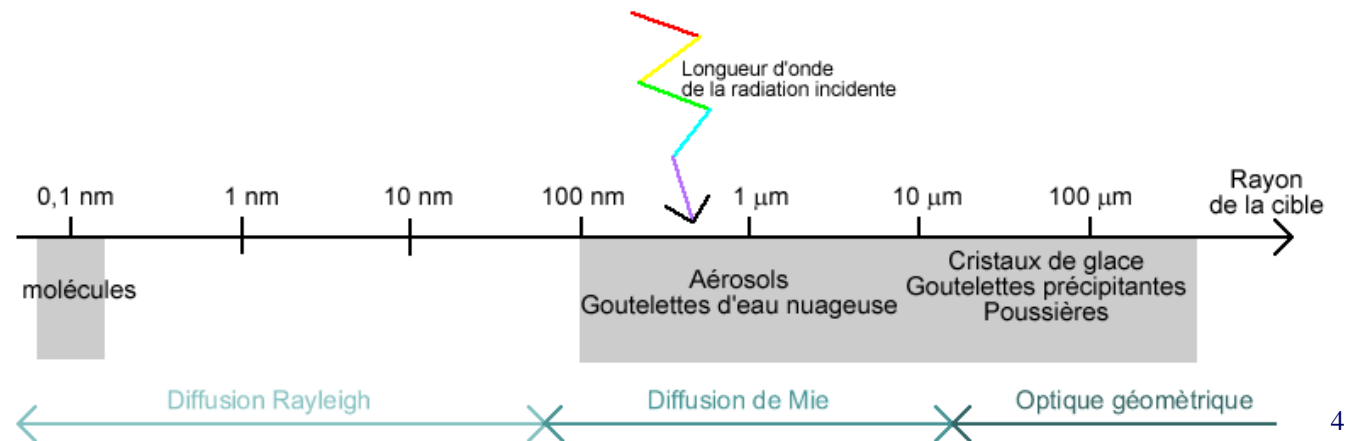
³ <http://gershwin.ens.fr/vdaniel/Enseignement/Cours-Rayonnement/partie2>
 S. Payan / Transfert radiatif atmosphérique / Ecole d'été du CNRS SPECATMO – juin 2009

- La diffusion Rayleigh est la diffusion par les molécules ($r/\lambda \ll 1$). Taille de la cible : 10 nanomètres

$$\sigma_{\text{diff}}^R \approx 4 \times 10^{-32} \left(\frac{1 \mu\text{m}}{\lambda} \right)^4 \text{ m}^2$$

L'efficacité est donc décroissant très rapidement avec la longueur d'onde. On peut la négliger dans l'infrarouge thermique.

- La diffusion par les particules de plus grosses (taille très grande devant la longueur d'onde), par exemple les gouttes nuageuses de quelques microns ou les cristaux de glace de quelques dizaines de microns, peut être expliquée par les lois de l'optique géométrique. La diffusion par les particules plus petites dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde est plus délicate à étudier. On parle de diffusion de Mie.



Remarque : on a supposé implicitement que le milieu était à l'équilibre thermodynamique local.

4. Application aux mesures à distances

4.1 Découpage en couches de l'atmosphère

4.1.1 Cas d'un milieu homogène et isotherme.

On notera $t_\lambda = t_\lambda(s,0)$ la transmission dans la couche $[0, D]$ homogène (même concentration, même pressions dans tout le milieu) et isotherme et non diffusant. On a alors :

$$L_\lambda(s) = L_\lambda(0) t_\lambda + \int_0^D L_\lambda^0(s') \frac{\partial t_\lambda(s,s')}{\partial s'} ds'$$

Or, la température est la même dans tout le milieu et donc $L_\lambda^0(s') = L_\lambda^0(T)$ où T est la température de la couche. $L_\lambda^0(T)$ ne dépend pas de s' nous pouvons donc le sortir de l'intégrale. De plus nous admettrons que

$$\frac{\partial t_\lambda(s,s')}{\partial s'} ds' = dt_\lambda.$$

Les bornes d'intégrations changent donc avec $t_\lambda(s,0) = t_\lambda$ et $t_\lambda(s,s) = 1$. On a alors :

$$L_\lambda(s) = L_\lambda(0) t_\lambda + L_\lambda^0(T) \int_{t_\lambda}^1 dt_\lambda$$

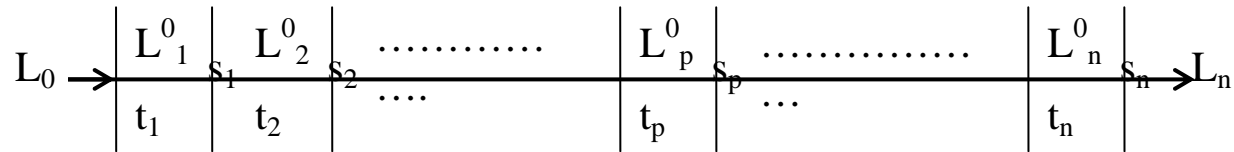
Soit :

$$L_\lambda(s) = L_\lambda(0) t_\lambda + L_\lambda^0(T) (1 - t_\lambda)$$

La luminance sortant d'une couche homogène et isotherme d'épaisseur s est égale à la somme de la luminance incidente transmise jusqu'à s et de la luminance émise par le milieu

4.1.2 Cas de plusieurs milieux homogènes et isothermes.

Afin de modéliser le transfert radiatif dans l'atmosphère terrestre, on est amené à faire un découpage de l'atmosphère en couches homogène et isotherme. Considérons une succession de n couches.



On choisira les notations suivantes :

Transmission dans la couche i : $t_\lambda(s_{i-1}, s_i) = t_i$

Emission du corps noir à la température T_i de la couche i : $L_\lambda^0(T_i) = L_i^0$ (on pourrait les noter $B_\lambda(T_i) = B_i$)

Luminance à la sortie de la couche i : $L_\lambda(s_i) = L_i$

On cherche à déterminer la luminance qui sortira de la $n^{\text{ième}}$ couche sachant qu'une luminance L_0 pénètre dans la première couche.

Reprenons les résultats que nous avons obtenus pour le cas d'un milieu homogène et isotherme et appliquons le à première couche en utilisant les notations définies ci-dessus :

$$L_1 = L_0 t_1 + L_1^0 (1 - t_1)$$

$$\begin{aligned} L_2 &= L_1 t_2 + L_2^0 (1 - t_2) \\ &= [L_0 t_1 + L_1^0 (1 - t_1)] t_2 + L_2^0 (1 - t_2) \\ &= L_0 t_1 t_2 + L_1^0 (1 - t_1) t_2 + L_2^0 (1 - t_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_3 &= L_2 t_3 + L_3^0 (1 - t_3) = [L_0 t_1 t_2 + L_1^0 (1 - t_1) t_2 + L_2^0 (1 - t_2)] t_3 + L_3^0 (1 - t_3) \\
&= L_0 t_1 t_2 t_3 + L_1^0 (1 - t_1) t_2 t_3 + L_2^0 (1 - t_2) t_3 + L_3^0 (1 - t_3)
\end{aligned}$$

Pour trouver une expression simple de la luminance à la sortie de la $n^{\text{ième}}$ couche on introduit les notations suivantes :

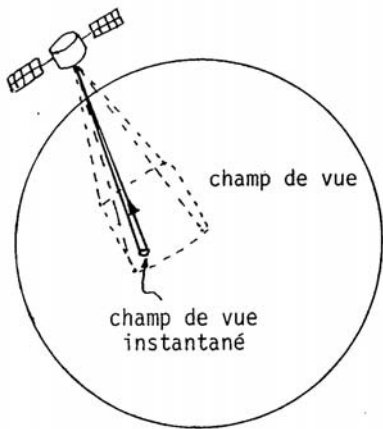
$$\zeta_p = \prod_{k=p+1}^n t_k \quad p = 1 \text{ à } n-1$$

$$\zeta_n = 1$$

$$\begin{aligned}
L_n &= L_0 \xi_0 + L_1^0 (1 - t_1) \xi_1 + L_2^0 (1 - t_2) \xi_2 + \dots + L_{n-1}^0 (1 - t_{n-1}) \xi_{n-1} + L_n^0 (1 - t_n) \xi_n \\
&= L_0 \xi_0 + \sum_{p=1}^n L_p^0 (1 - t_p) \xi_p \\
&= L_0 \xi_0 + \sum_{p=1}^n L_p^0 (\xi_p - \xi_{p+1})
\end{aligned}$$

On retrouve une expression avec deux termes : la luminance incidente transmise jusqu'à la sortie du milieu et de luminance émise par le milieu et également transmise jusqu'à la sortie en s_n .

4.2 Géométrie des lignes de visée

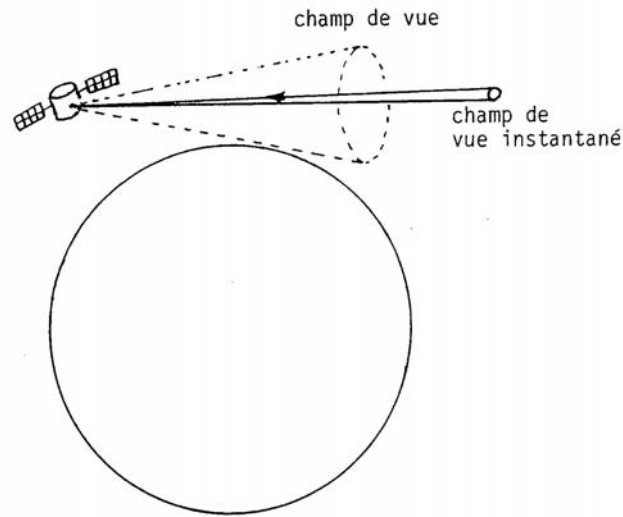


Visée au nadir

Bonne résolution horizontale
Médiocre résolution verticale

2 modes

- émission (thermique ou propre)
- rétrodiffusion solaire



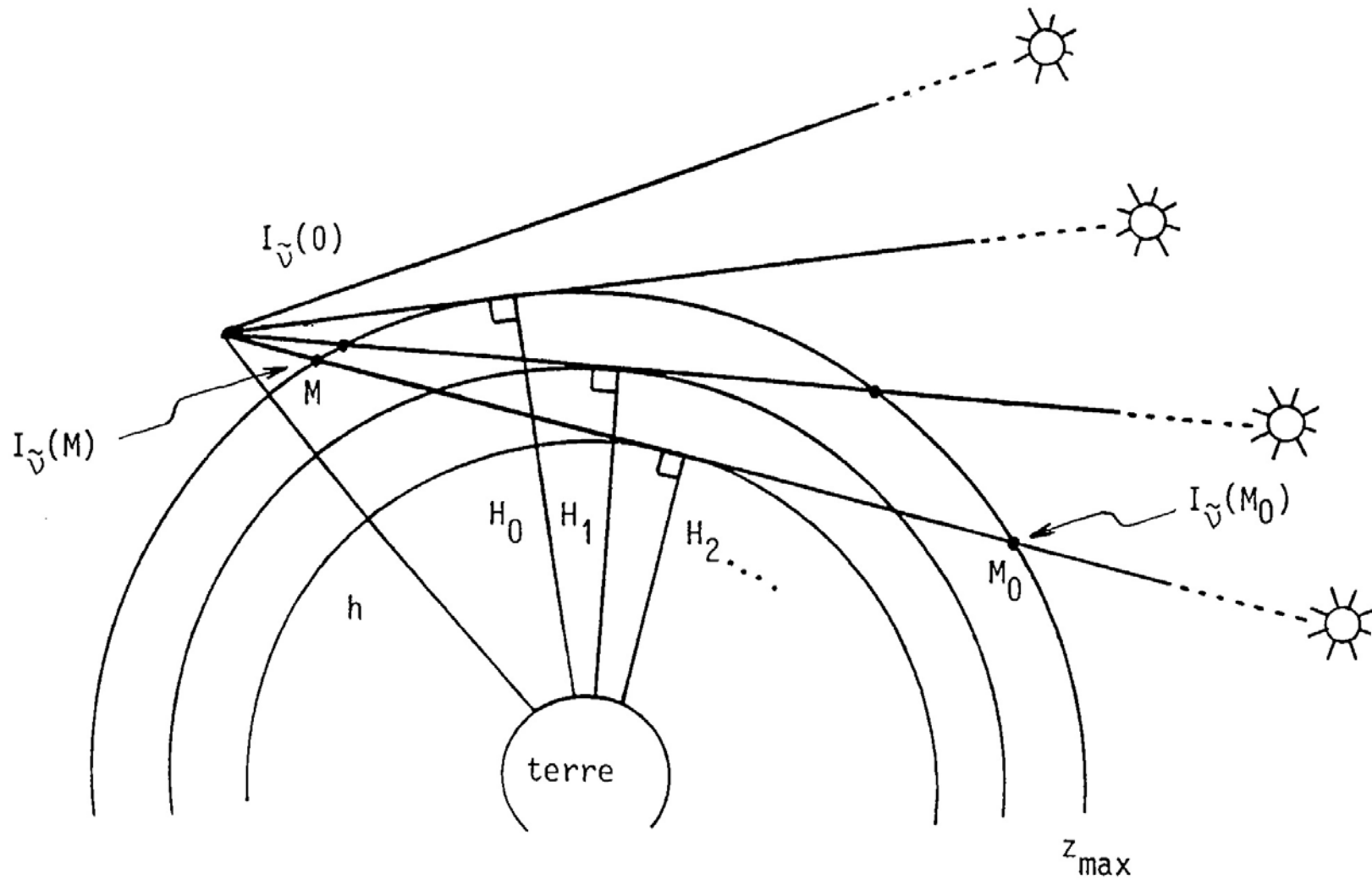
Visée au limbe

Bonne résolution verticale
Médiocre résolution horizontale

2 modes

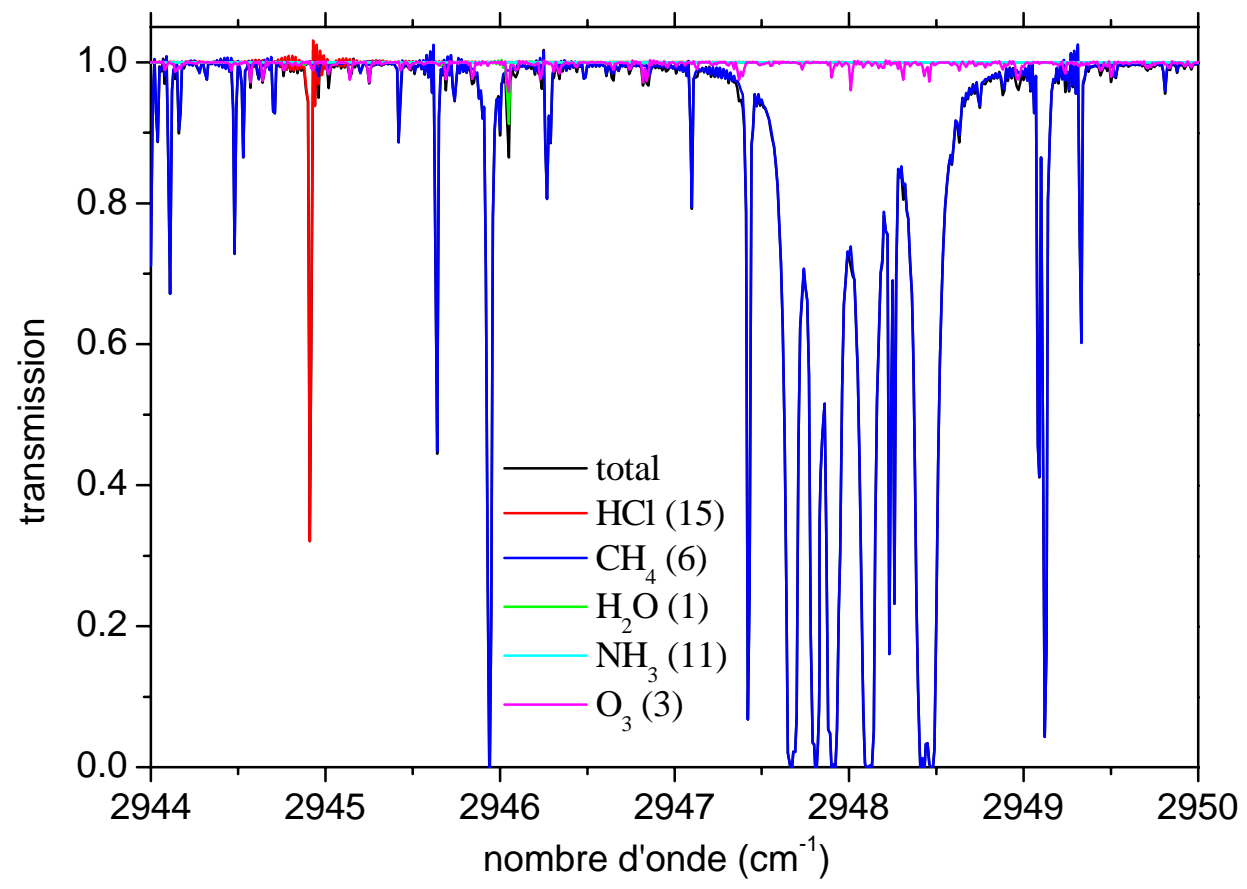
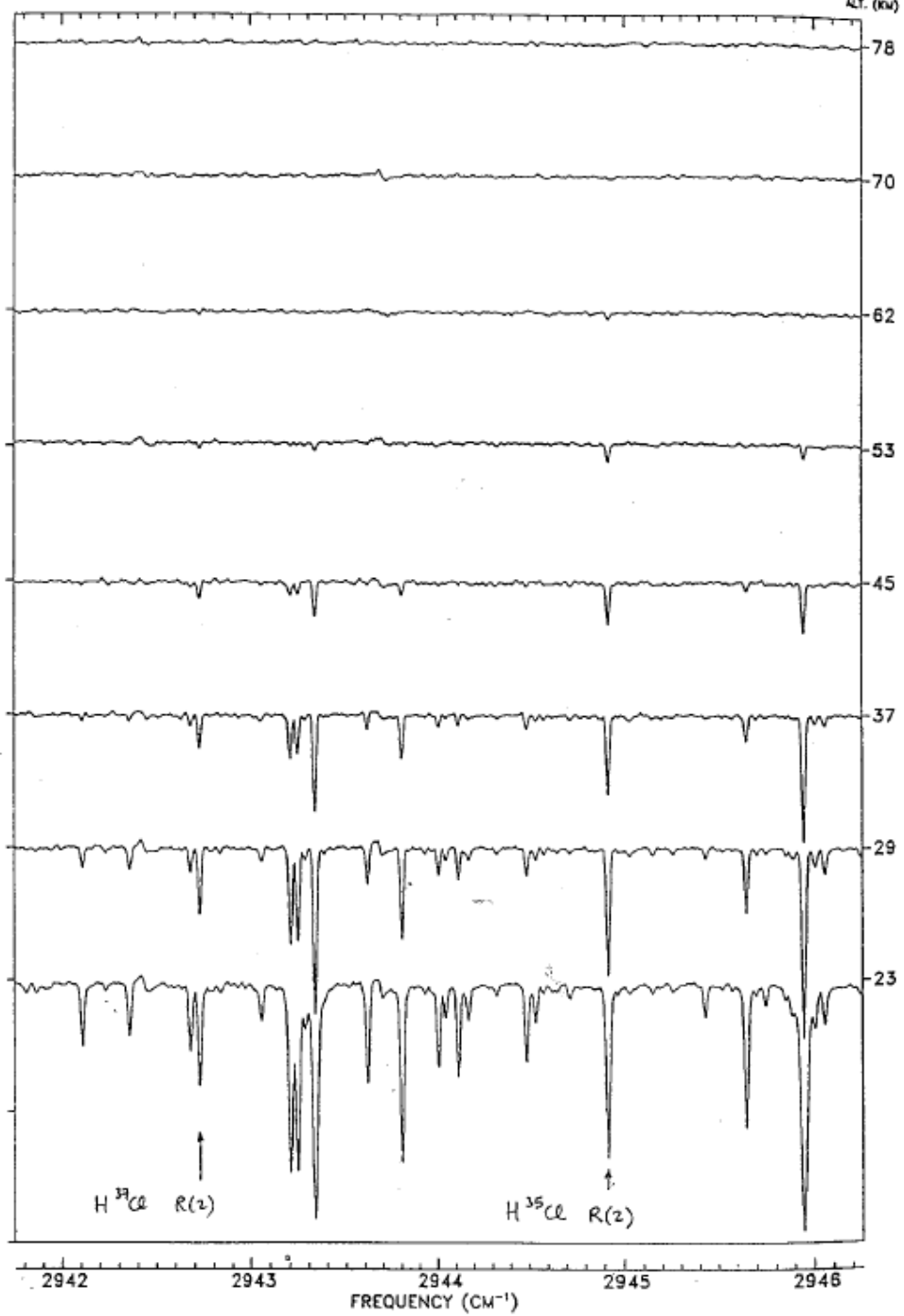
- émission (thermique ou propre)
- occultation solaire

- Mesures au limbe : Bonne résolution verticale, résolution horizontale ~ 400 km. Sondage au dessus de ~ 6 km.
- Mesure au nadir : bonne résolution horizontale (10×10 km), résolution verticale médiocre. Sondage de la troposphère et stratosphère (dépend de l'espèce, de l'instrument, ...) avec ou sans différenciation des deux composantes.
- Mesures vers le haut (cf. nadir)
- Rétro diffusion : caractéristiques du nadir amélioré, ou idem au limbe (dépend de la géométrie).

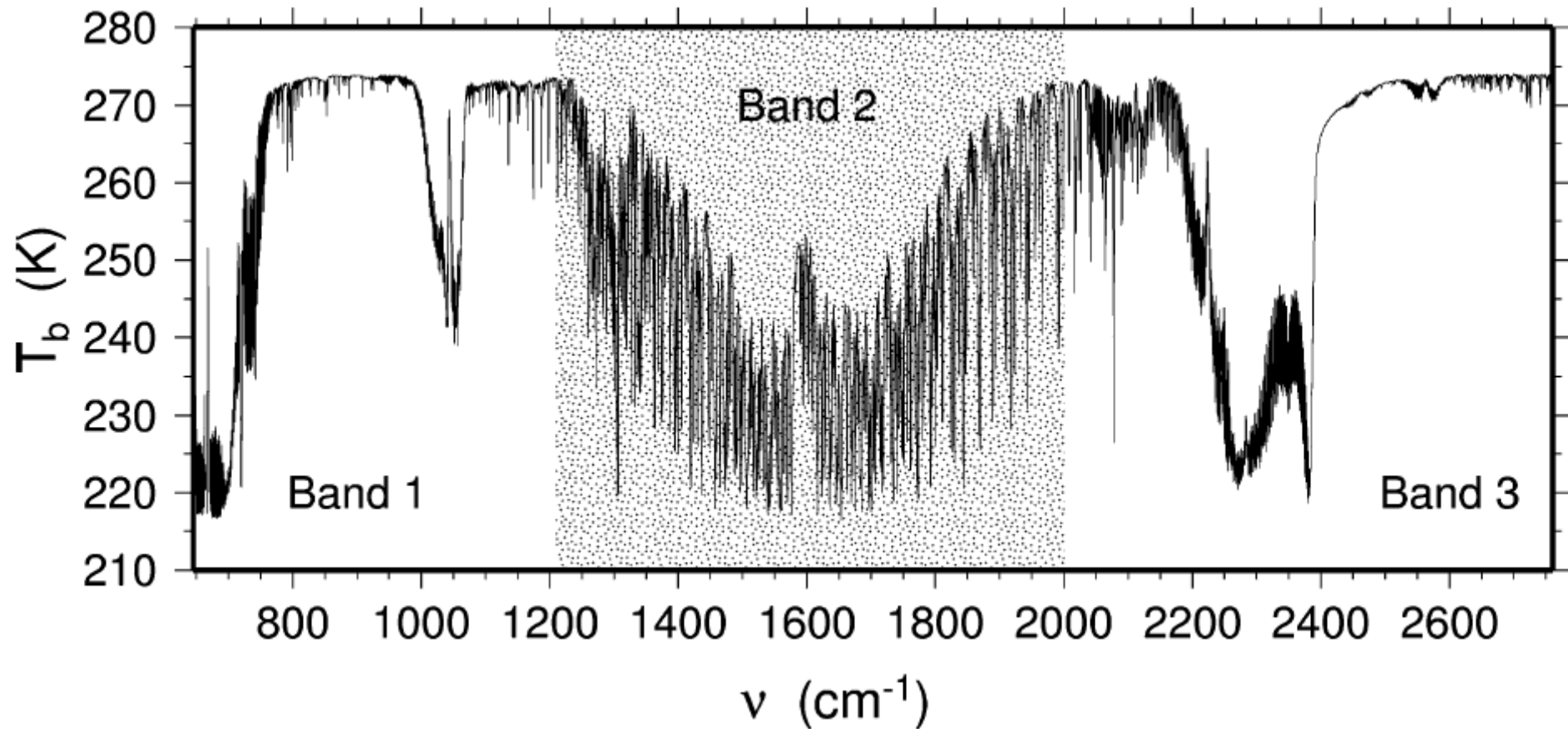


Géométrie pour une mesure en absorption en mode d'occultation solaire.

Exemple de spectres : expérience ATMOS

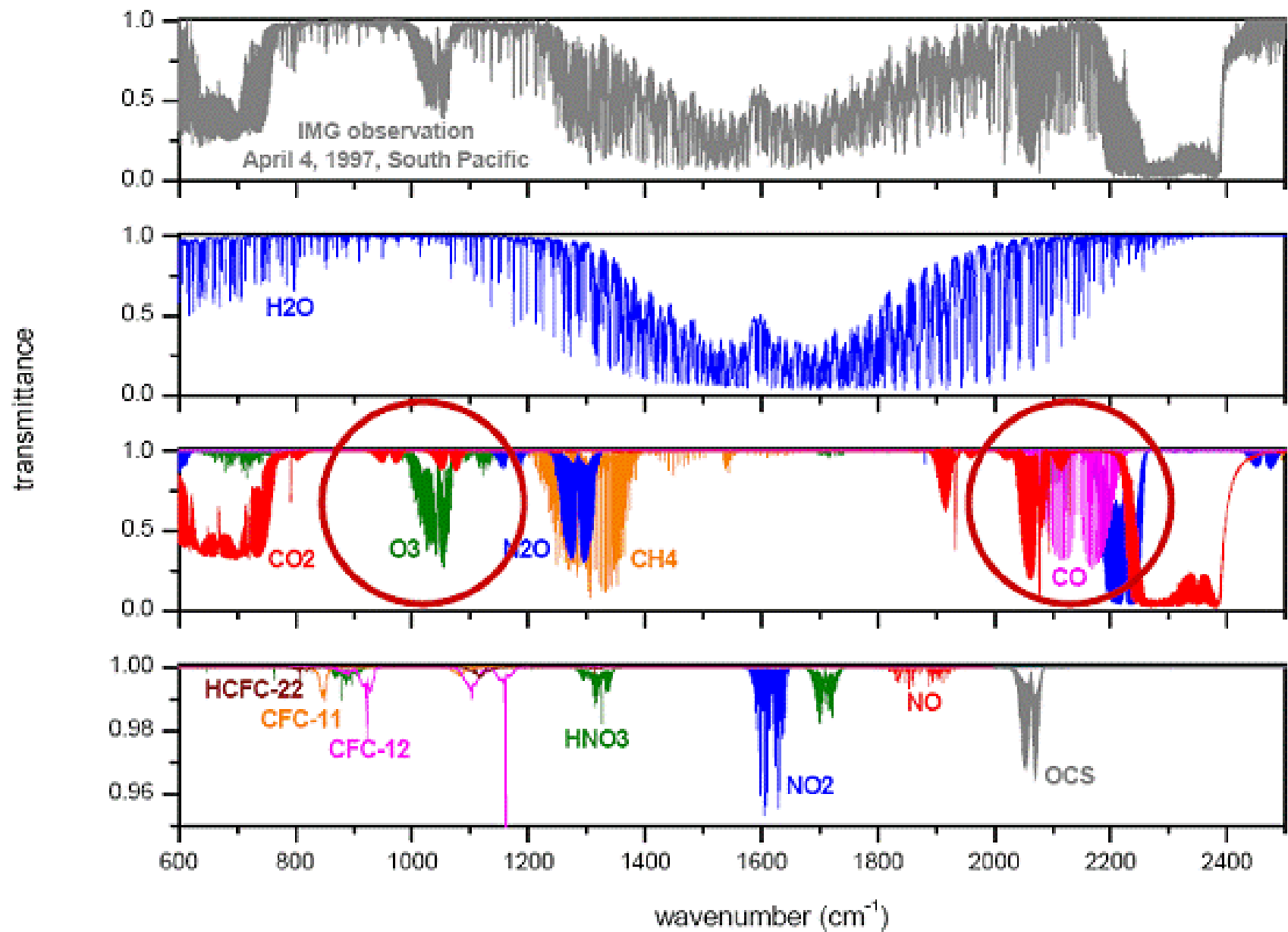


Exemple de visée au Nadir : spectres IASI



5

⁵ Peter Schlüssel *, Tim H. Hultberg, Pepe L. Phillips, Thomas August, Xavier Calbet, The operational IASI Level 2 processor , Advances in Space Research 36 (2005) 982–988
S. Payan / Transfert radiatif atmosphérique / Ecole d'été du CNRS SPECATMO – juin 2009



4.3 Etude d'un cas

On cherche à mesurer le profil vertical de NO_2 dans l'atmosphère terrestre à partir de mesures à haute résolution dans l'infrarouge. Pour cela, on utilise des spectres enregistrés avec un interféromètre visant le soleil au travers de l'atmosphère depuis l'espace.

1 - Géométrie de la ligne de visée

Afin de résoudre le problème inverse on découpe l'atmosphère en couches de 5 km d'épaisseur. (figure 1). On considère une visée au limbe dont l'altitude tangente est de 25 km d'altitude.

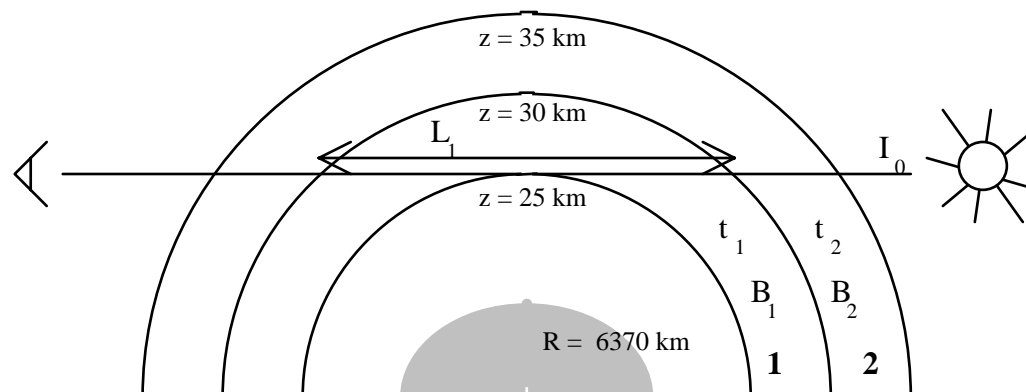


Figure 1

On néglige la réfraction pour le calcul de la longueur du trajet dans chacune des couches. Quelles sont les longueurs L_1 et L_2 du trajet dans les deux couches considérées si l'on suppose l'altitude inférieure de la première couche à 25 km d'altitude ?

- Rayon de la terre = 6370 km

2 - Equation du transfert radiatif.

On suppose que la température, la pression et la concentration des gaz absorbants sont constants dans chacune des deux couches considérées. A partir de l'équation générale du transfert radiatif

$$I_{\tilde{\nu}}(s) = I_{\tilde{\nu}}(0)t_{\tilde{\nu}}(s,0) + \int_0^s J_{\tilde{\nu}}(s') \frac{\partial t_{\tilde{\nu}}(s,s')}{\partial s'} ds'$$

exprimez simplement la radiance à la sortie de l'atmosphère en fonction de la transmission dans chacune des couches (t_1, t_2), de la fonction de Planck dans chacune des couches (B_1, B_2), et de la radiance incidente au sommet de l'atmosphère I_0 , si l'on suppose que l'atmosphère est en l'équilibre thermodynamique local.

On suppose négligeable le terme d'émission propre à l'atmosphère dans l'équation du transfert radiatif dans l'hypothèse de l'utilisation du soleil comme source. Montrez que l'on obtient simplement la transmission le long de la ligne de visée (fonction de t_1 et t_2) si l'on connaît la radiance du soleil au sommet de l'atmosphère.

3 - Calcul de l'épaisseur optique.

On cherche à déterminer le profil vertical de NO_2 à partir d'une raie isolée de cette espèce vers 2914 cm^{-1} (voir figure 2).

Calculer la demi-largeur Doppler à mi-hauteur de la raie dans la couche tangente. Confirmez que l'approximation d'un profil Doppler est justifiée.

Calculer la valeur du profil Doppler au sommet de la raie.

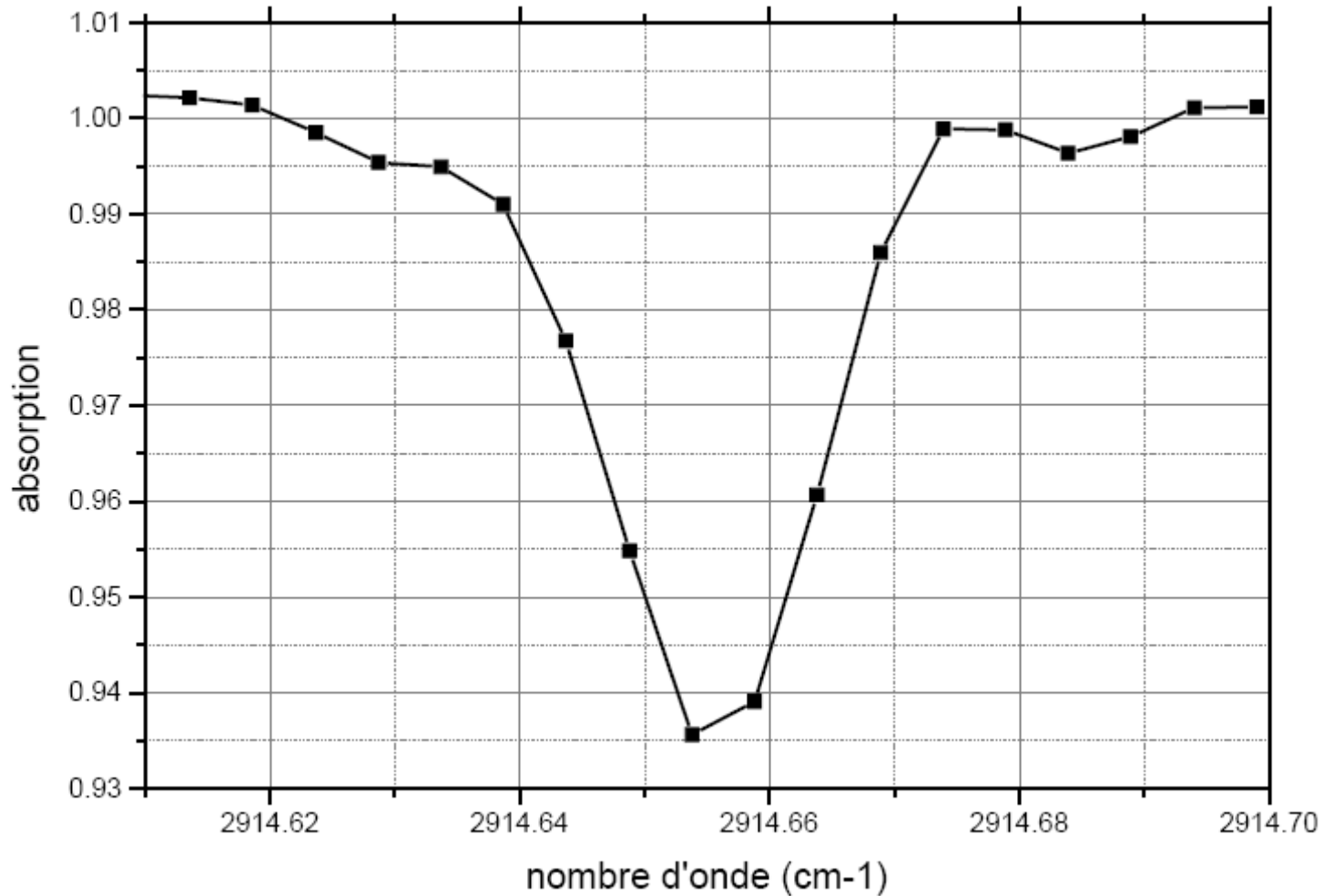
Calculer la valeur de l'épaisseur optique pour $\tilde{\nu}=\tilde{\nu}_0$ (sommet de la raie) dans la couche tangente.

Montrer, à partir du résultat précédent et si l'on ne considère qu'une couche, que la largeur équivalente S (cf. équation ci-dessous) de la raie considérée peut s'exprimer (dans l'hypothèse des faibles absorptions) comme:

$$S = \int_0^{+\infty} (1 - t_{\tilde{\nu}}) d\tilde{\nu} = k_{\tilde{\nu}_0}^N N r L_1$$

Confirmez l'homogénéité des dimensions de la largeur équivalente S .

- Intensité de la raie : $k_{\tilde{\nu}_0}^N = 6.07 \times 10^{-21} \text{ cm}^{-1} / (\text{molecule} \cdot \text{cm}^{-2})$
- Position de la raie: $\tilde{\nu}_0 = 2914.64 \text{ cm}^{-1}$
- Coefficient d'élargissement par l'air : $\gamma_0^t = 0.0063 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$
- Rapport de mélange prévisible de NO_2 vers 25 km d'altitude: $r = 1 \text{ ppbv}$
- Température dans la couche tangente : $T = 200 \text{ K}$
- Pression dans la couche tangente : $P = 18.3 \text{ hPa}$
- Température de référence : $T_0 = 273.15 \text{ K}$
- Pression de référence : 1013.25 hPa
- Nombre de Lochmidt : $\mathcal{L} = 2.686763 \times 10^{19} \text{ molecule} \cdot \text{cm}^{-3}$

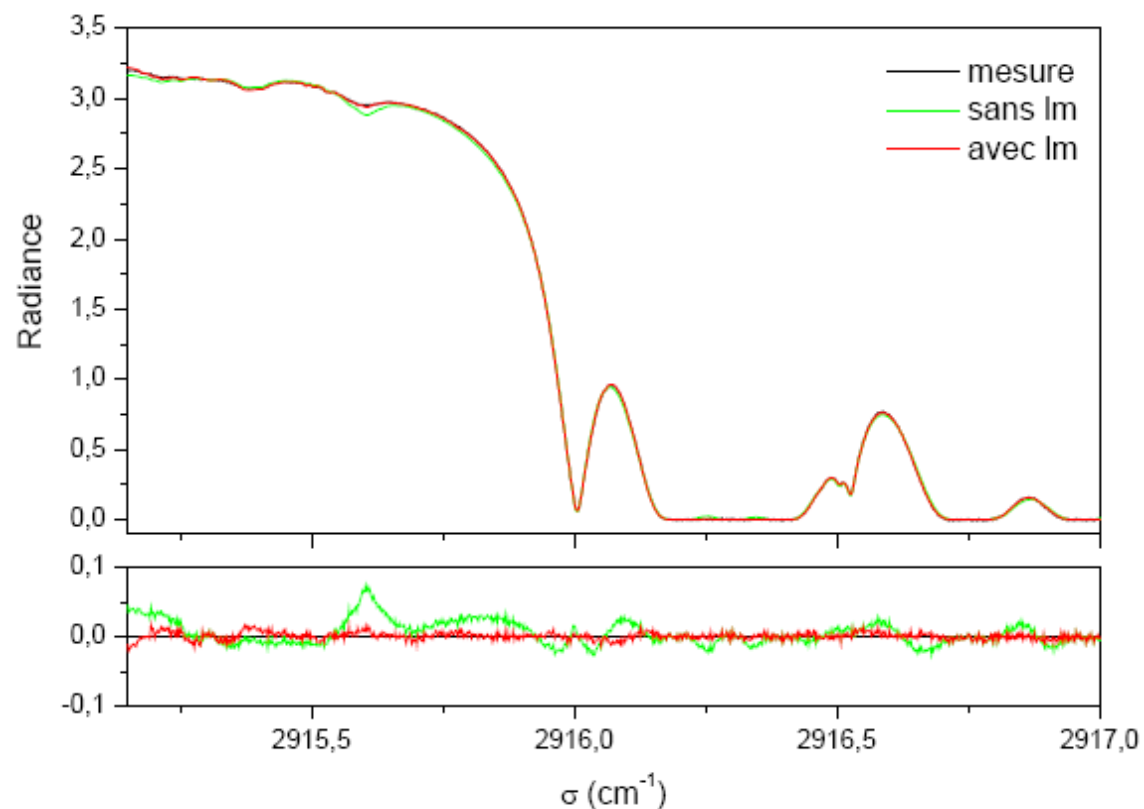
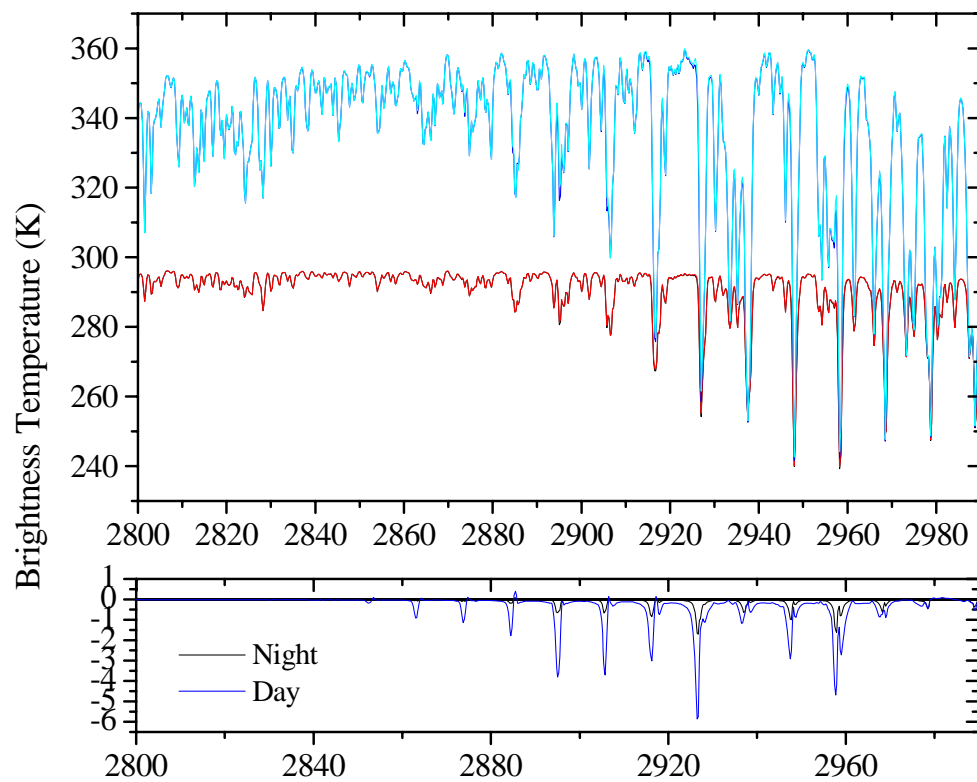


4 - Calcul de la concentration de NO₂.

On suppose que seule la couche tangente contribue de manière significative à l'absorption. A partir du spectre ci-joint (figure 2), mesurer la largeur équivalente S de la raie de NO₂. En déduire la valeur du rapport de mélange de NO₂ dans la couche tangente.

5. Perspectives

- Réfraction
- NETL
- Chimie et photochimie
- Nuages
- Formes de raies :
 - Narrowing
 - Line mixing
- Spectre solaire
- Observations en lumière polarisée
- Approches statistiques et Réseaux de neurones



Night
— Without LM
— With LM
Day
— Without LM
— With LM

Pour aller plus loin :

Goudy R. M., Yung Y. L., Atmospheric Radiation Theoretical Basis, Oxford University Press, 1989.

Rodgers C.D., Inverse method for Atmospheric Sounding Theory and Practice, World Scientific, 2004

Lefrère J., UPMC, cours de M1 SDUUE, « chapitre 4 – équation du transfert radiatif », 2009

Physique moléculaire, physique de l'atmosphère: comptes rendus de l'Ecole d'Hiver Applications de la Physique Moléculaire à l'Atmosphère et l'Environnement ; Montfoulon (pres d'Alençon), 1 - 10 Dec. 1980, Camy-Peyret C., Amat G, Paris. Ed. du Centre Nat. de la Recherche Scientifique. 1982.

