

Chapitre 2

Le rayonnement solaire dans l'atmosphère

Sommaire

2.1	Composition et structure de l'atmosphère	15
2.1.1	Structure thermique de l'atmosphère	15
2.1.2	Composition chimique de l'atmosphère	16
2.2	Principaux phénomènes d'interaction dans l'atmosphère	17
2.2.1	Absorption sélective moléculaire	17
2.2.2	Diffusion moléculaire	18
2.3	L'équation de transfert radiatif	19
2.4	Choix de la résolution de l'équation de transfert radiatif	20
2.4.1	Les composantes diffuse et directe du rayonnement solaire	20
2.4.2	Méthode des ordonnées discrètes : DISORT	21
2.5	Influence des variables décrivant le ciel clair sur la distribution spectrale du rayonnement solaire	22
2.5.1	Variation de la composition gazeuse de l'atmosphère	23
2.5.2	Influence de l'albédo du sol	27
2.5.3	Influence du profil atmosphérique	27
2.5.4	Influence des aérosols et de leur type	28
2.6	Conclusion	29

2.1 Composition et structure de l'atmosphère

2.1.1 Structure thermique de l'atmosphère

L'atmosphère est divisée verticalement en quatre couches concentriques distinctes : troposphère, stratosphère, mésosphère et thermosphère (figure 2.1). Les niveaux supérieurs de ces couches sont respectivement la tropopause, la stratopause, la mésopause et la thermo-pause. La troposphère est la couche la plus basse et c'est là qu'on retrouve les aérosols, la vapeur d'eau, les précipitations. Elle est caractérisée par une diminution de température avec un gradient typique de $6,5 \text{ K km}^{-1}$.

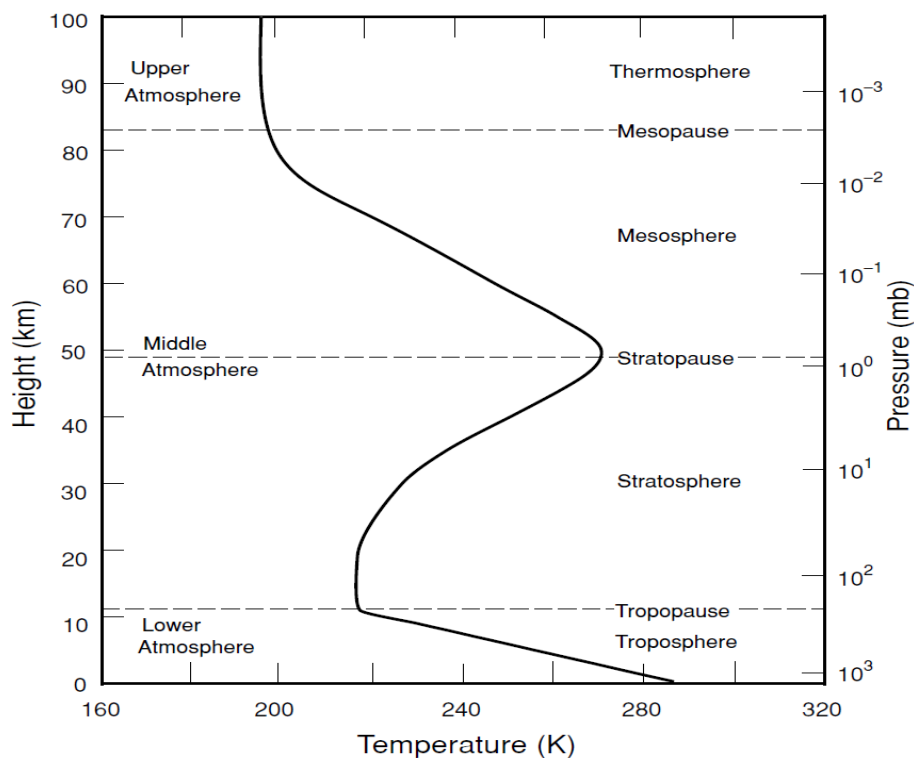


FIGURE 2.1 – Profil vertical de température pour l'atmosphère standard AFGLUS : Air Force Geophysics Laboratory US reproduit d'après Liou (2002).

La stratosphère est caractérisée par une couche isotherme allant de la tropopause jusqu'à l'altitude de 20 km, puis une augmentation de la température jusqu'à la stratopause, atteignant une température avoisinante 270 K. L'ozone se trouve principalement dans la stratosphère. Des fines couches d'aérosols sont observées et restent présentes longuement entre deux niveaux d'altitude de la stratosphère. L'élévation de la température dans la stratosphère est principalement déterminée par l'absorption du flux solaire par l'ozone.

Dans la mésosphère, les températures diminuent dans la zone de 50 à 85 km, à cause de l'émission du flux infrarouge par le dioxyde de carbone. Au-dessus de la mésopause, se situe la thermosphère. La variation de température y est fortement contrôlée par le

rayonnement solaire ultraviolet. La température varie entre 500 K la nuit où l'activité solaire est minimale, et 2000 K le jour où l'activité solaire est maximale.

2.1.2 Composition chimique de l'atmosphère

En ce qui concerne les gaz, ils sont répartis en deux groupes : les molécules gazeuses à proportion volumique constante, appelées constituants permanents, et les molécules gazeuses à proportion volumique variable, appelées constituants variables. Le tableau 2.1 liste ces constituants et leurs proportions volumiques.

TABLEAU 2.1 – La composition de l'atmosphère d'après Liou (2002)

Constituants permanents		Constituants variables	
Constituant	proportion volumique(%)	Constituant	proportion volumique(%)
Diazote (N ₂)	78,084	Vapeur d'eau (H ₂ O)	0–0,04
Dioxygène (O ₂)	20,948	Ozone (O ₃)	0–12 x 10 ⁻⁴
Argon (Ar)	0,934	Dioxyde de soufre (SO ₂)	0,001 x 10 ⁻⁴
Dioxyde de carbone (CO ₂)	0,036	Dioxyde d'azote (NO ₂)	0,001 x 10 ⁻⁴
Néon (Ne)	18,18 x 10 ⁻⁴	Ammoniac (NH ₃)	0,004 x 10 ⁻⁴
Hélium(He)	5,24 x 10 ⁻⁴	Monoxyde d'azote (NO)	0,0005 x 10 ⁻⁴
Krypton(Kr)	1,14 x 10 ⁻⁴	Sulfure de dihydrogène (H ₂ S)	0,00005 x 10 ⁻⁴
Xénon (Xe)	0,089 x 10 ⁻⁴	Vapeur d'acide nitrique (HNO ₃)	traces
Hydrogène (H ₂)	0,5 x 10 ⁻⁴	Chlorofluorocarbones	traces
Méthane (H ₂)	1,7 x 10 ⁻⁴	(CFCl ₃ , CF ₂ Cl ₂)	
Monoxyde de diazote (N ₂ O)	0,3 x 10 ⁻⁴	CH ₃ CCl ₃ , CCl ₄ , etc.)	
Monoxyde de carbone (CO)	0,08 x 10 ⁻⁴		

Les gaz permanents ont approximativement une proportion volumique constante jusqu'à une altitude de 60 km. Le diazote, l'oxygène et l'argon représentent environ 99,97 % en pourcentage volumique. Les émissions du dioxyde de carbone dans l'atmosphère ont des origines naturelles et anthropiques. Le processus de photosynthèse des plantes contribue à la consommation de dioxyde de carbone. La concentration atmosphérique du dioxyde de carbone augmente autour de 0,4 % par année (*in* Liou (2002)).

Les proportions volumiques de gaz variables, listées dans le tableau 2.1, sont faibles mais ces gaz ont une grande influence sur le bilan radiatif dans l'atmosphère. La vapeur d'eau est le principal constituant radiatif et dynamique de l'atmosphère terrestre. Sa concentration varie significativement spatialement et temporellement, en lien avec le cycle hydrologique via l'évaporation, condensation, les précipitations et par les processus de transport à grande échelle.

De même, la concentration en ozone varie en espace et en temps. L'ozone atmosphérique est continuellement créé et détruit par les processus photochimiques associés au rayonnement ultraviolet. Il se trouve principalement aux altitudes entre 15 et 30 km, région appelée couche d'ozone. Le contenu total en ozone varie significativement en fonction de la latitude et de la saison. Il y a également création d'ozone au niveau du sol par photo-

dissociation des gaz émis notamment par le transport routier, dont la concentration est très variable dans l'espace et dans le temps.

Les oxydes d'azote ($\text{NO}_x = \text{NO}, \text{NO}_2$) sont émis par les processus de combustion et de transport à la surface du sol ainsi que le transport aérien dans la haute troposphère et basse stratosphère. Dans la stratosphère, la principale source de NO_x est la dissociation de N_2O par des atomes d'oxygène excités.

2.2 Principaux phénomènes d'interaction dans l'atmosphère

Le transfert radiatif décrit les interactions entre le rayonnement électromagnétique et les constituants atmosphériques qui sont l'absorption, l'émission et la diffusion. En ce qui concerne le rayonnement solaire, chaque molécule présente dans l'atmosphère peut absorber le rayonnement et/ou le diffuser dans toutes les directions, modifiant ainsi le rayonnement solaire en intensité et en direction.

2.2.1 Absorption sélective moléculaire

Le phénomène d'absorption par une molécule d'un milieu, n'a lieu que si le photon incident de longueur d'onde donnée, possède une énergie équivalente à la différence de deux niveaux d'énergie de la molécule. Il s'agit d'une absorption dite sélective. C'est le cas des molécules d'ozone qui absorbent le rayonnement solaire principalement entre 200 nm et 360 nm et plus marginalement entre 440 nm et 1180 nm. Le photon incident disparaît et il s'ensuit une atténuation du faisceau lumineux.

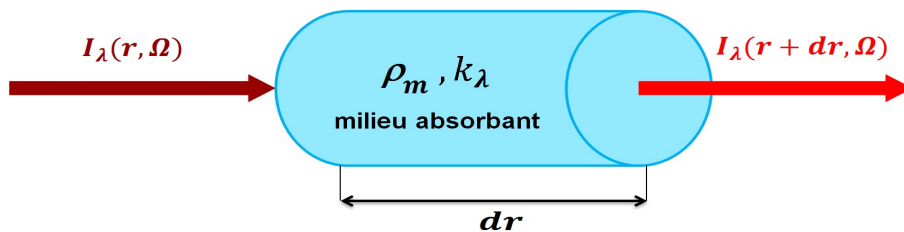


FIGURE 2.2 – Atténuation du faisceau lumineux par un milieu absorbant.

Considérons un milieu absorbant caractérisé par une épaisseur dr , une densité numérique de molécules ρ_m et un coefficient d'absorption monochromatique k_λ dépendant de la température T et de la pression P du milieu (figure 2.2). Un faisceau incident monochromatique $I_\lambda(r, \Omega)$ arrivant dans une direction Ω définie par les angles azimutal ϕ et zénithal θ ressort d'un tel milieu en étant atténué. La variation de luminance $dI_{\lambda a}$ entre

le faisceau atténué $I_\lambda(r + dr, \Omega)$ et le faisceau incident est proportionnelle à la luminance du faisceau incident d'où :

$$dI_{\lambda a}(r, \Omega) = I_\lambda(r + dr, \Omega) - I_\lambda(r, \Omega) = -k_\lambda \rho_m I_\lambda(r, \Omega) dr \quad (2.1)$$

2.2.2 Diffusion moléculaire

Le phénomène de diffusion moléculaire est une interaction entre rayons lumineux et molécules du milieu atmosphérique. Il en résulte une modification de la répartition angulaire initiale des rayons lumineux incidents, avec modification ou non de la longueur d'onde du rayonnement.

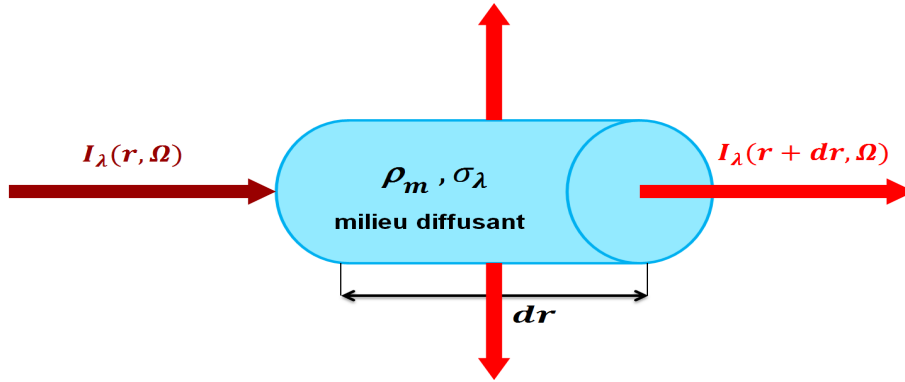


FIGURE 2.3 – Atténuation du faisceau lumineux par un milieu diffusant.

En considérant un milieu diffusant de coefficient de diffusion monochromatique σ_λ et de densité numérique de molécules ρ_m (figure 2.3), la variation de luminance entre les rayonnements diffusé et incident $dI_{\lambda d}$ est proportionnelle à la luminance incidente $I_\lambda(r, \Omega)$:

$$dI_{\lambda d}(r, \Omega) = -\sigma_\lambda \rho_m I_\lambda(r, \Omega) dr \quad (2.2)$$

La mesure de la luminance diffusée dans chaque direction autour de la direction $\Omega(\theta_i, \phi_i)$ rend compte de la redistribution angulaire du phénomène de diffusion. Cette redistribution angulaire est appelée fonction de phase, et notée p . Elle représente la probabilité pour qu'un faisceau incident $\Omega(\theta_i, \phi_i)$ se retrouve après diffusion, dans une direction $\Omega(\theta, \phi)$. Elle peut être approchée par les termes d'un polynôme de Legendre. Le rayonnement diffusé $I_{\lambda dg}$ devient une source dans la direction $\Omega(\theta, \phi)$. La variation de luminance entre les rayonnements diffusé et incident $dI_{\lambda dg}$ est :

$$dI_{\lambda dg}(r, \Omega) = \frac{\sigma_\lambda \rho_m dr}{4\pi} \int_{d\Omega_i=4\pi} I_\lambda(r, \Omega_i) p(r, \Omega, \Omega_i) d\Omega_i \quad (2.3)$$

La diffusion dépend de la longueur d'onde du rayonnement incident et de la taille de la molécule diffusante ou de la particule diffusante. Diverses théories sont utilisées pour modéliser cette diffusion, par exemple la théorie de Rayleigh pour la diffusion par les molécules de gaz ou la théorie de Mie pour la diffusion par les aérosols.

2.3 L'équation de transfert radiatif

En prenant en compte l'absorption (équation (2.1)) et la diffusion (équations (2.2) et (2.3)), la variation totale de luminance dans une direction donnée $\Omega(\theta_i, \phi_i)$ à travers un milieu diffusant et absorbant, est :

$$dI_\lambda(r, \Omega) = dI_{\lambda a}(r, \Omega) + dI_{\lambda d}(r, \Omega) + dI_{\lambda dg}(r, \Omega) \quad (2.4)$$

En introduisant le coefficient d'extinction monochromatique et en remplaçant les différentes luminances par leurs expressions respectives, l'équation (2.4) devient l'équation de transfert radiatif (ETR) :

$$\frac{dI_\lambda(r, \Omega)}{\rho_m dr} = -\beta_\lambda^{ext} I_\lambda(r, \theta, \phi) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_\pi^0 d\theta' p(r, \theta', \phi'; \theta, \phi) I(r, \theta', \phi') \quad (2.5)$$

où $\beta_\lambda^{ext} = k_\lambda + \sigma_\lambda$ est le coefficient d'extinction totale, somme des coefficients d'absorption et de diffusion. Dans le système de coordonnées cartésiennes, d/dr peut être écrit :

$$\frac{d}{dr} = \cos \phi \sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial}{\partial x} + \sin \phi \sqrt{1 - \mu^2} \frac{\partial}{\partial y} + \mu \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.6)$$

avec $\mu = \cos \theta$. En supposant les différentes couches de l'atmosphère à géométrie plane et parallèles, il n'y a pas de variation de luminance suivant les directions $(0x)$ et $(0y)$. La variation de luminance se résume à la direction verticale $(0z)$. Par conséquent, l'ETR s'écrit en omettant l'indice λ par soucis de simplification et dans la suite de ce chapitre :

$$-\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^1 d\mu' p(\tau, \mu', \phi'; \mu, \phi) I(\tau, \mu', \phi') \quad (2.7)$$

où $d\tau$ est l'épaisseur optique et définie comme $d\tau = \beta^{ext} \rho_m dz$ et ω définit l'albédo monochromatique de simple diffusion, rapport entre les coefficients de diffusion et d'extinction. D'après Liou (1980), l'indépendance azimutale (suivant l'angle azimutal ϕ) de l'intensité de la luminance est définie comme :

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(\tau, \mu, \phi) d\phi = I(\tau, \mu) \quad (2.8)$$

L' ETR pour la luminance moyennée sur l'angle azimutal, est donnée par :

$$-\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 d\mu' p(\tau, \mu, ; \mu') I(\tau, \mu') \quad (2.9)$$

Cette équation décrit donc les phénomènes qui affectent le rayonnement solaire lors de sa traversée de l'atmosphère terrestre. C'est grâce à cette équation que l'on va pouvoir déterminer l'effet de l'atmosphère sur chaque longueur d'onde ou bande de longueur d'onde. Cependant, avant toute chose, il faut la résoudre, et c'est l'objectif du paragraphe suivant.

2.4 Choix de la résolution de l'équation de transfert radiatif

Il existe une variété de méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif, comme par exemple, l'approximation pseudo-sphérique, la séparation des composantes directe et diffuse, ou la séparation de la dépendance azimutale par la décomposition de Fourier. Le choix d'une méthode dépend de la nature du problème. Ici, la séparation des composantes directe et diffuse nous a semblé appropriée.

2.4.1 Les composantes diffuse et directe du rayonnement solaire

L'équation intégral-différentielle du transfert radiatif donne le rayonnement solaire dans toutes les directions lorsque les conditions aux limites sont bien définies au sommet de l'atmosphère et à la surface du sol. Si μ_0 désigne le cosinus de l'angle solaire zénithal, le faisceau lumineux incident au sommet de l'atmosphère, d'intensité I_0 , est concentré dans la seule direction μ_o , et respecte l'équation :

$$I(\tau_{top}, \mu) = I_0 \delta(\mu, \mu_o) \quad (2.10)$$

où $\delta(\mu, \mu_o)$ est la fonction de Dirac qui vaut l'unité dans la direction μ_o et zéro ailleurs. La forme intégral-différentielle de l'équation de transfert radiatif ne facilite pas sa résolution analytique. L'éclairement au sol peut s'écrire comme la somme des éclairissements direct et diffus.

$$I(\tau, \mu, \phi) = I^{dir}(\tau, \mu_0, \phi_0) \delta(\mu, \mu_o) \delta(\phi, \phi_o) + I^{diff}(\tau, \mu, \phi) \quad (2.11)$$

où ϕ_0 est l'angle solaire azimutal. En insérant (2.11) dans l'équation (2.9), la composante directe de l'éclairement solaire satisfait l'équation suivante :

$$-\mu \frac{dI^{dir}(\tau, \mu_0, \phi_0)}{d\tau} = I^{dir}(\tau, \mu_0, \phi_0) \quad (2.12)$$

La solution de l'équation (2.12) pour l'éclairement direct conduit à la loi de Beer-Lambert-Bouguer :

$$I^{dir}(\tau, \mu_0) = I_0 e^{-\tau/\mu_0} \quad (2.13)$$

De même, l'éclairement diffus satisfait dans ce cas,

$$-\mu \frac{dI^{diff}(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = I^{diff}(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^1 d\mu' p(\tau, \mu', \phi'; \mu, \phi) I^{diff}(\tau, \mu', \phi') - \frac{\omega I_0}{4\pi} p(\tau, \mu, \phi; \mu_0, \phi_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (2.14)$$

Après décomposition de l'éclairement, la solution analytique de l'éclairement diffus reste complexe à obtenir et nécessite des techniques de résolution numérique. On en trouve plusieurs dans la littérature, parmi lesquelles les approximations à deux flux et delta-Eddington, ou la méthode des ordonnées discrètes encore appelée DISORT : Discrete Ordinates Radiative Transfer (Stamnes *et al.*, 2000). Nous décrirons cette dernière, très couramment utilisée, et que nous avons choisie pour la résolution numérique des équations différentielles de la composante diffuse de l'éclairement solaire.

2.4.2 Méthode des ordonnées discrètes : DISORT

La méthode des ordonnées discrètes a été développée par Chandrasekhar (1960) et Stamnes *et al.* (1988). Elle résout l'équation de transfert radiatif dans une géométrie 1-D et permet des calculs précis d'éclairement. Selon Liou (1973), elle est très utile et puissante pour les calculs d'éclairement diffus en atmosphère claire ou nuageuse contenant des aérosols. C'est une variante de la méthode multi-flux, dont le principe consiste à subdiviser l'espace angulaire en un certain nombre de directions, et à considérer l'éclairement constant dans chaque direction. La méthode discrétise l'équation de transfert radiatif et la solution est un ensemble d'équations différentielles de premier ordre. Les intégrales de l'ETR deviennent alors :

$$\int \mu^m I(\mu) d\mu \approx \sum_{j=1}^N \omega_j \mu_j I(\mu_j) \quad (2.15)$$

où ω_j est le $j^{\text{ème}}$ coefficient (ou poids) de quadrature, μ_j est la $j^{\text{ème}}$ coordonnée de la quadrature, $I(\mu_j)$ est l'éclairement suivant la direction μ_j , N est l'ordre de la quadrature, c'est-à-dire le nombre de directions, et m est l'ordre du $m^{\text{ème}}$ moment de l'ETR. Ainsi, l'espace autour d'un point donné est divisé en N secteurs circulaires. La fonction de phase s'exprimant comme une somme de polynômes de Legendre, l'équation (2.15) peut être appliquée pour remplacer le terme intégral de l'équation (2.14) :

$$\int_0^1 I(\tau, \mu') p(\mu, \mu') d\mu' + \int_0^1 I(\tau, -\mu') p(\mu, -\mu') d\mu' = \sum_{i=1}^{N/2} \omega_i [I(\tau, \mu_i) p(\mu, \mu_i) + I(\tau, -\mu_i) p(\mu, -\mu_i)] \quad (2.16)$$

L'équation intégralo-différentielle devient alors :

$$-\mu_j \frac{dI^{diff}(\tau, \mu_j)}{d\tau} = I^{diff}(\tau, \mu_j) - \frac{\omega}{2} \sum_{i=1}^{N/2} \omega_i [I(\tau, \mu_i) p(\mu_j, \mu_i) + I(\tau, -\mu_i) p(\mu_j, -\mu_i)] \quad (2.17)$$

avec $1 \leq j \leq N$. On obtient ainsi le système suivant pour les luminance montantes ($\mu_j > 0$) et descendantes ($\mu_j < 0$) :

$$-\mu_j \frac{dI^{diff}(\tau, \mu_j)}{d\tau} = I^{diff}(\tau, \mu_j) - \frac{\omega}{2} \sum_{i=1}^{N/2} \omega_i [I(\tau, \mu_i) p(\mu_j, \mu_i) + I(\tau, -\mu_i) p(\mu_j, -\mu_i)] \quad (2.18)$$

$$\mu_j \frac{dI^{diff}(\tau, -\mu_j)}{d\tau} = I^{diff}(\tau, -\mu_j) - \frac{\omega}{2} \sum_{i=1}^{N/2} \omega_i [I(\tau, \mu_i) p(\mu_j, \mu_i) + I(\tau, -\mu_i) p(\mu_j, -\mu_i)] \quad (2.19)$$

avec $1 \leq j \leq N$ et $\mu_j \geq 0$. Grâce à une discrétisation spatiale qui transforme l'ensemble des équations différentielles de premier ordre en un ensemble d'équations algébriques, la résolution est beaucoup plus simple et est faite avec une méthode itérative.

2.5 Influence des variables décrivant le ciel clair sur la distribution spectrale du rayonnement solaire

Nous effectuons dans cette section, une étude de l'influence des variables décrivant l'état de l'atmosphère claire sur la distribution spectrale du rayonnement solaire au sol. Nous en déduisons les variables ayant une influence notable sur cette distribution et par conséquent, devant être prises en compte dans notre travail.

L'approche choisie est assez classique : choisir un vecteur d'état de référence décrivant

une atmosphère claire typique, et faire varier les éléments du vecteur, un après l'autre, dans des limites raisonnables, puis évaluer les différences entre les distributions spectrales du rayonnement au sol, obtenues avec l'état de référence et ses perturbations.

Nous nous servons du modèle numérique libRadtran avec la méthode DISORT décrite précédemment pour simuler l'atténuation du rayonnement par l'atmosphère. Les variables de l'état atmosphérique de référence sont : le profil atmosphérique AFGLUS *U.S. Standard Atmosphere* 1976 (Anderson *et al.*, 1986), un angle solaire zénithal de 48° , un modèle d'aérosol rural de Shettle (1990), une épaisseur optique des aérosols à 500 nm de 0,084, un contenu total en vapeur d'eau de $1,42 \text{ kg m}^{-2}$, un contenu total en ozone de 340 DU et un albédo spectral typique d'un sol cultivé. La résolution spectrale résultante est la même que celle du spectre solaire au sommet de l'atmosphère de Gueymard (2004) : 0,5 nm d'intervalle dans le domaine ultraviolet, entre 280 et 400 nm ; 1 nm d'intervalle entre 0 nm et 280 nm et 400 nm et 1705 nm ; et 5 nm d'intervalle entre 400 nm et 1705 nm. Cet état atmosphérique est appelé "référence". Il est d'ailleurs recommandé par Standard (2008) pour tester les performances de cellules photovoltaïques.

2.5.1 Variation de la composition gazeuse de l'atmosphère

Les molécules gazeuses absorbantes dans l'atmosphère ayant le plus d'influence sont le dioxyde de carbone, l'ozone, le dioxygène, le dioxyde d'azote et la vapeur d'eau (Vermeete *et al.*, 1997).

Cas du dioxyde de carbone

La figure 2.4 affiche l'influence de la variation de la concentration volumétrique q_{CO_2} du dioxyde de carbone sur la distribution spectrale de l'éclairement global. La concentration volumétrique contenu dans la colonne atmosphérique varie entre 290 et 400 particules par millions (ppm). En général, la différence d'éclairement, de l'ordre de $2 \text{ mW m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$, reste faible. Nous concluons que l'influence est négligeable sur toutes les longueurs d'onde, excepté dans le domaine de l'infrarouge. C'est le cas des longueurs d'onde autour de 1200, 1450, 1600 nm où l'absorption due aux molécules de CO_2 est la plus importante.

Cas du dioxygène

L'influence due à la variation de la concentration volumétrique de l'oxygène apparaît surtout dans le domaine du visible (figure 2.5). La concentration volumétrique varie entre $2,05 \cdot 10^5$ et $2,13 \cdot 10^5$ ppm. On remarque une atténuation dans les bandes centrées sur 630, 690, et 760 nm. La différence d'éclairement spectral, environ $2 \text{ mW m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$, est très

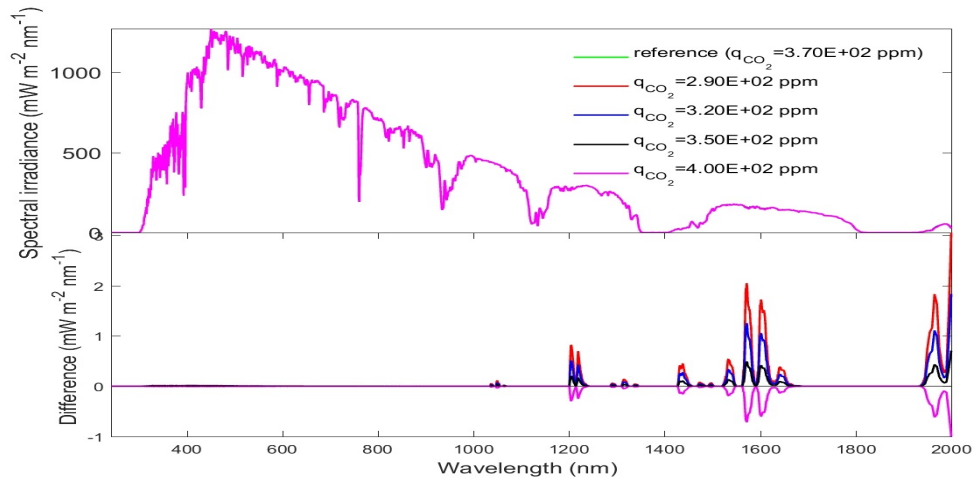


FIGURE 2.4 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la proportion relative de CO_2 .

faible. Ceci nous conduit à considérer comme constante la concentration en molécules de O_2 dans l'atmosphère dans nos simulations numériques.

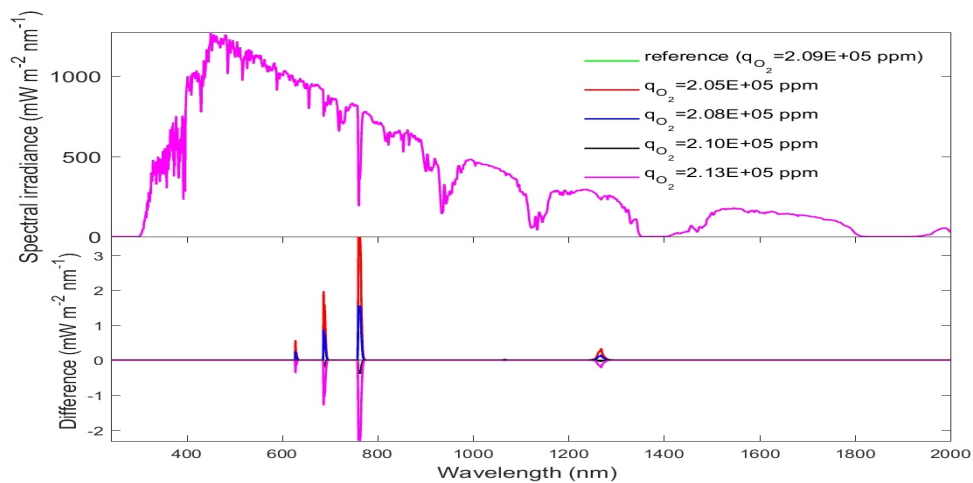


FIGURE 2.5 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la proportion relative de O_2 .

Cas du dioxyde d'azote

Le contenu total de la colonne atmosphérique en molécules de NO_2 est u_{NO_2} . C'est la somme du contenu de la troposphère et celui de la stratosphère. Il s'exprime usuellement en *Dobson Unit* (DU), avec $1 \text{ DU} = 2,69 \times 10^{20} \text{ molécule m}^{-2}$. La quantité de NO_2 varie relativement peu, sauf dans les zones de forte pollution atmosphérique où la quantité peut aller de 0,2 DU dans le cas des zones non polluées à 10 DU dans les zones polluées (Gueymard, 2012).

Nous faisons varier le contenu total en dioxyde d'azote de 0,2 DU à 0,7 DU. La figure 2.6 montre que le NO_2 atténue l'éclairement monochromatique dans les courtes longueurs

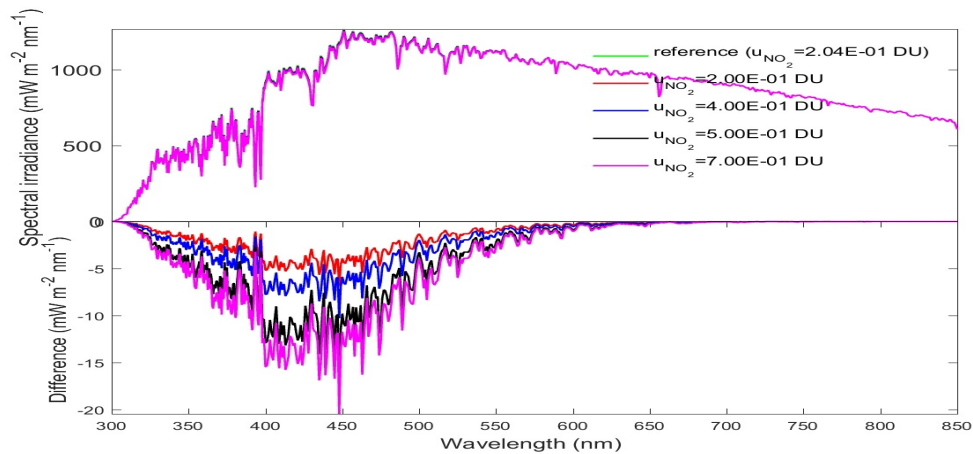


FIGURE 2.6 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du contenu total en NO_2 .

d'onde et n'a plus d'influence au-delà de 700 nm. Les missions spatiales telles que GOME (Global Ozone Monitoring Experiment), SCIAMACHY (SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CHartographY) et OMI (Ozone Monitoring Instrument) fournissent le contenu en NO_2 pour le monde entier. Les projets MACC produisent des cartes d'analyse et de ré-analyse et de prévisions de NO_2 pour l'Europe et le monde entier. Dans ce travail, nous avons pris la valeur par défaut incluse dans les profils atmosphériques du type AFGL discutés ci-après.

Cas de la vapeur d'eau

Nous faisons varier le contenu en vapeur d'eau, ou plus exactement la hauteur d'eau précipitable, entre 1 et 7 cm. L'influence sur la distribution spectrale du rayonnement est notable sur une bonne partie du spectre (figure 2.7), s'étendant de l'ultraviolet au proche infrarouge. C'est une variable qui doit être prise en compte, et dont la précision de mesure ou d'estimation est capitale dans l'estimation de la distribution spectrale de l'éclairement solaire au sol.

Cas de l'ozone

La variation du contenu total de la colonne atmosphérique en ozone u_{O_3} (entre 150 DU et 400 DU) a une influence significative sur les courtes longueurs d'onde (figure 2.8). La plus forte absorption de l'ozone se situe dans les bandes *Hartley*, de 200 nm à 300 nm. La faible absorption située entre 300 nm et 360 nm est appelée bande *Huggins* (Molina et Molina, 1986). On observe que l'ozone absorbe aussi dans le visible et le proche infrarouge entre 440 nm et 780 nm. Cette partie spectrale correspond à la bande de *Chappuis*.

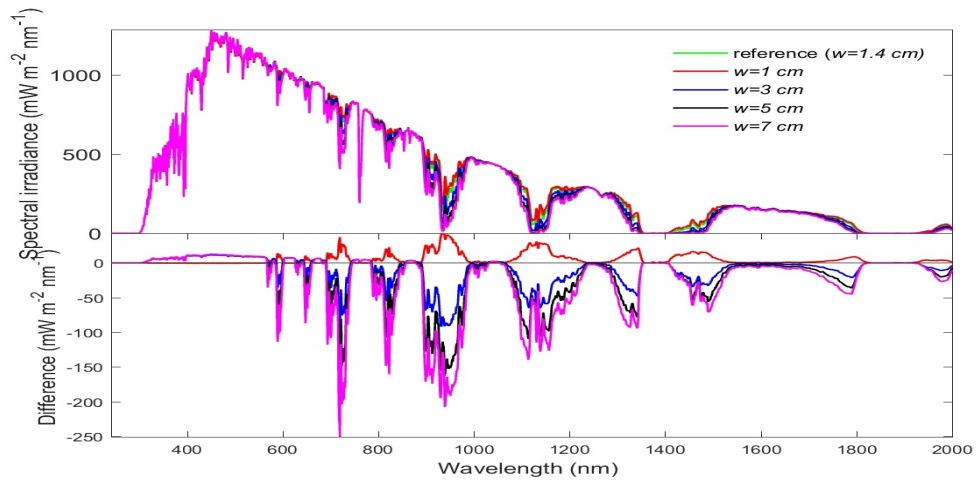


FIGURE 2.7 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation de la hauteur d'eau précipitable.

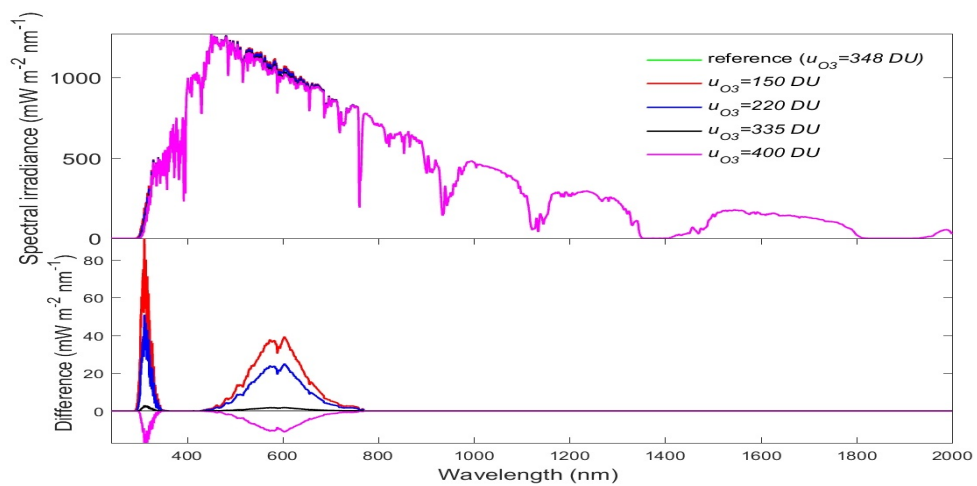


FIGURE 2.8 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du contenu total en O₃.

2.5.2 Influence de l'albédo du sol

Il existe une grande variété de types de sol allant des terres noires à albédo faible jusqu'à des terres recouvertes de neige à albédo élevé, en passant par des terres agricoles à albédo moyen (Ahrens, 2006). En faisant varier l'albédo du sol entre 0,1 et 0,8 pour chaque longueur d'onde (figure 2.9), on peut se rendre compte que l'influence de l'albédo du sol est faible pour des longueurs d'onde supérieures à 900 nm. L'albédo du sol a beaucoup plus d'influence dans le domaine du visible et de l'UV. L'amplitude des différences par rapport à l'état de référence démontre que l'albédo du sol est une variable influente à déterminer avec précision.

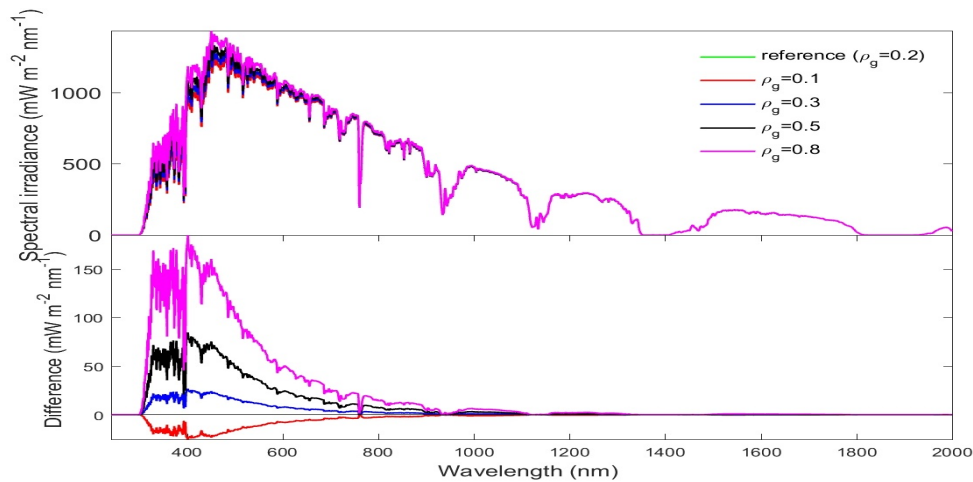


FIGURE 2.9 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à un changement d'albédo du sol ρ_g .

2.5.3 Influence du profil atmosphérique

La plupart des codes de transfert radiatif possède par défaut six profils atmosphériques donnant à des altitudes discrètes, les pression, température, concentration volumétrique des molécules présentes dans l'atmosphère. Ces six profils, définis par Air Force Geophysics Laboratory (AFGL), sont (Anderson *et al.*, 1986) :

- le modèle 1 : modèle *tropical*, abrégé en "afglt";
- le modèle 2 : modèle *midlatitude summer*, abrégé en "afglms";
- le modèle 3 : modèle *midlatitude winter* abrégé en "afglmw";
- le modèle 4 : modèle *subarctic summer*, abrégé en "afglss";
- le modèle 5 : modèle *subarctic winter*, abrégé en "afglsw";
- le modèle 6 : modèle *U.S. Standard Atmosphere 1976*, abrégé en "afglu".

Les différences par rapport à US Standard Atmosphere peuvent atteindre $10 \text{ mW m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$ (figure 2.10) et on ne peut pas négliger les variations du profil atmosphérique.

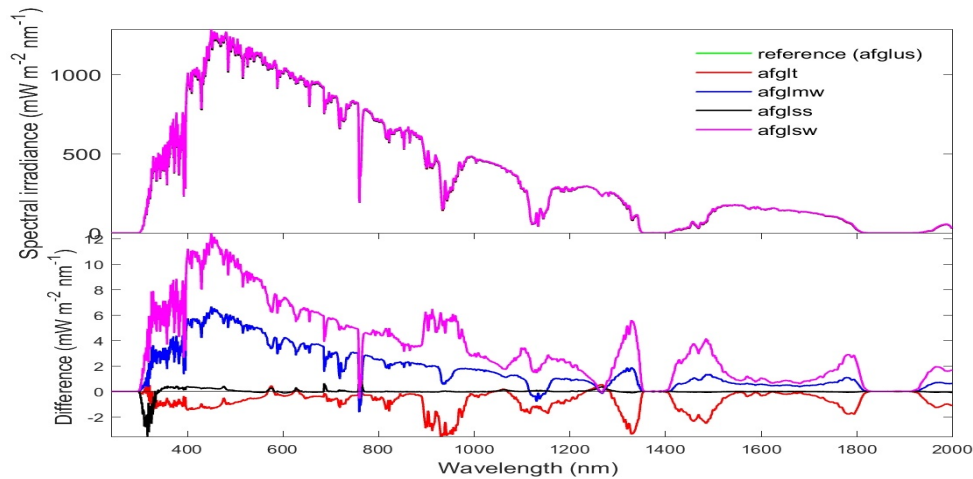


FIGURE 2.10 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du profil atmosphérique.

2.5.4 Influence des aérosols et de leur type

Les propriétés optiques des aérosols sont souvent représentées par l'épaisseur optique et le type d'aérosol. Dans les modèles de transfert radiatif, l'extinction due aux aérosols est souvent représentée spectralement par la relation d'Angström. La relation tient compte de la taille des particules par l'exposant d'Angström α et de leur quantité dans l'atmosphère par l'épaisseur optique β souvent donnée à 1000 nm. Ces deux variables d'entrées jouent un rôle dans la distribution spectrale du rayonnement solaire et doivent être prises en compte.

Nous avons testé plusieurs types d'aérosol. [Shettle \(1990\)](#) a proposé les types suivants répartis en deux régions d'altitude :

- entre 0 km et 2 km : *rural, urbain, maritime, troposphérique* ;
- au-dessus de 2 km : *volcanique, volcanique aigu et volcanique extrême*.

La figure [2.11](#) montre que l'approximation sur le type d'aérosol peut entraîner des différences très élevées par rapport à l'état de référence, jusqu'à $20 \text{ mW m}^{-2} \text{ nm}^{-1}$. Il est donc important de connaître avec précision le type d'aérosol associé à un état atmosphérique.

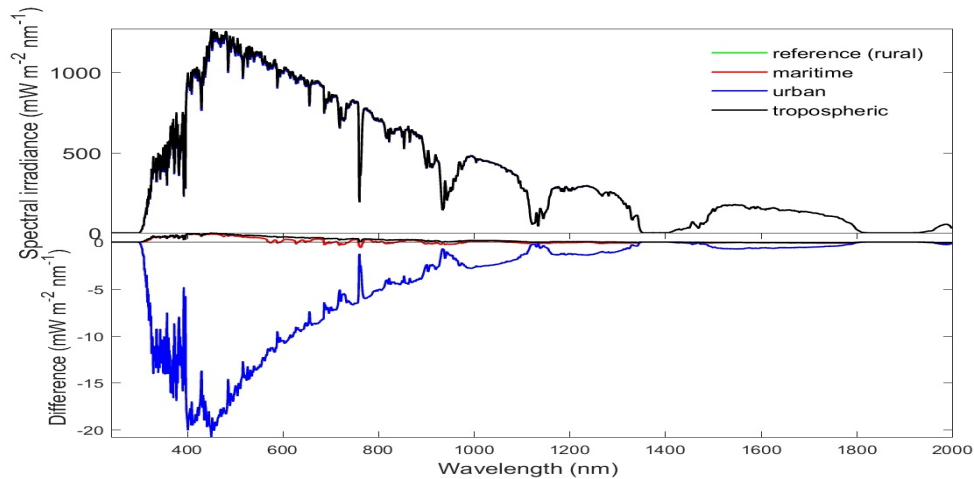


FIGURE 2.11 – Sensibilité spectrale de l'éclairement solaire à la variation du type d'aérosols selon la nomenclature de [Shettle \(1990\)](#).

2.6 Conclusion

L'étude de la sensibilité effectuée sur la distribution spectrale du rayonnement solaire a permis de déterminer le nombre de variables atmosphériques importantes pour notre étude. Aux variables influentes, nous ajouterons l'altitude du lieu ainsi que l'angle solaire zénithal qui ont tous les deux une influence notable sur le chemin optique. Les variables atmosphériques peu influentes seront prises constantes dans la simulation du transfert radiatif. C'est le cas de la concentration en oxygène, en dioxyde d'azote, et en dioxyde de carbone.

Ce que nous retenons comme variables influentes sont :

- l'angle solaire zénithal,
- l'altitude du lieu,
- le type de profil atmosphérique,
- l'albédo du sol,
- le contenu total en vapeur d'eau,
- le contenu total en ozone,
- l'épaisseur optique des aérosols à 550 nm,
- l'exposant d'Angstrom,
- le type d'aérosol.

Ces variables décriront dans la suite de ce travail tout état atmosphérique dans un lieu et à un instant donné pour estimer la distribution spectrale du rayonnement solaire.

