



## 2PY125 Climat Énergie

Niveau Licence. Notes de cours partie climat.

Aymeric Spiga et Jean-Baptiste Madeleine

Laboratoire de Météorologie Dynamique

[aymeric.spiga@sorbonne-universite.fr](mailto:aymeric.spiga@sorbonne-universite.fr)

27 novembre 2024

Copie et usage interdits sans autorisation explicite de l'auteur

### Avertissement

- Les notes correspondant à la séance 5 sont en couleur noire.
- Les notes correspondant à la séance 6 sont en couleur violette.
- Les notes complémentaires sont en couleur gris clair.
- Des éléments très partiels pour le cours 7 sont en couleur rouge.

## Table des matières

<b>1 Portrait de l'atmosphère</b>	<b>3</b>
1.1 Vocabulaire . . . . .	3
1.2 Variations verticales . . . . .	3
1.3 Composition moléculaire . . . . .	6
<b>2 Énergie radiative : définitions</b>	<b>6</b>
2.1 Spectre électromagnétique . . . . .	6
2.2 Grandeur radiométriques . . . . .	7
2.3 Rayonnement thermique et corps noir . . . . .	10
2.4 Loi de Planck d'émission de rayonnement . . . . .	10
2.5 Loi de Stefan-Boltzmann : flux net surfacique . . . . .	11
2.6 Lois des corps gris et émissivité . . . . .	13
<b>3 Énergie radiative : sources</b>	<b>14</b>
3.1 Éclairement solaire . . . . .	14
3.2 Rayonnement émis par la Terre . . . . .	15
<b>4 Transfert radiatif : interaction lumière-matière</b>	<b>16</b>
4.1 Première approche phénoménologique . . . . .	16
4.2 Description générale . . . . .	17
4.2.1 Point de vue microscopique . . . . .	17
4.3 Point de vue macroscopique . . . . .	17
4.4 Diffusion-réflexion : albédo . . . . .	17
4.5 Absorption . . . . .	18
4.5.1 Point de vue microscopique . . . . .	18
4.5.2 Point de vue macroscopique . . . . .	19
4.6 Une rapide synthèse : spectre solaire à la surface de la Terre . . . . .	23
<b>5 Modèles simples d'équilibre radiatif de la Terre</b>	<b>23</b>
5.1 Equilibre simple . . . . .	23
5.1.1 Flux reçu et flux émis . . . . .	23
5.1.2 Equilibre et température équivalente . . . . .	24
5.2 Modèle à une couche et effet de serre . . . . .	25
<b>6 Modèle à deux faisceaux</b>	<b>27</b>
6.1 Modélisation (mise en équation) . . . . .	27
6.2 Couplage et conditions aux limites . . . . .	29
6.3 Résolution . . . . .	29
<b>7 Bilan radiatif du système Terre</b>	<b>29</b>
7.1 Mesures en moyenne dans le temps et dans l'espace . . . . .	29
7.2 Rétroactions . . . . .	32

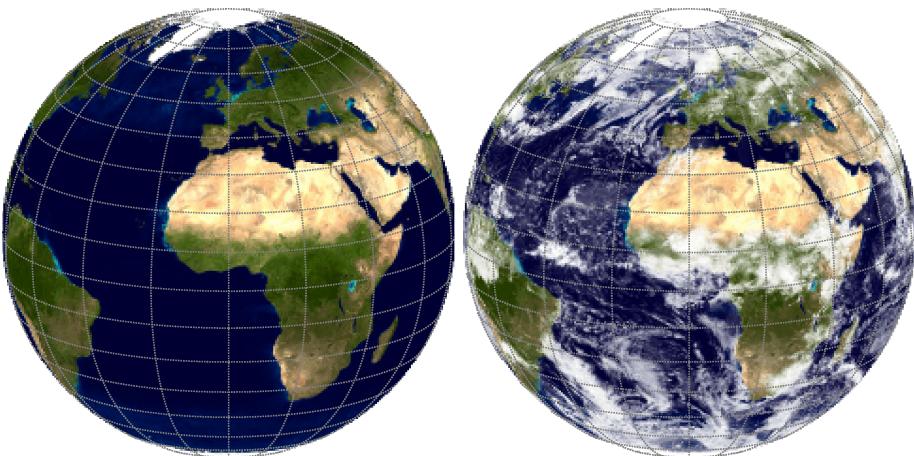


FIGURE 1 – La planète Terre avec et sans les nuages de son atmosphère. Les nuages couvrent très souvent au moins la moitié du globe. Construit d'après une image « Blue Marble » NASA du projet « Visible Earth ». Des versions haute-résolution des images planes et des explications complètes peuvent être trouvées aux adresses suivantes [http://visibleearth.nasa.gov/view\\_rec.php?id=2430](http://visibleearth.nasa.gov/view_rec.php?id=2430) et [http://visibleearth.nasa.gov/view\\_rec.php?id=2431](http://visibleearth.nasa.gov/view_rec.php?id=2431).

## 1 Portrait de l'atmosphère

### 1.1 Vocabulaire

La figure 1 illustre la présence d'une atmosphère très active sur Terre par les nuages qui y prennent naissance. Il ne s'agit que d'un exemple parmi tant d'autres pour appréhender l'atmosphère.

L'objectif des sciences de l'atmosphère est d'étudier la structure et l'évolution de l'atmosphère en caractérisant et en expliquant les phénomènes qui s'y déroulent. Les sciences de l'atmosphère font principalement appel à des notions de physique, chimie, et mécanique des fluides.

**Atmosphère** Ensemble de couches, principalement gazeuses, qui entourent la masse condensée, solide ou liquide, d'une planète. *Un fluide rare, transparent, compressible et élastique, qui environne un corps, en appuyant sur lui, est ce que l'on nomme son atmosphère* (Pierre-Simon de Laplace, 1797).

**Air** Mélange gazeux constituant l'atmosphère terrestre.

**Météorologie** Discipline ayant pour objet l'étude des phénomènes atmosphériques et de leurs variations, et qui a pour objectif de prévoir à court terme les variations du temps.

**Climat** Ensemble statistique représentatif pendant une période donnée à moyen ou long terme des conditions atmosphériques et météorologiques d'un pays, d'une région, d'une planète.

**Système climatique** Système thermo-hydrodynamique non isolé dont les composantes [figure 2] sont les principales « enveloppes » externes (ou internes superficielles) de la Terre :

- L'atmosphère : l'air, les nuages, les aérosols, ...
- L'hydroosphère : les océans, les rivières, les précipitations, ...
- La lithosphère : les terres immergées, les sols, ...
- La cryosphère : glace, neige, banquise, glaciers, ...
- La biosphère : les organismes vivants, ...
- L'anthroposphère : l'activité humaine, ...

### 1.2 Variations verticales

Les trois paramètres pression, température, densité varient en théorie selon les trois directions de l'espace. On constate cependant que, pour une unité de longueur donnée, leurs variations selon la verticale sont beaucoup plus significatives que leurs variations selon l'horizontale. On peut donc définir une structure moyenne en fonction de l'altitude dont sera toujours relativement proche la structure verticale en chaque jour et chaque région de la planète.

- ↔ Échanges d'énergie
- ↔ Échanges d'eau
- ↔ Échanges de carbone

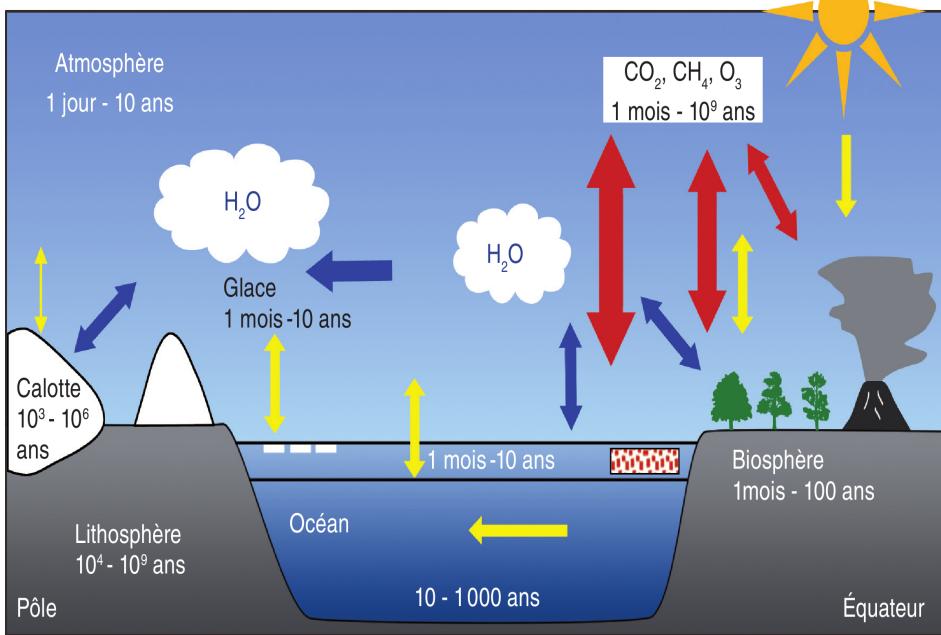


FIGURE 2 – Schéma du système climatique présentant les différentes composantes du système : atmosphère, océans, cryosphère, biosphère et lithosphère, leurs constantes de temps et leurs interactions en termes d'échanges d'énergie, d'eau et de carbone. Source : S. Joussaume in *Le Climat à Découvert*, CNRS éditions, 2011

Pression et densité décroissent de façon approximativement exponentielle selon l'altitude  $z$  [figure 3]

$$P \sim P_0 e^{-z/H}$$

où  $H$  est appelée *hauteur d'échelle* et  $P_0$  une valeur de pression de référence. Cette loi de variation découle du fait que la pression atmosphérique à une altitude  $z$  est due au poids de la colonne d'air située au-dessus de l'altitude  $z$ . En pratique sur Terre, la pression est divisée par deux environ tous les 5 km. On évalue la masse de l'atmosphère terrestre à  $5 \times 10^{18}$  kg, soit environ un millionième de la masse de la Terre. La moitié de la masse de l'atmosphère se situe au dessous de 5500 m, les 2/3 au dessous de 8400 m, les 3/4 au dessous de 10300 m, les 9/10 au dessous de 16100 m. Si l'on considère que les neuf dixièmes de l'atmosphère sont situés dans les 16 premiers kilomètres, l'atmosphère ne forme donc qu'une mince pellicule gazeuse en comparaison des 6367 km du rayon terrestre. On dit que l'on peut faire l'*approximation de la couche mince*. Les variations verticales de température sont très différentes des variations de pression et de densité : la température décroît et augmente alternativement avec l'altitude. Cette structure verticale de la température permet de diviser l'atmosphère en un certain nombre de couches aux propriétés différentes, dont les noms comportent le suffixe *-sphère*. La limite supérieure d'une couche atmosphérique donnée porte un nom similaire, où le suffixe *-sphère* est remplacé par le suffixe *-pause*. Par exemple, la limite entre la troposphère et la stratosphère s'appelle la *tropopause*. Les couches atmosphériques en partant de la surface vers l'espace sont détaillées ci-dessous.

La **troposphère** s'étend jusqu'à environ 11 km d'altitude et contient 80% de la masse de l'atmosphère. La température y décroît en moyenne de 6.5°C par kilomètre (nous verrons pourquoi dans un chapitre ultérieur). La troposphère est une couche relativement bien mélangée sur la verticale (échelle de temps de quelques jours), sauf en certaines couches minces, appelées *inversions*, où la température décroît peu ou même augmente avec l'altitude. La troposphère est la couche où ont lieu la plupart des phénomènes météorologiques accessibles à l'expérience humaine (par exemple, les nuages montrés en figure 1). La partie inférieure de la troposphère contient la **couche limite atmosphérique** située juste au dessus de la surface, d'épaisseur variant de quelques centaines de m à 3 km et définie comme la partie de l'atmosphère influencée par la surface sur de courtes échelles de temps (typiquement un cycle diurne). La couche limite atmosphérique est le siège de mouvements turbulents organisés au cours de l'après-midi qui opèrent un mélange des espèces chimiques qui y sont émises.

La **stratosphère** est située au dessus de la troposphère. L'altitude au-dessus du sol de la tropopause peut varier entre 5 et 15 km. Contrairement à la troposphère, la stratosphère contient très peu de vapeur d'eau (à cause

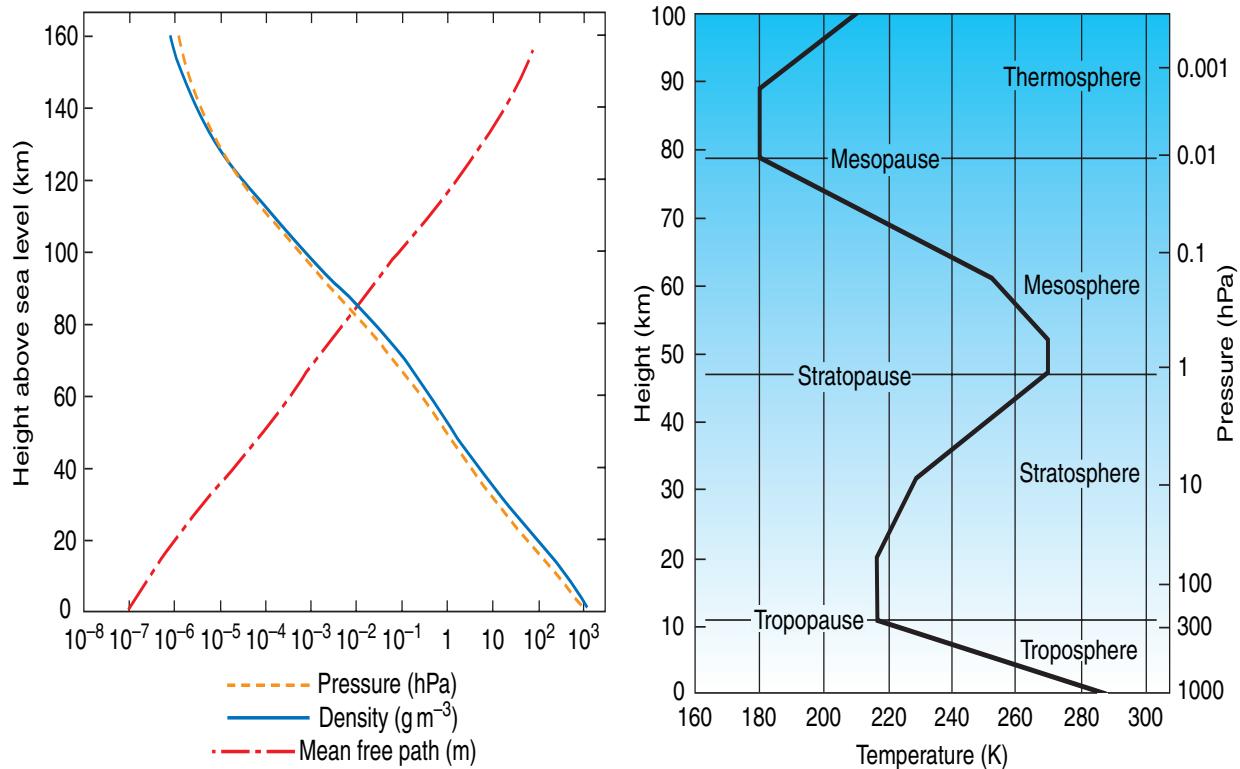


FIGURE 3 – [Gauche] Structure verticale de la pression, la densité et du libre parcours moyen des molécules (distance moyenne parcourue par une molécule avant de subir un choc sur une autre molécule). Noter l'échelle logarithmique en abscisse : une droite sur ce schéma dénote donc une variation exponentielle des quantités avec l'altitude. [Droite] Structure verticale idéalisée de la température correspondant au profil moyen global annuel.

Constituant	Masse molaire	Rapport de mélange
Azote ( $N_2$ )	28	78%
Oxygène ( $O_2$ )	32	21%
Argon (Ar)	40	0.93%
<b>Vapeur d'eau (<math>H_2O</math>)</b>	18	0-5%
<b>Dioxyde de Carbone (<math>CO_2</math>)</b>	44	380 ppmv
Néon (Ne)	20	18 ppmv
Hélium (He)	4	5 ppmv
<b>Méthane (<math>CH_4</math>)</b>	16	1.75 ppmv
Krypton (Kr)	84	1 ppmv
Hydrogène ( $H_2$ )	2	0.5 ppmv
<b>Oxide nitreux (<math>N_2O</math>)</b>	56	0.3 ppmv
<b>Ozone (<math>O_3</math>)</b>	48	0-0.1 ppmv

TABLE 1 – Principaux composants de l'atmosphère. Les gaz à effet de serre sont indiqués en gras.

des températures très basses rencontrées à la tropopause) mais la majorité de l'ozone  $O_3$ . L'absorption par l'ozone du rayonnement solaire *ultraviolet*, de longueur d'onde moindre que le rayonnement visible et plus énergétique, explique que la température dans la stratosphère est d'abord isotherme, puis augmente avec l'altitude jusqu'à un maximum à la stratopause. Cette structure verticale très stable inhibe fortement les mouvements verticaux, ce qui explique que la stratosphère soit organisée en couches horizontales (comme l'indique l'étymologie de son nom). Le temps de résidence de particules dans la stratosphère est très long à cause de l'absence de nuages et précipitations.

La **mésosphère** voit sa température décroître selon la verticale. Contrairement à la troposphère, elle ne contient pas de vapeur d'eau et contrairement à la stratosphère, elle ne contient que peu d'ozone. Elle se situe sur Terre à des altitudes entre 50 et 85 km. La mésopause est souvent le point le plus froid de l'atmosphère terrestre, la température peut y atteindre des valeurs aussi basses que 130 K.

### 1.3 Composition moléculaire

L'azote et l'oxygène dominent largement la composition de l'atmosphère terrestre (tableau 1), suivis par l'argon et d'autres gaz rares beaucoup moins abondants. Les rapports de mélange de vapeur d'eau et d'ozone sont très variables : la vapeur d'eau est présente surtout dans la troposphère, avec un maximum près de la surface et dans les tropiques, alors que l'ozone est principalement présente dans la stratosphère. Un certain nombre de gaz traces sont émis régulièrement au niveau de la surface, par des phénomènes naturels ou les activités humaines. Leur répartition dépend alors beaucoup de leur *durée de vie* dans l'atmosphère. Le  $CO_2$  qui est très stable est bien mélangé. Le méthane, qui a une durée de vie d'une dizaine d'années, est bien réparti dans la troposphère mais son rapport de mélange varie dans la stratosphère. Des polluants à durée de vie courte (quelques jours) comme l'ozone troposphérique, se retrouvent surtout au voisinage des sources. Les activités humaines ont également contribué à modifier le rapport de mélange de certains de ces gaz (par exemple, le  $CO_2$ ).

## 2 Énergie radiative : définitions

### 2.1 Spectre électromagnétique

Les échanges d'*énergie radiative* se font à distance par le biais du *rayonnement électromagnétique*. Le rayonnement électromagnétique est composé d'une superposition d'ondes monochromatiques de longueurs d'onde  $\lambda$  se propageant à la vitesse de la lumière  $c$  (dans le vide  $c = 3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ ). Le rayonnement électromagnétique parcourt la distance Terre-Soleil en 8 minutes ; à l'échelle des processus atmosphériques terrestres, la propagation des ondes électromagnétiques est si rapide qu'elle peut être considérée en première approximation comme immédiate.

Les ondes composant le rayonnement électromagnétique peuvent être caractérisées indifféremment par leur *longueur d'onde*  $\lambda$ , leur *fréquence*  $\nu = c/\lambda$  ou leur *nombre d'onde*<sup>1</sup>  $\bar{\nu} = 1/\lambda$ . L'ensemble de ces ondes constitue le *spectre* électromagnétique. Selon le principe de De Broglie, à chaque onde électromagnétique de fréquence  $\nu$

1. Le nombre d'onde est souvent exprimé en  $\text{cm}^{-1}$ . Pour obtenir  $\bar{\nu}$  dans cette unité à partir de  $\lambda$  en microns, on utilise  $\bar{\nu} = 10^4/\lambda$ .

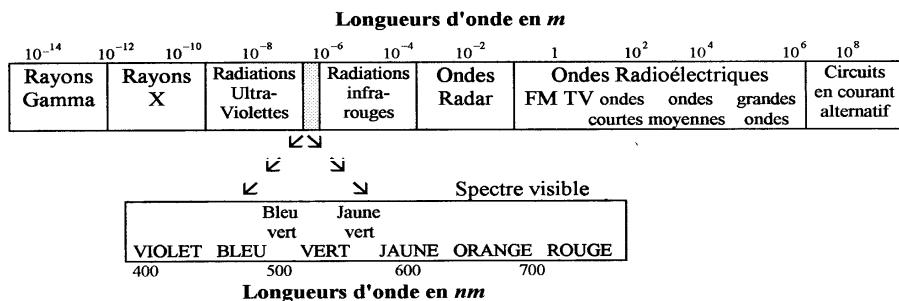


FIGURE 4 – Classification du rayonnement électromagnétique en fonction de la longueur d'onde. On rappelle que  $1 \mu\text{m}$  (micron) correspond à  $10^{-6} \text{ m}$  et  $1 \text{ nm}$  (nanomètre) correspond à  $10^{-9} \text{ m}$ .

est associée une particule sans masse nommée **photon** dont l'énergie est  $h\nu$  où  $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J s}$  est appelée la constante de Planck. Cette énergie est souvent exprimée en électron-volts eV ( $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$ ).

Le rayonnement visible occupe une bande très étroite du spectre aux longueurs d'ondes comprises entre 0.4 et  $0.76 \mu\text{m}$  [figure 4]. Lorsque l'on considère des longueurs d'ondes plus courtes (c'est-à-dire des fréquences plus élevées) que le rayonnement visible, on passe dans le domaine du rayonnement ultraviolet, puis celui des rayons X et gamma  $\gamma$ . Lorsque l'on considère des longueurs d'ondes plus grandes (c'est-à-dire des fréquences plus faibles) que le rayonnement visible, on passe dans le domaine du rayonnement infrarouge, puis celui des micro-ondes et des ondes radio. Les photons les plus énergétiques correspondent aux rayons X ; les moins énergétiques aux ondes radio.

## 2.2 Grandeurs radiométriques

La quantité de rayonnement émise par une source de rayonnement, ou reçue par une cible, dépend des paramètres :

- longueur d'onde  $\lambda$  ;
- temps d'exposition  $t$  ;
- surface  $S$  de l'objet (source ou cible) ;
- direction dans l'espace considérée, que l'on repère par l'angle  $\beta$  entre le rayonnement incident (ou émis) et la normale à la surface (appelé angle zénithal) ;
- portion d'espace considérée, exprimée par un **angle solide**  $\omega$ , l'équivalent bidimensionnel d'un angle<sup>2</sup> ;
- propriétés physico-chimiques de l'objet, par exemple sa température.

On exprime cette quantité de rayonnement reçue ou émise sous la forme d'une énergie totale  $E_r$  en Joules (J). Que l'on considère une source ou une cible,  $E_r$  est l'énergie transmise par le rayonnement (radiative).

L'énergie totale  $E_r$  est une grandeur intégrée peu utilisée en pratique en sciences de l'atmosphère. On lui préfère les quantités décrites ci-dessous<sup>3</sup> qui décrivent la quantité de rayonnement émise ou reçue par unité de temps, surface, longueur d'onde, ...

☞ unité de temps Le **flux énergétique**  $\Phi$  est l'énergie totale  $E_r$  par unité de temps  $t$  (par seconde)

$$\Phi = \frac{dE_r}{dt}$$

C'est une puissance exprimée en Watts ( $W \equiv \text{J s}^{-1}$ ). Le flux énergétique  $\Phi$  est intégré sur toutes les longueurs d'onde, toutes les directions d'espace et sur l'intégralité de la surface de la source ou cible.

☞ unité de temps + unité de surface La **densité de flux énergétique**  $F$  est le flux énergétique  $\Phi$  par unité de surface  $S$  de la source/cible

$$F = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{d^2E_r}{dS dt}$$

2. De même qu'un angle en radians est la longueur d'un arc de cercle divisée par le rayon, le stéradian est la surface d'une portion de sphère divisée par le rayon au carré. On a donc  $4\pi$  stéradians sur tout l'espace : voir figure 6

3. Les noms anglais de ces quantités sont respectivement *radiant flux* pour  $\Phi$ , *irradiance* pour  $F$ , *radiance* pour  $L$

C'est un **flux net** exprimé en  $\text{W m}^{-2}$ . On l'appelle également **émittance**  $M$  pour une source et **éclairement**  $E$  pour une cible. Cette quantité est intégrée sur toutes les longueurs d'onde et toutes les directions d'espace.

☞ unité de temps + unité de surface + direction fixée La **luminance énergétique**  $L$  est la densité de flux énergétique dans une direction donnée de l'espace repérée par un angle  $\beta$

$$L = \frac{dF}{\cos \beta d\omega} = \frac{d^2\Phi}{\cos \beta d\omega dS} = \frac{d^3E_r}{\cos \beta d\omega dS dt}$$

par unité d'angle solide  $\omega$  (figure 6). C'est une quantité surtout utilisée pour les sources, parfois appelée radiance. La surface considérée  $\sigma$  est perpendiculaire à la direction d'émission : on la relie à  $S$  par  $d\sigma = \cos \beta dS$ . La luminance énergétique  $L$  en  $\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  est intégrée sur toutes les longueurs d'onde.

☞ longueur d'onde fixée (grandeur spectrales) Le flux énergétique **spectral** ou monochromatique  $\Phi_\lambda$  est le flux énergétique  $\Phi$  par unité de longueur d'onde  $\lambda$

$$\Phi_\lambda = \frac{d\Phi}{d\lambda} = \frac{d^2E_r}{d\lambda dt}$$

Cette quantité en  $\text{W m}^{-1}$  est intégrée sur toutes les directions d'espace et sur toute la surface de la source ou cible. On peut également définir des équivalents spectraux  $F_\lambda$  et  $L_\lambda$  pour les quantités  $F$  et  $L$

$$F_\lambda = \frac{dF}{d\lambda} \quad L_\lambda = \frac{dL}{d\lambda}$$

et des quantités spectrales  $\Phi_\nu$ ,  $F_\nu$  et  $L_\nu$  à partir de la fréquence  $\nu$

$$\Phi_\nu = \frac{d\Phi}{d\nu} \quad F_\nu = \frac{dF}{d\nu} \quad L_\nu = \frac{dL}{d\nu}$$

Les quantités spectrales définies à partir de la fréquence sont parfois plus avantageuses, dans la mesure où la fréquence est indépendante du milieu matériel transparent où l'onde matérielle se propage<sup>4</sup>. Attention, les unités des quantités spectrales dépendent de la quantité référente : ainsi  $L_\lambda$  est en  $\text{W m}^{-3} \text{ sr}^{-1}$  et  $L_\lambda$  est en  $\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}$ .

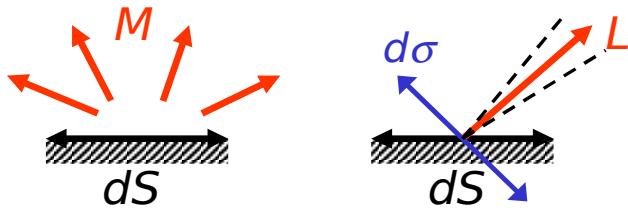


FIGURE 5 – Schéma montrant l'émittance  $M$  et la luminance  $L$  d'un élément de surface  $dS$  d'une source.  $M$  est l'intégrale du flux dans toutes les directions.  $L$  est le flux émis dans une certaine direction par unité de surface perpendiculaire.

### Exemples d'application

Dans ce qui précède, on part de la quantité la plus intégrée possible, à savoir l'énergie totale  $E_r$ , pour parvenir par dérivation à des quantités moins complexes à appréhender en pratique. Le chemin inverse se fait par intégration (sommation continue). On considère ici quelques exemples illustratifs.

☞ Pour reprendre la situation de la figure 5, supposons que l'on dispose d'informations sur la luminance énergétique  $L$  d'une source plane de surface élémentaire  $dS$ , c'est-à-dire la quantité de rayonnement émise dans chaque direction de l'espace. Afin de connaître le flux net  $F$  dans tout l'espace (que l'on peut noter également émittance  $M$  puisque l'on considère une source), il suffit de l'écrire comme une intégrale de la luminance sur toutes les directions d'un demi-espace :

$$F = \int_{2\pi} L \cos \beta d\omega$$

4. La longueur d'onde  $\lambda$  dépend de l'indice de réfraction  $n$  du milieu (pour l'air,  $n$  est proche de 1) et de la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$ .

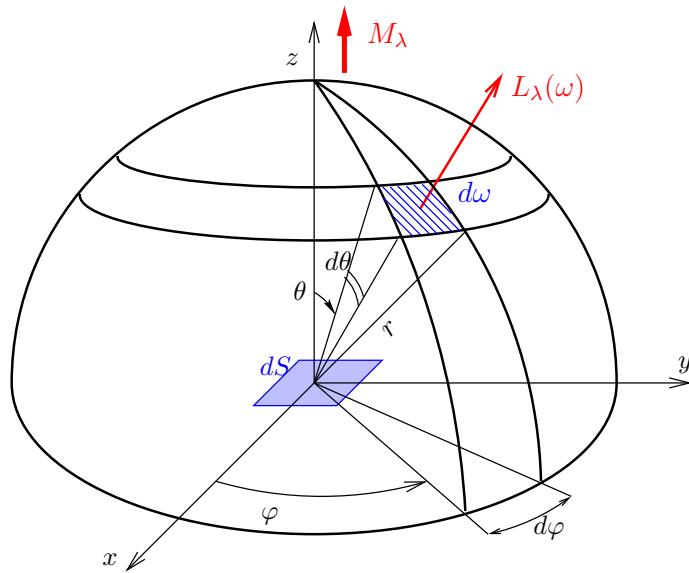


FIGURE 6 – Schéma en coordonnées sphériques de la luminance  $L$  de l'élément de surface  $dS$  d'une source située dans un plan ( $Oxy$ ). La luminance est définie pour chaque direction repérée par les angles  $\theta$  et  $\varphi$ . L'angle solide élémentaire autour d'une direction donnée vaut  $d\omega = \sin \theta d\theta d\varphi$  (rapport entre surface hachurée et  $r^2$ ).

où  $2\pi$  représente l'intégration sur un demi-espace. Si la luminance  $L$  est indépendante de la direction, c'est-à-dire que le rayonnement est **isotrope**, l'intégration donne simplement  $F = \pi L$ . Dans ce cas on parle d'une **source lambertienne**.

- ☞ Supposons que l'on dispose cette fois d'informations sur la densité de flux énergétique  $F$  d'une source sphérique de rayon  $R$  (par exemple, le Soleil). Puisque l'on considère une source,  $F$  peut également être appelée émittance et être notée  $M$ . Si le rayonnement est **uniforme**, c'est-à-dire qu'en chaque point la source émet le même flux énergétique  $\Phi$  par unité de surface  $dS$ , alors on dispose de la relation suivante

$$\Phi = 4\pi R^2 M$$

et plus généralement pour une surface  $S$  qui est une source uniforme de rayonnement

$$\boxed{\Phi = S M}$$

On notera qu'on fait les calculs en considérant seulement le côté extérieur de la surface, celui d'où nous regardons la source, car seule la moitié de l'énergie échangée par les points de la surface  $S$  est émise sous forme de rayonnement. L'autre moitié est échangée du côté intérieur de la surface avec le milieu constituant le corps.

- ☞ L'énergie transmise par le rayonnement, et toutes les grandeurs définies précédemment, varient généralement beaucoup avec la longueur d'onde étudiée. Supposons que l'on connaisse la luminance spectrale  $L_\lambda$  dans un petit intervalle  $d\lambda$  autour de la longueur d'onde  $\lambda$ , et ce, pour toutes les longueurs d'onde  $\lambda$  du spectre électromagnétique. Par exemple, la luminance totale  $L$  est retrouvée par intégration des longueurs d'onde les plus courtes aux plus longues :

$$L = \int_{\lambda} L_\lambda d\lambda = \int_{\nu} L_\nu d\nu$$

Il s'agit d'une des formes du **principe de superposition**, qui indique que le rayonnement électromagnétiques se compose d'une superposition d'ondes monochromatiques. Une intégration similaire est effectuée par l'électronique embarquée dans un appareil photo qui traite les flux reçus par les capteurs dans une variété de longueurs d'onde en domaine visible, afin d'obtenir une image finale qui intègre toutes ces informations.

### 2.3 Rayonnement thermique et corps noir

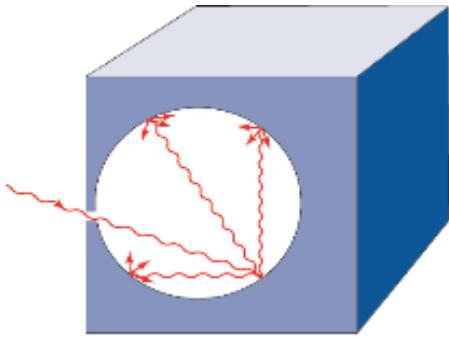
Le Soleil qui se situe à une distance considérable dans le vide spatial nous procure une sensation de chaleur. De même, placer sa main sur le côté d'un radiateur en fonctionnement sans le toucher procure une sensation de chaleur instantanée qui ne peut être attribuée à un transfert convectif entre le radiateur et la main. Cet échange de chaleur est attribué au contraire à l'émission d'ondes électromagnétiques par la matière du fait de sa température; on parle d'émission de *rayonnement thermique*. Tous les corps émettent du rayonnement thermique. La transmission de cette énergie entre une source et une cible ne nécessite pas la présence d'un milieu intermédiaire matériel. On appelle *corps noir* un objet dont la surface est idéale et satisfait les trois conditions suivantes :

**émetteur parfait** un corps noir rayonne plus d'énergie radiative à chaque température et pour chaque longueur d'onde que n'importe quelle autre surface,

**absorbant parfait** un corps noir absorbe complètement le rayonnement incident selon toutes les directions de l'espace et toutes les longueurs d'onde,

**source lambertienne** un corps noir émet du rayonnement de façon isotrope

Un corps noir est à l'équilibre thermodynamique avec son environnement. On peut montrer qu'un tel corps émet du rayonnement qui dépend seulement de sa température et non de sa nature. La définition du corps noir, et les développements théoriques qui l'accompagnent, sont partis du constat, fait notamment par les céramistes, qu'un objet placé dans un four à haute température devient rouge en même temps que les parois du four quelle que soit sa taille, sa forme ou le matériau qui le compose. Un exemple de source utilisée pour étudier expérimentalement le modèle du corps noir consiste à construire une enceinte chauffée, totalement hermétique, et y percer un trou pour y mesurer le flux énergétique émis [figure 7]



**FIGURE 7 – L'énergie entrant par une petite fente dans une enceinte subit des réflexions sur la paroi jusqu'à ce qu'elle soit absorbée. L'ouverture dans la paroi d'une enceinte chauffée apparaît comme une source de type corps noir. Un absorbant presque parfait est aussi un émetteur presque parfait. Ce type de four a été employé au début du XXe siècle pour évaluer expérimentalement les prédictions théoriques de Planck. Source : Wallace and Hobbs, Atmospheric Science, 2006.**

## 2.4 Loi de Planck d'émission de rayonnement

L'émission de rayonnement par le corps noir est décrite par une luminance énergétique spectrale  $L_\lambda$ , notée  $B_\lambda$  dans ce qui suit<sup>5</sup>. La loi de variation de  $B_\lambda$  selon la température  $T$  est donnée par la [loi de Planck](#)<sup>6</sup>

$$B_\lambda(T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\pi (e^{C_2/\lambda T} - 1)}$$

où  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes ( $C_2 = h c/k_B$  où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière,  $k_B$  la constante de Boltzmann). Comme le rayonnement du corps noir est isotrope, l'émittance spectrale du corps noir, obtenue par intégration sur toutes les directions de l'espace, vaut  $M_\lambda(T) = \pi B_\lambda(T)$ .

Les variations de la fonction  $B_\lambda$  sont illustrées sur la figure 8. L'émission de rayonnement par le corps noir ne dépend que de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la température  $T$  du corps. A une température donnée, le rayonnement émis est parfaitement déterminé pour chaque longueur d'onde ; dans un domaine spectral particulier, le rayonnement émis ne dépend que de la température du corps noir.

5. Correspond au nom anglais *blackbody*

6. La luminance spectrale  $B_\nu$  est déterminée d'une façon similaire. La démonstration de la loi de Planck fait appel à des notions de quantification d'énergie et de thermodynamique statistique qui sont hors programme dans le cadre de ce cours.

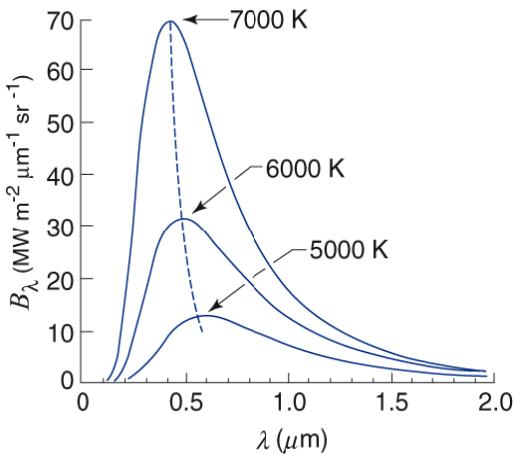


FIGURE 8 – Courbes de luminance spectrale d'un corps noir pour différentes températures. La courbe en pointillés indique la position du maximum en fonction de  $T$ . Source : Wallace and Hobbs, Atmospheric Science, 2006.

### Variations selon la température

- ☞ L'énergie émise dépend de la température du corps émetteur :
  - quantitativement : plus le corps est chaud, plus la quantité de rayonnement thermique est grande : la luminance spectrale  $B_\lambda$  augmente avec la température  $T$  quelle que soit la longueur d'onde.
  - qualitativement : la « couleur » du corps dépend de sa température : la longueur d'onde pour laquelle le rayonnement est maximal diminue quand la température augmente.
- ☞ La dépendance en température de la forme des courbes sur la figure 8 est résumée par deux lois simples : la loi de Wien (position du maximum) et la loi de Stefan-Boltzmann (intégrale totale).

### Variations selon la longueur d'onde

- ☞ Le rayonnement thermique est surtout significatif entre les longueurs d'onde 0.1 et 100  $\mu\text{m}$ , soit le domaine visible et infrarouge. Pour le type de température usuellement rencontrées sur Terre, la contribution dans les longueurs d'onde visible est petite par rapport à la contribution dans l'infrarouge – il faut atteindre des températures de plusieurs centaines de degrés Celsius pour qu'elle devienne significative, comme on peut le constater lorsqu'on porte à haute température un morceau de métal ou que l'on considère une coulée de lave fraîche.
- ☞ La luminance énergétique  $B_\lambda$  tend vers 0
  - aux longueurs d'ondes très courtes, ce qui signifie que le rayonnement thermique comporte extrêmement peu des photons les plus énergétiques ;
  - et aux longueurs d'onde très grandes, ce qui est attendu étant donné que l'énergie des photons tend vers 0 et que leur nombre n'est pas suffisant pour que la contribution énergétique soit significative.

**Loi de Wien : maximum d'émission thermique** On observe sur la figure 8 que, lorsque  $T$  augmente, la maximum de la luminance spectrale  $B_\lambda$ , appelé **maximum d'émission**, se décale vers les longueurs d'onde courtes, c'est-à-dire correspond à des photons de plus en plus énergétiques. La loi exacte, appelée *loi de déplacement de Wien*, s'obtient en dérivant  $B_\lambda$  par rapport à  $\lambda$ , ce qui permet d'obtenir

$$\boxed{\lambda_{\max} T = 2898 \quad (\mu\text{m K})}$$

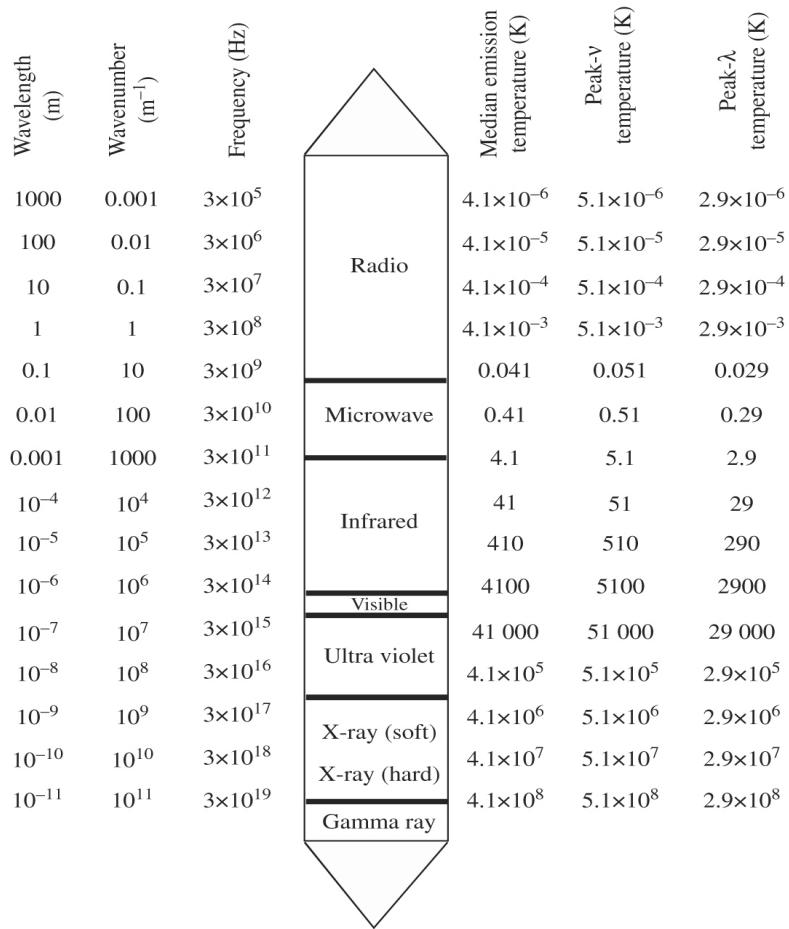
où  $\lambda_{\max}$  est la longueur d'onde du maximum de luminance spectrale  $B_\lambda$ . La longueur d'onde du maximum d'émission  $\lambda_{\max}$  est inversement proportionnelle à la température du corps émetteur. Une formulation alternative est :  $\nu_{\max}$  est proportionnelle à  $T$ .

### 2.5 Loi de Stefan-Boltzmann : flux net surfacique

La *loi de Stefan-Boltzmann*<sup>7</sup> donne la valeur de l'intégrale sur toutes les longueurs d'ondes et dans tout l'espace<sup>8</sup> de la courbe du corps noir, décrite par la loi de Planck et illustrée par les figures 8 et ???. Cette loi

7. Joseph Stefan met expérimentalement en évidence en 1879 la dépendance de l'émittance en puissance quatrième de la température. Ludwig Boltzmann, à qui l'on doit également des résultats fondamentaux sur l'entropie et l'atomisme, prouve en 1884 le résultat par des arguments théoriques.

8. On entend par là toutes les directions du demi-espace extérieur au corps considéré.

FIGURE 9 – Source : R. Pierrehumbert, *Principles of Planetary Climates*, CUP, 2010.

donne donc l'expression d'une densité de flux énergétique  $F$  ou plus spécifiquement, puisque le corps noir est une source de rayonnement, d'une émittance totale  $M$ . Cette dernière s'obtient tout d'abord avec une intégration par rapport à  $\lambda$  de la luminance énergétique spectrale  $B_\lambda$  donnée par la loi de Planck, afin d'obtenir la luminance énergétique  $B$ . On déduit ensuite l'émittance totale  $M$  en intégrant selon toutes les directions de l'espace ; comme le rayonnement du corps noir est isotrope,  $M$  s'obtient à partir de  $B$  simplement en multipliant par  $\pi$ . La loi de Stefan-Boltzmann établit que le flux net surfacique  $M$  émis par un corps noir ne dépend que de sa température par une dépendance type loi de puissance

$$M_{\text{corps noir}} = \sigma T^4$$

avec  $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$  appelée constante de Stefan-Boltzmann. La loi de Stefan-Boltzmann, comme la loi de Planck dont elle dérive, stipule que l'émittance  $M$  d'un corps pouvant être considéré en bonne approximation comme un corps noir ne dépend que de sa température et non de sa nature. Cette loi indique par ailleurs que l'émittance  $M$  augmente très rapidement avec la température – de par la puissance quatrième impliquée.

## 2.6 Lois des corps gris et émissivité

**Émissivité** Le corps noir est un modèle idéal d'absorbant qu'en pratique on ne rencontre pas dans la nature. Par exemple, le charbon noir est un absorbant parfait, mais seulement dans les longueurs d'onde visible. La plupart des objets ressemblent néanmoins au corps noir, au moins à certaines températures et pour certaines longueurs d'onde considérées en pratique. Dans le cas d'un corps qui n'est pas un absorbant parfait, on parle d'un *corps gris*. A température égale, un corps gris n'émet pas autant qu'un corps noir dans les mêmes conditions. Pour évaluer l'énergie émise par un corps gris par comparaison à celle qu'émettrait le corps noir dans les mêmes conditions, on définit un coefficient appelé **émissivité**  $\epsilon_\lambda$  compris entre 0 et 1 et égal au rapport entre la luminance spectrale du corps  $L_\lambda$  et celle du corps noir  $B_\lambda$  :  $\epsilon_\lambda = L_\lambda/B_\lambda(T)$ . En toute généralité, l'émissivité  $\epsilon_\lambda$  d'une surface à une longueur d'onde  $\lambda$  dépend de ses propriétés physico-chimiques, de sa température et de la direction d'émission<sup>9</sup>.

On peut définir une émissivité totale intégrée  $\epsilon$  qui permet d'exprimer l'émittance  $M$  d'un corps gris

$$M_{\text{corps gris}} = \epsilon \sigma T^4$$

Des valeurs de l'émissivité totale  $\epsilon$  pour certains matériaux sont données dans le tableau 2.6 : l'eau, la neige, les roches basaltiques ont des émissivités proches de 1 et sont donc des corps noirs en bonne approximation.

Matériau	Emissivité $\epsilon$	Matériau	Emissivité $\epsilon$	Matériau	Emissivité $\epsilon$
Cuivre poli	0.03	Cuivre oxydé	0.5	Béton	0.7 à 0.9
Carbone	0.8	Lave (volcan actif)	0.8	Suie	0.95
Ville	0.85	Peinture blanche	0.87	Peinture noire	0.94
Désert	0.85 à 0.9	Herbe	0.9 à 0.95	Forêt	0.95
Nuages cirrus	0.10 à 0.90	Nuages cumulus	0.25 à 0.99	Eau	0.92 à 0.97
Neige âgée	0.8	Neige fraîche	0.99		

TABLE 2 – *Quelques valeurs usuelles d'émissivité à la température ambiante (pour un rayonnement infrarouge).*  
Source : Hecht, Physique, 1999 – avec quelques ajouts d'après site CNES

**Loi de Kirchhoff** Il existe une seconde loi de Kirchhoff, différente de celle précitée, qui stipule que l'émissivité spectrale doit être égale au coefficient d'absorption du corps

$$\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda$$

pour des quantités intégrées selon toutes les directions de l'espace. Un corps ne peut émettre que les radiations qu'il est capable d'absorber. En d'autres termes, pour une température et une longueur d'onde donnée, un bon émetteur est souvent un bon absorbant (et vice versa). On retrouve par ce principe que le corps noir est le corps idéal qui rayonne un maximum d'énergie radiative à chaque température et pour chaque longueur d'onde.

9. Par exemple, les métaux, matériaux conducteurs de l'électricité, ont une émissivité faible (sauf dans les directions rasantes) qui croît lentement avec la température et décroît avec la longueur d'onde ; au contraire, les diélectriques, matériaux isolant de l'électricité, ont une émissivité élevée qui augmente avec la longueur d'onde et se révèlent lambertiens sauf pour les directions rasantes où l'émissivité décroît significativement.

### 3 Énergie radiative : sources

#### 3.1 Éclairement solaire

**Principale source** La principale source d'énergie pour l'atmosphère et le système climatique de la Terre est le Soleil<sup>10</sup>. La figure 10 montre que d'autres sources existent mais en quantité réduite : l'énergie reçue par la géothermie, ou par les activités humaines, est 4 ordres de grandeur plus faible que la source solaire ; celle reçue des étoiles 8 ordres de grandeur plus faible. L'énergie solaire est transmise principalement à la Terre au moyen du rayonnement électromagnétique : on qualifie cette énergie de *radiative*.

Rayonnement électromagnétique reçu du Soleil (principalement visible et IR)	$1,7 \cdot 10^{17} \text{ W}$
Géothermie (radioactivités à période longue : $^{238}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{232}\text{Th}$ , $^{40}\text{K}$ )	$\sim 4,4 \cdot 10^{13} \text{ W}$
Civilisation en 2010 ( $\sim 10^9$ humains consommant 10 t de pétrole/an)	$1,6 \cdot 10^{13} \text{ W}$
Énergie rotative dissipée par les marées	$2,8 \cdot 10^{12} \text{ W}$
Vent solaire (pour « cible magnétosphérique » de $25 R_{\text{Terre}}$ $\sim 10^{14} \text{ W}$ )	$\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ W}$
Rayonnement du fond cosmologique (corps noir* à $2,7 \text{ K}$ )	$1,6 \cdot 10^9 \text{ W}$
Rayonnement électromagnétique reçu des étoiles (visible, IR)	$\sim 1,3 \cdot 10^9 \text{ W}$
Rayonnement cosmique (protons, alphas...)	$9 \cdot 10^8 \text{ W}$
Météorites ( $\sim 30\,000$ tonnes par an, supposant $v_{\text{impact}} \approx 20 \text{ km/s}$ )	$\sim 2 \cdot 10^8 \text{ W}$

FIGURE 10 – *Ordres de grandeur des flux énergétiques reçus à la surface de la Terre.*  
Source : P. von Balmoos in *Le Climat à Découvert*, CNRS éditions, 2011

**Constante solaire** La distance Soleil-Terre est beaucoup plus grande que les rayons de la Terre et du Soleil. Ainsi, d'une part, le rayonnement solaire arrive au niveau de l'orbite terrestre en faisceaux pratiquement parallèles. D'autre part, la luminance varie peu en fonction de la position de la Terre au cours de sa révolution annuelle (orbite) autour du Soleil<sup>11</sup>. On peut par conséquent définir une valeur moyenne de la densité de flux énergétique du rayonnement solaire (puissance par unité de surface) au niveau de l'orbite terrestre, reçue par le système surface + atmosphère. Elle est désignée par le terme de *constante solaire* notée  $\mathcal{F}_s$ . Les mesures indiquent que

$$\mathcal{F}_s = 1368 \text{ W m}^{-2} \quad \text{pour la Terre}$$

La constante solaire est une valeur instantanée côté jour. Le rayonnement solaire reçu par unité de surface en un point donné de la Terre varie en fonction de la latitude, de l'heure de la journée (c'est-à-dire de manière équivalente de la longitude) et de la saison considérée (en raison de l'inclinaison appelée obliquité de la Terre par rapport au plan de son orbite autour du Soleil).

On peut donc définir un *éclairement solaire moyen* noté  $\mathcal{F}'_s$  reçu par la Terre qui intègre les effets diurnes et saisonniers. Autrement dit,  $\mathcal{F}_s$  est l'éclairement instantané reçu par un satellite en orbite autour de la Terre ;  $\mathcal{F}'_s$  est la valeur que l'on obtiendrait si l'on faisait la moyenne d'un grand nombre de mesures instantanées du satellite à diverses heures et saisons.  $\mathcal{F}'_s$  peut être calculé par une intégrale sur la sphère du flux instantané reçu du Soleil en chacun des points de la Terre. Ce flux varie notamment selon l'inclinaison de la surface terrestre en différents points de la sphère par rapport aux rayons parallèles du Soleil : par exemple, à un instant donné, alors que les pôles (latitudes élevées) reçoivent moins de flux instantané mais sur une grande étendue de longitudes sur le pôle d'été, les tropiques reçoivent plus de flux instantané mais une bonne partie des longitudes est située du côté nuit. Le calcul d'intégrale montre que le flux énergétique intercepté par la Terre vaut  $\Phi = \pi R^2 \mathcal{F}_s$ . L'éclairement moyen à la surface de la Terre est alors

$$\mathcal{F}'_s = \frac{\Phi}{4 \pi R^2}$$

10. Ce n'est pas le cas pour les géantes gazeuses Jupiter et Saturne où il existe un flux de chaleur interne significatif en regard du flux d'énergie reçu du Soleil. Ce flux est un reste de la contraction gravitationnelle au cours de la formation de ces géantes gazeuses.

11. L'orbite terrestre n'est pas exactement circulaire, mais légèrement excentrique, ce qui fait varier la constante solaire  $\mathcal{F}_s$  d'environ  $3 \text{ W m}^{-2}$ . Cette dernière peut également légèrement varier en fonction des cycles solaires, néanmoins sans influence majeure sur la température des basses couches atmosphériques (troposphère et stratosphère).

le dénominateur étant l'aire de la surface complète de la Terre. On obtient ainsi

$$\mathcal{F}'_s = \frac{\mathcal{F}_s}{4}$$

**Variations géographiques** Localement, l'éclairement varie suivant la latitude et la saison, en plus de l'alternance jour/nuit : il est proportionnel à  $\cos \theta$  où  $\theta$  est l'angle d'incidence avec la surface. En moyenne annuelle, le maximum d'ensoleillement est donc aux latitudes tropicales, mais il varie au cours de l'année et est même maximal aux pôles pendant l'été local [figure 11] : la durée du jour de 24h fait plus que compenser l'angle d'incidence réduit dû à la latitude élevée (ce qui peut paraître de prime abord contre-intuitif).

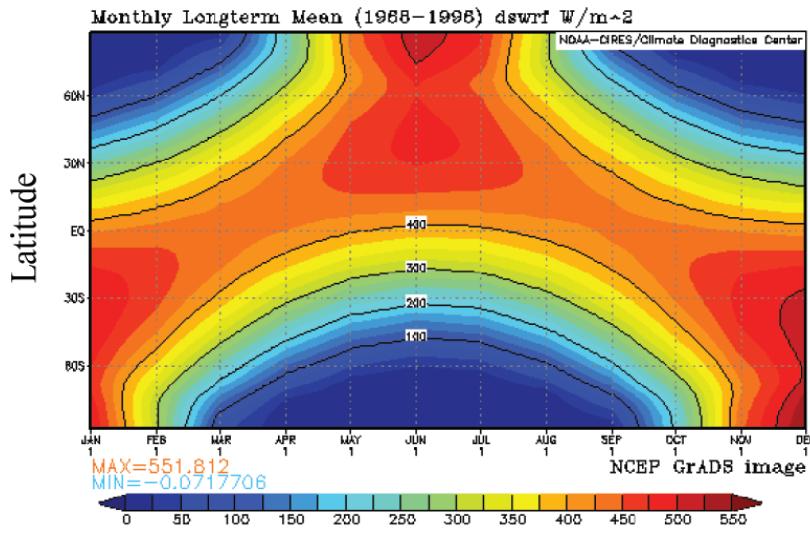


FIGURE 11 – Cycle saisonnier de l'éclairement dû au rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère.

### 3.2 Rayonnement émis par la Terre

L'atmosphère reçoit de l'énergie sous forme radiative (c'est-à-dire relative au rayonnement électromagnétique) principalement par le rayonnement lumineux reçu du soleil (maximum d'énergie émise dans les longueurs d'onde visibles) et le rayonnement lumineux réémis par la surface terrestre chauffée par le Soleil (maximum d'énergie émise dans les longueurs d'onde *infrarouge*, plus grandes que les longueurs d'onde visibles et moins énergétiques).

Le Soleil peut être considéré en bonne approximation comme un corps noir car il absorbe tout le rayonnement incident. Sa « couleur » est dûe à du rayonnement émis et, plus précisément, correspond aux longueurs d'onde où le maximum de rayonnement est émis. D'après la loi de Wien, le Soleil, dont l'enveloppe externe a une température autour de 6000 K, a donc un maximum d'émission situé dans le visible à  $\lambda_{\max} = 0.5\mu\text{m}$ , proche du maximum de sensibilité de l'œil humain. Au contraire, la surface terrestre, dont la température typique est d'environ 288 K, voit son maximum d'émission situé dans l'infrarouge vers  $10\mu\text{m}$ , alors que le rayonnement émis dans les longueurs d'ondes visibles est négligeable. Un raccourci usuel est donc de dire que « la Terre émet du rayonnement (thermique) dans l'infrarouge alors que le Soleil émet dans le visible ». En toute rigueur, cette affirmation ne parle que du voisinage du maximum d'émission, où la contribution au flux intégré selon toutes les longueurs d'onde est la plus significative. Il est ainsi plus exact de dire que, dans l'atmosphère, la région du spectre où  $\lambda$  est inférieure à environ  $4\mu\text{m}$  est dominée par le rayonnement d'origine solaire, alors qu'au-delà, le rayonnement est surtout d'origine terrestre. Il n'y a pratiquement pas de recouvrement entre la partie utile du spectre du rayonnement solaire et celui d'un corps de température ambiante ; ce fait est d'une grande importance pour les phénomènes de type effet de serre, qui sont abordés plus loin dans ce cours. On désigne ainsi souvent le rayonnement d'origine solaire par le terme *ondes courtes* et le rayonnement d'origine terrestre par le terme *ondes longues*.

## 4 Transfert radiatif : interaction lumière-matière

### 4.1 Première approche phénoménologique

**Domaine solaire** L'énergie radiative peut être absorbée par les espèces atmosphériques et convertie en énergie interne pour l'atmosphère. L'absorption du rayonnement solaire est dû à

- ☒ l'ozone ( $O_3$ ), le dioxygène ( $O_2$ ) et la vapeur d'eau ( $H_2O$ ) dans les courtes longueurs d'onde (UV / visible),
- ☒ la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone ( $CO_2$ ), le méthane ( $CH_4$ ), l'oxyde nitreux ( $N_2O$ ) et l'ozone ( $O_3$ ) dans les longues longueurs d'ondes (infrarouge et micro-onde).

Le rayonnement incident peut également être diffusé par les gaz et les aérosols présents dans l'atmosphère. Ce dernier phénomène prévaut pour les longueurs d'onde visible, puisque l'absorption du rayonnement solaire incident par l'atmosphère est relativement faible : on dit que l'atmosphère est relativement *transparente* au rayonnement solaire dans le visible. L'ensemble de ces phénomènes sont responsables de la différence d'énergie radiative reçue au sommet de l'atmosphère et au niveau de la mer [figure 17].

**Domaine infrarouge** Le rayonnement émis par la surface terrestre, principalement dans l'infrarouge, est également absorbé par les espèces précitées (vapeur d'eau,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ) et réémis à la fois vers l'espace et vers la surface. Ainsi, une partie du rayonnement émis par la surface est « piégée », n'est pas évacuée vers l'espace et contribue à augmenter la température de la surface terrestre. Ce phénomène est désigné par le terme d'*effet de serre* et les gaz qui en sont responsables s'appellent les *gaz à effet de serre*. L'activité humaine et les processus naturels modifient les rapports de mélange des espèces radiatives présentes dans l'atmosphère (gaz ou aérosols), en particulier les gaz à effet de serre. L'homme modifie ainsi le bilan énergétique de la planète, donc le fonctionnement du climat : on parle de *changement climatique* [figure 12].

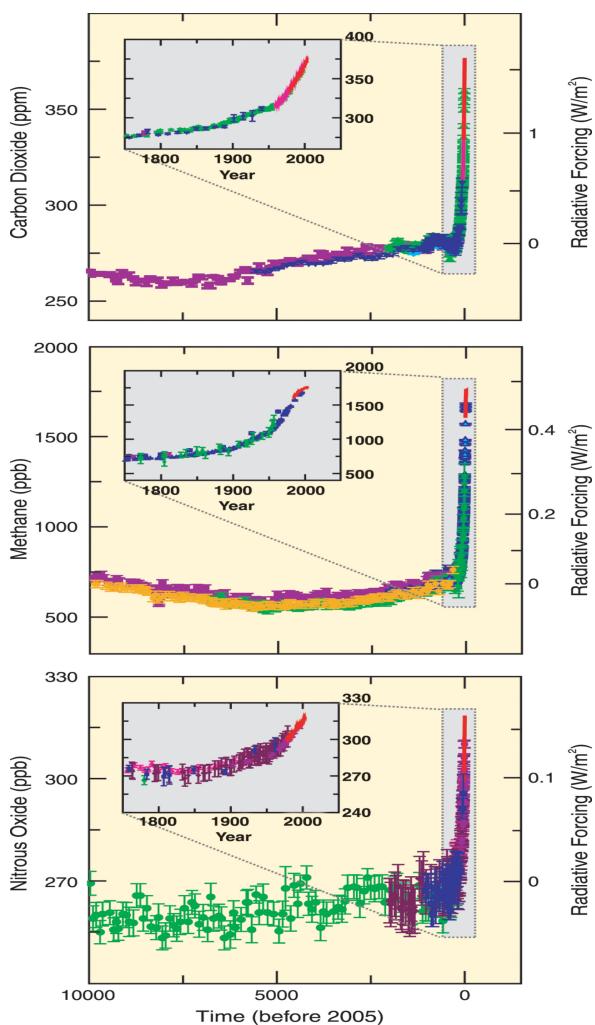


FIGURE 12 – Rapports de mélange du dioxyde de carbone  $CO_2$ , méthane  $CH_4$  et oxyde nitreux  $N_2O$  au cours des 10 000 dernières années (grosses figures) et depuis 1750 (petits inserts). Les données indicatrices des changements de la composition de l'atmosphère au cours du dernier millénaire mettent en évidence l'augmentation rapide des gaz à effet de serre qui est imputable principalement à la croissance économique depuis 1750. Les gaz sont bien mélangés dans l'atmosphère et leurs concentrations depuis 1750 reflètent les émissions provenant des sources à travers le monde. Les mesures proviennent de carottes glaciaires (différentes couleurs sont utilisées pour les diverses études scientifiques utilisées) et de campagnes atmosphériques (lignes rouges). Les forçages radiatifs comparés à la valeur de 1750 pour chacun des gaz représentés sont reportés sur la droite des grosses figures. Figure tirée du 4ème rapport du GIEC en 2007.

## 4.2 Description générale

### 4.2.1 Point de vue microscopique

Lorsqu'il traverse l'atmosphère terrestre, la totalité du rayonnement thermique émis par le Soleil n'est pas transmise à la surface. On appelle *transfert radiatif* les phénomènes qui régissent l'interaction entre rayonnement incident et matière. Le rayonnement électromagnétique, lors de sa traversée de l'atmosphère terrestre, est perturbé par deux processus que l'on peut analyser séparément : un processus d'*absorption* par certains gaz atmosphériques ( $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $O_3$ , etc.) et un processus de *diffusion* par les molécules et les aérosols (poussières, cristaux de glace, gouttes nuageuses et gouttes de pluie).

- ☞ Dans le processus d'absorption, un certain nombre de photons disparaissent, une partie du rayonnement incident est convertie en énergie interne, et il y a une extinction du signal dans la direction de propagation.
- ☞ Au contraire, dans le processus de diffusion, les photons sont simplement redistribués dans toutes les directions avec une certaine probabilité définie par ce qu'on appelle la fonction de phase de diffusion ; on peut alors observer une extinction dans certaines directions et une augmentation dans d'autres. Lors de la diffusion, il n'y a pas de changement de longueur d'onde de l'onde incidente et de l'onde diffusée.

Autrement dit, on s'intéresse à l'*extinction* progressive du rayonnement incident par absorption et diffusion. Deux phénomènes très importants sont mis de côté : l'émission de rayonnement thermique, abordée séparément, et la diffusion multiple, que l'on néglige (rayonnement diffusé qui viendrait depuis d'autres directions).

## 4.3 Point de vue macroscopique

Tout rayonnement se propageant dans un milieu matériel subit trois phénomènes : réflexion, absorption, transmission. Autrement dit, tout corps cible irradié par une source voit le flux énergétique incident spectral  $\Phi_\lambda$  se répartir selon trois termes

- une partie  $\Phi_\lambda^r$  du flux incident est réfléchie ou diffusée ;
- une partie  $\Phi_\lambda^t$  du flux incident traverse le corps sans interactions ;
- une partie  $\Phi_\lambda^a$  du flux incident est absorbée, c'est-à-dire transformée en énergie interne.

Afin de définir les contributions respectives de ces trois phénomènes, on définit des coefficients spectraux de *réflexion-diffusion*  $r_\lambda$ , de *transmission*  $t_\lambda$ , d'*absorption*  $\alpha_\lambda$  compris entre 0 et 1

$$\Phi_\lambda^r = \rho_\lambda \Phi_\lambda \quad \Phi_\lambda^t = t_\lambda \Phi_\lambda \quad \Phi_\lambda^a = \alpha_\lambda \Phi_\lambda$$

Ces coefficients sont également appelés *reflectivité*  $r_\lambda$ , *transmittivité*  $t_\lambda$ , *absorptivité*  $\alpha_\lambda$ . Ils dépendent de la longueur d'onde  $\lambda$  du rayonnement incident, de l'angle d'incidence et des propriétés physiques et chimiques du corps récepteur (par exemple, température, composition).

## 4.4 Diffusion-réflexion : albédo

En sciences de l'atmosphère, les coefficients de réflexion  $\rho$  et  $\rho_\lambda$  sont souvent désignés sous le nom respectivement d'*albédo* noté  $A$  et d'albédo spectral noté  $A_\lambda$ . Plus la surface réfléchit une grande partie du rayonnement électromagnétique incident, plus l'albédo est proche de 1. L'albédo spectral  $A_\lambda$  peut varier significativement en fonction de la longueur d'onde.

De par la diversité des surfaces terrestres, et de la variabilité de la couverture nuageuse, les valeurs de l'albédo  $A$  varient fortement d'un point à l'autre du globe terrestre : il est élevé pour de la neige fraîche et faible pour de la végétation et des roches sombres [table 4.4]. L'albédo de l'océan est faible, particulièrement pour des angles d'incidence rasants – il dépend ainsi beaucoup de la distribution des vagues.

L'*albédo planétaire* est noté  $A_b$  et défini comme la fraction moyenne de l'éclairement  $E$  au sommet de l'atmosphère (noté également  $\mathcal{F}'_s$ ) qui est réfléchie vers l'espace : il comprend donc la contribution des surfaces continentales, de l'océan et de l'atmosphère. Il vaut 0.31 pour la planète Terre : une partie significative du rayonnement reçu du Soleil par la Terre est réfléchie vers l'espace<sup>12</sup>. Ainsi le système Terre reçoit une densité de flux énergétique moyenne  $F_{\text{reçu}}$  en  $\text{W m}^{-2}$  telle que

$$F_{\text{reçu}} = (1 - A_b) \mathcal{F}'_s$$

12. L'albédo planétaire est par exemple encore plus élevé sur Vénus (0.75) à cause de la couverture nuageuse permanente et très réfléchissante de cette planète.

Type	albédo $A$	Type	albédo $A$
Surface de lac	0.02 à 0.04	Surface de la mer	0.05 à 0.15
Asphalte	0.07	Mer calme (soleil au zenith)	0.10
Forêt équatoriale	0.10	Roches sombres, humus	0.10 à 0.15
Ville	0.10 à 0.30	Forêt de conifères	0.12
Cultures	0.15 à 0.25	Végétation basse, verte	0.17
Béton	0.20	Sable mouillé	0.25
Végétation sèche	0.25	Sable léger et sec	0.25 à 0.45
Forêt avec neige au sol	0.25	Glace	0.30 à 0.40
Neige tassée	0.40 à 0.70	Sommet de certains nuages	0.70
Neige fraîche	0.75 à 0.95		

TABLE 3 – Quelques valeurs usuelles d’albédo (rayonnement visible). D’après mesures missions NASA et ESA.

donc un flux énergétique  $\Phi_{\text{reçu}}$  (en W) qui s’exprime

$$\Phi_{\text{reçu}} = \pi R^2 (1 - A_b) \mathcal{F}_s$$

La valeur de 30% de l’albédo planétaire sur Terre est en fait majoritairement dû à l’atmosphère : seuls 4% de l’énergie solaire incidente sont réfléchis par la surface terrestre comme indiqué sur la figure 13. L’énergie réfléchie par l’atmosphère vers l’espace, responsable de plus de 85% de l’albedo planétaire, est diffusée par les molécules ou par des particules en suspension, gouttelettes nuageuses, gouttes de pluie ou aérosols.

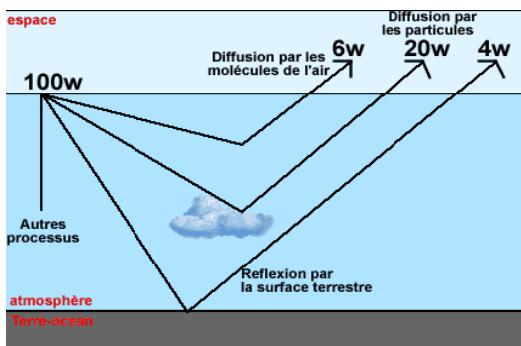


FIGURE 13 – L’énergie solaire incidente est réfléchie vers l’espace par la surface et l’atmosphère d’une planète. La figure montre les différentes contributions à l’albédo planétaire total.

## 4.5 Absorption

### 4.5.1 Point de vue microscopique

Au cours de leur pénétration dans l’atmosphère, les photons entrent en collision avec les molécules gazeuses et sont progressivement absorbés. L’étude de ces processus peut être extrêmement complexe, on donne donc ici uniquement les aspects les plus élémentaires pour comprendre les phénomènes en jeu. On donne ici quelques éléments éclairants sur les processus en jeu à l’échelle microscopique lors de l’absorption de rayonnement incident (photons) par les molécules qui composent l’atmosphère. Cette absorption est en fait liée à leurs caractéristiques énergétiques. L’énergie d’une molécule ne peut prendre que des valeurs discrètes correspondant à des niveaux énergétiques. On les représente souvent par un diagramme dans lequel chaque niveau est figuré par un trait horizontal. L’absorption permet à une molécule de passer d’un niveau d’énergie  $e_1$  à un niveau d’énergie supérieur  $e_2$ . Le passage du niveau  $e_1$  au niveau  $e_2$  s’accompagne de l’absorption d’un rayonnement de fréquence  $\nu$  telle que  $\Delta e = e_2 - e_1 = h\nu$ , soit l’énergie d’un photon de fréquence  $\nu$ . Les molécules possèdent une énergie électronique  $e_e$ , quantifiée comme les atomes, mais aussi une énergie de vibration  $e_v$  et une énergie de rotation  $e_r$ , elles aussi quantifiées. Une bonne approximation de l’énergie totale  $e_t$  est donnée par la relation  $e_t = e_e + e_v + e_r$ . A chaque état électronique correspondent plusieurs états de vibration des noyaux et à chaque état vibrationnel correspondent plusieurs états de rotation.

L’interaction entre le rayonnement et les molécules constituant le milieu (par exemple, l’atmosphère) se manifeste d’une façon différente selon l’énergie  $h\nu$  du photon incident. Ainsi, par ordre décroissant de l’énergie

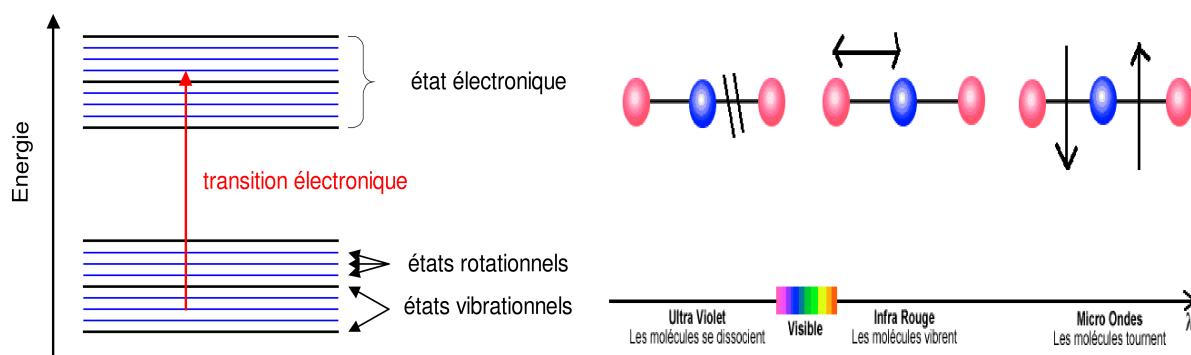


FIGURE 14 – Niveaux électroniques définissant des états de molécules [gauche]. Effet de l’interaction entre rayonnement et molécules pour plusieurs longueurs d’onde. Figures extraites du cours de S. Jacquemoud de Méthodes physique en télédétection.

du photon incident, donc par ordre croissant de sa longueur d’onde  $\lambda$ , le photon va provoquer sur les liaisons moléculaires des brisures, des réorganisations de nuage électronique, des vibrations, ou simplement des rotations.

- ☞ dans l’ultraviolet : les molécules ( $O_2$ ,  $O_3$ ,  $NO_2$ , ...) sont dissociées. La photolyse ou *photodissociation* d’une espèce est provoquée par l’absorption d’un photon possédant une énergie suffisante pour conduire cette espèce à un état électronique excité puis finalement à une rupture de liaison. Citons les cas classiques de la dissociation de l’oxygène [ $O_2 + h\nu \rightarrow O + O$ ] pour des longueurs d’onde inférieures à 246 nm, ou de l’ozone [ $O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O$ ] pour des longueurs d’onde inférieures à 310 nm. La photodissociation de  $NO_2$  produit les atomes d’oxygène nécessaires à la formation photochimique de l’ozone troposphérique [ $NO_2 + h\nu + O_2 \rightarrow NO + O_3$ ]. Ces phénomènes de photolyse participent très fortement à la chimie de l’atmosphère.
- ☞ dans le visible : les molécules changent de configuration électronique ; les électrons qui gravitent autour du noyau atomique peuvent changer d’orbite ou même d’atome. Les photons du domaine du visible ne sont presque pas absorbés par l’atmosphère (très légèrement par  $O_2$  et  $O_3$ ) et sont donc uniquement diffusés.
- ☞ dans l’infrarouge moyen et thermique : les molécules ( $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $N_2O$ , ...) vibrent dans l’axe de la liaison moléculaire (étirement) ou perpendiculairement à cet axe (pliage). Ces molécules sont appelées *gaz à effet de serre* car elles absorbent le rayonnement infrarouge thermique émis par la Terre puis réemettent des photons à la même longueur d’onde.
- ☞ dans le domaine des micro-ondes : les molécules tournent autour d’un de leurs axes.

Les molécules de l’atmosphère absorbent donc le rayonnement à diverses longueurs d’onde. En conséquence, on comprend que les coefficients d’absorption des gaz qui composent l’atmosphère sont extrêmement variables en fonction de  $\lambda$  et présentent une structure très complexe. Un domaine limité de longueurs d’onde contigues où une certaine espèce atmosphérique est très absorbante est appelé *bande d’absorption*. Certaines espèces possèdent des bandes d’absorption dans les longueurs d’onde visible, comme l’ozone  $O_3$ , d’autres dans les longueurs d’onde infrarouge, comme les gaz à effet de serre  $CO_2$  et  $H_2O$  [Figure 15 et table 4.5.1]. Un domaine limité de longueurs d’onde contigues où les espèces principales qui composent une atmosphère ne sont pas (trop) absorbantes est appelée *fenêtre atmosphérique*, car alors le coefficient de transmission atmosphérique est proche de 1.

#### 4.5.2 Point de vue macroscopique

**Section efficace** Que l’on s’intéresse à la diffusion ou l’absorption, l’interaction entre le rayonnement et la matière dépend de la rencontre entre les photons et les éléments (atomes, molécules, particules) du milieu considéré. La diffusion et l’absorption dépendent donc de la probabilité que le rayonnement, c’est-à-dire les photons qui le constituent, rencontre les éléments constitutifs de la matière.

De façon évidente, cette probabilité est liée

- au flux de photons : la probabilité est plus élevée s’il y a un plus grand nombre de photons incidents, ou de façon équivalente une plus grande énergie radiative incidente ;

Molécules	Principales bandes d'absorption (en $\mu\text{m}$ )
O <sub>3</sub>	0,242-0,31 (Hartley) / 0,31-0,4 (Huggins) / 0,4-0,85 (Chappuis) / 3,3 / 4,74
O <sub>2</sub>	0,175-0,2 (Schumann-Runge) / 0,2-0,26 (Herzberg) / 0,628 / 0,688 / 0,762 / 1,06 / 1,27 / 1,58
CO <sub>2</sub>	1,4 / 1,6 / 2,0 / 2,7 / 4,3 / >15
H <sub>2</sub> O	0,72 / 0,82 / 0,94 / 1,1 / 1,38 / 1,87 / 2,7-3,2 / 6,25 / >14
CH <sub>4</sub>	1,66 / 2,2 / 2,3 / 2,37 / 3,26 / 3,31 / 3,53 / 3,83 / 3,55 / 7,65
CO	2,34 / 4,67
N <sub>2</sub> O	2,87 / 2,97 / 3,9 / 4,06 / 4,5

TABLE 4 – Principales bandes d'absorption pour les gaz composant l'atmosphère terrestre. Voir la figure 15

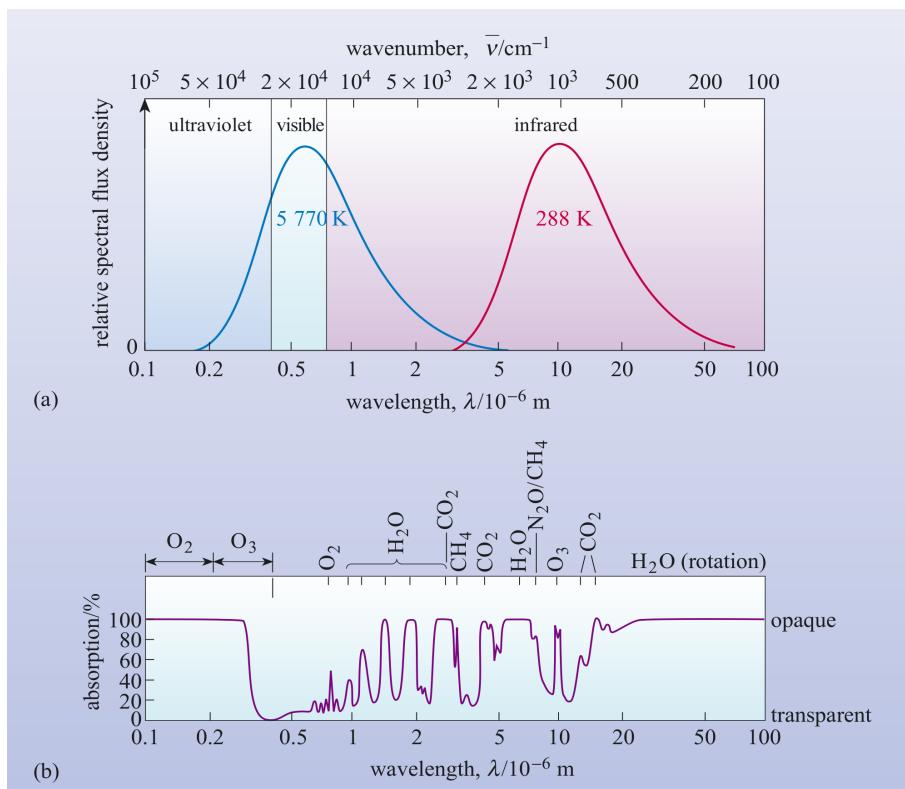


FIGURE 15 – Spectres d'absorption de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde. [Haut] Courbes d'émissance normalisée de corps noirs à 5780 K (rayonnement solaire) et 255 K (rayonnement terrestre). [Bas] Coefficients d'absorption (en %) entre le sommet de l'atmosphère et la surface. Les principaux gaz responsables de l'absorption à différentes longueurs d'onde sont indiqués en bas. Source : McBride and Gilmour, An Introduction to the Solar System, 2004 ; d'après Goody and Yung, Atmospheric radiation, 1989

- au nombre d'éléments (atomes, molécules, particules) dans le milieu matériel : la probabilité augmente avec le nombre d'éléments, autrement dit dans un milieu plus dense, le rayonnement aura une plus forte probabilité de rencontrer des éléments matériels avec lesquels interagir.

Cependant, même si ces deux quantités sont élevées, la probabilité peut rester faible, car elle dépend également d'un paramètre qui traduit l'efficacité de la rencontre entre un photon de longueur d'onde donnée  $\lambda$  et l'espèce absorbante. Cette grandeur est appelée *section efficace* et est décrite ci-dessous.

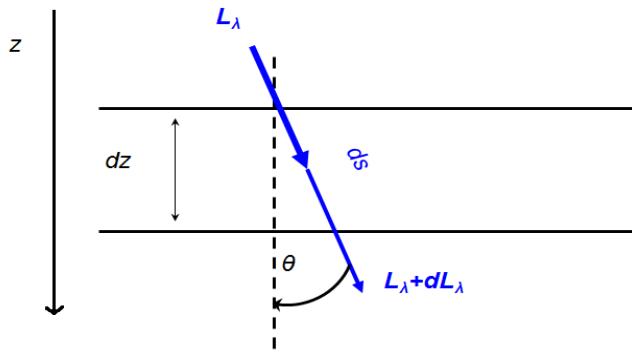
On considère la situation décrite dans la figure 16. Soit une tranche d'atmosphère horizontale<sup>13</sup> d'épaisseur élémentaire  $dz$  qui reçoit un rayonnement monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  caractérisé par sa luminance énergétique spectrale  $L_\lambda$ . Le rayonnement incident traverse la tranche d'atmosphère en faisant un angle  $\theta$  par rapport à la verticale. La distance parcourue par le rayonnement à travers la fine couche d'épaisseur  $dz$  vaut<sup>14</sup>

$$ds = \frac{1}{\cos \theta} dz$$

autrement dit l'inclinaison du rayonnement impose un chemin optique plus grand. A la sortie de la tranche d'atmosphère, le rayonnement a subi une extinction à cause des phénomènes de diffusion et absorption dans la tranche d'atmosphère. On caractérise alors l'extinction causée par la diffusion et l'absorption par une quan-

13. On dit qu'on fait l'approximation plan-parallèle car on néglige la courbure de la Terre ainsi que les variations horizontales des paramètres géophysiques (température et profils de gaz).

14. On parle d'abscisse curviligne pour qualifier  $s$ .

FIGURE 16 – Variation du rayonnement incident avec un angle  $\theta$  sur une couche d'épaisseur  $dz$ 

tité appelée section efficace  $\Sigma_\lambda$  qui a la dimension d'une surface, exprimée en  $\text{m}^2$ . À la sortie de la tranche d'atmosphère, la luminance spectrale est  $L_\lambda + dL_\lambda$  avec

$$dL_\lambda = -L_\lambda(s) \Sigma_\lambda(s) N ds \quad \text{ou de manière équivalente}$$

$$dL_\lambda = -L_\lambda(z) \Sigma_\lambda(z) N \frac{1}{\cos \theta} dz$$

où  $N$  est le nombre de particules par unité de volume. La section efficace  $\Sigma_\lambda$  prend en compte l'extinction causée par les phénomènes d'absorption et de diffusion : plus la section efficace est grande, plus l'extinction du rayonnement incident est élevée. Il est possible de séparer les deux contributions en définissant une section efficace d'absorption  $\Sigma_\lambda^a$  et une section efficace de diffusion/réflexion  $\Sigma_\lambda^r$  telles que  $\Sigma_\lambda = \Sigma_\lambda^a + \Sigma_\lambda^r$ . La section efficace dépend de la longueur d'onde et de la nature physico-chimique du milieu absorbant : par exemple, la composition de l'air dans le cas de l'atmosphère, ou la température dans le cas de la majorité des matériaux. Ainsi, en toute généralité, elle n'a pas de raison particulière de rester constante pour les différentes parties du milieu matériel traversé.

**Loi de Beer-Lambert** L'étude de l'absorption du rayonnement par un milieu repose sur deux relations établies au XVIII<sup>e</sup> siècle qui comparent la luminance spectrale  $L_\lambda(0)$  d'un faisceau incident monochromatique pénétrant sous incidence normale dans un milieu matériel absorbant, à la luminance  $L_\lambda(\ell)$  après traversée du milieu de longueur  $\ell$ .

- D'une part, le faisceau incident subit une extinction telle que le rapport  $\log \frac{L_\lambda(\ell)}{L_\lambda(0)}$  est proportionnel à la longueur  $\ell$  parcourue par le rayonnement dans le milieu absorbant (relation de Bouguer-Lambert).
- D'autre part, dans un milieu de concentration molaire effective  $[X]$  en espèce absorbante X, le faisceau incident subit une extinction telle que le rapport  $\log \frac{L_\lambda(\ell)}{L_\lambda(0)}$  est proportionnel à la concentration  $[X]$  (relation de Beer). Le facteur de proportionnalité dépend de l'épaisseur du milieu traversé, de sa nature, de sa composition, de la température et de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Le logarithme indique que les variations relatives d'énergie radiative au cours de la propagation dans le milieu sont proportionnelles à la longueur parcourue et à la concentration d'espèces absorbantes.

Les deux lois historiques décrites ci-dessus décrivent exactement la définition de section efficace d'absorption (si l'on néglige la diffusion). La seule hypothèse supplémentaire est que la section efficace d'absorption  $\Sigma_\lambda^a$  ne dépend que de la longueur d'onde et du matériau, elle est considérée comme uniforme sur toute la longueur traversée. Si l'on reprend la situation de la figure 16 avec cette hypothèse, on a

$$dL_\lambda = -L_\lambda(z) \Sigma_\lambda^a N_X \frac{1}{\cos \theta} dz$$

où  $N_X$  est la concentration de l'espèce absorbante exprimée sous la forme d'un nombre de molécule par unité de volume (au lieu de  $[X]$  en  $\text{mol L}^{-1}$ ). La variation de flux au cours de la traversée du milieu matériel est donc

$$\frac{dL_\lambda}{L_\lambda} = -\Sigma_\lambda^a N_X \frac{1}{\cos \theta} dz$$

Par intégration, si l'on suppose que  $z = 0$  repère l'entrée dans le milieu matériel et  $z = \ell$  la sortie, on obtient

$$\int_{z=0}^{z=\ell} \frac{dL_\lambda}{L_\lambda} = -\Sigma_\lambda^a N_X \frac{1}{\cos \theta} \int_{z=0}^{z=\ell} dz$$

d'où la valeur de la luminance spectrale à la sortie du milieu traversé, donnée par deux relations équivalentes

$\log \frac{L_\lambda(\ell)}{L_\lambda(0)} = -\zeta \ell$	et	$L_\lambda(\ell) = L_\lambda(0) e^{-\zeta \ell}$
---	----	--

avec la constante en  $m^{-1}$        $\zeta = \Sigma_\lambda^a N_X \frac{1}{\cos \theta}$

Cette loi reprend les résultats historiques présentés précédemment et porte le nom de *loi de Beer-Lambert-Bouguer*. Elle indique la décroissance exponentielle du flux incident lors de sa traversée du milieu, d'autant plus importante que la longueur traversée  $\ell$  est grande et que la concentration en absorbant  $N_X$  du milieu est grande. La loi de Beer-Lambert-Bouguer peut également être appliquée sous la même forme avec l'éclairement. Le coefficient  $\zeta$  porte parfois le nom de coefficient d'extinction linéique. On donne quelques ordres de grandeur ci-dessous pour la valeur de  $\zeta$

- o atmosphère pour un rayonnement visible dans le jaune  $\zeta = 1 \times 10^{-5} m^{-1}$
- o atmosphère pour un rayonnement visible dans le violet  $\zeta = 4 \times 10^{-5} m^{-1}$
- o verre  $\zeta = 0.2 m^{-1}$
- o nuage bas  $\zeta = 1 \times 10^{-3} m^{-1}$

En remarquant que le rapport  $L_\lambda(\ell)/L_\lambda(0)$  définit justement le coefficient de transmission spectral  $t_\lambda$  *en l'absence de diffusion*, on arrive à

$$t_\lambda = e^{-\zeta \ell} \quad \text{et} \quad \alpha_\lambda = 1 - e^{-\zeta \ell}$$

On peut vérifier que l'expression est conforme à l'intuition : si la longueur de la traversée est particulièrement grande ( $\ell \rightarrow \infty$ ), et/ou que l'espèce absorbante X est très concentrée ( $N_X \rightarrow \infty$ ), alors presque tout le rayonnement incident est absorbé  $\alpha_\lambda \rightarrow 1$  et une partie négligeable de ce rayonnement est transmise  $t_\lambda \rightarrow 0$ .

En sciences de l'atmosphère, on utilise souvent une forme plus générale de la loi de Beer-Lambert-Bouguer. On écrit la relation intermédiaire (non intégrée) qui conduit à cette loi sous la forme

$$\frac{dL_\lambda}{L_\lambda} = \rho_X k_\lambda \frac{1}{\cos \theta} dz$$

où  $k_\lambda$  est un coefficient d'absorption massique en  $m^2 kg^{-1}$  et  $\rho_X(z)$  est la densité d'absorbant X, qui dépend de  $z$  comme ce peut être le cas dans l'atmosphère. Cette relation peut être intégrée sur une couche épaisse située entre les niveaux  $z_1$  et  $z_2$ . On obtient

$$L_\lambda(z_1) = L_\lambda(z_2) e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos \theta}}$$

avec

$$\tau_\lambda = \int_{z_1}^{z_2} k_\lambda \rho_X dz$$

**Épaisseur optique** Il est utile de donner ici une définition générale qui s'avère fort utile. Considérons une couche atmosphérique contenant une espèce X bien mélangée qui absorbe dans un intervalle de longueur d'onde donné. A la longueur d'onde  $\lambda$ , son *épaisseur optique*  $\tau_\lambda$  s'écrit

$\tau_\lambda = \int_{z_{\text{base}}}^{z_{\text{sommet}}} k_\lambda \rho_X dz$
---

où  $k_\lambda$  est un coefficient d'absorption massique en  $m^2 kg^{-1}$  et  $\rho_X$  est la densité d'absorbant X.

Il est de fait possible de donner une définition infinitésimale de l'épaisseur optique reliée à la version intégrale donnée ci-dessus.

$$d\tau = \rho_X \kappa dz$$

Le nom d'épaisseur optique est assez intuitif. Si un flux de rayonnement  $\Phi_\lambda$  à la longueur d'onde  $\lambda$  est émis à la base de la couche atmosphérique, le flux observé au sommet de la couche est d'autant plus réduit qu'à cette longueur d'onde l'épaisseur optique de l'atmosphère traversée est grande. Si l'extinction est uniquement due à de l'absorption, sans diffusion, on a une relation directe entre l'épaisseur optique et le coefficient d'absorption

de la couche :

$$\alpha_\lambda = 1 - e^{-\frac{\tau_\lambda}{\cos \theta}}$$

où  $\theta$  est l'angle d'incidence du rayonnement dans la couche.

La définition de l'épaisseur optique ne fait qu'exprimer le fait que la réduction du flux (l'extinction) par la couche atmosphérique comportant l'espèce  $X$  est plus d'autant plus marquée que

- l'espèce considérée est très absorbante dans la longueur d'onde considérée ( $k_\lambda$  grand) ;
- l'espèce considérée est présente en grande quantité ( $\rho_X$  grand).

Ainsi, le dioxyde de carbone CO<sub>2</sub>, bien qu'étant un composant minoritaire ( $\rho$  faible), peut atteindre des épaisseurs optiques très grandes dans les intervalles de longueur d'onde où il est très fortement absorbant ( $k_\lambda$  élevé), par exemple dans l'infrarouge autour de 15 μm. Autrement dit, un composant minoritaire en quantité peut avoir un rôle majoritaire radiativement.

## 4.6 Une rapide synthèse : spectre solaire à la surface de la Terre

La figure 17 compare le rayonnement solaire incident au sommet de l'atmosphère et à la surface, en fonction de la longueur d'onde. Dans les longueurs d'ondes visibles, où se situe la majorité du rayonnement solaire incident, une fraction du rayonnement, appelée albédo, est réfléchie vers l'espace : les molécules constituant l'atmosphère, les aérosols et nuages contribuent tous à cet albedo planétaire (voir également figure 13). En analysant conjointement la figure 15, on voit que le rayonnement ultraviolet est complètement absorbé par l'ozone et l'oxygène. Restent que ces gaz diatomiques simples (comme c'est le cas de H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>) constituent un milieu presque complètement transparent à la fois au rayonnement solaire [surtout visible, ou « ondes courtes »] et au rayonnement terrestre [surtout infrarouge, ou ondes longues]. En revanche, certains gaz composés (en particulier CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, CO ...) ne sont que partiellement transparents, car, s'ils sont transparents au rayonnement courte longueur d'onde (et donc à une grande partie du rayonnement solaire), ils absorbent plus ou moins fortement le rayonnement grande longueur d'onde, notamment le rayonnement émis par la Terre. Ainsi, contrairement à ce qui prévaut dans les longueurs d'onde visible, l'atmosphère est très opaque dans l'infrarouge (longueurs d'onde quelques microns). On distingue seulement une fenêtre entre 8 et 12 microns où le rayonnement émis par la surface s'échappe en grande partie vers l'espace. Les principaux absorbants sont la vapeur d'eau et le CO<sub>2</sub>, d'autres gaz comme le méthane ou l'ozone ayant des contributions plus faibles. La plupart des gaz absorbent dans des bandes étroites. La vapeur d'eau au contraire absorbe dans un domaine spectral très large. Le spectre donné en figure 15 est valable en ciel clair et ne tient pas compte de la présence de nuages. L'eau liquide (ou glace) est un très fort absorbant dans l'infrarouge à toutes les longueurs d'ondes, et un nuage même peu épais absorbera donc rapidement la quasi-totalité du rayonnement incident.

## 5 Modèles simples d'équilibre radiatif de la Terre

### 5.1 Equilibre simple

#### 5.1.1 Flux reçu et flux émis

Nous pouvons exprimer le rayonnement reçu du Soleil par la Terre par une densité de flux énergétique moyenne  $F_{\text{reçu}}$  en W m<sup>-2</sup> ou un flux énergétique  $\Phi_{\text{reçu}}$  (en W)

$$F_{\text{reçu}} = (1 - A_b) \mathcal{F}'_s \quad \Phi_{\text{reçu}} = \pi R^2 (1 - A_b) \mathcal{F}_s$$

La partie du rayonnement reçue du soleil qui est réfléchie vers l'espace est prise en compte via l'albédo planétaire noté  $A_b$ . On rappelle par ailleurs que  $\mathcal{F}'_s = \mathcal{F}_s/4$  où  $\mathcal{F}_s$  est la constante solaire.

Par ailleurs, le système Terre émet également du rayonnement principalement dans les longueurs d'onde infrarouge. Cette quantité de rayonnement émise au sommet de l'atmosphère radiative est notée *OLR* pour *Outgoing Longwave Radiation* en anglais. À l'équilibre, la planète Terre doit émettre vers l'espace autant d'énergie qu'elle en reçoit du Soleil, donc on obtient la relation générale appelée *TOA* pour *Top-Of-Atmosphere* en anglais, correspondant au bilan radiatif au sommet de l'atmosphère

$$\boxed{OLR = (1 - A_b) \mathcal{F}'_s}$$

La principale difficulté qui sous-tend les divers modèles pouvant être proposés réside dans l'expression du terme *OLR*.

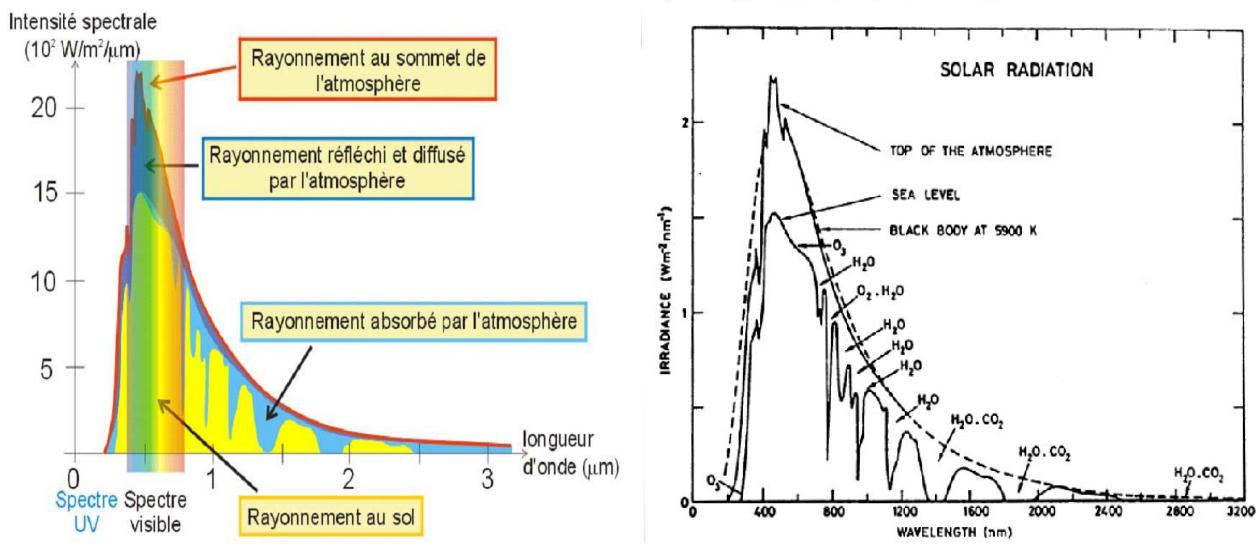


FIGURE 17 – [Gauche] Spectre du rayonnement solaire (UV, Visible, IR) à l’extérieur de l’atmosphère terrestre et au niveau du sol (après traversée de l’atmosphère). Le rayonnement au sommet de l’atmosphère correspond à la courbe rouge. Le rayonnement diffusé par l’atmosphère correspond à la courbe bleu foncé. Le rayonnement absorbé par l’atmosphère correspond à la courbe bleu clair. Le rayonnement résultant au sol correspond à la courbe jaune. [Droite] Figure similaire, mais les espèces gazeuses responsables des bandes d’absorptions sont indiquées sur la figure.

### 5.1.2 Equilibre et température équivalente

Dans l’équilibre TOA, la manière la plus simple de définir *OLR* pour entamer un calcul préliminaire est comme suit. On fait l’hypothèse, assez réaliste en pratique, que la surface de la Terre est comme un corps noir, c’est-à-dire que son émissivité est très proche de 1 dans l’infrarouge où se trouve le maximum d’émission. D’après la loi de Stefan-Boltzmann, la densité de flux énergétique  $F_{\text{émis}}$  émise par la Terre en  $\text{W m}^{-2}$  s’exprime

$$F_{\text{émis}} = \sigma T_{\text{eq}}^4$$

où  $T_{\text{eq}}$  est la *température équivalente* du système Terre que l’on suppose uniforme sur toute la planète. Autrement dit,  $T_{\text{eq}}$  est la température équivalente d’un corps noir qui émettrait la quantité d’énergie  $F_{\text{émis}}$ . Le flux énergétique  $\Phi_{\text{émis}}$  émis par la surface de la planète Terre s’exprime

$$\Phi_{\text{émis}} = 4\pi R^2 F_{\text{émis}} = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eq}}^4$$

Contrairement au cas de l’énergie visible, il n’y a pas lieu de prendre en compte le contraste jour/nuit, car le rayonnement thermique émis par la Terre l’est à tout instant par l’intégralité de sa surface. La seule limite éventuellement discutable est l’uniformité de la température de la surface de la Terre, ce qui est irréaliste en pratique. On peut souligner cependant que, même dans le cas d’une planète n’ayant pas une température uniforme ou ne se comportant pas comme un corps noir, le rayonnement émis vers l’espace doit être égal en moyenne à  $\sigma T_{\text{eq}}^4$ .

A l’équilibre, la planète Terre doit émettre vers l’espace autant d’énergie qu’elle en reçoit du Soleil (équilibre TOA). Ceci peut s’exprimer par unité de surface

$$F_{\text{reçu}} = F_{\text{émis}}$$

ou, pour un résultat similaire, en considérant l’intégralité de la surface planétaire

$$\Phi_{\text{reçu}} = \Phi_{\text{émis}}$$

ce qui permet de déterminer la température équivalente en fonction des paramètres planétaires

$$T_{\text{eq}} = \left[ \frac{\mathcal{F}'_s (1 - A_b)}{\sigma} \right]^{\frac{1}{4}}$$

Le calcul présenté ici porte le nom d'*équilibre radiatif simple*. On y néglige les effets de l'atmosphère (sauf l'albédo) puisqu'on suppose que le rayonnement atteint la surface, ou est rayonné vers l'espace, sans être absorbé par l'atmosphère. La température équivalente est ainsi la température qu'aurait la Terre si l'on négligeait tout autre influence atmosphérique que la réflexion du rayonnement solaire incident. Les valeurs de  $T_{\text{eq}}$  pour quelques planètes telluriques sont données dans la table 5.1.2. On note que la température équivalente de Vénus est plus faible que celle de la Terre, bien qu'elle soit plus proche du Soleil, à cause de son fort albédo ; la formule indique bien que, plus le pouvoir réfléchissant d'une planète est grand, plus la température de sa surface est froide. Par ailleurs, comme indiqué par les calculs du tableau 5.1.2, on remarque que la température équivalente, si elle peut renseigner sur le bilan énergétique simple de la planète, ne représente pas correctement la valeur de la température de surface. Par exemple, la température équivalente pour la Terre est  $T_{\text{eq}} = 255K = -18^{\circ}\text{C}$ , bien trop faible par rapport à la température de surface effectivement mesurée. Il faut donc avoir recours à un modèle plus élaboré.

	<i>Mercure</i>	<i>Vénus</i>	<i>Terre</i>	<i>Mars</i>	<i>Titan</i>
$d_{\text{soleil}}$ (UA)	0.39	0.72	1	1.5	9.5
$\mathcal{F}_s$ (W m <sup>-2</sup> )	8994	2614	1367	589	15
$A_b$	0.06	0.75	0.31	0.25	0.2
$T_{\text{surface}}$ (K)	100/700 K	730	288	220	95
$T_{\text{eq}}$ (K)	439	232	254	210	86

TABLE 5 – Température équivalente du corps noir pour différentes planètes du système solaire.

## 5.2 Modèle à une couche et effet de serre

L'équilibre radiatif simple présenté à la section précédente souffre d'un problème majeur : il suppose que l'atmosphère n'interagit pas avec les rayonnements incidents et émis, ce qui n'est pas le cas en réalité. On rappelle notamment avec la figure 15 deux points importants qui vont nous permettre de raffiner les calculs.

- ☞ Au vu des températures typiques du Soleil et de la Terre, le rayonnement d'origine solaire est principalement émis dans les longueurs d'onde visible, alors que le rayonnement d'origine terrestre est principalement émis dans les longueurs d'onde infrarouge. Les fonctions de Planck normalisées montrées dans la figure 15 indiquent que les deux domaines d'émission ne se recoupent quasiment pas. On peut donc séparer les calculs selon le domaine visible (également appelé ondes courtes) pour tout ce qui concerne le rayonnement reçu du Soleil et le domaine infrarouge (également appelé ondes longues) pour tout ce qui concerne le rayonnement émis par la surface et l'atmosphère de la Terre. La figure 18 reprend ainsi le calcul de l'équilibre radiatif simple en étant plus fidèle à cette distinction entre visible et infrarouge ; en l'absence d'atmosphère, la température de surface à l'équilibre  $T_s$  est égale à  $T_{\text{eq}}$ .
- ☞ L'équilibre radiatif simple néglige les propriétés d'absorption de l'atmosphère de la Terre. La figure 15 montre que cette approximation est relativement juste pour les longueurs d'onde visible, où l'atmosphère est assez transparente, mais très inexacte pour les longueurs d'onde infrarouge. On a vu dans les chapitres qui précèdent que, contrairement à ce qui prévaut dans les longueurs d'onde visible, l'atmosphère est très opaque, c'est-à-dire très absorbante, dans l'infrarouge à cause principalement des gaz à effet de serre (et des nuages). Comme décrit au chapitre précédent, et sur la figure 15, les principaux gaz à effet de serre sont, par ordre d'importance dans le bilan radiatif de la Terre, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>, auxquels il convient d'ajouter les gaz à effet de serre industriels, tels les halocarbures, notamment les chloro-fluoro carbures<sup>15</sup>. On note au passage que certains gaz à effet de serre comme CO<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub> sont à la fois contrôlés par des processus naturels et industriels. Le rayonnement émis par la surface terrestre, principalement dans l'infrarouge, est donc absorbé par ces espèces et réémis à la fois vers l'espace et vers la surface. Ainsi, contrairement à ce qui est supposé dans le cas de l'équilibre radiatif simple, une partie du rayonnement

15. Qui jouent par ailleurs un rôle dans la destruction de l'ozone stratosphérique

émis par la surface n'est pas évacuée vers l'espace et contribue à augmenter la température de la surface terrestre. Ainsi la température de surface à l'équilibre  $T_s$  n'est pas égale à la température équivalente  $T_{eq}$ . La figure 19 résume cette situation qui permet d'obtenir par le calcul, présenté ci-dessous, une valeur pour  $T_s$  plus proche de la température effectivement mesurée à la surface de la Terre. On parle de **modèle à une couche**.

- surface  $\Rightarrow$  corps noir
- atmosphère  $\Rightarrow$  transparente IR, transparente VIS
- ensemble  $\Rightarrow$  réfléchissant [albedo  $A_b$ ]

$$T_s = \left[ \frac{\mathcal{F}'_s (1 - A_b)}{\sigma} \right]^{\frac{1}{4}} = T_e$$

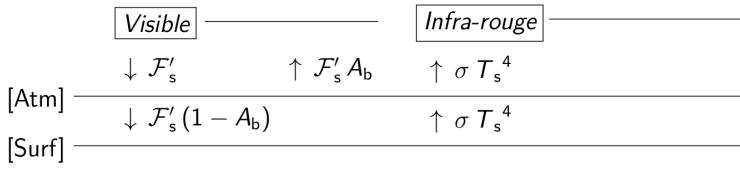


FIGURE 18 – Modèle à zéro couche : schéma des flux nets échangés dans le visible et dans l'infrarouge pour une planète sans atmosphère (ou plus précisément dans laquelle l'atmosphère n'est active radiativement ni dans l'infrarouge ni dans le visible) de température de surface  $T_s$ . Il s'agit simplement d'une présentation alternative de l'équilibre radiatif simple qui s'avère plus pratique pour prendre par la suite en compte la présence d'une atmosphère et effectuer des calculs plus proches de la réalité. Ce schéma est cependant plus précis dans la mesure où il précise dans quel domaine de longueur d'onde se font les échanges.

Quelle température de surface est prédite par le modèle à une couche décrit par la figure 19 ? On considère toujours une planète d'albédo planétaire  $A_b$  recevant l'éclairement moyen  $\mathcal{F}'_s$  du Soleil. Ce bilan correspond à la partie visible de la figure 19. L'atmosphère est considérée comme transparente dans ce domaine de longueur d'onde. Dans la partie infrarouge, au contraire on ne néglige plus l'absorption, par les gaz à effet de serre présents dans l'atmosphère, du rayonnement infrarouge émis par la surface de la planète à la température  $T_s$  : on représente ainsi l'atmosphère par une couche isotherme de température  $T_a$ , parfaitement absorbante dans l'infrarouge. Le rayonnement infrarouge émis par la surface est complètement absorbé dans l'atmosphère, qui émet à son tour  $\sigma T_a^4$  à la fois vers l'espace et vers la surface comme indiqué dans le domaine infrarouge de la figure 19. Une partie du rayonnement infrarouge émis par la Terre n'est donc pas évacuée vers l'espace et reste « piégée » dans le système atmosphère + surface, contribuant ainsi à éléver la température de la surface  $T_s$ .

- surface  $\Rightarrow$  corps noir
- atmosphère  $\Rightarrow$  corps noir IR, transparente VIS
- ensemble  $\Rightarrow$  réfléchissant [albedo  $A_b$ ]

$$T_s = \left[ 2 \frac{\mathcal{F}'_s (1 - A_b)}{\sigma} \right]^{\frac{1}{4}} = \sqrt[4]{2} T_e$$

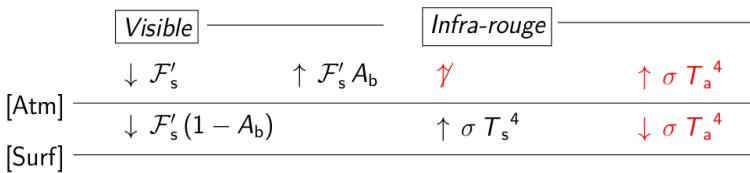


FIGURE 19 – Modèle à une couche : schéma des flux échangés dans le visible et dans l'infrarouge pour une planète dont l'atmosphère de température  $T_a$  est opaque dans l'infrarouge.

Il s'agit ensuite d'effectuer le bilan des flux reçus et cédés en chacune des interfaces en rassemblant les termes des deux domaines visible et infrarouge.

pour l'atmosphère

$$\underbrace{\sigma T_s^4}_{\text{bilan des flux reçus}} = \underbrace{\sigma T_a^4 + \sigma T_a^4}_{\text{bilan des flux cédés}}$$

On note que le rayonnement visible reçu du Soleil n'intervient pas dans le bilan pour l'atmosphère, ce qui est normal puisque l'absorption est négligée. Ainsi, comme indiqué sur le schéma 19, l'atmosphère reçoit un rayonnement  $\mathcal{F}'_s$  dont la partie  $\mathcal{F}'_s (1 - A_b)$  qui n'est pas réfléchie/diffusée est entièrement transmise à

la surface. Tout se passe comme si l'atmosphère recevait  $\mathcal{F}'_s$  et cédait  $\mathcal{F}'_s(1 - A_b)$  à la surface et  $\mathcal{F}'_s A_b$  à l'espace ; son bilan d'énergie dans le visible est donc nul puisque tous ces termes se compensent.

pour la surface

$$\underbrace{\mathcal{F}'_s(1 - A_b) + \sigma T_a^4}_{\text{bilan des flux reçus}} = \underbrace{\sigma T_s^4}_{\text{bilan des flux cédés}}$$

On dispose alors de deux équations qui permettent de déterminer les deux inconnues  $T_a$  et  $T_s$ . Ainsi la température à la surface de la planète dans le modèle à une couche est

$$T_s = \left[ \frac{2\mathcal{F}'_s(1 - A_b)}{\sigma} \right]^{\frac{1}{4}} = \sqrt[4]{2} T_{\text{eq}}$$

Le calcul numérique donne une température de 303 K (environ 30°C) pour la Terre, une valeur à la fois bien supérieure à  $T_{\text{eq}}$ , qui vaut 255 K, et plus proche de la température effectivement constatée à la surface, quoiqu'un peu surévaluée. Ainsi les gaz à effet de serre présents dans l'atmosphère contribuent à réchauffer significativement la surface d'une planète. Le modèle à une couche est le modèle le plus simple de l'effet de serre qui permet d'en rendre compte qualitativement et, dans une certaine mesure, quantitativement. La température de l'atmosphère dans le modèle à une couche est, d'après les équations qui précèdent,

$$T_a = \left[ \frac{\mathcal{F}'_s(1 - A_b)}{\sigma} \right]^{\frac{1}{4}} = T_{\text{eq}}$$

Un résultat équivalent peut être obtenu en faisant un bilan des flux reçus/cédés pour l'interface « espace »

$$\underbrace{\mathcal{F}'_s A_b + \sigma T_a^4}_{\text{bilan des flux reçus}} = \underbrace{\mathcal{F}'_s}_{\text{bilan des flux cédés}}$$

Deux aspects de ce modèle simple de l'effet de serre sont importants :

1. Que l'on considère un équilibre radiatif simple ou un modèle à une couche [figures 19], la température à laquelle est émise le rayonnement infrarouge sortant vers l'espace doit être (en moyenne) égale à  $T_{\text{eq}}$ . Sans atmosphère, cette température est celle de la surface, avec une atmosphère opaque dans l'infrarouge, il s'agit de celle de l'atmosphère.
2. Il n'y a un effet de serre que si la température d'émission vers l'espace est inférieure à la température de la surface. On peut l'imaginer dans le cas où l'atmosphère est également opaque dans les longueurs d'onde visible : la surface échange alors uniquement du rayonnement avec l'atmosphère, et est à la même température à l'équilibre :  $T_s = T_a = T_{\text{eq}}$  [voir section suivante].

Pour obtenir des températures atmosphériques plus en accord avec les variations verticales observées (qui servent à définir les différentes couches atmosphériques comme abordé au chapitre d'introduction), on peut adopter un modèle à 2, 3, ... couches, ou de manière plus réaliste adopter un modèle « à deux faisceaux ».

## 6 Modèle à deux faisceaux

### 6.1 Modélisation (mise en équation)

**Hypothèses** Le modèle à deux faisceaux est un bon compromis entre simplicité et illustration de concepts importants. Il est une version simplifiée de l'équation de Schwarzschild du transfert radiatif. Ce modèle entend élucider les transferts de rayonnement dans l'infrarouge entre les couches qui composent la colonne atmosphérique. Les hypothèses simplificatrices suivantes sont réalisées

- o les flux surfaciques de rayonnement dans toutes les directions de l'atmosphère sont supposés correctement représentés par deux faisceaux : un flux ascendant  $F^+$  et un flux descendant  $F^-$ .
- o couches atmosphériques plan-parallèle (sphéricité négligée)
- o phénomènes d'absorption négligés dans le visible (transparence au visible)
- o phénomènes de diffusion (*scattering*) négligés dans l'infrarouge
- o *atmosphère grise* dans l'infra-rouge : on considère que le coefficient d'absorption du gaz est indépendant de la longueur d'onde  $\lambda$  ( $k_\lambda = k$  pour tout  $\lambda$ ), ce qui implique une hypothèse similaire pour l'épaisseur optique ( $\tau_\lambda = \tau$  pour tout  $\lambda$ ).

**Coordonnée verticale** L'épaisseur optique  $\tau$  peut servir de coordonnée verticale à la place de  $z$  en utilisant la relation monotone entre les deux quantités. La température fonction de l'altitude  $T(z)$  est donc notée dans ce nouveau système de coordonnées verticales  $T(\tau)$ . Il s'agit d'une coordonnée verticale plus adaptée pour les phénomènes physiques considérés : ce qui est important n'est pas tant l'épaisseur  $dz$  d'atmosphère traversée mais l'effet des efficaces absorbants/émetteurs dans l'infrarouge situés dans l'atmosphère traversée. La couche atmosphérique élémentaire considérée est ainsi d'épaisseur  $d\tau$  et située à une coordonnée verticale  $\tau$  qui croît du sommet de l'atmosphère vers la surface. On adopte la convention  $\tau = 0$  au sommet de l'atmosphère car pour l'atmosphère l'équilibre connu est celui au sommet de l'atmosphère (TOA) entre les flux entrants et sortants (voir la section suivante sur les conditions aux limites). La valeur de l'épaisseur optique à la surface en  $z = 0$  intègre donc tous les absorbants infra-rouge dans l'atmosphère et est notée  $\tau = \tau_\infty$ . L'axe vertical en épaisseur optique est donc tel que  $\tau$  est croissant de haut en bas.

**Phénomènes physiques** Sous les hypothèses précitées, on se cantonne donc dans le modèle à deux faisceaux à deux types de phénomènes atmosphériques dominants dans l'infrarouge : absorption et émission.

1. Un faisceau de rayonnement infra-rouge de densité de flux  $F$  (en  $\text{W m}^{-2}$ ) traversant une couche atmosphérique donnée subit une extinction à cause de l'absorption selon une loi de type Beer-Lambert

$$dF = -Fd\tau$$

avec  $\tau$  l'épaisseur optique "grise" constante suivant toutes les longueurs d'onde infra-rouge et représentant l'effet d'absorption des molécules ayant un pouvoir absorbant dans l'infrarouge (appelés communément les gaz à effet de serre).

2. Une couche atmosphérique émet un flux de rayonnement thermique  $M$  calculé par la loi intégrée de Stefan-Boltzmann ( $M(\tau) = \sigma T(\tau)^4$ ) puisque la majorité de l'émittance est émise dans l'infrarouge pour les températures considérées. En vertu de la loi de Kirchhoff (dans un domaine de longueur d'ondes, un bon absorbant est un bon émetteur et vice versa), la densité de flux émise par la couche est  $M d\tau$

**Mise en équation** Si l'on considère un faisceau ascendant  $F^+(\tau + d\tau)$  au bas de la couche considérée, une fois la couche traversée, sous l'effet des effets d'absorption, son amplitude en haut de la couche est

$$F^+(\tau + d\tau) - F^+(\tau + d\tau)d\tau$$

A ce flux au sommet de la couche, il convient d'ajouter la contribution de l'émission thermique de la couche vers le haut, à savoir  $M(\tau) d\tau$ . Le flux total ascendant au sommet de la couche est donc

$$F^+(\tau) = F^+(\tau + d\tau) - F^+(\tau + d\tau)d\tau + M(\tau)d\tau$$

Même raisonnement avec le flux descendant  $F^-(\tau)$  au sommet de la couche considérée, une fois la couche traversée son amplitude est  $F^-(\tau) - F^-(\tau)d\tau$ . Le flux total descendant au bas de la couche est donc

$$F^-(\tau + d\tau) = F^-(\tau) - F^-(\tau)d\tau + M(\tau)d\tau$$

Les deux résultats qui précèdent peuvent être transformés afin de faire apparaître une dérivée en utilisant le théorème des accroissements finis,

$$\frac{dF}{d\tau} = \frac{F(\tau + d\tau) - F(\tau)}{d\tau},$$

ce qui permet d'obtenir au final

$$\frac{dF^+}{d\tau} = F^+(\tau) - \sigma T(\tau)^4 \quad [S^+] \qquad \frac{dF^-}{d\tau} = -F^-(\tau) + \sigma T(\tau)^4 \quad [S^-]$$

[ $S^+$ ] et [ $S^-$ ] sont parfois appelées les relations de Schwarzschild à deux faisceaux. Il s'agit d'une version très simplifiée des équations de Schwarzschild du transfert radiatif.

## 6.2 Couplage et conditions aux limites

Le système d'équations  $[S^+]$  et  $[S^-]$  du modèle à deux faisceaux est plus simple à résoudre si l'on considère les deux quantités  $\Sigma(\tau) = F^+(\tau) + F^-(\tau)$  et  $\Delta(\tau) = F^+(\tau) - F^-(\tau)$  car on obtient

$$\frac{d\Sigma}{d\tau} = \Delta(\tau) \quad [E_\Sigma] \quad \frac{d\Delta}{d\tau} = \Sigma(\tau) - 2\epsilon\sigma T(\tau)^4 \quad [E_\Delta]$$

Ensuite la résolution impose d'expliciter les conditions aux limites

$C_1$  on se place à l'équilibre radiatif donc le flux net  $\Delta$  est constant à tout niveau :  $\frac{d\Delta}{d\tau} = 0$

$C_2$  au sommet de l'atmosphère  $F^+(\tau = 0) = OLR$  (définition de  $OLR$ ) et  $F^-(\tau = 0) = 0$  (contribution incidente négligeable du Soleil dans l'infra-rouge), ce qui s'écrit encore  $\Delta(\tau = 0) = \Sigma(\tau = 0) = OLR$

$C_3$  à la surface de température  $T_s$  le bilan radiatif est le suivant : la surface reçoit l'intégralité du rayonnement solaire incident  $(1 - A_b) \mathcal{F}'_s$  (visible) plus du rayonnement de l'atmosphère située juste au-dessus d'elle  $F^-(\tau = \tau_\infty)$  (infra-rouge) ; de plus elle émet un rayonnement  $\epsilon\sigma T_s^4$  dans l'infra-rouge vers l'atmosphère<sup>16</sup>

$C_4$  on rappelle que selon la relation  $TOA$ , nous avons  $OLR = (1 - A_b) \mathcal{F}'_s$

## 6.3 Résolution

**Conséquence 1** Il est alors possible d'obtenir deux expressions différentes pour  $\Sigma(\tau)$ . Premièrement, en utilisant  $[E_\Sigma]$  avec  $C_1$  et  $C_2$ , on obtient  $\Sigma(\tau) = OLR(1 + \tau)$ . Deuxièmement, en utilisant  $[E_\Delta]$  avec  $C_1$ , on obtient  $\Sigma(\tau) = 2\epsilon\sigma T(\tau)^4$ . On obtient le *profil radiatif*, c'est-à-dire le profil vertical de température<sup>17</sup> imposé par les transferts radiatifs dans l'infrarouge

$$T(\tau) = \sqrt[4]{\frac{OLR(1 + \tau)}{2\sigma\epsilon}}$$

**Conséquence 2** Reste à calculer la température de surface avec ce modèle. D'après  $C_3$ , le bilan au sol s'écrit  $(1 - A_b) \mathcal{F}'_s + F^-(\tau = \tau_\infty) = \epsilon\sigma T_s^4$ . Il faut donc exprimer les flux ascendant et descendant dans l'infrarouge. Du fait que  $C_1$  et  $C_2$  nous indiquent que  $\Delta = OLR$ , on obtient aisément

$$F^+(\tau) = \frac{\Sigma + \Delta}{2} = OLR(1 + \frac{\tau}{2}) \quad F^-(\tau) = \frac{\Sigma - \Delta}{2} = OLR \frac{\tau}{2}$$

On obtient alors l'expression liant  $OLR$  et température de surface  $T_s$

$$\boxed{\epsilon\sigma T_s^4 = OLR \left(1 + \frac{\tau_\infty}{2}\right)}$$

On obtient ainsi une définition quantitative de *l'effet de serre*

- Dans l'infrarouge, le rayonnement sortant au sommet de l'atmosphère ( $OLR$ ) est inférieur au rayonnement émis par la surface ( $\epsilon\sigma T_s^4$ ). Cette différence est appelée *effet de serre* et dépend directement de l'épaisseur optique dans l'infrarouge  $\tau_\infty$  donc de la présence de gaz à effet de serre dans l'atmosphère.
- Avec un albédo et un rayonnement incident constant, donc à  $OLR$  constant (d'après  $C_4$ ), augmenter la quantité de gaz à effet de serre (donc augmenter  $\tau_\infty$ ) conduit à une augmentation de la température de surface  $T_s$ .

## 7 Bilan radiatif du système Terre

### 7.1 Mesures en moyenne dans le temps et dans l'espace

Une représentation détaillée des différents flux échangés en moyenne temporelle et spatiale sur la Terre est présentée sur la figure 20, qui est dérivée d'observations satellite les plus récentes. La figure est construite conformément à la séparation visible / infrarouge dictée par les résultats de la figure 15.

16. On a supposé ici pour simplifier les calculs que l'émissivité de la surface était similaire à l'émissivité de l'atmosphère

17. Suivant la géométrie équivalente choisie pour le modèle plan-parallèle, le terme  $1 + \tau$  peut s'écrire un peu différemment, mais quoiqu'il en soit toujours sous une forme  $a + b\tau$  avec  $a, b$  constants. Les conclusions énoncées ici ne sont pas modifiées.

**Domaine visible** Seulement 50% du rayonnement solaire incident dans les longueurs d'onde visible parviennent à la surface à cause, d'une part, de la réflexion/diffusion sur les molécules de l'air (diffusion Rayleigh dans toutes les directions, responsable de la couleur bleue du ciel), sur les gouttelettes nuageuses (diffusion de Mie) et sur la surface, et d'autre part, de l'absorption du rayonnement solaire incident par les molécules<sup>18</sup> et les aérosols composant l'atmosphère [relativement modérée dans les longueurs d'onde visible]. On note que la partie du rayonnement visible diffusée vers l'espace par les molécules de l'air, les nuages et la surface définit l'albédo planétaire mentionné précédemment : un albédo élevé contribue à refroidir la surface et l'atmosphère. L'absorption de la lumière ultraviolet/visible, quant à elle, réchauffe directement l'atmosphère (notamment dans la stratosphère, car la troposphère n'est que très faiblement chauffée par les radiations solaires) et contribue à refroidir la surface par extinction du flux solaire incident. Dans le domaine visible, l'extinction est causée principalement par la diffusion et moins par l'absorption. La partie du rayonnement qui parvient à la surface est absorbée par la surface et convertie en énergie interne, c'est-à-dire contribue à éléver sa température. On remarque que la surface terrestre ne peut être considérée tout à fait comme un corps noir puisqu'elle n'absorbe pas toute l'énergie incidente : une petite partie du rayonnement incident est réfléchie par la surface. Cette composante réfléchie par la surface dépend fortement de la nature des sols (océans, forêts, déserts, glace, ...) et de leur répartition géographique.

**Domaine infrarouge** Chauffée par l'absorption du rayonnement solaire incident, la surface terrestre se refroidit en émettant du rayonnement surtout dans l'infrarouge d'après la loi de Wien. La troposphère est ainsi principalement chauffée par l'absorption, par les gaz à effet de serre et les nuages, du rayonnement infrarouge émis par la surface. Dans l'infrarouge, à part quelques fenêtres atmosphériques à des longueurs d'onde bien précises, seule une petite partie du flux total émis par la surface s'échappe directement vers l'espace. A leur tour, les gaz à effet de serre émettent du rayonnement dans l'infrarouge, à la fois vers l'espace et vers la surface, ce qui refroidit localement l'atmosphère mais réchauffe la surface par effet de serre comme décrit précédemment avec le modèle à une couche [figure 19]. L'atmosphère piège ainsi  $150 \text{ W m}^{-2}$  par effet de serre, puisque le rayonnement infrarouge sortant est  $240 \text{ W m}^{-2}$ . On ajoute que la stratosphère est également refroidie par émission infrarouge du gaz carbonique, principalement dans la bande d'absorption à  $15 \mu\text{m}$ . Du point de vue de l'atmosphère, émission infrarouge et refroidissement sont donc intimement liés.

**Autres échanges d'énergie** Le bilan net en surface dans l'infrarouge de  $65 \text{ W m}^{-2}$  est une petite différence entre le flux émis par la surface  $\sigma T_s^4$  et celui reçu depuis l'atmosphère. Si le bilan radiatif est bien équilibré au sommet de l'atmosphère, la surface gagne en moyenne de l'énergie et l'atmosphère en perd. En l'absence d'autres mécanismes de transfert d'énergie, cela conduirait à un refroidissement de l'atmosphère, et à une discontinuité de température à la surface entre le sol et l'air.

Une partie de l'énergie reçue par la Terre est transférée vers l'atmosphère par l'intermédiaire de processus qui ne sont ni radiatifs ni dynamiques. Notamment, les transferts de *chaleur latente*, relatifs aux changements d'état de l'eau, jouent un rôle particulièrement important sur Terre. L'*évaporation* (ou vaporisation) de l'eau consomme de la chaleur latente afin de briser les liaisons hydrogène qui existent à l'état liquide pour passer à l'état gazeux (ou vapeur). Ceci fait baisser l'énergie interne et contribue donc à un refroidissement de l'atmosphère. A l'inverse, lors de la *condensation*, de la chaleur latente est dégagée et contribue à un chauffage de l'air. Le passage de l'état liquide à l'état solide, comme lors de la formation de neige ou de cristaux de glace dans les cirrus, s'accompagne également d'un dégagement de chaleur latente. En résumé

- consomment de l'énergie : fusion ( $S \rightarrow L$ ), vaporisation ( $L \rightarrow G$ ), sublimation ( $S \rightarrow G$ );
  - dégagent de l'énergie : solidification ( $L \rightarrow S$ ), condensation ( $G \rightarrow L$ ), condensation solide ( $G \rightarrow S$ ).

En pratique, le déséquilibre radiatif est compensé par des flux qui dépendent à la fois des mouvements et des changements de phase dans l'atmosphère

- de chaleur sensible (transport vertical de chaleur par la conduction et les mouvements de convection)
  - de chaleur latente (évaporation depuis la surface et condensation dans l'atmosphère)

depuis la surface vers l'atmosphère. Du fait que le transfert d'énergie du sol vers l'atmosphère se fait également sous forme d'un flux de chaleur sensible et latente, le sol n'émet donc que  $396 \text{ W m}^{-2}$  (au lieu de  $495 \text{ W m}^{-2}$ ) ce qui équivaut à une température de  $15^\circ\text{C}$ , soit la température moyenne de la surface terrestre effectivement constatée. En l'absence de convection et de changements d'état dans l'atmosphère, la température de la surface et des basses couches atmosphériques serait beaucoup plus élevée.

18. Dans la mésosphère, c'est l'oxygène qui absorbe les radiations les plus énergétiques ; dans la stratosphère, l'absorption des radiations dans l'ultraviolet est assurée par différentes bandes d'absorption de l'ozone ; cette absorption peut avoir lieu dans certaines bandes jusque dans la troposphère.

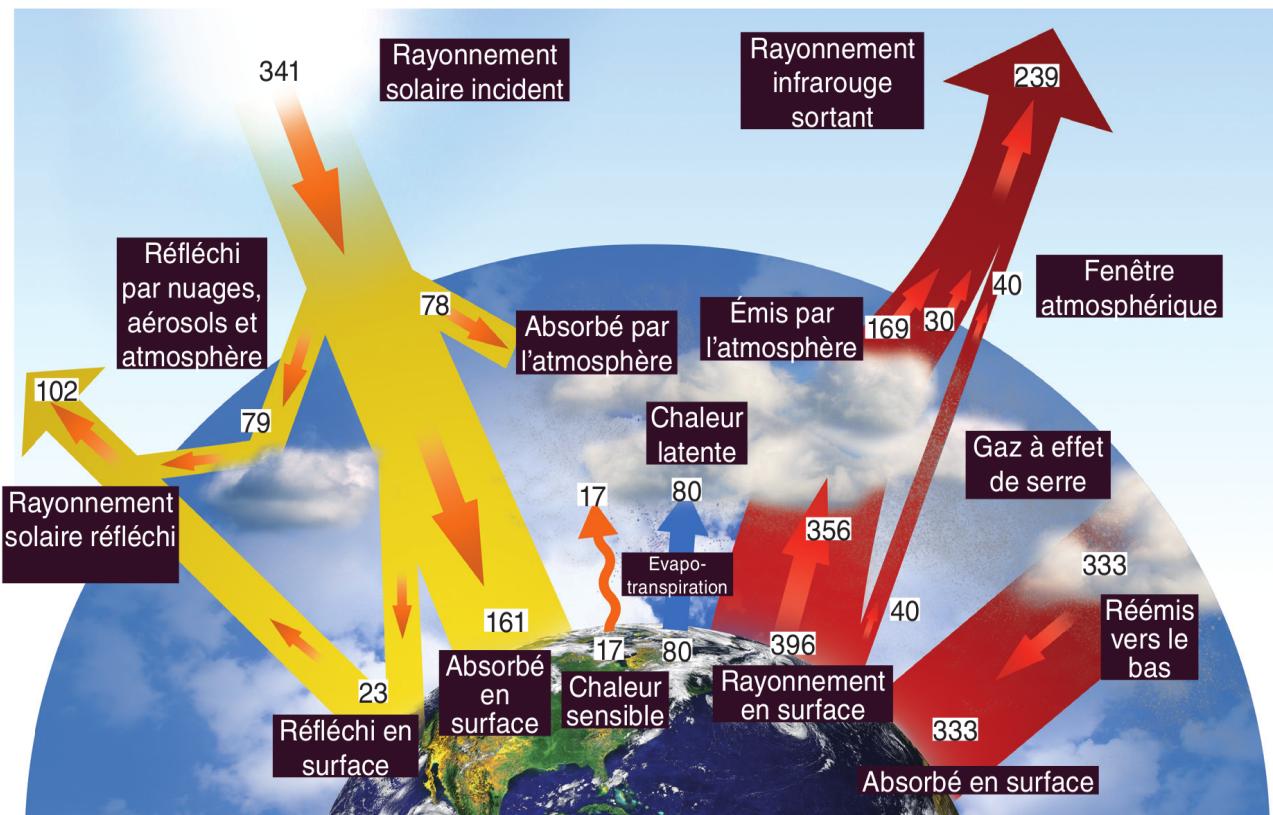


FIGURE 20 – Bilan énergétique moyen de la Terre (en  $\text{W m}^{-2}$ ) : flux échangés entre la surface de la Terre, l'atmosphère et l'espace. On distingue les flux radiatifs ondes courtes (rayonnement visible, en jaune) des flux radiatifs ondes longues (rayonnement infrarouge, en rouge). Noter les flux sensibles et latents qui ne sont pas relatifs au transfert radiatif. Source : Planton CNRS editions 2011 ; adapté de Trenberth et al. BAMS 2009

## 7.2 Rétroactions

Les processus de rétroactions climatiques peuvent amplifier (on parle alors de *rétroaction positive*, en anglais *positive feedback*) ou réduire (*rétroaction négative*) la réponse à une perturbation initiale et sont donc centraux pour simuler correctement l'évolution du climat.

En climatologie, trois rétroactions sont importantes

- ☞ La rétroaction de Stefan-Boltzmann : Si la température augmente alors la perte par rayonnement augmente : rétroaction négative très forte
- ☞ La rétroaction de la glace et de l'albédo : Si la température augmente alors la couverture en glace diminue et donc le rayonnement solaire réfléchi augmente ce qui augmente la température : rétroaction positive
- ☞ La rétroaction de la vapeur d'eau : l'augmentation de la température tend à favoriser l'évaporation car l'équilibre L-V est déplacé, de fait l'augmentation de l'humidité (le contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère) augmente l'effet de serre car la vapeur d'eau est un gaz à effet de serre, donc la température de surface augmente. Rétroaction positive.

Une quatrième rétroaction est importante, celle des nuages, mais son signe reste incertain car elle est une combinaison au moins d'une rétroaction négative (si la température augmente et induit plus de nuages qui réfléchissent plus d'énergie solaire alors la température diminue) et d'une rétroaction positive (les nuages induisent un effet de serre supplémentaire surtout s'il s'agit de nuages plus hauts qui sont plus froids).