

Printemps des Sciences 2002 : l'énergie sous toutes ses formes**L'énergie dans l'atmosphère : l'effet de serre****1) Introduction**

Une multitude de phénomènes physiques peuvent, sous certaines conditions très générales de simplification, trouver une explication par la thermodynamique. Cette science se base notamment sur un principe fondamental dont il ressort que l'énergie ne peut prendre que deux formes différentes, à savoir le travail et la chaleur ; l'énergie peut donc passer de l'une à l'autre forme, et une bonne part de la thermodynamique traite de ces transformations.

Le climat terrestre et son mécanisme, peuvent s'expliquer et ainsi déboucher sur un modèle fiable grâce à certains faits simples, expliqués par la thermodynamique, comme le rayonnement et son énergie, la diffusion de la chaleur... et l'effet de serre.

C'est justement à ce phénomène déterminant dans l'évolution de la Terre que nous nous intéresserons plus particulièrement, en dévoilant son mécanisme extraordinaire et dont l'équilibre entre effets positif et négatif se fragilise de jour en jour.

L'étude des mécanismes qui régissent la température de la Terre est cependant extrêmement vaste, et nous nous devons, dans le cadre de cet exposé, de poser des limites aux sujets que nous aborderons. La chaleur peut se transmettre sous trois formes : par *conduction*, par *convection* et par *rayonnement*. C'est de ce dernier mode que nous allons nous préoccuper.

2) L'énergie dans l'atmosphère

Nous allons nous intéresser dans ce qui va suivre aux transferts d'énergie sous forme de *rayonnement électromagnétique* ou de *photons*. La double nature onde-corpuscule de ce rayonnement nous permet d'analyser ses caractéristiques et ses interactions sous forme d'onde ou de particules. Le rayonnement EM se propage dans le vide à la vitesse de la lumière c , et son énergie est donnée par la relation suivante :

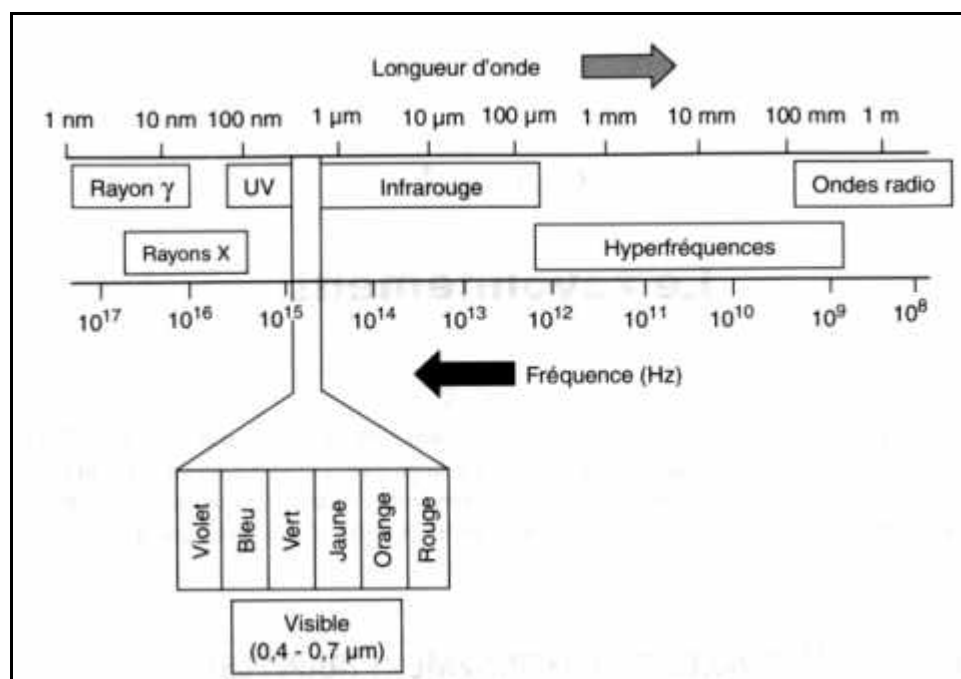
$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

L'énergie (du rayonnement, et donc des photons) est directement proportionnelle à la fréquence du rayonnement, et donc inversement proportionnelle à la longueur d'onde (où h est la constante de Planck).

Dans le système Terre-atmosphère, on peut distinguer essentiellement deux types de photons :

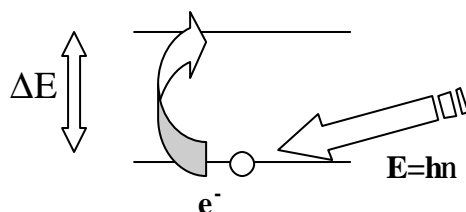
- les photons de courte longueur d'onde émis par le Soleil, dont la longueur d'onde se situe environ entre 0.1 et 4 μm . Il s'agit des domaines ultra-violet, visible et infrarouge *proche*.
- les photons de grande longueur d'onde émis par l'atmosphère et la surface de la Terre. Ces photons sont principalement infrarouges *lointains* et leur longueur d'onde se situe typiquement entre 4 et 100 μm .

Spectre du rayonnement électromagnétique



2.1. Les différents types d'interactions entre les photons et les gaz atmosphériques

Les photons peuvent interagir avec la matière si leur énergie (et donc leur fréquence) correspond à certaines énergies de transition ΔE des molécules de gaz. Par analogie avec la formule ci-dessus, cette énergie de transition est liée à la fréquence par $\Delta E = h \nu$.



Un électron ainsi excité a un temps de vie limité et l'énergie d'excitation peut être perdue de plusieurs façons :

- L'électron retombe sur son état fondamental et réémet un photon de même énergie dans une direction aléatoire. Ce processus est un cas particulier du phénomène de *diffusion* à une fréquence discrète.

- Dans certaines conditions, l'énergie ΔE est transformée en d'autres formes d'énergie avant que la réémission puisse avoir lieu ; on parle alors d'*absorption*.

S'il y a production d'énergie cinétique par ce procédé celle-ci sera partagée entre les molécules par collisions, entraînant de ce fait un réchauffement local de l'atmosphère. C'est la *thermalisation*. Le processus inverse d'absorption est l'*émission*, pouvant provoquer un refroidissement local.

L'absorption peut aussi causer la photo-dissociation et la photo-ionisation, respectivement la dissociation et l'ionisation de molécules. Ces phénomènes se passent dans le continu et sont notamment impliqués dans les réactions chimiques de destruction de l'ozone.

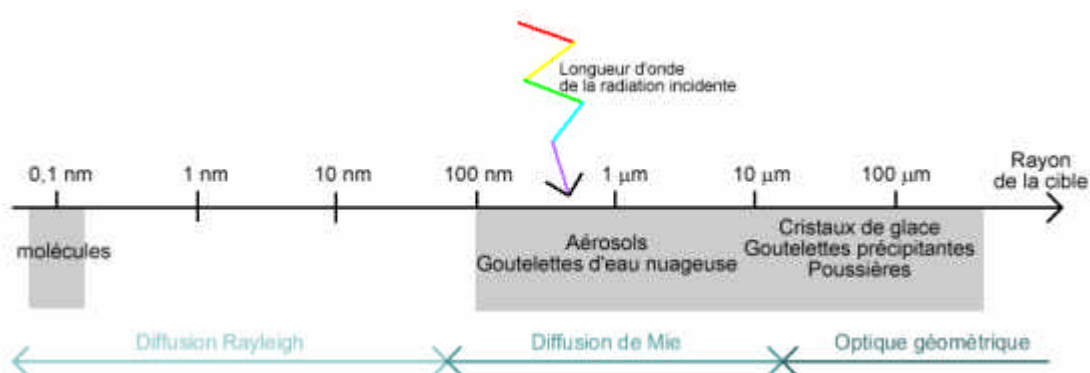
Cependant, la diffusion des photons par l'atmosphère s'effectue essentiellement sur de larges domaines de fréquences continues, et ce par interaction avec les molécules mais aussi avec particules solides et liquides en suspension - les *aérosols*.

Dans les cas où les intervenants ont des dimensions comparables, il s'agit de **diffusion de Mie**. On note que la puissance diffusée est maximale lorsque la longueur d'onde est proche du rayon de la particule.

Si la longueur d'onde du rayonnement est bien supérieure à la dimension des particules, on parle de **diffusion de Rayleigh**. *Exemple simple* : l'hydrogène. Le nuage électronique de l'hydrogène « au repos » est centé sur le noyau. La radiation incidente va contribuer à décaler le barycentre du nuage sphérique par rapport au noyau, créant ainsi un dipôle oscillant qui va

rayonner selon la loi : $P_{diffusée} = \frac{cste}{\lambda^4} \cos^2 \theta$, où θ est l'angle entre la direction incidente et l'observateur et où λ est la longueur d'onde du rayonnement incident.

Pour des particules de dimension bien supérieure à la longueur d'onde du rayonnement (gouttelettes d'eau par exemple), c'est l'optique géométrique qui s'applique.



La couleur bleue du ciel est due à une diffusion de Rayleigh (où la puissance émise est inversement proportionnelle à la longueur d'onde). Le bleu, de courte longueur d'onde est donc diffusé davantage que les autres couleurs. Pour l'IR, la diffusion est très faible. L'aspect laiteux des aérosols en suspension dans l'air et des nuages est lié à une diffusion de Mie, celle-ci étant quasiment identique pour tout le spectre visible (d'où la couleur blanche).

Cependant, les états excités ne correspondent pas seulement à des transitions électroniques. Pour des photons moins énergétiques (de plus grande longueur d'onde), les transitions intervenant dans les molécules sont de type vibratoire ou rotationnel mais nous y reviendrons plus loin.

Enfin, de manière générale, le terme *extinction* désigne la perte d'énergie d'un photon incident. Ceci, pour la diffusion et l'absorption.

2.2. Corps noir et fonction de Planck

On définit un *corps noir* comme un corps absorbant tout rayonnement incident. Dans la pratique, on réalise un tel objet en creusant une cavité et en y emprisonnant de la lumière. Celle-ci sera constamment absorbée ou diffusée ou réémise. On perce un petit trou et on observe le rayonnement (*rayonnement de corps noir*); après un certain temps, une sorte d'équilibre thermodynamique s'établit :

- la luminosité est égale en tous les points
- le rayonnement est isotrope
- il n'est pas polarisé
- il ne dépend pas de la nature du corps noir
- on ne perçoit pas la forme de la cavité
- l'intensité dépend de la longueur d'onde et la distribution en longueurs d'onde dépend de la température

La densité d'énergie spectrale du rayonnement de corps noir u_ν ne dépend que de la température T suivant la **loi de Planck** :

$$u_n(T) = \frac{8p h n^3}{c^3 \{ \exp[hn / kT] - 1 \}}$$

où k est la constante de Boltzmann.

Les photons se déplaçant de manière isotrope, la densité d'énergie associée à ce groupe sur un petit angle solide $d\Omega$ (stéradians) est $u_\nu d\Omega / 4\pi$. En considérant le flux énergétique par seconde par mètre carré transféré à la vitesse c par ce groupe de photons on peut alors définir la *radianse spectrale* comme la puissance par mètre carré par stéradian par Hertz :

$$B_n(T) = \frac{2hn^3}{c^2 \{ \exp[hn / kT] - 1 \}}$$

Cette relation, appelée **fonction de Planck**, peut aussi être exprimée en termes de longueur d'onde :

$$B_l(T) = \frac{2hc^2}{l^5 \{ \exp[hc/lkT] - 1 \}}$$

En intégrant sur les longueurs d'onde on obtient la *radiance de corps noir* :

$$B(T) = \int_0^{\infty} B_l(T) dl = \frac{\sigma}{\rho} T^4$$

où σ est la constante de Stefan.

Le concept de corps noir est idéalisé en ce sens qu'un corps réel émet moins de radiation qu'il n'en absorbe. Le corps noir, lui, émet le maximum de radiation possible à une température donnée. On définit ainsi l'*émittance spectrale* e_n : c'est la fraction de la radiance spectrale du corps considéré par rapport à celle d'un corps noir. Celle-ci est donc inférieure ou égale à 1. Par extension, l'*absorptance spectrale* a_n est la fraction d'énergie incidente par unité de fréquence absorbée par un corps.

La **loi de Kirchhoff** établit que :

$$\alpha_v = \epsilon_v$$

L'émittance spectrale d'un corps est égale à son absorptance spectrale à température et fréquence données (à l'équilibre thermodynamique).

La loi de Planck est établie sous l'hypothèse qu'il n'y a pas de matière dans la cavité du corps noir. La mécanique statistique montre quant à elle que les niveaux d'énergie d'un système matériel à l'équilibre à la température T se distribuent selon **la distribution de Boltzmann** quand on néglige le rayonnement.

Quand matière et radiation sont présentes dans la cavité isotherme, et que les interactions entre celles-ci sont suffisamment faibles, alors, à l'équilibre thermodynamique, le rayonnement suivra toujours la loi de Planck et la matière la distribution de Boltzmann.

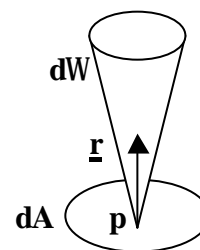
L'interaction entre la matière et le rayonnement est indispensable pour atteindre l'équilibre thermodynamique, mais ne doit pas être trop forte si l'on désire garder le modèle de la loi de Planck et de la distribution de Boltzmann. L'interaction est suffisamment faible pour deux niveaux énergétiques donnés si le temps moyen τ_c entre deux collisions (associé au libre parcours moyen) pour la molécule est bien plus court que la « durée d'excitation » pour les niveaux considérés.

L'atmosphère n'a pas une température uniforme, elle n'est donc pas dans un équilibre thermodynamique strict ; cependant dans certaines conditions (pression suffisamment haute

notamment) on peut dire que, pour chaque portion d'atmosphère à une certaine température T , celle-ci est en équilibre thermodynamique local et que le rayonnement y obéit à la loi de Planck.

2.3. Grandeurs utiles pour l'analyse des transferts énergétiques

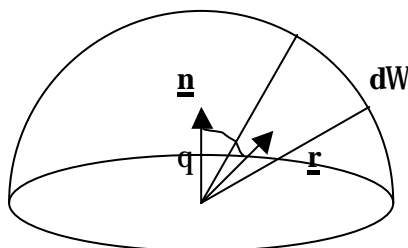
- La *radiance spectrale*, notée $L_\nu(p, \underline{r})$ est égale à la puissance rayonnée par m^2 par stéradian, par Hz dans le voisinage de la fréquence ν au point p dans la direction du vecteur unité \underline{r} . Celle-ci peut être vue comme les photons émergeant de la petite surface dA et compris dans le cône ci-dessous. Une radiance spectrale particulière est celle du corps noir, comme vu plus haut ; elle vaut alors $B_\nu(T)$ et ne dépend que de la température.



Lorsque l'on intègre la radiance spectrale sur les fréquences on obtient la *radiance* $L(p, \underline{r})$, qui est la puissance par m^2 , par stéradian, au point p dans la direction de \underline{r} :

$$L(p, \underline{r}) = \int_0^\infty L_n(p, \underline{r}) d\nu$$

- L'*irradiance spectrale* ou *luminance spectrale* $F_\nu(p, \underline{n})$ est la puissance par m^2 , par Hz au voisinage de la fréquence ν , au point p à travers une surface de normale \underline{n} . On l'obtient donc en intégrant la radiance spectrale sur l'hémisphère d'un côté de la surface, sur l'angle solide $d\Omega$.



et
$$F_n(p, \underline{n}) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi L_n(p, \underline{r}) \underline{n} \cdot \underline{r} d\Omega(\underline{r})$$

En intégrant l'irradiance spectrale sur les fréquences, on obtient l'*irradiance* ou *densité de flux* :

$$F(p, \vec{n}) = \int_0^{\infty} F_n(p, \vec{n}) d\mathbf{n}$$

Puisque l'irradiance a une direction spécifique, on définit $F^\uparrow = F(p, \vec{n})$ et $F^\downarrow = F(p, -\vec{n})$. Ainsi, l'irradiance nette verticale est $F_z = F^\uparrow - F^\downarrow$. Cette quantité est égale à la composante verticale du vecteur de Poynting $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$.

On peut déterminer une relation simple entre $F(p, \underline{n})$ et $B(T)$. Puisque le rayonnement de corps noir est isotrope l'intégrale sur une hémisphère se résume à une multiplication par π et on a la **Loi de Stefan-Boltzmann** :

$$F(p, \underline{n}) = \pi B(T) = \sigma T^4$$

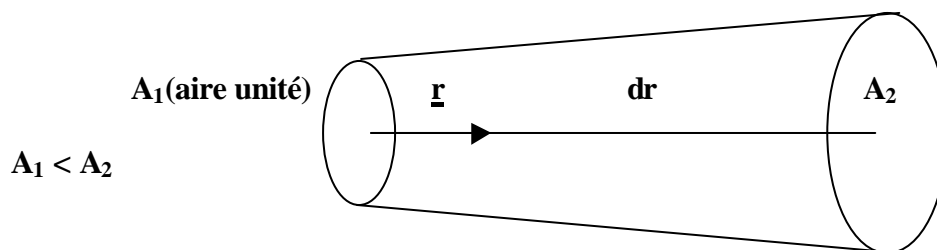
- la *transmittance* T sera traitée plus loin car elle se définit par des concepts utilisés dans le paragraphe suivant.

2.4. Coefficient d'extinction – équation de Schwarzschild

La **loi de Lambert** s'énonce comme suit :

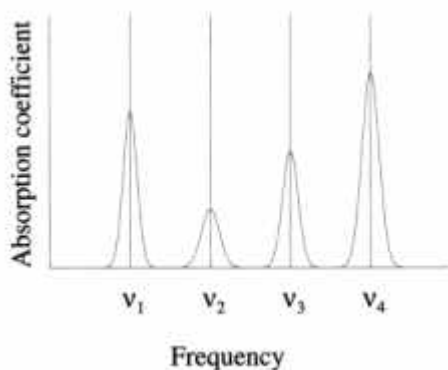
$$dL_n = -k_n(\vec{r}) \mathbf{r}_a(\vec{r}) L_n(\vec{r}) dr$$

La diminution de la radiance spectrale le long d'un incrément de chemin dr est directement proportionnelle à la densité locale de gaz absorbant \mathbf{r}_a , à la longueur dr et au coefficient d'extinction k_n .



NB : comme dr est très petit, on peut toujours considérer que ce volume est celui d'un cylindre.

Le coefficient d'extinction $k_n = a_n + d_n$, où a_n est le coefficient d'absorption et d_n est le coefficient de diffusion. Si on néglige la diffusion, le coefficient d'extinction est alors égal au coefficient d'absorption. Puisque les molécules absorbent à des fréquences discrètes, k_ν sera quasiment nul sauf à certaines fréquences associées aux transitions électroniques considérées, comme le montre la figure suivante :



Un modèle approximatif pour k_ν serait alors $k_n = \sum_n S_n \delta(\nu - \nu_n)$, où δ est un delta de Dirac et

les S_n sont des constantes appelées lignes de force. Cependant, le delta de Dirac est une distribution trop « abrupte » pour ce modèle ; on sera pour cela amené à utiliser les fonctions

f_n , normalisées de telle sorte que $\int_{-\infty}^{\infty} f_n(\nu - \nu_n) d\nu = 1$. Les deux causes principales

d'élargissement par rapport à un delta de Dirac sont les suivantes :

- *L'élargissement naturel ou collisionnel* : Le temps de vie τ_s (spontané) sur un état excité est fini, de même que le temps de vie collisionnel τ_c (voir plus haut). Ces temps de vie finis impliquent que les niveaux d'énergie ne sont pas définis précisément en vertu du principe d'incertitude d'Heisenberg, mais à $h/2\pi\tau_c$ ou $h/2\pi\tau_s$ près.

- *L'élargissement Doppler* : l'effet Doppler à une fréquence $\nu = \nu_0$ est dû à la vitesse de la molécule par rapport à l'observateur.

Selon que l'on est dans le cas 1 ou 2 les f_n ont évidemment une expression différente, mais sont toujours normalisées.

On définit un *corps gris* comme un corps dont le coefficient d'extinction k_ν ne dépend pas de la longueur d'onde.

Mais revenons à Lambert. Si le gaz émet lui aussi des photons de fréquence ν , on doit ajouter un terme source J_ν (\underline{r}), obtenant ainsi **l'équation de transfert radiatif** ou **équation de Schwarzschild**, à laquelle nous allons chercher une solution :

$$\frac{dL}{dr} = -k_n \mathbf{r}_a (L_n - J_n)$$

Si on considère k_v , J_v et ρ_a comme fonctions de la distance r , et en introduisant le *chemin optique* $c_n(s) = \int_{r_0}^r k_n(r') r_a(r') dr'$, où r_0 est le début du chemin. On peut alors réécrire

l'équation de Schwarzschild ainsi : $\frac{dL_n}{dc_n} + L_n = J_n$ et, en utilisant le facteur intégrant $\exp(\chi_v)$,

l'intégrer pour obtenir : $L_n e^{c_n} = \int J_n e^{c'_n} dc'_n + cste$.

Et, si on considère comme conditions initiales que $L_v(r_0) = L_{v0}$, il vient que :

$$L_n(r) = \int_0^{c_n} J_n(c') e^{-(c_n - c')} dc' + L_{n0} e^{-c_n}$$

Le premier terme à droite de l'égalité représente les différentes contributions à l'émission (atténuées exponentiellement) et le second est le terme d'absorption.

En l'absence de sources, c'est-à-dire en l'absence d'émission, la radiance spectrale décroît exponentiellement. Une région est dite optiquement dense (resp. fine) à une fréquence ν si $\chi_\nu > 1$ (resp. $\chi_\nu < 1$).

Voici un résultat important : sous les conditions d'équilibre thermodynamique local, et en l'absence de diffusion, on peut dire que la radiance émise par une masse $\rho_a dr$ de gaz est $k_v \rho_a dr J_v$ et la radiance absorbée est $k_v \rho_a dr L_v$. Par définition, l'émittance spectrale vaut ici $\epsilon_v = k_v \rho_a dr J_v / B_v$ et l'absorptance spectrale $\alpha_v = k_v \rho_a dr L_v / L_v$. Or par la loi de Kirchhoff, l'absorptance spectrale est alors égale à l'émittance spectrale et donc $J_v = B_v$.

Une hypothèse supplémentaire sera de considérer que les propriétés atmosphériques et radiatives ne dépendent que de la hauteur (coordonnée z). C'est l'hypothèse des *plans d'atmosphère parallèles*. Cette hypothèse fournit des résultats satisfaisant en l'absence de nuages, notamment (qui provoquent des inhomogénéités horizontales).

Enfin, pour éviter les calculs laborieux, on utilisera l'approximation suivante, où on remplace l'équation de transfert radiatif en fonction du chemin optique par :

$$\frac{dF_n^\downarrow}{dc_n^*} + F_n^\downarrow = p B_n$$

car $F_v = \pi B_v$ et $J_v = B_v$ selon notre hypothèse d'équilibre local. De plus, on considère seulement l'irradiance verticale descendante, et avec le chemin optique remplacé par la *profondeur optique corrigée*, $\chi_v^* \cong 1.66 \chi_v$, où χ_v est la *profondeur optique* c'est-à-dire le chemin optique mesuré sur un parcours vertical. On a une équation similaire pour F_n^\uparrow .

2.5. Retour au concept de transmittance

La fraction de radiance spectrale partant d'un point et arrivant à un autre point est la *transmittance*. Pour un faisceau parallèle quittant r_1 et arrivant en r_2 , la transmittance spectrale se définit ainsi :

$$T_n(r_1, r_2) = \exp\left(-\int_{r_1}^{r_2} k_n(r) \mathbf{r}_a(r) dr\right) = \exp(-|c_n(r_2) - c_n(r_1)|)$$

La valeur absolue signifie qu'il est identique de regarder la fraction de rayonnement de r_1 en r_2 ou l'inverse. De plus, elle permet de certifier que $1 \geq T$.

On définit l'*absorptance* A_v comme $1 - T_v$.

Une approximation utile est celle-ci : si l'on considère que la diffusion peut être négligée, k_v dépend alors de r via la température et la pression. Dans des conditions où ces paramètres peuvent être contrôlés (en laboratoire par exemple), on a :

$$T_n(r_1, r_2) = \exp(-k_n(p, T) u_a(s_1, s_2)) \text{ avec } u_a(s_1, s_2) = \left| \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{r}_a(r) dr \right|$$

2.6. Etats rotationnels et vibratoires des molécules, transitions électroniques

La spectroscopie moléculaire est un domaine fort complexe et nous ne pouvons nous permettre ici que de l'effleurer.

Dans le premier paragraphe, nous avons expliqué que l'interaction relative des photons avec les molécules est due à leurs différences de niveaux d'énergie principalement.

Selon l'énergie du photon, les transitions seront vibratoires ou rotationnelles, ou bien électroniques.

Pour une molécule diatomique :

Si on considère le modèle simple où les atomes sont de petites masses reliées entre elles par des « ressorts » de constante de rappel k , et de position d'équilibre x_0 , on a alors les résultats classiques suivants :

$$2pn_0 = \sqrt{\frac{k}{m_r}} \quad \text{où } m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \text{ est la masse réduite de l'oscillateur}$$

Si on introduit le potentiel de l'oscillateur harmonique $V(x) = \frac{1}{2}k(x-x_0)^2$ dans l'équation de Schrödinger, on obtient l'infinité suivante d'énergies : $E_n = h\nu_0(v + \frac{1}{2})$; où v est le nombre quantique de vibration ($v=0,1,2,\dots$). Ces niveaux sont non-dégénérés ; à chaque énergie correspond un seul état.

Si on considère maintenant les rotations sans vibrations ; les molécules ont un moment angulaire L et un moment d'inertie $I = m r_x^2$. Les niveaux d'énergie permis sont :

$E_J = \frac{1}{2I}J(J+1)\hbar^2$ ($J=0,1,2,\dots$) ; ces niveaux sont dégénérés. A chaque énergie correspondent $2J+1$ états.

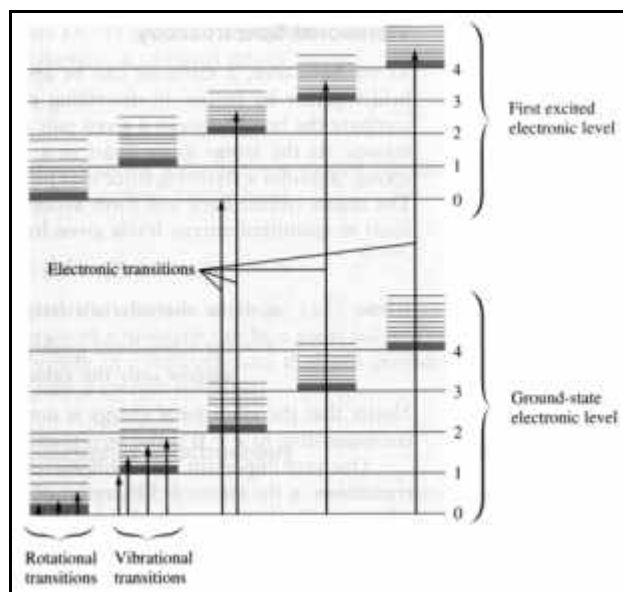
Ceci montre que seuls des états discrets d'énergie sont permis, et donc , grâce à $\Delta E = h \nu$, que les fréquences auxquelles les photons interagissent avec la matière sont aussi discrètes.

Selon l'énergie des photons, les transitions seront purement vibratoires ou purement rotationnelles (idéalement). Cependant, les deux transitions sont souvent mélangées et le fait que les différences d'énergie rotationnelle soient beaucoup plus petites que les différences d'énergie vibratoire mène à des « scissions » et à un état vibratoire correspondant plusieurs sous-états rotationnels. On a alors affaire à des transitions complexes de « rotation-vibration ».

En général, une transition de rotation s'accompagnera d'une transition de vibration, mais les états réellement permis seront dictés par la géométrie de la molécule, et varient donc d'une molécule à l'autre.

Les transitions peuvent aussi être électroniques si les photons sont plus énergétiques que ceux cités précédemment. La transition électronique est en quelque sorte un « changement d'état quantique » de l'électron.

Ci-dessous un schéma type montrant des transitions vibrationnelles, rotationnelles et électroniques.

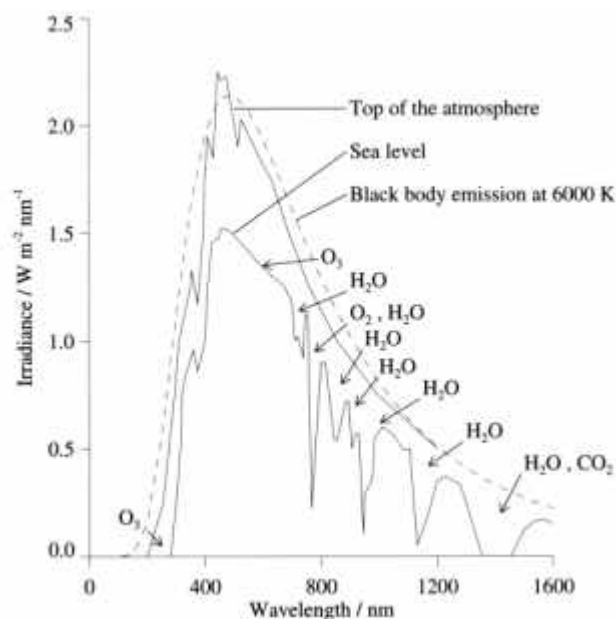


Dans le chapitre qui suit, nous déterminerons quelles transitions sont liées à quelles molécules atmosphériques.

2.7. Le spectre solaire – les gaz atmosphériques

Le spectre solaire est fort semblable à celui d'un corps noir chauffé à 6000 K (voir figure). Au niveau de la mer, par contre, la ressemblance ne se marque plus du tout : les gaz présents dans l'atmosphère ont modifié le spectre solaire de différentes manières (selon le domaine de rayonnement dans lequel on se trouve).

Sur la figure suivante on peut voir la courbe de corps noir à 6000 K, le spectre du Soleil au sommet de l'atmosphère (maximum dans l'UV) et le spectre du Soleil au niveau de la mer.



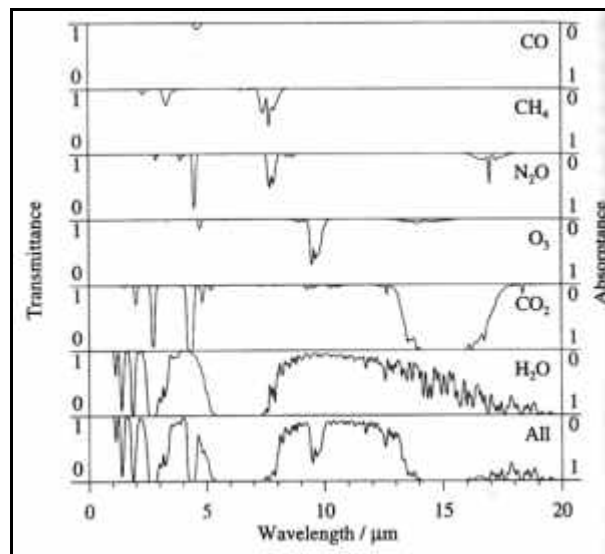
Les six principaux gaz interagissant avec l'infrarouge sont regroupés dans la figure suivante, où l'on peut voir la transmittance d'un faisceau vertical passant à travers l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde du rayonnement (en l'absence de nuages). Ces gaz sont en petite quantité par rapport au dioxygène O_2 et au diazote N_2 et sont principalement tous concentrés dans la troposphère (à l'exception de l'ozone, que l'on trouve principalement dans la stratosphère).

L'eau absorbe fortement dans une large bande de longueurs d'onde autour de $6.3\mu\text{m}$ et aussi autour de $2.7\mu\text{m}$ (associé à des transitions vibratoires). Au-delà de $16\mu\text{m}$, la forte absorption de H_2O est due à des transitions rotationnelles.

Le CO_2 , lui, absorbe de manière importante autour de $15\mu\text{m}$ (vibration de type « pliage ») et autour de $4.3\mu\text{m}$ (« étirement »). Il absorbe également autour de $2.7\mu\text{m}$.

L'ozone O_3 interagit avec le rayonnement IR surtout près de $9.6\mu\text{m}$ (vibrations).

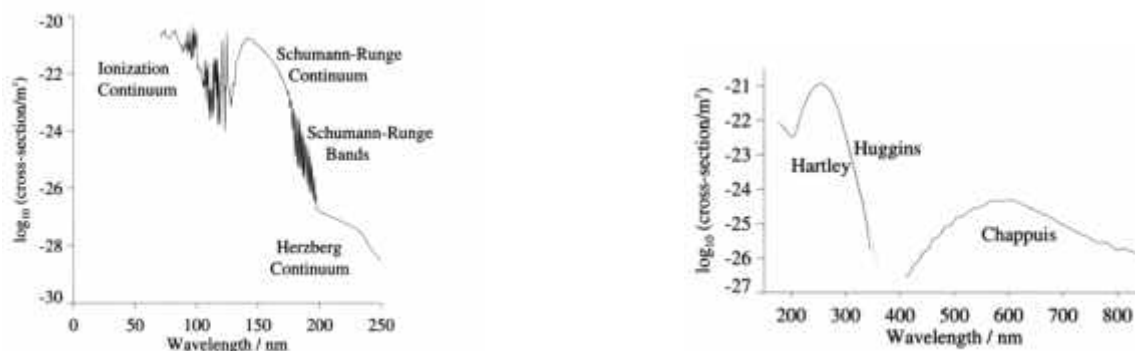
On peut voir les raies d'absorption sur la courbe suivante :



Les gaz principaux interagissant avec le rayonnement de type ultraviolet sont le dioxygène et l'ozone. Les transitions dans ce domaine peuvent être vibratoires, rotationnelles ou électroniques, et les absorptions y étant associées se passent à des longueurs d'onde discrètes. Cependant, la photodissociation et –ionisation, se réalisant aussi dans ce domaine de rayonnement, sont des phénomènes d'absorptions *continus*.

Le dioxygène O_2 absorbe fortement en-dessous de 100nm (par ionisation), entre 100 et 130 nm (origine inconnue) et entre 130 et 175nm (continu de Schumann-Runge – dues à la photodissociation). Entre 175 et 200nm (bandes de Schumann-Runge) l'absorption est due à des transitions électroniques auxquelles sont superposées des transitions de type vibratoire. L' O_2 absorbe également entre 200 et 242 nm, et entre 242 et 260nm (continu de Herzberg et faibles bandes d'Herzberg – ces bandes étant associées à des transitions électroniques).

Continus et bandes d'absorption respectivement pour l' O_2 et pour l' O_3 :



L'ozone absorbe de manière continue dans tout l'ultraviolet par photo-dissociation. On observe plusieurs bandes entre 200 et 310 nm (Hartley), entre 310 et 350 nm (Huggins), et entre 400 et 850nm (Chappuis). Ce sont ces dernières qui absorbent dans le maximum d'émission du spectre solaire (l'ultraviolet), d'où leur importance, car ce rayonnement est extrêmement nocif pour le vivant.

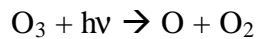
L'existence d'une *couche d'ozone* au niveau de la stratosphère peut s'expliquer par les réactions suivantes, qui représentent un équilibre chimique :



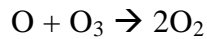
Les deux réactions rapides suivantes convertissent O_2 et O_3 mutuellement (M est une molécule d'air quelconque)



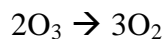
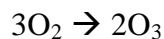
Ensuite la photodissociation de O_3 par des photons ($1140\text{nm} \geq \lambda$) s'écrit :



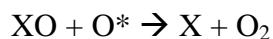
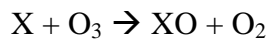
Et enfin, l'ozone est détruit par la réaction lente suivante :



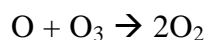
Les réactions nettes sont donc :



Cependant, ces réactions seules prévoient trop d'ozone par rapport à sa concentration réelle. Il faut tenir compte des cycles catalytiques de destruction de l'ozone :



Qui s'écrit de manière nette comme :



Et où X est un catalyseur. Ces équations chimiques complètent le cycle de destruction et de formation de l'ozone dans la stratosphère.

2.8 Réchauffement et refroidissement locaux

Si on imagine une couche d'atmosphère horizontale de surface S, à la hauteur z et d'épaisseur Δz , et que l'on fait l'hypothèse des *plans d'atmosphère parallèles*, on peut dire que la puissance ascendante qui entre dans la partie basse de la couche vaut $S.F_z(z)$ et celle qui en sort par le haut, $S.F_z(z+\Delta z)$. La perte de puissance à l'intérieur du volume $S.\Delta z$ est donc donnée par $S[F_z(z) - F_z(z+\Delta z)] \approx -(S\Delta z)dF_z/dz$. Ceci implique que le réchauffement diabatique (c'est-à-dire à $\Delta Q \neq 0$) vaut :

$$Q = -\frac{1}{r(z)} \frac{dF_z}{dz} \quad [\text{W.kg}^{-1}]$$

Celui-ci décroît donc comme $-dF_z/dz$, par unité de volume, où $\rho(z)$ est la masse volumique de l'air, et compte tenu des contributions des différentes fréquences.

A. Rayonnement solaire

Le réchauffement diabatique par unité de volume vaut pour les photons de courte longueur d'onde (comme définis dans le premier paragraphe) : rQ^{oc} . Ce réchauffement est dû à l'absorption de rayonnement solaire par un gaz de densité locale $\rho_a(z)$ et de coefficient d'extinction $k_v(z)$ (on néglige la diffusion). Si on considère que le Soleil se situe « droit au-dessus », la profondeur optique (pour chaque fréquence) le long d'un trajet vertical

descendant pris depuis le sommet de l'atmosphère est donnée par : $c_n(z) = \int_z^{\infty} k_n(z') r_a(z') dz'$

comme vu plus haut. Il est à noter que l'approximation diffuse n'est pas faite ici car on n'a pas à intégrer sur un angle solide pour un faisceau photonique vertical direct. De plus, le sommet de l'atmosphère est pris à $z = \infty$.

Comme on l'a vu, $L_n(r) = \int_0^{c_n} J_n(c') e^{-(c_n-c')} d c' + L_{n0} e^{-c_n}$ où on peut faire une analogie avec le second terme pour ce cas-ci. En l'absence d'émission on a donc :

$$F_n^{\downarrow}(z) = F_n^{\downarrow_{\infty}} e^{-c_n(z)}$$

où $F_n^{\downarrow_{\infty}}$ est l'irradiance spectrale descendante solaire au sommet de l'atmosphère.

Cette équation revient à :

$$F_{zn}^{\uparrow}(z) = F_n^{\uparrow} - F_n^{\downarrow} = -F_n^{\downarrow_{\infty}} e^{-c_n(z)} = -F_n^{\downarrow_{\infty}} T(z, \infty)$$

puisque l'on a négligé la diffusion et que donc il ne peut y avoir de flux solaire ascendant. On peut maintenant faire le calcul du réchauffement par les photons solaires :

$$rQ_n^{\text{oc}} = \frac{d}{dz} (F_n^{\downarrow_{\infty}} e^{-c_n(z)}) = F_n^{\downarrow_{\infty}} \left(-\frac{d c_n}{dz}\right) e^{-c_n(z)} = F_n^{\downarrow_{\infty}} k_n(z) r_a(z) e^{-c_n(z)}$$

B. Rayonnement terrestre et atmosphérique

On considère donc ici deux directions (ascendante et descendante), par opposition au cas A.

En considérant l'équation : $L_n(r) = \int_0^{c_n} J_n(c') e^{-(c_n-c')} d c' + L_{n0} e^{-c_n}$ et grâce au fait que :

$$F_n(z) = p B_n, \quad B_n = J_n \quad \text{et dans des conditions d'équilibre local,}$$

Si k_v et ρ_a sont constants, $\chi_v = k_v \rho_a z$ et donc $d\chi' = k_v \rho_a dz'$,

$T_n(z_1, z_2) = \exp(-|c_n(z_2) - c_n(z_1)|) = \exp(-k_n r_a |z_2 - z_1|)$ et donc que

$$T_n(0, z) = e^{-k_n r_a z} \text{ et } \frac{\partial T_n(z', z)}{\partial z'} = k_n r_a e^{-k_n r_a (z-z')}$$

on obtient le fait que l'irradiance ascendante pour le rayonnement terrestre (grande longueur d'onde) vaut :

$$F_n^\uparrow(z) = \mathbf{p} \int_0^z B_n(z') \frac{\partial T_n^*(z', z)}{\partial z'} dz' + \mathbf{p} B(T_{Terre}) T_n^*(0, z)$$

où T^* est la valeur moyenne de T sur tous les chemins entre z et z' de direction différente. De manière analogue on trouve que l'irradiance descendante vaut :

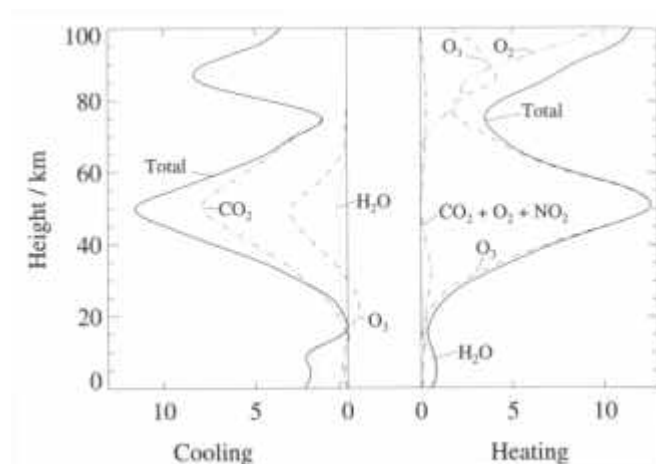
$$F_n^\downarrow(z) = -\mathbf{p} \int_z^\infty B_n(z') \frac{\partial T_n^*(z', z)}{\partial z'} dz'$$

où il n'y a pas de second terme, puisqu'au sommet de l'atmosphère, l'irradiance descendante pour les photons de grande longueur d'onde est nulle.

L'irradiance spectrale nette vaut alors $F_n^\uparrow(z) - F_n^\downarrow(z)$ et rQ^{ol} peut être calculé en la dérivant par rapport à z , mais son expression est fort compliquée.

C. Réchauffement net

Si on observe la figure ci-dessous, on peut constater que, le réchauffement global est égal au refroidissement global (on néglige la présence de nuages ou d'aérosols). Cependant, cette égalité relative ne peut se restreindre à une saison ou à une couche particulière de l'atmosphère. Enfin, il faut aussi tenir compte des transports dynamiques de chaleur.



On peut donc en conclure que l'atmosphère est quasiment à l'équilibre radiatif. Cependant, il ne faut pas voir $Q_{\text{net}} = Q^{\text{oc}} + Q^{\text{ol}}$ comme une *cause* à des effets tels que la température de l'atmosphère ou les vents, et ce car Q_{net} dépend lui-même de la température !

2.9. Diffusion du rayonnement solaire

Nous allons dans ce paragraphe modéliser la diffusion pour le rayonnement solaire, en faisant l'hypothèse des *plans d'atmosphère parallèles* et en supposant que deux courants d'énergie circulent (un ascendant et un descendant). Une fraction F de l'irradiance du rayonnement incident sera diffusée « vers l'avant » et une $(1 - F)$ « vers l'arrière », et ce dans deux hémisphères.

Si on considère une pénétration verticale de l'atmosphère selon z , à une fréquence ν (ondes courtes), on peut écrire, par analogie avec l'équation de Schwarzschild :

$$\frac{dF_n^\downarrow}{d(-z)} = -a_n \mathbf{r}_a F_n^\downarrow - d_n \mathbf{r}_a (1-F) F_n^\downarrow + d_n \mathbf{r}_a (1-F) F_n^\uparrow$$

où l'irradiance descendante décroît à cause de l'absorption et de la diffusion « vers l'arrière » (termes 1 et 2 à droite de l'égalité), et augmente à cause de la diffusion « vers l'arrière » du rayonnement ascendant (terme 3 à droite de l'égalité). On ne tient pas compte de l'émission, négligeable dans ce domaine de fréquences.

Si on utilise $k_n = a_n + d_n$, l'équation ci-dessus devient :

$$\frac{dF_n^\downarrow}{d(-z)} = -k_n \mathbf{r}_a F_n^\downarrow + d_n \mathbf{r}_a F F_n^\downarrow + d_n \mathbf{r}_a (1-F) F_n^\uparrow$$

On remplace ensuite, $-k_n \rho_a dz$ par $d\chi_v^*$ et on obtient :

$$\frac{dF_n^\downarrow}{d\mathbf{c}^*} + F_n^\downarrow = \mathbf{w}_n [F F_n^\downarrow + (1-F) F_n^\uparrow]$$

où $\mathbf{w}_n = \frac{d_n}{k_n}$ est l'*albédo pour la diffusion*. De la même manière, l'équation pour l'irradiance ascendante s'écrit :

$$-\frac{dF_n^\uparrow}{d\mathbf{c}^*} + F_n^\uparrow = \mathbf{w}_n [F F_n^\uparrow + (1-F) F_n^\downarrow]$$

Une manière grossière d'imaginer un nuage serait de considérer une couche atmosphérique dans laquelle $w_n = 1$, c'est-à-dire où il y a diffusion mais pas absorption. Le schéma est le suivant :



Avec $w_n = 1$, les équations précédentes pour les irradiances deviennent :

$$\frac{dF_n^\downarrow}{d\mathbf{c}^*} + (1-F)[F_n^\downarrow - F_n^\uparrow] = 0 \quad \text{et} \quad -\frac{dF_n^\uparrow}{d\mathbf{c}^*} + (1-F)[F_n^\uparrow - F_n^\downarrow] = 0 \quad (1)$$

En additionnant ces deux équations on peut voir que :

$$-F_z = F^\uparrow - F^\downarrow = cste \quad (2), \quad \text{où les indices ont été enlevés par souci de clarté}$$

Si on fait les suppositions suivantes (conditions aux bords) :

$$\begin{aligned} F^\downarrow(0) &= F_{\text{incidente}} \\ F^\uparrow(0) &= F_{\text{réfléchie}} \\ F^\downarrow(\mathbf{c}_1^*) &= F_{\text{transmise}} \\ F^\uparrow(\mathbf{c}_1^*) &= 0 \end{aligned}$$

On peut définir un *coefficient de transmission* $\mathbf{T} = \frac{F_{\text{transmise}}}{F_{\text{incidente}}}$ et un *coefficient de réflexion* (ou

albédo de couche) $\mathbf{R} = \frac{F_{\text{réfléchie}}}{F_{\text{incidente}}}$ avec $\mathbf{R} + \mathbf{T} = 1$.

On a donc :

$$-F_z = F_{\text{inc.}} - F_{\text{réfl.}} = (1-\mathbf{R})F_{\text{inc.}} = F_{\text{trans.}} - 0 = \mathbf{T}F_{\text{inc.}}$$

Grâce à cette relation, on peut résoudre simplement la première équation de (1) :

$$F^{\downarrow}(\mathbf{c}^*) = -\mathbf{c}^* (1-F)\mathbf{T}F_{inc.} + cste = F_{inc.}[1 - (1-F)\mathbf{T}\mathbf{c}^*]$$

grâce à la seconde condition aux bords.

De même, on résout la seconde équation de 1 grâce à (2) :

$$F^{\uparrow}(\mathbf{c}^*) = F_{inc.}[\mathbf{R} - (1-F)\mathbf{T}\mathbf{c}^*]$$

En remplaçant la dernière condition aux bords dans cette équation et grâce au fait que $\mathbf{R} + \mathbf{T} = 1$, on trouve les coefficients de transmission et de réflexion :

$$\mathbf{T} = \frac{1}{1 + (1-F)\mathbf{c}_1^*} \quad \text{et} \quad \mathbf{R} = \frac{(1-F)\mathbf{c}_1^*}{1 + (1-F)\mathbf{c}_1^*}$$

On peut remarquer que le coefficient de réflexion tend vers 1 et le coefficient de transmission tend vers 0 lorsque la profondeur optique tend vers l'infini, et vice et versa. Dans le cas d'une couche non idéalisée qui absorbe *et* diffuse, les conclusions sont semblables, à l'exception $\mathbf{R} + \mathbf{T} < 1$.

2.10. L'effet de serre

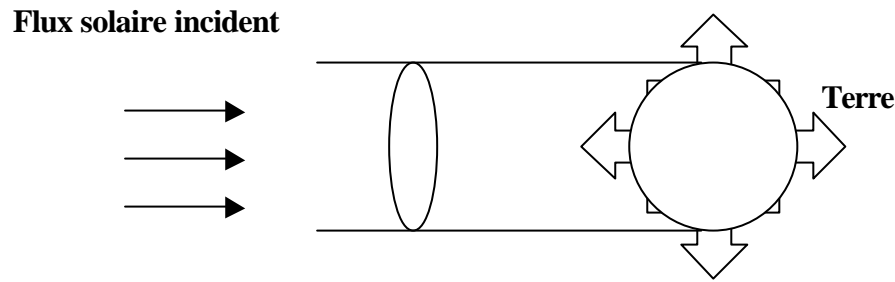
L'effet de serre est un mécanisme naturel induit par les interactions entre la Terre, l'atmosphère et le rayonnement terrestre sans lequel la température à la surface de la planète serait de $\sim -15^{\circ}\text{C}$.

Comme nous l'avons vu plus haut, le Soleil émet un rayonnement qui suit approximativement celui d'un corps noir à 6000K. Ce rayonnement solaire va interagir avec l'atmosphère terrestre, et celle-ci va en modifier le spectre. On peut considérer que le sol, dans un modèle simple de conservation locale de l'énergie, va absorber et réémettre totalement le rayonnement. Cependant, le sol terrestre va également en modifier le spectre. Le système Soleil-atmosphère-Terre est à l'équilibre. La présence de *gaz à effet de serre* dans l'atmosphère va modifier cet équilibre, « stabilisant » la température moyenne de la Terre à environ 15°C (288K).

Pour approfondir le mécanisme de l'effet de serre, nous allons considérer deux modèles explicites. Le premier est fort simple et le second, plus avancé, se base sur les définitions et hypothèses vues précédemment.

A. Calcul de la température moyenne terrestre sans gaz absorbants dans l'atmosphère

Si on considère que les rayons solaires incidents sont parallèles à la surface de la Terre, que celle-ci reçoit le rayonnement solaire sur une aire efficace égale à un disque de rayon R_T ($6370 \cdot 10^3 \text{m}$), et la donnée que la puissance émise par le Soleil par m^2 à la distance moyenne de la Terre (son *irradiance* F_s) vaut environ 1370Wm^{-2} ,



On peut estimer la puissance absorbée par la Terre à :

$$P_a = F_s (1 - g) p R_T^2$$

où γ est l'*albédo moyen* de la Terre. C'est la puissance directement réfléchiée par la Terre vers l'espace ($\gamma \approx 0.3$). $(1 - \gamma)$ représente donc ce que la Terre absorbe réellement (dans notre modèle).

Si on considère la Terre comme un corps noir chauffé à la température T_{Terre} , les résultats précédents indiquent que :

$$F_T = p B_T = s T_{\text{Terre}}^4$$

La puissance totale émise par la Terre dans toutes les directions serait alors :

$$P_e = 4p R_T^2 (s T_{\text{Terre}}^4)$$

Puisque le système est à l'équilibre, en tout point on a $P_a = P_e$ et donc :

$$P_a = F_s (1 - g) p R_T^2 = 4p R_T^2 (s T_{\text{Terre}}^4) = P_e$$

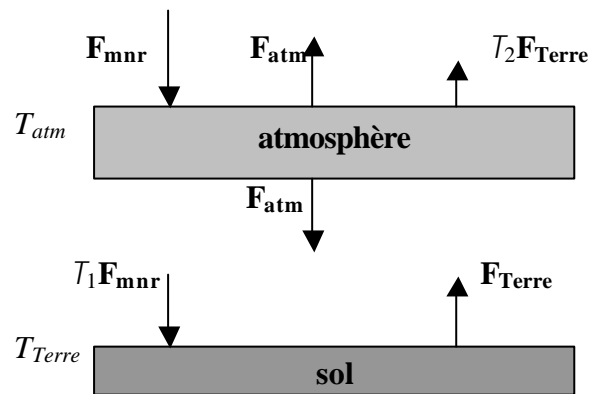
D'où on peut isoler la T_{Terre} qui vaut donc :

$$T_{\text{Terre}} = \sqrt[4]{\frac{F_s (1 - g)}{4s}} \approx 255K$$

Ce qui fournit la température moyenne de la Terre en l'absence d'atmosphère absorbante.

B. Premier modèle pour l'effet de serre

On considère à présent que l'on ajoute une atmosphère absorbante de température uniforme T_{atm} , au dessus du sol de température T_{Terre} . Une fraction T_1 des photons arrivant du Soleil est transmise au sol, et le sol réémet des photons qui vont être transmis à l'espace pour une partie T_2 .



Si on reprend les résultats du point A., tenant compte de l'albédo moyen de la Terre, on peut dire que le *flux solaire moyen non réfléchi* au sommet de l'atmosphère vaut

$$F_{mnr} = \frac{1}{4}(1-g)F_s$$

Seule une partie T_1 de ce flux va arriver au sol. Celui-ci est à nouveau considéré comme un corps noir et émet un flux vers le haut : $F_{Terre} = \sigma T_{Terre}^4$, flux duquel une partie T_2 atteindra l'espace. L'atmosphère n'est pas considérée comme un corps noir ; elle émet *moins* de rayonnement qu'elle n'en absorbe, et ce vers le sol et vers l'espace.

$$F_{atm} = (1 - T_2)\sigma T^4 = A_2 \sigma T^4$$

On peut donc, à l'aide du schéma, et sous l'hypothèse que le système est à l'équilibre, égaliser ces flux entre eux et faire le bilan énergétique.

$$\text{Au sommet de l'atmosphère : } F_{mnr} = F_a + T_2 F_{Terre}$$

$$\text{Au sol : } F_{Terre} = F_a + T_1 F_{mnr}$$

$$\text{Ce qui permet d'extraire l'irradiance du sol : } F_{Terre} = F_{mnr} \frac{1 + T_1}{1 + T_2} = \sigma T_{Terre}^4$$

Et donc de connaître $T_{Terre} \approx 286\text{K}$ grâce à la deuxième égalité, connaissant T_1 et T_2 qui valent (en gros) respectivement 0.9 et 0.2. Ceci traduit le fait que le rayonnement IR court solaire passe quasiment entièrement à travers l'atmosphère mais que le rayonnement IR lointain renvoyé par le sol est fortement absorbé par celle-ci.

Par souci de complétude, indiquons également la température de l'atmosphère qui peut également être calculée à partir du bilan ci-dessus :

$$F_{atm} = F_{mnr} \frac{1 - T_1 T_2}{1 + T_2} = \sigma T_{atm}^4$$

Et grâce auquel on trouve $T_{\text{atm}} \cong 245 \text{ K}$.

Deux remarques sont à faire cependant. Tout d'abord, la qualité du résultat par rapport à la valeur attendue est en partie fortuite, compte tenu des approximations faites et de la considération que le rayonnement est le seul intervenant. Ensuite, il faut se garder d'observer ce mécanisme radiatif comme un faisceau traversant l'atmosphère, et repartant du sol *dynamiquement*. En effet, le système étant à l'équilibre, le processus est intégralement *statique* et ses différents sous-mécanismes *simultanés*.

C. Second modèle pour l'effet de serre

Ce second modèle, plus complexe, considère une atmosphère *dense*. Dans nos hypothèses, celle-ci sera considérée transparente aux radiations solaires (ce qui peut sembler aberrant à première vue, mais il faut rappeler que l'on se restreint d'emblée à un certain domaine de rayonnement - ici principalement l'infrarouge - ne fut-ce qu'en donnant, comme dans le modèle 1, une valeur *globale* à la transmittance), on utilisera également l'approximation de simplification de l'équation de Schwarzschild et considérera que l'atmosphère est un *corps gris*.

En considérant qu'il y a deux « courants » d'énergie, un ascendant et un descendant, on peut écrire :

$$-\frac{dF^\uparrow}{d\mathbf{c}^*} + F^\uparrow = \mathbf{p}B \quad \text{et} \quad \frac{dF^\downarrow}{d\mathbf{c}^*} + F^\downarrow = \mathbf{p}B \quad (1)$$

où le moins signifie qu'il y a décroissance de la profondeur optique sur un chemin ascendant. Pour rappel, le second terme de chaque équation représente l'extinction et le terme à droite de l'égalité, l'émission.

Puisqu'on considère que l'atmosphère est transparente au rayonnement solaire, Q^{oc} doit être nul ; et si on considère l'atmosphère à l'équilibre radiatif ($Q_{\text{net}} = 0$), en plus Q^{ol} doit être nul (voir plus haut). Par la définition de Q , on a donc que l'irradiance (ondes longues) verticale nette doit être constante :

$$F_z^{\text{ol}} = F^\uparrow - F^\downarrow = \text{cste} \quad (2)$$

Cette constante peut être déterminée par les conditions limites. Au sommet de l'atmosphère, la profondeur optique est nulle $\chi^* = 0$, et l'irradiance $F_z^{\downarrow \text{ol}}(0) = 0$, puisque le seul rayonnement incident (venant du haut) est solaire (ondes courtes). Donc, on a $F_z^{\text{ol}} = F^\uparrow(0)$ au sommet de l'atmosphère. Cette valeur de l'irradiance doit compenser le flux solaire moyen non réfléchi, et donc :

$$F_z^{\text{ol}} = F^\uparrow - F^\downarrow = F_{\text{mrr}} = 240 \text{ Wm}^{-2}$$

En sommant les deux équations de (1) on obtient :

$$-\frac{d}{d\mathbf{c}^*}(F^\uparrow + F^\downarrow) + F^\uparrow + F^\downarrow = 2\mathbf{p}B(T)$$

Mais la dérivée s'élimine grâce à (2)

$$\frac{1}{2}(F^\uparrow + F^\downarrow) = \mathbf{p}B(T) \quad (3)$$

Et, en soustrayant la seconde équation de (1) à la première équation de (1) et grâce à (2) on obtient :

$$\frac{d}{d\mathbf{c}^*}(F^\uparrow + F^\downarrow) = F^\uparrow - F^\downarrow = F_{mnr}$$

que l'on peut intégrer sur χ^* puisque F_{mnr} est constant. Il vient :

$$F^\uparrow + F^\downarrow = \mathbf{c}^* F_{mnr} + cste$$

Et grâce à la condition limite au sommet de l'atmosphère on trouve que la constante n'est autre que F_{mnr} , et donc : $F^\uparrow + F^\downarrow = (1 + \mathbf{c}^*)F_{mnr}$ (4). Par (2) et (4) on peut trouver les irradiances F^\uparrow et F^\downarrow .

$$F^\uparrow = \frac{1}{2}(2 + \mathbf{c}^*)F_{mnr} \quad (5)$$

$$F^\downarrow = \frac{1}{2}\mathbf{c}^*F_{mnr}$$

On a donc une équation pour la température, par (3) :

$$\mathbf{p}B(T) = \mathbf{s}T^4 = \frac{1}{2}F_{mnr}(1 + \mathbf{c}^*)$$

Pour notre modèle, les irradiances ascendante et descendante et $B(T)$ sont donc linéaires en la profondeur optique.

Tous ces résultats s'appliquent dans l'atmosphère. Au sol, qui est considéré comme un corps noir, la profondeur optique vaut χ_0^* et la température T_{Terre} . L'irradiance (en longues ondes) ascendante juste au dessus du sol est donné par (5). En considérant qu'elle est égale à l'irradiance du sol, on a :

$$\mathbf{p}B(T_{Terre}) = \mathbf{s}T_{Terre}^4 = \frac{1}{2}F_{mnr}(1 + \mathbf{c}_0^*)$$

qui prouve un effet de serre, car $\sigma T_{\text{Terre}}^4 > F_{\text{mnr}}$, puisque $\chi_0^* > 0$, et donc $T_{\text{Terre}} > 255\text{K}$.

Une remarque est à faire également sur ce modèle. On peut observer une discontinuité de la température entre l'air au niveau du sol et le sol lui-même. Ceci est dû bien évidemment aux lacunes du modèle, par exemple au fait que l'on ne considère ni le transport de chaleur par *convection*, ni, très près du sol, par *conduction*.

D. Remarques d'ordre général

Le terme effet de *serre* est assez inapproprié dans l'absolu ; car dans une serre l'élévation de température est due non seulement aux propriétés « analogues » du verre avec les gaz à effet de serre mais aussi au fait que l'air à l'intérieur de la serre est statique, coupé du vent, etc. . .

On a considéré dans nos calculs un ciel *clair* et un air sec. En présence de nuages ou d'aérosols, le rayonnement atmosphérique va s'intensifier (de manière générale), augmentant la température des basses couches de l'atmosphère. Evidemment, les effets dus aux nuages sont plus complexes si on y regarde de plus près (inhomogénéités horizontales).

Grandeurs moyennes du rayonnement atmosphérique pour plusieurs ciels :

Ciel clair, air sec : 170 Wm^{-2}

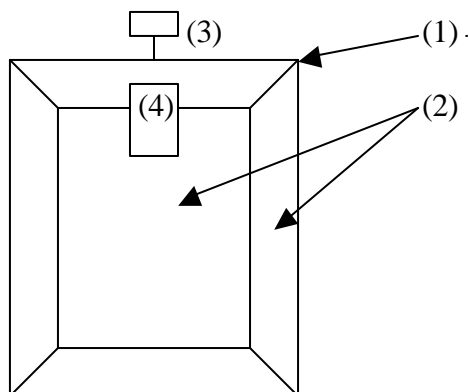
Ciel clair, air humide : 310 Wm^{-2}

Ciel avec 4/8 de cumulus : 380 Wm^{-2}

La « réflexion » évoquée dans la définition de l'albédo regroupe la réflexion spéculaire et diffuse (selon le milieu réfléchissant).

3) Les expériences

Trois boîtiers (1) en bois dont le recouvrement interne (2) est différent (feutre noir ou miroirs) sont munis d'un thermomètre (3) protégé du rayonnement direct par une fine plaque de métal (4). Des lampes émettant dans le visible et l'IR (notamment) les éclairent.



Le thermomètre indique donc la température *qui s'établit dans la boîte*.

On peut faire les observations suivantes :

- Le boîtier dont le revêtement est composé de miroirs chauffe légèrement ; le thermomètre indique la plus basse des trois températures. Celle-ci est plus élevée que la température dans la pièce à cause de la proximité des lampes par rapport aux boîtes. Les miroirs *réfléchissent* le rayonnement ; ils l'absorbent et le réémettent sans modification de spectre.
- Le boîtier dont le revêtement est feutré noir chauffe plus que le précédent. Ce matériau interagit différemment avec le rayonnement incident : il l'absorbe et le réémet mais en modifie le spectre et provoque un réchauffement local (IR court absorbé ; IR long réémis).
- Le boîtier dont le revêtement est feutré noir et devant lequel on place une vitre chauffe beaucoup plus que le précédent. La vitre a deux effets : elle empêche l'air dans la boîte de se mouvoir et elle a des propriétés analogues à celles des gaz à effet de serre.

Il est à noter que la couleur noire du feutre ne permet de déterminer que son interaction avec le *visible*. Le noir absorbe en effet tout le rayonnement visible. Cependant, l'interaction avec le rayonnement IR ne peut se déterminer à première vue : celle-ci dépend du matériau, comme le montre le **cube de Leslie** : deux plaques chauffées à la même température, de même nature mais de couleur différente, émettent la même quantité de rayonnement IR.

4) Conclusion

La première chose qui nous a frappé lors de notre collecte d'informations est la richesse des domaines et des thèmes qui sont abordés (ou qui peuvent l'être) lorsque l'on s'intéresse à la planète Terre. Le défi a alors été de se restreindre à certains sujets relativement spécifiques, compte tenu des objectifs, du temps imparti et de l'abondance des informations qui s'offraient à nous. Petit à petit, l'étau s'est resserré, mais les interconnexions n'ont fait que croître.

Si nous pensions au début que le but de l'exposition était d'*expliquer* et de *faire comprendre*, nous nous sommes bien vite rendu compte que nous étions les premiers à avoir besoin de ces explications, tant par la quantité de nouveaux domaines qu'elle nous ont permis d'entrevoir, que par l'approfondissement nécessaire de savoirs « basiques » que l'on ne peut comprendre intégralement que lorsqu'on s'y reprend à deux fois. Il s'est aussi avéré que la vraie nature des mécanismes que nous présentions aux visiteurs de l'exposition ne nous est réellement apparue qu'après plusieurs explications successives, et que la théorie seule ne nous permettait pas d'appréhender.

Des expériences fort intéressantes menées à l'expérimentarium, n'ont pas été présentées à cause de certaines difficultés techniques (écran de vapeur d'eau, écran de CO₂). Cependant, en plus de notre enrichissement personnel, nous espérons avoir éclairé les visiteurs sur ces quelques phénomènes fascinants et déterminants pour le climat, et brisé ainsi les stéréotypes et légendes qui circulent autour de la climatologie en général.

Nous tenons à remercier MM. Colot, Hart, Kestemont, Nardone pour leur aide dans cette vaste quête.

Bibliographie

Andrews, David G.(2000). *An introduction to atmospheric physics*. Cambridge university press.

Giancoli, Douglas (1997). *Physique générale 2. Electricité et magnétisme*. De Boeck Université.

Dictionnaire des Sciences (1990). Hachette.

S. Zumdahl, Steven(1998). *Chemical Principles*. Houghton Mifflin.

Guyot, Gérard (1999). *Climatologie de l'environnement*. Dunod.

Mareschal M. *Thermodynamique (Seconde candidature)*.

