LC17 – Rayonnement d'équilibre thermique. Corps noir.

14 février 2017

Thibaut Clarté & Hélène Piot-Durand

Un bébé dans un congélateur, est-ce que c'est un bon exemple de corps noir ?
Charles-Édouard Lecomte

Niveau : L2

Commentaires du jury

- 2015 : Cette leçon ne doit pas se réduire à énoncer des lois historiques sans aucun élément de démonstration.
- 2014 : Le candidat doit être capable de faire le lien entre la définition du corps noir énoncée pendant la leçon et les exemples choisis pour l'illustrer. S'il choisit de ne pas en faire la démonstration, le candidat doit être capable de donner l'origine des différents termes de la loi de Planck et savoir l'énoncer correctement en fonction de la fréquence et de la longueur d'onde.

Bibliographie

✍ *Thermodynamique, 1ère et 2ème année*, **Olivier et Gié** ⟶ Très complet, surtout pour les définitions.
✍ *Physique MP*, **Dunod, Sanz** ⟶ Explications physiques
✍ *Mécanique quantique 1*, **Aslangul** ⟶ Loi de Planck
✍ *Thermodynamique 2ème année*, **H-prépa** ⟶ Cours

Prérequis

➢ Conduction et convection

➢ Ondes électromagnétiques

➢ Angle solide

➢ Gaz parfait

Table des matières

Introduction

Nous avons déjà vu deux modes de propagation de l'énergie thermique : la conduction et la convection. Au cours de cette leçon, nous en découvrirons un troisième : le rayonnement. Contrairement aux deux premiers, il n'a pas besoin de support matériel : en effet, bien que seul le vide sépare la Terre du Soleil, tout objet éclairé par le soleil se réchauffera.

Au cours de cette leçon, nous allons tout d'abord définir et étudier le rayonnement d'équilibre thermique, régi par la loi de Planck et les lois de Wien et Stefan qui en découlent. Ensuite, nous préciserons le modèle du corps noir et verrons en quoi son application permet de retrouver la température moyenne de la Terre.

1 Rayonnement et bilan radiatif

Pour un corps à température donnée, les particules chargées sont en mouvement désordonné à cause de l'agitation thermique. Or, comme des charges accélérées rayonnent, il y a génération d'ondes électromagnétiques. C'est l'origine du rayonnement radiatif : ces ondes se propagent à la vitesse de la lumière, n'ont pas besoin de support matériel, et peuvent transmettre leur énergie à la matière qui les absorbe.

1.1 Définitions [1,4]

Afin d'étudier l'interaction entre la matière et le rayonnement, on introduit tout d'abord la puissance transmise, notée P, qui est l'énergie traversant une surface S pendant une unité de temps. Ensuite, on introduit le flux surfacique d'énergie ϕ défini par la relation $dP = \phi dS$ et exprimé en $W.m^{-2}$.

Nous allons à présent identifier les phénomènes concernant l'interaction de la matière avec un rayonnement électromagnétique.

- *Émission* : il s'agit du rayonnement électromagnétique émis par un corps porté à un certaine température. Cette émission spontanée a pour origine les mouvements des porteurs de charge de la matière à cause de l'excitation thermique : l'énergie interne est convertie en énergie radiative. On note ϕ_e le flux surfacique correspondant.
- *Absorption* : il s'agit de la conversion inverse, c'est-à-dire que le rayonnement absorbé par la matière est transformé en énergie interne. On note ϕ_a le flux surfacique correspondant.
- *Réflexion* : le rayonnement incident sur une paroi peut être renvoyé par la paroi dans le milieu d'incidence sans être absorbé. On note ϕ_r le flux surfacique correspondant.

On peut définir deux types extrêmes de milieux selon leur comportement face à un rayonnement incident :

- *Milieu transparent* : transmet intégralement le rayonnement qu'il reçoit. Il n'y a donc ni absorption ni réflexion. C'est le cas de la plupart des gaz aux températures ordinaires.
- *Milieu opaque* : ne transmet aucun rayonnement reçu. Ce dernier est donc soit absorbé soit réfléchi. Un métal en est une bonne approche.

L'émission est d'autant plus importante que l'absorption est grande car cette dernière apporte de l'énergie au milieu.

Il est important de faire remarquer qu'on n'observe jamais une transparence ou une opacité totale sur l'ensemble des fréquences du spectre. On définit alors des intervalles de fréquence, ou de longueur d'onde, pour lesquels le milieu aura tel comportement. Par exemple, le verre est est transparent pour le rayonnement visible mais opaque au rayonnement infrarouge.

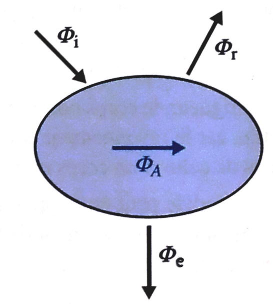
Nous allons donc nous intéresser à la dépendance des propriétés radiatives d'un corps en fonction de la fréquence considérée et de la température.

1.2 Flux radiatifs [1]

Nous allons désormais définir la notion de flux radiatif. Par commodité, tous les flux seront comptés positivement (sauf le flux radiatif, qui est algébrique). Autrement dit, nous prendrons le vecteur unitaire $\vec{n}$ normal à l'élément de surface dans le sens du flux considéré. Nous considérons les échanges radiatifs entre corps opaques placés dans un milieu transparent.

On définit le flux surfacique incident ϕ_i comme la puissance surfacique du rayonnement incident à la surface du corps opaque et on note le flux surfacique partant ϕ_p.

La conservation de l'énergie nous donne : $\boxed{\phi_i = \phi_r + \phi_a}$ et $\boxed{\phi_p = \phi_r + \phi_e}$.



On exprime le bilan entre le flux partant et incident par le flux surfacique radiatif $\boxed{\phi^R = \phi_p - \phi_i = \phi_e - \phi_a}$. C'est donc le bilan entre ce qu'on perd et ce qu'on gagne, il traduit les échanges énergétiques et donc l'interaction entre la matière et le rayonnement.

Le signe de ce flux radiatif dépend de la prédominance de l'émission ou de l'absorption. On parle d'**équilibre radiatif** entre un corps et le champ électromagnétique qui l'entoure si $\boxed{\phi^R = 0}$. Cela implique $\phi_i = \phi_p$ et $\phi_e = \phi_a$.

1.3 Rayonnement d'équilibre thermique [1,2]

On considère ici une cavité remplie d'un milieu transparent et fermée par une paroi opaque maintenue à une température constante T.

Chaque élément de surface de la paroi émet dans l'enceinte un rayonnement thermique et absorbe aussi une partie du rayonnement qu'il reçoit, il s'établit donc un équilibre entre la paroi et le champ électromagnétique. Le rayonnement d'équilibre est indépendant de la nature et de la géométrie des parois de l'enceinte. Il n'est pas modifié par la présence de corps opaques à l'intérieur de l'enceinte pourvu que ceux-ci soient de même température.

On considère le champ électromagnétique d'équilibre comme un "gaz de photons" (en admettant que les photons se répartissent uniformément dans l'enceinte et qu'ils se déplacent dans toutes les directions de l'espace avec une probabilité égale à vitesse c).

Le rayonnement d'équilibre thermique à la température T est le rayonnement du champ électromagnétique qui existe dans une enceinte fermée remplie d'un corps transparent d'indice 1 dont la paroi est opaque et maintenue à une température constante T.

Le rayonnement seul ne peut pas tendre vers un état d'équilibre, seul le système composé de rayonnement et de matière en est capable (cependant les interactions matière-rayonnement doivent rester suffisamment faibles). Les lois qui régissent cet équilibre ne dépendent pas de la matière, donc la nature des corps n'a pas d'influence.

On s'intéresse donc au système paroi + champ électromagnétique à l'équilibre thermodynamique. Cet équilibre implique l'équilibre radiatif (car il est la somme de l'équilibre thermique radiatif, de l'équilibre mécanique et de l'équilibre chimique) mais la réciproque n'est pas vraie.

Dans ces conditions le rayonnement possède des propriétés particulières que nous allons préciser.

Tout d'abord, ce rayonnement correspond à un spectre continu (car dû à l'agitation thermique). Il n'y a pas de discrétisation de l'énergie, pas de désexcitation... donc c'est un spectre continu et non discret).

Ensuite, il est possible de caractériser le champ électromagnétique par une densité volumique d'énergie de rayonnement, notée u. Dans la bande de fréquences comprises entre ν et $\nu + d\nu$, on peut alors définir la densité spectrale d'énergie $du = u_\nu(\nu, T)d\nu$ où en u_ν s'exprime en $J.m^{-3}$.

On définit de même le flux surfacique spectral ϕ_λ (en $W.m^{-3}$) comme la contribution du rayonnement de longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$ tel que $d\phi = \phi_\lambda d\lambda$, ou de façon équivalente en fréquences par $d\phi = \phi_{nu} d\nu$ avec ϕ_{nu} en $J.m^{-3}$.

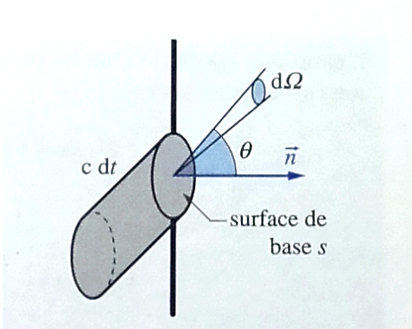
Le flux surfacique s'exprime alors par $\phi = \int_{\lambda=0}^{\infty} \phi_\lambda d\lambda = \int_{\nu=0}^{\infty} \phi_\nu d\nu$.

D'après la condition d'équilibre thermodynamique l'équilibre radiatif est vérifié pour tout intervalle spectral, ce qui signifie que $d\phi_i = d\phi_p = d\phi^0$ pour tout ν. Ainsi $\phi = \int_0^{+\infty} d\phi^0 = \int_0^{+\infty} \phi_\nu^0 d\nu$.

Il existe une relation entre la densité u_ν et le flux ϕ_ν^0.

Pour la trouver, on détermine l'énergie reçue par un élément de paroi de la cavité d'aire s dans la bande de fréquence $d\nu$ pendant l'intervalle de temps dt. On a donc $d\epsilon = \phi_\nu^0 d\nu s dt$.

Il est aussi possible de calculer cette énergie en déterminant l'énergie rayonnée par le corps dans une angle solide élémentaire $d\Omega$ autour d'une direction qui fait un angle $d\theta$ avec la normale à s.



Comme le rayonnement se propage à la vitesse c, cette énergie se trouvait dans le cylindre de longueur c dt, de base s et de génératrices parallèles à la direction de propagation. Cette énergie vaut $d\epsilon_{cylindre} = u_\nu d\nu c dt s cos(\theta)$. Ensuite, on ne considère que le rayonnement dans l'angle solide $d\Omega = sin(\theta) d\theta d\Phi$ ce qui nous amène à multiplier l'énergie précédente par $\frac{d\Omega}{4\pi}$.

Finalement, $d\epsilon = \phi_\nu^0 d\nu s dt = \int_{\theta=0}^{\pi/2}\int_{\Phi=0}^{2\pi} u_\nu d\nu c dt s cos(\theta) sin(\theta) \frac{1}{4\pi} d\theta d\Phi = \frac{c}{4} u_\nu d\nu s dt$.

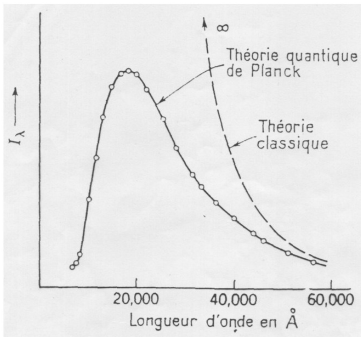
On obtient donc $\boxed{\phi_\nu^0(\nu,T) = \frac{c}{4} u_\nu(\nu,T)}$ ou de façon équivalente $\phi_\lambda^0(\lambda,T) = \frac{c}{4} u_\lambda(\lambda,T)$.

On connaît ainsi la relation entre le flux surfacique spectral et la densité volumique d'énergie. Il nous reste maintenant à déterminer l'expression de l'un et de l'autre.

2 Loi de Planck et conséquences

2.1 Historique et énoncé [3,4]

Le flux surfacique spectral du rayonnement d'équilibre thermique d'équilibre a été étudié expérimentalement pendant la deuxième moitié du XIXème siècle. Rayleigh s'appuya sur la thermodynamique pour obtenir un modèle théorique de la répartition spectrale de son énergie. Ce modèle était uniquement compatible avec l'expérience pour les grandes longueurs d'onde. En revanche, cette théorie ne correspondait pas aux mesures réalisées pour des petites longueurs d'onde. Par exemple, elle prévoyait qu'une corps à température ambiante devait émettre un rayonnement très intense dans l'ultraviolet. Cette divergence aux petites longueurs d'onde fut appelée la catastrophe ultraviolette.



Il s'agissait là de l'un des deux gros échecs de la physique du XIXème siècle.

C'est ainsi que pour interpréter les propriétés du rayonnement électromagnétique Max Planck introduisit en 1900 la notion de variation discontinue de l'énergie, par "quanta élémentaires" d'énergie $E = h\nu$ où ν est la fréquence de vibration du champ électromagnétique et h une constante universelle, nommée constante de Planck et valant $6,626.10^{-34} J.s$. Plus tard, Einstein en déduisit la notion de photon et ouvrit la voie de la mécanique quantique.

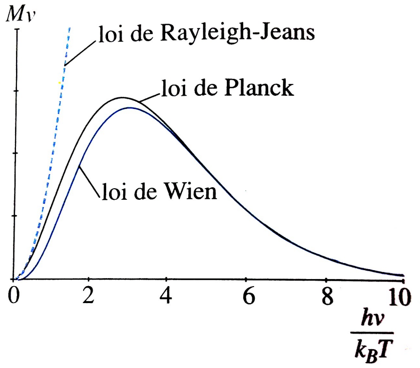
La loi de Planck relie la densité d'énergie du rayonnement d'équilibre à la température T du corps et à la fréquence ν selon la formule admise suivante :

$$u_\nu(\nu,T) = \underbrace{8\pi\frac{\nu^2}{c^3}}_{1}\underbrace{\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}}-1}}_{2}\underbrace{h\nu}_{3}$$

1 = densité de modes de vibration
2 = nombre de photons dans le mode
3 = énergie d'un photon

Trois constantes fondamentales de la physique apparaissent dans cette expression : la constante de Planck h, la constante de Boltzman k_B et la célérité de la lumière dans le vide, c.

Cette relation peut aussi s'exprimer avec la longueur d'onde : $u_\lambda(\lambda,T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T\lambda}}-1}$.



La loi de Planck peut être simplifiée dans deux cas :

- pour les basses fréquences, $\frac{h\nu}{k_B T} << 1$ et on peut utiliser un développement limité : $e^{\frac{h\nu}{k_B T}} \approx 1+\frac{h\nu}{k_B T}$ ce qui donne la formule simplifiée de Rayleigh-Jeans, $u(\nu,T) \approx 8\pi\frac{\nu^2}{c^3}k_B T$
- pour les hautes fréquences, $\frac{h\nu}{k_B T} >> 1$, $u(\nu,T) \approx 8\pi\frac{h\nu^3}{c^3}e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$. Il s'agit de la formule simplifiée de Wien.

La loi de Rayleigh-Jeans ne fait pas intervenir la constante de Planck. Elle découle directement de l'application de la thermodynamique statistique sans nécessiter la notion de quanta d'énergie. En revanche, la loi de Wien a besoin de la quantification de l'énergie du rayonnement.

2.2 Loi de Wien

La loi dite du "déplacement" de Wien indique que pour une température T, les densités d'énergie du rayonnement d'équilibre u_λ présentent un maximum pour une longueur d'onde λ_m définie par $(\frac{\partial u_\lambda}{\partial \lambda})_\lambda = 0$.

Introduisons $\gamma = \frac{hc}{k_B T\lambda}$, on obtient alors $u_{lambda}(\lambda,T) = \frac{8\pi k_B T^5}{h^4c^4}\gamma^5\frac{1}{e^\gamma-1}$.
Alors $(\frac{\partial u_\lambda}{\partial \lambda})_\lambda = 0 \Leftrightarrow \frac{dln(u_\lambda)}{d\gamma} = 0$ soit $\frac{5}{\gamma} - \frac{e^\gamma}{e^\gamma-1} = 0$ et donc $e^{\gamma_m}(\gamma_m - 5) + 5 = 0$.

Par une résolution numérique, on obtient $\gamma = 4.965$ soit $\boxed{\lambda_m T = 2898\mu m.K}$.

Ainsi, la densité spectrale d'énergie u_λ d'un rayonnement à l'équilibre thermique présente un maximum pour une longueur d'onde $\lambda_m(T)$ telle que $\lambda_m T = 2898\mu m.K$. Cette relation est connue sous le nom de loi du déplacement de Wien.

On remarque que 98% du rayonnement émis est compris dans l'intervalle $[0.5\lambda, 8\lambda]$.

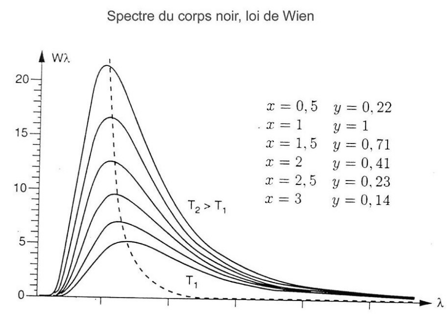


Figure 2

Cette relation ne dépend pas de la nature du corps. Il s'agit d'une propriété du rayonnement thermique d'équilibre uniquement. Elle indique que le spectre se "déplace" vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température augmente.
Donnons quelques valeurs numériques : pour la température ambiante de l'ordre de 300K, on obtient $\lambda_m = 3000/300 = 10\mu m$ ce qui correspond à l'infrarouge. Pour le milieu du spectre visible, c'est-à-dire $\lambda_m = 0.5\mu m$, on obtient $T = 3000/0.5 = 6000K$, ce qui est l'ordre de grandeur de la température de surface du soleil.

2.3 Loi de Stefan

On peut calculer le flux surfacique total émis grâce à la densité spectrale d'énergie (on choisit de travailler en longueur d'onde parce que c'est plus pratique pour ce calcul) :

$$\phi^0 = \int_0^\infty u_\lambda(\lambda,T)\frac{c}{4}d\nu = \int_0^\infty \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T\lambda}}-1}d\lambda$$

On pose $x = \frac{hc}{k_B T\lambda}$.

$$\phi^0 = \frac{2\pi(k_B)^4}{h^3c^2}\int_0^\infty T^4\frac{x^3}{e^x-1}dx = \frac{2\pi(k_B)^4}{h^3c^2}\frac{\pi^4}{15}T^4 = \sigma T^4$$

σ est une constante universelle nommée constante de Stefan, elle vaut $5,670.10^{-8}W.m^{-2}K^{-4}$.

$\boxed{\phi^0 = \sigma T^4}$ est la loi de Stefan-Boltzmann. Elle a été découverte expérimentalement dès 1879 par Stefan, puis démontrée par Boltzmann en 1884. Elle marque l'importance de la température, qui est à l'exposant 4.
Finalement, $\phi_i = \phi_p = \phi^0 = \sigma T^4$.

Il est remarquable que le rayonnement thermique d'équilibre soit décrit par des fonctions universelles indépendantes de la nature des corps opaques et ne dépende que de la température. En revanche, la nature du corps intervient dans l'expression des flux émis et absorbés. Nous allons donc considérer un cas particulièrement important, celui du corps noir.

3 Modèle du corps noir

3.1 Définition et réalisation pratique [1,2]

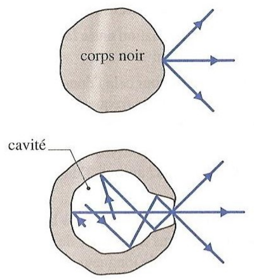
Le corps noir est défini comme un absorbeur intégral sur la totalité du spectre : tout rayonnement thermique incident est absorbé quel que soit sa longueur d'onde et quelle que soit sa direction d'incidence.

Cela se traduit par $\boxed{\phi_i = \phi_a}$ et $\phi_p = \phi_e$ (car $d\phi_r = 0$) pour tout intervalle spectral.

Autrement dit, le flux partant d'un corps noir est exclusivement d'origine émissive : il n'y a aucune contribution due au rayonnement réfléchi.

Ce concept est un modèle idéal et très contraignant. En pratique, un corps ne peut être un excellent absorbeur que dans une certaine fenêtre spectrale. Ainsi le verre peut être considéré comme un corps noir pour le rayonnement thermique d'origine terrestre pour lequel T $\sim$ 300 K. Cette propriété est utilisée dans les serres.

L'expression corps noir est d'ailleurs assez malheureuse, car le qualificatif noir ne fait pas référence à un aspect visuel mais à une propriété (absorption totale de toute radiation venant de l'extérieur).



Dans la pratique, il n'existe aucun matériau se comportant comme un corps noir sur tout le spectre électromagnétique ; la meilleure réalisation d'un corps noir est alors constituée d'une enceinte vide dont les parois sont maintenues à une température fixe T et dans laquelle a été pratiquée une petite ouverture. Tout rayonnement arrivant de l'extérieur sur cette ouverture entre dans l'enceinte et a toute chance de subir un très grand nombre de réflexions avant de ressortir. Comme les parois sont partiellement absorbantes, il a très probablement été absorbé avant de pouvoir ressortir. Cette petite ouverture approche alors de très près le corps noir idéal de température T.

3.2 Équilibre thermique [1]

Supposons un corps noir en équilibre radiatif avec le rayonnement et d'autres corps opaques présents. On a donc $\phi^R = 0$ ce qui implique l'égalité :

$\phi_a = \phi_e = \phi_i = \phi_p = \phi^0$ sur l'ensemble du spectre.

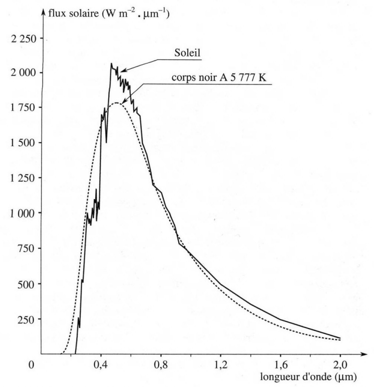
Il n'y a donc qu'un seul flux surfacique à considérer ; le corps noir en équilibre radiatif émet tout le rayonnement qu'il absorbe et renvoie tout le rayonnement qu'il reçoit.

$\boxed{\text{Tous les flux sont égaux et indépendants de la nature du corps}}$.

Si on suppose de plus l'équilibre thermodynamique à la température T, les flux obéissent à la loi de Planck et aux lois qui en découlent. En particulier, on obtient $\phi_a = \phi_e = \sigma T^4$ d'après la loi de Stefan.

Le rayonnement émis par un corps noir ne dépend que de sa température et en rien de sa nature, c'est-à-dire des atomes qui le constituent. C'est pour cette raison qu'on parle *du* corps noir, sous-entendu que sa nature n'a pas d'importance.

L'équilibre thermodynamique est une condition restrictive, mais il est possible d'étendre ces notions à un corps noir à l'équilibre thermodynamique local. Pour cela, on suppose que les couches superficielles du corps noir sont localement isothermes. Cela n'implique pas l'équilibre thermodynamique avec les autres parties du système, en particulier avec les couches internes. Par conséquent, on ne connaît pas les propriétés du rayonnement à l'intérieur du système. On ne peut alors rien dire sur le flux surfacique incident et par ricochet sur le flux surfacique absorbé.



Cependant, le rayonnement émis provient exclusivement de l'émission spontanée par les atomes de la couche superficielle. Le rayonnement émis par les couches plus profondes ne sera pas perçu car totalement absorbé par les couches superficielles (corps noir). Dans ces conditions, il est toujours possible d'appliquer $\boxed{\phi_e = \sigma T^4}$ avec T la température de la couche superficielle.

Par exemple, l'étude du rayonnement du soleil montre qu'il est voisin de celui d'un corps noir de température de l'ordre de 6000 degrés. C'est la température moyenne de la couche superficielle responsable de l'émission, la photosphère. Les couches plus profondes du soleil sont de température beaucoup plus élevée (10^7 K) mais leur rayonnement est absorbé par la photosphère. Comme présenté ci-contre, le rayonnement du soleil peut être considéré avec une assez bonne approximation comme celui d'un corps noir.

La loi de Kirchhoff, plus générale, indique qu'un corps émet d'autant plus qu'il est bon absorbeur. Pour un corps opaque, $\phi_e = \epsilon\sigma T^4$ avec $\epsilon \leq 1$ le coefficient moyen d'émissivité, égal à 1 pour un corps noir. L'émissivité dépend de plusieurs facteurs : la température, la direction du rayonnement et sa longueur d'onde, l'état de la surface. On suppose parfois, par commodité, qu'elle ne dépend pas de la longueur d'onde : c'est l'approximation du corps gris.

3.3 Application [4]

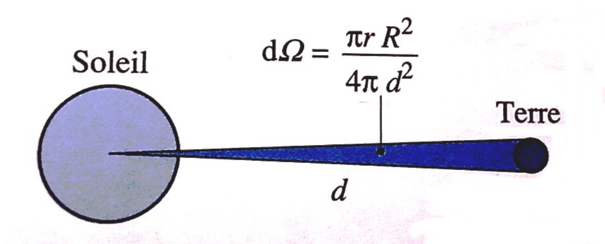
Rayonnement reçu par la Terre sans atmosphère :

Hypothèses : le Soleil et la Terre sont assimilable à des corps noirs sphériques de températures T_S et T_T. Comme ces corps sont à l'équilibre thermique local, on peut utiliser la loi de Planck (et donc celle de Wien et de Stefan).

On donne le rayon terrestre R_T = 6400 km, le rayon du soleil R_S = 6.97 10^5 km, la distance terre-soleil d = 1.44 10^8 km, et la longueur d'onde du maximum du spectre solaire, λ_m = 520 nm.

Quelle est la température de la Terre ?

Avec la loi de Wien, on obtient $T_S \simeq 5600$ K. Selon la loi de Stefan, on sait que $\phi_e = \sigma T_S^4$ ce qui nous donne une puissance totale émise de $\sigma T_S^4 4\pi R_S^2$.



La projection de la Terre sur la normale au rayonnement est un cercle de rayon R_T. La fraction de la puissance émise par le Soleil reçue par la Terre est donc :

$$P_{reçue} = \sigma T_S^4 4\pi R_S^2 \frac{\pi R_T^2}{4\pi d^2} = 1,68.10^{17} W.$$

En équilibre thermique, la Terre doit réémettre toute la puissance qu'elle reçoit et sa température T_S est constante.

- Si la Terre est assimilée à un corps noir : $P_{émise} = P_{reçue} = \sigma T_T^4 4\pi R_T^2$ soit $T_T = T_S\sqrt{\frac{R_S}{2d}} \simeq 275K$.
- Si on tient compte de l'albédo de la Terre (c'est-à-dire la fraction de rayonnement réfléchi par la Terre, que l'on peut relier au coefficient d'émissivité) valant A = 0.30 :

$$P_{émise} = (1 - 0.30)\sigma T_T^4 4\pi R_T^2 \text{ soit } T_T = T_S\sqrt{\frac{R_S}{2d}}(1-A)^{(1/4)} \simeq 251K.$$

Cette température basse ne correspond pas à la température moyenne mesurée à la surface de la Terre, qui est plutôt aux alentours de 295 K. Cette différence provient essentiellement de l'atmosphère : cette dernière renvoie vers la Terre une partie de l'énergie que celle-ci rayonne. C'est l'effet de serre.

Rayonnement reçu par la Terre avec atmosphère (s'il reste du temps) :

On tient compte de l'atmosphère en la modélisant par un écran de faible épaisseur par rapport au rayon terrestre. De plus, on suppose que :

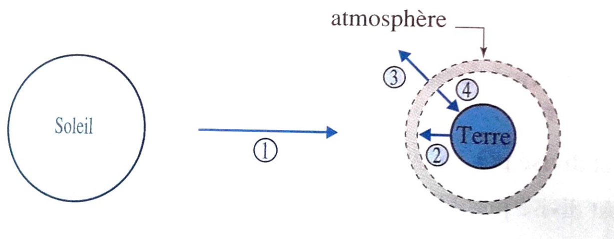
- l'atmosphère absorbe une fraction $\alpha = 0.5$ du rayonnement solaire et la Terre $1 - \alpha$

- la Terre absorbe la totalité du rayonnement de l'atmosphère vers la Terre et l'atmosphère absorbe une fraction $\beta = 0.9$ du rayonnement terrestre, en notant T'_T la température d'équilibre thermique de la Terre.
- l'atmosphère est considérée comme un corps noir de température T_a.

On effectue des bilans thermiques pour la Terre puis pour l'atmosphère :

$$\text{Terre :}\quad \underbrace{(1-\alpha)\sigma T_S^4 4\pi R_S^2 \frac{\pi R_T^2}{4\pi d^2}}_{\text{(1) absorption du rayonnement solaire}} + \underbrace{\beta\sigma T_a^4 4\pi R_T^2}_{\text{(4) puissance rayonnée par l'atmosphère vers la Terre}} = \underbrace{\sigma T_T'^4 4\pi R_T^2}_{\text{(2) puissance rayonnée par la Terre}}$$

$$\text{Atmosphère :}\quad \underbrace{\alpha\sigma T_S^4 4\pi R_S^2 \frac{\pi R_T^2}{4\pi d^2}}_{\text{(1) absorption du rayonnement solaire}} + \underbrace{\beta\sigma T_T'^4 4\pi R_T^2}_{\text{(2) absorption du rayonnement terrestre}} = \underbrace{2\sigma T_a^4 4\pi R_T^2}_{\text{(1)+(2) puissance rayonnée par l'atmosphère}}$$



De plus, on a vu que $\sigma T_S^4 4\pi R_S^2 \frac{\pi R_T^2}{4\pi d^2} = \sigma T_T^4 4\pi R_T^2$, donc on peut simplifier les deux équations précédentes en :

$$\alpha T_T^4 + \beta T_T'^4 = 2\beta T_a^4$$
$$(1-\alpha)T_T^4 + \beta T_a^4 = T_T'^4$$

On obtient : $T_T'^4 = \frac{2-\alpha}{2-\beta} T_T^4$ soit $T'_T \simeq 297$ K.

La présence de l'atmosphère augmente donc la température moyenne de la Terre. Même avec ce modèle très simplifié (corps noir, albédo négligé et coefficients α et β..) la valeur théorique est très proche de la valeur mesurée, et bien supérieure au modèle sans atmosphère.

Conclusion

Nous avons pu voir dans cette leçon que le rayonnement d'équilibre thermique présentait un spectre d'énergie continu, défini par la loi de Planck, qui n'est elle-même fonction que de la température du corps et de la fréquence, et pas de la nature du corps considéré. Les lois qui découlent de la celle de Planck permettent de comprendre de nombreuses applications de la vie quotidienne, comme les caméras infrarouges ou l'effet de serre, un phénomène naturel qui permet d'obtenir une température terrestre confortable (à condition, bien sûr, qu'il ne s'emballe pas). L'étude du rayonnement du corps noir est aussi ce qui a permis d'aboutir à la notion de quantification de l'énergie et donc à la mécanique quantique.

Commentaires