Rayonnement thermique

I Lois du rayonnement thermique

1. Émittance
2. Corps noir et loi de Stefan
3. Lois de Planck et de Wien
4. Exemples

II Effet de serre

1. Principe : serre d'horticulture
2. Température du globe terrestre sans atmosphère
3. Température du globe terrestre avec atmosphère
4. Bilan thermique terrestre détaillé

I Lois du rayonnement thermique

Le programme officiel précise que les énoncés de concours doivent vous rappeler ces lois. J'exige cependant que vous connaissiez la définition d'un corps noir, la loi de Stefan et la loi de Wien, c'est à dire les trois encadrés sur fond gris.

I.1 Émittance

Les particules situées à la surface d'un corps sont soumises à un mouvement d'agitation thermique. En « vibrant », elles produisent des champs électromagnétiques qui transportent de l'énergie et, en conséquence, un certain flux de chaleur est émis dans l'espace environnant. Ce phénomène très courant se nomme *rayonnement thermique* (RT) et nous pouvons en citer quelques exemples.

— Un poêle à bois procure une douce chaleur et, en tendant les mains vers sa surface, on ressent nettement le rayonnement thermique qu'il émet.

— Le métal très chaud manipulé par les forgerons rougeoie parce qu'il produit un rayonnement thermique visible.

— Les ampoules à incandescence produisent de la lumière grâce au RT émis par un filament chauffé à blanc.

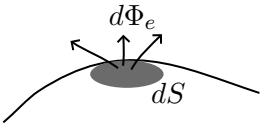
— Les caméras infrarouges captent le RT émis par les objets pour en déduire leur température.

— Le Soleil brille essentiellement par rayonnement thermique (partie 1.3).

— L'univers tout entier est empli d'un rayonnement micro-onde appelé « fond diffus cosmologique », fossile du rayonnement thermique émis peu après le big-bang.

Soit $d\Phi_e$ (en watt) le flux émis par un élément d'aire dS de la surface de l'objet. On pose

$$\boxed{d\Phi_e = \varphi_e \, dS \qquad \text{ou} \quad \varphi_e = \frac{d\Phi_e}{dS}} \quad .$$



La grandeur φ_e s'exprime en $\mathrm{W.m^{-2}}$ et se nomme « émittance » et souvent notée M dans les ouvrages spécialisés. Elle possède la même dimension que j dans la loi de Fourier et il ne faut pas la confondre avec Φ_e (phi majuscule) qui est un flux thermique en watts. Un objet étendu dont la surface présente une aire S émet par rayonnement thermique le flux

$$\Phi_e = \int_{\mathcal{S}} \varphi_e \, dS \quad .$$

Le plus souvent φ_e est uniforme et $\Phi_e = \varphi_e S$. On prendra garde à ne pas confondre ce flux émis, produit par le corps lui-même, et celui qu'il pourrait réfléchir parce que d'autre corps l'illumineraient.

Le rayonnement thermique est isotrope, c'est à dire qu'il est émis de la même manière dans toutes les directions.

I.2 Corps noir et loi de Stefan

Les lois du rayonnement thermique reposent sur la notion de *corps noir*.

Définition
On appelle corps noir un corps qui absorbe tout rayonnement qui atteint sa surface.

Le corps noir est un modèle idéal dont certains objets réels se rapprochent, au moins sur certains domaines de longueur d'onde. Par exemple, un objet de couleur noire absorbe tout le rayonnement du spectre visible.

On devine aisément qu'un objet émet d'autant plus de rayonnement qu'il est plus chaud. Cette idée trouve son expression formelle dans la loi de Stefan, qui fait intervenir la température T de la surface de l'objet, *exprimée en kelvins.*

Loi de Stefan
L'émittance d'un corps noir est donnée par $\varphi_e = \sigma T^4$ avec $\sigma = 5,67.10^{-8}\,\mathrm{W.m^{-2}.K^{-4}}$.

Pour mieux décrire la réalité, on modélise certains objets comme des « corps gris ». Il sont caractérisés par un paramètre sans dimension $\epsilon \in [0,1]$, nommé « émissivité ». Pour un corps gris, on a

$$\varphi_e = \epsilon \, \sigma T^4 \quad .$$

Une propriété à première vue étonnante relie ϵ à l'absorbance a du matériau. L'absorbance est la fraction du rayonnement incident qu'un matériau absorbe. Selon la loi de Kirchoff, on a

$$\epsilon = a \quad .$$

Le cas particulier du corps noir correspond à $a = 1$ (il absorbe tout) et donc $\epsilon = 1$. Au contraire, pour un objet très réfléchissant (et donc peu absorbant), a prendre une valeur bien plus basse. Par exemple, si $a = 10\%$, $\epsilon = 0,1$ et $\varphi_e = 0,1 \times \sigma T^4$: le corps n'émet qu'un dixième du rayonnement thermique qu'émettrait un corps noir de même température.

On peut encore raffiner la description de la réalité en remarquant que a (et donc ϵ) peuvent dépendre de la longueur d'onde. Par exemple, le verre est très absorbant pour les infrarouges (a proche de 1), mais très peu pour le visible. Il convient dans ce cas de s'intéresser au rayonnement émis à chaque longueur d'onde et d'introduire une fonction $a(\lambda) = \epsilon(\lambda)$ décrivant le comportement spectral du matériau. Nous le ferons de manière grossière lors de l'étude de l'effet de serre.

I.3 Loi de Planck et loi de Wien

Le rayonnement émis par un corps noir ne présente pas une longueur d'onde bien définie. Il se répartit au contraire sur tout le spectre électromagnétique et, pour le décrire, on introduit une densité spectrale d'émittance $\varphi_{e\lambda}(\lambda)$. Par définition, l'émittance infinitésimale dans la bande de longueur d'onde $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ est

$$\boxed{d\varphi_e = \varphi_{e\lambda}(\lambda) \, d\lambda} \qquad \varphi_{e\lambda} \quad \text{s'exprime en} \quad \mathrm{W.m^{-2}.m^{-1}} \quad \text{ou} \quad \mathrm{W.m^{-2}.\mu m^{-1}} \quad .$$

Cette densité spectrale peut être déterminée en laboratoire en mesurant la chaleur produite par un corps noir à chaque longueur d'onde. Par définition, elle prend de fortes valeurs pour les longueurs d'onde qui contribuent fortement au rayonnement et de faibles valeurs pour celles qui y contribuent peu. À température ambiante par exemple, on constate d'un corps noir émet beaucoup d'infrarouges et presque pas de visible : on a donc $\varphi_{e\,\lambda}(10\mu\text{m}) \gg \varphi_{e\,\lambda}(0,6\,\mu\text{m})$.

L'expression de $\varphi_{e\,\lambda}(\lambda)$ a été établie par Max Planck en 1900.

$$\boxed{\varphi_{e\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}} \quad .$$

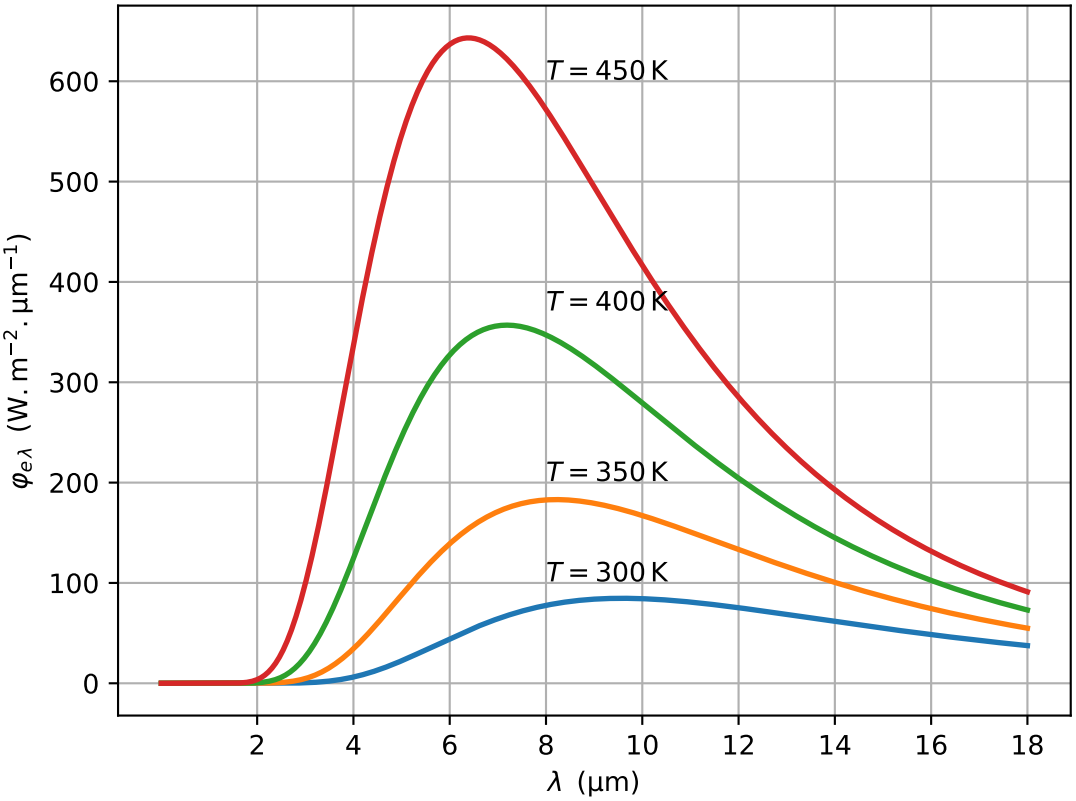


FIGURE 1 – Loi de Planck : représentation de $\varphi_{e\lambda}(\lambda)$ à diverses températures. Plus la température augmente, plus le maximum se décale vers les petites longueurs d'onde, ce qu'exprime la loi de Wien. Quand T augment, l'aire sous la courbe augmente fortement, ce qu'exprime la loi de Stefan.

Le graphe de $\varphi_{e\lambda}(\lambda)$ est représenté sur la figure (1) pour diverses températures. À une température T donnée, $\varphi_{e\lambda}$ présente un maximum atteint pour une certaine longueur d'onde λ_{max}. Lorsque T augmente, la position de ce maximum se décale vers la gauche, c'est à dire vers les petites longueurs d'onde. Ces constatations peuvent être confirmées en cherchant une annulation de la dérivée de $\varphi_{e\lambda}$ et on démontre ainsi qu'il existe une constante C telle que $\lambda_{\text{max}}T = C$. Ce résultat constitue la loi de Wien que vous devez retenir, sans toutefois mémoriser la valeur de C.

Loi de Wien
La longueur d'onde à laquelle la densité spectrale d'émittance du corps noir est maximale vérifie

$$\lambda_{\text{max}}T = Cste = 2898\,\mu\text{m K} \quad .$$

L'interprétation de la loi de Wien est la suivante. Plus un corps est chaud, plus ses atomes s'agitent et plus grande est leur propension à émettre des photons plus énergétiques. Comme l'énergie d'un photon s'exprime par

$E = h\nu = hc/\lambda$, un corps plus chaud a tendance à émettre une plus forte proportion de photons de courte longueur d'onde.

La loi de Planck permet aussi de retrouver la loi de Stefan. En effet, l'émittance totale d'un corps noir s'obtient par intégration sur les longueurs d'onde :

$$\varphi_e = \int_0^\infty \varphi_{e\lambda}(\lambda)d\lambda = \int_0^\infty \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}}-1}d\lambda \quad .$$

Le changement de variable $x = \frac{hc}{\lambda k_B T}$, permet d'obtenir

$$\varphi_e = \sigma T^4 \quad \text{avec} \qquad \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3c^2} \quad .$$

Si vous voulez effectuer les calculs menant à ce résultat, vous devrez utiliser l'intégrale $\int_0^\infty x^3/(e^x-1)\,dx = \pi^4/15$. Enfin, un calcul numérique montre que

$$\int_{0{,}5\lambda_{\max}}^{8\lambda_{\max}} \varphi_{e\lambda}d\lambda = 0,99\int_0^\infty \varphi_{e\lambda}d\lambda \quad .$$

Autrement dit, 99% du rayonnement est émis dans l'intervalle $[0,5\,\lambda_{\max}, 8\,\lambda_{\max}]$, avec 1% avant et 1% après. Cette remarque complète utilement la loi de Wien en précisant la manière dont la puissance se répartit sur le spectre.

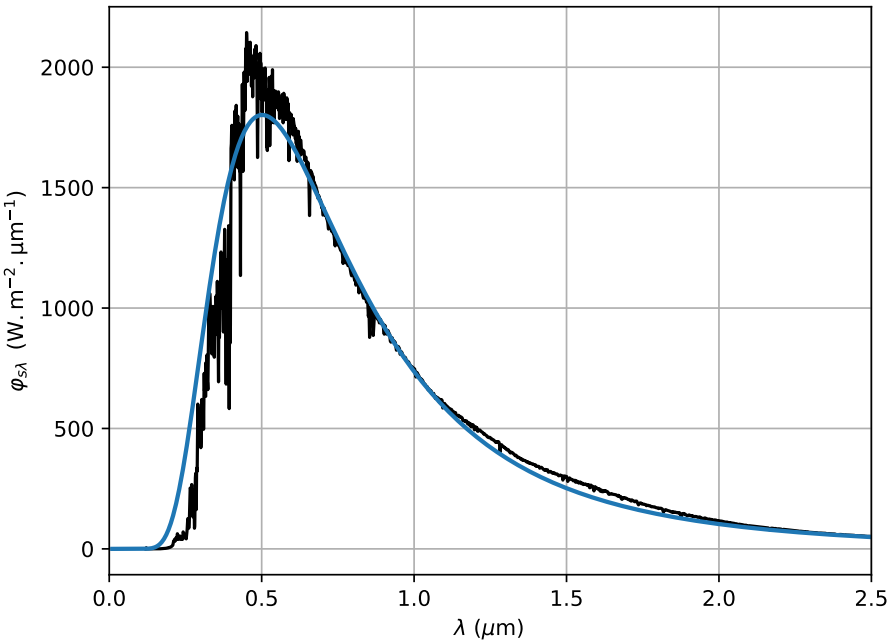


FIGURE 2 – Densité spectrale du flux solaire mesuré du dessus de l'atmosphère, et comparaison avec celui d'un corps noir de température $T = 5777\,\mathrm{K}$.

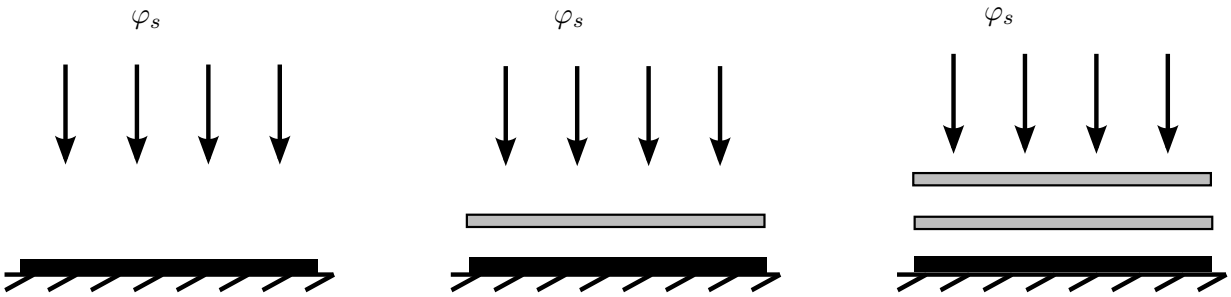


FIGURE 3 – Température d'une plaque noire au soleil, avec éventuellement la présence de vitres pour modéliser le fonctionnement d'une serre.

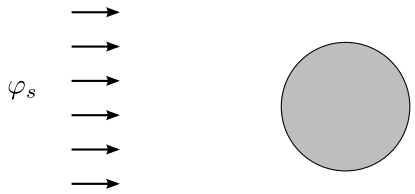


FIGURE 4 – Estimation de la température de la Terre sans atmosphère

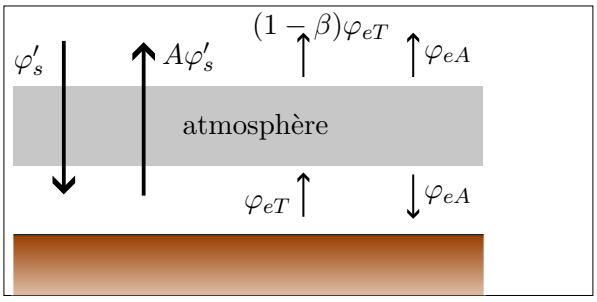


FIGURE 5 – Estimation de la température de la Terre avec prise en compte de l'atmosphère, supposée partiellement absorbante pour les IR. On raisonne avec le flux moyen $\varphi'_s = \varphi_s/4 = 342\,\mathrm{W.m^{-2}}$.

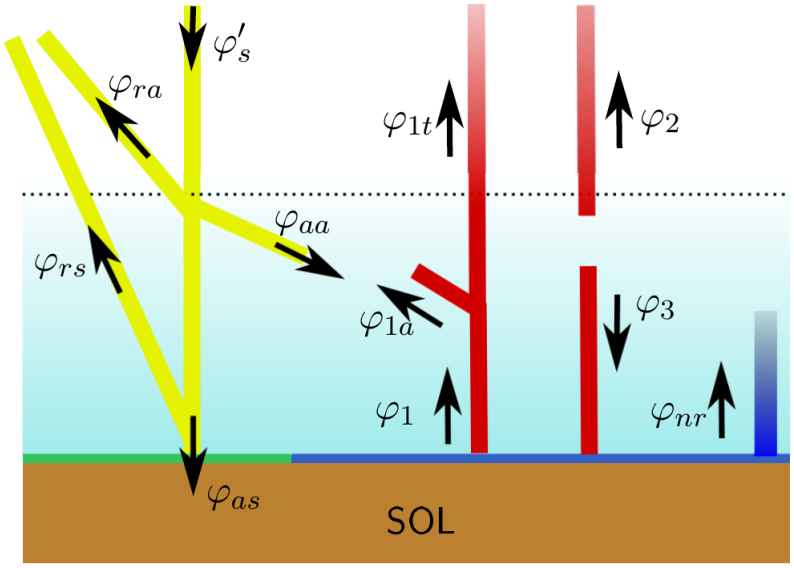


FIGURE 6 – Bilan thermique de la Terre. Données GIEC 2002, cités par M.A. Mélières (site du CNRS). Voir aussi l'article *Earth's global energy budget*, K. Trenberth, J.T. Fasullo, J. Kiehl, American Meteorological Society, mars 2009, p 311 (disponible en ligne). Les échanges sont caractérisés par leur flux par unité de surface.

Terme	W.m^{-2}	phénomène décrit
φ'_S	342	flux solaire moyen au dessus de l'atmosphère (visible et proche infra-rouge)
φ_{ra}	77	partie du flux solaire réfléchie par l'atmosphère
φ_{aa}	67	partie du flux solaire absorbée par l'atmosphère
φ_{rs}	30	partie du flux solaire réfléchie par le sol
φ_{as}	168	partie du flux solaire absorbée par le sol
φ_1	390	rayonnement thermique émis par le sol (infra-rouge)
φ_{1a}	350	partie du rayonnement thermique émis par le sol absorbée par l'atmosphère
φ_{1t}	40	partie du rayonnement thermique émis par le sol transmise par l'atmosphère
φ_2	195	rayonnement thermique émis par l'atmosphère vers l'espace
φ_3	324	rayonnement thermique émis par l'atmosphère vers la Terre
φ_{nr}	102	échanges non radiatifs de la terre vers l'atmosphère (cycle de l'eau avec évaporation et condensation, chauffage de l'air par le sol et ascension par convection).

TABLE 1 – Termes du bilan thermique terrestre.