

Rayonnement thermique

Introduction

I Flux thermique et notion de corps noir

I.1 Flux thermique

Lorsqu'un corps $\mathcal{C}$ reçoit un rayonnement, une partie de l'énergie incidente est réfléchiée, une autre est absorbée et le reste est transmis (figure 1.1).

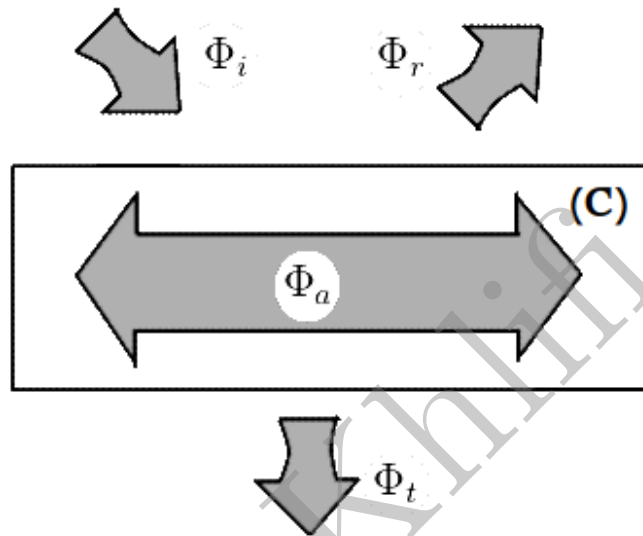


Figure 1.1

Si Φ_i , Φ_r , Φ_a et Φ_t désignent respectivement les flux thermiques incident, réfléchi, absorbé et transmis à travers $\mathcal{C}$, le principe de conservation de l'énergie suggère alors que :

$$\Phi_i = \Phi_r + \Phi_a + \Phi_t$$

En plus, dans le cas où $\mathcal{C}$ émet son propre rayonnement à un flux Φ_s , on peut alors définir un

flux thermique Φ_p partant de $\mathcal{C}$ telque :

$$\Phi_p = \Phi_r + \Phi_s$$

Le corps $\mathcal{C}$ est dit :

- **Opaque** : si le flux transmis est identiquement nul $\Phi_t = 0$. Il en résulte que $\Phi_i = \Phi_r + \Phi_a$
- **Transparent** : si le flux incident est intégralement transmis $\Phi_i = \Phi_t$. Il s'en suit que $\Phi_r = \Phi_a = 0$
- **Réfléchissant** : si le flux incident est intégralement réfléchi $\Phi_i = \Phi_r$, de sorte que $\Phi_a = \Phi_t = 0$
- **Corps noir** : si le flux incident est intégralement absorbé $\Phi_i = \Phi_a$, de sorte que $\Phi_r = \Phi_t = 0$

I.2 Notion d'un corps noir

Un corps noir est un modèle théorique de corps capable d'absorber intégralement tout rayonnement incident quelle que soit sa fréquence.

La meilleure réalisation d'un corps noir consiste à percer un petit orifice dans une enceinte à parois très absorbantes, de sorte qu'au bout de quelques réflexions à l'intérieur de l'enceinte, le rayonnement serait totalement absorbé (figure 1.2).

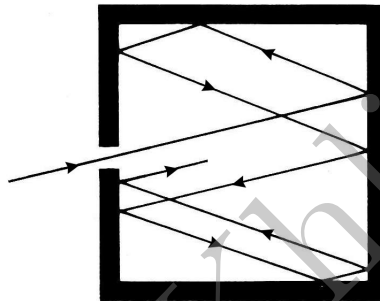


Figure 1.2: *Modèle du corps noir*

Dans la suite de ce cours, on portera notre intérêt au rayonnement émis par un corps noir.

II Rayonnement d'un corps noir

II.1 Loi de Wien

Wien montra expérimentalement qu'un corps noir porté à une température T émet un rayonnement électromagnétique centré sur une longueur d'onde moyenne λ_m telle que :

$$\lambda_m T = 2898 \mu m.K \simeq 3000 \mu m.K \quad (1.1)$$

Loi de Wien

Exemples :

- Si on peut approximer le soleil à un corps noir, celui-ci émet un rayonnement centré sur la longueur d'onde $\lambda_m \simeq 0.5 \mu m$. On peut alors, par application de la loi de Wien, estimer l'ordre de grandeur de la température à sa surface :

$$T_S \simeq \frac{2898}{0.5} \simeq 5800 K$$

- L'étoile Sirius, de couleur bleuâtre, a une longueur d'onde moyenne $\lambda_m \simeq 0.29 \mu m$, ce qui donne une température de surface plus élevée que celle du Soleil, soit

$$T_e \simeq \frac{2898}{0.29} \simeq 10000 K$$

Remarque :

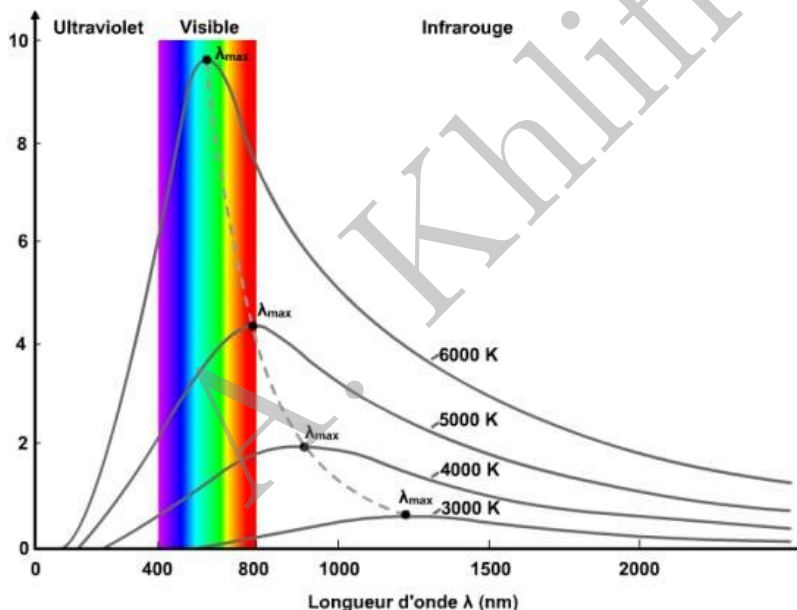


Figure 1.3: Spectres de rayonnement d'un corps noir pour différentes températures

Désignons par $\mu_{em}(\lambda) = \frac{d e_{em}}{d\lambda}$ la densité spectrale d'énergie volumique émise par un corps noir à la température T . Les courbes de $\mu_{em}(\lambda)$ sont représentées sur la figure 1.3 pour différentes valeurs de T .

II.2 Loi de Stefan-Boltzmann

Cette loi est aussi déduite de l'expérience. Elle suggère que la densité surfacique de flux thermique $\varphi_{ray} = \frac{d\Phi_{ray}}{dS}$ rayonné par un corps noir porté à une température T est donnée par :

$$\varphi_{ray} = \sigma T^4 \quad (1.2)$$

Loi de Stefan-Boltzmann

où $\sigma = 57.10^{-9} W.m^{-2}.K^{-4}$ est appelée constante de Stefan

Remarque :

On dit qu'un corps noir est en équilibre thermodynamique si le flux surfacique φ_{ray} qu'il rayonne est égal au flux thermique surfacique qu'il a absorbé, c'est-à-dire incident : $\varphi_{ray} = \varphi_{incident}$

II.3 Loi de Planck

Pour expliquer les résultats expérimentaux précédents, Planck a modélisé le corps noir par un ensemble d'oscillateurs harmoniques de fréquence ν et d'énergie $E = h\nu$ (où $h = 6.62 \cdot 10^{-34} J.s$ est appelée constante de Planck).

En s'appuyant sur les travaux de Boltzmann pour calculer le nombre de ces oscillateurs, il finit par exprimer la densité spectrale de flux surfacique $\xi(\nu) = \frac{d\varphi_{ray}}{d\nu}$ rayonné par un corps noir à la température T :

$$\xi(\nu) = \frac{2\pi h \nu^3 / c^2}{\exp(h\nu / k_B T) - 1} \quad (1.3)$$

Loi de Planck

Où $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$ est la constante de Boltzmann.

Remarques :

- On peut aussi exprimer la loi de Planck en fonction de la longueur d'onde $\lambda = c/\nu$:

$$\xi(\lambda) = \frac{2\pi h c^2 / \lambda^5}{\exp(hc / \lambda k_B T) - 1}$$

- On peut retrouver la loi de Stefan-Boltzmann (1.2) à partir de la loi de Planck. En

effet, intégrer l'expression (1.3) sur toutes les valeurs de la fréquence ν permet de remonter à l'expression de la densité surfacique de flux thermique rayonné :

$$\begin{aligned}\varphi_{ray} &= \int_{\nu=0}^{\infty} \xi(\nu) d\nu = \int_{\nu=0}^{\infty} \frac{2\pi h \nu^3 / c^2}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} d\nu \\ &= \sigma \cdot T^4\end{aligned}$$

• D'un autre coté, dans le cas où $h\nu \gg k_B T$ (*i.e.* approximation de Wien) la loi de Planck se ramène à :

$$\xi(\lambda) \simeq \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \exp\left(\frac{-hc}{\lambda k_B T}\right)$$

$\xi(\lambda)$ est maximale si $\frac{d\xi(\lambda)}{d\lambda} = 0$, soit :

$$\frac{8\pi h c}{\lambda^6} \left(\frac{hc}{\lambda k_B T} - 5 \right) \exp\left(\frac{-hc}{\lambda k_B T}\right) = 0$$

ce qui permet de retrouver la loi de Wien (1.1) :

$$\lambda T = \frac{5k_B}{hc} = cte$$