



Chapitre 1

Transferts thermiques radiatifs

1 Introduction

Un corps chaud, même placé dans le vide, émet un **rayonnement d'origine électromagnétique** dont la composition spectrale est fonction de sa température.

EXEMPLE 1. 1 Pièce métallique très chaude

Par exemple, une pièce métallique très chaude émet une lumière blanche, qui devient jaune, puis rouge, lorsque sa température décroît.

RAPPEL 1. 2 Lumière visible

Rappelons que le domaine du visible (la lumière) est compris entre 400 et 800 nm. Les rayons infrarouges ont été découverts par HERSHELL.

On peut étudier le rayonnement comme un système thermodynamique. Pour cela, on étudie le rayonnement en équilibre thermique avec les parois d'une cavité thermostatée.

DEFINITION 1. 3 Rayonnement d'équilibre

C'est un rayonnement **en équilibre thermique avec les parois de la cavité**.

Le capteur reçoit l'énergie $\delta W(T)$ entre t et $t + dt$ dans la bande spectrale $(\nu, \nu + d\nu)$ ou $(\lambda, \lambda + d\lambda)$.

Posons :

$$\varphi_\nu = \frac{\delta W}{dt d\nu dS}, \text{ le flux surfacique hémisphérique monochromatique (W. m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}\text{).}$$

$$\varphi_\lambda = \frac{\delta W}{dt d\lambda dS}, \text{ le flux surfacique hémisphérique spectrique (W. m}^{-3}\text{).}$$

NOTATION 1. 4 Pour le rayonnement d'équilibre

On notera pour le rayonnement d'équilibre : $\varphi_{\nu, \text{éq}}$ et $\varphi_{\lambda, \text{éq}}$.

REMARQUE 1. 5

Naturellement, on a $\varphi_\lambda |d\lambda| = \varphi_\nu |d\nu|$ (c'est la même énergie δW).

RAPPEL 1. 6

On a $\nu = \frac{c}{\lambda}$ (λ est la longueur d'onde dans le vide). Et donc $d\nu = -c \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2}$.

2 Propriété du rayonnement d'équilibre

PROPRIETE 2. 1 Spectre du rayonnement d'équilibre

Le spectre du rayonnement d'équilibre est :

- **continu**,
- **indépendant de la nature des parois opaques utilisées**,
- **indépendant de l'emplacement des capteurs** (ce qui suggère que le rayonnement est à *distribution homogène*),
- **indépendant de l'orientation des capteurs** (ce qui suggère que le rayonnement est à *distribution isotrope*).

Les résultats expérimentaux sont en accord avec les lois suivantes :

- *Aux courtes longueurs d'ondes :*

PROPRIETE 2. 2 Loi de WIEN

$$\varphi_{\lambda, \text{éq}} = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda k T}}$$

- *Aux grandes longueurs d'ondes :*

PROPRIETE 2. 3 Loi de RAYLEIGH-JEAN'S

$$\varphi_{\lambda, \text{éq}} = c_1' \frac{T}{\lambda^4}$$

On a voulu extrapoler cette loi aux courtes longueurs d'ondes. Problème : catastrophe U.V. ($\varphi_\lambda \rightarrow \infty$ quand $\lambda \rightarrow 0$). Il faut attendre PLANCK pour proposer une loi permettant de décrire toutes les mesures :

PROPRIETE 2. 4 Loi de PLANCK

$$\varphi_{\lambda, \text{éq}} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1 \right)}$$

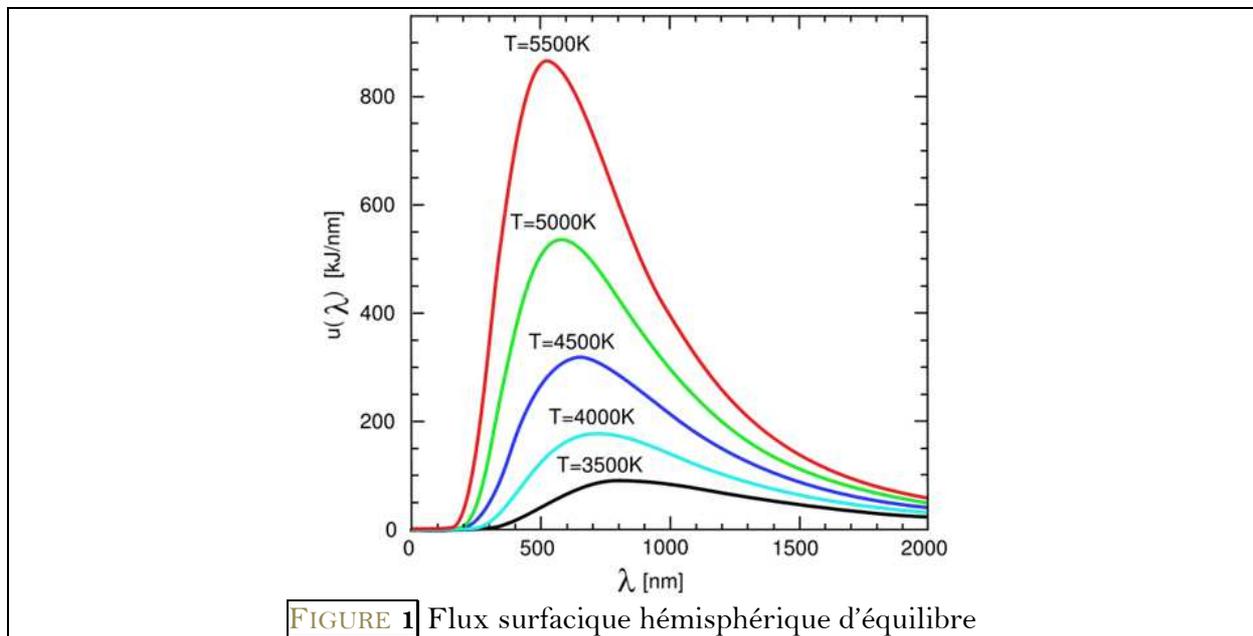
$$\varphi_{\nu, \text{éq}} = \frac{2\pi h}{c^2} \nu^3 \cdot \frac{1}{e^{kT} - 1}$$

h est la **constante de PLANCK** :

$$h = 6,626075540 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$$

GRAPHIQUE 2. 5

La loi de PLANCK fait apparaître un maximum d'énergie pour une certaine longueur d'onde λ_M (FIGURE 1).



THEORIE 2. 6 Idées de PLANCK

- parois = oscillateurs unidimensionnels de fréquence propre ν ,
- l'énergie moyenne du rayonnement émis par un oscillateur (ν) est un multiple d'une quantité e_0 : $e_0, 2e_0, 3e_0, \dots$
- pour identifier e_0 , on compare la formule obtenue aux résultats, pour trouver $e_0 = h\nu$.

THEORIE 2. 7 Explication actuelle de la loi de PLANCK

C'est le rayonnement d'équilibre qui est quantifié (photons d'énergie $h\nu$).

Soit n_ν le nombre de photons par unité de volume ayant une fréquence dans $(\nu, \nu + d\nu)$.

Soit du l'énergie interne du gaz de photons en équilibre thermique à T .

Par définition, $u_\nu = \frac{du^2}{d\nu d\nu} = n_\nu h\nu$.

n_ν n'est pas une statistique de BOLTZMAN (en $Ae^{\frac{-E}{kT}}$) mais une statistique (quantique) de BOSE-EINSTEIN.

$$n_\nu = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \text{ en } \text{m}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1}.$$

DEFINITION 2. 8 Angle solide

$d\Omega = \frac{d\Sigma}{R^2}$ est l'angle solide sous lequel on voit une partie de l'espace du point O. L'angle solide est une grandeur sans dimension, on l'exprime en stéradian sr).

C'est la surface découpée sur une sphère de rayon 1 m par le cône de sommet O.

L'espace entier est vu sous $4\pi \cdot 1^2 = 4\pi$ sr. Un demi-espace est vu sous $\frac{4\pi \cdot 1^2}{2} = 2\pi$ sr.

RESULTAT 2. 9

$$\varphi_{\nu, \text{éq}} = \frac{c}{4} u_{\nu, \text{éq}} = \frac{c}{4} n_\nu h\nu.$$

3 Autres propriétés déduites de PLANCK

PROPRIETE 3. 1 Loi du déplacement de WIEN

$$\lambda_M T = \text{cste} = 2898 \text{ } \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

avec λ_M en μm , la longueur d'onde pour laquelle $\varphi_{\lambda, \text{éq}}$ est maximum et T en K.

En passant par $\frac{d \ln \varphi_{\lambda, \text{éq}}}{d\lambda} = 0$, équation numérique : $\left(\frac{hc}{kT\lambda_M} - 5 \right) e^{\frac{hc}{kT\lambda_M}} + 5 = 0$ avec $\frac{hc}{kT\lambda_M} = 4,965$.

RAPPEL 3. 2 Constante de BOLTZMAN

$$k = \frac{R}{\mathcal{N}_A}$$

où \mathcal{N}_A est le nombre d'AVOGADRO.

PROPRIETE 3. 3 Distribution de l'énergie radiative

98 % de l'énergie radiative se trouve dans l'intervalle $\left[\frac{\lambda_M}{2}, 8\lambda_M \right]$

PROPRIETE 3.4 Loi de STEFAN

$$\varphi_{\text{éq}} = \sigma T^4$$

pour un rayonnement de température T . C'est le **flux surfacique d'équilibre**, en W.m^{-2} .

DEMONSTRATION 3.5 Loi de STEFAN

On l'obtient par $\int_0^\infty \varphi_{\lambda,\text{éq}} d\lambda = \int_0^\infty \varphi_{\nu,\text{éq}} d\nu$.

Par exemple $\varphi_{\text{éq}} = \int_0^\infty \frac{2\pi h\nu^3 d\nu}{c^2 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)}$ et en posant $x = \frac{h\nu}{kT}$, on a $\varphi_{\text{éq}} = \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$.

On trouve la loi de STEFAN avec $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$.

4 Bilans matière/rayonnement

4.1 Emission/absorption

DEFINITION 4.1.1 Emission

C'est la conversion (d'une partie) d'énergie interne en rayonnement électromagnétique.

DEFINITION 4.1.2 Absorption

C'est le mécanisme inverse, c'est-à-dire la conversion d'un rayonnement électromagnétique en énergie interne.

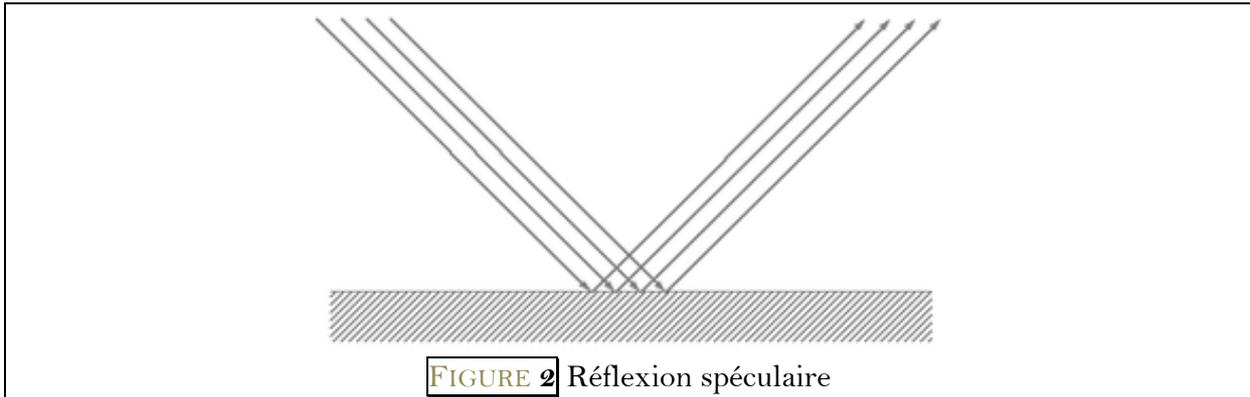
REMARQUES 4.1.3

- Si un corps peut absorber, il peut aussi émettre (et réciproquement).
- Autres types de conversion : luminescence, rayonnement synchrotron.

4.2 Réflexion/transmission

DEFINITION 4.2.1 Réflexion spéculaire

La réflexion est dite *spéculaire* (FIGURE 2) lorsque le rayon incident donne naissance à un rayon réfléchi unique (et les lois de DESCARTES s'appliquent). Idéalement, l'énergie du rayon incident se retrouve totalement dans le rayon réfléchi. En pratique, une partie de l'énergie peut être absorbée ou diffusée au niveau de l'interface.

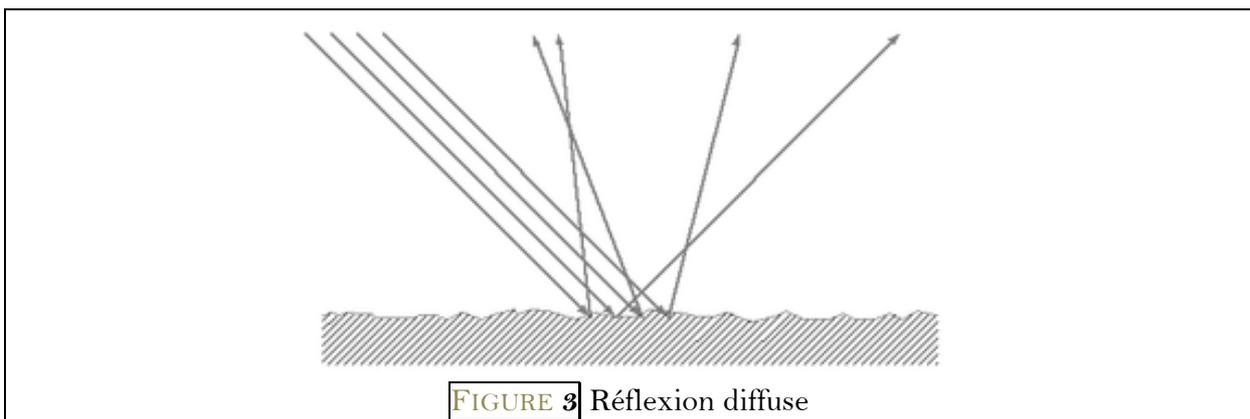


La qualité de la réflexion dépend de la qualité de l'interface, dès que la taille des défauts de l'interface est inférieure à l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, l'interface tend à devenir parfaitement réfléchissante. C'est pourquoi une surface de métal brut qui diffuse fortement devient parfaitement réfléchissante quand on la polit (on l'abrase jusqu'à ce que la taille des défauts soit comparable à la longueur d'onde de la lumière).

Si l'on considère un miroir pour la lumière visible, la taille des défauts ne doit pas excéder quelques centaines de nanomètres. Pour les ondes radio ou les ondes radar, ces défauts peuvent être de l'ordre de quelques centimètres ; au lieu de construire des miroirs dont la surface métallique est uniforme, on peut se contenter d'une surface plus grossière de type « grillage ».

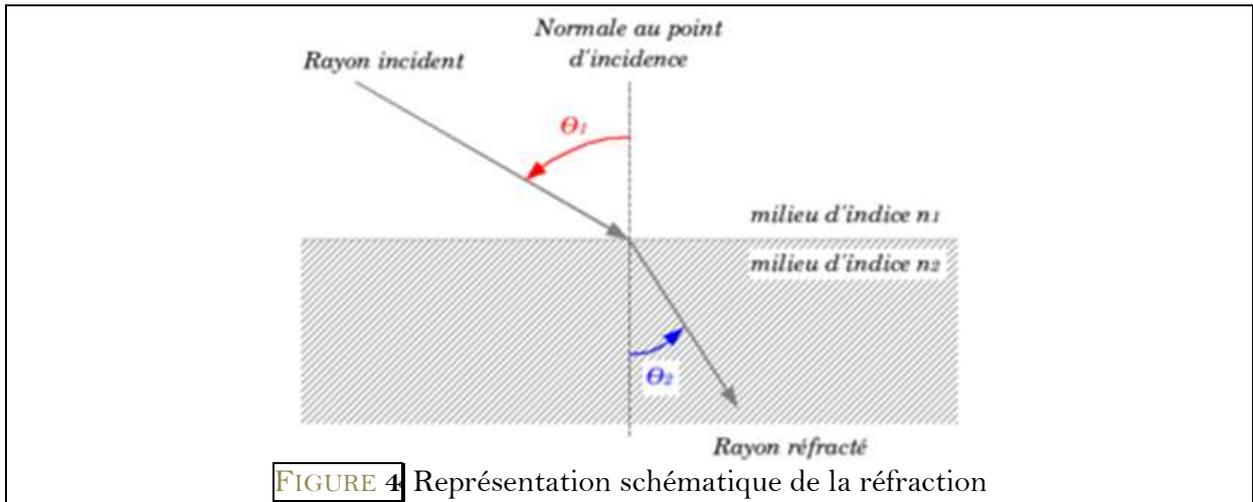
DEFINITION 4.2.2 Réflexion diffuse

La *réflexion diffuse* (**FIGURE 3**) intervient sur les surfaces irrégulières, la lumière est réfléchie dans un grand nombre de directions et l'énergie du rayon incident est redistribuée dans une multitude de rayons réfléchis. Une application courante est l'écran de cinéma. Cette diffusion permet de créer, de la manière la plus simple possible, une source ponctuelle (dite isogène) à partir du simple impact d'un seul rayon lumineux sur une surface diffusante.



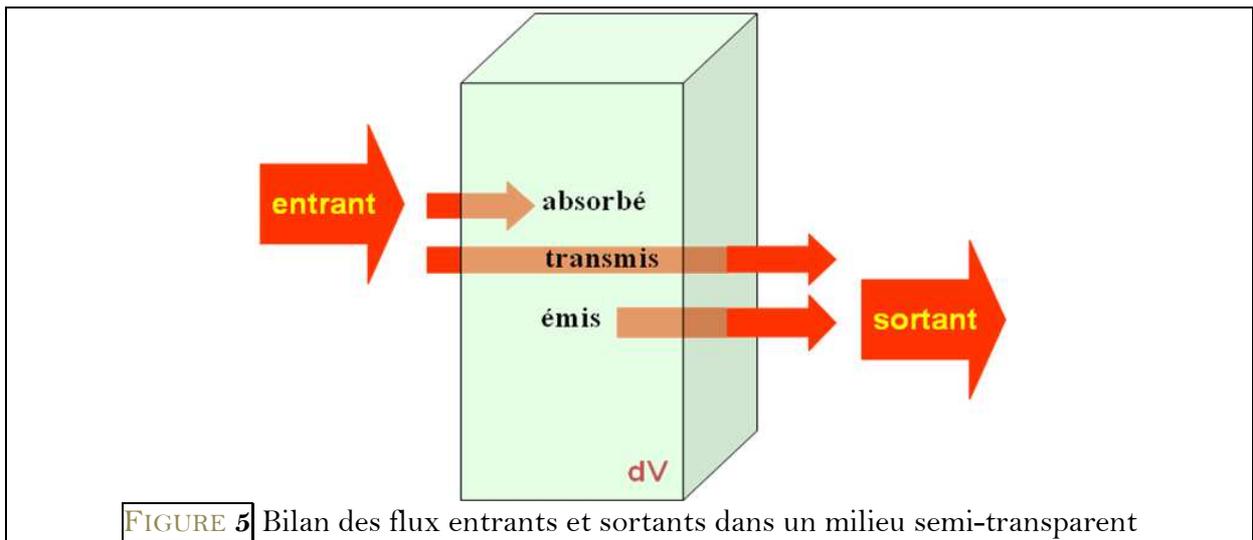
DEFINITION 4.2.3 Transmission

Le rayon est *transmis* lorsqu'il traverse un dioptre séparant deux couches d'indice différent. Le rayon est alors réfracté (**FIGURE 4**) selon les lois de DESCARTES.



BILAN 4.2.4

En **FIGURE 5**, un bilan des flux entrants et sortants dans un milieu semi-transparent :



4.3 Corps transparent/corps opaque

DEFINITION 4.3.1 Corps transparent

Un *corps transparent* est un corps transmettant tout le rayonnement incident, $\forall \lambda, \forall \vec{u}$.

CONSEQUENCES 4.3.2

Il n'y a pas de réflexion, pas d'absorption et donc pas d'émission.

DEFINITION 4.3.3 Corps opaque

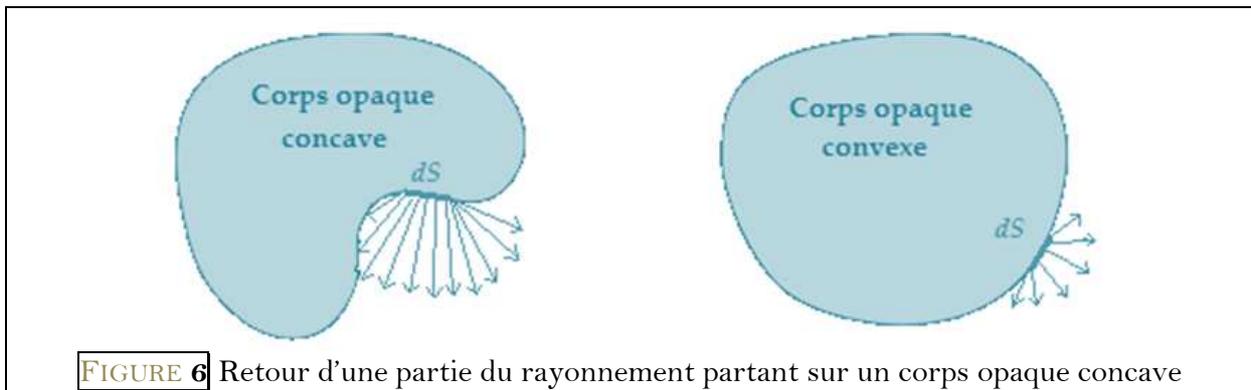
Un corps opaque est un corps ne transmettant aucun rayonnement incident, $\forall \lambda, \forall \vec{u}$.

CONSEQUENCES 4.3.4

Il peut donc réfléchir le rayonnement. Il peut absorber, et donc émettre.

REMARQUES 4.3.5 Corps concaves, corps convexes

Pour un corps opaque concave, une partie du rayonnement partant de dS peut revenir sur le corps opaque (FIGURE 6) ce qui complique l'analyse thermique. C'est pourquoi l'étude des corps opaques concaves n'est pas au programme. Nous ne considérerons donc par la suite que des corps convexes.



4.4 Les divers flux radiatifs

$\varphi_{\alpha, \lambda_{\infty}}$: flux surfacique hémisphérique spectrique de type de type α .

$$\varphi_{\alpha} = \int_0^{\infty} \varphi_{\alpha, \lambda} d\lambda \text{ en W.m}^{-2}.$$

$$\Phi_{\alpha} = \iint_S \varphi_{\alpha} dS \text{ en W.}$$

Pour des raisons historiques, on a $\varphi_{\alpha} \geq 0$.

α	incident	réfléchi	absorbé	émis	partant
φ_{α}	φ_i	φ_r	φ_a	φ_e	φ_p

DEFINITION 4.4.1 Flux surfacique partant

Le flux surfacique partant $\varphi_{p, \lambda}$ est défini par :

$$\varphi_{p, \lambda} = \varphi_{r, \lambda} + \varphi_{e, \lambda}$$

ou

$$\varphi_p = \varphi_r + \varphi_e$$

DEFINITION 4.4.2 Flux surfacique radiatif

Pour un corps opaque convexe, on définit le *flux surfacique radiatif* par

$$\varphi_{R,\lambda} = \varphi_{e,\lambda} - \varphi_{a,\lambda}$$

traduisant un bilan (algébrique) radiatif, ou

$$\Phi_R = \Phi_e - \Phi_a$$

Il est exprimé en $\mathbf{W \cdot m^{-2}}$.

ATTENTION 4.4.3 Algébrisation du flux surfacique radiatif

Il faut choisir une orientation (FIGURE 7) pour algébriser $\varphi_{R,\lambda}$.

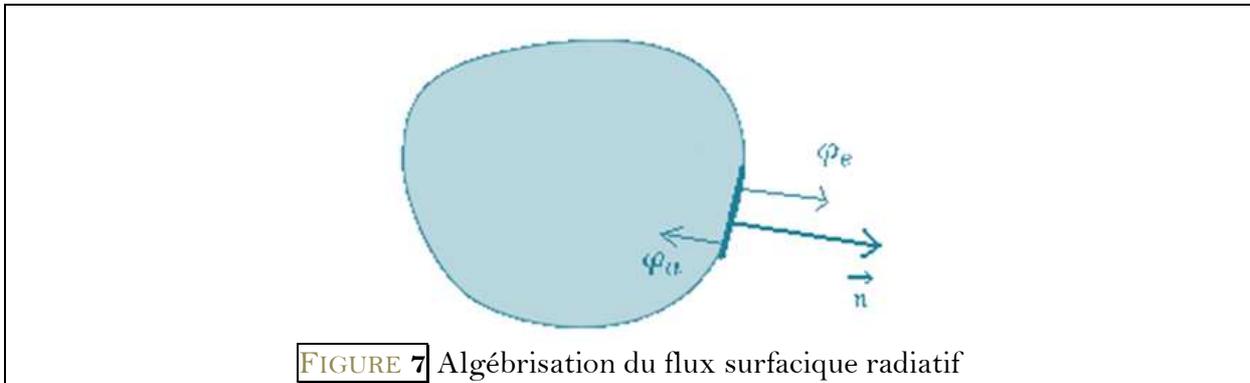


FIGURE 7 Algébrisation du flux surfacique radiatif

DEFINITION 4.4.4 Equilibre radiatif d'un corps opaque convexe

On dit qu'un corps opaque convexe est en *équilibre radiatif* si $\forall \lambda, \forall M \in S, \varphi_{R,\lambda} = 0$ soit $\Phi_R = 0$ puis

$$\Phi_R = 0$$

PROPRIETE 4.4.5 Equilibre radiatif et thermodynamique

Prenons le cas d'un corps opaque immobile dans $\mathcal{R}_{\text{laboratoire}}$.

$dU = \delta Q' + \delta W + \delta Q_{\text{rayonnement}}$, avec $\delta Q_{\text{rayonnement}} = -\Phi_R dt$.

L'équilibre thermodynamique ($dU = 0, \delta W = 0$ (volume fixé)) n'implique pas l'équilibre radiatif (*i.e.* $\Phi_R = 0$) sauf si $\delta Q' = 0$.

De la même façon, l'équilibre radiatif n'implique pas nécessairement l'équilibre thermodynamique.

4.5 Corps noir

DEFINITION 4.5.1 Corps noir

Un *corps noir* est un corps opaque absorbant tout le rayonnement incident, $\forall \lambda, \forall \vec{u}$.

CONSEQUENCES 4.5.2

- Il n'y a pas de rayonnement réfléchi ($\varphi_r = 0$).
- $\varphi_p = \varphi_e + \varphi_r \equiv \varphi_e$.
- $\varphi_i = \varphi_a$.

PROPRIETE 4.5.3 Cas du corps noir en équilibre radiatif et thermodynamique à la température T

Rayonnement d'équilibre à la même température T , alors $\varphi_{i,\lambda} \equiv \varphi_{\acute{e}q,\lambda}$ (cf. loi de PLANCK).

$$\varphi_{i,\lambda}^{CN}(T) = \varphi_{i,\lambda} = \varphi_{\acute{e}q,\lambda}.$$

Puisque $\varphi_{R,\lambda}^{CN} = 0$ alors $\varphi_{e,\lambda}^{CN} = \varphi_{a,\lambda}^{CN}$.

D'où

$$\varphi_e^{CN}(T) = \varphi_a^{CN}(T) = \varphi_{\acute{e}q}(T) = \sigma T^4$$

(cf. loi de PLANCK).

PROPRIETE 4.5.4 Cas du corps noir isotherme T

Rayonnement d'équilibre à $T' \neq T$ ou autre. Dans ce cas, on n'a plus $\varphi_R = 0 \forall M$, mais on considère que les propriétés émissives de la surface du corps noir à la température T restent les mêmes.

En conséquence :

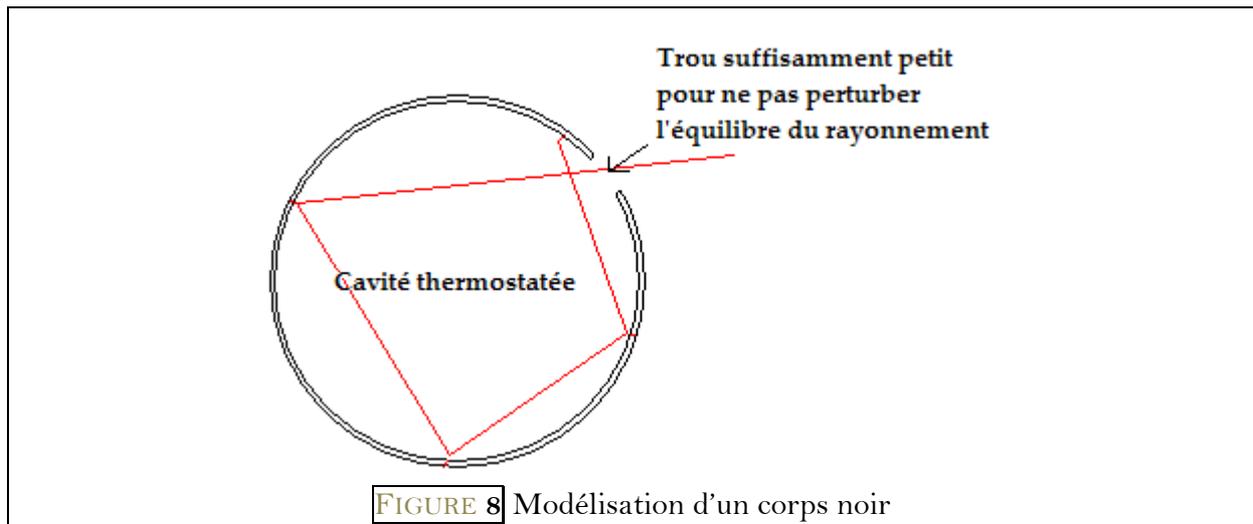
$$\varphi_{e,\lambda}^{CN}(T) = \varphi_{\acute{e}q,\lambda}(T),$$

$$\varphi_e^{CN}(T) = \sigma T^4 \text{ (cf. loi de PLANCK).}$$

EXPERIENCE 4.5.5 Réalisation du corps noir

On considère une cavité thermostatée percée d'un trou suffisamment petit pour ne pas perturber l'équilibre du rayonnement (FIGURE 8).

Tout le rayonnement incident passant par le trou peut être considéré comme absorbé (« rien » ne sort). Le corps noir est donc le trou.



COMPLEMENT 4.5.6 Corps gris

Pour un *corps gris* à la température T , $\varphi_e(T) = \mathcal{E}(T)\varphi_e^{CN}(T) = \mathcal{E}(T)\sigma T^4$, avec $\mathcal{E}(T)$ l'émissivité (hémisphérique).

On a $0 \leq \mathcal{E}(T) \leq 1$.

$\varphi_a(T) = \alpha(T)\varphi_i$.

Loi de KIRCHHOFF : $\mathcal{E}(T) = \alpha(T)$.

