

Jean Taine  
Franck Enguehard  
Estelle lacona

# **Transferts thermiques**

## Introduction aux transferts d'énergie

Cours et exercices d'application

**5<sup>e</sup> édition**

DUNOD

Illustration de couverture : © Martin Capek - Fotolia.com

<p>Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.</p> <p>Le Code de la propriété intellectuelle du 1<sup>er</sup> juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements</p>	<p>d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.</p> <p>Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).</p>
--	--



© Dunod, 1991, 1998, 2003, 2008, 2014

5 rue Laromiguière, 75005 Paris  
www.dunod.com

ISBN 978-2-10-071014-0

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.

# AVANT-PROPOS

Plus de 85 % de l'énergie consommée dans le monde passe par la combustion de réserves fossiles ou de ressources renouvelables. D'autre part, quelles que soient les technologies utilisées, la maîtrise de l'énergie nucléaire, de l'énergie solaire thermique, de la géothermie profonde ou des pompes à chaleur reposent en partie sur les transferts thermiques. De plus, les efficacités des systèmes de propulsion, de production d'énergie et, plus généralement encore, de la plupart des systèmes industriels ou d'usage courant, électroniques par exemple, dépendent aussi de la maîtrise du conditionnement thermique de ces systèmes. Les transferts thermiques constituent donc une **science clé de l'énergie**.

La cinquième édition de cet ouvrage repose sur l'expérience acquise par les trois auteurs, professeurs à l'École Centrale Paris, tant en enseignement qu'en recherche au sein du laboratoire d'énergétique moléculaire, macroscopique combustion (EM2C). Elle est organisée en deux parties :

La **première partie de l'ouvrage** « Première approche des transferts thermiques », de **niveau Licence 3**, constitue une présentation de l'ensemble de la discipline avec un minimum de formalisme. Les différents modes de transfert, par conduction, rayonnement et convection thermiques, sont progressivement introduits en privilégiant une **approche physique des phénomènes**. Dans cette partie, les applications envisagées sont généralement monodimensionnelles, de façon à éviter les difficultés d'ordre mathématique ou numérique engendrées par des géométries complexes. Dans le même esprit, les transferts convectifs sont abordés en amont d'un cours de mécanique des fluides dans cette première partie. L'accent est mis qualitativement d'abord, puis à partir des outils de l'analyse dimensionnelle, sur le couplage entre phénomènes de diffusion et de convection dans les couches limites. Cette première partie du cours est illustrée :

- d'**exercices d'application immédiate résolus**, au fil des paragraphes,
- de **problèmes de synthèse résolus**, en fin de partie. Représentatifs de la grande diversité des applications de la discipline, ils mettent en jeu les couplages entre les différents modes de transfert.

La **deuxième partie** « transferts thermiques avancés », de **niveau Master**, introduit des modèles avancés de rayonnement thermique et de transfert convectif. Le cas général des transferts radiatifs en milieu semi transparent et les cas limites des milieux optiquement minces et des milieux optiquement épais sont abordés. Une attention particulière est portée sur la modélisation des propriétés radiatives des gaz, prenant

## **Transferts thermiques. Introduction aux transferts d'énergie**

en compte l'épineux problème des corrélations spectrales. Le chapitre sur les différentes voies de modélisation des transferts turbulents intègre des développements récents de la recherche. Le chapitre « Bases physiques des transferts » constitue une innovation de cette cinquième édition. Au-delà du traitement des transferts diffusifs et radiatifs en non-équilibre et à l'équilibre thermodynamique local, ce chapitre constitue une introduction à la nanothermique. Cette deuxième partie du cours constitue aussi une référence pour les ingénieurs d'études avancées et de recherche, ainsi que pour les chercheurs.

Jean Taine, Franck Enguehard, Estelle Jacona  
Juin 2014

# INDEX DES NOTATIONS

$a, A, \mathcal{A}$	grandeur massique, volumique, totale
$a$ ( $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ )	diffusivité thermique
$b$ ( $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{1/2}$ )	effusivité
$C, c$ ( $\text{JK}^{-1}, \text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$ )	capacité thermique, capacité thermique massique
$C$ ( $\text{m}^2$ )	section efficace
$Cr$ ( $\text{WK}^{-1}$ )	débit de capacité
$c, c_0$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	célérité du rayonnement, dans le vide
$c_s$ ( $\text{kgm}^{-3}$ )	concentration d'une espèce $s$
$D_h$ (m)	diamètre hydraulique
$\mathcal{D}_{sb}$ ( $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ )	diffusivité d'une espèce $s$ dans un bain $b$
$e_\nu$	épaisseur optique
$e_p$ (m)	profondeur de pénétration
$E, e, \mathcal{E}$ ( $\text{Jm}^{-3}, \text{Jkg}^{-1}, \text{J}$ )	énergie interne volumique, massique, totale
$E$	efficacité d'un échangeur
$f, f_{ij}$	facteur de forme
$g$ ( $\text{ms}^{-2}$ )	résultante des forces massiques
$h_P$ (J.s)	constante de Planck
$h$ ( $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ )	coefficient de transfert
$H, h, \mathcal{H}$ ( $\text{Jm}^{-3}, \text{Jkg}^{-1}, \text{J}$ )	enthalpie volumique, massique, totale
$\mathbf{j}$ ( $\text{Am}^{-2}$ )	vecteur densité de courant
$k_B$ ( $\text{JK}^{-1}$ )	constante de Boltzmann
$k$ ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ )	énergie cinétique turbulente massique
$k_{VK}$	constante de Von Karman
$k'$	constante thermique turbulente inertielle
$L_m, L_{th}$ (m)	longueur d'établissement mécanique, thermique
$L_\lambda$ ( $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{st}^{-1}$ )	luminance monochromatique (ou spectrale)
$L_\nu$ ( $\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{st}^{-1}$ )	ou ( $\text{Wm}^{-2}(\text{cm}^{-1})^{-1}\text{st}^{-1}$ )
$m, \mathcal{M}, M$ (kg, kg, kg/mol)	masse, masse totale, masse molaire,
$\dot{m}$ ( $\text{kgs}^{-1}$ )	débit de masse
$\mathbf{n}, n_i$	normale orientée
N.U.T (N.T.U)	nombre d'unités de transfert
$p$ (Pa)	pression
$P, \mathcal{P}$ ( $\text{Wm}^{-3}, W$ )	puissance volumique, puissance totale
$Q$	efficacité (théorie de la diffusion)
$\mathbf{q}, q_i$ ( $\text{Wm}^{-2}$ )	vecteur flux surfacique
$r, R$ ( $\text{JK}^{-1}\text{kg}^{-1}, \text{JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$ )	constante massique, molaire des gaz parfaits

## Transferts thermiques. Introduction aux transferts d'énergie

$\mathcal{R}$ ( $\text{KW}^{-1}$ )	résistance thermique
$S_{ij}$	tenseur des taux de déformation
$T$ (K)	température
$t$ (s)	temps
$\mathbf{u}, u_i$	vecteur unitaire
$u$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	vitesse suivant $Ox$
$u$ ( $\text{Jm}^{-3}$ )	densité volumique d'énergie radiative
$v$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	vitesse suivant $Oy$
$\mathbf{v}, v_i$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	vecteur vitesse
$w$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	vitesse suivant $Oz$
$\mathbf{w} \cdot \mathbf{n}_{\text{ext}}$ ( $\text{ms}^{-1}$ )	vitesse de déplacement de l'interface
$z(0, \lambda/\lambda_m)$	fonction de distribution spectrale cumulée du rayonnement d'équilibre

### Caractères grecs

$\alpha$	absorptivité
$\beta$ ( $\text{m}^{-1}$ )	coefficient d'extinction
$\gamma$ ( $\text{m}^{-1}$ )	coefficient de pénétration (milieu diffusant isotrope)
$\gamma$ ( $\text{Nm}^{-1}$ )	tension superficielle
$\Gamma$ ( $\text{W K}^{-1}$ )	conductance thermique
$\varepsilon$	émissivité
$\varepsilon$ ( $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ )	dissipation d'énergie cinétique turbulente
$\kappa$ ( $\text{m}^{-1}$ )	coefficient d'absorption
$\eta, (\eta_\infty)$	efficacité d'une ailette, (infinie)
$\eta_\nu$ ( $\text{Wm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{st}^{-1}$ )	coefficient monochromatique d'émission
$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	longueur d'onde
$\lambda$ ( $\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ )	conductivité thermique
$\mu$ ( $\text{kgm}^{-1} \text{s}^{-1}$ )	viscosité dynamique
$\nu$ ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )	viscosité cinématique, diffusivité mécanique
$\nu$ ( $\text{Hz}$ ou $\text{cm}^{-1}$ )	fréquence ou nombre d'onde
$\Pi$ ( $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ )	production d'énergie cinétique turbulente
$\rho$ ( $\text{kgm}^{-3}$ )	masse volumique
$\rho$	réflectivité
$\sigma$ ( $\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$ )	constante de Stefan
$\sigma$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	coefficient de diffusion
$\tau$	transmittivité
$\varphi, \Phi$ ( $\text{Wm}^{-2}, \text{W}$ )	flux surfacique, flux total
$\Omega$	angle solide
$\omega$	albedo

**Nombres caractéristiques**

Bi	nombre de Biot
$C_F$	coefficient de frottement
Ec	nombre d' Eckert
Fr	nombre de Froude
Gz	nombre de Graetz
Gr	nombre de Grashof
Kn	nombre de Knudsen
Le	nombre de Lewis
Nu	nombre de Nusselt
Oh	nombre de Ohnesorge
Pe	nombre de Péclet
Pr	nombre de Prandtl
Ra	nombre de Rayleigh
Re	nombre de Reynolds
Ri	nombre de Richardson
Sc	nombre de Sherwood
St	nombre de Stanton
We	nombre de Weber

**Indices usuels hauts**

$_a$	absorbé (rayonnement)
$_d$	diffusé (rayonnement)
$_e$	émis (rayonnement)
$_{ext}$	éteint (rayonnement)
$_i$	incident (rayonnement)
$_p$	partant (rayonnement)
$_r$	réfléchi (rayonnement)
$_R$	radiatif
$^\circ$	équilibre
$'$	directionnel
$*$	de frottement ( $T^*, v^*, \dots$ )

**Indices usuels bas**

$-d$	relatif aux structures dissipatives (turbulence)
$-e$	relatif aux structures énergétiques (turbulence)
$-m$	de débit (vitesse), de mélange
$-s$	relatif à une espèce $s$
$-t$	grandeur turbulente
$^{-\nu, \lambda, \sigma}$	grandeur spectrale



## Partie 1

# Première approche des transferts thermiques

Cette première partie de l'ouvrage, de niveau Licence 3, constitue à la fois une introduction aux transferts thermiques fondée sur la compréhension physique des phénomènes et un document de base pour l'ingénierie thermique. Les trois modes de transfert, par conduction, rayonnement et convection thermiques, sont abordés et couplés dans des applications concrètes. La maîtrise du premier principe de la thermodynamique et de notions élémentaires de mathématiques de niveau licence de mécanique ou physique est suffisante pour une complète assimilation du cours. Un ensemble de compléments, en fin d'ouvrage, permettent de dimensionner, au moins en première approche, de nombreux systèmes au sein d'applications variées.

Comme cette première partie est focalisée sur la compréhension physique des phénomènes, les transferts thermiques sont le plus souvent traités à une dimension, de façon à alléger le formalisme mathématique. Une attention particulière est portée à la modélisation des systèmes thermiques dans des exercices d'application et des problèmes de synthèse qui illustrent le cours : d'abord en définissant une stratégie de résolution, ensuite en construisant à partir d'hypothèses réalistes des modèles simples et en résolvant ces problèmes alors bien conditionnés, enfin en validant a posteriori ces modèles.

Le premier chapitre introduit à un niveau élémentaire les modes de transfert et le bilan d'énergie en régime stationnaire, en absence de mouvement. Le second chapitre est consacré aux modèles linéaires de conduction thermique stationnaire, quand les

## **Transferts thermiques. Introduction aux transferts d'énergie**

propriétés des milieux dépendent faiblement de la température. Le Chapitre 3 introduit les bases de la physique macroscopique de la diffusion, à partir de l'exemple par excellence que constitue la conduction thermique instationnaire. Les transferts radiatifs entre corps opaques à travers un milieu transparent sont abordés dans le Chapitre 4. Le dernier chapitre est consacré à une approche phénoménologique de la convection thermique forcée ou naturelle, en régime laminaire ou turbulent. Les notions de base essentielles introduites dans cette première partie sont étendues à un niveau master dans la deuxième partie de l'ouvrage.

# LES PRINCIPAUX MODES DE TRANSFERT D'ÉNERGIE

1

## Notions clés

Équilibre Thermodynamique Local (E.T.L.), flux conductif, flux radiatif, flux convectif, flux conducto-convectif, conditions aux limites, bilan en régime stationnaire sans mouvement.

## 1.1 LIMITATIONS PHYSIQUES ET OBJECTIFS

### 1.1.1 Le système

Tout système physique se compose de deux sous-systèmes en interaction permanente : un système matériel et un champ de rayonnement.

Le *système matériel* est en général considéré du point de vue des milieux continus. Il est en fait constitué, à l'échelle élémentaire, de molécules (atomes, ions, molécules), d'électrons, de particules fictives telles que les phonons (qui représentent des quanta d'énergie de vibration dans un solide). Adopter le point de vue des milieux continus consiste à limiter l'analyse d'un système matériel à des éléments de volume arbitrairement petits à l'échelle macroscopique mais suffisamment grands pour que les nombres de molécules qu'ils contiennent soient extrêmement élevés [112]. À titre d'exemple, l'état d'un système matériel fluide, dans un élément de volume  $dV$ , pendant un bref intervalle de temps  $dt$ , est caractérisé par des grandeurs physiques macroscopiques : pression, vitesse hydrodynamique (vitesse du centre de masse des molécules dans  $dV$ ), etc. et, sous certaines conditions seulement, température.

Le *champ de rayonnement* électromagnétique est caractérisé à l'échelle macroscopique par la donnée à chaque instant  $t$ , en tout point  $\mathbf{r}$  de l'espace, pour toute direction  $\mathbf{u}$ , d'une grandeur énergétique  $L'_\nu$  dépendant de la fréquence  $\nu$  et appelée *luminance monochromatique*<sup>1</sup>, qui sera définie dans le Chapitre 4. Le champ radiatif résulte de la distribution des photons caractérisés chacun par une fréquence  $\nu$ , une quantité de mouvement  $\mathbf{p}$  et un état de spin  $m_s$ .

---

1. La luminance est introduite directement en physique statistique (voir paragraphe 10.1.4).

### 1.1.2 Déséquilibre thermique et équilibre thermodynamique local (E.T.L.)

L'*équilibre thermique*, une des conditions de l'*Équilibre Thermodynamique Parfait* (E.T.P.), est caractérisé par l'isothermie à la température absolue<sup>2</sup>  $T$  (en  $K$ ) de l'ensemble du système ou, formulation équivalente, par l'absence de tout flux thermique.

Les systèmes considérés dans cet ouvrage sont en déséquilibre thermique, par exemple du fait des contraintes imposées par le milieu extérieur. De nombreux mécanismes à l'échelle élémentaire tendent alors à faire retourner le milieu vers un état d'équilibre thermique : collisions molécule-molécule ou molécule-paroi, transitions molécule-photon (absorption, émission spontanée, émission induite, etc.), interactions phonon-phonon, phonon-électron, électron-photon, phonon-photon, etc. L'évolution énergétique du système résulte du couplage, à l'échelle macroscopique, entre :

- Les effets cumulés de ces processus élémentaires de transfert thermique, qui donnent naissance aux phénomènes de *conduction* et de *rayonnement* thermique,
- Le transfert de chaleur associé à un éventuel transfert macroscopique de masse, appelé *convection*.

Dans le cas d'un *déséquilibre thermique important* le système matériel ne peut être caractérisé, au point  $\mathbf{r}$ , à l'instant  $t$ , que par la distribution statistique des populations  $N_{ij}$  des différentes espèces  $j$  (molécules, particules) sur les différents niveaux quantiques d'énergie  $i$ , discrets ou continus. Les mécanismes mentionnés précédemment, comme les collisions par exemple, conduisent à des équations de relaxation régissant les évolutions des populations  $N_{ij}$ , analogues aux équations de la cinétique chimique. Une méthode puissante pour décrire les évolutions du système est le formalisme des équations de Boltzmann [46]. Cette approche est nécessaire à l'étude des transferts thermiques dans diverses applications : milieux lasers, plasmas froids utilisés comme source d'énergie ou pour la production de composites (torches à plasma), plasmas de fusion, rentrée d'engins dans l'atmosphère, milieux raréfiés, nanosystèmes, etc.

Toute la physique des transferts dans les milieux continus repose sur l'hypothèse de l'*équilibre thermodynamique local*<sup>3</sup> (E.T.L. ou L.T.E. dans la bibliographie anglo-saxonne) qui correspond à une situation de *déséquilibre faible* : pendant un intervalle de temps  $dt$  et dans un élément de volume  $dV$  arbitrairement petits, mais à l'échelle macroscopique, le système matériel est infiniment voisin d'un état d'équilibre tangent, caractérisé par un ensemble de valeurs des grandeurs physiques intensives et

---

2. La température absolue est introduite quantitativement [112], à partir du seul postulat fondamental de la physique statistique appliqué à une partition d'un système isolé à l'équilibre thermodynamique (construction de l'ensemble représentatif canonique).

3. C'est, en toute rigueur, l'état correspondant à la solution d'ordre zéro de l'équation de Boltzmann (voir un cours de physique statistique, par exemple [46]).

## 1.1. Limitations physiques et objectifs

extensives. Concrètement l'hypothèse de l'E.T.L. signifie qu'il est possible de définir, à chaque instant  $t$ , en tout point  $\mathbf{r}$ , les variables physiques usuelles en particulier la température  $T(\mathbf{r},t)$ . Elle revient à admettre que les degrés internes du système matériel sont thermalisés (distribution de Maxwell-Boltzmann des populations sur les niveaux d'énergie). Un critère simple de validité des conditions de l'E.T.L. dans un élément de volume  $dV$  macroscopiquement petit (paragraphe 10.4) est que le libre parcours moyen (*l.p.m.*) des porteurs responsables de la thermalisation soit petit par rapport à une dimension  $L$  de cet élément ( $Kn = l.p.m./L$ , *nombre de Knudsen*, petit devant 1.)

Nous adoptons, dans la suite de l'ouvrage, l'hypothèse de l'E.T.L. pour le seul système matériel. Le système physique considéré est alors le siège de transformations irréversibles macroscopiques auxquelles sont associés des flux.

Dans le référentiel d'un élément du système matériel, l'effet cumulé à l'échelle macroscopique du transport par des particules (molécules, électrons, phonons, etc.) de différentes grandeurs physiques extensives (charge électrique, nombre de molécules d'une espèce donnée, énergie) se traduit par des flux macroscopiques de *diffusion* : conduction électrique, diffusion d'une espèce dans un milieu, *conduction thermique*, etc. Ces flux de diffusion apparaissent dans n'importe quel référentiel de référence.

Dans un référentiel quelconque, à tout transfert macroscopique de masse engendré par le mouvement global d'une partie du système matériel sont associés des flux macroscopiques de charge électrique, d'énergie, etc. ; ce sont les phénomènes de *convection* : convection électrique, *convection thermique* (qui est plus précisément une convection d'enthalpie), etc. Les phénomènes de diffusion se couplent aux phénomènes de convection dans un référentiel quelconque.

Les interactions entre les molécules du système matériel et les photons du champ de rayonnement conduisent, dans le cas où système matériel et champ de rayonnement sont en déséquilibre, à des flux macroscopiques d'énergie sous forme de *rayonnement thermique*. Si le système matériel est ici considéré au voisinage de l'E.T.L., le champ de rayonnement est généralement en déséquilibre profond<sup>4</sup>.

### 1.1.3 Objectifs des transferts thermiques - Conventions sur les flux

L'objectif des transferts thermiques est de déterminer, dans tout système matériel physique voisin de l'E.T.L., les évolutions des champs de température  $T(\mathbf{r},t)$  et de flux d'énergie, quelle que soit la forme de cette énergie, en vue de la maîtrise et du conditionnement thermique de ce système.

---

4. Le champ de rayonnement est voisin de l'E.T.L. uniquement dans les milieux dits optiquement épais (voir paragraphes 6.4 et 10.5).

## Chapitre 1 • Les principaux modes de transfert d'énergie

Une transformation sera dite *instationnaire* si, par rapport à un référentiel donné, les grandeurs physiques  $A(\mathbf{r},t)$  considérées, scalaires, vecteurs ou tenseurs, dépendent explicitement du temps :

$$\frac{\partial A(\mathbf{r},t)}{\partial t} \neq 0. \quad (1.1)$$

Une transformation sera dite *stationnaire* dans le cas contraire :

$$\frac{\partial A(\mathbf{r},t)}{\partial t} = 0. \quad (1.2)$$

Nous adopterons les conventions définies ci-dessous pour les flux à travers une surface ouverte :

- La puissance élémentaire  $d\Phi$ , exprimée en W, traversant algébriquement une surface élémentaire  $dS$  orientée par une normale  $\mathbf{n}$  (figure 1.1) et appelée flux élémentaire d'énergie à travers  $dS$ , s'écrit en fonction du *vecteur flux surfacique d'énergie*  $\mathbf{q}$  :

$$d\Phi = \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (1.3)$$

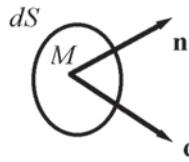


Figure 1.1 - Élément de surface orienté.

- On appelle flux surfacique (algébrique) d'énergie, au point  $M$ , à travers la surface  $dS$  orientée, la quantité, exprimée en  $\text{W m}^{-2}$  :

$$\varphi = \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} \quad (1.4)$$

Pour chacun des modes de transfert cités précédemment (conduction, convection, rayonnement) nous définirons les quantités  $d\Phi$ ,  $\mathbf{q}$  et  $\varphi$ . En pratique, les normales aux surfaces ouvertes sont orientées dans le sens des axes du référentiel. Ces flux à travers des surfaces ouvertes sont comptés positivement dans le sens des axes.

## 1.2 PREMIÈRE NOTION DE FLUX RADIATIF

Le Chapitre 4 est consacré à l'étude du rayonnement thermique dans des cas simples. Nous nous limitons dans le présent paragraphe à introduire la notion de flux radiatif.

De l'énergie est échangée en permanence entre un système matériel et le champ de rayonnement par deux processus : l'émission et l'absorption. L'émission spontanée de

## 1.2. Première notion de flux radiatif

rayonnement est une conversion d'énergie matérielle (énergie de vibration-rotation, énergie électronique, énergie des phonons, etc.) en une énergie radiative (photons). L'*absorption* de rayonnement consiste en une conversion inverse d'énergie radiative en énergie matérielle<sup>5</sup>. D'autres processus (*diffusion sans changement de fréquence*, *réflexion*) correspondent à des changements de direction d'un rayonnement incident mais n'influent pas directement sur l'énergie du système matériel.

On distinguera trois types de milieux matériels homogènes vis-à-vis du rayonnement : deux cas limites importants, les corps transparents et les corps opaques, et le cas général des milieux semi-transparentes.

Un *milieu transparent* n'interagit pas avec le champ de rayonnement ; il n'émet pas, n'absorbe pas, ne réfléchit pas, ni ne diffuse de rayonnement ; tout rayonnement incident est transmis quelles que soient sa direction et sa fréquence (ou longueur d'onde).

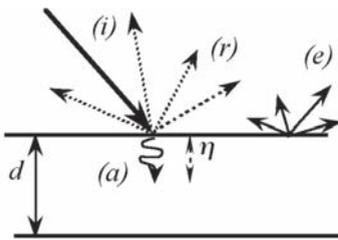


Figure 1.2 - Interaction rayonnement-corps opaque.

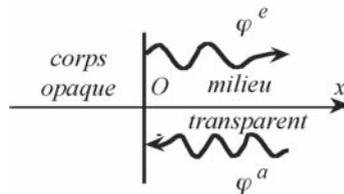


Figure 1.3 - Flux émis et absorbé.

Un *corps opaque* ne transmet aucune fraction d'un rayonnement incident (*i*) ; ce dernier est alors soit absorbé (*a*), soit réfléchi (*r*) (figure 1.2). Plus restrictivement, nous définirons un corps opaque comme un *milieu tel que la profondeur η de pénétration du rayonnement est faible devant une dimension caractéristique du système : d*. Dans la mesure où un corps opaque absorbe du rayonnement (*a*), il est susceptible d'en émettre (*e*), en tout point de sa frontière<sup>6</sup>.

Par souci de clarté, absorption et émission ont été représentées en des points différents sur la figure 1.2. Soit un corps opaque dont la surface frontière est normale en *O* à l'axe *Ox* (figure 1.3). Le *flux surfacique radiatif*  $\varphi^R$  caractérise la puissance échangée entre le corps opaque et le champ de rayonnement. Il s'écrit algébriquement avec

5. Le phénomène antagoniste de l'absorption, appelé émission induite, qui joue un rôle essentiel dans les milieux lasers, n'est pas abordé ici. Ce phénomène est globalisé avec celui d'absorption dans le cas considéré où le système matériel est proche de l'E.T.L.

6. En effet, les phénomènes d'émission et d'absorption sont tous deux produits par un *moment dipolaire électrique*, qui caractérise la distribution de charge électrique au sein de l'élément matériel considéré.

la convention qui consiste à compter positivement le flux suivant  $Ox$  :

$$\varphi^R = \varphi^e - \varphi^a = \mathbf{q}^R \cdot \mathbf{n}. \quad (1.5)$$

Dans cette expression,  $\varphi^e$  et  $\varphi^a$  sont des grandeurs arithmétiques, respectivement les *flux surfacique émis* et *flux surfacique absorbé* par le corps opaque au point  $O$ ,  $\mathbf{q}^R$  est le vecteur flux radiatif et  $\mathbf{n}$  le vecteur normal unité. Dans le cas d'un solide par exemple, le premier terme de l'équation 1.5  $\varphi^e$  représente la disparition d'énergie matérielle (phonons, etc. . .) par émission, le second  $\varphi^a$  l'apparition d'énergie matérielle à la frontière du corps par absorption. Les quantités  $\varphi^e$  et  $\varphi^a$  sont intégrées sur tout le spectre des longueurs d'onde (fréquences) et sur toutes les directions du demi-espace correspondant. Il est important de noter que le flux réfléchi n'intervient pas dans l'équation 1.5.

À l'équilibre thermique, le flux radiatif surfacique  $\varphi^R$  est nul. Hors d'équilibre,  $\varphi^R$  représente un flux d'énergie qui se propage sous forme radiative dans le milieu transparent et diffuse sous forme conductive dans un solide opaque.

Un *milieu semi-transparent* réfléchit, absorbe, diffuse ou transmet sur une longueur finie un rayonnement incident ; il émet également du rayonnement. Si dans le cas de corps opaques les interactions rayonnement-matière peuvent, en première approximation, être considérées comme superficielles, elles doivent être nécessairement traitées comme volumiques dans le cas d'un milieu semi-transparent. Le cas des milieux semi-transparents est abordé dans le Chapitre 6.

## 1.3 TRANSFERT CONDUCTIF

Le transfert d'énergie par *conduction* se produit dans tout référentiel, en particulier *dans le référentiel d'un élément matériel*, dès lors qu'il existe un gradient de température : il représente l'effet global du transport d'énergie par les porteurs élémentaires (molécules, phonons, électrons, etc.).

### 1.3.1 Flux conductif

Dans le cas de milieux homogènes et isotropes (fluides ou solides), le vecteur flux surfacique conductif  $\mathbf{q}^{cd}$  est proportionnel au gradient de température local  $\nabla T$ , suivant la loi de Fourier :

$$\mathbf{q}^{cd} = -\lambda(T)\nabla T. \quad (1.6)$$

$\lambda(T)$ , appelée *conductivité thermique* (en  $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ), dépend en général fortement de la température. Les conductivités thermiques de matériaux et de fluides usuels sont données dans le Complément D et dans [142, 143, 144]. Le signe moins dans l'équation 1.6 provient du second principe de la thermodynamique.

Dans le cas d'un *fluide*, les porteurs élémentaires (molécules, atomes, ions etc.) sont caractérisés par des énergies de translation, éventuellement de vibration-rotation, des énergies électroniques, etc. Le formalisme d'Enskog [26, 46, 60] dérivé de l'équation de Boltzmann permet de calculer, avec une excellente précision, la conductivité thermique d'un gaz comme toutes les autres propriétés de transport (viscosité, diffusivités d'espèces, etc.), même dans le cas d'un mélange dans un milieu réactif.

Dans le cas de *solides*, les atomes sont liés dans un réseau cristallin plus ou moins parfait. Les vecteurs élémentaires de l'énergie sont les phonons (quanta de vibration du réseau) et, éventuellement, les électrons libres (ou de conduction électrique et thermique). La modélisation des transferts par conduction électrique et thermique relève des méthodes de la physique du solide [76, 162].

La loi de Fourier correspond à l'approximation de la réponse au premier ordre d'un système et est analogue à de nombreuses autres lois physiques correspondant à des phénomènes similaires de diffusion, engendrant des flux de charge électrique, de fraction massique, etc. :

- la loi d'Ohm, sous sa forme vectorielle :

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla V_{el}, \quad (1.7)$$

où  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\sigma$  et  $V_{el}$  représentent respectivement les vecteurs densité de courant et champ électrique, la conductivité et le potentiel électriques ;

- la loi de Fick, relative à la diffusion d'une espèce diluée dans une autre espèce :

$$\mathbf{q}_s^m = -\mathcal{D}_s \nabla c_s, \quad (1.8)$$

où  $\mathbf{q}_s^m$  représente le flux de masse de l'espèce  $s$  (en  $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ),  $\mathcal{D}_s$  la diffusivité (en  $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ),  $c_s$  la concentration (en  $\text{kg m}^{-3}$ ).

De nombreux corps ne peuvent être considérés comme homogènes et isotropes (corps composites, isolants fibreux, pneumatiques, corps feuilletés présentant des conductivités différentes dans le plan de clivage et dans la direction perpendiculaire). La loi de Fourier se généralise alors en considérant la conductivité comme un tenseur. Un exemple de corps de ce type est donné figure 1.4. On voit que la conductivité peut dépendre d'une manière très critique de la direction.

La loi de Fourier ne fait pas intervenir explicitement le temps : elle postule une réponse instantanée en tout point d'un milieu à une perturbation thermique survenant en un point  $M$ . Cette hypothèse est valable tant que les échelles de temps considérées sont grandes devant celles caractérisant le transfert par collisions entre porteurs élémentaires (temps de relaxation). En pratique, la loi de Fourier est valable dans la quasi-totalité des applications. Une discussion est menée dans le paragraphe 10.5.

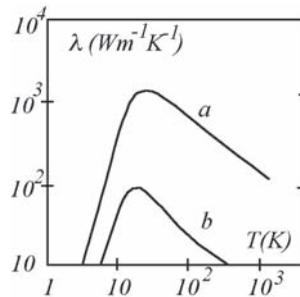


Figure 1.4 - Conductivité du graphite pyrolythique [144]; a) parallèlement au plan de clivage; b) perpendiculairement.

### 1.3.2 Ordres de grandeur des conductivités thermiques

L'échelle des conductivités thermiques est beaucoup plus réduite que celle des conductivités électriques (rapport 1 à  $5 \cdot 10^4$  contre 1 à  $10^{40}$ ). Les conductivités thermiques de quelques corps sont représentées en fonction de la température sur la figure 1.5. La distinction entre conducteurs et isolants thermiques présente un caractère un peu arbitraire ; néanmoins, on peut noter une certaine correspondance avec les conducteurs et isolants électriques.

Parmi les bons conducteurs, il faut citer les métaux en général, le cuivre et l'aluminium en particulier, et les alliages de ces métaux [143]. Les aciers sont des conducteurs médiocres de la chaleur ; pour un acier inoxydable courant, la conductivité ne vaut pas plus que  $15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  à 300 K.

Les gaz ont des conductivités faibles (de l'ordre de quelques  $10^{-2} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) ; celles-ci évoluent très grossièrement en fonction de la température absolue en  $T^{0,7}$  et sont indépendantes de la pression, dans un large intervalle de pressions, jusqu'à quelques  $10^6$  Pa. La conductivité d'un mélange gazeux a une expression complexe en fonction des conductivités des constituants. Il faut tenir compte en effet des différents types d'interactions collisionnelles à l'échelle des molécules. Des tables de conductivité existent pour certains mélanges usuels [142].

À première vue, les gaz constituent d'excellents isolants. Mais une restriction fondamentale à leur usage comme isolants thermiques apparaît très vite : c'est le phénomène de convection naturelle développé dans le paragraphe suivant. Cependant on peut constituer des isolants avec des milieux divisés, fibreux ou poreux, baignés par l'air ; les interstices sont alors assez petits pour que la convection naturelle ne puisse se développer, du fait de la viscosité du fluide : laines de verre, etc. Les transferts dans de tels milieux sont essentiellement dus à la conduction (contacts entre fibres) et au rayonnement, même à basse température.

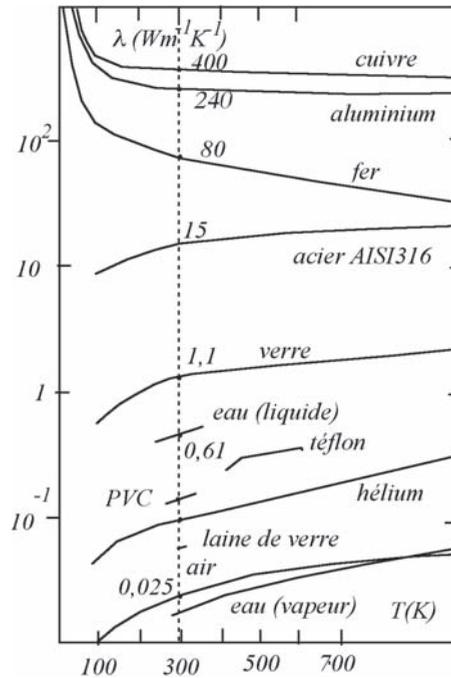


Figure 1.5- Évolution de la conductivité avec la température.

### 1.3.3 Systèmes à conductivité apparente très élevée : caloducs

Un *caloduc* est un système pouvant prendre la forme d'un barreau, dont l'enveloppe externe est souvent en acier, et qui présente entre ses deux extrémités une conductivité apparente très élevée, bien supérieure à celle du cuivre, dans ses conditions d'utilisation. Le principe de fonctionnement du caloduc est complexe et met en jeu un fluide sous deux phases entre un évaporateur et un condenseur. Des notions sur les caloducs sont données dans le paragraphe 1.4.3.

## 1.4 FLUX CONVectif ET CONDUCTO-CONVECTIF

### 1.4.1 Le phénomène de convection

La *convection thermique* est un transfert d'énergie par rapport à un repère donné, consécutif à un transport macroscopique de masse dans ce repère.

Considérons l'écoulement d'un fluide au travers d'une surface élémentaire  $dS$  caractérisée par une normale orientée  $\mathbf{n}$  (voir figure 1.6). Le débit de masse à travers

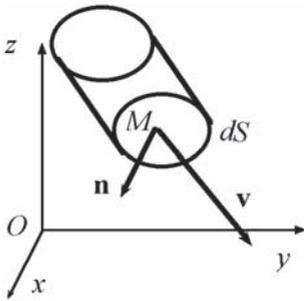


Figure 1.6 - Flux convectif.

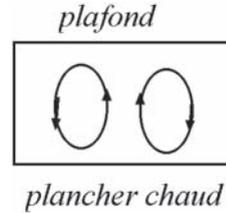


Figure 1.7 - Exemple de convection naturelle.

$dS$ , noté  $d\dot{m}$ , est donné par :

$$d\dot{m} = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS, \quad (1.9)$$

où  $\rho$  désigne la masse volumique et  $\mathbf{v}$  la vitesse<sup>7</sup> locale du fluide par rapport à la surface  $dS$ . À ce transfert macroscopique de masse est associé un transfert d'enthalpie en  $M$ , caractérisé par un flux convectif  $d\Phi^{cv}$  :

$$d\Phi^{cv} = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h dS = d\dot{m} h, \quad (1.10)$$

où  $h$  désigne l'enthalpie massique locale du fluide en  $M$  rapportée à une origine arbitraire des températures. Le vecteur flux surfacique convectif est défini par :

$$\mathbf{q}^{cv} = \rho \mathbf{v} h \quad \text{tel que :} \quad \varphi^{cv} = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} h. \quad (1.11)$$

On distingue traditionnellement trois types de convection.

Un phénomène de *convection forcée* apparaît quand le mouvement du fluide est imposé par une cause mécanique extérieure au système. C'est le cas, par exemple, des échangeurs industriels, des radiateurs de voitures, qui sont essentiellement des convecteurs : deux fluides en mouvement échangent de l'énergie à travers une paroi dont la température diffère des leurs. Comme les vitesses d'écoulement peuvent atteindre des valeurs très élevées, le transfert associé à la convection forcée est souvent extrêmement efficace (voir paragraphe 1.4.2).

Un phénomène de *convection naturelle* thermique apparaît spontanément, sous certaines conditions, dans un fluide au sein duquel existe un gradient de masse volumique dû à un gradient de température imposé par le milieu extérieur. Prenons comme exemple une pièce dont le plancher est plus chaud que le plafond (chauffage par le sol). L'air chaud au voisinage du plancher, moins dense que l'air froid

7. Dans tout cet ouvrage, on appelle vitesse la vitesse hydrodynamique définie en physique statistique : voir le paragraphe 10.1.2.

proche du plafond, va monter sous l'effet d'une force d'Archimède, tandis que l'air froid va descendre (figure 1.7). L'écoulement est freiné par les forces de frottement visqueux, premier phénomène dissipatif, et l'écart de température, cause du phénomène, est amoindri par conduction thermique, second phénomène dissipatif. Sous l'effet de deux forces antagonistes (d'Archimède et de frottement), le fluide atteint sous certaines conditions une vitesse limite conduisant en tout point à un écoulement stationnaire. Cet écoulement fait passer de l'énergie du plancher au plafond : ce transfert est évidemment beaucoup plus important qu'un transfert purement conductif dans l'air immobile, dont la conductivité est faible. La convection naturelle est en général beaucoup moins efficace que la convection forcée, qui aurait lieu dans l'exemple précédent si on utilisait un ventilateur dans la pièce. On est cependant souvent obligé de se limiter à un transfert par convection naturelle dans de nombreuses applications pour des raisons techniques ou économiques (coût et fiabilité). Des ailettes permettent alors d'augmenter la surface d'échange entre le fluide et le système : refroidissement de pompes, de gros transformateurs électriques, d'éléments électroniques (voir paragraphe 2.2).

La *convection mixte* correspond au couplage des deux phénomènes précédents (convections naturelle et forcée) quand les vitesses d'écoulement, fictives, dues aux deux types de convection sont, considérées séparément, du même ordre de grandeur.

Quel que soit le type de convection considéré on distingue, suivant la vitesse du fluide, deux régimes d'écoulement : laminaire et turbulent. Nous limiterons la présente introduction à une description qualitative. Considérons un écoulement dans un tube transparent de section constante et supposons qu'on puisse suivre par des traceurs les évolutions d'éléments matériels macroscopiques de ce fluide.

À faible vitesse, l'écoulement se fait de façon ordonnée, parallèlement aux génératrices du tube, sans brassage du fluide : un mince filet d'encre ne s'étale pas sensiblement. Il ne s'étale que par phénomène de diffusion. C'est un *régime laminaire*. En tout point, on peut définir de façon *déterministe* la vitesse et la température du fluide à chaque instant, à partir des conditions initiales.

Si la vitesse croît, le type d'écoulement change totalement à partir d'une vitesse critique  $v_c$  (qui dépend de la nature du fluide, du diamètre du tube, voire de la rugosité des parois). Les filets d'encre sont animés de mouvements tourbillonnaires de caractère apparemment aléatoire ; le mouvement du fluide devenu *chaotique* se fait à trois dimensions, avec un brassage important qui favorise les échanges thermiques comme il accélère la répartition du colorant dans tout le fluide. C'est un *régime turbulent*. De la même manière, la température moyenne du fluide est homogénéisée dans chaque section du tube. L'écoulement étant devenu chaotique, il n'est plus possible de prédire de manière exacte les valeurs des champs de vitesse et de température du fluide.

En premières approches, ces champs sont considérés comme étant les superpositions de champs moyens<sup>8</sup>  $\bar{\mathbf{v}}$  et  $\bar{T}$  et de champs fluctuants  $\mathbf{v}'$  et  $T'$ .

Dans un problème de convection, il est nécessaire de déterminer à la fois les champs de vitesse et de température pour déterminer les flux d'énergie échangés dans le système<sup>9</sup>. Dans ce cours introductif, nous allons traiter un grand nombre d'applications à partir du modèle phénoménologique simple du coefficient de transfert convectif  $h$ , qui va être introduit dans le paragraphe suivant sur un exemple significatif. L'évaluation de ce coefficient  $h$  dans un certain nombre de situations pratiques fait l'objet du Chapitre 5.

### 1.4.2 Flux surfacique conductif à une paroi, couplé au phénomène de convection

Considérons une paroi solide léchée par un fluide en mouvement et supposons pour simplifier que *les transferts radiatifs sont négligeables*. Le flux surfacique conductif à la paroi dans le solide  $S$  s'écrit en fonction de la conductivité du solide  $\lambda_S$  et du champ de température  $T_S$ , si la paroi est normale à  $Oy$  :

$$\varphi^{cd} \Big|_{pS} = -\lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial y} \Big|_{pS}. \quad (1.12)$$

Le transfert thermique dans le fluide à la paroi est uniquement conductif, puisque la vitesse du fluide est en ce point celle de la paroi, c'est-à-dire nulle<sup>10</sup>. Le flux surfacique conductif, côté fluide, a pour expression :

$$\varphi^{cd} \Big|_{pf} = -\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \Big|_{pf}, \quad (1.13)$$

où  $\lambda_f$  et  $T_f$  représentent la conductivité et le champ de température du fluide. On a en l'absence de rayonnement et pour une paroi inerte :

$$-\lambda_S \frac{\partial T_S}{\partial y} \Big|_{pS} = -\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial y} \Big|_{pf}. \quad (1.14)$$

De plus, la *température est continue à la paroi*.

Dans l'expression du flux conductif, côté fluide, le problème épineux est de déterminer le gradient de température à la paroi  $\partial T_f / \partial y|_{pf}$ , qui dépend du phénomène de convection. Nous appellerons le flux associé, donné par l'expression 1.13, *flux*

8. Il s'agit de moyennes temporelles, prises sur des intervalles de temps longs devant les périodes des fluctuations.

9. Une telle approche est développée dans les Chapitres 8 et 9.

10. La viscosité du fluide assure la continuité du profil de vitesse en tout point du fluide, en particulier à la paroi.