

# Chapitre 1- Introduction générale

## I. Introduction

L'énergie correspond à un transfert ou échange par interaction d'un système avec son environnement. Ce système subit alors une transformation. On distingue habituellement deux types d'énergie : i) le travail noté  $W$  qui peut prendre diverses formes selon l'origine physique du transfert en jeu (électrique, magnétique, mécanique, ...), et ii) la chaleur notée  $Q$ . La thermodynamique classique (ou phénoménologique) ne s'intéresse généralement qu'aux états d'équilibre et aux variations entre ces états, grâce à l'utilisation de fonctions d'état, qui sur un plan mathématique sont des différentielles totales exactes. On pourrait d'ailleurs plus logiquement appeler cette discipline la thermostatique. Le formalisme généralement utilisé nécessite ainsi seulement la connaissance des états initiaux et finaux sans pour autant examiner en détail le processus de transfert d'énergie, ni les modes d'interaction. L'étude complète et générale des mécanismes de transfert d'énergie nécessite d'aborder le formalisme de la thermodynamique hors équilibre (formalisme d'Onsager par exemple et théories de Prigogine). Dans le cadre de cet ouvrage, nous nous limiterons de façon modeste, parmi les transferts énergétiques, à l'étude des transferts de chaleur ou transferts thermiques, selon un point de vue macroscopique. Nous serons ainsi amenés à répondre à trois questions :

1. Qu'est ce qu'un transfert de chaleur ?
2. Comment la chaleur est elle transmise ?
3. Pourquoi est-ce important d'en étudier les mécanismes ?

Les réponses apportées à ces trois questions nous permettront de comprendre les mécanismes physiques mis en jeu dans les transferts de chaleur et d'en apprécier l'importance dans plusieurs problèmes et configurations industrielles, liés à des applications environnementales et économiques. Par définition, un transfert de chaleur ou transfert thermique entre deux corps est une interaction énergétique qui résulte d'une différence de température entre eux.

On distingue habituellement trois modes de transfert de chaleur :

1. La conduction thermique ou diffusion thermique ;
2. Le rayonnement thermique ;
3. La convection.

Ces trois modes sont régis par des lois spécifiques et font ainsi l'objet de chapitres différents, cependant strictement parlant, seuls la conduction et le rayonnement sont des

modes fondamentaux de transmission de la chaleur ; la convection, tout en étant très importante, ne fait que combiner la conduction avec un déplacement de fluide. Pourtant, ce mode de transfert est plus difficile à étudier, car il mélange de manière intime échange de chaleur et transfert de masse. Les applications directes en sont aussi très larges, à la fois en convection libre et surtout en convection forcée.

En outre il est rare qu'une situation particulière ne concerne qu'un seul mode ; le plus souvent deux sinon trois modes entrent en jeu. Il sera donc nécessaire de poser correctement les problèmes pour prendre en compte ces différents mécanismes. N'oublions pas qu'un autre mode de transfert, qui ne fera pas l'objet ici d'étude, existe : il s'agit des changements d'état.

## La conduction

La conduction est définie comme étant le mode de transmission de la chaleur (ou l'échange d'énergie interne) provoquée par la différence de température entre deux régions d'un milieu solide, liquide ou gazeux ou encore entre deux milieux en contact physique (gradient de température dans un milieu). Dans la plupart des cas, on étudie la conduction dans les milieux solides, puisque dans les milieux fluides (c'est-à-dire liquide ou gazeux), il y a souvent couplage avec un déplacement de matière et donc mécanisme de convection. La conduction est le seul mécanisme intervenant dans le transfert de chaleur dans un solide homogène, opaque et compact.

La conduction s'effectue de proche en proche :

Si on chauffe l'extrémité d'un solide il y a transfert progressif de chaleur.

Si on coupe le solide, on stoppe le transfert.

*Exemple* : Barre de métal chauffée à l'une de ces extrémités.

On comprend donc intuitivement que la conduction a une origine microscopique. Il s'agit d'un mécanisme de diffusion de la chaleur.

## Le rayonnement

Le rayonnement thermique peut être considéré comme un cas particulier du rayonnement électromagnétique. L'exemple le plus simple est celui du rayonnement solaire. Le rayonnement thermique est le mode de transmission par lequel la chaleur passe d'un corps à haute température à un autre plus froid sans nécessité de support matériel. C'est donc le seul mode de transfert de chaleur qui peut se propager dans le vide. Le rayonnement thermique ne diffère des autres ondes électromagnétiques, comme les ondes hertziennes par exemple, que par son origine : la température. En effet tout corps rayonne tant que sa température est différente de 0 K. Le rayonnement thermique est un phénomène de surface.

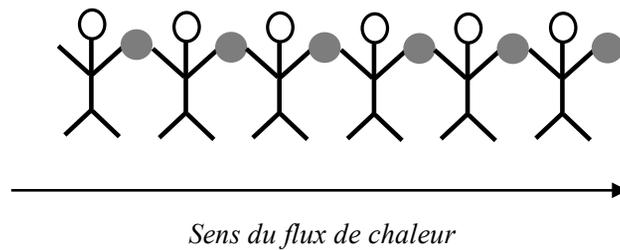
## La convection

La convection est le mode de transmission qui implique le déplacement d'un fluide gazeux ou liquide (écoulement) et échange avec une surface qui est à une température différente.

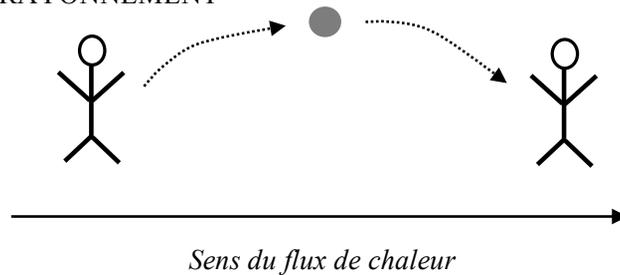
*Exemple* : C'est ce qui se passe le long d'un radiateur. L'air froid s'échauffe au contact du radiateur, se dilate et monte sous l'effet de la poussée d'Archimède. Il est alors remplacé par de l'air froid et ainsi de suite ; il y a existence de courants de fluide dans l'air ambiant.

On distinguera la convection *forcée* (due à l'action d'une pompe, d'un ventilateur, etc., ...) de la convection *naturelle* (ou libre) dans laquelle le mouvement du fluide est créé par des différences de densité, elles mêmes provoquées par des différences de température.

(a) CONDUCTION



(b) RAYONNEMENT



(c) CONVECTION

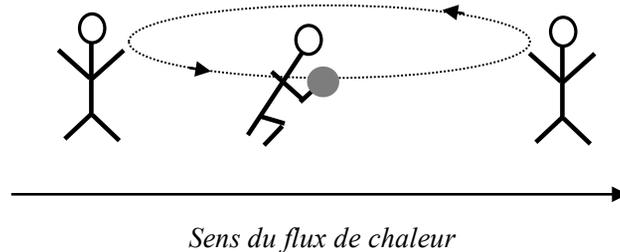


Figure 1.1 : Illustration des mécanismes de transferts de chaleur :  
(a) conduction thermique ; (b) rayonnement ; (c) convection.

## II. Introduction à la conduction

### II.1 Origine microscopique du mécanisme de conduction

Rappelons que la conduction nécessite un support matériel et que son origine est microscopique, liée aux atomes et aux molécules du milieu où se produit la conduction. La conduction peut être vue comme le transfert d'énergie de particules les plus énergétiques vers les particules les moins énergétiques, à cause des interactions prenant place entre elles.

Proposons une description simplifiée du mécanisme physique –

*Exemple* : gaz sans mouvement d'ensemble (pas de convection).

Prenons un gaz contenu entre deux surfaces à  $T_1$  et  $T_2$  avec  $T_1 > T_2$  (voir Figure 1.2).

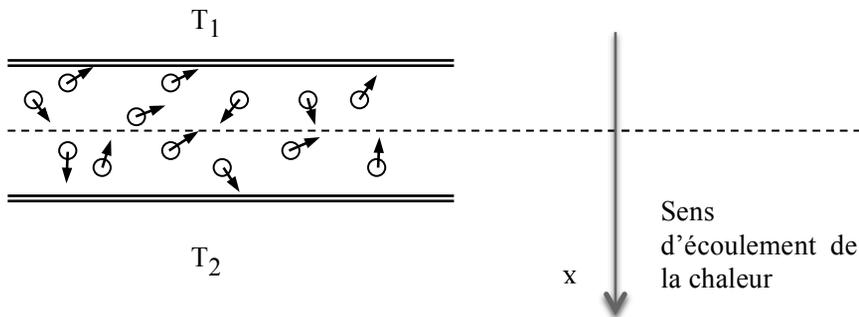


Figure 1.2 : Mécanisme de dissipation thermique à la base de l'agitation moléculaire. La chaleur s'écoule le long de l'axe  $x$  pour des températures décroissantes

Dans un modèle moléculaire simple (théorie cinétique des gaz parfaits – distribution de Maxwell), l'énergie cinétique moyenne peut se mettre sous la forme suivante :

$$U = E_{\text{cinétique\_translation}} = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$$

où  $V$  désigne la vitesse quadratique moyenne d'agitation des molécules sous la seule action de la température  $T$ . Dans cette expression,  $k$  est la constante de Boltzmann ( $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ) et  $m$  la masse d'un atome ou d'une molécule. Les molécules en mouvement près de  $T_1$  ont la température  $T_1$ . Les molécules en mouvement près de  $T_2$  ont la température  $T_2$ . Une énergie plus grande est par conséquent associée à une température plus élevée.

Au moment des collisions qui sont incessantes, il y a transfert d'énergie des molécules les plus énergétiques vers les moins énergétiques, des plus rapides vers les moins rapides, c'est-à-dire des plus hautes températures vers les plus basses. Si l'on considère un plan fictif d'abscisse  $x_0$  dans le gaz (voir Figure 1.2), des molécules traversent continûment la surface dans un sens ou dans l'autre. Mais les molécules du dessus ont

une énergie plus grande car la température est plus élevée, il se produit ainsi un transfert net dans le sens des  $x > 0$  par mouvement aléatoire des molécules. Il s'agit d'un processus de *diffusion* d'énergie

Pour un **liquide** le modèle est à peu près le même avec des interactions plus fortes. Dans les **solides** il faudra distinguer deux cas, à savoir celui des matériaux de type conducteur électrique, et celui des matériaux de type isolant électrique.

On observe que les bons conducteurs thermiques sont aussi des bons conducteurs électriques (métaux), intuitivement, il est facile de comprendre que dans le cas des matériaux conducteurs électriques, les électrons responsables de la conduction électrique sont aussi responsables de la conduction thermique. Par contre dans le cas des isolants électriques, les vibrations atomiques (phonons) sont à l'origine microscopique de la conduction thermique.

## II.2 La loi de Fourier

### II.2.1 Notion de flux

Après cette brève introduction sur l'origine microscopique du mécanisme de conduction thermique, intéressons nous à son aspect macroscopique, tel que l'a découvert J.B Fourier au début du 19<sup>ème</sup> siècle. C'est en effet J.B Fourier qui en 1822 publie la loi fondamentale de la conduction dans son traité : « *La théorie analytique de la chaleur* ». Rappelons qu'il avait obtenu en 1812 le prix de l'Académie des Sciences pour un mémoire sur la propagation de la chaleur, délivré par un jury qui comprenait Laplace, Legendre et Lagrange ! Fourier apparente ainsi la conduction de la chaleur à l'écoulement d'un fluide des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides et considère les milieux comme continus, en négligeant toute dilatation volumique. Considérons un transfert élémentaire de chaleur  $\delta Q$  entre deux plans indéfinis portés aux températures  $T$  et  $T+dT$ . Ces deux plans délimitent une portion de solide et sont supposés perpendiculaires à un axe  $Ox$ . La loi de Fourier exprime naturellement que la chaleur échangée est proportionnelle : à la surface d'échange, à la différence de température entre les deux parois, au temps écoulé et qu'elle est inversement proportionnelle à la distance entre les deux plans. La Figure 1.3 donne un schéma de principe sur la conduction à une dimension, le long de l'axe  $Ox$ .

$$\text{Soit : } \delta Q = -\lambda S \frac{dT}{dx} dt \text{ (loi de Fourier) .} \quad (1.1)$$

$S$  est la surface d'échange (perpendiculaire à l'axe  $Ox$ ),

$dT$  est l'écart de température entre les deux plans séparés de  $dx$ ,

$dt$  désigne le temps que dure l'expérience.

$\lambda$  est le coefficient de proportionnalité appelé conductivité thermique ou conductance spécifique.

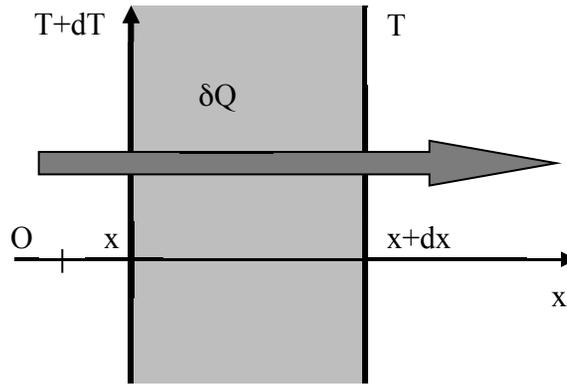


Figure 1.3 : Géométrie de base pour l'établissement de la loi de Fourier à une dimension (le long de l'axe horizontal  $Ox$ ).

Le signe (-) correspond à une convention qui impose une quantité de chaleur échangée positive ( $\delta Q > 0$ ) dans le sens des températures décroissantes le long des  $x$  croissants. Il faut noter que cette convention est en fait opposée à elle choisie généralement en thermodynamique classique où l'on impose toujours que toute énergie perdue par le système est comptée négativement.

Il est en fait plus commode d'utiliser le *flux thermique* que l'on peut définir par :

$$\phi = \frac{\delta Q}{\delta t}, \text{ avec } \phi \text{ homogène à une puissance s'exprimant en Watts (W). On a donc :}$$

$$\phi = -\lambda S \frac{dT}{dx} . \quad (1.2)$$

On utilise aussi couramment la *densité de flux* qui correspond au flux échangé rapporté à l'unité de surface.

Soit :  $\varphi = \phi / S$ ,  $\varphi$  s'exprime en ( $W/m^2$ )

$$\text{Et ainsi } \varphi = -\lambda \frac{dT}{dx} \text{ dans un problème unidimensionnel.} \quad (1.3)$$

Dans le problème simplifié ci-dessus on a implicitement considéré un mécanisme de conduction unidimensionnel perpendiculaire à l'axe des  $x$ . Dans un cas général de mécanisme tri-dimensionnel on exprimera une densité de flux de chaleur selon chacune des directions principales d'un repère orthonormé ( $Ox,y,z$ ).

$$\text{Soit suivant } Ox : \quad \varphi_x = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial \mathbf{x}} \right)_{y,z},$$

$$\text{suivant } Oy : \quad \varphi_y = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{x,z},$$

$$\text{suivant } Oz : \quad \varphi_z = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{x,y},$$

$$\text{ou encore de manière globale : } \boxed{\vec{\varphi} = -\lambda \text{ grad } \vec{T}}. \quad (1.4)$$

Dans le modèle de l'équation (1.4), la conductivité thermique est supposée être un scalaire constant. C'est le cas des solides homogènes et isotropes. Il existe cependant de nombreux cas où la conductivité thermique dépend des propriétés d'orientation du solide (cristal, matériau déposé en couches minces, matériau fibreux, etc., ...). La conductivité thermique devient alors un tenseur et la loi de Fourier généralisée s'exprime par :

$$\boxed{\vec{\varphi} = -[\Lambda] \text{ grad } \vec{T}}, \quad (1.5)$$

$$\text{où } [\Lambda] = \begin{vmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{vmatrix} \text{ désigne le tenseur des conductivités thermiques.}$$

Dans la plupart des cas, le tenseur peut être diagonalisé sous la forme :

$$[\Lambda] = \begin{vmatrix} \lambda_u & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_v & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_w \end{vmatrix},$$

où les grandeurs  $\lambda_u$ ,  $\lambda_v$ ,  $\lambda_w$  désignent les conductivités principales du milieu selon les directions  $Ou$ ,  $Ov$ ,  $OW$ .

## II.2.2 La conductivité thermique

La conductivité thermique  $\lambda$  (souvent notée  $k$  dans les pays anglo-saxons) exprime, de par sa définition, l'aptitude d'un matériau à conduire la chaleur.

**Définition :** la conductivité thermique est le flux de chaleur qui traverse une surface unité pour un matériau soumis à un gradient de température égal à l'unité.

La conductivité thermique s'exprime en  $\mathbf{W.m^{-1}.K^{-1}}$ . Cette grandeur dépend de plusieurs paramètres, et l'on doit noter :

- la nature physico-chimique du matériau ;
- la nature de la phase considérée (solide, liquide, gaz) ;
- la température ;
- l'orientation dans les matériaux anisotropes.

On trouvera dans la Table 1.1 des ordres de grandeur pour la conductivité thermique pour divers matériaux à température ambiante (20°C).

<u>Type de matériau</u>	<u>Conductivité thermique (W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>)</u>
Gaz à la pression atmosphérique	0.006 - 0.18
Matériaux isolants	0.025 - 0.25
Liquides non métalliques	0.1 - 1.0
Solides non métalliques	0.025 - 3
Liquides métalliques	8.5 - 85
Alliages métalliques	10 - 150
Métaux purs	20 - 400
Diamants	1000 - 2600

*Table 1.1 : Ordres de grandeur de la conductivité thermique pour divers matériaux.*

La conductivité thermique dépend de la température lorsque l'on considère des plages étendues de leur variation. Dans ce cas on pourra cependant souvent considérer une variation linéaire avec  $T$ , sous la forme :  $\lambda = \lambda_0 (1 + b(T - T_0))$ . Dans cette expression, le paramètre  $\lambda_0$  désigne la conductivité évaluée à  $T = T_0$  et  $b$  est une constante expérimentale, qui reste faible dans de nombreux cas, tant que la variation de température elle-même n'est pas trop importante. Dans certains cas toutefois, cette dépendance linéaire n'est pas suffisante, et il faut alors prendre en compte des termes d'ordre supérieur, quadratique, cubique, etc.

La dépendance en température de différents matériaux est illustrée dans la Figure 1.4 ci-dessous, à la fois pour divers métaux mais aussi pour plusieurs matériaux isolants.

Dans la suite de ces rappels de cours on considérera systématiquement la conductivité thermique  $\lambda$  comme un scalaire constant ce qui revient à se placer dans le **cas de matériaux homogènes et isotropes**. Cette simplification n'est cependant pas abusive car il est souvent difficile de procéder différemment et même dans le cas de matériaux typiquement inhomogènes (béton par exemple) on considère une conductivité moyenne appelée conductivité effective.