

6 DIFFUSION THERMIQUE

6.1 Différence entre température et chaleur

Nous sommes quotidiennement confrontés à la notion de **température** : celle-ci est généralement associée aux sensations de chaud ou de froid.

Dans le chapitre consacré à la théorie cinétique des gaz, la température a été définie comme étant une grandeur macroscopique reliée à l'agitation thermique des particules à l'échelle microscopique (§ 4.2.4).

Nous verrons dans les chapitres consacrés à la Thermodynamique que la température – grandeur intensive – intervient dans la détermination des conditions d'équilibre des transferts thermiques entre plusieurs systèmes et qu'elle est également associée à la notion d'entropie.

Il convient de distinguer température et **chaleur**.

En effet, la chaleur – notée Q – qui a la dimension d'une énergie ($M L^2 T^{-2}$, exprimée en J), correspond à un **transfert** d'énergie thermique entre deux corps à différentes températures (du corps chaud vers le corps froid).

6.2 Capacité calorifique / thermique

On considère un corps initialement à la température T_1 et que l'on amène (en le chauffant ou en le refroidissant) à la température T_2 .

Le transfert d'énergie thermique associé à la variation de température du corps est proportionnel à :

- la différence de température $\Delta T = T_2 - T_1$
- la masse du corps : m

On peut ainsi écrire :

$$Q = m c (T_2 - T_1) = m c \Delta T$$

où c représente la capacité calorifique / thermique massique du corps considéré.

La capacité thermique (grandeur intensive) est une propriété intrinsèque de chaque matériau : elle représente la capacité qu'a un matériau à restituer ou absorber l'énergie par transfert thermique.

Unités, valeurs

La capacité thermique massique c est exprimée en $J kg^{-1} K^{-1}$

Il est possible de considérer la capacité thermique volumique notée c (en $J m^{-3} K^{-1}$) ou la capacité thermique molaire, notée c_m ($J mol^{-1} K^{-1}$)

Quelques valeurs :

- $c_{eau,sol} = 2108 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 0°C ,
- $c_{eau,liq} = 4180 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$,
- $c_{eau,gaz} = 2027 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 100°C
- $c_{Al} = 900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$,
- $c_{bois} = 420 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

La capacité thermique massique est égale à la chaleur nécessaire (en J) pour élever la température de 1 K d'un matériau de 1 kg.

6.3 Diffusion de la chaleur

6.3.1 Mise en évidence expérimentale

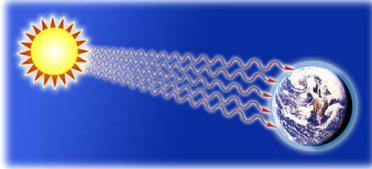
- Sensation de chaleur lors d'une exposition au Soleil malgré les 150 millions de km qui nous séparent
- Une barre métallique chauffée à une extrémité finit par être entièrement brûlante
- Chauffage des contenus dans une casserole : bien que chauffée par le fond, toute l'eau finit par être chaude
- Nécessité de porter des vêtements isolants quand il fait froid

- Différence de sensation quand on tient un morceau de métal et un morceau de bois à la même température (basse).
→ le morceau de métal paraît plus froid bien qu'il soit à la même température !
- Différence de vitesse de fonte d'un glaçon suivant la nature du support sur lequel il est posé.
 - Les deux plaques sont initialement à la même température
 - Le glaçon fond plus vite sur une des deux plaques

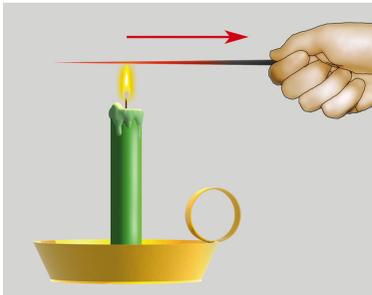
6.3.2 Mécanismes de transport de chaleur

La chaleur est transmise essentiellement par trois processus d'échange thermique :

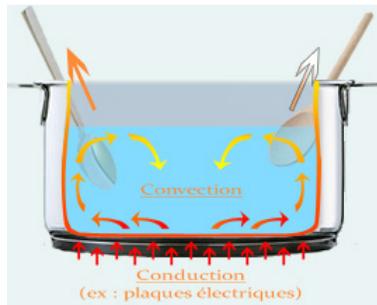
- rayonnement (Soleil),



- conduction/diffusion thermique,



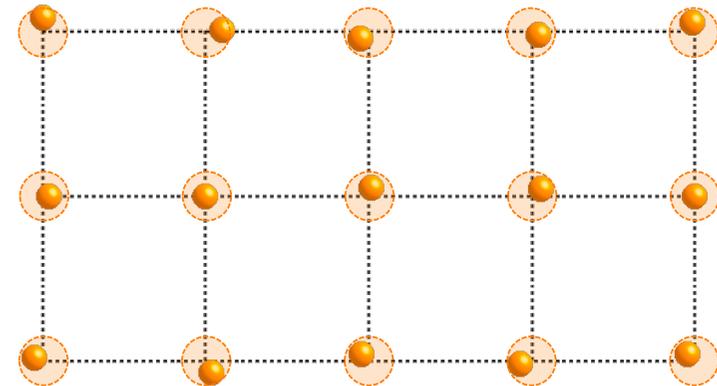
- convection



6.3.3 Conduction thermique par diffusion

Considérons un corps quelconque. Le milieu matériel est globalement immobile, c.a.d. il n'y a pas de mouvement d'ensemble (macroscopique) de matière.

Les seuls mouvements sont liés à l'agitation thermique microscopique des atomes constituant le corps. Plus la température est élevée, plus l'agitation des atomes est forte.



La figure ci-dessus représente schématiquement l'agitation thermique des atomes d'un cristal autour de leur position d'équilibre. Les cercles pointillés représentent le volume occupé par les atomes.

L'amplitude de cette agitation diminue quand la température tend vers 0 K (zéro absolu).

Considérons deux corps solides identiques (1) et (2) à deux températures différentes $T_2 > T_1$. On met les deux corps en contact thermique : du point de vue macroscopique, on observe le phénomène suivant :

- état initial :



- mise en contact :



- état final:

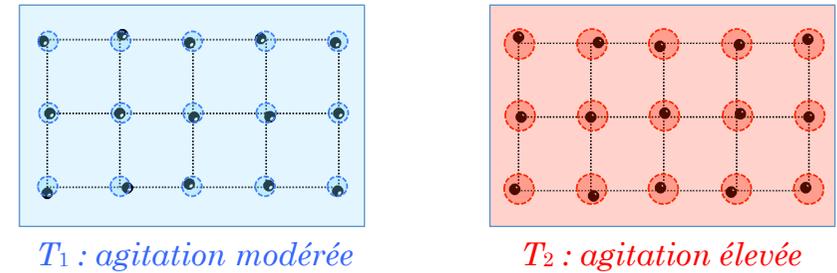


Dans l'état final, le système est à une température homogène comprise entre T_1 et T_2 .

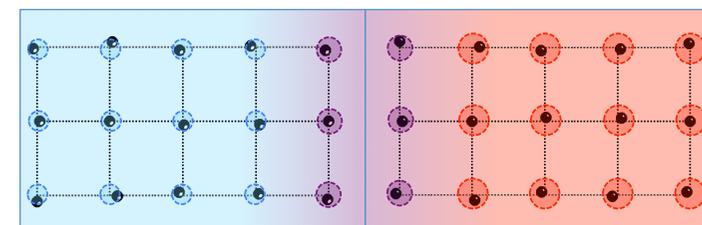
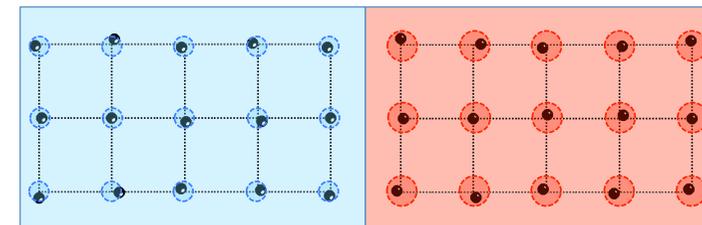
Par quel(s) processus la chaleur est-elle transmise ?

Examinons ce qui se passe à l'échelle microscopique :

État initial :



Les deux solides sont mis en contact :



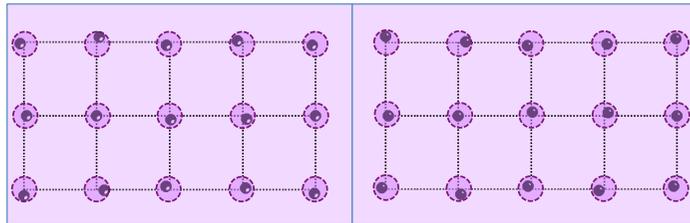
L'agitation augmente ↗

↘ L'agitation diminue

Les particules de (1) au contact de (2) sont soumises à des chocs de la part de celles de (2) plus énergétiques que de leurs voisines de (2) à droite. Leur agitation thermique augmente et corollairement celle des particules de (2) diminue.

Ainsi, localement la température de (1) dans la zone de contact augmente, alors que celle de (2) diminue.

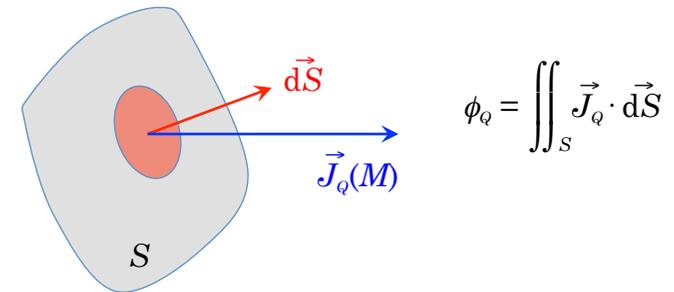
Ces variations se propagent dans les différentes directions. L'état final est caractérisé par une agitation thermique des atomes et une température homogènes.



6.3.4 Analogie entre diffusions de particules et de chaleur

En correspondance avec la densité de courant de particules (\vec{J}_N , grandeur vectorielle) définie pour décrire la diffusion de particules, il est possible de définir la densité de courant de chaleur \vec{J}_Q pour l'analyse des phénomènes de diffusion de chaleur.

Le flux de chaleur ϕ_Q correspond à la chaleur (énergie) passant à travers une surface donnée par unité de temps.



Dimensions, unités

- $[J_Q] = [\text{Energie}] \cdot [\text{Surface}^{-1}] \cdot [\text{Temps}^{-1}]$
en watt m^{-2}
- $[\phi_Q] = [E] \cdot [T^{-1}] = [\text{Puissance}]$
en watt

Par analogie avec les notions de débit massique ou volumique ($dm = D_m dt$, $dV = D_v dt$), la quantité de chaleur élémentaire δQ qui passe à travers S pendant le temps infinitésimal dt peut s'écrire :

$$\delta Q = \phi_Q dt$$

L'équivalent de la loi de Fick est la loi de Fourier :
- à une dimension :

$$J_Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$$

avec λ : conductivité thermique ; $\lambda > 0$ en $W m^{-1} K^{-1}$

- à 3 dimensions :

$$\vec{J}_Q = -\lambda \overrightarrow{grad T}$$

Ordre de grandeur

- métaux : $10^2 W m^{-1} K^{-1}$
- liquides, verres, bois : $10^{-1} W m^{-1} K^{-1}$
- isolants thermiques :
 - o laine de verre : $10^{-2} W m^{-1} K^{-1}$
 - o polystyrène expansé : $10^{-3} W m^{-1} K^{-1}$
- gaz : $10^{-2} W m^{-1} K^{-1}$

Applications :

- casserole métallique avec manche en bois/plastique
- fenêtre à double-vitrage, laine de verre, ...
- vêtements, doudounes, sac de couchage, ...

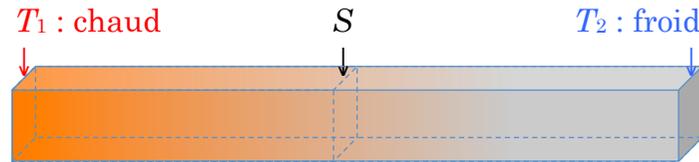
Le tableau ci-dessous résume les analogies formelles existant entre diffusion des particules et diffusion de la chaleur :

	Diffusion des particules	Diffusion de la chaleur
Cause	Différence de concentration $n(x,t)$	Différence de température $T(x,t)$
Conséquence	Densité de courant de particules \vec{J}_N (en $m^{-2} s^{-1}$)	Densité de courant de chaleur \vec{J}_Q (en $W m^{-2}$)
Echange	de particules : $dN = J_N S dt$	de chaleur : $\delta Q = J_Q S dt$
Loi phénoménologique	Loi de Fick 1D : $J_N(x,t) = -D \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}$ 3D : $\vec{J}_N = -D \overrightarrow{grad n}$ $D > 0$ en $m^2 s^{-1}$	Loi de Fourier 1D : $J_Q(x,t) = -\lambda \frac{\partial T(x,t)}{\partial x}$ 3D : $\vec{J}_Q = -\lambda \overrightarrow{grad T}$ $\lambda > 0$ en $W m^{-1} K^{-1}$
Équation-bilan locale	Conservation du nombre de particules $\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial J_N}{\partial x} = 0$	Conservation de l'énergie interne $\rho C_V \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial J_Q}{\partial x} = 0^*$ ρ : masse volumique C_V : capacité calorifique à volume constant

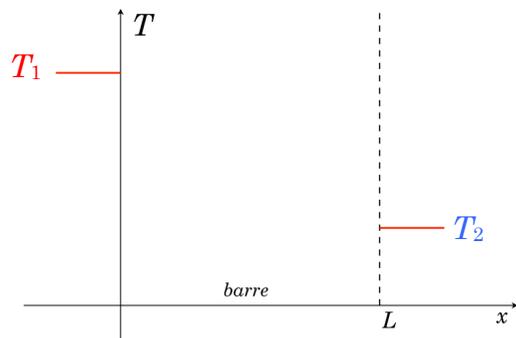
* Remarque : cette équation est valable si λ ne varie pas avec T et s'il n'y a pas de création de chaleur dans le corps considéré.

6.3.5 Cas stationnaire

On considère une barre métallique de longueur L et de section S soumise à chacune de ses extrémités à des températures constantes T_1 et T_2 :



On désire connaître le profil des températures dans la barre. Le problème considéré est tout à fait similaire à celui étudié dans le chapitre précédent comme le montre la figure ci-dessous :



On considère que le problème est à une dimension, l'équation de conservation s'écrit :

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial J_Q}{\partial x} = 0$$

Le régime étant stationnaire, il n'y a pas de variation temporelle de la température, l'équation de conservation se résume à :

$$\frac{\partial J_Q}{\partial x} = 0$$

Cela revient à dire que la densité de flux de chaleur est constante sur toute la longueur de la barre.

$$J_Q = C^{\text{te}}$$

La loi de Fourier permet de relier J_Q au gradient de température :

$$J_Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$$

On en déduit l'évolution de celle-ci en fonction de x :

$$T(x) = -\frac{J_Q}{\lambda} x + K$$

La constante d'intégration K est déterminée grâce aux conditions aux limites : $T(0) = T_1$:

$$T(x) = -\frac{J_Q}{\lambda} x + T_1$$

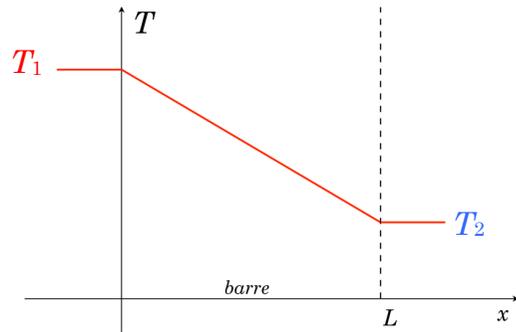
On peut calculer J_Q à partir de $T(L) = T_2$:

$$T_2 = -\frac{J_Q}{\lambda} L + T_1 \quad \Rightarrow \quad J_Q = -\frac{\lambda}{L} (T_2 - T_1) > 0$$

On en déduit le profil de la température :

$$T(x) = \frac{T_2 - T_1}{L} x + T_1$$

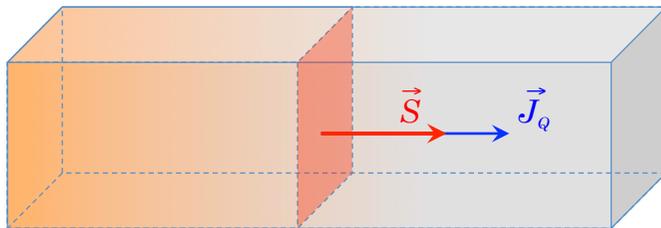
d'où l'allure de la courbe $T(x)$:



Le flux de chaleur, compté algébriquement dans le sens des x croissants, à travers toute section S du barreau est :

$$\phi_Q = J_Q S = -\frac{\lambda S}{L} (T_2 - T_1) = \frac{\lambda S}{L} (T_1 - T_2) > 0$$

Le résultat est cohérent avec le fait que le flux de chaleur est dans le sens des x croissants :



La quantité $R = \frac{L}{\lambda S}$ est appelée résistance thermique.

Plus elle est grande, plus le flux de chaleur sera faible (pour une même différence de température) puisque :

$$\phi_Q = \frac{T_1 - T_2}{R}$$

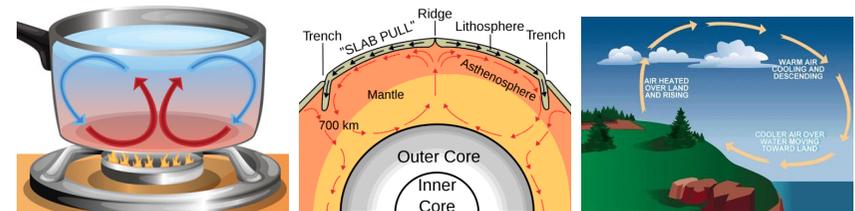
Il y a une analogie formelle avec la résistance électrique :

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{U}{R} \quad \text{loi d'Ohm}$$

6.3.6 Transport thermique par convection

Ce point a déjà été évoqué dans le § 5.1.1 consacré au transport convectif de particules.

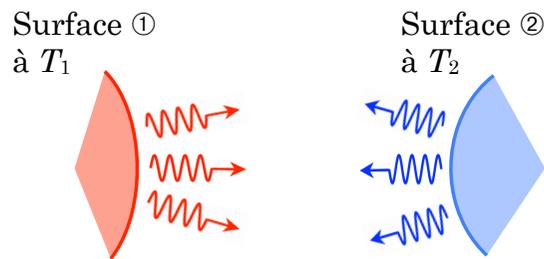
Il convient de distinguer la convection forcée (provoquée par une agitation – rôle de l'agitateur magnétique en chimie) de la convection naturelle liée à des variations locales de densité (elles-mêmes liées à des variations locales de température).



6.3.7 Transport thermique par rayonnement

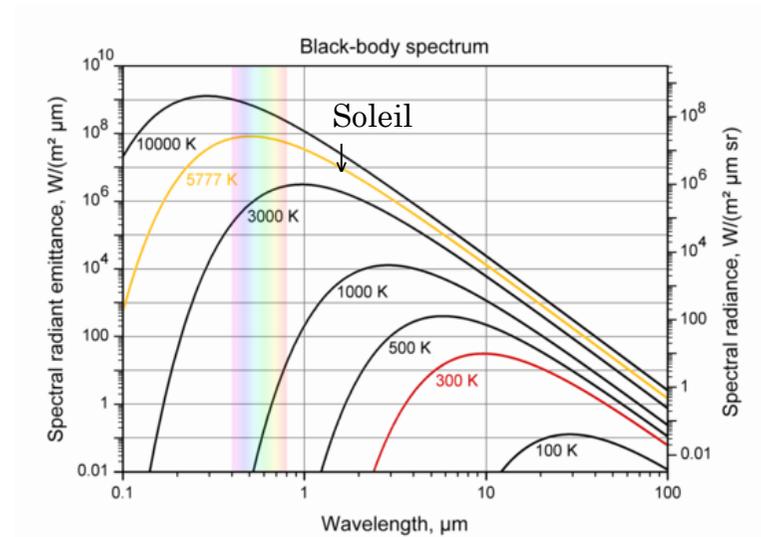
Quelle que soit leur température, un corps émet un rayonnement électromagnétique appelé rayonnement thermique pouvant se propager dans le vide.

Les corps sont donc susceptibles de pouvoir échanger de la chaleur par rayonnement comme le montre schématiquement la figure ci-dessous :



La longueur d'onde de ce rayonnement est comprise entre $0.1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ et dépend de la température du corps émetteur.

Le rayonnement thermique émis par le Soleil est situé principalement dans le visible. Des corps plus froids comme les mammifères émettent quant à eux dans l'infrarouge.



Les phénomènes de transport thermique résultent en général de la combinaison des 3 mécanismes comme le montrent les exemples ci-dessous :

