

SCHÉMAS THERMODYNAMIQUE

Nicolas CHIREUX

SCHÉMAS THERMODYNAMIQUE

Chapitre 1

Systeme ouvert en regime stationnaire

1.1 Outils necessaires a l'etude de systemes ouverts

1.1.1 Definition du systeme

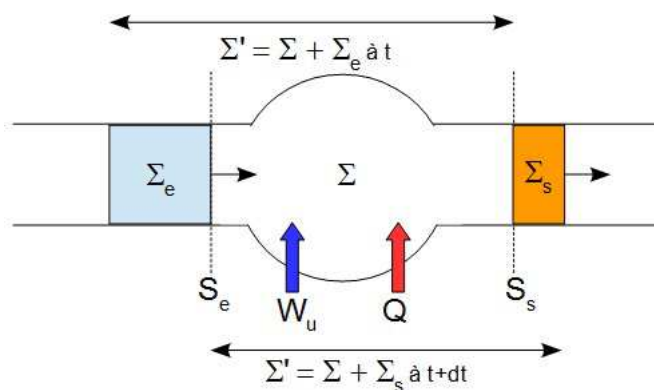


FIGURE 1.1 – Description d'un systeme ouvert

1.2 Bilans en systeme ouvert

1.2.1 Bilan energetique

Le premier principe en systeme ouvert s'ecrit :

$$\Delta h + \Delta e = w_u + q \quad (1.1)$$

Rem : si l'ecoulement est adiabatique et que les vitesses du fluide sont negligeables - ce qui est tres souvent le cas en dehors des reacteurs ou tuyeres -, le premier principe en systeme ouvert se simplifie en

$$\Delta h = w_u \quad (1.2)$$

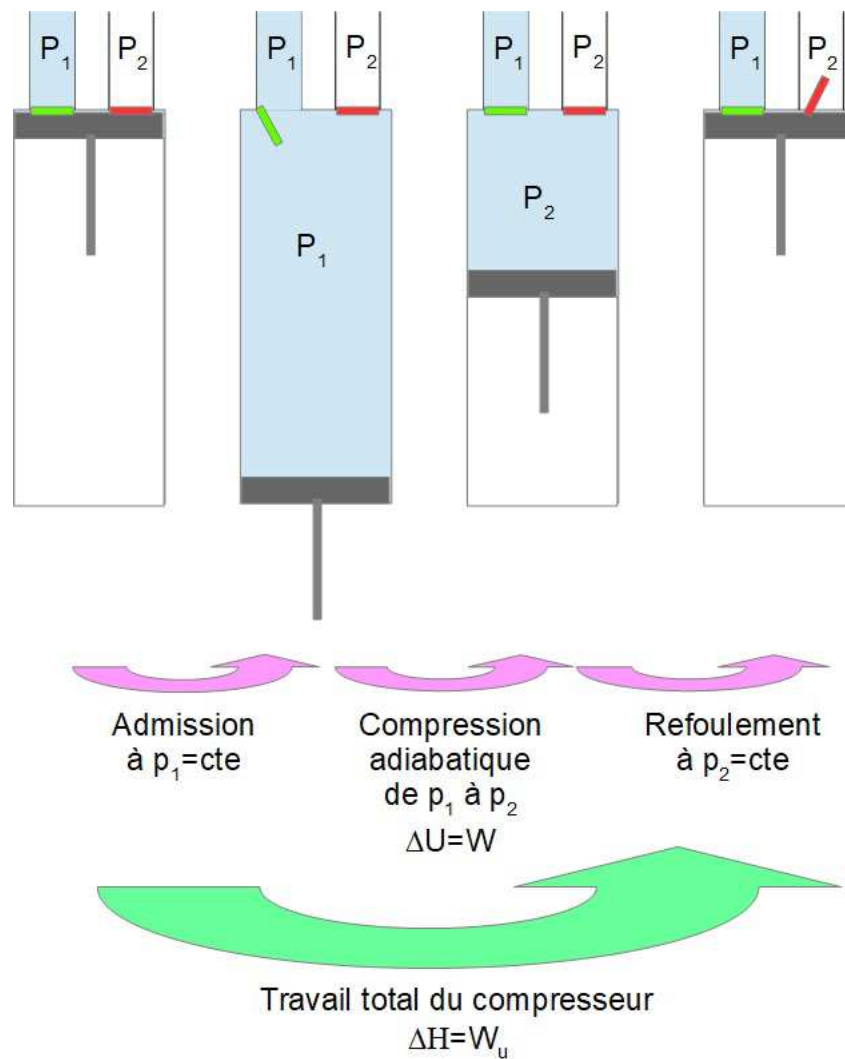
Rem : notez la difference entre l'expression du premier principe applique a un systeme ferme entre deux instants - cours de Sup - et celle du premier principe applique a un systeme ouvert entre entree et sortie - le temps n'est plus un parametre pertinent en regime d'ecoulement stationnaire -.

1.2.2 Bilan entropique

1.3 Exemples d'utilisation du premier principe en système ouvert

1.3.1 Compresseur

Le fonctionnement d'un compresseur se fait en quatre étapes comme indiqué sur le schéma ci-dessous.



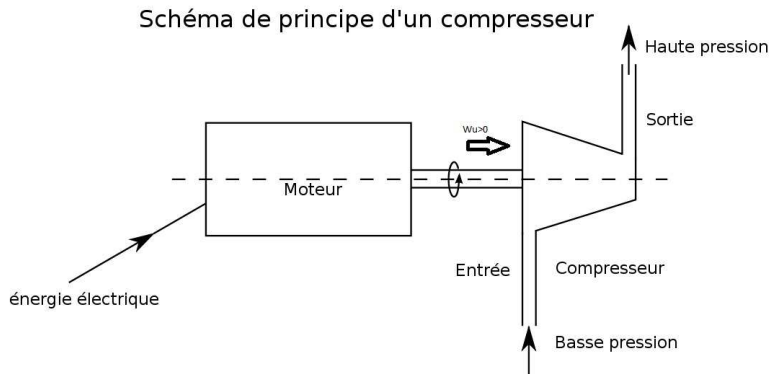
Les transformations étant assez rapides pour être considérées comme adiabatiques et les vitesses des gaz étant faibles, le premier principe en système ouvert $\Delta(h + e) = w_u + q$ se simplifie en :

$$\Delta h = w_u \quad \text{avec} \quad w_u > 0 \quad (1.3)$$

Notons que l'application du premier principe en système fermé vu en Sup ne nous donnerait que le travail à fournir pour l'étape intermédiaire ce qui revient à oublier les travaux d'admission et de refoulement des gaz.

1.3.2 Turboréacteur

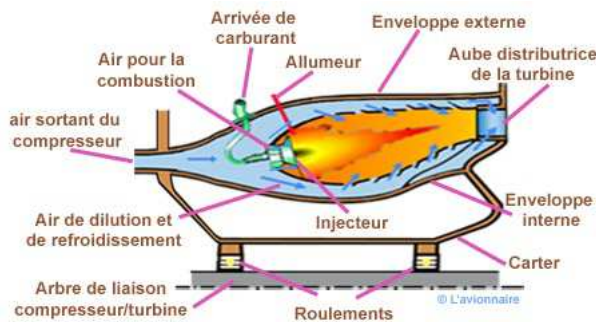
Un turboréacteur est constitué de quatre étages : un compresseur, une chambre de combustion, une turbine et une tuyère.



Dans le compresseur l'air est admis à faible pression puis comprimé jusqu'à une pression plus élevée à l'aide du travail fourni par l'arbre moteur du compresseur. La compression est rapide et considérée comme adiabatique. De plus les gaz sont en mouvement à faible vitesse donc on pourra négliger l'énergie cinétique de mouvement d'ensemble.

Le premier principe en système ouvert $\Delta(h + e) = w_u + q$ se simplifie donc en :

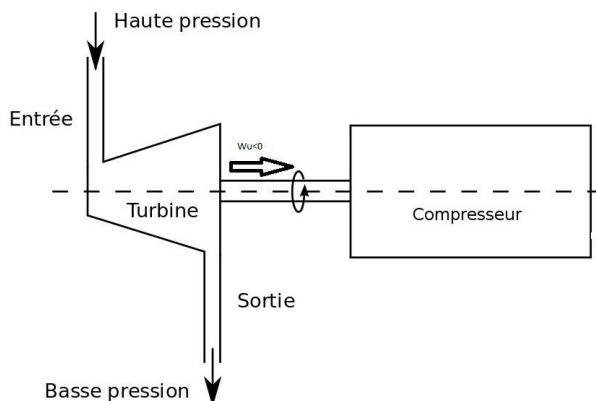
$$\Delta h = w_u \quad \text{avec} \quad w_u > 0 \quad (1.4)$$



Dans la chambre de combustion, le mélange air - carburant est enflammé : la température et la pression augmentent grâce à l'énergie thermique fournie par la combustion. Les gaz sont toujours en mouvement à faible vitesse donc on pourra négliger l'énergie cinétique de mouvement d'ensemble.

Le premier principe en système ouvert $\Delta(h + e) = w_u + q$ se simplifie donc en :

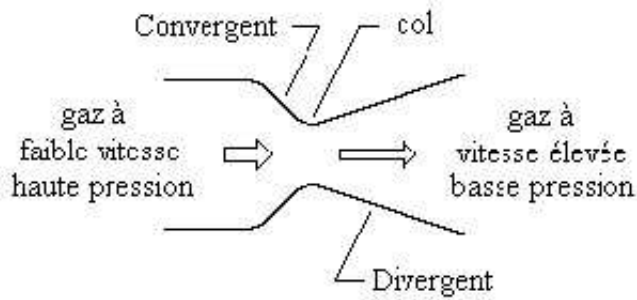
$$\Delta h = q \quad \text{avec} \quad q > 0 \quad (1.5)$$



Dans la turbine l'air est admis à haute pression puis détendu jusqu'à une pression plus faible : le travail récupéré sert à entraîner l'arbre moteur du compresseur. La détente est rapide et considérée comme adiabatique. De plus les gaz sont en mouvement à faible vitesse donc on pourra négliger l'énergie cinétique de mouvement d'ensemble.

Le premier principe en système ouvert $\Delta(h + e) = w_u + q$ se simplifie donc en :

$$\Delta h = w_u \quad \text{avec} \quad w_u < 0 \quad \text{et} \quad w_u(\text{compresseur}) = -w_u(\text{turbine}) \quad (1.6)$$



Dans la tuyère, l'air sortant de la turbine subit naturellement une dernière détente rapide donc adiabatique qui ramène sa pression à celle de l'atmosphère ambiante. Les gaz entrent à faible vitesse mais sortent de la tuyère à une vitesse élevée à cause de la forme de cette dernière.

Le premier principe en système ouvert $\Delta(h + e) = w_u + q$ se simplifie donc en :

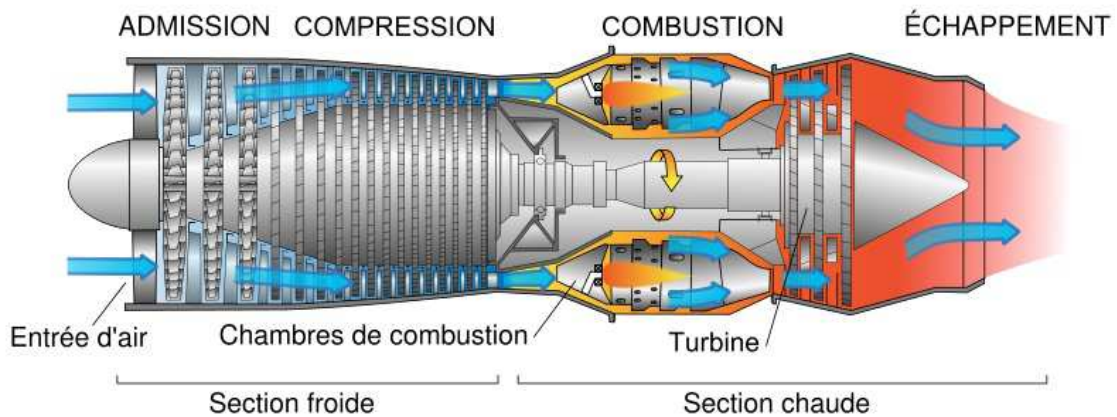
$$\Delta(h + e) = 0 \quad (1.7)$$

On peut alors définir la force de poussée si on néglige les forces de pression en amont et aval de la tuyère et si on néglige la vitesse des gaz à l'entrée de la tuyère par :

$$F_p = D_m \cdot V_{ejection} \quad (1.8)$$

où D_m est le débit massique de l'air traversant le turboréacteur.

Le schéma de principe complet d'un turboréacteur est donc le suivant :



1.3.3 Détente d'un fluide dans une turbine

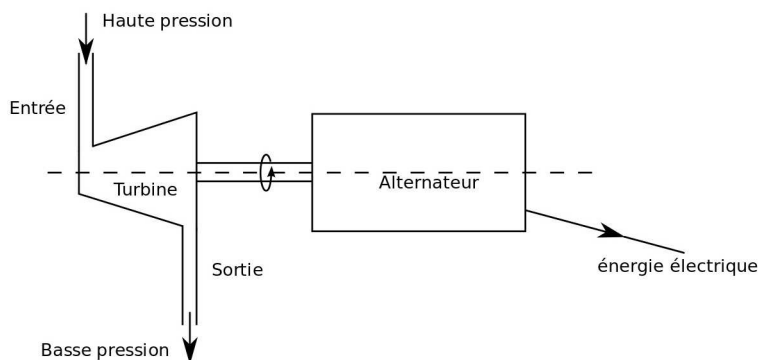


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une turbine

1.3.4 Exemples d'associations turbine - alternateur

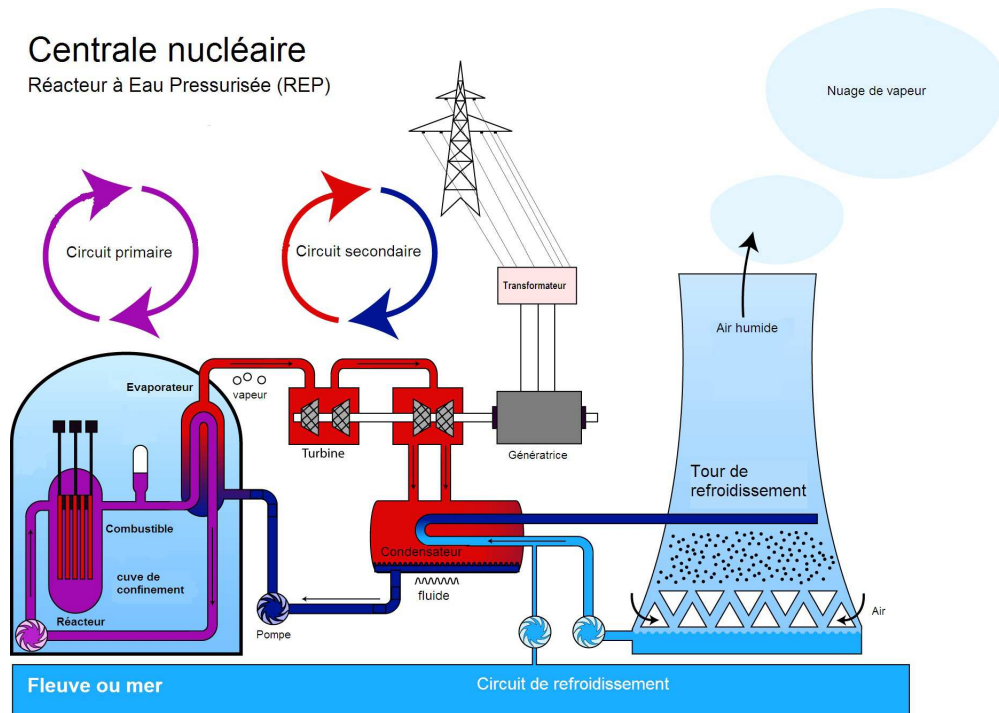


FIGURE 1.3 – Centrale nucléaire EPR

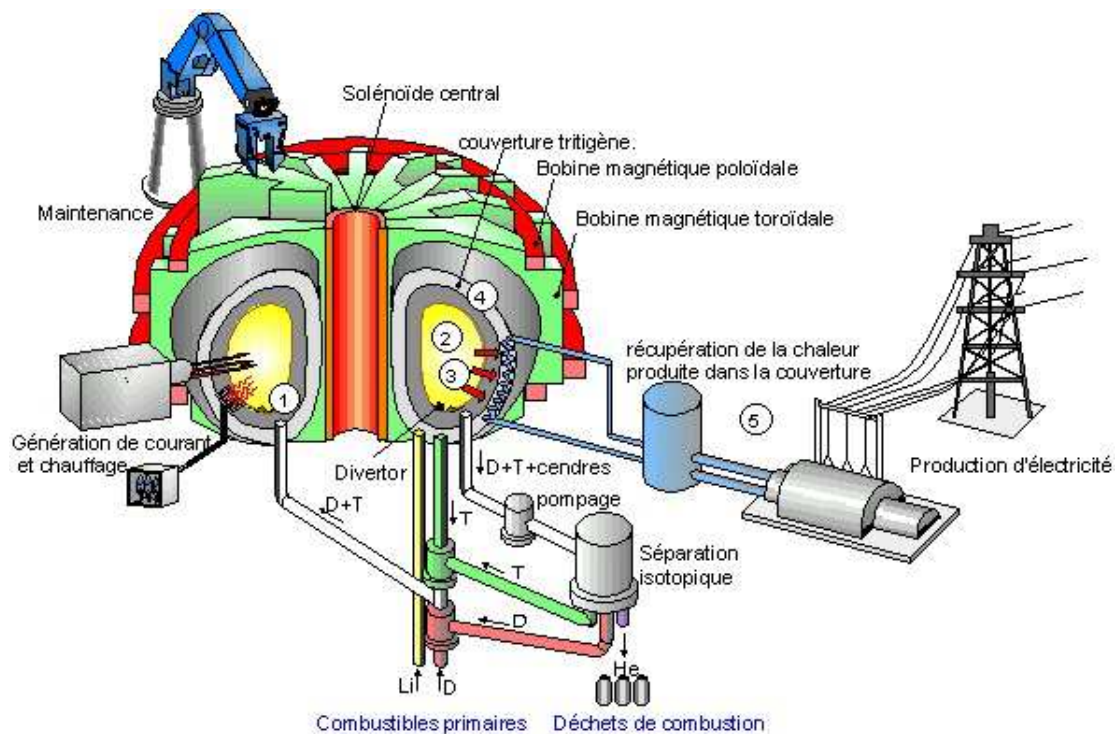


FIGURE 1.4 – Réacteur ITER



FIGURE 1.5 – Turbine EPR Flamanville



FIGURE 1.6 – Rotor EPR Flamanville

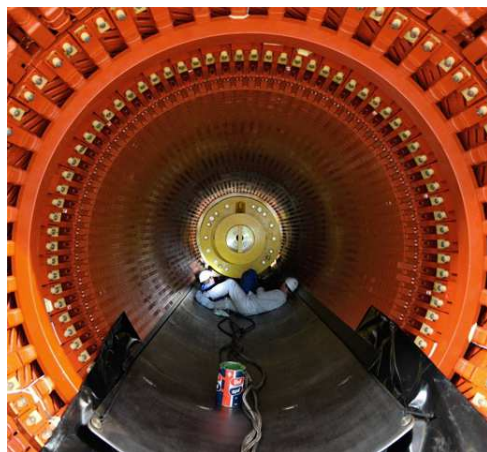


FIGURE 1.7 – Alternateur EPR Flamanville

Chapitre 2

Diffusion thermique

2.1 Modes de transfert d'énergie

2.1.1 La conduction

2.1.2 La convection

Convection naturelle

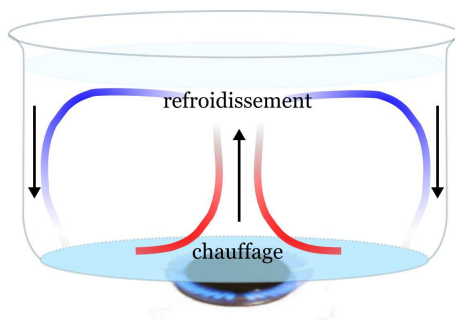


FIGURE 2.1 – Convection naturelle

Convection forcée

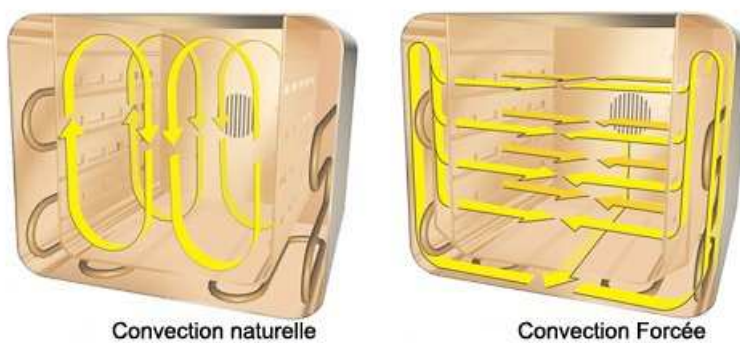


FIGURE 2.2 – Convection forcée

Le contact peut être via une plaque métallique qui opère un transfert de type conductif : c'est le cas lorsqu'on veut mettre en contact deux fluides. On dit dans ce dernier cas qu'il y a couplage conducto-convectif : l'efficacité du transfert conductif est fortement augmentée par le mouvement des fluides. C'est le principe des échangeurs thermiques.

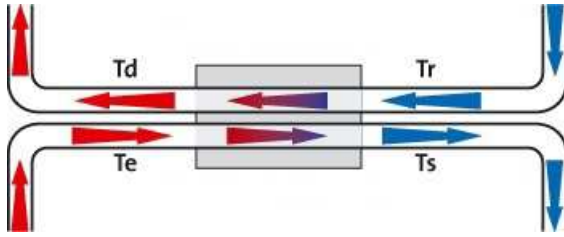
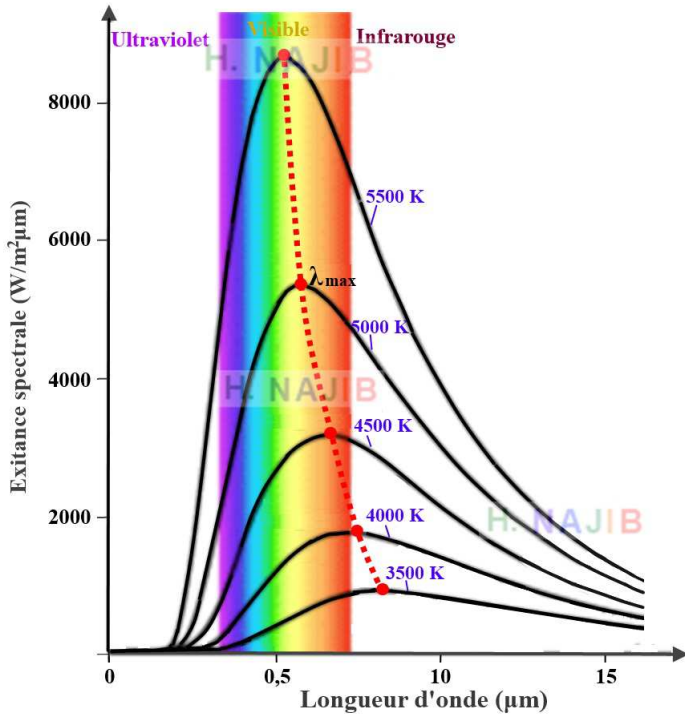


FIGURE 2.3 – Echangeur thermique

Rayonnement thermique



Tout corps porté à une température T voit le mouvement de ses charges accéléré par agitation thermique. Comme montré en électromagnétisme, ces charges rayonnent alors un champ électromagnétique. Comme les niveaux d'énergie sont continus pour un solide, tous les photons peuvent être absorbés et donc émis - à la différence de ce qui a été vu pour une lampe spectrale -. Animation niveaux d'énergie d'un métal

Le spectre émis va donc être continu et d'autant plus décalé vers les faibles longueurs d'onde que la température est élevée.

Le corps humain à $300K$ a son maximum d'émission dans l'I.R. à $9.7\mu m$.

FIGURE 2.4 – Rayonnement d'un corps noir

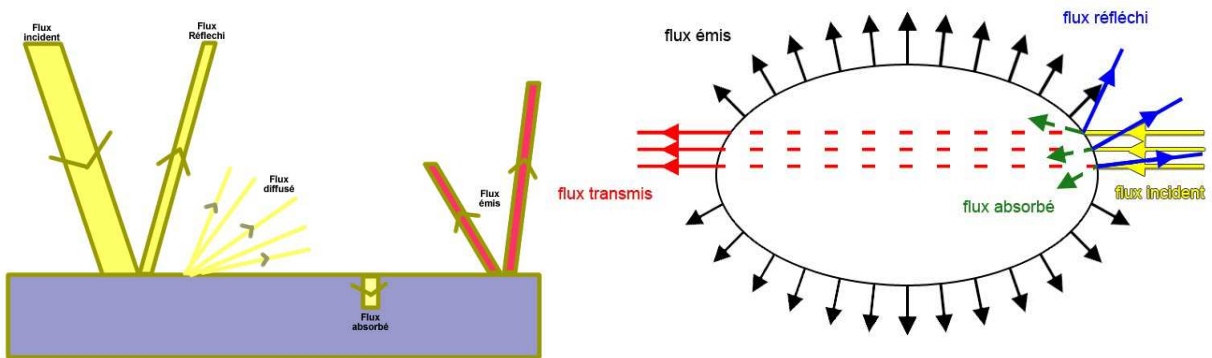


FIGURE 2.5 – Interaction matière-rayonnement

En général, nous observerons dans les phénomènes physiques une superposition des trois modes de transfert même si pour simplifier, nous négligerons le rayonnement dans nombre d'exercices.

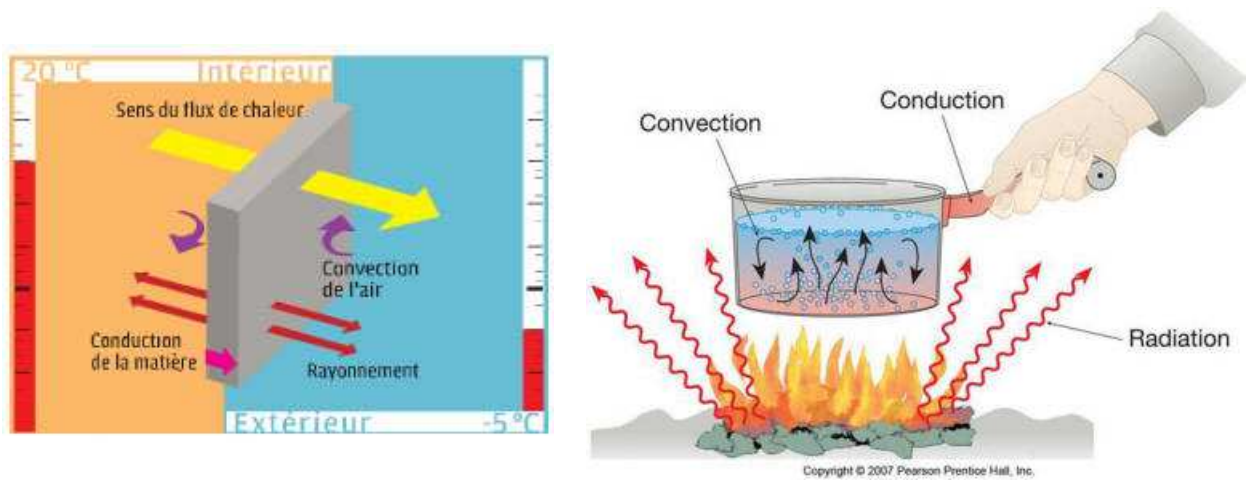


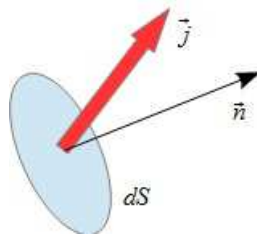
FIGURE 2.6 – Les trois types de transferts thermiques

2.2 L'axiome d'équilibre local thermodynamique ETL

2.3 Les flux d'énergie

2.3.1 Les flux surfaciques

Définition



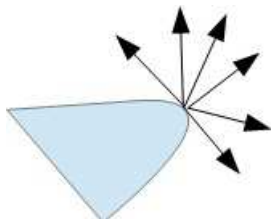
Soit un petit élément de surface dS de vecteur surface $d\vec{S} = dS\vec{n}$.

La puissance thermique ou flux traversant l'élément de surface dS dans le sens de \vec{n} est $\delta\phi = \varphi dS$ où φ est le flux surfacique en $W.M^{-2}$.

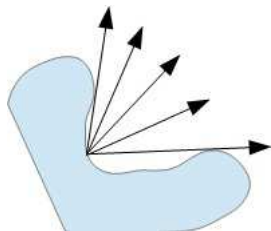
Dans certains cas, on peut exprimer φ à l'aide d'un vecteur flux surfacique ou vecteur densité de courant thermique \vec{j} tel que $\varphi = \vec{j} \cdot \vec{n}$.

$$\text{Alors } \delta\phi = \vec{j} \cdot \vec{n} dS = \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

Expressions pour les divers modes de transfert



L'émission ou l'absorption due au rayonnement dans le cas d'un corps convexe balaye une zone hémisphérique - un demi-espace -. Dans ce cas le corps ne pourra pas absorber son propre rayonnement.



L'émission ou l'absorption due au rayonnement dans le cas d'un corps concave balaye une zone inférieure à un hémisphère. Dans ce cas le corps pourra ré-absorber une partie de son propre rayonnement.

2.3.2 Puissances volumiques

2.4 Diffusion thermique

2.4.1 Loi de Fourier

Enoncé

Analogie avec la loi d'Ohm

On peut dresser le tableau suivant :

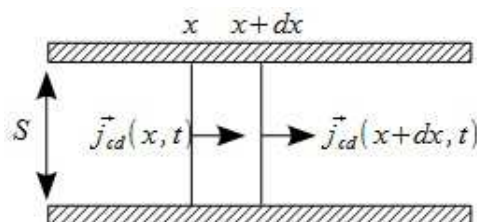
Thermodynamique	Electricité
\vec{j}_{cd} densité de courant de conduction thermique	\vec{j} densité de courant
T température	V potentiel
λ coefficient de conductivité thermique	γ conductivité électrique
$\vec{j}_{cd}(\vec{r}, t) = -\lambda \vec{\nabla} T(\vec{r}, t)$ loi de Fourier	$\vec{j}(\vec{r}, t) = -\gamma \vec{\nabla} V(\vec{r}, t) = \gamma \vec{E}$
ϕ^{cd} flux conductif	I intensité

Ces lois sont des lois phénoménologiques : elles sont en général bien vérifiées. Mais ce ne sont pas des lois fondamentales comme la loi de la gravitation. Ce sont des approximations linéaires au premier ordre valables uniquement en présence de gradients faibles.

Ordres de grandeur

2.4.2 Equation de la chaleur

2.4.3 Conduction pure à une dimension

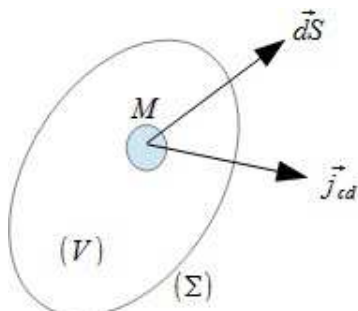


Nous nous placerons dans le cas unidimensionnel : les diverses grandeurs ne dépendront donc que de x et t .

Nous considérerons comme système la tranche de section S d'épaisseur dx comprise entre x et $x + dx$ comme indiqué ci-dessous. Les parois latérales sont calorifugées.

Généralisation - Termes de source

2.4.4 Diffusion thermique à 3 dimensions



Reprenons le bilan précédent mais sur un volume (V) délimité par une surface (Σ) :

$$\iiint_V \mu c \frac{\partial T}{\partial t} d\tau = - \iint_{\Sigma} \vec{j}_{cd} \cdot d\vec{S} + \iiint_V p_{autres} d\tau \quad (2.1)$$

où p_{autres} est la puissance volumique associée à P_{autres}

2.4.5 Solutions de l'équation de la diffusion thermique

Unicité de la solution

Cas stationnaire - Résistance thermique

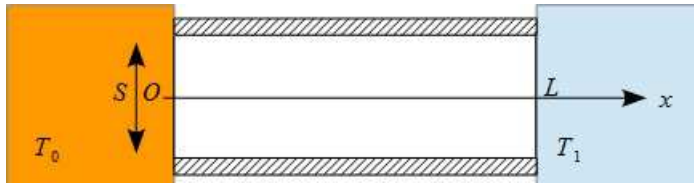


FIGURE 2.7 – Barre calorifugée latéralement en contact avec deux thermostats

Association de résistances thermiques

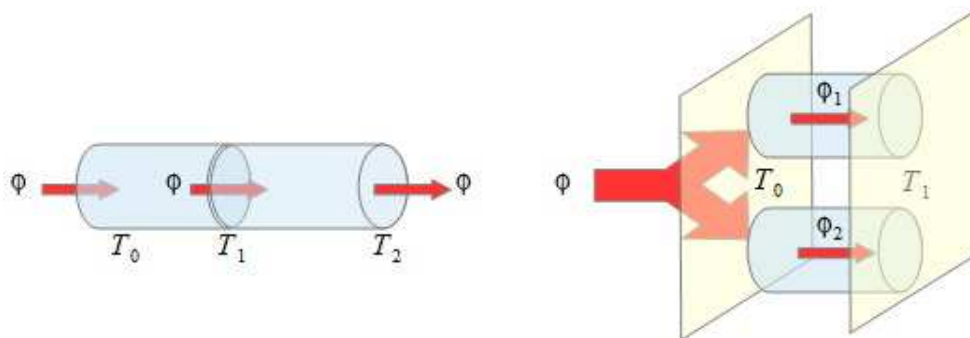
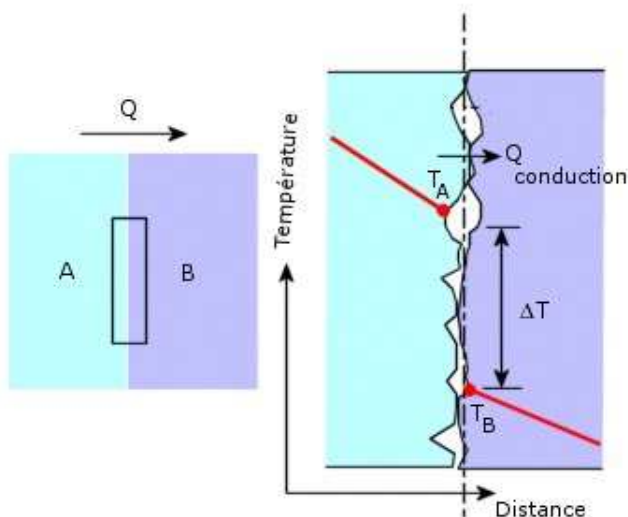


FIGURE 2.8 – Associations de résistances thermiques en série et en parallèle

Cas stationnaire - Problème à symétrie cylindrique

Cas stationnaire - Problème à symétrie sphérique

Conditions aux limites



Si l'interface est en $x = x_0$, on aura

$$-S\lambda_A \left(\frac{\partial T_A}{\partial x} \right)_{x_0, t} = -S\lambda_B \left(\frac{\partial T_B}{\partial x} \right)_{x_0, t} \quad (2.2)$$

Si de plus le contact est parfait - surfaces idéalement lisses -, on aura de surcroît

$$T_A(x_0, t) = T_B(x_0, t) \quad (2.3)$$

Cas non stationnaire

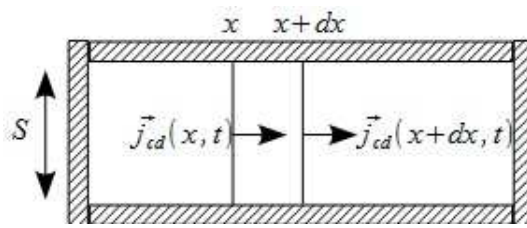
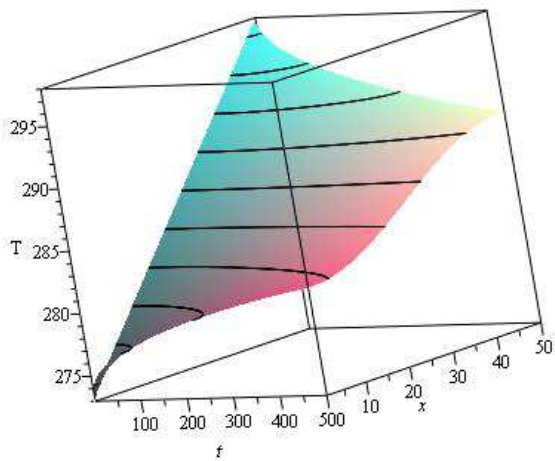
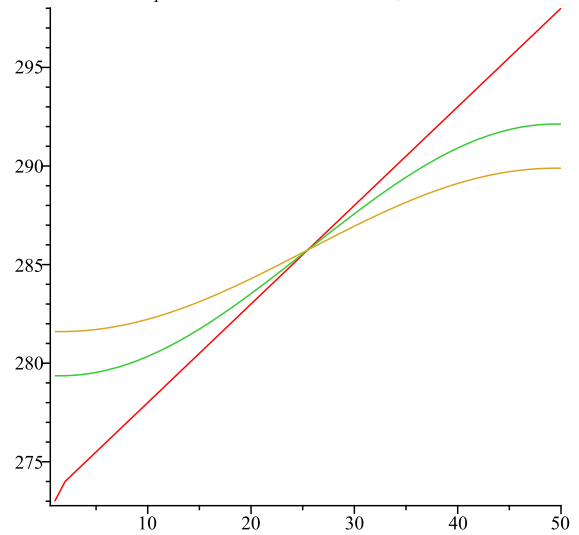


FIGURE 2.9 – Barre complètement calorifugée en régime non stationnaire

Evolution de la température dans une barre calorifugée



Evolution de la température dans une barre à $t=0s$, $t=250s$ et $t=500s$



Evolution de la température dans une barre à $t=0s$, $t=250s$ et $t=500s$ avec 10 modes

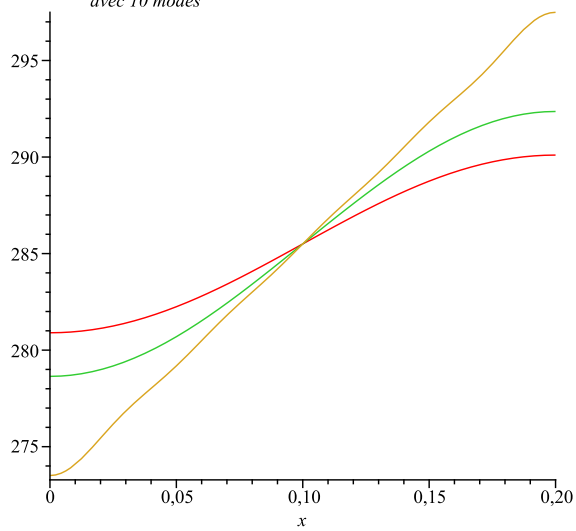
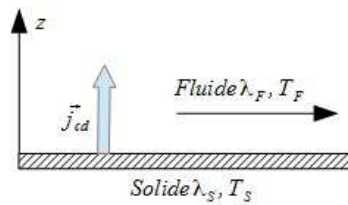


FIGURE 2.10 – Simulation avec une résolution numérique par maillage (en haut) et la résolution précédent avec 10 modes (ci-contre)

2.5 Transfert thermique conducto-convectif

2.5.1 Le flux conducto-convectif



Soit une paroi solide l  ch  e par un fluide au contact. Au niveau de la paroi le flux conductif dans le solide est

$$j_{cd}^S = -\lambda_S \left(\frac{\partial T_S}{\partial z} \right)_{paroi} \quad (2.4)$$

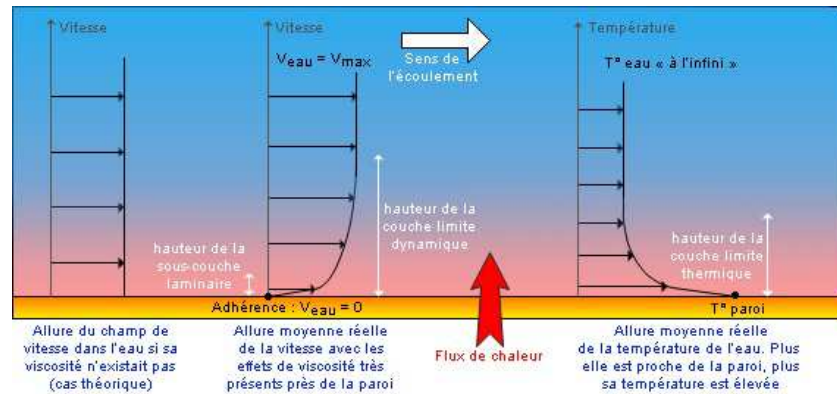


FIGURE 2.11 – Couche limite

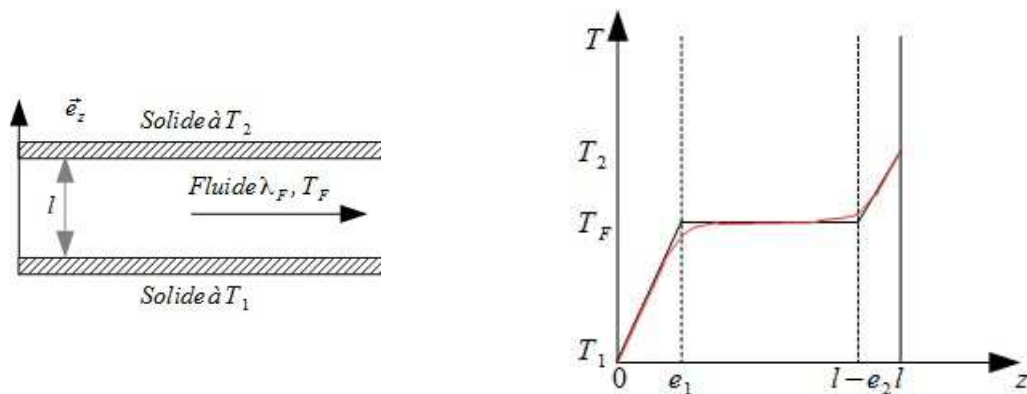
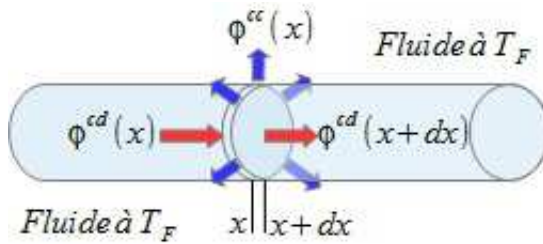


FIGURE 2.12 – Fluide circulant entre deux plaques respectivement    T_1 et T_2 - Profil de température

2.5.2 Résistance thermique conducto-convective

Définition

Soit une barre cylindrique de longueur L , de surface latérale totale S_{lat} pour laquelle existe un transfert conducto-convectif à travers la paroi latérale.



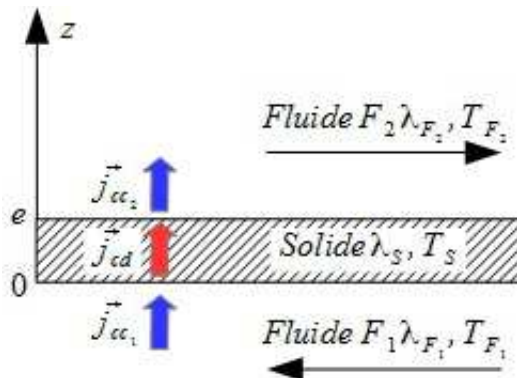
Pour la tranche d'épaisseur dx , nous aurons

$$d\phi^{cc} = h(T(x) - T_F) \frac{S_{lat}}{L} dx \quad (2.5)$$

FIGURE 2.13 – Ailette de refroidissement

Cas d'un échangeur thermique

Revenons sur le cas de l'échangeur thermique qui permet un transfert thermique conducto-convectif entre deux fluides F_1 et F_2 via une plaque métallique S d'épaisseur e et de surface S .



Il est évident que nous avons ici trois résistances thermiques en série : une conducto-convective avec le fluide F_1 , une conductive pour S et une autre conducto-convective avec le fluide F_2 . Alors

$$R_{th}^{cc} = R_{th1}^{cc} + R_{thS}^{cd} + R_{th2}^{cc} \quad (2.6)$$

Soit

$$\frac{1}{h_{eq}S} = \frac{1}{h_1S} + \frac{e}{\lambda S} + \frac{1}{h_2S} \quad (2.7)$$

FIGURE 2.14 – Echangeur thermique

2.5.3 Ailette de refroidissement de grande longueur

Soit une barre cylindrique de longueur L , de rayon a pour laquelle existe un transfert conducto-convectif à travers la paroi latérale. En $x = 0$, elle est en contact avec un thermostat à T_0 et eu égard à sa grande longueur, son extrémité en $x = L$ est à T_F .

Rem : attention ! si la longueur de l'ailette n'est pas suffisante, son extrémité ne sera pas à la température du fluide dans lequel elle baigne.

Nous supposons que le rayon de l'ailette est suffisamment faible pour assurer une température homogène dans toute tranche dx du système. Nous nous placerons de surcroît en régime stationnaire.

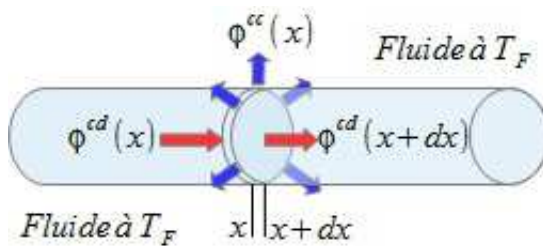


FIGURE 2.15 – Ailette de refroidissement