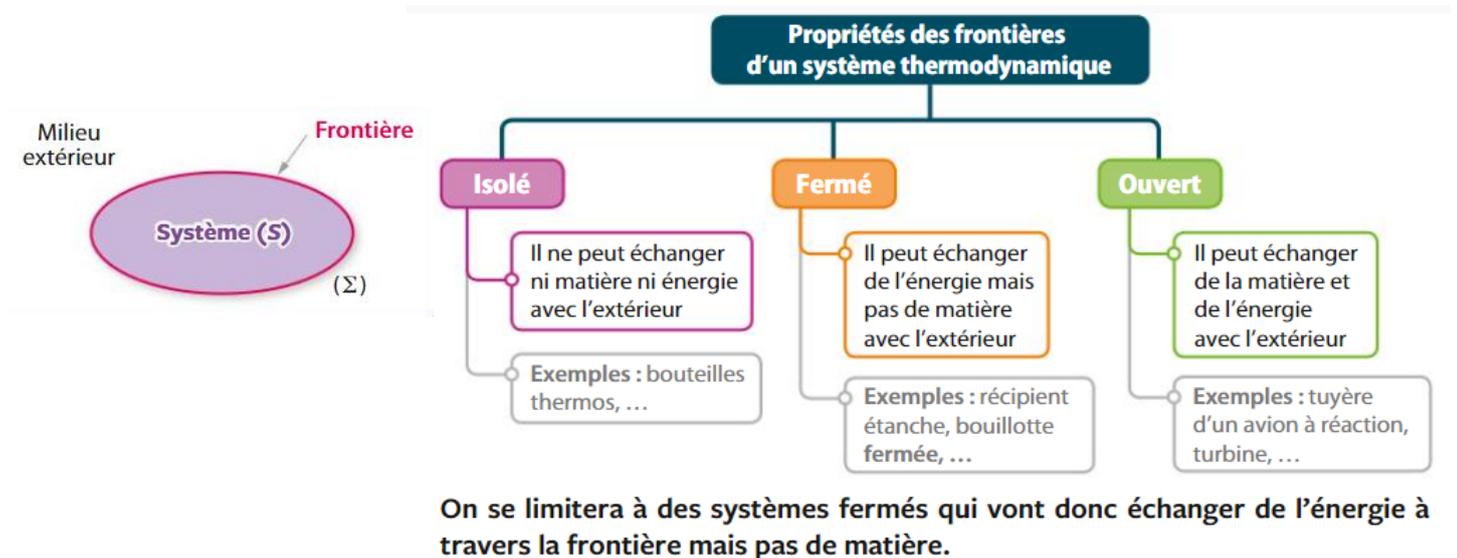


1 DESCRIPTION D'UN SYSTEME THERMODYNAMIQUE

➤ Notion de système thermodynamique



Pour décrire un système thermodynamique, on utilise un nombre réduit de grandeurs physiques, appelées « variables d'état » du système, comme la température T , la pression p , la masse volumique ρ , etc. Ces variables d'état sont mesurables et permettent de caractériser l'état d'équilibre du système.

➤ Du macroscopique au microscopique

✚ La pression

La pression résulte de la résultante des forces exercées par les chocs des molécules sur la surface S de la paroi.



La pression P correspond à une force par unité de surface :

P : pression (Pa) F : force pressante (N)
 S : surface (m^2)

La pression P est une donnée macroscopique liée à la masse des molécules et leur vitesse

✚ La température

La température d'un gaz est liée à l'énergie cinétique des molécules. À une température correspondant au zéro absolu, c'est à dire zéro Kelvin, la molécule serait totalement au repos. Elle n'aurait donc plus d'énergie cinétique.

✚ La masse volumique

La différence la plus frappante entre les différents états de la matière est la masse volumique ρ : pour un gaz, elle est d'environ $1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Cela est typiquement 1 000 fois plus faible que la masse volumique d'un solide ou d'un liquide (de $10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à $10^4 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$).

La masse volumique ρ renseigne donc sur la distance entre les particules microscopiques : plus la masse volumique est faible plus les particules sont éloignées les unes des autres.

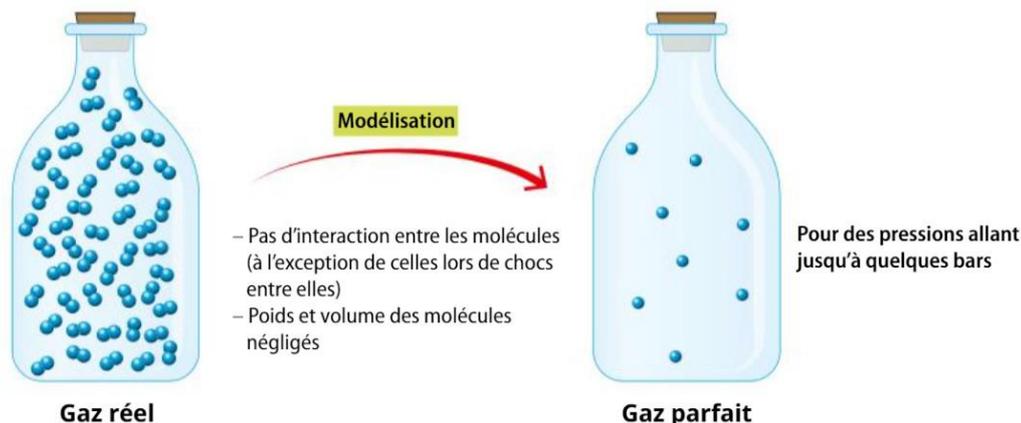


La température fournit une mesure macroscopique de l'énergie cinétique microscopique des particules

Remarques : La température s'exprime en kelvin (symbole : K). La relation entre la température T en kelvin (symbole : K) et la température θ en degrés Celsius (symbole : $^{\circ}C$) est : $T = \theta + 273,15$

2 MODELE DU GAZ PARFAIT ET SES LIMITES

Pour étudier un système à l'état gazeux, on peut se placer dans le cadre du modèle du gaz parfait, qui assimile les molécules du gaz à des points matériels et qui suppose qu'il n'y a aucune interaction entre ces molécules.



Ce modèle permet d'établir une équation reliant différentes variables d'état, appelée équation d'état du gaz parfait :

p : pression du gaz parfait (Pa)
 V : volume du gaz parfait (m^3)
 n : quantité de matière de gaz parfait (mol)
 R : constante des gaz parfaits égale à $R=8,314 J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$
 T : température du gaz parfait (K)



[Capsule 1](#)

Le gaz parfait est un modèle, c'est à dire une simplification de la réalité. Dans un gaz parfait les molécules n'interagissent pas entre elles (sauf lors des chocs entre elles), les molécules sont assimilées à des points matériels et leur volume est néglige. Un gaz parfait n'existe pas en tant que tel mais les gaz réels peuvent, dans certaines conditions, avoir un comportement qui s'en rapproche.

Par conséquent, à de faibles pressions (c'est à dire quand les molécules qui constituent le gaz sont très éloignées les unes des autres), un gaz réel se comporte comme un gaz parfait.

La loi de Mariotte

Si la température T d'une quantité de matière n d'un gaz est constante, alors $n \times R \times T = cte$. D'après l'équation d'état des gaz parfaits, on retrouve la loi de Boyle-Mariotte (vue en 1ère) :

$$P \times V = cte$$

La loi d'Avogadro-Ampère

Pour une quantité de matière de gaz égale à 1 mol ($n=1$ mol), on a :

$$V = \frac{R \times T}{P}$$

Si T et P sont fixées, alors on retrouve la loi d'Avogadro-Ampère : « Pris dans les mêmes conditions de température et de pression, tous les gaz ont le même volume molaire »

3 PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

➤ L'énergie interne

Les particules d'un système, quel que soit son état, sont en mouvement désordonné, appelé agitation thermique. A l'échelle macroscopique, **on mesure cette agitation avec la**

Cette agitation se traduit par une **énergie cinétique microscopique** ; qui augmente avec la température.

Il existe aussi une **énergie potentielle microscopique**, causée par toutes les interactions entre les entités composant le système.

On appelle d'un système, notée, la grandeur macroscopique définie comme la somme des cinétiques et potentielles MICROSCOPIQUES des entités constituant le système :

$$U = E_{c,micro} + E_{p,micro}$$

Remarques :

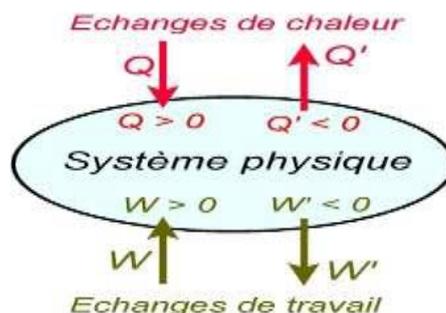
- L'énergie mécanique d'un système, E_m , est la somme de E_c et de E_p
- L'énergie TOTALE d'un système : $E_{TOTALE} = E_m + U$
- Lorsqu'un système est au repos dans le référentiel d'étude, son énergie mécanique est constante et la variation de son énergie totale sera donc égale à sa variation de son énergie interne :

$$\Delta E_{totale} = \cancel{\Delta E_m} + \Delta U = \Delta U$$

➤ Modes de transfert d'énergie

Il existe 2 formes de transfert d'énergie entre un système et l'extérieur :

- ✚ W , (déjà défini en mécanique et électricité), qui est lié au déplacement du point d'application d'une force s'exerçant sur le système.
- ✚ noté Q : il se fait SPONTANEMENT depuis la zone chaude vers la zone froide
- ✚ Ces transferts sont algébriques (positif ou négatif) et dépendent du SENS d'échange.



➤ Enoncé 1er principe

Le 1er principe exprime la conservation de l'énergie macroscopique d'un système fermé et au repos. Une variation d'énergie interne est due à une apparition de chaleur et/ou de travail :



Remarque : Il est plus facile de déterminer la variation d'énergie interne ΔU que l'énergie interne U

[Capsule 2](#)

4 LE TRANSFERT THERMIQUE

➤ Capacité thermique et transfert thermique

Lorsque la température d'un système évolue (sans changement d'état, ni transformation chimique), il existe une relation de proportionnalité entre la variation de température et le transfert thermique Q du système entre les états initial et final.



La capacité thermique C du système dépend de la nature du corps, mais aussi de la quantité de matière présente dans le système. On définit ainsi c en $(J.kg^{-1}.K^{-1})$ la capacité thermique massique du système qui représente l'énergie absorbée par 1 kg de ce système pour élever sa température de $1^\circ C$ (donc de 1K).

Conséquence

Lorsqu'un système incompressible de masse m et de capacité thermique massique c passe d'une température initiale T_i à une température finale T_f , sa variation d'énergie interne ΔU a pour expression :

$$\Delta U_{i \rightarrow f} \text{ en J} = m \times c \times (T_f - T_i) = m \times c \times (\theta_f - \theta_i)$$

m en kg T en K
 c en $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ ou $J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$ θ en $^\circ C$

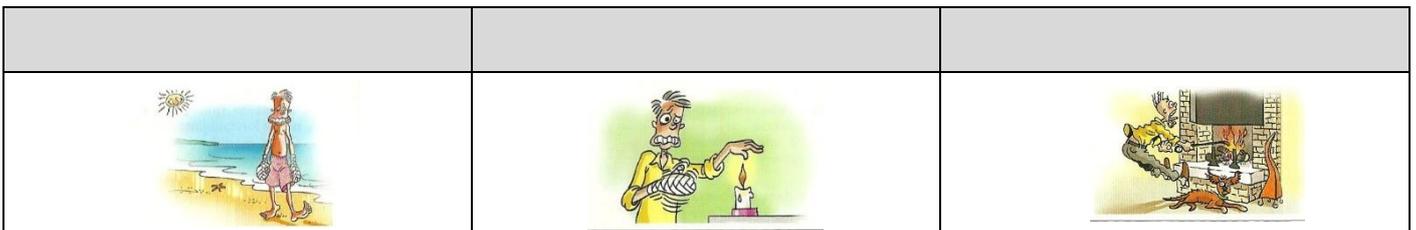
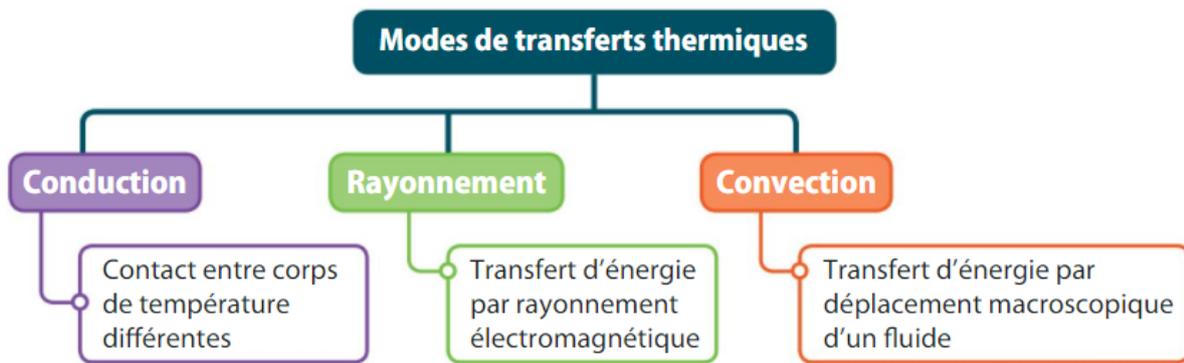
F Quelques capacités thermiques massiques

Matériau	c ($J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$)
Aluminium Al (s)	897
Eau H ₂ O (s)	$2,06 \times 10^3$
Éthanol C ₂ H ₅ OH (l)	$2,44 \times 10^3$
Eau H ₂ O (l)	$4,18 \times 10^3$

➤ Le transfert thermique nécessaire pour élever de 1 °C la température de 1 kg d'eau est plus élevé pour l'eau liquide que pour l'eau solide.

➤ **Modes de transfert thermique**

Les échanges d'énergie par transfert thermique peuvent s'effectuer suivant trois modes d'un système à un autre :



➤ **Flux thermique**

Le flux thermique note Φ caractérise la vitesse du transfert thermique Q , pendant une durée Δt , au sein d'un système ou entre différents systèmes :

- Φ en watt (W)
- Δt en seconde (s)
- Q en joule (J)



[Capsule 3](#)

Le flux thermique Φ a les dimensions d'une puissance : on parle d'ailleurs de puissance thermique

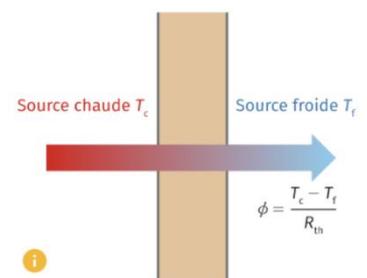
➤ **Résistance thermique**

Quand on coupe le chauffage d'une habitation en hiver, sa température va baisser d'autant plus rapidement que la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur est grande. Cette baisse sera ralentie si les murs sont bien isolés.

Par conséquent, une paroi plane dont deux faces sont à des températures différentes T_A et T_B , constantes au cours du temps, est le siège d'un transfert thermique par conduction.

Le flux thermique s'exprime alors de la manière suivante :

Doc. 2 Échange thermique

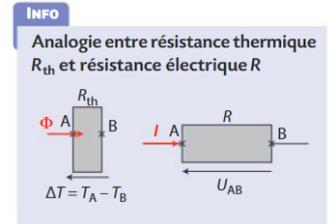


Le flux thermique échangé à travers une paroi est proportionnel à l'écart de température entre les deux côtés.

$$\Phi \text{ en W} \rightarrow \Phi = \frac{T_A - T_B}{R_{th}} = \frac{\theta_A - \theta_B}{R_{th}}$$

T en K θ en °C
 R_{th} en K·W⁻¹ R_{th} en °C·W⁻¹

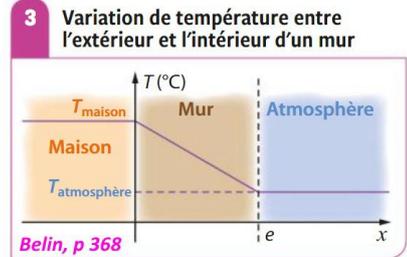
La résistance thermique d'un corps, notée R_{th} , traduit sa capacité à s'opposer au transfert thermique : plus la valeur de R_{th} est grande, plus le flux thermique sera faible. La résistance thermique dépend de la nature et de l'épaisseur du matériau



La résistance thermique R_{th} , d'une paroi plane dépend donc de la conductivité thermique λ du matériau, de son épaisseur e et de la surface S traversée par le flux :

$$R_{th} = \frac{e}{\lambda \times S}$$

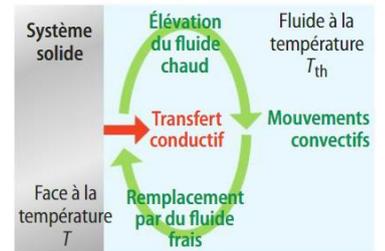
- R_{th} , résistance thermique de la paroi, en K·W⁻¹
- e , épaisseur de la paroi en m
- λ , conductivité thermique du matériau, en W·m⁻¹·K⁻¹
- S , surface traversée par le flux en m²



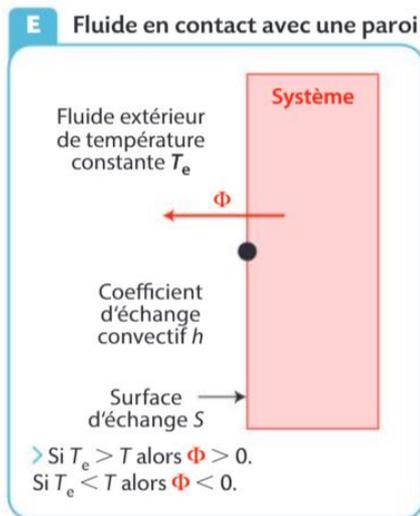
5 TRANSFERT THERMIQUE CONDUCTO-CONVECTIF

➤ Modèle de la loi de Newton

Lorsqu'un fluide est au contact d'une paroi fine thermostatée (un thermostat est un objet dont la température reste constante), le flux thermique conducto-convectif s'exprime en fonction de l'écart entre la température T du système et celle de la paroi identique à la température extérieure T_e .



Doc. 19 Représentation schématique du transfert conducto-convectif : si $T_{th} < T$, le fluide s'échauffe au contact de la face, sa masse volumique diminue, il s'élève sous l'action de la poussée d'Archimède et est remplacé par du fluide frais.



Ce transfert « conducto-convectif » est modélisé par la loi phénoménologique de Newton. Le flux thermique (ou puissance thermique) conducto-convectif transféré à travers la surface d'aire S du système vaut :

$$\Phi \text{ en W} \rightarrow \Phi = h \times S \times (T_e - T) = h \times S \times (\theta_e - \theta)$$

h en W·m⁻²·K⁻¹ ou W·m⁻²·°C⁻¹ S en m² θ en °C
 T en K

avec h : coefficient de transfert thermique (coefficient de Newton) en W·m⁻²·K⁻¹
 S : surface d'échange entre le système et la paroi (en m²)

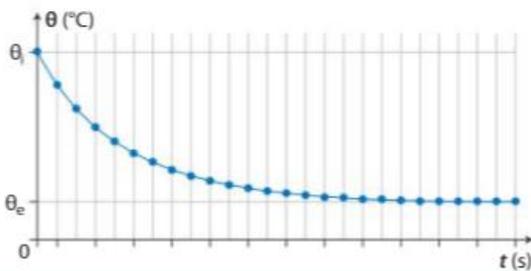


➤ **Évolution d'un système au contact d'un thermostat**

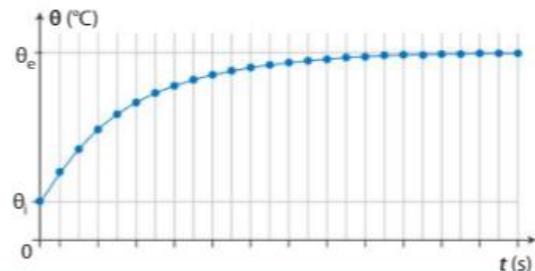
Établissement de l'équation différentielle vérifiée par la température θ du système	Détermination de la solution de l'équation différentielle vérifiée par la température θ du système
<ul style="list-style-type: none"> D'après le premier principe de la thermodynamique, entre un état initial i et un état final f : $\Delta U_{i \rightarrow f} = Q$ Or pour une durée Δt suffisamment courte : $Q = \Phi \times \Delta t$ De plus, d'après la loi de Newton, $\Phi = h \times S \times (\theta_e - \theta)$ d'où : $Q = h \times S \times (\theta_e - \theta) \times \Delta t$ On a également, pour un système incompressible de masse m dont la variation de température est $\Delta \theta$: $\Delta U_{i \rightarrow f} = m \times c \times \Delta \theta$ avec c la capacité thermique massique du système. La relation devient $m \times c \times \Delta \theta = h \times S \times (\theta_e - \theta) \times \Delta t$ soit : $\frac{\Delta \theta}{\Delta t} = \frac{h \times S}{m \times c} \times (\theta_e - \theta)$ Lorsque Δt tend vers zéro, la limite de $\left(\frac{\Delta \theta}{\Delta t}\right)$ est égale à la dérivée de θ par rapport au temps t notée $\frac{d\theta}{dt}$. <p>Il vient : $\frac{d\theta}{dt} = -\frac{h \times S}{m \times c} \times \theta + \frac{h \times S}{m \times c} \times \theta_e$</p> <p>C'est l'équation différentielle vérifiée par la température T du système.</p>	<p>En mathématiques, les solutions d'une équation $y' = ay + b$ (avec $a \neq 0$) sont de la forme $y = K \times e^{ax} - \frac{b}{a}$ avec K une constante d'intégration réelle.</p> <p>Pour résoudre l'équation différentielle, il faut remplacer la fonction y par θ, la variable x par le temps t, la constante a par $-\frac{h \times S}{m \times c}$ et la constante b par $\frac{h \times S}{m \times c} \times \theta_e$.</p> <ul style="list-style-type: none"> Les solutions de l'équation différentielle sont de la forme : $\theta = K \times e^{-\frac{h \times S}{m \times c} \times t} + \theta_e$ Pour déterminer la constante K, il faut utiliser les conditions initiales sur la température. <p>À $t = 0$ s, la température du système est $\theta = \theta_i$ donc : $\theta_i = K \times e^{-\frac{h \times S}{m \times c} \times 0} + \theta_e$</p> <p>Or $e^0 = 1$, ce qui conduit à : $K = \theta_i - \theta_e$.</p> <ul style="list-style-type: none"> La solution de l'équation différentielle est donc : $\theta = (\theta_i - \theta_e) \times e^{-\frac{h \times S}{m \times c} \times t} + \theta_e$ avec $a = -\frac{h \times S}{m \times c}$ <p>$\tau = -\frac{1}{a}$ est appelé temps caractéristique de l'évolution de la température du système, exprimé en seconde.</p>

Allure de la courbe donnant la température d'un système en contact avec un thermostat, en fonction du temps

Refroidissement du système incompressible : $\theta_i > \theta_e$



Réchauffement du système incompressible : $\theta_e > \theta_i$



L'ESSENTIEL A RETENIR

1 Le modèle du gaz parfait et quelques limites

- Ce modèle est limité à des gaz à faible pression et dont les entités ponctuelles n'interagissent pas.
- Le volume V du gaz, sa pression P , sa température T et sa quantité de matière n sont liés par l'**équation d'état** :

$$P \times V = n \times R \times T$$

n en mol
 P en Pa
 V en m^3
 T en K
 Constante des gaz parfaits en $Pa \cdot m^3 \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$

Grandeur macroscopique	Propriété microscopique
Température T (en K)	Agitation des entités du gaz
Pression P (en Pa) faible	Peu de chocs et uniquement entre entités et parois
Masse volumique $\rho = \frac{m}{V}$ (en $kg \cdot m^{-3}$) faible	Entités éloignées les unes des autres

2 L'énergie interne et les modes de transfert de l'énergie

Les entités microscopiques qui constituent un système possèdent de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle.

Deux modes de transfert de l'énergie :
 - le travail W
 - le transfert thermique Q



3 Le premier principe de la thermodynamique

Énoncé du premier principe

Variation d'énergie interne d'un système qui n'échange pas de matière avec l'extérieur, au repos macroscopique ($\Delta \mathcal{E}_m = 0$)

Somme des transferts d'énergie entre système et milieu extérieur par travail W et/ou transfert thermique Q

$$\Delta U_{i \rightarrow f} \text{ en J} \quad \Delta U_{i \rightarrow f} = W + Q \quad W \text{ et } Q \text{ en J}$$

Variation d'énergie interne $\Delta U_{i \rightarrow f}$

Pour un système incompressible de masse m et de capacité thermique massique c , dont la température varie :

$$\Delta U_{i \rightarrow f} \text{ en J} = m \times c \times (T_f - T_i) = m \times c \times (\theta_f - \theta_i)$$

m en kg, c en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ou $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$, T en K, θ en $^\circ\text{C}$

3 La loi de Newton

Évolution de la température θ (ou T) d'un système incompressible en fonction du temps

Le système incompressible échange uniquement par transfert thermique convectif Q avec un milieu extérieur de température constante (thermostat), le système ou le milieu extérieur étant fluide.

Établissement de l'équation différentielle

Application du premier principe de la thermodynamique $\Delta U_{i \rightarrow f} = Q$

Utilisation de la relation entre Q et le flux thermique Φ associé à ce transfert convectif

Utilisation de l'expression de Φ donnée par la loi de Newton fournie

Expression de $\Delta U_{i \rightarrow f}$ en fonction des températures initiale et finale

Expression de $\frac{\Delta \theta}{\Delta t}$, puis lorsque Δt tend vers zéro, identification de $\frac{\Delta \theta}{\Delta t}$ à $\frac{d\theta}{dt}$

Résolution de l'équation différentielle

Présentation de l'équation différentielle sous la forme : $y' = ay + b$ (avec $a \neq 0$)

Rappel de la forme des solutions de l'équation différentielle

Utilisation des conditions initiales pour trouver la constante d'intégration