

Energie totale, énergie interne et énergie mécanique - Mise au point

Une mise au point conceptuelle

On considère un tuyau d'arrosage à l'intérieur duquel de l'eau coule. Lors de sa progression l'eau s'échauffe. De la même façon, Joule agite en 1843 des palettes dans un récipient d'eau à l'aide de masses tombantes et voit la température de l'eau augmenter, il établit ainsi l'équivalent énergétique entre *chaleur* et *travail*.

Dans le même esprit on lit alors souvent que "les forces de frottements internes" développent de la *chaleur* qui augmente la température de l'eau. Erreur : seul un observateur extérieur au système peut déterminer l'origine de l'augmentation de l'énergie interne d'un système¹ (ici le volume d'eau considéré) : sous forme de *chaleur échangée avec l'extérieur* ou sous forme de *travail* (sous-entendu "mécanique" ou "macroscopique extérieur") *échangé* avec l'extérieur du système. On appelle souvent, par abus de langage, "chaleur" toute variation d'énergie interne qui n'est pas due à un "travail macroscopique échangé avec l'extérieur", ce qui inclut non seulement la chaleur échangée avec l'extérieur (la "vraie" chaleur échangée) mais également la chaleur "intérieure", non échangée avec l'extérieur, qui doit être en fait comptabilisée dans le *travail total des forces non conservatives intérieures* (macroscopiques et microscopiques).

En l'occurrence dans l'expérience de Joule (ou avec l'eau du tuyau d'arrosage) tout reste *interne* (ou *intérieur*) car 1/ le système {eau} ne subit pas de variation de volume et 2/ il n'échange pas de chaleur avec l'extérieur (on considère éventuellement les parois adiabatiques pour s'en assurer). Ainsi, parler de chaleur développée à l'intérieur d'un système n'a aucun sens car un observateur extérieur n'a aucun moyen de savoir ce qu'il s'y passe, on ne peut parler que d'augmentation ou de diminution de l'énergie interne grâce au travail des forces intérieures, microscopiques (c'est-à-dire non reproductibles par un appareillage mécanique microscopique quelconque) ou macroscopiques...comme il est parfois difficile (surtout avec les frottements²) de distinguer ce qui relève du microscopique ou du macroscopique il est préférable de tout englober sous l'appellation "travail total des forces non conservatives intérieures".

Une chaleur *interne* (ou *intérieure*) n'existe pas : à l'époque de Joule la notion d'*énergie interne* n'existait pas et l'augmentation de température n'était due, croyait-on, qu'à un *apport de chaleur*, grandeur mal maîtrisée car mal définie. L'augmentation de température grâce à l'échange énergétique sous forme de travail macroscopique était balbutiant. Ainsi quand on dit que "les frottements d'un piston sur les parois internes d'un cylindre développent de la chaleur au sein d'un gaz, ce qui l'échauffe"...on dit une bêtise : on doit dire que le travail des forces³ de frottement (forcément intérieures puisque non comptabilisée par "un douanier posté aux frontières du système") a augmenté la température du gaz. Voir d'ailleurs l'article "Nouvelle approche de l'étude thermodynamique des systèmes ouverts en PT et écoles d'ingénieurs" [BUP 918, nov 2009], qui met en évidence les contradictions qui apparaissent avec cette notion de chaleur interne (appelée Q_i , pour *chaleur développée par les frottements au sein d'un fluide*).

Cela dit, rien ne nous empêche de définir cette chaleur interne comme $Q_{\text{int}} = \Delta E_{P,AB} - (W_{\text{total } A \rightarrow B} + W_{\text{total } B \rightarrow A})$ entre un domaine A et un domaine B d'un unique système {A+B} (voir "Création de chaleur et échanges énergétiques", Dettwiller, BUP 775), qui apparaît comme le travail total des forces non conservative intérieures du système.

Ce qui est désigné "microscopique"

L'adjectif "microscopique" des grandeurs utilisées (dans "énergie cinétique microscopique" ou dans "énergie potentielle microscopique" par exemple) n'a pas la même signification chez les auteurs. Exemple : l'énergie

¹ [Callen] ou [Atkins] [BUP 642, p.561, H. Gié et Barrat], Barrat [BUP 724] "Ce point essentiel est le suivant : on ne peut définir un échange d'énergie comme étant du travail ou de la chaleur que si on peut effectivement en contrôler la nature. Je signale à ce sujet que Ch. Fabry avait la réputation de dire : «On ne peut parler de travail ou de chaleur reçus par un système que si on peut poster à la limite du système des douaniers qui y contrôlent la nature des échanges». Dans le cas d'un système qui reçoit ou fournit du travail, on doit pouvoir produire ce travail à l'aide du déplacement de corps soumis à des forces connues, par exemple le poids, reliés au système par des dispositifs de fils, poulies..."

² Effet Joule, pertes hystérétiques...

³ travail compté comme macroscopique ou microscopique : on verra que cela n'a aucune importance pour ce qui est intérieur au système.

cinétique totale $\sum \frac{1}{2} m \cdot v_i^2$ sommée sur chaque point matériel du système (constituants déclarés élémentaires, pour lesquels il n'existe pas "d'intérieur des constituants", qui sont donc indestructibles et sans énergie potentielle interne) où v_i est la vitesse quadratique moyenne évaluée dans un référentiel galiléen est appelée "énergie cinétique microscopique" par certains auteurs, puisqu'elle s'applique sur chaque particule microscopique⁴ du système. Pour d'autres auteurs l'adjectif "microscopique" s'applique à l'énergie cinétique évaluée dans le repère barycentrique du système, notée parfois E_C^* ou $E_{thermique}$...en oubliant que l'énergie cinétique macroscopique de rotation $1/2 \cdot J \cdot \Omega^2$ fait alors bel et bien partie de cette énergie cinétique "microscopique".

Pour la plupart des auteurs (Bédoret, Pérez par ex.) l'appellation "énergie cinétique microscopique" concerne la moyenne, sur chaque domaine, des vitesses des points matériels évaluées dans chaque repère barycentrique des domaines mésoscopiques du système (domaine mésoscopique : taille de 1 nm à 100 μ m). Ces grandeurs ne sont pas observables à l'échelle macroscopique (≥ 1 nm). En ce sens il s'agit du complément des grandeurs dites "macroscopiques" qui concernent un déplacement d'ensemble des centres d'inertie des domaines mésoscopiques dans un référentiel galiléen quelconque. Cette énergie $E_{C,micro}$ est plus volontiers appelée *énergie thermique* E_{th} .

Pour d'autres (Dettwiller par ex.) il s'agit des grandeurs *totales*, c'est-à-dire la somme des grandeurs moyennes (éventuellement quadratiques) évaluées sur chaque "point matériel" ou constituant⁵ du système, dans un référentiel galiléen quelconque. Cette énergie cinétique "microscopique" est plus volontiers notée $E_{C,totale}$ pour éviter les confusions.

Température ou pression d'un système (grandeurs intensives)

La *température* ou la *pression* d'un système n'est définie que si le système est suffisamment grand pour que ses constituants face l'objet d'une étude statistique (physique statistique). Ce qui impose une "taille" du système suffisamment élevée pour contenir au minimum un *millier* de constituants. Ainsi la température du système {Soleil + Terre} dans le cadre d'une interaction gravitationnelle n'a aucun sens puisque seuls 2 constituants sont pris en compte, alors qu'elle a un sens pour un système bien plus rempli : {volume de gaz dans une enceinte} par ex.

Relations énergétiques de base

On définit les indices :

- P, pour "potentielle"
- C, pour "conservative" (pour une force) ou "cinétique" (pour une énergie)
- NC, pour "non conservative"
- int pour "intérieur"
- ext pour "extérieur"
- macro pour "macroscopique"
- micro pour "microscopique"

Définitions de J.-Ph. Pérez (nombreux articles du BUP)

Introduction à la thermodynamique, et Leçons de Physique p 773. Le travail des forces intérieures n'est pas forcément conservatif : $W_{int,NC} \neq 0$, car Pérez ne parle pas du travail total des forces intérieures mais du travail des forces macroscopiques intérieures.

Pérez ne part pas du théorème de l'énergie cinétique pour établir le 1^{er} principe de la thermodynamique à l'aide de l'énergie totale puisque sa définition de l'énergie totale inclut l'énergie potentielle extérieure. Pour lui le travail des forces est forcément un travail macroscopique, c'est-à-dire un travail dit *mécanique* (voir la définition plus loin).

⁴ En oubliant que ces particules ont la taille d'une planète dans le cadre des interactions gravitationnelles.

⁵ Les "particules" sont des "points matériels", c'est-à-dire des entités de taille négligeable devant la portée des forces qui les lient : il s'agit donc souvent des atomes, molécules ou ions, mais il s'agit aussi parfois des planètes (considérées comme point matériel car on ne considère pas les interactions intérieures des planètes) et étoiles dans le cadre des interactions gravitationnelles. Pour éviter d'attribuer systématiquement une taille microscopique (≤ 1 nm) aux particules du système on les qualifie plutôt de *constituants* ou de *point matériel*.

$$E_{\text{totale}} \triangleq E_{C,\text{macro}} + E_{P,\text{ext}} + E_{C,\text{micro}} + E_{P,\text{int}} + mC^2$$

$\frac{1}{2}MV_G^2 + \frac{1}{2}J\Omega^2$ $-mMG/d$ $qq'/(4\pi\epsilon d)$ $\triangleq U$

$$\Delta E_{\text{totale}} = W_{\text{ext,macro,NC}} + Q_{\text{ext}}$$

méca (traction, pression, frottements de surface)
 électromagnétique si non incluse dans $E_{P,\text{ext}}$
 électrique, si non incluse dans $E_{P,\text{ext}}$
 rayonnement

tout le reste
 (conduction, convection, transpiration)

 ici E_{totale} inclut $E_{P,\text{ext}}$

$$\Delta(E_{C,\text{macro}} + E_{P,\text{ext}} + U) = W_{\text{ext,macro,NC}} + Q_{\text{ext}}$$

$$\Delta(E_{C,\text{macro}} + U) = \underbrace{-\Delta E_{P,\text{ext}} + W_{\text{ext,macro,NC}}}_{W_{\text{ext,macro}}} + Q_{\text{ext}} = W_{\text{ext}} + Q_{\text{ext}}$$

on a donc

1^{er} principe de la thermodynamique :

$$\Delta(E_{C,\text{macro}} + U) = W_{\text{ext,macro}} + Q_{\text{ext}}$$

avec $U \triangleq E_{\text{thermique}} + E_{P,\text{int}} + mC^2$

$E_{P,\text{int,totale}}$: micro + macro, qu'importe

remarque : si on exclut la présence de $E_{P,\text{ext}}$ dans l'énergie totale on a l'expression fréquemment utilisée :

$$E_{\text{totale}} \triangleq E_{C,\text{macro}} + U$$

[Roulet, BUP 631]

On a également :

$$E_{\text{méca}} \triangleq E_{C,\text{macro}} + E_{P,\text{macro}} = E_{C,\text{macro}} + E_{P,\text{ext,macro}} + E_{P,\text{int,macro}}$$

$\frac{1}{2}MV_G^2 + \frac{1}{2}J\Omega^2$ $-mMG/d$ $\frac{1}{2}kx^2 - mMG/d$ $qq'/(4\pi\epsilon d)$

$$\Delta E_{\text{méca}} = W_{\text{ext,macro,NC}} + W_{\text{int,macro,NC}}$$

Solides indéformables : $W_{\text{int,macro}} = 0 \Rightarrow \Delta E_{C,\text{macro}} = W_{\text{ext,macro}}$ (théorème de l'énergie cinétique macroscopique)

Constituants en interaction gravitationnelle : $\Delta E_{P,\text{int}} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N G \frac{m_i \cdot m_j}{d_{ij}}$

Constituants en interaction électrostatique⁶ : $\Delta E_{P,\text{int}} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N \frac{Q_i \cdot Q_j}{4\pi\epsilon_0 \cdot d_{ij}^2}$

$E_{P,\text{int}} = E_{P,\text{int,macro}} + E_{P,\text{int,micro}}$ ("macro" implique la variation d'une grandeur extensive du système, par exemple son volume ou sa longueur). En revanche $E_{P,\text{ext}} = E_{P,\text{ext,macro}}$ car $E_{P,\text{ext,micro}}$ n'existe pas par définition de la chaleur échangée avec l'extérieur Q_{ext} .

Définitions de <https://femto-physique.fr/mecanique/approches-energetiques.php>,

On peut partir du théorème de l'énergie cinétique car on considère que le travail des forces est un travail total, c'est-à-dire somme des travaux échangés entre chaque constituant, donc forcément conservatives :

$$\Delta E_C \triangleq W_{\text{ext,total}} + W_{\text{int,total}}$$

$$\Leftrightarrow \Delta E_{C,\text{macro}} + \underbrace{\Delta E_{C,\text{micro}}}_{\triangleq E_{\text{thermique}}} = W_{\text{ext,total}} + W_{\text{int,total}}$$

parce que le travail des forces inter-particulaires ne dépend que de leur position $W_{\text{int,total}} = -\Delta E_{P,\text{int}}$

$$\Delta E_{C,\text{macro}} + \underbrace{\Delta E_{\text{thermique}} + \Delta E_{P,\text{int}}}_{\triangleq \Delta U} = W_{\text{ext,total}}$$

On retrouve donc le 1er principe de la thermodynamique, déjà établi par Pérez par une autre méthode :

$$\Delta(E_{C,\text{macro}} + U) = W_{\text{ext,total}} \triangleq \underbrace{W_{\text{ext,macro}}}_{\triangleq W_{\text{ext,extensive}}} + \underbrace{W_{\text{ext,micro}}}_{\triangleq Q_{\text{ext}}} = W_{\text{ext,macro}} + Q_{\text{ext}}$$

avec $U \triangleq E_{\text{thermique}} + E_{P,\text{int}}$

⁶ L'interaction magnétostatique s'effectue sans travail (la force de Lorentz ne travaille pas).

Définitions de Dettwiller [BUP 775]

Comme précédemment on peut partir du théorème de l'énergie cinétique appliqué à l'énergie totale, car on considère que le travail des forces est un travail total, c'est-à-dire somme des travaux échangés entre chaque constituant, donc forcément conservatives :

théorème de l'énergie cinétique :

$$\underbrace{\Delta E_{C,totale}}_{=\Delta E_{C,G} + \Delta E_C^*} \triangleq W_{ext,totale} + W_{int,totale}$$

$$\Delta E_{C,G} + \Delta E_C^* = W_{ext,totale} + W_{int,totale} \quad \text{avec } E_{C,G} \triangleq \frac{1}{2} M \cdot v_G^2$$

$$\Delta E_{C,G} + \Delta E_C^* = \underbrace{W_{ext,micro}}_{Q_{ext}} + W_{ext,macro} + \underbrace{W_{int,totale}}_{-\Delta E_{P,int,totale}}$$

$$\Delta E_{C,G} + \underbrace{\Delta E_C^*}_{\substack{E_{C,macro} + E_{C,micro} \\ \triangleq E_{thermique}}} + \underbrace{\Delta E_{P,int,totale}}_{\substack{\Delta E_{P,int,macro} + \Delta E_{P,int,micro}}} = Q_{ext} + W_{ext,macro}$$

$$\Delta \left(\underbrace{E_{C,G} + \frac{1}{2} J \Omega^2}_{E_{C,macro}} + \underbrace{E_{thermique} + E_{P,int,micro}}_{\triangleq U} + E_{P,int,macro} \right) = W_{ext,macro} + Q_{ext}$$

$\triangleq E_{totale}$

avec cette définition de U qui exclut $E_{P,int,macro}$ on a le 1^{er} principe de la thermodynamique qui s'écrit :

$$\Delta \left(\underbrace{E_{C,macro} + U + E_{P,int,macro}}_{\triangleq E_{totale}} \right) = W_{ext,macro} + Q_{ext}$$

avec $U \triangleq E_{thermique} + E_{P,int,micro}$

Cette définition de U est moins habituelle car elle exclut $E_{P,int,macro}$. Qu'importe si on prend soin alors d'inclure $E_{P,int,macro}$ dans le 1^{er} principe, mais cela nécessite de distinguer $E_{P,int,macro}$ et $E_{P,int,micro}$, ce qui n'est pas toujours évident (cas de l'énergie potentielle d'un ressort par ex.).

Noter qu'ici $E_{totale} \triangleq E_{C,totale} + E_{P,int,totale} = \underbrace{E_{C,macro}}_{\substack{1/2 M v_G^2 + 1/2 J \Omega^2}} + \underbrace{E_C^* + E_{P,int,micro} + mC^2}_{\triangleq U} + E_{P,int,macro}$ ne possède pas d'énergie

potentielle extérieure (contrairement à la définition qu'en donne Pérez) car une énergie potentielle extérieure n'est pas propre au système mais exprime l'interaction du système avec l'extérieur du système.

Si l'on décompose $W_{ext,macro}$ en travail conservatif et non conservatif, c'est-à-dire $W_{ext,macro} = W_{ext,macro,C} + W_{ext,macro,NC}$ alors on obtient $W_{ext,macro,C} = -\Delta E_{P,ext}$ (forcément macroscopique) et on retrouve :

$$\Delta (E_{C,macro} + U + E_{P,int,macro} + E_{P,ext}) = W_{ext,macro,NC} + Q_{ext} \quad \text{avec comme précision } W_{ext,NC} \text{ de Pérez} = W_{ext,macro,NC}$$

Energie mécanique

On part du théorème de l'énergie cinétique valable pour un système fermé dans un référentiel galiléen⁷ : la variation de l'énergie cinétique macroscopique⁸ est égale au travail des forces macroscopiques⁹. Cela donne :

$$\Delta E_C = \sum W$$

Le travail W des forces est la somme du travail des forces conservatives et non conservatives, intérieures et extérieures au système : cette très grande latitude nous permet de ne pas explicitement définir le système considéré.

Si l'on décide de distinguer le travail des forces conservatives des forces non conservatives, alors l'énergie potentielle entre en jeu, ce qui permet de définir l'énergie mécanique $E_{méca} = E_C + E_P$ et d'utiliser un autre théorème concernant la variation de l'énergie mécanique. Cette énergie potentielle peut concerner l'ensemble des forces conservatives en interaction avec le système ou bien une partie seulement de ces forces conservatives...de là les

⁷ Issu du principe fondamental de la dynamique.

⁸ L'énergie cinétique macroscopique est l'énergie cinétique du centre d'inertie du système fermé (parfaitement défini puisque le système est fermé : sa masse M est constante) = $1/2 \cdot M \cdot v^2$.

⁹ Les forces macroscopiques sont, par définition, les forces d'origine macroscopique (pesanteur par ex.) ou microscopiques (forces de cohésion interne d'un ressort par exemple, mais aussi les forces de frottement qui, bien que d'origines microscopiques, sont décrites par des formules macroscopiques du type $f = h \times v$) qui peuvent être décrites à partir de variables macroscopiques (altitude, allongement, volume, vitesse du centre de gravité du système etc.). La force de Coulomb n'est généralement pas considérée comme force macroscopique dans le cas de systèmes macroscopiques.

différentes définitions de l'énergie mécanique qui en résultent et les différentes écritures du théorème de l'énergie mécanique :

$$\begin{aligned}\Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{NC}} \\ \Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{ext}} \\ \Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{ext}} + \sum W_{\text{int,NC}} \\ \Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{ext,NC}} + \sum W_{\text{int}}\end{aligned}$$

En définitive il est plus prudent de partir du théorème de l'énergie cinétique pour résoudre un problème... Tout vient de ce qu'on inclut dans la définition de $E_{\text{méca}}$.

1^{ère} écriture du théorème avec $E_{\text{méca}} \triangleq E_C + E_P$ et $E_P \triangleq$ énergie potentielle associée à toutes les forces conservatives en interaction avec le système (intérieures comme extérieures). Le théorème s'écrit alors :

$$\Delta E_{\text{méca}} = \sum W_{\text{NC}} \text{ avec } W_{\text{NC}} = W_{\text{int,NC}} + W_{\text{ext,NC}}$$

Démonstration : on départage les forces conservatives (indice C) et les forces non conservatives (indice NC).

$$\begin{aligned}\Delta E_C &= \sum W_C + \sum W_{\text{NC}} \\ \Delta E_C - \sum W_C &= \sum W_{\text{NC}} \\ \Delta E_C + \Delta E_P &= \sum W_{\text{NC}} \\ \Delta(E_C + E_P) &= \sum W_{\text{NC}} \\ \Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{NC}}\end{aligned}$$

Dans ce cas l'énergie potentielle E_P est la somme des énergies potentielles des forces macroscopiques conservatives, intérieures ou extérieures au système : $E_P = 1/2 \cdot k \cdot x^2$ (souvent intérieure) + $M \cdot g \cdot h$ (souvent extérieure) par exemple.

Les forces non conservatives qui travaillent sont intérieures ou extérieures au système. Les forces de frottement, de séparations ou de déformations plastiques donnent naissance à ces travaux W_{NC} . Cette expression du théorème de l'énergie mécanique est la plus facile à utiliser car l'énergie potentielle est simple à calculer : c'est la somme de toutes les énergies potentielles des forces conservatives en interaction avec le système.

Avec cette expression de l'énergie mécanique (appelée aussi *Energie mécanique totale* [BUP 832]), la variation de l'énergie mécanique ne peut être que négative dans la mesure où le travail des forces non conservatives est souvent négatif (forces dissipatives, mais pas les forces de traction qui, bien que non conservatives, sont non dissipatives pour autant) : cette énergie mécanique ne peut que diminuer au cours du temps.

Lorsque le système ne subit que des forces conservatives (pas de force non conservative) il est dit "mécaniquement isolé" et son énergie mécanique est conservée dans le temps.

Pour terminer, si on n'est pas certain de la nature conservative ou non des forces en présence on ne les comptabilise pas dans l'énergie potentielle E_P mais on les comptabilise dans le travail qu'elles développent. Dans le cas des fluides, le travail de pression des forces extérieures peut être comptabilisé dans W_{NC} si on ne sait pas quelle énergie leur associer (les forces de pressions sont conservatives uniquement pour un fluide à température constante et volume constant, en pratique pour les liquides à échauffement négligé).

Il faut remarquer ici que l'énergie potentielle peut être originaire d'une force extérieure au système : on parle d'*énergie potentielle du système placé dans un champ extérieur* et non d'*énergie potentielle du système* (tout court). Certains spécialistes considèrent qu'une énergie potentielle ne peut être qu'intérieure au système [Saltiel, BUP 794] et réfutent la notion d'énergie potentielle associée à un champ extérieur, ce qui les amène à la deuxième forme d'écriture du théorème.

2^{ème} écriture du théorème avec $E_{\text{méca}} \triangleq E_C + E_{P,\text{int}}$ avec $E_{P,\text{ext}} = 0$ et $E_{P,\text{int}} \triangleq$ énergie potentielle associée à toutes les forces intérieures au système, obligatoirement conservatives (le système est choisi pour). Le théorème s'écrit alors :

$$\Delta E_{\text{méca}} = \sum W_{\text{ext}}$$

Démonstration : on départage les forces macroscopiques d'origine intérieure au système¹⁰ (indice int) et les forces macroscopiques d'origine extérieure (indice ext).

$$\begin{aligned}\Delta E_C &= \sum W_{\text{int}} + \sum W_{\text{ext}} \\ \Delta E_C - \sum W_{\text{int}} &= \sum W_{\text{ext}} \\ \Delta(E_C + E_P) &= \sum W_{\text{ext}} \\ \Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{ext}}\end{aligned}$$

Dans ce cas on considère que toutes les forces intérieures au système sont conservatives. Elles définissent alors l'énergie potentielle E_P qui est donc forcément intérieure au système et qui résulte uniquement des interactions intérieures au système. Cette écriture du théorème suppose donc que l'on choisisse un système tel que les forces macroscopiques intérieures au système sont soit nulles, soit toutes conservatives¹¹.

Remarque : un solide indéformable a une énergie potentielle égale à $3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$ avec N son nombre de constituants, k la constante de Boltzmann et T la température absolue du solide.

Contrairement à l'écriture précédente du théorème, il faut comprendre ici qu'une énergie potentielle extérieure n'existe pas. Seules les forces extérieures macroscopiques interviennent ici pour le calcul du travail. Ces forces extérieures peuvent être conservatives (le poids par exemple) ou non (forces de frottement par ex.). Ainsi écrire $E_P = M \cdot g \cdot h$ est faux si la Terre n'est pas incluse au système étudié.

L'utilisation de ce théorème est plus délicat que pour la première écriture, car le système doit alors être choisi de telle manière qu'aucune force intérieure non conservative n'existe, et les forces en jeu pour le calcul du travail doivent bien être identifiées comme extérieures au système.

3^{ème} écriture du théorème avec $E_{\text{méca}} \triangleq E_C + E_{P,\text{int}}$ et $E_{P,\text{int}} \triangleq$ énergie potentielle associée aux seules forces conservatives intérieures au système (les autres forces intérieures étant non conservatives). Le théorème s'écrit alors :

$$\Delta E_{\text{méca}} = \sum W_{\text{ext}} + \sum W_{\text{int,NC}}$$

Dans ce cas on a choisi un système qui possède également des forces intérieures non conservatives.

Démonstration : on départage les forces macroscopiques d'origine intérieure au système¹² (indice int) et les forces macroscopiques d'origine extérieure (indice ext).

$$\begin{aligned}\Delta E_C &= \sum W_{\text{int,C}} + \sum W_{\text{int,NC}} + \sum W_{\text{ext}} \\ \Delta E_C - \sum W_{\text{int,C}} &= \sum W_{\text{int,NC}} + \sum W_{\text{ext}} \\ \Delta(E_C + E_P) &= \sum W_{\text{ext}} + \sum W_{\text{int,NC}} \\ \Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{ext}} + \sum W_{\text{int,NC}}\end{aligned}$$

Ici une énergie potentielle extérieure n'existe toujours pas. Seules les forces extérieures macroscopiques et les forces intérieures macroscopiques non conservatives (forces de frottement par exemple) interviennent ici pour le calcul du travail.

¹⁰ Ces forces intérieures sont considérées nulles pour un solide indéformable.

¹¹ Les forces conservatives sont : les forces élastiques, les forces coulombiennes (en chimie par ex.) et les forces gravitationnelles. Les forces non conservatives sont : les forces de frottement par translation, les forces hystérétiques (liées aux frottements par rotation), les forces de séparation (éclatement d'un solide), les forces de déformation définitive (liées au frottement par aillures).

¹² Ces forces intérieures sont considérées nulles pour un solide indéformable.

4^{ème} écriture du théorème avec $E_{\text{méca}} \triangleq E_C + E_{P,\text{ext}}$ et $E_{P,\text{ext}} \triangleq$ énergie potentielle associée aux seules forces conservatives extérieures au système. Le théorème s'écrit alors :

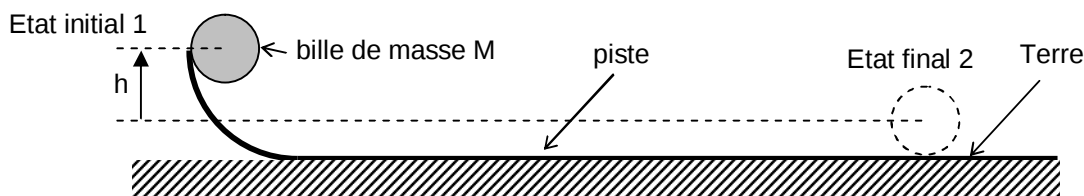
$$\Delta E_{\text{méca}} = \sum W_{\text{ext,NC}} + \sum W_{\text{int}}$$

Remarquer ici que l'énergie potentielle concernée est obligatoirement extérieure au système (alors que l'existence d'une telle énergie potentielle est réfutée par Saliat [BUP 794]). Démonstration :

$$\begin{aligned} \Delta E_C &= \sum W_{\text{ext,C}} + \sum W_{\text{ext,NC}} + \sum W_{\text{int}} \\ \Delta E_C - \sum W_{\text{ext,C}} &= \sum W_{\text{ext,NC}} + \sum W_{\text{int}} \\ \Delta(E_C + E_P) &= \sum W_{\text{ext,NC}} + \sum W_{\text{int}} \\ \Delta E_{\text{méca}} &= \sum W_{\text{ext,NC}} + \sum W_{\text{int}} \end{aligned}$$

Cette définition de l'énergie mécanique est donnée par R. Bédoret [Thermodynamique fondamentale] et est appelée aussi *Energie macroscopique*.

Exemple d'étude 1 : une bille qui roule sur une piste avec frottements



- état initial 1 : bille à l'arrêt, à la hauteur h du sol
- état final 2 : bille à l'arrêt, au raz du sol, après avoir roulé suffisamment longtemps.
- Inventaire des forces en jeu : force d'interaction de la Terre sur la bille : P, force d'interaction de la piste sur la bille N, force d'interaction des frottements de la piste sur la bille F (la force N est donc considérée comme normale à la piste puisque la force de frottement F est prise en compte par ailleurs).

1^{ère} écriture du théorème : $\Delta E_{\text{méca}} = \sum W_{\text{NC}}$

Système = {bille} : $E_{\text{méca}} = 1/2 \cdot M \cdot v^2 + M \cdot g \cdot h$ et $W_{\text{NC}} = W_F$

$E_{P1} = E_{P1}$ de toutes les forces conservatives = $M \cdot g \cdot h$ en prenant le sol terrestre comme origine des énergies potentielles de pesanteur.

La force N est conservative ou non ? Comme on n'en est pas sûr on ne la compte pas (quelle est l'énergie potentielle associée ?) et on la considère non conservative¹³. On a :

$$\Delta E_{\text{méca}} = \underbrace{\left(\frac{1}{2} M \cdot v_{\text{bille}_2}^2 + 0 \right)}_{E_{\text{méca}_2}} - \underbrace{\left(\frac{1}{2} M \cdot v_{\text{bille}_1}^2 + M \cdot g \cdot h \right)}_{E_{\text{méca}_1}} = -M \cdot g \cdot h \text{ puisque } v_{\text{bille}_2}^2 = v_{\text{bille}_1}^2 = 0$$

$$\sum W_{\text{NC}} = \underbrace{W_N}_{=0} + W_F = W_F$$

d'où¹⁴

$$\boxed{-M \cdot g \cdot h = W_F}$$

Système = {bille + Terre} : $E_{\text{méca}} = 1/2 \cdot M \cdot v^2 + M \cdot g \cdot h$ et $W_{\text{NC}} = W_F$

Dans ce cas $E_C = E_{C,\text{bille}} + E_{C,\text{Terre}}$, mais comme $E_{C,\text{Terre}} = 0$ puisque la Terre est considérée comme référentiel on obtient les mêmes calculs que précédemment.

¹³ Comme la plupart des forces de contact (traction par la force humaine ou par treuil, autres...) elle est non conservative en fait.

¹⁴ Le travail des forces de frottement est négatif : le système bille perd de l'énergie

d'où :

$$\boxed{-M \cdot g \cdot h = W_F}$$

Système = {bille + Terre + piste} : $E_{\text{méca}} = 1/2 \cdot M \cdot v^2 + M \cdot g \cdot h$ et $W_{\text{NC}} = W_F$

$E_C = E_{C,\text{bille}} + E_{C,\text{Terre}} + E_{C,\text{piste}} = E_{C,\text{bille}}$. Le reste est identique aux cas précédents.

d'où :

$$\boxed{-M \cdot g \cdot h = W_F}$$

2^{ème} écriture du théorème : $\Delta E_{\text{méca}} = \sum W_{\text{ext}}$

Système = {bille} : $E_{\text{méca}} = 1/2 \cdot M \cdot v^2$ et $W_{\text{ext}} = W_F + M \cdot g \cdot h$

$E_{P1} = E_{P2} = 0$ dans ce cas, et non plus $M \cdot g \cdot h$ comme précédemment, d'où :

$$\Delta E_{\text{méca}} = \underbrace{\left(\frac{1}{2} M \cdot v_{\text{bille}_2}^2 + 0 \right)}_{E_{\text{méca}_2}} - \underbrace{\left(\frac{1}{2} M \cdot v_{\text{bille}_1}^2 + 0 \right)}_{E_{\text{méca}_1}} = 0$$

$$\sum W_{\text{ext}} = W_P + W_N + W_F = M \cdot g \cdot h + 0 + W_F$$

d'où ¹⁵

$0 = M \cdot g \cdot h + W_F$ c'est-à-dire :

$$\boxed{-M \cdot g \cdot h = W_F} \text{ le résultat est (heureusement) le même que précédemment.}$$

Système = {bille + Terre} : $E_{\text{méca}} = 1/2 \cdot M \cdot v^2 + M \cdot g \cdot h$, $W_{\text{ext}} = W_F$

$E_{P1} = M \cdot g \cdot h$ car le poids est dans ce cas une force intérieure, $E_{P2} = 0$,

$E_{C1} = 0$ et $E_{C2} = 0$ (bille et Terre à l'arrêt).

ainsi :

$$\Delta E_{\text{méca}} = (E_{P2} + E_{C2}) - (E_{P1} + E_{C1}) = (0 + 0) - (M \cdot g \cdot h + 0) = -M \cdot g \cdot h$$

Les forces extérieures au système sont les forces exercées par la piste sur le système : aucune force exercée par la piste sur la Terre (fixe par rapport à la piste), mais existence de la force de frottement de la piste sur la bille : W_F .

On obtient donc encore une fois :

$$\boxed{-M \cdot g \cdot h = W_F}$$

Système = {bille + Terre + piste} $E_{\text{méca}}$ est non définie

La force de frottement devient intérieure au système mais il ne s'agit pas d'une force conservative : le théorème est alors faux, on ne peut pas utiliser le théorème de l'énergie mécanique dans ce cas. Il faut alors utiliser la loi de conservation de l'énergie totale ou la troisième écriture du théorème

3^{ème} écriture du théorème : $\Delta E_{\text{méca}} = \sum W_{\text{ext}} + \sum W_{\text{int,NC}}$

Système = {bille} ou {bille + Terre}

Voir 2^{ème} écriture du théorème car $\sum W_{\text{int,NC}} = 0$, ce qui revient à la 2^{ème} écriture du théorème.

Système = {bille + Terre + piste} : $E_{\text{méca}} = 1/2 \cdot M \cdot v^2 + M \cdot g \cdot h$, $W_{\text{ext}} = 0$ et $W_{\text{int,NC}} = W_F$

$$\Delta E_{\text{méca}} = (E_{P2} + E_{C2}) - (E_{P1} + E_{C1}) = (0 + 0) - (M \cdot g \cdot h + 0) = -M \cdot g \cdot h$$

Les forces extérieures au système sont absentes (ce système est isolé)

On obtient donc encore une fois :

$$\boxed{-M \cdot g \cdot h = W_F}$$

¹⁵ Le travail des forces de frottement est négatif : le système bille perd de l'énergie

Mon approche personnelle en classe de Première STI [Atkins, Chimie Physique, chap. 2 p.45]Système adiabatique au repos

Prenons un système calorifugé quelconque au repos (centre d'inertie fixe, pas de rotation sur lui-même) dans un référentiel donné, un four industriel par ex. Il a une température donnée T_1 connue. On dit que le système est **adiabatique** (pas d'échange de chaleur avec l'extérieur, ou transformations trop rapide pour que la chaleur ait le temps de s'évacuer). On constate, après multiples expériences, que pour lui faire augmenter sa température de T_1 à T_2 il suffit de lui transmettre une certaine quantité d'énergie sous forme de travail, et que la forme de ce travail ou la manière dont il a été réalisé est quelconque : il lui faut par exemple un travail 1 kJ pour passer de 10 °C à 20 °C :

$T_1 \rightarrow T_2$ grâce à

- W_{12} électrique
- W_{12} mécanique
- W_{12} effectué en plusieurs étapes compliquées
- W_{12} effectué en une seule étape simple

Le travail nécessaire pour faire passer un système *adiabatique* d'une température donnée à une autre température donnée a la même valeur, quelle que soit la manière d'effectuer le travail.

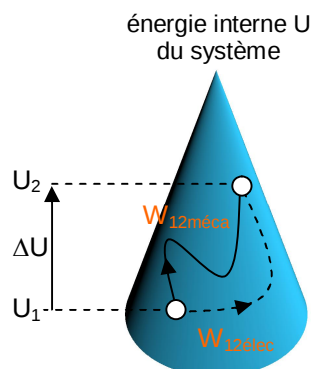
C'est comme pour gravir une montagne : la hauteur à gravir est indépendante du trajet emprunté :



Cette observation implique l'existence d'une fonction de type "énergie potentielle" vue dans le cours précédent. Mais l'énergie potentielle ne concernait que les positions relatives entre source et système. Cette nouvelle fonction concerne la température, et plus généralement l'état propre (P,V,T) du système : on l'appelle énergie interne U du système dont la variation ΔU donne le travail nécessaire pour lui faire changer d'état :

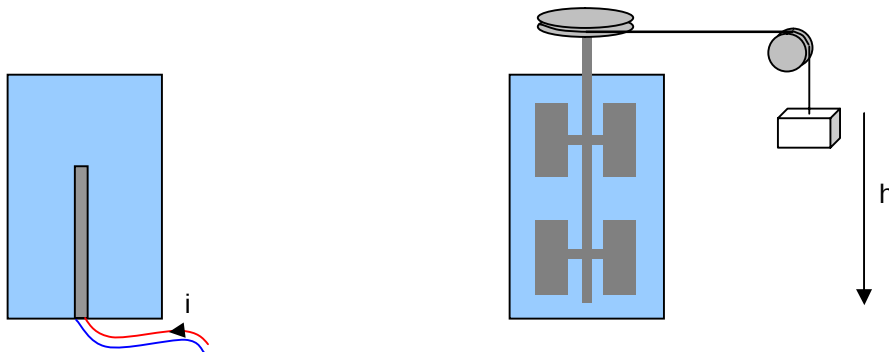
$$\Delta U = W_{12, \text{adiabatique}}$$

On peut illustrer cela en généralisant le modèle de la montagne vu avant :

**Exemple**

Un système calorifugé {masse d'eau dans un ballon d'eau chaude de 250 L} nécessite 10,5 kJ de travail électrique pour passer de 10 °C à 20 °C.

On décide d'augmenter la température de l'eau "à l'ancienne", sans électricité, en agitant des "rames" à l'intérieur du ballon. On transmet au système un travail mécanique bien calibré, donc calculable facilement, en laissant tomber une masse de 10 kg d'une hauteur h :



De quelle hauteur h doit tomber la masse pour élever la température de l'eau de 10 °C ?

Réponse :

Il faut $W_{12\text{élec}} = 10,5 \text{ kJ}$ pour élever de 10 °C la température de l'eau. Or $W_{12\text{élec}} = \Delta U$ car le système est calorifugé, donc adiabatique.

Comme ΔU est indépendant de la manière d'élever la température, on peut aussi dire que

$$\Delta U = W_{12,\text{adiabatique}} = W_{12\text{élec}} = W_{12\text{méca}} = W_{\text{poids}} = Mg \times h$$

d'où
$$h = \frac{\Delta U}{Mg} = \frac{W_{12\text{élec}}}{Mg} \approx \frac{10,5 \cdot 10^3}{10 \times 9,81} \approx 107 \text{ m}$$

Et ça, en supposant le système parfaitement calorifugé et le système mécanique sans pertes...

Remarque

Cette expérience est l'expérience de Joule. Il est cependant erroné de dire que la température de l'eau s'est échauffée grâce à la chaleur dégagée par le frottement des rames sur l'eau car la chaleur ne peut être perçue que par l'observateur extérieur qui évalue le type de transfert d'énergie qu'il perçoit : en l'occurrence il s'agit d'un travail ici¹⁶.

D'une manière générale on n'a pas besoin de déterminer $U = \dots$, car seule ΔU a une importance physique. Comme en alpinisme : qu'importe si la côte à gravir culmine à $h = \dots \text{ m}$ d'altitude ou à $h = \dots \text{ m}$ d'altitude, ce qui compte est la dénivellée Δh à gravir.¹⁷ Cela nécessite un effort d'abstraction : on ne cherchera pas à calculer U mais à calculer ΔU .

Système quelconque

Si on enlève la paroi calorifugée du système {eau dans le ballon} précédent alors il n'est plus adiabatique : on le rend **diathermique**. Le système est en contact thermique avec son environnement.

Pour élever sa température de $\Delta T = 10 \text{ °C}$ il faudra toujours un $\Delta U = 10,5 \text{ kJ}$ car U est une grandeur d'état, mais dans ce cas il est probable que le travail nécessaire pour élever sa température ne soit plus le même qu'avant : il faudra peut-être apporter $W_{12} = 15,5 \text{ kJ}$ d'énergie sous forme de travail pour obtenir $\Delta T = 10 \text{ °C}$.

¹⁶ Rien ne nous empêche de dire qu'il s'agit ensuite du travail des forces de frottement intérieure si on y tient. Mais en toute rigueur on ne sait pas ce qu'il se passe à l'intérieur du système...

¹⁷ Cependant on a parfois besoin de déterminer un état "référentiel" pour lequel $U = 0$, comme on avait besoin de déterminer un référentiel pour lequel $v = 0$ dans l'étude des mouvements. Ce référentiel $U = 0$ est "corps à l'état cristallin à la température 0 K" (3^{ème} principe de la thermodynamique).

La différence entre la variation d'énergie interne et le travail nécessaire pour créer cette variation s'appelle chaleur échangée entre l'extérieur et le système :

$$Q_{\text{ext}} \triangleq \Delta U - W_{\text{ext}} = W_{\text{adiab}} - W_{\text{ext}}, \text{ on a donc :}$$

$$\Delta U = W_{\text{ext}} + Q_{\text{ext}} \text{ dans le cas général d'un système au repos}^{18}.$$

Exemple

Calculer la chaleur Q_{ext} échangée par le système {eau dans le ballon d'eau chaude mal calorifugé} avec l'extérieur lorsqu'il faut 15,5 kJ au lieu des 10,5 kJ adiabatiques pour augmenter de 10 °C sa température.

Réponse :

$$Q_{\text{ext}} = \Delta U - W_{\text{ext}} \text{ c'est-à-dire : } Q_{\text{ext}} = W_{\text{ext,adiab}} - W_{\text{ext}} = 10,5 \cdot 10^3 - 15,5 \cdot 10^3 = -5 \text{ kJ}$$

Remarque :

$Q_{\text{ext}} < 0 \Rightarrow$ la chaleur est évacuée vers l'extérieur $\Rightarrow$ l'extérieur était forcément plus froid que le système, sinon ça aurait été un travail $W_{\text{ext}} < 10,5 \text{ kJ}$ qu'on aurait mesuré.

Cas particulier très fréquents : les systèmes non compressibles (liquides, solides) au repos sans apport de travail électrique - Capacité thermique massique C et coefficient de transfert thermique U (ou h).

Exemple : étude de l'échauffement d'un bloc de béton, étude de l'échauffement d'un liquide dans une casserole etc...

Dans le cas des solides indéformables, on peut démontrer que $U = 3 \cdot N \cdot k \cdot T$ [*Thermodynamique fondamentale* R. Bédoret, Ellipses] avec N = nombres d'atomes, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ et T la température du solide [K].

On définit $C \triangleq \frac{3 \cdot N \cdot k}{T}$, la capacité thermique massique, de sorte que l'on obtient pour un solide :

$$U \triangleq mC \cdot T \text{ d'où } \Delta U \triangleq m \cdot C \cdot \Delta T \text{ pour les solides non compressibles}^{19} \text{ au repos}$$

La seule manière de transmettre du travail à un solide ou liquide au repos est de le comprimer ou le détendre, ou bien de lui transmettre un travail électrique. Comme cela n'est pas possible, puisqu'on se place dans le cas des solides incompressibles et des liquides, on en déduit que $W_{\text{ext}} = 0$. Ainsi :

$$\Delta U \triangleq m \cdot C \cdot \Delta T = Q_{\text{ext}} + W_{\text{ext}} = Q_{\text{ext}} + 0 = Q_{\text{ext}}$$

Lorsqu'on a affaire à un liquide on n'a plus $C = 3Nk/T$, mais la relation reste valable. De même lorsqu'on a affaire à un gaz enfermé dans une bouteille indéformable (gaz non compressible). On en déduit donc la relation générale :

$$Q_{\text{ext}} = m \cdot C \cdot \Delta T \text{ pour tout liquide, solide et gaz non compressibles au repos sans apport de travail électrique.}$$

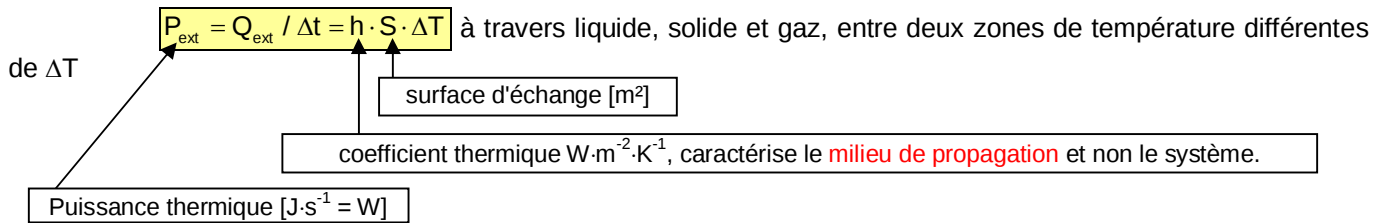
On donne page suivante le tableau des différentes capacités calorifiques massiques (anciennement "chaleurs massiques") de différents matériaux.

Suite à la lecture du tableau, il convient de faire des remarques :

La chaleur Q_{ext} est analogue au volume d'eau qui sort d'un tuyau d'arrosage.
La puissance thermique P_{ext} est analogue au débit d'eau (m^3/s).

¹⁸ S'il n'est pas au repos on additionne ΔE_c à ΔU , on obtient : $\Delta U + \Delta E_c = W_{\text{ext}} + Q_{\text{ext}}$

¹⁹ Cela exclut donc les ressorts.



h caractérise le milieu de propagation de la chaleur entre les 2 zones de température différente (conduction, la convection, rayonnement lorsque ces 3 modes d'échange coexistent). h est d'autant plus élevé que l'environnement est bon conducteur thermique.

Matériaux de construction	c
	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Pierres	1000
Bétons et mortiers	1000
Plâtre	1000
Terre cuite	1000
Bois	1600
OSB	1700
Panneaux de particules bois	1700
Liège	1560
Paille comprimée	1400
Laine de roche	1030
Laine de verre	1030
Polystyrène	1450
Polyuréthane	1400
Polyisocyanurate	1400
Laine de chanvre	1600
PVC	1900
Asphalte	1000
Bitume	1000
Aluminium	880
Bronze	380
Laiton	380
Cuivre	380
Fer, fonte, acier	450
Zinc	380
Caoutchouc	1400
Verre	750
Air	1004
Dioxyde de carbone	820
Argon	519
Glace	2000
Eau liquide	4185

Plus C est élevée et plus il faut de chaleur pour élever sa température (coût énergétique élevé).

Un tel matériau voit sa température varier faiblement lorsqu'on lui ajoute ou retranche une grosse valeur de chaleur (soleil, froid extérieur) : on dit que leur *inertie thermique* est élevée, ce sont des "tampons thermiques" : adapté aux pièces à vivre, aux milieux naturels.

Un métal va s'échauffer beaucoup (ΔT élevé) avec peu de chaleur reçue (plaque de fer au soleil par ex.) car son C est faible : adapté à la cuisson des aliments.

Les notions de "chaud" ou "froid" quand on touche un matériau sont cependant liées à la rapidité de l'échange (c'est-à-dire la puissance thermique) et non à la valeur de l'échange de chaleur.

Un métal va s'échauffer vite car son coefficient d'échange thermique U est élevé : c'est un conducteur thermique.

L'eau va s'échauffer vite car son coefficient d'échange ou transmission thermique U est également élevé. C'est un conducteur thermique : on a froid quand on s'y plonge.

$P = h \cdot S \cdot \Delta T$ quantifie la rapidité de l'échange de chaleur, c'est la puissance thermique = valeur de la chaleur qui passe en 1 s à travers $S = 1 \text{ m}^2$

Cela quantifie la puissance du radiateur à mettre en œuvre pour maintenir une température de ΔT entre les 2 surfaces.

Les matériaux isolants doivent avoir $h < 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Un matériau à grand C et à grand h (eau par ex) met du temps à s'échauffer et transmet rapidement la chaleur (on a froid ou chaud quand on le touche)

Un matériau à grand C et petit U (laine) met du temps à s'échauffer et transmet lentement la chaleur (aucune sensation quand on le touche)

	h faible ($< 1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$) : isolant thermique (radiateurs de faible puissance pour maintenir ΔT)	h élevé ($> 10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$) : conducteur thermique (radiateurs de forte puissance pour maintenir ΔT)
C faible < 500 (coût énergétique faible pour échauffer)	béton cellulaire absence de sensation de chaud ou froid au toucher.	cuiivre (casseroles...) rapide à échauffer ou à refroidir sensation de "chaud" ou "froid" au toucher à temp. ambiante
C élevé > 1000 (coût énergétique élevé pour échauffer)	bois - utilisé dans les sièges des saunas long à échauffer ou à refroidir absence de sensation de chaud ou froid au toucher (même à 70°C dans les saunas).	fonte (fer + 5 % C) : cocotte en fonte, poêles à bois en fonte. long à échauffer ou refroidir sensation de chaud ou froid au toucher à temp. ambiante

Exemple

Une fenêtre simple vitrage encadrement bois de surface 1 m^2 sépare une chambre à 20°C et l'extérieur à 10°C . Quelle est la puissance thermique échangée entre la chambre et l'extérieur ?

Réponse

$$P_{\text{ext}} = U \times S \times \Delta T = 6 \times 1 \times (20 - 10) = 60 \text{ W}$$

Suite

On double l'épaisseur de la fenêtre : comment varie U ? Quelle est la nouvelle puissance thermique échangée entre la chambre et l'extérieur ?

Réponse

La fenêtre est 2 fois moins conductrice thermique : U est donc divisée par 2. On a alors

$$P_{\text{ext}} = U \times S \times \Delta T = 3 \times 1 \times (20 - 10) = 30 \text{ W}$$

Mon approche personnelle en classe de première Scientifique [BUP 631, B. Roulet]

On part du rappel du théorème de l'énergie cinétique (pour un solide) :

$$\Delta E_C = \sum W$$

En réalité il existe une énergie cinétique de vibration des atomes du solide, dite énergie thermique, qui s'additionne à l'énergie cinétique $1/2 \cdot M \cdot v^2$ précédente :

$$\Delta(E_C + E_{\text{thermique}}) = \sum W$$

avec $E_{\text{thermique}} = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$ dans le cas d'un solide indéformable

N = nombres de constituants (ou "points matériels") qui "vibrent" individuellement. $k = C^{\text{te}}$ de Boltzmann $\approx 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

En outre le travail des forces peut se décomposer

en forces de contact

en forces de champ (qui dépendent uniquement de la position relative source du champ / système)²⁰

$$\Delta(E_C + E_{\text{thermique}}) = W_{\text{contact}} + W_{\text{champ}}$$

On a vu que $W_{\text{champ}} = E_{P,1} - E_{P,2}$:

$$\Delta(E_C + E_{\text{thermique}}) = W_{\text{contact}} + (E_{P,1} - E_{P,2})$$

²⁰ Rappel : on peut considérer la force élastique interne d'un ressort comme une source de champ [BUP 642, J.-P. Barrat et H. Gié]

L'énergie potentielle peut être décomposée en énergie potentielle due aux forces intérieures (origines intérieures au système : forces de liaison inter-atomiques du champ électrostatique par ex.) et en énergies potentielles due aux forces extérieures (champ de pesanteur terrestre par ex.), d'où :

$$\Delta(E_C + E_{\text{thermique}}) = W_{\text{contact}} + (E_{P,\text{ext},1} - E_{P,\text{ext},2}) + (E_{P,\text{int},1} - E_{P,\text{int},2})$$

On peut regrouper dans le membre de gauche toutes les énergies intrinsèques au solide :

$$\Delta E_C + \Delta E_{\text{thermique}} + \underbrace{E_{P,\text{int},2} - E_{P,\text{int},1}}_{=\Delta E_{P,\text{int}} = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot \Delta T} = W_{\text{contact}} + \underbrace{(E_{P,\text{ext},1} - E_{P,\text{ext},2})}_{=W_{\text{champ,ext}}}$$

De plus les forces de contact peuvent être décomposées en forces macroscopiques (qui agissent sur un déplacement, un volume) et microscopiques (qui agissent sur la vibration des atomes) :

$$\Delta E_C + \Delta E_{\text{thermique}} + \Delta E_{P,\text{int}} = \underbrace{W_{\text{contact,micro}}}_{\triangleq Q_{\text{ext}}} + \underbrace{W_{\text{contact,macro}} + W_{\text{champ,ext}}}_{W_{\text{ext}}}$$

En définissant **énergie interne** $U \triangleq E_{\text{thermique}} + E_{P,\text{int}}$ on obtient :

$$\Delta \left(\overbrace{E_C + U}^{\triangleq \text{énergie totale}} \right) = Q_{\text{ext}} + W_{\text{ext}} \text{ est le cas général (solide, liquide, gaz)}$$

Pour un liquide, solide ou gaz au repos (mésoscopique²¹) dans le référentiel d'étude (sol terrestre par ex.) : $E_C = 0$ et $W_{\text{ext}} = 0$ (pas de variation de volume et pas de déplacement puisqu'est au repos) d'où :

$$\Delta U = Q_{\text{ext}} \text{ pour un solide, liquide ou gaz au repos}$$

Pour le solide et liquide $\Delta U = \Delta E_{\text{thermique}} + \Delta E_{P,\text{int}} = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot \Delta T + 3/2 \cdot N \cdot k \cdot \Delta T = 3 \cdot N \cdot k \cdot \Delta T$

On note C la capacité thermique massique : $C \triangleq \frac{3 \cdot N \cdot k}{m}$ on obtient la relation :

$$\Delta U = Q_{\text{ext}} = m \cdot C \cdot \Delta T \text{ pour un liquide, solide ou gaz au repos}^{22}$$

Définitions générales

Travail total = $W_{\text{total}} \triangleq \sum \vec{F}_k \times \vec{d}_k = \underbrace{\sum \vec{F}_{k,\text{intérieures}} \times \vec{d}_k}_{W_{\text{total,intérieur}} \text{ est conservatif}} + \underbrace{\sum \vec{F}_{k,\text{extérieures}} \times \vec{d}_k}_{W_{\text{total,extérieur}}}$ = somme des travaux forces appliquées à

chaque point matériel du système, c'est-à-dire atome par atome (ou molécule par molécule ...ou planète par planète si on ne s'intéresse pas à leur composition interne) dans un référentiel galiléen, où toutes les forces intérieures sont conservatives, c'est-à-dire qui ne dépendent que des positions relatives des points matériels entre eux (et non de leur vitesse).

Travail (sous entendu "mécanique") = $W_{\text{mécanique}} \triangleq W_{\text{ext,macro}} = \sum W_i$ avec $W_i \triangleq \int X_{ie} \cdot dx_i$ = transfert d'énergie due à un déplacement (ou vitesse) d'ensemble du système. Le travail mécanique est donc forcément macroscopique (ou bien il peut s'y ramener : voir le travail *électrostatique*), extérieur, et n'est qu'une partie du travail total. Le travail mécanique n'est pas forcément d'origine mécanique puisque le travail électrique en fait partie.

Si on entoure, du moins par la pensée, le système par des parois adiabatiques, il échange de l'énergie avec l'extérieur uniquement par la variation de la grandeur d'état extensives x_i mésoscopique (volume par

²¹ Les domaines mésoscopiques (de taille d telle que $1 \text{ nm} \leq d \leq 0,1 \text{ mm}$) ont la vitesse de leur centre d'inertie nulle dans le référentiel terrestre : ils sont donc considérés immobiles (pas de rotation du système sur lui-même, pas d'expansion d'un gaz et...)

²² Dans le cas d'un gaz cette relation reste valable (avec $C = C_V$ car le repos mésoscopique implique une transformation isochore) mais C n'est plus égale à $3 \text{ N} \cdot \text{K}/\text{m}$.

exemple) qui influence la grandeur d'état intensive extérieure (pression par ex) conjuguée de x_i et notée X_{ie} , les autres grandeurs d'état extensives du milieu extérieur étant maintenues fixes.

La grandeur intensive X_i intérieure du système n'est égale à la grandeur intensive extérieure X_{ie} du système que dans le cas des transferts quasistatiques (par exemple lors de la chute d'une masse accrochée à un ressort la force extérieure F_e est le poids, constant, et la force intérieure F est la force de rappel d'un ressort, variable : elles sont différentes lors de la chute de la masse) :

système	grandeur extensive x_i	grandeur intensive X_i	travail δW_i (quasistatique)	travail W_i (non quasistatique)
ressort	longueur l	force $F = \frac{\partial U}{\partial l}$	$F dl$	$W = \int_1^2 F_e dl$
membrane	surface S	Fonction de Jurin $A = \frac{\partial U}{\partial S}$	$A dS$	$W = \int_1^2 A_e dS$
fluide	volume V	Pression $P = -\frac{\partial U}{\partial V}$	$-P dV$	$W = -\int_1^2 P_e dV$
fil de torsion	angle α	Moment $\Gamma = \frac{\partial U}{\partial \alpha}$	$\Gamma d\alpha$	$W = \int_1^2 \Gamma_e d\alpha$
conducteur	charge q	Potentiel $V = \frac{\partial U}{\partial q}$	$V dq$	$W = \int_1^2 V_e dq$

Chaleur $\triangleq$ $Q \triangleq Q_{\text{ext}} + W_{\text{int,totale,non conservatives}}$. Il s'agit donc d'un travail extérieur microscopique (c'est-à-dire sans variation d'une grandeur extensive extérieure) et d'un travail intérieur non conservatif (macroscopique, comme $W_{\text{int,macro}} = F_{\text{frottements intérieurs}} \times d$ et microscopique, comme les forces de viscosités si on les compte telles quelles). Même si chaque travail intérieur (macro et micro : ce n'est que rarement bien défini) n'est pas conservatif, leur somme $W_{\text{int,totale}}$ l'est. Il vaut mieux éviter d'utiliser cette grandeur Q dans les calculs car elle est mal conceptualisée, non intuitive.

$Q_{\text{ext}} = W_{\text{ext,micro}}$ où W_{micro} n'est pas défini comme une variation d'une grandeur extensive. Il s'agit de la "vraie" chaleur, c'est-à-dire celle qui est échangée avec l'extérieur.

La chaleur échangée avec l'extérieur (Q_{ext}) est transmise par :

- conduction : l'énergie se transmet microscopiquement d'atomes en atomes, sans transport de matière $Q_{\text{cond}} = h_{\text{cond}} \cdot S \cdot \Delta T$ avec S la surface de température T . C'est également le mécanisme de base d'absorption du rayonnement et de la convection.
- convection : l'énergie est transportée microscopiquement par conduction (couche limite) puis par advection, c'est-à-dire par brassage mésoscopique du milieu qui est nécessairement fluide. Il y a alors déplacement mésoscopique de matière. $Q_{\text{conv}} = h_{\text{conv}} \cdot S \cdot \Delta T$ avec S la surface de contact avec le fluide.
- rayonnement : tout matériau dont la température n'est pas nulle rayonne de l'énergie (électromagnétique). Celle-ci peut se transmettre à grande distance, même à travers le vide. $Q_{\text{ray}} = \sigma \cdot \alpha \cdot T^4 \cdot S \cdot \Delta t$ avec Δt la durée de rayonnement reçu, S la surface de captage du rayonnement, α le coefficient d'absorption du matériau irradié. La chaleur se transmet ensuite par conduction à l'intérieur du matériau.

Attention

Si le système est décomposable en deux autres systèmes A et B qui possèdent chacun leur propre mouvement d'ensemble alors une chaleur supplémentaire intérieure (travail des forces de frottements entre A et B) peut se développer dans leur zone de contact, liée à l'interaction entre ces 2 sous-systèmes :

$$Q_{\text{supp}} = \Delta E_{P,AB} - (W_{A \rightarrow B} + W_{B \rightarrow A})$$

avec $U \triangleq E_{C,\text{micro}} + E_{P,\text{int,micro}}$ on a :

Système {A} $\Delta(E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_A = W_{\text{ext,macro,A}} + Q_{\text{ext,A}} + W_{A \rightarrow B} + Q_{A \rightarrow B}$ (avec $Q_{\text{ext,A}}$ = chaleur échangé avec l'extérieur du système {A+B}, idem pour $W_{\text{ext,macro,A}}$)

Système {B} $\Delta(E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_B = W_{\text{ext,macro,B}} + Q_{\text{ext,B}} + W_{B \rightarrow A} + Q_{B \rightarrow A}$

Système {A + B}

$$\begin{aligned} \Delta[(E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_A + (E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_B + E_{P,AB}] &= W_{\text{ext,macro,A}} + Q_{\text{ext,A}} + W_{\text{ext,macro,B}} + Q_{\text{ext,B}} \\ &\quad + W_{A \rightarrow B} + Q_{A \rightarrow B} + W_{B \rightarrow A} + Q_{B \rightarrow A} \\ \Delta[(E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_A + (E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_B] &= W_{\text{ext,macro,A}} + Q_{\text{ext,A}} + W_{\text{ext,macro,B}} + Q_{\text{ext,B}} \\ &\quad + \underbrace{Q_{A \rightarrow B} + Q_{B \rightarrow A}}_{Q_{\text{supp}}} + \underbrace{W_{B \rightarrow A} + W_{A \rightarrow B} - \Delta E_{P,AB}}_{-Q_{\text{supp}}} \end{aligned}$$

Il faut donc nécessairement que $Q_{\text{supp}} = \Delta E_{P,AB} - (W_{B \rightarrow A} + W_{A \rightarrow B})$ pour retrouver le premier principe de la thermodynamique appliquée au système {A + B} :

$$\Delta[(E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_A + (E_{C,\text{macro}} + U + E_{P,\text{int,micro}})_B] = W_{\text{ext,macro,A}} + Q_{\text{ext,A}} + W_{\text{ext,macro,B}} + Q_{\text{ext,B}}$$

Q_{supp} correspond donc à la partie non conservative (macro ou micro, qu'importe) de la somme des travaux intérieurs de A sur B et de B sur A.

Lorsqu'on a affaire aux travaux intérieurs de systèmes composés de constituants microscopiques (atomes...mais pas les planètes) - travail des forces de viscosité par exemple - il n'est pas nécessaire de distinguer macro et micro car, en fait, on n'en sait rien et ne ça change pas le résultat.

Pour aller plus loin

Pour parler d'énergie interne U il faut parfaitement définir ce qu'est le système fermé⁽²³⁾, car cela suppose que l'on délimite l'intérieur et l'extérieur du système²⁴. Cela peut poser des difficultés²⁵.

Vocabulaire :

On appelle "constituants" d'un système les particules (atomes, ions, molécules) qui constituent le système, mais ce sont aussi les étoiles quand on étudie les interactions gravitationnelles galactiques. En définitive on appelle "constituant" une entité dont la taille est très inférieure à la portée de son interaction avec son plus proche semblable : c'est ce qu'on peut appeler un point matériel car on ne s'intéresse pas à ce qui se passe à l'intérieur du point (quarks pour les atomes, atomes pour les planètes...)

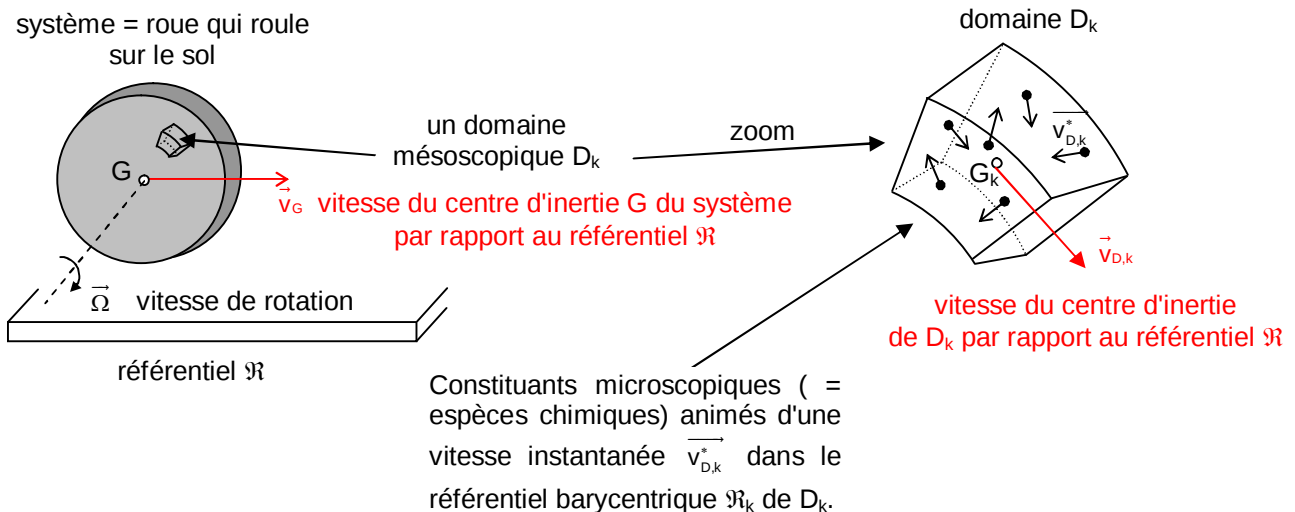
Le vocabulaire fait intervenir des grandeurs "macroscopiques" (pression, température...) alors qu'il s'agit en réalité de grandeurs "mésoscopiques", dont la définition est indispensable pour éviter les erreurs inévitables si on n'y

²³ Ce système peut être constitué de plusieurs espèces chimiques différentes (N_A atomes de l'espèce A + N_B atomes de l'espèce B par ex.).

²⁴ Contrairement au théorème de l'énergie cinétique $\Delta E_C = W$ où le travail considéré concerne aussi bien les forces intérieures qu'extérieures au système et pour lequel une définition rigoureuse du système considéré n'est pas strictement nécessaire.

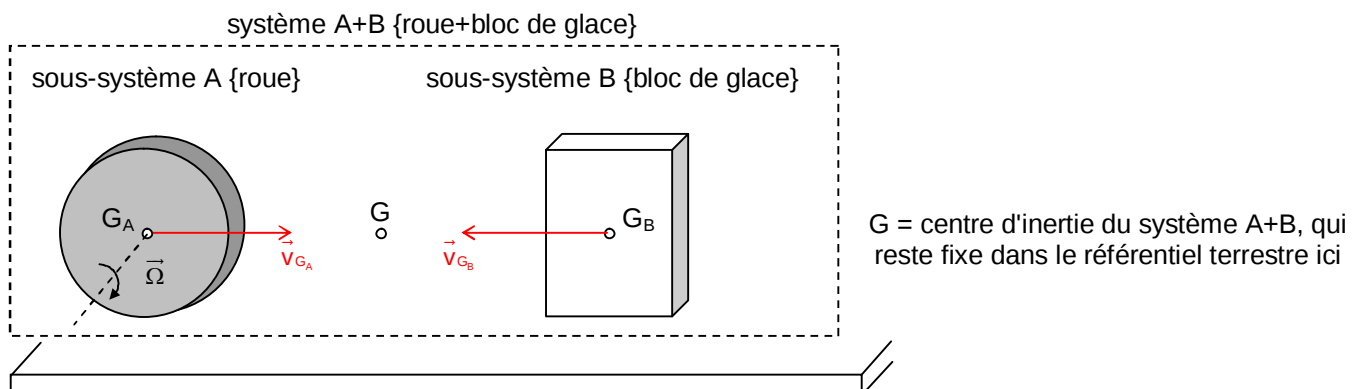
²⁵ Lorsqu'on ne connaît pas bien l'interaction entre deux objets il vaut mieux intégrer ces objets dans le système étudié, ce qui revient à considérer ces interactions comme intérieures au système. Dans ce cas l'emploi d'un théorème ne faisant intervenir que les interactions extérieures est alors salvateur (principe fondamental de la dynamique, théorème de conservation du moment cinétique).

prend pas garde [BUP 873, U. Besson]. Un domaine mésoscopique est un volume de constituants du système pris suffisamment petit pour que les grandeurs intensives macroscopiques pertinentes (souvent la masse volumique, pression, température) y soient uniformes (ne varient pas à l'intérieur du domaine), mais suffisamment grand pour que ces grandeurs dites "macroscopiques" aient une signification physique (physique statistique, qui nécessite au moins 1000 constituants contenus dans le volume mésoscopique). Le domaine mésoscopique se voit souvent attribuer le terme "macroscopique" dans les définitions usuelles des énergies cinétiques et potentielles (voir plus loin). En pratique, en dehors de l'étude des interactions gravitationnelles entre constituants, une longueur de 1 nm à 100 μm est de l'ordre de la taille mésoscopique. Le domaine mésoscopique typique est le domaine de Weiss en ferromagnétisme. Les frottements de contacts solides ont pour origine des aspérités de l'ordre de 0,1 μm à 10 μm ²⁶ [BUP 873, U. Besson] et sont donc des phénomènes typiquement mésoscopiques.



Ci-dessous le domaine mésoscopique est plus délicat à définir, car les "constituants" sont de nature différente selon l'étude que l'on souhaite mener. Si on souhaite mener une étude gravitationnelle entre le bloc de glace et la roue alors le domaine mésoscopique n'existe pas : il faudrait au moins 1000 constituants pour former un domaine mésoscopique (et parler de physique statistique, comme la vitesse quadratique moyenne).

Si l'on souhaite mener une étude sur la température de la roue et de la glace, alors le domaine mésoscopique est une partie de la roue qui peut correspondre à un grain du béton qui la compose. Et dans ce cas la notion de température du sous-système (qui comporte au moins 1000 constituants) a du sens.



On retiendra qu'en pratique on attribue le qualificatif *macroscopique* aux grandeurs mésoscopiques, le *mouvement d'ensemble* propre à la définition du *travail mécanique* concerne le mouvement d'ensemble des particules contenues dans le domaine mésoscopique.

²⁶ En dessous de cette taille des aspérités on parle plutôt de phénomènes d'adhérence.

Energies cinétiques

- E_c est l'énergie cinétique totale évaluée dans un référentiel galiléen : $E_c \triangleq \sum_k \frac{1}{2} m_i v_i^2$ avec m_i la masse du point matériel n° i (= constituant du système) et v_i^2 la vitesse quadratique moyenne de ce point dans le référentiel. Certains auteurs appellent "énergie microscopique" cette énergie cinétique totale.
- $E_{c,G} \triangleq \frac{1}{2} M \cdot v_G^2$ est la vitesse du centre d'inertie G du système dans un référentiel galiléen (référentiel terrestre le plus souvent).
- $E_{c,micro} \triangleq E_{thermique} \triangleq \sum_k \frac{1}{2} M_{D,k} v_{D,k}^{*2}$ est l'énergie cinétique des constituants du système évaluée dans le référentiel barycentrique des k domaines mésoscopiques, c'est-à-dire la somme des énergies cinétiques de vibration autour du centre d'inertie de chaque domaine mésoscopique k (vitesses quadratiques moyennes évaluée dans chaque référentiel barycentrique $\mathfrak{R}_k$).
- $E_{c,macro}$ est l'énergie cinétique due au mouvement d'ensemble des domaines mésoscopiques = énergie de translation du centre d'inertie du système fermé évaluée dans un référentiel quelconque $\mathfrak{R}$, ainsi que l'énergie de rotation autour de ce centre d'inertie. Il s'agit en fait de l'énergie cinétique due à la vitesse quadratique moyenne des k centres d'inertie G_k des k domaines mésoscopiques, évaluée dans le référentiel $\mathfrak{R}$:

$$E_{c,macro} \triangleq \sum_k \frac{1}{2} M_{D,k} v_{D,k}^2 = \frac{1}{2} M v_G^2 + \frac{1}{2} J \Omega^2$$

- $E_c^* \triangleq \sum_i \frac{1}{2} m_i v_i^{*2}$ est l'énergie cinétique évaluée dans le référentiel barycentrique du système, et v_i^* la vitesse quadratique moyenne évaluée dans le référentiel barycentrique du système. **Attention** : certains auteurs appellent cette énergie cinétique "énergie cinétique microscopique" qu'il ne faut alors pas confondre avec l'énergie cinétique totale précédente ou avec $E_{c,micro}$ précédente. Cette énergie n'est en fait pas microscopique car elle fait intervenir la vitesse de rotation macroscopique éventuelle Ω autour de l'axe qui passe par le centre d'inertie G. Elle n'est égale à l'énergie "microscopique" que lorsque $\Omega = 0$.
- On a les relations :

$$E_c \triangleq E_{c,G} + E_c^* = E_{c,G} + \underbrace{\frac{1}{2} J \cdot \Omega^2}_{\triangleq E_{c,macro}} + E_{c,thermique}$$

En notant N le nombre de molécules (ou espèces chimiques) du système, k la constante de Boltzmann ($\approx 1,38 \times 10^{-23} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$) et T la température absolue du système on a ⁽²⁷⁾ :

Pour un solide indéformable

$$E_{thermique} = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$$

pour un gaz

parfait monoatomique $E_{th} = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$ (identique au solide)

parfait diatomique $E_{th} = 5/2 \cdot N \cdot k \cdot T$ (approximation de l'air ambiant)

parfait quelconque $E_{th} = \frac{1}{\gamma - 1} \cdot N \cdot k \cdot T$ ($\gamma \triangleq C_p/C_v$ le coefficient adiabatique du gaz = 5/3 pour un gaz

parfait monoatomique, 7/5 pour un gaz parfait diatomique à une température de 25°C)

pour un liquide

pas de formule simple de E_{th} , trop spécifique aux différents liquides.

l'énergie cinétique est une grandeur extensive, c'est-à-dire que $E_{C,A+B} = E_{C,A} + E_{C,B}$. Cela permet de déterminer l'énergie cinétique d'un système composé à partir des énergies cinétiques de chaque sous-système qui le compose.

²⁷ [Robert Bédoret, thermodynamique fondamentale]

Energies potentielles

E_P = énergie potentielle totale évaluée sur chaque constituant (point matériel) du système, = somme des énergies potentielles d'interaction entre les constituants et l'extérieur ($E_{P,ext}$) et des énergies potentielles d'interaction entre les constituants eux-mêmes ($E_{P,int} = E_{P,int,totale}$ due aux forces intérieures d'interaction électromagnétique ou gravitationnelle).

- $E_{P,int} = E_{P,int,totale}$ = somme des énergies potentielles d'interaction entre constituants (points matériels) du système.
- $E_{P,int,macro}$ = énergie potentielle d'interaction entre chaque domaine mésoscopique du système ou entre sous-systèmes macroscopiques). En pratique il s'agit parfois de l'énergie potentielle gravitationnelle $-G \cdot M \cdot m/d$ entre des sous-systèmes macroscopiques ou bien de l'énergie potentielle élastique $1/2 \cdot k \cdot x^2$ d'un ressort (le déplacement élastique d'un domaine mésoscopique ayant une influence sur le déplacement élastique des domaines connexes).
- $E_{P,int,micro}$ = énergie propre des liaisons électromagnétiques entre chaque atome du système (quand ils sont plus de 1000 dans un domaine mésoscopique) mais aussi énergie propre des liaisons intra-moléculaires [forces de Van Der Waals]. Comme l'énergie propre des liaisons intra-moléculaires (électromagnétiques) ne varie pas (sauf réactions chimiques ou nucléaires) on ne la comptabilise généralement pas dans l'énergie potentielle interne microscopique qui ne concerne donc que les liaisons inter-moléculaires = $3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$ pour un solide indéformable (même valeur que l'énergie thermique des solides).
N'est pas définie si le nombre de constituants est trop faible pour parler de domaine mésoscopique (voir le système bloc + glace précédent).
- $E_{P,ext,macro}$ = énergie d'interaction entre les domaines mésoscopiques du système et l'extérieur. Typiquement l'énergie potentielle gravitationnelle $-G \cdot M \cdot m/d$, l'énergie électromagnétique $1/2 \cdot \mu \cdot B^2$ (mais celle-ci ne donne lieu à aucun travail car la force de Lorentz est perpendiculaire au déplacement : on ne la compte pas en pratique) + $1/2 \cdot \epsilon \cdot E^2$. Il s'agit en pratique des énergies d'interaction des forces de champ (qui sont toujours conservatives).
- $E_{P,ext,micro} = 0$. Il n'existe pas d'énergie d'interaction entre l'extérieur et les constituants microscopiques seuls : les domaines mésoscopiques sont forcément en interaction avec l'extérieur, déjà pris en compte dans $E_{P,ext,macro}$.
- On a donc
$$E_{P,ext} \triangleq E_{P,ext,macro} + E_{P,ext,micro} = E_{P,ext,macro}$$

L'énergie potentielle n'est pas une grandeur extensive lorsque les énergies potentielles varient moins rapidement qu'en $1/d^2$ (c'est-à-dire en $1/d$, comme l'énergie potentielle gravitationnelle ou énergie électrostatique, ou en d^2 comme les forces élastiques des ressorts) entre domaines mésoscopiques dont les centres d'inertie sont éloignés de d :

Imaginons le sous-système A constitué des 2 constituants 1 et 2. On a $E_{P,A} = E_{P,12}$.

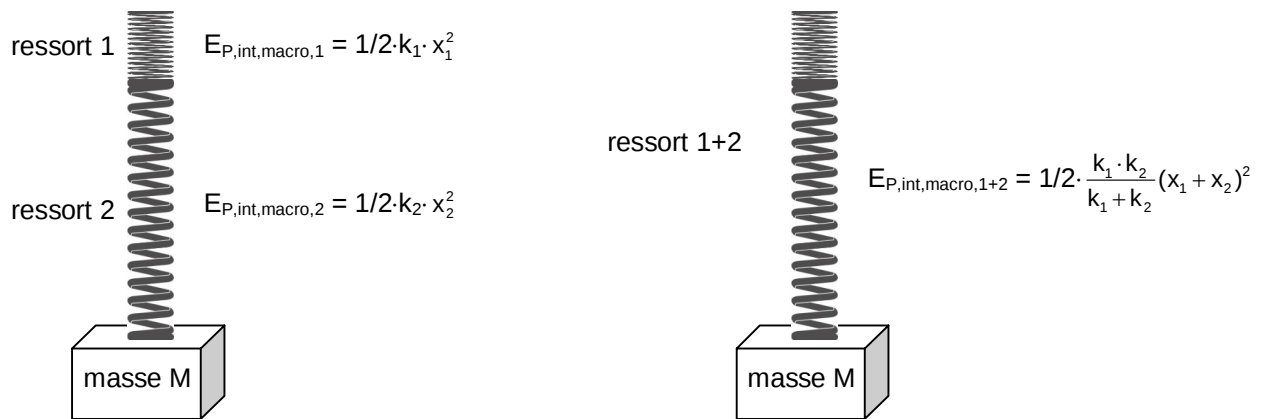
Imaginons le sous-système B constitué des 2 constituants 3 et 4. On a $E_{P,B} = E_{P,34}$.

Le système {A+B} a pour énergie potentielle $E_{P,A+B} = E_{P,12} + E_{P,34} + E_{P,13} + E_{P,23} + E_{P,14} + E_{P,24} \neq E_{P,A} + E_{P,B}$

Il en ressort que l'énergie interne U , qui fait intervenir les énergies potentielles intérieures, n'est généralement pas une grandeur extensive malgré ce qu'on dit souvent sans prendre de précaution. Il y a en général une énergie potentielle d'interaction entre les sous-systèmes que l'on réunit, et qui joue un grand rôle dans la thermodynamique de surface des solides (et que l'on peut qualifier alors d'énergie potentielle d'interface²⁸).

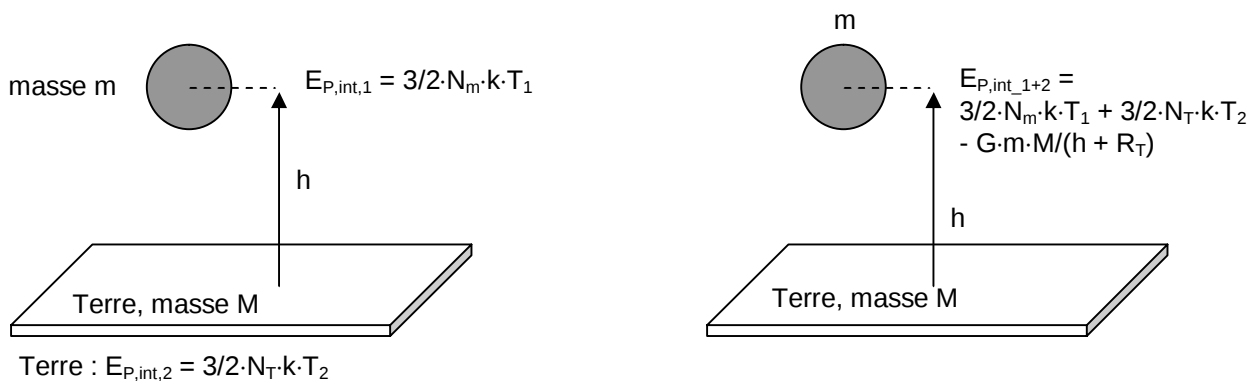
²⁸ *Energie et tension superficielles des solides*, par Eric Felder, éditions Ellipses, collection Technosup.

Exemple 1 : système constitué de deux ressorts en série (variation de l'énergie potentielle microscopique négligée devant la variation d'énergie potentielle macroscopique).



Ces calculs montrent que $E_{P,int,macro,1} + E_{P,int,macro,2} \neq E_{P,int,macro,1+2}$

Exemple 2 : système constitué d'une masse à la hauteur h du sol terrestre (rayon terrestre = R_T)



Ces calculs montrent que $E_{P,int,macro,1} + E_{P,int,macro,2} \neq E_{P,int,macro,1+2}$.

On ne peut donc pas calculer l'énergie potentielle d'un système en sommant systématiquement l'énergie potentielle de ses sous-systèmes simples, contrairement à ce qu'on peut faire avec l'énergie cinétique.

L'énergie potentielle interne n'est donc extensive (c'est-à-dire égale à la somme de toutes les énergies internes de ses sous-systèmes) que si les domaines mésoscopiques des sous-systèmes n'ont aucune énergie potentielle d'interaction entre eux (c'est-à-dire le déplacement de l'un n'entraîne pas le déplacement de l'autre), ce qui exclut l'énergie potentielle gravitationnelle, l'énergie potentielle élastique entre deux sous-systèmes ou l'énergie électrostatique. Cette non extensivité de l'énergie potentielle interne due à la non extensivité de l'énergie potentielle interne (interactions gravitationnelles, interactions par forces élastiques entre sous-systèmes) implique une non extensivité de l'énergie interne U ⁽²⁹⁾ contrairement à ce qui est très largement affirmé très fréquemment (voir Pérez qui se bat pour que la présence des interactions inter-systèmes soient clairement affirmée).

En revanche, si l'énergie potentielle interne est nulle (gaz parfaits et systèmes réduits à un unique solide indéformable) alors $E_{P,int,macro} = 0$ et dans ce cas $E_{p,int} = E_{p,int,micro}$ est extensive.

²⁹ [Physique, MPSI,PCSI,PTSI , Cap prépa 1^{ère} année, Pearson Education, p.687]

Energie interne

Il est impossible de calculer une énergie interne absolue, car son calcul exact dépend de la profondeur du modèle physique utilisé : où s'arrête-t-on dans la description microscopique de la matière : aux molécules ? Aux atomes ? Aux quarks ? En réalité cela n'est pas important car, comme tout calcul d'énergie, c'est en réalité le calcul de sa variation qui a une importance physique. On ne doit donc prendre en compte, dans le calcul de l'énergie interne, que les énergies susceptibles de varier entre les deux états considérés...en espérant pouvoir les déterminer.

Cependant, bien souvent, on tente de calculer l'énergie interne "absolue", en prenant en compte l'énergie cinétique de ses constituants (souvent appelée énergie thermique) qui détermine une partie de la température observée⁽³⁰⁾ et son énergie potentielle interne qui détermine la déformation du système et prend en compte l'autre partie de la température observée⁽³¹⁾

$$U \triangleq E_{P,int,totale} + E_{thermique} \quad \text{avec } E_{thermique} \text{ souvent noté } E_{C,micro}$$

3/2 · N · k · T pour un solide indéformable
+ 1/2 · k · x² (ressort)
0 pour un gaz parfait
-G · m · M/d pour 2 constituants distants de d

3/2 · N · k · T pour un solide indéformable
5/2 · N · k · T pour un gaz parfait diatomique (air)
 $\frac{1}{\gamma - 1} \cdot N \cdot k \cdot T$ pour un gaz parfait quelconque

L'énergie interne d'un système est souvent définie comme étant l'énergie totale évaluée dans lequel le système est mésoscopiquement au repos (les domaines mésoscopiques ne se déplacent pas) :

$$U \triangleq E_{totale} |_{\text{repos mésoscopique}}$$

Elle prend donc en compte :

- L'énergie cinétique des constituants dans le référentiel barycentrique $\mathfrak{R}_k$ de chaque domaine mésoscopique (translations, rotations, vibrations...)
- L'énergie potentielle d'interaction entre les particules ou sous-systèmes mésoscopiques (électrostatique, magnétostatique, nucléaire...). Cette définition ne prend pas en compte l'énergie potentielle d'interaction avec l'extérieur puisqu'une interaction gravitationnelle crée une accélération du centre d'inertie du système, or le système reste au repos mésoscopique dans sa chute alors que $\Delta E_{P,ext}$ varie.

Dans le référentiel où le système est mésoscopiquement au repos on a donc :

$$\Delta U = \Delta E_{totale} |_{\text{repos mésoscopique}} \quad \text{lorsque } E_{P,ext} \text{ est non inclu dans } U$$

Cette définition de l'énergie interne montre qu'il faut exclure de l'énergie totale l'énergie potentielle d'interaction avec un autre système (gravitationnelle avec la Terre par exemple).

On choisira généralement une référence 0 de l'énergie car l'énergie est définie à une constante près. L'énergie nucléaire par exemple ne varie pas au cours de transformations classiques. Par choix de la constante on pourra donc considérer que l'énergie nucléaire est nulle, hypothèse qu'il faudrait remettre en question lors de transformations faisant intervenir la fission par exemple.

Pour un solide indéformable on a $W_{int,macro} = 0$

On obtient $U = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T + 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T = 3 \cdot N \cdot k \cdot T$ pour un solide indéformable ayant N espèces chimiques, d'où $\Delta U = 3 \cdot N \cdot k \cdot \Delta T = 3 \cdot N/A \cdot k \cdot A \cdot \Delta T$ avec A le nombre d'Avogadro ($\approx 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) = $3 \cdot n \cdot R \cdot \Delta T$ avec n la quantité de matière (mol) et R la constante des gaz parfaits ($\approx 8,31 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

En identifiant $\Delta U = 3 \cdot n \cdot R \cdot \Delta T$ et $\Delta U = m \cdot C \cdot \Delta T$ on obtient $m \cdot C = 3 \cdot n \cdot R$, c'est-à-dire $C = 3 \cdot n \cdot R/m = 3 \cdot R/M$ avec $M = m/n$ la masse molaire moyenne des espèces chimiques. C'est la *loi de Dulong et Petit*.

$$\Delta U = m \cdot C \cdot \Delta T \quad \text{avec } C = 3 \cdot R/M$$

³⁰ Sa totalité dans le cas d'un gaz parfait.

³¹ Dans un solide indéformable l'énergie potentielle interne et l'énergie thermique ont même valeur : $3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$ (avec N le nombre de ses constituants qui le composent, d'une valeur minimale de 1000 pour que la température du système ait un sens), ce qui donne, en les additionnant, l'énergie interne totale d'un solide indéformable : $3 \cdot N \cdot k \cdot T$.

Si $W_{\text{ext,macro}} = 0$ (pas de déplacement du solide, pas de champ électrostatique extérieur) et $\Delta E_{\text{C,macro}} = 0$ (pas de variation de vitesse d'ensemble) alors $\Delta U = Q_{\text{ext}} + W_{\text{ext,macro}} = Q_{\text{ext}} + 0$ on obtient :

$$Q_{\text{ext}} = m \times C \times \Delta T$$

Pour un solide indéformable ou un gaz parfait : on a extensivité de U

dans ce cas $E_{\text{p,int,macro}} = 0$ d'où $U = E_{\text{p,int,micro}} + E_{\text{C,micro}}$ est une grandeur extensive, d'où pour un système constitué des sous-systèmes A et B :

$$\Delta U_{\text{A+B}} = \Delta U_{\text{A}} + \Delta U_{\text{B}}$$

Pour un gaz parfait

$E_{\text{p,int}} = 0$ d'où :

$$U = E_{\text{C,thermique}} = m \cdot C_V \cdot \Delta T \text{ à volume constant, } = m \cdot C_P \cdot \Delta T \text{ à pression constante}$$

$$= \int_{T_1}^{T_2} m \times C_P \times dT + \int_{P_1}^{P_2} h \times dP \text{ pour une transformation quelconque}$$

Remarque

Si les énergies potentielles internes décroissent lentement (en $1/r$ et non en $1/r^2$ par ex : énergies potentielles électrostatique et gravitationnelle) alors U n'est plus extensive.

Si on définit $U \triangleq E_{\text{p,int,micro}} + E_{\text{C,micro}}$, sans faire intervenir l'énergie potentielle interne macroscopique, alors U est toujours une grandeur extensive. Mais dans ce cas U n'inclut pas l'énergie potentielle interne gravitationnelle. Il faut alors inclure cette énergie potentielle gravitationnelle dans l'énergie totale ou dans l'énergie mécanique, selon la définition qu'on en donne.

Chaleur échangée avec l'extérieur

La chaleur (échangée avec l'extérieur, donc Q_{ext}) est la variation d'énergie interne diminuée des travaux mécaniques (ou "macroscopiques" ou "ayant pour origine la variation d'une grandeur extensive extérieure du système"). C'est le transfert d'énergie entre l'extérieur et le système sous forme d'agitation désordonnée des constituants³² du système. Est comptée comme chaleur toute transmission d'énergie que l'on ne peut pas obtenir de manière "macroscopique", c'est-à-dire en imaginant un système "mécanique" (même microscopique) qui entraîne les constituants dans leur déplacement³³. La chaleur est transmise entre l'extérieur et le système par :

- conduction : l'énergie se transmet microscopiquement d'atomes en atomes, sans transport de matière $Q_{\text{cond}} = h_{\text{cond}} \cdot S \cdot \Delta T$ avec S la surface de température T.

- convection : l'énergie est transportée microscopiquement par conduction (couche limite) puis par advection, c'est-à-dire par brassage mésoscopique du milieu qui est nécessairement fluide. Il y a alors déplacement mésoscopique de matière avec effet. $Q_{\text{conv}} = h_{\text{conv}} \cdot S \cdot \Delta T$ avec S la surface de contact avec le fluide.

- rayonnement : tout matériau dont la température n'est pas nulle rayonne de l'énergie (électromagnétique). Celle-ci peut se transmettre à grande distance, même à travers le vide. $Q_{\text{ray}} = \sigma \cdot \alpha \cdot T^4 \cdot S \cdot \Delta t$ avec Δt la durée de rayonnement reçu, S la surface de captage du rayonnement, α le coefficient d'absorption du matériau irradié.

La chaleur est le transfert d'énergie qui est généralement non mesurable (un transfert d'énergie se mesurant toujours par la détection d'une variation de grandeur extensive extérieure³⁴) et qui se déduit donc généralement

³² Les constituants présents dans la "membrane" qui délimite *intérieur* et *extérieur* donnent naissance à la chaleur échangée avec l'extérieur Q_{ext} .

³³ Par exemple on peut imaginer un système de forces et poulies qui entraînent les électrons dans les conducteurs électriques : l'apport d'énergie électrique est donc dû à un travail électrique (travail dit macroscopique dans la mesure où les électrons se déplacent sur des domaines au moins mésoscopiques).

³⁴ Une différence de température ne peut mesurer une chaleur Q que dans le cas des transferts non isothermes ne faisant pas varier les variables extensives extérieures (volume, masse, surface, angle, charge électrique...). En pratique pour les solides indéformables.

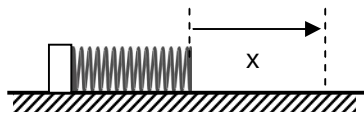
par des calculs. Toutes les variables extensives mésoscopiques étant fixées (au moins par la pensée), on laisse l'énergie interne U varier (au moins par la pensée), alors par définition de la chaleur Q_{ext} :

$$Q_{\text{ext}} \triangleq \Delta U|_{x_i \text{ constants}} = \Delta U - \sum_i W_i \triangleq \Delta U - W_{\text{ext,macro}}$$

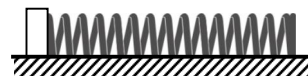
Les x_i étant des paramètres extensifs mésoscopiques, le système ne peut donc échanger de l'énergie avec l'extérieur que sous forme microscopique (vibrations communiquées à travers la paroi par exemple...).

- Q est le transfert d'énergie microscopique (ou énergie thermique)
Si $Q > 0$ le transfert d'énergie se produit de l'extérieur vers l'intérieur du système.
Si $Q < 0$ le transfert d'énergie se produit de l'intérieur du système vers l'extérieur.
- Si la paroi du système laisse passer l'énergie microscopique on dit qu'elle est diatherme.
Si la paroi n'autorise pas le transfert d'énergie microscopique, on dit qu'elle est adiabatique : dans ce cas $Q = 0$.
- Le transfert d'énergie thermique peut se transmettre sous 3 formes :
 - conduction : l'énergie se transmet microscopiquement d'atomes en atomes, sans transport de matière
 $Q_{\text{cond}} = h_{\text{cond}} \cdot S \cdot \Delta T$ avec S la surface de température T .
 - convection : l'énergie est transportée par brassage du milieu qui est nécessairement fluide. Il y a déplacement de matière. $Q_{\text{conv}} = h_{\text{conv}} \cdot S \cdot \Delta T$ avec S la surface de contact avec le fluide.
 - rayonnement : tout matériau dont la température n'est pas nulle rayonne de l'énergie (électromagnétique). Celle-ci peut se transmettre à grande distance, même à travers le vide. $Q_{\text{ray}} = \sigma \cdot \alpha \cdot T^4 \cdot S \cdot \Delta t$ avec Δt la durée de rayonnement reçu, S la surface de captage du rayonnement, α le coefficient d'absorption du matériau irradié.

Exemple d'échauffement adiabatique d'un ressort qui se détend de l'élongation x [BUP 631, B. Roulet]



état 1 initial, compressé avec compression x . Température initiale = T ambiante = T_1



état 2 final, détendu, élongation nulle, température T_2 .

Il est relativement facile de calculer un échauffement ΔT dès qu'on fait en sorte, dans notre expérience, d'avoir $\Delta U = 0$ car dans ce cas on peut calculer $Q = -W$ (qui est souvent facile à calculer) puis en déduire $m \cdot C \cdot \Delta T = -W$ d'où $\Delta T = -W/(m \cdot C)$.

Transformation de 1 à 2 :

$\Delta U_{12} = W_{12} + Q_{12} = 0 + 0$ (pas de transmission de W_{12} par une force extérieure, pas d'échange de chaleur Q_{12} avec l'extérieur car on suppose que la détente est suffisamment rapide pour être adiabatique). Si on s'arrête là on a $\Delta U_{12} = 0$...cela ne nous amène apparemment à rien de plus.

C'est là qu'on fait subir par la pensée l'opération inverse pour amener le ressort de sa position 2 à sa position 1 initiale, car on va le faire avec W_{21} et Q_{21} non nuls, mais avec $\Delta U_{21} = 0$ puisque $\Delta U_{21} = -\Delta U_{12} = 0$ (U étant une fonction d'état).

Transformation de 2 à 1 :

On comprime le ressort³⁵ avec une force $F_e = k \cdot x$ extérieure égale à la force élastique intérieure, donc infiniment lente : la transformation est isotherme à T_2 (transformation non adiabatique). On a donc $W_{21} = 1/2 \cdot k \cdot x^2$. Pour ramener le ressort au même état que l'état 1 il faut donc le mettre en contact avec un thermostat à la température

³⁵ La transformation est alors réversible car la force extérieure est égale à chaque instant à la force élastique.

ambiante initiale pour qu'il échange Q_{21} . On a alors $\Delta U_{21} = Q_{21} + W_{21}$. Et puisque $\Delta U_{21} = 0$ (puisque $= -\Delta U_{12}$) on en déduit que $Q_{21} = -W_{21}$.

On a donc $mC(T_1 - T_2) = -1/2 \cdot k \cdot x^2$. On en déduit donc la température T_2 :

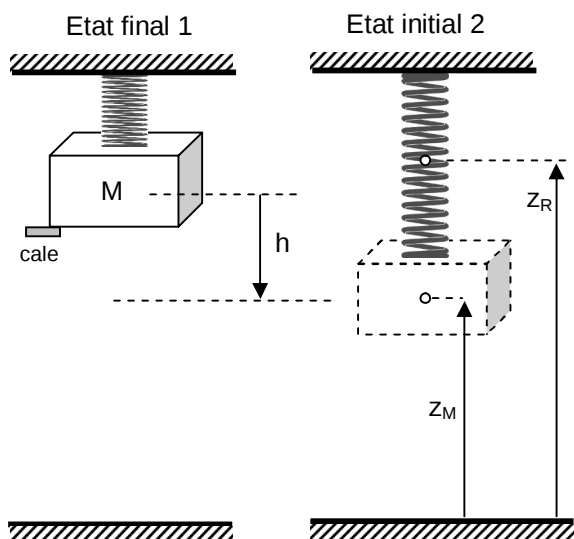
$$T_2 = T_1 + \frac{k \cdot x^2}{2 \cdot m \cdot C} \quad \text{ou} \quad \Delta T = \frac{k \cdot x^2}{2 \cdot m \cdot C}$$

Le ressort se réchauffe alors de la détente (comme lors d'une compression car ΔT toujours > 0).

Avec un ressort en acier $C \approx 1000 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, de raideur $k = 10 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ (s'allonge de 1 m pour 10 N) et de masse de 1 g, comprimé avec $x = 5 \text{ cm}$ on obtient $\Delta T \approx 0,0125 \text{ }^\circ\text{C}$ à peine perceptible.

Evidemment, comme la détente n'est jamais rigoureusement adiabatique l'échauffement est plus faible que prévu : ici on calcule l'échauffement maximal.

Exemple d'une masse accrochée à un ressort, élongation initiale nulle



- état initial 1 : ressort de masse m à élongation nulle, une calle le maintient à cette position malgré la présence de la masse M . Vitesses nulles v_R (ressort) et v_M (masse) nulles.
- état final 2 : calle retirée, masse à sa position d'équilibre. Vitesses nulles.

Déterminer l'échauffement du ressort de raideur k et masse m dans le cadre d'un étirement adiabatique.

Système = {ressort}

Théorème de l'énergie cinétique pour l'échelle macroscopique :

$$\Delta E_{C, \text{macro}} = W_{\text{macro}}$$

$$0 = W_{\text{poids}} + W_{\text{élastique}} = m \cdot g \cdot h/2 + M \cdot g \cdot h - 1/2 \cdot k \cdot h^2 \quad (\text{le centre d'inertie du ressort chute de } h/2)$$

$$\text{or } M \cdot g = k \cdot h \text{ à l'équilibre d'après la 2}^{\text{nde}} \text{ loi de Newton, donc } 1/2 \cdot k \cdot h^2 = 1/2 \cdot M \cdot g \cdot h$$

$$\text{On obtient donc } 0 = M \cdot g \cdot h - 1/2 \cdot M \cdot g \cdot h = 1/2 \cdot M \cdot g \cdot h : \text{ impossible}$$

Un ressort non dissipatif ne peut pas s'immobiliser : ses oscillations autour de la position d'équilibre sont permanentes. Comme ici ce n'est pas le cas on en déduit qu'il y a nécessairement un travail macroscopique qui a été oublié : celui des forces dissipatives. Ces forces dissipatives peuvent être extérieures (frottements de l'air) mais aussi intérieures (frottements intérieurs) car l'amortissement s'observe également dans le vide. Cela a le mérite de démontrer que les frottements extérieurs sont comptabilisés comme forces macroscopiques (par exemple frottements visqueux $F = h \times v$) : le travail des forces extérieures de frottements comptées comme microscopiques et incluses dans Q_{ext} est donc ici ignoré...on voit bien ici le problème d'identification des frottements en mécanique.

En fait la formule $\Delta E_{C, \text{macro}} = W_{\text{macro}}$ est fautive lorsqu'on considère que $W_{\text{frottements ext}}$ est inclus dans Q_{ext} ⁽³⁶⁾ On ne peut qu'écrire $\Delta E_{C, \text{total}} = W_{\text{total}}$.

³⁶ Ce n'est pas une obligation.

$\Delta E_{C,macro} = W_{macro}$ est vraie dans le cas contraire (frottements extérieurs de contact comptés comme forces macroscopiques extérieures).

De toute façon ici on considère que le mouvement est adiabatique, donc $Q_{ext} = 0$ et donc le travail des forces extérieures de frottement est nul : tout se ramène à des forces intérieures, microscopiques ou macroscopiques : on s'en fiche (et c'est là l'intérêt des forces intérieures) car $U = E_{C,macro} + E_{P,int,totale}$ les inclut toutes via $E_{P,int,totale}$

On peut alors appliquer le 1^{er} principe de la thermodynamique :

$$\Delta E_{C,macro} + \Delta U = W_{ext,macro} + Q_{ext}$$

$$0 + \Delta U = W_{poids} + 0$$

$$\Delta U = m \cdot g \cdot \frac{h}{2} + M \cdot g \cdot h \quad (W_{élastique} \text{ est un travail de force élastique intérieure : pas pris en compte}) \quad (1)$$

$$\text{Or } \Delta U = \Delta E_{thermique} + \Delta E_{P,int} = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot \Delta T + \left(\underbrace{\frac{1}{2} \cdot k \cdot h^2}_{\text{déformation}} + \underbrace{\frac{3}{2} \cdot N \cdot k \cdot \Delta T}_{\text{solide indéformable}} \right) = \underbrace{3 \cdot N \cdot k \cdot \Delta T}_{\triangleq m \cdot C \cdot \Delta T} + \frac{1}{2} \cdot k \cdot h^2 = m \cdot C \cdot \Delta T + \frac{1}{2} \cdot k \cdot h^2$$

$$\text{c'est-à-dire } \Delta U = m \cdot C \cdot \Delta T + \frac{1}{2} \cdot M \cdot g \cdot h \quad (2)$$

$$(1) \text{ et } (2) \rightarrow m \cdot g \cdot \frac{h}{2} + M \cdot g \cdot h = m \cdot C \cdot \Delta T + \frac{1}{2} \cdot M \cdot g \cdot h$$

$$\Delta T = \frac{1}{2} \cdot \frac{(M+m) \cdot g \cdot h}{m \cdot C}$$

$$\Delta T = \frac{1}{2} \cdot \frac{(M+m) \cdot g \cdot M \cdot g}{m \cdot C \cdot k} \approx M \cdot g \cdot h / 2 \text{ car } h = Mg/k \text{ et } M \gg m$$

on obtient donc $\Delta T \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{(M \cdot g)^2}{m \cdot C \cdot k}$, et donc, d'après (2), $\Delta U = M \cdot g \cdot h$

avec un ressort en acier $C \approx 1000 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, de raideur $k = 10 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ (s'allonge de 10 cm pour une masse de 100 g) et de masse $m = 1 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$ on obtient $\Delta T \approx 0,0486 \text{ }^\circ\text{C}$ pour $M = 0,1 \text{ kg}$ (soit 10 cm d'allongement du ressort) : à peine perceptible.

Autre méthode :

On reprend la méthode vue avec l'exemple du ressort horizontal en faisant subir un cycle (par la pensée) au ressort.

Lors de la détente avec la masse M : $\Delta U_{12} = W_{12} + Q_{12} = W_{poids} + 0 \approx M \cdot g \cdot h$

Remise à l'état initial : il faut partir du même état final pour aboutir au même état initial, qu'importe la transformation subit par le ressort. Il faut toutefois s'assurer que l'état final du retour (état 1) soit identique à l'état initial et qu'on puisse calculer le travail effectué par la force extérieure, donc qu'elle soit parfaitement connue : on prend une détente suffisamment lente pour avoir $F_{ext} = k \cdot x$ à chaque instant³⁷. Une fois son élongation nulle on le remet en contact avec un thermostat à température ambiante :

$$\Delta U_{21} = W_{force} + Q_{21} = -1/2 \cdot k \cdot h^2 + Q_{21}$$

On a $\Delta U_{12} + \Delta U_{21} = 0$ donc $M \cdot g \cdot h + (-1/2 \cdot k \cdot h^2 + Q_{21}) = 0$ c'est-à-dire $Q_{21} = -M \cdot g \cdot h + 1/2 \cdot k \cdot h^2 = -(Mg)^2/(2 \cdot k)$. Ainsi

$$m \cdot C \cdot (T_1 - T_2) \approx -\frac{(M \cdot g)^2}{2 \cdot k} \text{ d'où } m \cdot C \cdot (T_2 - T_1) \approx \frac{(M \cdot g)^2}{2 \cdot k} \text{ et le ressort s'échauffe selon :}$$

$$\Delta T = (T_2 - T_1) \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{(M \cdot g)^2}{m \cdot C \cdot k} \text{ identique à la méthode précédente, où } \Delta U \text{ avait été explicité.}$$

³⁷ Si on se contente de relâcher le ressort le travail des forces extérieures est aussi facile à calculer puisqu'il est nul, mais le ressort va s'échauffer à $T_3 > T_2$ au lieu de rester à la température constante T_2 , (il va se remettre à osciller autour de sa position d'élongation nulle : la chaleur que le thermostat va lui retirer Q_{23} ne sera pas égale à $m \cdot C \cdot (T_1 - T_2)$ mais $m \cdot C \cdot (T_1 - T_3)$, inconnue. Ici le fait de prendre $F_{ext} = k \cdot x$ permet de revenir doucement à la position initiale et de ne pas osciller à la position d'élongation nulle : on garde une température constante T_2 le long du chemin (transformation réversible isotherme, mais non adiabatique).

Exemple d'une bille qui chute d'une hauteur h avec frottements de l'air ambiant

Le système {bille} reçoit le travail $M \cdot g \cdot h$ de la Terre (extérieur), reçoit le travail $-f \times d$ des forces de frottement de l'air (extérieur), n'a pas le temps d'échanger de la chaleur avec le milieu extérieur ($Q_{\text{ext}} = 0$, échauffement adiabatique et on considère que les forces de frottements ne sont pas incluses dans Q_{ext}).

Système = {bille}

1er principe de la thermo :

$$\Delta E_{C,\text{macro}} + \Delta U = W_{\text{ext,macro}} + Q_{\text{ext}} = W_{\text{frott}} + W_{\text{poids}} + 0 = -f \cdot d + m \cdot g \cdot h$$

$$\frac{1}{2} M v^2 + \Delta U = M \cdot g \cdot h - f \cdot d$$

$$\Delta U = M \cdot g \cdot h - \frac{1}{2} M \cdot v^2 - f \cdot d$$

Interprétation :

En l'absence de frottement on a $\Delta U = M \cdot g \cdot h - \frac{1}{2} M \cdot v^2$

D'après le théorème de l'énergie cinétique macroscopique on a $\Delta E_{C,\text{macro}} = W_{\text{macro}} = Mgh$ c'est-à-dire $\frac{1}{2} M \cdot v^2 = M \cdot g \cdot h$, d'où :

$$\Delta U = 0$$

En présence de frottement on a $\Delta U = M \cdot g \cdot h - \frac{1}{2} M \cdot v^2 - f \cdot d$

D'après le théorème de l'énergie cinétique macroscopique on a $\Delta E_{C,\text{macro}} = W_{\text{macro}} = M \cdot g \cdot h - f \times d$ c'est-à-dire $\frac{1}{2} M \cdot v^2 = M \cdot g \cdot h - f \cdot d$

Ce théorème nous donne donc $\Delta U = 0$ une nouvelle fois, même en présence de frottements.

Les frottements n'ont donc aucun effet sur l'énergie interne et diminuent uniquement la vitesse de chute :

$$\frac{1}{2} M \cdot v^2 = M \cdot g \cdot h - f \cdot d$$

Si la vitesse atteinte mesurée est encore plus faible que celle calculée, c'est que ΔU est positive au lieu d'être nulle : l'énergie interne U a augmenté :

$$\Delta U = (M \cdot g \cdot h - f \cdot d) - \frac{1}{2} M \cdot v^2 \geq 0 \quad \text{car} \quad \frac{1}{2} M \cdot v^2 \leq M \cdot g \cdot h - f \cdot d$$

Comme $U \triangleq E_{P,\text{int}} + E_{\text{thermique}}$ et comme on a affaire à un solide indéformable on a $\Delta E_{P,\text{int,macro}} = 0$ et $\Delta E_{P,\text{int,micro}} = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$ d'où $\Delta U = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T + 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T = mC\Delta T$. Comme $\Delta U \geq 0$ alors $\Delta T \geq 0$ on obtient :

$\Delta U = m \cdot C \cdot \Delta T$ d'où

$$\Delta T = \frac{Mgh - fd - 1/2 Mv^2}{m \cdot C}$$

Si la vitesse atteinte mesurée est plus faible que celle précédemment calculée (par exemple une bille en mousse avec coefficient de prise au vent élevé, donc vitesse de chute très faible), alors que $\Delta U = 0$, donc $\Delta T = 0$ (pas d'échauffement du système qui évacue sa chaleur au fur et à mesure qu'elle est développée) c'est qu'on ne peut

pas considérer le phénomène adiabatique : la relation $\Delta U = M \cdot g \cdot h - \frac{1}{2} M \cdot v^2 - f \cdot d$ est fausse et le système transmet forcément de la chaleur à l'extérieur car dans ce cas $Q_{\text{ext}} < 0$ ne peut plus être négligée, comme le montre le calcul suivant :

$$\Delta U = W_{\text{ext}} + Q_{\text{ext}} = \left(M \cdot g \cdot h - \frac{1}{2} M \cdot v^2 - f \cdot d \right) + Q_{\text{ext}}$$

or $\Delta U = 0 \Rightarrow \left(M \cdot g \cdot h - \frac{1}{2} M \cdot v^2 - f \cdot d \right) + Q_{\text{ext}} = 0$

$$Q_{\text{ext}} = \frac{1}{2} M \cdot v^2 - (M \cdot g \cdot h + f \cdot d) \leq 0 \text{ car } \frac{1}{2} M \cdot v^2 \leq M \cdot g \cdot h + f \cdot d$$

Bibliographie

Énergies potentielle et mécanique d'un système matériel ; conservation de l'énergie mécanique, par D. Mauras, BUP n° 618, nov. 1979

L'énergie interne en classe de première, par B. Roulet, BUP n° 631, fév. 1981

Quelques remarques sur l'énergie potentielle et l'énergie interne en classe de première, par J.-P. Barrat et H. Gié, BUP n° 642, mars 1982

Énergie mécanique, énergie interne, énergie et premier principe de la thermodynamique, par J.-M. Mercier, G. Zanchi et J.-P. Pérez, BUP n° 724, mai 1990

Quelques remarques et commentaires sur l'enseignement du concept d'énergie, par J.-P. Pérez et A.-M. Pérez, BUP n° 768, nov. 1994.

Le principe de conservation de l'énergie et le théorème de l'énergie mécanique en classe de première, par E. Saltiel, BUP n° 794, mai 1997.

Le mésoscopique en physique et en didactique, par U. Besson, BUP 873, avril 2005.

Enseignement de l'énergie, par G. Besson, C. Clavel, P. Gaidioz et A. Tiberghien, BUP n° 803, avr. 1998.

Bilans énergétiques : une mise au point conceptuelle, par Ugo Besson, BUP n° 812, mars 1999.

L'énergie en mécanique et en thermodynamique, par P. Roux et J.-R. Seigne, BUP n° 832, mars 2001.