

LP12 - PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

10 juin 2021

Deleuze Julie & Jocteur Tristan

Niveau : L2

Bibliographie

- ⚡ *Dictionnaire de physique expérimentale tome II, Thermodynamique et applications*, **Quaranta** Expérience de Joule
- ⚡ *Hprépa* Pas mal de trucs
- ⚡ *J'intègre PCSI* Modes de transfert de la chaleur et quelques définitions
- ⚡ *Diu* Définitions théoriques (du travail notamment)

Prérequis

- Transformation quasi-statique
- Mécanique du point
- Modèle cinétique du gaz parfait
- Grandeurs extensives et additives

Expériences

- ☞ Mesure de la calorie

Table des matières

1	Le premier principe, un principe de conservation	2
1.1	Énergie d'un système thermodynamique	2
1.2	Énoncé du premier principe	3
1.3	Équivalence travail-chaleur.	4
2	Transfert de l'énergie	4
2.1	Échanges de travail	4
2.2	Échanges thermiques	6
2.3	Enthalpie et capacités thermiques	7
3	Application à la calorimétrie	8
3.1	Méthode des mélanges : détermination de la capacité en eau du calorimètre.	8
3.2	Méthode électrique	8
4	Questions	10
5	Remarques	11

Introduction

Jusqu'à la fin du XVIII^e siècle, les machines étaient directement mises en mouvement par les hommes ou les animaux. Le problème du rendement revenait alors à un problème de mécanique. Lorsque sont apparues les premières machines à vapeur fonctionnant grâce à la combustion du charbon, un nouveau problème s'est posé : comment produire plus de travail à partir de l'énergie thermique libérée par la combustion ? Considérer uniquement l'aspect macroscopique du système est devenu insuffisant : il a fallu s'intéresser aux aspects microscopiques et à l'énergie interne. La thermodynamique est venu compléter la mécanique classique.

1 Le premier principe, un principe de conservation

1.1 Énergie d'un système thermodynamique

On s'intéresse à l'énergie d'un système thermodynamique fermé S , constitué d'un grand nombre N de particules. On rappelle qu'un système fermé est un système n'échangeant ni matière ni énergie avec son environnement. L'énergie mécanique totale de S s'écrit $E_m = E_c + E_p$. Détaillons chacun de ces deux termes.

L'énergie cinétique est une grandeur extensive, elle s'écrit donc comme la somme des énergies cinétiques de chaque particule. Chaque particule possède une vitesse $v_i = v_G + \delta v_i$ en notant G le barycentre de S . En d'autres termes, la particule i a une vitesse δv_i dans le référentiel barycentrique. L'énergie cinétique totale E_c s'écrit donc :

$$E_c = \frac{1}{2} \sum_i m_i (\vec{\delta v_i} + \vec{v_G})^2 = \frac{1}{2} \sum_i m_i \delta v_i^2 + \left(\sum_i m_i \vec{\delta v_i} \right) \cdot \vec{v_G} + \frac{1}{2} \left(\sum_i m_i \right) v_G^2 \quad (1)$$

or $\left(\sum_i m_i \vec{\delta v_i} \right)$ correspond à l'impulsion dans le référentiel barycentrique. Elle est donc nulle. On a alors finalement :

$$E_c = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i v_i^2 = \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i v_G^2}_{\text{macroscopique}} + \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i \delta v_i^2}_{\text{microscopique}} \quad (2)$$

On obtient un terme macroscopique, correspondant au mouvement d'ensemble du système et un terme microscopique qui correspond à l'énergie cinétique de chaque particule dans le référentiel barycentrique de S et qui rend compte de l'agitation thermique.

Pour l'énergie potentielle, on va distinguer :

- L'énergie potentielle macroscopique $E_{p,\text{macro}}$ qui provient de l'interaction avec tous les champs extérieurs (comme le champ de pesanteur par exemple),
- L'énergie potentielle d'origine microscopique $E_{p,\text{micro}}$. Elle provient des interactions entre particules (interactions de Van der Waals par exemple) ou des interactions internes de chaque particule (énergie de liaison par exemple).

Finalement, l'énergie mécanique totale de S se décompose naturellement en une contribution microscopique et une contribution macroscopique :

$$E_m = E_{c,\text{macro}} + E_{c,\text{micro}} + E_{p,\text{macro}} + E_{p,\text{micro}} \quad (3)$$

On définit l'énergie interne U comme l'ensemble des contributions d'origine microscopique à l'énergie totale du système. U dépend donc d'un grand nombre de degrés de liberté, et est inaccessible par le calcul. Concrètement, on cache dans U toutes les difficultés de la description du système.

■ Mais c'est pas grave car le premier principe va nous permettre de nous affranchir de cette difficulté !



1.2 Énoncé du premier principe

Comment relier les interactions du système thermodynamique avec l'extérieur et les variations d'énergie interne ? Le premier principe de la thermodynamique ne se démontre pas, mais pour le comprendre on peut faire une analogie avec le théorème de l'énergie mécanique, qui s'écrit :

$$\Delta E_m = \Delta U + \Delta E_{c,\text{macro}} + \Delta E_{p,\text{macro}} = W_{nc} \quad (4)$$

avec W_{nc} la somme des travaux des forces non conservatives agissant sur le système. Puisqu'on prend en compte les variations d'énergie interne, il est naturel de distinguer d'une part, les travaux que l'on peut mesurer macroscopiquement notés W (par exemple le travail exercé par un piston), et les contributions microscopiques que l'on ne peut donc pas mesurer.

Là où le point de vue de la mécanique est insuffisant, c'est qu'il interprète tous les échanges d'énergie comme des travaux. Cependant dans un problème de thermodynamique dans les sources d'énergie non conservatives il faut prendre en compte le transfert thermique Q , qui correspond à une contribution microscopique mais ne peut pas toujours s'interpréter comme un travail. On a finalement

$$\Delta U + \Delta E_{c,\text{macro}} + \Delta E_{p,\text{macro}} = W + Q \quad (5)$$

ce qui sert en pratique de définition de la chaleur. L'énoncé complet du premier principe est du à Julius Robert von Mayer et date de 1845 :

À tout système fermé on peut associer une grandeur U appelée énergie interne dont les propriétés sont :

- U est une fonction d'état qui s'exprime en joules,
- U est extensive et additive,
- Au cours d'une transformation thermodynamique **entre deux états d'équilibre**, la variation d'énergie interne ΔU vérifie :

$$\Delta U + \Delta E_{c,\text{macro}} + \Delta E_{p,\text{macro}} = W + Q \quad (6)$$

Quelques remarques s'imposent concernant cet énoncé :

- Le joule (homogène à 1 Ws) est une petite unité : en pratique on utilise beaucoup la calorie qui vaut 4,1868 J et correspond à l'énergie nécessaire pour élever la température d'1 g d'eau de 1 °C, ou la kilocalorie, ou encore le kilowatt-heure qui vaut 3 600 000 J. Elle correspond au travail d'une force de 1 N sur 1 m (super utile comme image mais bref)
- On rappelle qu'additivité signifie que l'énergie interne d'une union de système est la somme des énergie interne de chacun des systèmes. D'autre part, extensivité signifie que l'énergie interne est proportionnelle à la quantité de matière qui constitue le système.
- L'extensivité et l'additivité de U sont une approximation. En effet si l'énergie cinétique est bien extensive et additive, ce n'est pas le cas de l'énergie potentielle :

$$E_p(S_1 \cup S_2) = E_p(S_1) + E_p(S_2) + E_p(S_1 \leftrightarrow S_2) \quad (7)$$

Dire que U est extensive et additive, c'est supposer que l'énergie potentielle microscopique l'est aussi et donc négliger l'énergie d'interaction entre les sous-systèmes (ou la supposer elle aussi extensive). Cette approximation sera bien vérifiée dans la grande majorité des cas.

- Dire que U est une fonction d'état signifie que dans un système thermodynamique **à l'équilibre** interne, elle est entièrement déterminée (à une constante près) par la connaissance des variables d'état (grandeur macroscopique permettant de définir un système thermodynamique) du système, auxquels elle est reliée par ses équations d'état. Cela signifie que la variation d'énergie interne ne dépend pas de la manière dont s'est déroulée la transformation, mais seulement de la donnée de ses variables d'état à l'état initial et à l'état final. Par exemple pour un gaz parfait monoatomique, $E_{p,\text{micro}} = 0$, $E_{c,\text{micro}} = \frac{3}{2}NkT$ donc $\Delta U = \frac{3}{2}Nk\Delta T$. De manière générale pour un corps pur U dépendra de V et de T . Un nombre réduit de paramètres est suffisant pour décrire des systèmes qui présentent pourtant un grand nombre de degrés de liberté.

- On peut souvent modéliser une transformation thermodynamique comme une succession infinie d'état d'équilibre. On peut alors écrire le premier principe sous forme infinitésimale :

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (8)$$

On met d devant U car c'est une fonction d'état (et donc dU est une DTE) mais δ devant Q et W car elles n'ont aucune raison de l'être.

On peut conclure toutes ces remarques compliquée par une analogie hydraulique simple présente dans le Hprépa p94 : même si l'infiltration est trop dur à quantifier, on peut travailler sur le bilan et un autre mode plus étudiable !

1.3 Équivalence travail-chaleur.

Une conséquence importante de l'écriture du premier principe est l'identification de W et de Q comme deux modes de transfert d'une même grandeur, l'énergie. W et Q ne possèdent pas les mêmes propriétés que U . Ni l'un ni l'autre n'est une fonction d'état : ils dépendent de la manière dont s'est déroulée la transformation thermodynamique. Pour une même variation d'énergie interne, il existe une infinité de possibilités pour le travail et la chaleur reçues au cours de la transformation. Notamment, il est complètement équivalent de ne recevoir que de la chaleur ou que du travail au cours de la transformation. C'est ce qui est illustré par l'expérience de Joule, mise au point en 1849 :



Expérience de Joule

🔗 Quaranta p271

⌚ 5 min

Le principe de cette expérience consiste à mettre en mouvement un fluide visqueux à l'aide de pales mises en rotation par un moteur. Ainsi, c'est bien un travail qui est fourni au fluide. Après quelques minutes, on constate que la température du fluide s'est élevée, signe que l'énergie mécanique a été transformée en « chaleur ».

Une autre situation plus courante permettant de mettre en évidence cette équivalence travail chaleur c'est lorsque l'on se frotte les mains. ça chauffe, alors que le seul truc qu'on fait c'est fournir un travail aux mains !

2 Transfert de l'énergie

2.1 Échanges de travail

Le premier mode de transfert énergétique possible sont les échanges de travail. Ils regroupent tous les termes qui peuvent s'exprimer de la façon suivante :

$$\delta W = \underbrace{\left(\sum_{i=1}^N \vec{F}^{ext} \right)}_{\vec{F}} \cdot \vec{v}_G dt = \vec{F} \cdot \vec{dr} \quad (9)$$

Ils correspondent alors naturellement à la notion de travail d'une force déjà vue en mécanique, mais s'appliquent ici spécifiquement aux forces extérieures au système. Ceux-ci peuvent être de toutes formes comme un travail électrique fourni par une réaction électrochimique.

Toutefois, un travail essentiel et presque incontournable dans tout système thermodynamique est le travail des forces de pression. C'est notamment ce travail qui a été mis à profit dans la réalisation des machines à vapeurs, d'abord par Papin au 17e siècle puis par Watt au 18e siècle, qui ont permis le début de l'essor industriel. Pour le modéliser, on peut considérer un gaz contenu dans une enceinte calorifugée fermée par un piston :

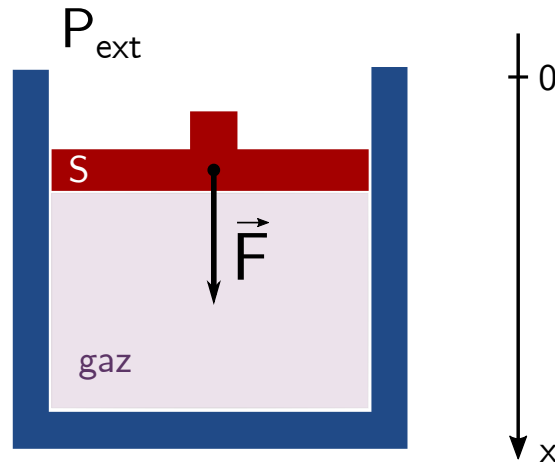


FIGURE 1 – Compression d'un gaz

Si on considère le système formé par le gaz piégé dans l'enceinte, alors celui-ci subit de la part du piston de surface S une force de pression imposée par la pression extérieure P_{ext} :

$$\vec{F} = P_{ext} S \vec{e}_x \quad (10)$$

Si on considère un travail infinitésimal de cette force sur une longueur de déplacement du piston dx alors on a directement :

$$\delta W = P_{ext} S dx \quad (11)$$

Si on exprime ce travail infinitésimal reçu par le système en fonction des variables d'état associé au gaz, ici son volume de par la relation $dV = -Sdx$, on a alors :

$$\delta W = -P_{ext} dV \quad (12)$$

Cette expression se généralise à tout type de système de volume V et soumis à une pression extérieure P_{ext} et le travail total fourni par les forces de pression lors d'une transformation se calcule alors de la façon suivante :

$$W = \int_i^f \delta W = - \int_{V_i}^{V_f} P_{ext} dV \quad (13)$$

avec V_i le volume avant transformation et V_f le volume après transformation.

Il est important de noter que la notation δW n'est pas anodine ! Un travail infinitésimal ne correspond en général pas à une différentielle totale exacte, ce qui signifie que l'énergie transférée par échange de travail dépend du chemin suivi et donc de comment la transformation a été réalisée !

Considérons quelques cas de transformations spécifiques pour lesquelles le calcul du travail des forces de pression est simple :

Transformation isochore Une transformation isochore est une transformation pour laquelle le système étudié conserve un volume constant. Si l'on reprend l'expression précédemment établie du travail des forces de pression on a alors :

$$\delta W = 0 \rightarrow W = 0 \quad (14)$$

Un système dont le volume est constant ne peut donc pas recevoir du travail de la part des forces de pression. L'application du premier principe donne alors dans le cas d'une transformation isochore :

$$\Delta U = Q_V \quad (15)$$

Transformation monobare Une transformation monobare est une transformation au cours de laquelle la pression exercée par le milieu extérieur sur les parois mobiles du système garde une valeur P_0 constante. Dans ce cas là on a alors l'expression suivante pour le travail reçu par le système :

$$W = -P_0 \int_{V_i}^{V_f} dV = -P_0 (V_i - V_f) \quad (16)$$

Transformation quasi statique Dans le cas d'une transformation quasi-statique, le système est en permanence à l'équilibre avec le milieu extérieur et on a alors $P_{ext} = P$, d'où l'expression suivante du travail :

$$\delta W = - \int_{V_i}^{V_f} P dV \quad (17)$$

Admettons que le gaz contenu dans notre enceinte **mais cette fois avec des parois diathermes** soit un gaz parfait initialement dans un volume de 10 L à la pression atmosphérique et que l'on souhaite le compresser en ajoutant une certaine masse M sur le piston. On a alors deux façons de procéder.

Si on pose brutalement la masse sur le piston alors le gaz piégé est constamment soumis à la pression extérieure $P_{ext} = P_0 = \frac{Mg}{S} + P_{atm}$. La transformation est alors monobare et on a :

$$W = -P_0(V_f - V_i) \quad (18)$$

En appliquant la loi des gaz parfait on a alors :

$$W = P_0 V_i \left(1 - \frac{P_{atm}}{P_0} \right) \quad (19)$$

Pour une masse de 10 kg et un piston de surface de 10 cm² on a alors $W = 483 \text{ J}$

Si on décompose la masse M en une infinité de petites masses dm et qu'on les ajoute les unes après les autres sur le piston, la transformation peut être considérée comme quasi statique et on a alors à chaque instant $P_{ext} = P$. En appliquant la loi des gaz parfaits on a alors :

$$W = - \int_{V_i}^{V_f} \frac{nRT}{V} dV = -P_{atm} V_i \ln \frac{V_f}{V_i} = -P_{atm} V_i \ln \frac{P_{atm}}{P_0} \quad (20)$$

L'application numérique donne alors : $W = 515 \text{ J}$. On remarque alors que même si les états initiaux et finaux sont identiques, le travail reçu par le système n'est pas le même suivant le type de transformation opérée, cela confirme le fait que le travail n'est pas une fonction d'état ! On remarque que dans les deux cas ici, $W > 0$ donc le système reçoit de l'énergie sous forme de travail puisqu'on compte positivement le travail reçu et négativement le travail fourni.

2.2 Échanges thermiques

Les échanges thermiques représentent alors tous les échanges énergétiques qui ne peuvent pas être associés au travail d'une force macroscopique mais plutôt à un mode de transfert d'énergie au niveau microscopique. Ce transfert entre deux systèmes est dirigé, il se fait nécessairement du corps le plus chaud vers le corps le plus froid **vrai seulement en l'absence de travail (transfert thermique spontané), exemple de la machine frigo**. Il existe alors trois modes de transfert thermique :

La conduction a lieu lorsque les deux milieux échangeant de l'énergie sont séparés par une paroi rigide. En transférant leur énergie cinétique d'agitation thermique de proche en proche par collision, le milieu le plus chaud, et donc le plus agité thermiquement va accroître l'agitation du milieu le plus froid.

La convection a lieu lorsque les deux milieux sont séparés par un fluide en mouvement. Ce fluide va alors, de la même manière que précédemment, recevoir de l'énergie thermique du système chaud et va la transférer au système froid. Ce mode de transport est alors dans la plupart des cas largement plus rapide que la conduction.

Le rayonnement constitue le dernier mode de transfert thermique. Soumises à leur agitation thermique, les particules constituant les systèmes vont pouvoir émettre et absorber des photons de façon à créer un échange de rayonnement électromagnétique entre les deux systèmes par échange de photons. L'échange se fait alors encore une fois en respectant globalement le sens du système chaud vers le système froid.

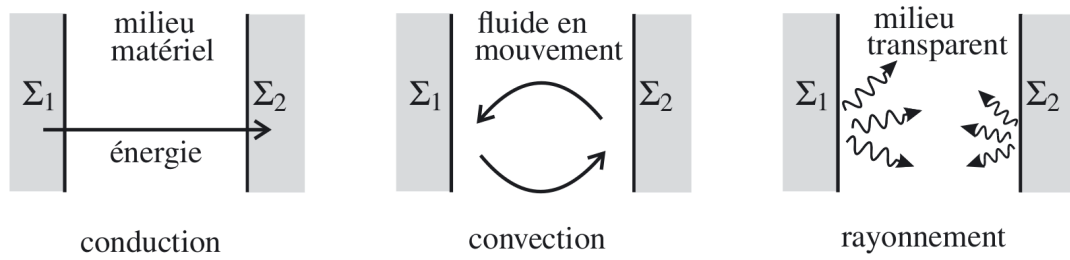


FIGURE 2 – Caption

Si on prend l'exemple d'une maison, celle-ci échange de l'énergie thermique par conduction à travers les murs, par convection à travers une fenêtre ouverte et par rayonnement quand le rayonnement solaire passe au travers d'une vitre.

Contrairement au travail d'une force macroscopique qui se calcule plutôt bien naturellement, les échanges thermiques de par leur origine microscopique ne peuvent s'exprimer simplement à notre échelle dans la plupart des cas. Bien souvent, on obtient la chaleur échangée au cours d'une transformation par application directe du premier principe :

$$Q = \Delta U - W \quad (21)$$

Lorsque tous les modes de transferts thermiques entre le système et son environnement sont bloqués, le système n'échange pas d'énergie thermique et on parle alors de **transformation adiabatique**. Dans la modélisation simple d'un système thermodynamique constitué de deux gaz séparés par une paroi physique, on dira que la paroi est diatherme si elle permet les échanges de chaleur et à l'inverse on dira qu'elle est calorifugée si elle ne les permet pas. Un système délimité par des parois calorifugées ne subit alors que des transformations adiabatiques. En réalité, aucun objet physique n'est parfaitement calorifugé et cela renvoie à une notion de temporalité. En effet, on considérera qu'une transformation est adiabatique si les échanges thermiques se font sur des durées caractéristiques très supérieures à celles des échanges de travail et à celle de l'expérience. Je sais pas si c'est pertinent de donner un exemple finalement ça fait un peu chiffres sortis de nulle part ?

2.3 Enthalpie et capacités thermiques

Si on revient au cas d'une transformation monobare que nous avons présenté juste avant, le premier principe se ré-écrit de la manière suivante :

$$\Delta U = W + Q = U_f - U_i = -P_0(V_f - V_i) + Q \quad (22)$$

$$\Delta(U + PV) = Q \quad (23)$$

On peut alors définir une nouvelle fonction d'état appelée enthalpie de la façon suivante :

$$H = U + PV \quad (24)$$

On a alors pour une transformation monobare (et a fortiori une transformation isobare) :

$$\Delta H = Q_P \quad (25)$$

Là où la fonction d'état naturelle dans le cas d'une transformation isochore semble être l'énergie interne, l'enthalpie est la fonction d'état naturelle dans le cas d'une évolution monobare/isobare. Il vient alors que les variables naturelles de l'énergie interne seront (T, V) alors qu'elles seront (T, P) pour l'enthalpie. On définit alors l'évolution de ces deux fonctions d'état par les deux différentielles suivantes :

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (26)$$

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T dP \quad (27)$$

On définit alors les capacités thermiques à pression et volume constant comme suit :

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad C_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P \quad (28)$$

Pour des phases condensées indilatables et incompressibles on a $C_V = C_P = C$. Cette approximation est généralement bien vérifiée pour la plupart des phases condensées qu'on étudiera. Plus un système aura une grande capacité thermique C , plus il faudra apporter d'énergie pour faire monter sa température. A titre d'exemple, la capacité thermique de l'eau liquide est : $C = 4,18 \text{ kJ/kg/K}$ ce qui signifie qu'il faut apporter $4,18 \text{ kJ}$ à un litre d'eau pour augmenter sa température d'un degré. Cette quantité d'énergie de $4,18 \text{ kJ}$ correspond à la définition d'une nouvelle unité : la kilocalorie.

Pour un gaz parfait, l'énergie interne et l'enthalpie ne dépendent que de la température et on a alors :

$$dU = C_V dT \quad dH = C_P dT \quad (29)$$

On appelle ces relations les lois de Joule, et peuvent s'avérer très utile pour étudier l'évolution thermodynamique d'un gaz parfait.

De manière générale, il est indispensable de pouvoir relier l'énergie reçue par un système et l'élévation de sa température notamment pour l'utilisation des machines thermiques : on choisira un fluide réfrigérant plutôt qu'un autre en comparant entre autres sa capacité à absorber la chaleur, autrement dit sa capacité thermique. Nous allons déterminer dans la partie suivante celle de l'eau.

3 Application à la calorimétrie

En général les mesures de capacité thermiques sont réalisées sous pression atmosphériques dans des récipients calorifugés appelés calorimètres. Elles donnent donc accès aux capacités à pression constante c_p .

3.1 Méthode des mélanges : détermination de la capacité en eau du calorimètre.

Pour déterminer avec précision la capacité thermique de l'eau, on ne peut pas négliger la contribution des accessoires et de la partie intérieure du calorimètre aux échanges thermiques. On note C_0 la capacité thermique de l'ensemble, que nous allons déterminer grâce à la méthode des mélanges.

Un calorimètre contient une masse connue m_1 d'eau, de capacité thermique massique c à la température connue T_1 . On rajoute une masse m_2 d'eau à la température T_2 dans le calorimètre. L'ensemble évolue vers un état d'équilibre thermique à la température uniforme T_f , à pression atmosphérique constante, sans échange thermique avec l'extérieur et sans autre travail reçu que celui des forces de pression. D'après ce qui précède, le bilan énergétique entre l'instant où on introduit le deuxième corps et l'état d'équilibre final donne :

$$\Delta H = Q = 0 \quad (30)$$

soit

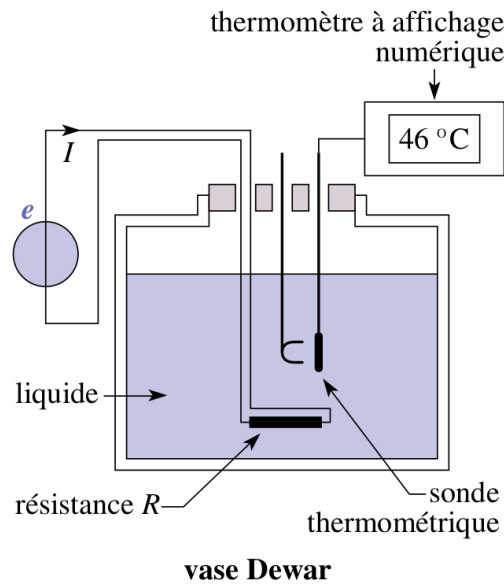
$$(m_1 c + C_0)(T_f - T_1) + m_2 c(T_f - T_2) = 0 \quad (31)$$

D'où la capacité thermique du calorimètre, exprimée en masse d'eau équivalente :

$$\frac{C_0}{c} = m_2 \frac{T_2 - T_f}{T_f - T_1} - m_1 \quad (32)$$

3.2 Méthode électrique

Une fois la masse équivalente en eau du calorimètre connue, on va pouvoir déterminer la capacité thermique de l'eau grâce à une autre expérience de calorimétrie. Pour ce faire, on utilise le montage suivant :



Cette fois, au lieu de mettre en contact deux systèmes avec des températures différentes, nous allons étudier l'échauffement d'un unique corps provoqué par l'apport d'un travail électrique. Pour cela on introduit dans le calorimètre une masse m d'eau puis on plonge dans l'eau une résistance chauffante alimentée par une tension e et un courant i fournis par une alimentation stabilisée. Le travail électrique fourni par le générateur au système pendant une durée Δt est alors :

$$W_{elec} = ei\Delta t \quad (33)$$

L'application du premier principe au système constitué du calorimètre donne alors :

$$\Delta H = W_{elec} \quad (34)$$

Si on note T_i la température de l'eau avant échauffement et T_f la température de la masse d'eau à la fin de l'expérience on a alors :

$$(m + M)c_{eau}(T_f - T_i) = ei\Delta t \quad (35)$$

On a alors :

$$c_{eau} = \frac{ei\Delta t}{(m + M)(T_f - T_i)} \quad (36)$$

à comparer avec la valeur de la calorie. Si l'on compare cette valeur avec celles d'autres matériaux, on voit que l'eau liquide a une capacité thermique particulièrement importante.

Substance (phase solide)	Capacité thermique massique (J K ⁻¹ kg ⁻¹)
Asphalte	1 021
Brique	840
Béton	880
Granite	790
Gypse	1 090
Marbre	880
Sable	835
Verre	720 ⁴
Bois	≈ 1200-2700 ^{5,6}

(à noter que l'on a négligé la capacité thermique de la résistance et des fils)

Conclusion

Grâce à une analogie avec le théorème de l'énergie mécanique, on a construit un principe de conservation à l'échelle microscopique, le premier principe de la thermodynamique. Ce principe est essentiel dès que les échanges d'énergie se font à l'échelle microscopique. Pour l'appliquer de manière optimale, il est important d'identifier les variables de contrôle ($T, P, V, \dots$) et de choisir la fonction d'état adaptée. Le premier principe est utilisé pour relier chaleur fournie et travail reçu par exemple dans le cas d'un moteur, et ainsi calculer son rendement. Plusieurs types de moteurs existent, ayant tous pour objectif de fournir le maximum de travail avec le minimum de combustible consommé.

4 Questions

- Le premier principe est-il suffisant pour décrire la thermodynamique ?
- Qu'est-ce qu'un système fermé ?
- Tu as dit que l'énergie cinétique était extensive, peux-tu expliciter ?
- Qu'est-ce que le théorème de König ? Il s'applique sur les moyennes du coup ?
- A quelles conditions peut-on considérer que l'énergie potentielle est extensive ?
- Quel ordre de grandeur pour "un très grand nombre de particules" ?
- Qu'est-ce qu'une force conservative ?
- Quels sont les "beaucoup de degrés de liberté" auxquels tu fais référence dans le calcul hypothétique de U ?
- Pourquoi avoir énoncé le Premier Principe en intégral et pas en infinitésimal ?
- Est-ce que U dépend du chemin suivi ?
- Donne des exemples de variables d'état.
- Quel condition sur le référentiel d'étude pour appliquer le premier principe ?
- Quelle est la particularité des états sur lesquelles on peut appliquer le Premier Principe ? (équilibre thermo)
- Quelle est la différence entre additif et extensif ?
- Comment peut-on réinterpréter le Premier Principe en termes de symétrie ?
- Pourquoi ne considère-t-on que les forces extérieures ? Les considère-t-on toutes ?
- Comment faire le lien entre énergie et température ? (coefficients calorimétriques)
- Définition générale d'une capacité thermique à X constant ?
- Pourquoi avoir dit que Q n'était pas calculable ?
- On dit que la chaleur va du corps chaud vers le corps froid mais pourtant dans un frigo on a l'inverse... ?
- Comment peut-on connaître le sens d'évolution d'un système thermodynamique ?
- Dans le calorimètre on a ni conduction ni convection ni rayonnement mais il se passe quoi alors ?
- Comment est-ce que tu construirais un temps pour montrer que l'hypothèse adiabatique est raisonnable ici ? Comment as-tu pris en compte cette défaillance partielle ?
- Que sont les lois de Joule ?
- Comment sont reliées C_p et C_v ?
- Dans quels contextes on utilise plutôt l'enthalpie ?
- Comment choisit-on la "bonne fonction d'état" ?
- Qu'est-ce qu'une transformation de Legendre ?

- Comment montrer expérimentalement que P ou T ne sont pas extensives ?
- Explique la méthode des mélanges.
- Quelles sont les sources d'incertitudes sur l'expérience ?
- Qu'est-ce que le premier principe industriel ? Sur quoi l'applique-t-on ?
- Pourquoi met-on les radiateurs près des fenêtres ?

5 Remarques

- Bien l'introduction sur les machines thermiques, surtout si on revient dessus à la fin. Peut-être déjà amener l'équivalence travail-chaleur ?
- Peut-être définir extensif et additif dans la leçon.
- Bien écrire "énergie interne" et "enthalpie" au tableau.
- Ca peut être bien l'analogie avec le sable du Hprépa parce que askip c'était pas hyper clair la construction de U avec les énergies microscopiques.
- Il aurait fallu introduire la notion de moyenne dans le calcul de l'énergie cinétique microscopique.
- Ne pas hésiter à insister sur le fait qu'on étudie des systèmes à l'équilibre.
- U ne dépend pas du référentiel.
- C'est bien de donner aussi la forme infinitésimale du Premier Principe car on en a parfois besoin en exercice.
- C'est bien de donner des ordre de grandeur comme ça.
- Ça peut être malvenu de dire "c'est un principe donc pas démontrable" sans développer un peu derrière.
- Parler d'équilibre mécanique quand on parle de la transformation quasi statique avec le piston.
- Dire qu'on n'a pas le même Q dans les deux cas (calcul de la masse sur le piston) pour boucler la notion d'équivalence travail-chaleur.
- Autres applications possibles : voir fiche de correction de Salambo.
- Bien d'avoir mis les schémas et l'énoncé sur le PowerPoint.
- Il faut donner une incertitude sur le résultat de l'expérience.

Remarques de Salambo

- Analogie hydraulique ??
- Définir extensif et additif dans la leçon et pas en pré-requis.
- L'exemple du frottement des mains est bien parlant pour l'équivalence travail chaleur
- Elle dit mettre des odg dans la partie capa, mettre un tableau plutôt que juste l'eau peut-être
- Valeurs moyennes pour le calcul cinétique