PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE - corrigé des exercices

A. EXERCICES DE BASE

I. Notions d'énergie interne et de chaleur

1. • On suppose pour simplifier que, dans les conditions considérées, la Terre et la Lune peuvent être décrites par des points matériels (plus de détails compliquerait nettement et ne changerait rien au principe).

• Une telle description nécessite a priori de prendre en compte :

◊ les énergies cinétiques de la Terre et de la Lune ;

◊ l'énergie potentielle d'interaction Terre-Lune ;

◊ les énergies potentielles de la Terre et de la Lune par rapport au reste du système solaire.

2.a. • Cette autre description nécessite de prendre en compte dans l'énergie mécanique :

◊ l'énergie cinétique du barycentre I, associée au mouvement d'ensemble ;

◊ l'énergie potentielle d'interaction avec le reste du système solaire, calculée en I.

• Ce à quoi il faut ajouter en tant qu'énergie interne :

◊ l'énergie cinétique interne, associée au mouvement relatif par rapport à I ;

◊ l'énergie potentielle (interne) d'interaction Terre-Lune ;

◊ l'écart (s'il n'est pas négligeable) de l'énergie potentielle avec le reste du système solaire, puisque la Terre et la Lune ne sont pas exactement en I (ce qui est une propriété interne).

2.b. • Avec cette description, les “travaux” (ainsi nommés par rapport à la première description) liés aux déformations internes ne peuvent pas être décrits comme tels ; ils interviennent en tant que “transfert thermique”, modifications de l'énergie non descriptibles comme travail.

2.c. • Une description selon la seconde méthode semblerait plus logiquement devoir intervenir pour décrire des systèmes plus complexes, par exemple une galaxie formée d'un très grand nombre d'étoiles. L'intérêt d'envisager un système extrêmement simple est de montrer que les notions considérées interviennent fondamentalement dès ce niveau très basique.

• L'étude correspondante du système Terre-Lune semblerait y être plus logiquement adapté pour une étude “vue de loin”, quand on ne connaît pas précisément les informations “internes”, mais il faut noter que rien n'interdit d'omettre volontairement ces informations (même si elles sont très bien connues) : les notions d'énergie interne et de chaleur ne sont pas définies de façon intrinsèque. Une telle omission d'une partie de l'information contribue alors à la notion d'entropie du système.

• Par contre, pour un tel système ainsi décrit, on ne disposerait pas d'un jeu de variables d'état (telle sue pression, température...) en fonction desquelles on puisse exprimer l'énergie interne. En particulier le système n'est pas en équilibre thermique (et il en est d'ailleurs de même pour une galaxie) ; il n'est en outre pas assez “chaotique” pour qu'on y retrouve des comportements internes du type “usuel” (des effets de résonances régissent de façon importante les interactions planétaires).

II. Mélange de gaz parfaits

1. • Pour un gaz parfait $H = U + pV = U + nRT$, où H et U ne dépendent que de la température. Ainsi $C_p = \frac{\partial H}{\partial T} = \frac{\partial U}{\partial T} + nR = C_v + nR$ (relation de Mayer). On en déduit : $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{nR}{\gamma - 1}$.

2. • On peut calculer : $\gamma = \frac{C_{pm}}{C_{vm}} = \frac{C_p}{C_v} = \frac{n_1 C_{pm1} + n_2 C_{pm2}}{n_1 C_{vm1} + n_2 C_{vm2}}$.

• Mais par ailleurs : $C_{pmi} = C_{vmi} + R = \gamma_i\, C_{vmi}$ donc $C_{vmi} = \frac{R}{\gamma_i - 1}$ et $C_{pmi} = \frac{R\gamma_i}{\gamma_i - 1}$.

• En remplaçant, on obtient ainsi : $\gamma = \frac{n_1\gamma_1.(\gamma_2 - 1) + n_2\gamma_2.(\gamma_1 - 1)}{n_1.(\gamma_2 - 1) + n_2.(\gamma_1 - 1)}$.

III. Mesure d'une capacité thermique massique

1. • En notant D le débit massique, le déplacement d'une tranche de liquide pendant une durée dt correspond à l'entrée d'une masse $dm = D\,dt$ à la température T_1 et la sortie d'une même masse à la température T_2.

• En régime stationnaire, toute la partie médiane reste inchangée (y compris la résistance chauffante), donc le déplacement de la tranche équivaut à un remplacement d'une masse dm de température T_1 par une masse dm de température T_2.

• Ainsi : $dH_i(T_i) = dm\ c\ T_i$ et donc $dH = dm\ c.(T_2 - T_1)$.

2. • Si on choisit d'inclure la résistance dans le système, ce dernier ne reçoit pas de chaleur mais reçoit le travail électrique $\delta W = RI^2\,dt$.

◊ remarque : pour un liquide, incompressible et indilatable, les travaux des forces pressantes de part et d'autre se compensent ; en outre, il suffit de raisonner avec l'enthalpie pour éviter de devoir en détailler le calcul.

• Si on choisit de ne pas inclure la résistance dans le système, ce dernier ne reçoit pas de travail. il faut par contre préciser qu'en régime stationnaire, la température de la résistance restant constante, celle-ci elle transmet au liquide sous forme de chaleur autant d'énergie qu'elle reçoit électriquement : $\delta Q = RI^2\,dt$.

• Le premier principe donne : $dU \approx dH = dm\ c.(T_2 - T_1) = RI^2\,dt$; donc : $D\ c.(T_2 - T_1) = RI^2$ et finalement : $c = \dfrac{RI^2}{D.(T_2 - T_1)} = 758\ J.K^{-1}.kg^{-1}$.

IV. Mesure d'une capacité thermique massique

1. • On note M la masse d'eau équivalant au colorimètre plus l'eau contenue et m_1 la masse de liquide intérieur. En notant D le débit massique, le déplacement d'une tranche de liquide pendant une durée dt correspond à l'entrée d'une masse $dm = D\,dt$ à la température T_1 et la sortie d'une même masse à la température T(t).

• L'application du premier principe donne : $dU \approx dH = (Mc + m_1c_1)\,dT + dm\ c_1.(T - T_1) = 0$ où on considère la capacité thermique de la quantité de liquide dont la température a changé.

• Ceci correspond à : $(Mc + m_1c_1)\dfrac{dT}{dt} + Dc_1.(T - T_1) = 0$ donc finalement : $T = T_1 + (T_0 - T_1)\,e^{-t/\tau}$ avec une constante de temps $\tau = \dfrac{Mc + m_1c_1}{Dc_1}$.

2. • D'après les données : $\tau = \dfrac{t}{\ln\left(\dfrac{T_0 - T_1}{T - T_1}\right)} = 840$ s. On en déduit : $c_1 = \dfrac{Mc}{D\tau - m_1} = 1{,}01 \pm 0{,}05\ J.g^{-1}.K^{-1}$.

3. • En négligeant la contribution de la masse de liquide dans le calcul de la capacité thermique totale, on obtient : $c_1 \approx \dfrac{Mc}{D\tau} = 0{,}995\ J.g^{-1}.K^{-1}$. On constate que l'écart est négligeable en comparaison des incertitudes de mesures (il faudrait effectuer plusieurs mesures, plus précises, sur des durées plus longues, en prenant beaucoup de précautions pour l'isolation thermique...).

V. Freinage d'un camion

1. • Considéré à pression constante, le premier principe peut s'écrire : $dE_m + dH = \delta W + \delta Q$ (où δW représente l'ensemble des travaux autres que ceux des forces pressantes ou des forces prises en compte dans l'énergie potentielle).

• En supposant que le système {automobile} est thermiquement parfaitement isolé de l'extérieur, on peut considérer que (globalement) : $\delta Q = 0$. En supposant qu'il est pseudo-isolé mécaniquement, et qu'il ne reçoit pas d'autres travaux (électriques, ou autres), on peut considérer que : $\delta W = 0$ (la réaction normale du sol compense le poids ; le frottement au sol ne travaille pas car il ne déplace pas son point d'application tant que l'automobile ne dérape pas).

• En supposant que le mouvement est horizontal, on peut considérer en outre que pour la pesanteur : $dE_p = 0$. Le premier principe se limite donc à : $dE_c + dH = 0$.

◊ remarque : il serait ici "imprudent" d'essayer de raisonner sur la condition $\delta Q = 0$ (qui ne correspond pas à une différentielle totale) alors qu'interviennent des frottements (phénomènes irréversibles).

• En considérant la somme des contributions des différentes parties du système (à pression constante), on obtient ainsi : $dE_c + dH = d(\frac{1}{2}Mv^2) + C_p dT$ où $d(\frac{1}{2}Mv^2)$ décrit le ralentissement de l'automobile, et où $C_p dT$ décrit le réchauffement des freins.

• En intégrant sur toute la transformation (en supposant constante la quantité $C_p = mc$), on obtient : $\Delta E_c + \Delta H = -\frac{1}{2}Mv_0^2 + mc\,\Delta T = 0$ et donc : $\Delta T = \frac{Mv_0^2}{2mc}$, avec : $m = 4\mu V$ et $V = \pi r^2 e$. Ceci donne numériquement : $\Delta T = 330°C$.

2. • L'échauffement calculé est celui que subiraient les freins s'ils étaient thermiquement isolés, c'est pourquoi ils ne le sont pas (on les place volontairement dans un emplacement bien ventilé).

• Il n'en reste pas moins que l'échauffement serait important et risquerait de provoquer l'ébullition du liquide servant à la transmission des commandes de freinage. Les bulles de gaz apparaissant dans le liquide perturberaient alors la transmission de l'effort de compression imposé par la pédale de frein et le freinage serait inopérant.

• L'utilisation de ralentisseurs électromagnétiques, dont la transmission se fait électriquement, permet d'éviter cet inconvénient.

◊ remarque : les transmissions par câbles et tringles (qui étaient utilisées au début de l'époque de l'automobile) sont plutôt à éviter, à cause des risques trop importants de grippage et/ou d'usure.

B. EXERCICES D'APPROFONDISSEMENT

VI. Échauffement d'un résistor

• Le travail électrique reçu est : $\delta W = P\,dt$, la quantité de chaleur reçue est : $\delta Q = -aC.(T - T_0)\,dt$, donc la variation de l'enthalpie donne la relation : $dH = C\,dT = \delta Q + \delta W = -aC.(T - T_0)\,dt + P\,dt$.

• Ceci conduit à une variation de T selon l'équation différentielle linéaire : $\frac{dT}{dt} + a\,T = a\,T_0 + \frac{P}{C}$.

• Les solutions sont de la forme : $T(t) = T_0 + \frac{P}{aC} + \Theta\,e^{-at}$ où Θ est une constante qui découle des conditions initiales : $T(0) = T_0 = T_0 + \frac{P}{aC} + \Theta$, donc $\Theta = -\frac{P}{aC}$ et finalement : $T(t) = T_0 + \frac{P}{aC}.(1 - e^{-at})$.

• La température limite au bout d'un temps très long est : $T_{lim} = T_0 + \frac{P}{aC}$.