

L'énergie potentielle : énergie interne ou énergie libre ?

1) INTRODUCTION.

Dans les anciens programmes de Sciences physiques des Lycées, la notion d'énergie n'apparaissait qu'en classe terminale. Les nouveaux programmes l'introduisent au contraire d'emblée, dès le début de la classe de Première. L'énergie potentielle est définie à l'aide du travail que reçoit un système mécanique en passant d'un état 1 à un état 2, et qu'il peut restituer en revenant de l'état 2 à l'état 1. Les exemples choisis sont ceux du champ de pesanteur, du pendule élastique, et du pendule de torsion.

On fournit aussi du travail à un gaz quand on le comprime ; on peut récupérer ce travail lors de sa détente, à condition que les opérations soient réversibles et que la détente soit exactement l'opération inverse de la compression. Mais la situation semble tout à fait différente de celle des exemples précédents. En effet, la température est un paramètre dont l'importance est évidente pour la définition de l'état d'un gaz, et le travail qu'on fournit en le comprimant dépend des conditions de cette compression. Pour étudier les échanges d'énergie, il est indispensable de tenir compte des effets thermiques et d'appliquer le Premier Principe de la Thermodynamique. D'une manière générale, il ne suffit pas de préciser l'état initial (1) et l'état final (2) pour connaître le travail reçu par le système ; seule, la variation de son énergie interne U , somme du travail W et de la chaleur Q qu'il reçoit, a alors une valeur bien déterminée : $U_2 - U_1 = W + Q$. Le travail W n'est égal à la variation d'énergie interne que pour des transformations adiabatiques ; on sait que la température d'un gaz varie fortement lors de transformations adiabatiques réversibles. Pour des transformations isothermes réversibles, on montre en Thermodynamique que le travail est égal à la variation d'une fonction d'état appelée énergie libre ; d'ailleurs, pour un gaz parfait, l'énergie interne ne varie pas lors d'une telle transformation, pour laquelle on a : $Q = -W$.

Une question peut alors être soulevée : les exemples du ressort, ou du fil de torsion, qui permettent de définir l'énergie potentielle, font intervenir les propriétés de la matière, qui dépendent toutes plus ou moins de la température ; ces exemples

sont-ils donc fondamentalement différents du cas du gaz ? En effet, on étudie la traction d'un fil élastique dans les traités de Mécanique, mais aussi dans ceux de Thermodynamique ; dans les premiers, l'énergie potentielle du fil est définie, comme celle de tout ressort, sans qu'on tienne compte d'effets thermiques ; dans les seconds, l'étude est conduite de manière tout à fait analogue à celle d'un gaz (1). Nous analyserons ci-après les raisons de cette contradiction apparente, et nous donnerons un autre exemple, celui d'un phénomène électrique, la charge d'un condensateur à lame diélectrique, puis nous terminerons en précisant dans quelles conditions on peut, en pratique, définir sans ambiguïté l'énergie potentielle de systèmes matériels dont les propriétés dépendent de la température et en indiquant l'interprétation thermodynamique de cette énergie potentielle.

2) ETUDE D'UN FIL ELASTIQUE TENDU.

Soit un fil tendu, caractérisé par trois grandeurs d'ailleurs liées par une relation : la longueur l , la force longitudinale de tension f , la température T . En l'absence de tension, $f = 0$, et à la température de référence T_0 , la longueur du fil est l_0 et sa section s_0 . Dans l'étude thermodynamique, que nous ne développerons pas, mais dont nous utiliserons certains résultats, interviennent deux caractéristiques du matériau dont est formé le fil et qu'il est commode de définir comme suit :

— le coefficient de dilatation linéaire :

$$\lambda = \frac{1}{l_0} \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_f$$

— le nombre d'Young E tel que :

$$\frac{1}{l_0} \left(\frac{\partial l}{\partial f} \right)_T = \frac{1}{Es_0}.$$

Nous admettrons, et cela est amplement justifié pour les questions traitées ici, que les grandeurs λ et E sont des constantes, indépendantes de la température T et de la tension f .

En prenant comme variables indépendantes la force de tension f et la température T , la variation élémentaire de longueur est :

(1) Citons en particulier :

- BRUHAT et KASTLER, *Thermodynamique*, 6^{me} édition, Masson, 1968, chap. XIV, § 106.
- SUARDET, *Thermodynamique*, Paris, Baillièrre, 1974, § X-13.
- BERTIN, FAROUX, RENAULT, *Thermodynamique*, 2^{me} édition, Paris, Dunod - Université, 1979, chap. 9, § 4.

$$dl = l_0 \left[\lambda \cdot dT + \frac{df}{E \cdot s_0} \right]$$

Le travail élémentaire vaut : $\delta W = f \cdot dl$.

La quantité de chaleur reçue lors d'une transformation élémentaire a pour expression :

$$\delta Q = K \cdot dT + h \cdot df ;$$

si ρ est la masse volumique et c la chaleur massique du métal, la capacité calorifique du fil est : $K = \rho \cdot c \cdot l_0 \cdot s_0$. On démontre que, si λ et E sont des constantes, elle est indépendante de la force de traction f ; le coefficient calorimétrique h vaut alors : $h = T \cdot l_0 \cdot \lambda$.

Nous illustrerons et préciserons les raisonnements qui suivent en prenant deux exemples :

— un fil d'acier :

$$l_0 = 1 \text{ m}, \quad s_0 = 1 \text{ mm}^2 = 10^{-6} \text{ m}^2, \quad E = 2 \times 10^{11} \text{ Pa},$$

$$\lambda = 1,2 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}, \quad \rho c = 3,65 \times 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1} ;$$

— un fil de cuivre :

$$l_0 = 1 \text{ m}, \quad s_0 = 1,6 \text{ mm}^2 = 1,6 \times 10^{-6} \text{ m}^2, \quad E = 1,25 \times 10^{11} \text{ Pa},$$

$$\lambda = 1,6 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}, \quad \rho c = 3,6 \times 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}.$$

Nous allons envisager successivement deux tractions réversibles dans lesquelles la tension croît progressivement de 0 à f , tandis que la longueur passe de l_0 à l ; il sera commode d'introduire l'allongement : $x = l - l_0$.

a) Etudions d'abord une TRACTION ISOTHERME, à la température T_0 . Comme : $dl = dx = \frac{l_0}{E \cdot s_0} \cdot df$,

on a : $f = k \cdot x$ avec $k = E \cdot s_0 / l_0$.

Le travail fourni au fil est :

$$W = \int_0^x f \cdot dx = \frac{1}{2} \cdot k \cdot x^2.$$

Pour les deux fils, $k = 2 \times 10^5 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$; pour obtenir un allongement $x = 1 \text{ mm} = 10^{-3} \text{ m}$, il faut :

$$f = 200 \text{ newtons}, \quad W = 0,1 \text{ joule}.$$

b) Considérons maintenant la TRACTION ADIABATIQUE partant du même état initial : $T = T_0$, $f = 0$. Par définition, on a alors :

$$\delta Q = 0 ; \text{ donc : } dT = -\frac{h}{K} \cdot df = -\frac{T \cdot \lambda}{\rho \cdot c \cdot s_0} df ;$$

$$dl = l_0 \left[-\frac{T \cdot \lambda^2}{\rho \cdot c \cdot s_0} + \frac{1}{E \cdot s_0} \right] df = \frac{1 - \alpha}{k} \cdot df.$$

Calculons, pour les deux exemples choisis, le terme :

$$\alpha = \frac{T \lambda^2 E}{c \cdot \rho}, \text{ à la température de } 17^\circ \text{C} : T_0 = 290 \text{ K} ;$$

pour le fil d'acier :

$$\alpha = \frac{290 \times (1,2 \times 10^{-5})^2 \times (2 \times 10^{11})}{3,65 \times 10^6} = 2,3 \times 10^{-3} ;$$

pour le fil de cuivre :

$$\alpha = \frac{290 \times (1,6 \times 10^{-5})^2 \times (1,25 \times 10^{11})}{3,6 \times 10^6} = 2,6 \times 10^{-3}.$$

On constate qu'il faudrait que le coefficient k soit défini avec une précision de l'ordre du millième pour qu'il soit nécessaire de tenir compte du terme correctif α . A 0,25 % près, on peut affirmer que le résultat d'une traction adiabatique est identique à celui de la traction isotherme. Bien entendu, il existe beaucoup d'autres façons d'effectuer une traction réversible, mais les résultats pratiques ne pas différents ; on a toujours :

$$f = k \cdot x, \quad W = \frac{1}{2} k \cdot x^2 \quad \text{avec} \quad k = E \cdot s_0 / l_0.$$

Il est donc légitime de définir l'énergie potentielle d'un fil tendu ; en choisissant convenablement l'état de référence, on peut poser :

$$E_p = \frac{1}{2} k \cdot x^2.$$

A la seule condition que les allongements élastiques soient obtenus de façon réversible, le travail mis en jeu est égal à la variation de cette énergie potentielle.

c) Peut-on conclure aussi que les effets thermiques sont toujours négligeables ? Cette question mérite d'être approfondie. Commençons par évaluer la variation de température provoquée par une traction réversible adiabatique ; comme elle est petite, elle peut être calculée sans qu'il soit nécessaire d'intégrer :

$$\Delta T = - \frac{T \cdot \lambda \cdot f}{c \cdot \rho \cdot s_0} = - \frac{T \cdot \lambda \cdot E x}{c \cdot \rho \cdot l_0}.$$

Dans les exemples choisis, on trouve :

$$\Delta T = - \frac{290 (1,2 \cdot 10^{-5}) 200}{(3,65 \cdot 10^6) \cdot 10^{-6}} = -0,19 \text{ K pour le fil d'acier,}$$

$$\Delta T = - \frac{290 (1,6 \cdot 10^{-5}) 200}{(3,6 \cdot 10^6) (1,6 \cdot 10^{-6})} = -0,16 \text{ K pour le fil de cuivre.}$$

Ces variations de température sont de l'ordre du dixième de degré ; il est toujours très difficile, souvent même impossible, de les mettre expérimentalement en évidence. Il est évident qu'il n'en résulte aucune modification appréciable des propriétés élastiques du fil, ainsi que nous venons de le justifier quantitativement en *b*) ; on comprend que la force exercée et le travail fourni soient indépendants du mode de traction.

d) Le travail n'est pas le seul échange d'énergie qui intervient lors d'une traction isotherme à la température T_0 . Comme $dT = 0$, l'expression de δQ devient : $\delta Q = h \cdot df$; le fil reçoit donc dans cette opération la quantité de chaleur :

$$Q = T_0 \cdot \lambda \cdot l_0 \cdot f = T_0 \cdot \lambda \cdot s_0 \cdot E \cdot x.$$

Pour le fil d'acier :

$$Q = 290 \times (1,2 \times 10^{-5}) \times 1 \times 200 = 0,7 \text{ joule ;}$$

pour le fil de cuivre :

$$Q = 290 \times (1,6 \times 10^{-5}) \times 1 \times 200 = 0,93 \text{ joule.}$$

Autrement dit, le rapport de la chaleur au travail reçus par le fil lors d'une traction isotherme est : $Q/W = 2 \cdot T \cdot \lambda \cdot l_0/x$; il vaut : 7 pour le fil d'acier, 9,3 pour celui de cuivre. La chaleur mise en jeu est importante ; elle n'est nullement négligeable devant le travail reçu, et il faut en tenir compte pour calculer la variation d'énergie interne du système. Mais comme elle correspond à des échanges calorifiques avec le milieu ambiant, qui maintient le fil à température constante, on peut généralement en faire abstraction, c'est-à-dire considérer un modèle où le fil a seulement un rôle mécanique ; exercer une force, proportionnelle à l'allongement et dérivant de l'énergie potentielle $E_p = k \cdot x^2/2$. Cette modélisation revient à affirmer que les effets thermiques n'interviennent pas dans le problème mécanique traité ; cela est parfaitement justifié et n'implique en aucune façon

que les quantités de chaleur échangées soient petites vis-à-vis du travail (2).

Il est d'autant plus acceptable de faire abstraction des conséquences thermiques ou calorifiques que la modélisation du fil élastique tendu comporte d'autres simplifications : considérer l'allongement comme parfaitement élastique revient à négliger tout résidu de déformation et toute réactivité (3) ; admettre la loi de Hooke pour un allongement élastique, c'est limiter au terme du premier ordre la relation qui lie cette déformation à la force appliquée.

On obtient des résultats semblables pour un solide soumis à d'autres déformations élastiques : flexion et torsion. On a donc le droit de définir l'énergie potentielle d'un fil de torsion ou celle d'un ressort, quelconque à condition que ses déformations soient élastiques : ressort spiral ou ressort à boudin, ressort travaillant à l'extension ou à la compression.

Avant de généraliser ces conclusions, nous allons traiter un cas bien différent, mais thermodynamiquement très analogue.

3) ETUDE DE LA CHARGE D'UN CONDENSATEUR A LAME DIELECTRIQUE.

Pour faire l'étude thermodynamique d'un condensateur à lame diélectrique, on le caractérise par trois couples de grandeurs : la différence de potentiel entre les armatures ou tension et la charge électrique ; la température et l'entropie ; la pression et le volume (4). La considération de ce dernier couple permet de rendre compte de l'électrostriction ; mais, comme ce phénomène ne met en jeu qu'une énergie mécanique toujours négligeable, nous en ferons abstraction et nous considérerons qu'il

(2) Du point de vue logique, l'attitude ainsi adoptée est à rapprocher de la position prise pour l'étude, purement mécanique, des mouvements avec frottements. En ce cas aussi, on fait abstraction des effets thermiques, notamment de l'échauffement souvent notable des pièces qui frottent ; on considère des forces de frottement et leur travail ; le phénomène est qualifié de dissipatif et on sacrifie la conservation de l'énergie, puisqu'on refuse d'introduire une forme autre que l'énergie mécanique.

(3) BRUHAT-FOCH. *Mécanique*, 6^{me} édition. Paris, Masson, 1961, chap. XXVII, §§ 440 et 441.

(4) BRUHAT-KASTLER. *Thermodynamique*, 6^{me} édition, Paris, Masson, 1968, chap. XVI, §§ 123 à 125.

BERTIN, FAROUX, RENAULT. *Thermodynamique*, 2^{me} édition, Paris, Dunod - Université, 1979, chap. 9, § 5-2.

n'existe que deux variables indépendantes : la tension V et la température T . Soit :

e l'épaisseur de la lame diélectrique,

s la surface d'une armature,

$\epsilon_r(T)$ la permittivité relative du diélectrique, grandeur qui dépend de la température T ,

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{s}{e} = \epsilon_r C_0, \text{ la capacité du condensateur.}$$

Pour une transformation élémentaire, la variation de la charge est donnée par :

$$dq = \epsilon_r \cdot C_0 \cdot dV + C_0 \cdot V \cdot \left(\frac{d\epsilon_r}{dT} \right) \cdot dT ;$$

le travail électrique reçu : $\delta W_e = V \cdot dq$;

la quantité de chaleur reçue : $\delta Q = K \cdot dT + h \cdot dV$,

la capacité calorifique : $K = c \cdot \rho \cdot e \cdot s$.

La thermodynamique donne l'expression du coefficient calorimétrique :

$$h = C_0 \cdot V \cdot T \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT} = \epsilon_0 \cdot \frac{s}{e} \cdot V \cdot T \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT}.$$

a) Lors d'une CHARGE RÉVERSIBLE ISOTHERME, on a :

$$dq = \epsilon_r \cdot C_0 \cdot dV ; \quad \text{d'où :} \quad q = \epsilon_r \cdot C_0 \cdot V = C \cdot V ;$$

$$W_e = \int_0^q V \cdot dq = \frac{1}{2} \cdot \epsilon_r \cdot C_0 \cdot V^2 = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V^2.$$

b) Pour une CHARGE RÉVERSIBLE ADIABATIQUE, on a :

$$\delta Q = 0, \quad \text{donc :} \quad dT = -\frac{h}{K} dV ;$$

la charge élémentaire est donnée par :

$$dq = \epsilon_r \cdot C_0 dV - \frac{h}{K} \cdot C_0 \cdot V \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT} \cdot dV = \epsilon_r \cdot C_0 \cdot (1 - \eta) \cdot dV$$

$$\text{avec : } \eta = \frac{h \cdot V}{K \cdot \epsilon_r} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot T}{\rho \cdot c} \left(\frac{V}{e} \right)^2 \left(\frac{1}{\epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dT} \right)^2$$

Prenons l'exemple du pétrole :

$$\epsilon_r = 2,25 ; \quad \epsilon_0 \cdot \epsilon_r = 2 \times 10^{-11} \text{ F. m}^{-1} ; \quad \rho \cdot c = 1,5 \times 10^6 \text{ J. m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1} ;$$

$$\frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT} = -10^{-3} \text{ K}^{-1}.$$

A la température de 17 °C, $T = 290 \text{ K}$, pour un champ électrique voisin du maximum admissible : $V/e = 10^7 \text{ V.m}^{-1}$, on trouve : $\eta = 3,85 \times 10^{-7}$. Ce terme correctif est donc toujours tout à fait négligeable et on peut conclure : quelle que soit la façon dont on opère, la capacité, la charge et le travail électrique fourni sont donnés pour le condensateur par les formules classiques :

$$C = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot s/e; \quad q = C \cdot V; \quad W_e = C \cdot V^2/2.$$

Avec du pétrole comme diélectrique, si $s = 1,25 \text{ m}^2$, $e = 2 \text{ mm} = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$ et $V = 4000 \text{ volts}$, on trouve : $C = 1,25 \times 10^{-8} \text{ F} = 12,5 \text{ nF}$; $q = 5 \times 10^{-5} \text{ C} = 50 \text{ } \mu\text{C}$; $W_e = 0,1 \text{ joule}$.

c) Calculons la variation de température dans le cas d'une charge adiabatique ; $\delta Q = 0$ entraîne :

$$dT = -\frac{h}{K} \cdot dV = -\frac{\epsilon_0 T}{q \cdot c \cdot e^2} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT} \cdot V \cdot dV.$$

Compte tenu du fait que la variation ΔT est très petite, l'intégration donne :

$$\Delta T = -\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot T}{2 \cdot c \cdot q} \cdot \left(\frac{V}{e}\right)^2 \left(\frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT}\right).$$

Pour le condensateur choisi comme exemple, on trouve :

$$\Delta T = -\frac{(2 \times 10^{-11}) \times 290}{2 \times (1,5 \times 10^6)} \times (2 \times 10^6)^2 \times (-10^{-3}) \dots$$

$$\dots = +7,7 \times 10^{-6} \text{ K}.$$

d) Quant à la chaleur reçue pendant une charge isotherme, elle est

$$Q = \int_0^V h \cdot dV = \frac{1}{2} \cdot C_0 \cdot T \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT} \cdot V^2;$$

donne :

$$Q/W_e = T \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT}\right).$$

A la température de 17 °C, pour tout condensateur à pétrole, on a :

$$Q/W_e = 290 (-10^{-3}) = -0,29 \text{ ou } -29 \%.$$

Si l'élévation de température est extrêmement faible lors d'une charge adiabatique, la quantité de chaleur cédée dans une charge isotherme dépasse le quart de l'énergie emmagasinée ; on n'a évidemment pas le droit de la déclarer négligeable, mais il est parfaitement légitime d'en faire abstraction lorsque n'intervient que le comportement électrique du condensateur. L'énergie électrique emmagasinée est, quelles que soient les circonstances :

$$W_e = \frac{1}{2} \cdot C \cdot V^2.$$

Remarquons que la modélisation du condensateur ne consiste pas seulement à ne pas tenir compte des effets thermiques ; on admet, d'abord et surtout, que sa capacité est bien définie, ce qui implique pour le diélectrique des propriétés qui le font qualifier de parfait ou de linéaire.

4) GENERALISATION ET CONCLUSION.

Nous venons de constater qu'on peut rendre compte du comportement de certains systèmes sans faire appel à la Thermodynamique, bien que les échanges de chaleur puissent être importants lors des phénomènes étudiés ; en particulier, on peut définir l'énergie potentielle de ces systèmes.

Pour toute transformation isotherme réversible, le travail mis en jeu est égal à la variation d'une fonction d'état, l'énergie libre ; il s'agit d'un fait général, que nous avons déjà mentionné. En effet, lors d'une transformation élémentaire, les variations de l'énergie interne U et de l'entropie S du système sont reliées au travail δW et à la chaleur δQ qu'il reçoit par :

$$dU = \delta W + \delta Q,$$

$$dS = \frac{\delta Q}{T};$$

donc :

$$\delta W = dU - T \cdot dS.$$

Si la température reste égale à T_0 , on a donc pour une transformation finie :

$$W = \Delta U - T_0 \cdot \Delta S = \Delta F_0$$

où $F_0 = U - T_0 \cdot S$ est l'énergie libre du système. C'est ainsi en particulier que l'énergie potentielle d'un ressort, d'un fil tendu, d'un fil de torsion, l'énergie électrique emmagasinée dans un condensateur à diélectrique, sont des variations de leur énergie libre, et non de leur énergie interne, lorsque ces systèmes restent en équilibre thermique avec le milieu extérieur qui joue le rôle

de thermostat ; l'échange thermique $Q = T_0 \Delta S$ peut d'ailleurs très bien être du même ordre de grandeur que l'échange de travail.

Mais pour les systèmes que nous avons étudiés, on peut en pratique, définir l'énergie potentielle sans se préoccuper des conditions thermiques exactes de la transformation (pourvu évidemment qu'on ne fasse pas délibérément varier la température de façon importante pendant la transformation). Par exemple, en étudiant le cas particulier où l'on opère adiabatiquement, nous avons vu que la variation de température est négligeable, et que l'état final et le travail fourni ne diffèrent pas appréciablement de ce qu'ils sont pour une transformation isotherme. L'origine de cette situation est que la capacité calorifique de nos systèmes est assez grande pour que, avec les ordres de grandeur des énergies mises en jeu, la variation de température dans une opération adiabatique soit très faible ; l'état final ne diffère pas sensiblement de celui que donnerait une transformation isotherme partant du même état initial. C'est ainsi que les capacités calorifiques sont :

3,6 J. K⁻¹ pour le fil d'acier,

5,8 J. K⁻¹ pour le fil de cuivre,

3 750 J. K⁻¹ pour le diélectrique du condensateur.

Par comparaison, la capacité calorifique à pression constante d'une masse de gaz parfait diatomique, dont la compression isotherme à 17°C exigerait un travail $W = 0,1$ J pour augmenter

sa pression d'un facteur 10, est : $K_p = n \times \frac{7}{2} R$, avec

$$W = n R T \text{Log} \frac{P_2}{P_1}, \text{ soit } K_p = \frac{7}{2} \times \frac{0,1}{290 \cdot \text{Log} 10} = 5,25 \cdot 10^{-4} \text{ J. K}^{-1}.$$

(Dans une opération adiabatique, pour laquelle $\frac{P_2}{P_1} = 10$, la température du gaz passerait de 17°C à 287°C).

Citons un phénomène où, en changeant les conditions, on peut passer d'une situation analogue à celle du diélectrique d'un condensateur à une situation analogue à celle d'un gaz. La théorie thermodynamique de l'aimantation d'une substance paramagnétique est très analogue à celle de la polarisation d'un diélectrique, qui a en somme été faite ici à propos du condensateur. Habituellement, c'est-à-dire à la température ordinaire, on peut faire complètement abstraction des effets thermiques. Mais à très

basse température, au voisinage de 1 K, la chaleur massique est très petite et la susceptibilité varie rapidement avec la température. Lors d'une aimantation adiabatique, il y aurait un échauffement important ; inversement, on obtient une importante diminution de la température si l'on désaimante adiabaticquement la substance après l'avoir aimantée à température constante. Ce procédé est fondé sur le même principe que celui qui consiste à comprimer un gaz à température constante, puis à le refroidir par une détente adiabatique réversible.

Il existe des problèmes qui sont, d'une façon tout à fait rigoureuse, purement mécaniques ou purement électriques : solide dans un champ de gravitation, et en particulier dans le champ de pesanteur ; particule électrisée dans un champ électrostatique dans le vide ; condensateur vide, etc. Dans ces situations, la Thermodynamique n'a pas à intervenir et l'énergie potentielle s'identifie à l'énergie interne. Au contraire, lorsque le phénomène étudié fait intervenir la matière, dont les propriétés dépendent toujours plus ou moins de la température, il est en principe impossible de définir une énergie potentielle sans faire appel à la Thermodynamique. Toutefois, dans certaines situations que nous nous sommes efforcés de préciser, les effets thermiques n'ont pas de conséquence sensible ; il est alors commode, et il n'est pas gravement irréaliste, de modéliser le système en ne tenant pas compte de la variation de ses propriétés avec la température. Pour un tel modèle, les effets thermiques sont strictement nuls et la définition de l'énergie potentielle ne soulève pas plus de difficultés que dans le cas des problèmes purement mécaniques (pas moins non plus d'ailleurs !) ; les exemples mentionnés au programme de Première ne font intervenir que ces modèles. Mais cette approximation n'est pas toujours acceptable : ainsi, la modélisation mécanique, si fructueuse pour les ressorts et les fils de torsion, est absolument impossible pour les gaz, dont l'étude énergétique nécessite le recours à la Thermodynamique.

Le but principal de cet article était d'analyser, pour un système où les propriétés élastiques de la matière jouent le rôle essentiel, le passage du point de vue du mécanicien à celui du thermodynamicien. Comme nous venons de le voir, la Thermodynamique justifie les modèles utilisés en Mécanique, mais l'interprétation qu'elle donne de l'énergie potentielle est un peu délicate. Dans le cadre du programme actuel de la classe de Première, notre analyse ne suggère aucune modification dans les

exposés du premier chapitre « Energie mécanique », c'est-à-dire pour la définition et l'utilisation de « l'énergie potentielle du ressort et du fil de torsion à réponse linéaire ». Dans le deuxième chapitre, il est facile d'é luder toute difficulté en évitant de revenir sur les cas déjà réglés, ceux où il y a conservation de l'énergie mécanique.

Jean-Pierre BARRAT,
(*Université de Caen, U.E.R. de Sciences*)

Georges GUINIER.
