

Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

Quelques remarques sur l'énergie potentielle et l'énergie interne (Classe de Première)

J.-P. BARRAT,
Université de Caen.

H. GRÉ,
Inspecteur général.

Les notions d'énergie potentielle et d'énergie interne ne sont pas simples et posent sans doute encore quelques problèmes délicats aux professeurs (et aux élèves !) des classes de Première. Ni les manuels, ni les commentaires du programme ne peuvent répondre à l'avance à toutes les questions qui peuvent être soulevées, souvent à la limite du cadre strict du programme, et parfois carrément au-delà. Le but de cet article est de tenter de résoudre quelques-unes de ces difficultés, sur lesquelles les commentaires ne sont peut-être pas assez explicites. Nous essaierons, au passage, de rectifier quelques erreurs ou confusions et de nuancer certaines affirmations trop catégoriques qui nous paraissent s'être glissées dans un récent article [1]. Il s'agit d'ailleurs d'un retour sur des discussions fort anciennes ; dans les années 50, divers articles [2], [3] ont déjà abordé ces problèmes, qui avaient été un peu oubliés en raison de la disparition progressive de l'enseignement de l'énergétique dans le second degré.

Nous rappellerons d'abord les différents aspects de la notion d'énergie potentielle, en renvoyant pour plus de détails au récent article de M. MAURAS [4]. Nous reviendrons ensuite sur la définition de l'énergie interne, et la distinction entre l'énergie interne et l'énergie totale ; nous préciserons à ce propos les précautions que l'on doit prendre pour délimiter correctement un système en thermodynamique.

N.D.L.R. — Nous avons décidé, pour l'impression de ce bulletin, de respecter les normes de la typographie nouvelle et de noter les grandeurs vectorielles en caractères gras sans les surmonter de flèches. Ces normes ont surtout comme intérêt de simplifier la tâche de composition.

I. L'ENERGIE POTENTIELLE.

a) L'ÉNERGIE POTENTIELLE D'UN SYSTÈME.

Les commentaires du programme de Première font remarquer que la notion d'énergie potentielle « conduit à s'intéresser à des systèmes, alors qu'on n'a considéré jusqu'à présent qu'un seul solide soumis à l'action de forces ». Ceux du programme de Seconde rappellent que, si des actions mécaniques s'exercent sur un corps A, elles ont toujours des sources B qui, réciproquement, subissent de la part de A des actions opposées ; la loi de l' « égalité de l'action et de la réaction » signifie seulement que les forces intérieures au système A + B sont directement opposées et se compensent deux à deux (elles forment un ensemble de forces équivalent à zéro).

Ceci ne veut pas dire que ces forces ne fournissent aucun travail [4]. On montre que leur travail W_i ne peut être identiquement nul que si l'ensemble A + B est rigidement lié, c'est-à-dire constitue en fait un seul solide indéformable. Pour un système de deux solides (ou de deux points matériels) A et B, W_i ne dépend pas du référentiel auquel on rapporte les mouvements, mais seulement du déplacement relatif de A par rapport à B. Dans le cas particulier où W_i ne dépend que de la position initiale 1 et de la position finale 2 de A par rapport à B, W_i peut être mis sous la forme d'une différence : $W_i = E_p(1) - E_p(2)$. La grandeur $E_p(1)$ ou 2 ne dépend que de cette position relative 1 ou 2 et représente l'aptitude du système A + B à fournir du travail ; elle est appelée son énergie potentielle (définie bien entendu à une constante additive près). L'énergie potentielle d'un système est indépendante du référentiel choisi. On peut généraliser au cas où le système étudié A + B + C... comporte plus de deux éléments.

On rencontre de nombreux exemples de cette situation, à l'échelle microscopique comme à l'échelle macroscopique : proton et électron constituant l'atome d'hydrogène, molécule diatomique (1), planète ayant un satellite, étoile double, pour ne citer que des systèmes qu'on considère comme constitués de deux éléments seulement. Un atome, constitué d'un noyau et de Z électrons, le système solaire, donnent, à des échelles différentes (quelque peu !), des exemples de systèmes comportant plus de

(1) Encore faut-il noter qu'il s'agit dans ce cas d'une approximation, dite de Born-Oppenheimer ; on admet qu'à chaque instant, les électrons appartenant aux deux atomes se mettent dans l'état quantique où ils seraient si on fixait les noyaux à la distance R qui est la leur à cet instant. La somme de l'énergie de l'ensemble des électrons dans cet état quantique (cinétique plus potentielle) et de l'énergie potentielle électrostatique de répulsion des noyaux est alors prise comme énergie d'interaction entre les atomes à la distance R.

deux éléments. Un ressort ou un fil de torsion, et plus généralement un solide élastique (2) peuvent être considérés comme constitués d'un nombre très grand de sous-systèmes (éléments de volume très petits, à la limite même, atomes) interagissant par des forces de cohésion (résultant d'interactions électromagnétiques, cf. § II. a). Le nombre de sous-systèmes est alors si élevé qu'un traitement statistique se révèle nécessaire ; nous reviendrons plus loin sur l'aspect thermodynamique de ces questions (cf. § II. d). Dans ce paragraphe, nous n'aborderons pas ces aspects microscopiques et nous supposerons qu'il n'y a pas d'échanges de chaleur.

Lorsqu'un opérateur extérieur fait passer un système de ce type de l'état 1 à l'état 2 (3), sans lui donner d'énergie cinétique appréciable, en exerçant sur lui des forces presque égales aux forces intérieures (à peine supérieures, de façon que cette opération, dite réversible, puisse juste avoir lieu), il fournit un travail W_e évidemment opposé au travail des forces intérieures : $W_e = -W_i = E_p(2) - E_p(1)$. C'est ce qui se passe quand on déplace un corps pesant, ou lorsqu'on tend ou comprime réversiblement un ressort.

b) L'ÉNERGIE POTENTIELLE DANS UN CHAMP EXTÉRIEUR IMPOSÉ.

Ainsi, l'énergie potentielle appartient donc toujours à un système. Mais on rencontre fréquemment des situations où l'intérêt se porte sur un seul de ses éléments, A, et où le reste du système (sources des forces agissant sur A) est tout à fait disproportionné avec A et peut être considéré comme immobile dans le référentiel utilisé : par exemple, chute d'un corps sur la Terre, plus généralement mouvement d'un projectile ou d'un satellite dans le champ de pesanteur, mouvement d'un électron ou d'un ion dans un champ électrique. Dans un article publié en 1953 [2], G. GUINIER, prenant le cas d'un système pendule + Terre, fait observer que « ce n'est pas la Terre réelle qui figure, mais une Terre schématique qui n'a qu'un seul rôle, celui d'attirer le pendule » ; il note aussi que les variations d'énergie potentielle d'un tel système sont sans commune mesure avec les énergies mises en jeu par des phénomènes qui se produisent sans cesse sur la Terre réelle (marées, orages, volcanisme, etc.). Dans des situations de ce genre, il est tout aussi commode de considérer le système constitué par l'objet A seul, soumis à un champ de forces (forces ne dépendant que de sa position) issu de sources

(2) Le terme « solide » peut être ambigu. En principe, en mécanique, on appelle solide un corps par définition indéformable. Mais comment qualifier alors un objet tel qu'un ressort ? Nous tenterons de lever l'ambiguïté en parlant, chaque fois que nous le croirons nécessaire, de « solide indéformable » ou de « solide élastique ».

(3) L'« état » du système est défini ici par la donnée des positions relatives des éléments qui le constituent.

immuables, sur lesquelles on néglige la réaction des forces exercées par l'objet A [4]. Les forces agissant sur A sont alors des forces extérieures, et, si leur travail W ne dépend que des positions initiale 1 et finale 2 de A, il peut être mis sous la forme : $W = E_p(1) - E_p(2)$, où E_p (1 ou 2) est l'énergie potentielle de l'objet A dans le champ imposé.

Si un opérateur amène réversiblement l'objet de la position 1 à la position 2, les forces qu'il exerce fournissent le travail : $W_e = -W = E_p(2) - E_p(1)$. Ainsi, lorsqu'on élève un objet de masse m d'une hauteur h , on fournit le travail mgh . Le point de vue développé au § I. a) conduit à dire qu'on a augmenté l'énergie potentielle du système « Terre + objet » de mgh , celui développé maintenant permet de dire qu'on a augmenté l'énergie potentielle de l'objet dans le champ de pesanteur de mgh . Il n'y a donc aucune raison d'écrire [1] que « l'objet seul (4) n'a pas à proprement parler d'énergie potentielle de pesanteur » (5). Naturellement, rien n'oblige à considérer le champ de pesanteur comme uniforme.

La situation est exactement la même pour une particule électrisée de charge q dans un champ électrique imposé ; c'est alors le point de vue du § I. b) que l'on adopte toujours ; on dit que l'énergie potentielle de la particule est qV en un point où le potentiel électrique est V , sans alourdir le langage en parlant du système « particule + condensateur ». Dans ce cas, on fait d'ailleurs une approximation supplémentaire, en négligeant l'effet d'influence électrique de la particule (et en pratique, le plus souvent, du jet de particules) sur les électrodes et la modification qui en résulte de la répartition des charges sur celles-ci.

Remarques.

(i) Il existe des cas où le point de vue b) est obligatoire. Par exemple, si l'on se place dans un référentiel en rotation à vitesse angulaire constante autour d'un axe fixe, la force d'inertie centrifuge agissant sur un point matériel dérive d'une énergie potentielle qui ne correspond à aucune interaction. D'ailleurs, le poids d'un corps comporte une composante faible, mais non nulle, qui est la force d'inertie due à la rotation de la Terre. L'énergie potentielle dont dérive le champ de pesanteur (à distinguer du champ de gravitation de la Terre) comporte donc un terme de « potentiel centrifuge » qui ne résulte d'aucune interaction.

(4) L'auteur utilise le terme « isolé », tout à fait impropre : un système isolé n'est, par définition, soumis à aucune interaction.

(5) En fait, les traités de mécanique présentent très souvent d'abord le point de vue b), en définissant le champ de force qui s'exerce sur un point matériel, puis le champ de force dérivant d'un potentiel. Le point de vue a) apparaît alors comme une généralisation.

(ii) Pour éviter de parler de systèmes dont les éléments sont disproportionnés (corps + Terre, électron + condensateur) ou dont un élément (la Terre) est en réalité une abstraction, on peut faire intervenir le système « corps + champ appliqué ». Mais cette terminologie est peu heureuse sur le plan pédagogique : l'idée de considérer un champ comme une partie d'un système requiert une élaboration qui nous paraît dépasser le niveau de la classe de Première. Par ailleurs, cette présentation implique que l'énergie propre du champ fait partie de l'énergie du système. Or, l'énergie propre d'un condensateur est très supérieure aux variations possibles de l'énergie potentielle d'un électron qui le traverse. La disproportion subsiste et on a seulement procédé, par rapport au point de vue « système dans un champ extérieur », à un déplacement très grand, et bien inutile, du zéro des énergies.

(iii) Dans le cas d'un ressort de masse négligeable, dont une extrémité est fixe, on peut très bien considérer qu'il modélise, pour un objet qui est attaché à l'autre extrémité, un champ de

force dérivant de l'énergie potentielle $\frac{1}{2} kx^2$. De même, un res-

sort, de masse négligeable, auquel sont attachés deux objets, modélise une interaction entre eux dérivant de l'énergie poten-

tielle $\frac{1}{2} k (l - l_0)^2$. Tant qu'on se limite à ce point de vue,

le ressort est au fond considéré comme immatériel et il n'est pas question de s'intéresser à sa structure. Mais par ailleurs, on peut noter que l'énergie potentielle ne dépend que du ressort et de son allongement, et cet exemple permet, partant du point de vue *b*), d'introduire le point de vue *a*), en montrant que l'énergie ne peut être emmagasinée que dans le ressort (voir plus loin § II. *d*).

c) L'ÉNERGIE MÉCANIQUE TOTALE.

Lorsqu'un système évolue, le théorème de l'énergie cinétique indique que la variation de son énergie cinétique totale entre deux dates t_1 et t_2 est égale à la somme des travaux, entre ces deux dates, de toutes les forces (intérieures et extérieures) auxquelles sont soumis ses éléments. Supposons qu'il existe une énergie potentielle E_{pi} due aux forces intérieures. Soit W le travail des forces extérieures. Le bilan énergétique se traduit par :

$$E_c(2) - E_c(1) = E_{pi}(1) - E_{pi}(2) + W,$$

soit :

$$\{E_c(2) + E_{pi}(2)\} - \{E_c(1) + E_{pi}(1)\} = W. \quad (1)$$

Si les éléments du système sont placés dans un champ de forces extérieures dans lequel ils ont au total l'énergie potentielle E_{pe} (exemple : pour le pendule élastique vertical, E_{pi} est l'énergie potentielle élastique et E_{pe} l'énergie potentielle de pesanteur si on prend pour la pesanteur le point de vue b), on a :

$$W = E_{pe}(1) - E_{pe}(2) + W',$$

où W' représente le travail d'autres forces éventuelles. Donc :

$$\{E_c(2) + E_{pi}(2) + E_{pe}(2)\} - \{E_c(1) + E_{pi}(1) + E_{pe}(1)\} = W'. \quad (2)$$

Si $W' = 0$ (en particulier, cas des problèmes usuels de mécanique sans frottements), l'énergie mécanique totale du système, $E_c + E_{pi} + E_{pe}$, somme de son énergie cinétique, de l'énergie potentielle résultant des interactions intérieures et de l'énergie potentielle due à des champs extérieurs, est conservée au cours du mouvement.

Comme cas où $W' \neq 0$, citons celui où le système est un ensemble de fluides ; W' comporte alors le travail des forces de pression extérieures. On prend aussi généralement comme exemple le cas où il y a des frottements ; pour un système où les seuls frottements résultent d'interactions intérieures, ceux-ci ont toujours pour effet de faire diminuer l'énergie mécanique totale, qu'on continue de définir par la somme $E_c + E_{pi} + E_{pe}$. Mais dans ce cas, on observe également un échauffement du système, donc une augmentation de son énergie microscopique, ce qui nous conduit à aborder l'aspect thermodynamique.

II. L'ÉNERGIE INTERNE ET L'ÉNERGIE TOTALE.

a) L'ÉNERGIE INTERNE.

Nous faisons donc maintenant intervenir l'aspect thermodynamique, c'est-à-dire qu'il peut y avoir des variations de l'énergie microscopique et des échanges thermiques.

Un système physique macroscopique est constitué d'un nombre extrêmement élevé de microparticules, molécules, atomes, ions, etc. Dans les problèmes usuels, les seules interactions dont on doit tenir compte sont de nature électromagnétique, car on néglige les interactions gravitationnelles, colossalement plus faibles (6) et nous excluons aussi ici les interactions nucléaires res-

(6) Les interactions gravitationnelles doivent néanmoins être prises en compte dans les problèmes de thermodynamique des étoiles, où elles jouent un rôle essentiel.

ponsables de la cohésion des noyaux (7). On notera d'ailleurs que les interactions électromagnétiques dans la matière neutre, responsables en particulier de la cohésion dans les milieux condensés, sont à très courte portée à l'échelle macroscopique (entre 1 Å et 100 Å), en raison de phénomènes de compensation et d'écran liés à l'existence de charges positives et négatives. Ces interactions électromagnétiques conservent l'énergie (8) : il n'existe pas, à l'échelle microscopique, de forces analogues aux forces de frottement observées à l'échelle macroscopique, qui résultent précisément de multiples interactions microscopiques.

Considérons un système « macroscopiquement au repos » (corps solides en équilibre mécanique, fluides non agités, etc.). Soit E_{cm} la somme des énergies cinétiques des particules microscopiques qui le constituent et soit E_{pm} leur énergie potentielle d'interaction totale. L'énergie interne du système est la somme $U = E_{cm} + E_{pm}$.

Un énoncé possible du premier principe de la thermodynamique est que l'énergie interne d'un système en équilibre thermodynamique est une fonction d'état : cela veut dire que, malgré le très grand nombre de degrés de liberté du système sur le plan microscopique, l'énergie interne est entièrement déterminée par la connaissance d'un petit nombre de paramètres macroscopiques qui suffisent à caractériser l'état macroscopique du système (par exemple, pression et température, ou volume et température pour une masse de gaz). En fait, la mécanique statistique montre que, pour un système pouvant échanger de l'énergie avec le milieu extérieur (maintenu à température constante par exemple), l'énergie interne est susceptible de fluctuations dans un état d'équilibre macroscopique, mais celles-ci sont extrêmement faibles et nous les négligerons.

(7) Il faut évidemment faire intervenir ces interactions si des réactions nucléaires se produisent à l'intérieur du système (réacteurs nucléaires ou thermonucléaires, étoiles). L'effet de ces réactions est, en particulier, de fournir de l'énergie cinétique aux fragments microscopiques qui en résultent et d'augmenter ou de maintenir la température du système.

(8) En toute rigueur, pour un système isolé constitué de particules chargées, c'est l'énergie totale des particules et de leur champ électromagnétique qui est conservée. Or, un système macroscopique émet toujours de l'énergie vers l'extérieur sous forme de rayonnement électromagnétique (rayonnement thermique). Dans ce qui suit, nous ne tiendrons pas compte de cette émission d'énergie, très faible aux températures voisines de la température ambiante, et d'ailleurs compensée par l'absorption de rayonnement émis par le milieu extérieur. Un bilan énergétique complet doit en tenir compte aux températures élevées (échauffement d'un satellite ou d'une météorite rentrant dans l'atmosphère).

On peut apporter de l'énergie à un système sous deux formes (au moins) ; le travail et la quantité de chaleur. Le travail est un apport d'énergie dans lequel il y a déplacement macroscopique des points d'application des forces extérieures appliquées au système : compression ou détente d'un gaz, traction d'un ressort, torsion d'un fil, etc. Par extension, on appelle aussi travail un apport d'énergie qui peut se transformer intégralement (aux frottements près) en travail mécanique macroscopique, défini comme on vient de le faire (travail de charge d'un condensateur par exemple). La quantité de chaleur est l'énergie qui est apportée au système (ou qui lui est retirée) à la suite d'un nombre très grand d'interactions à l'échelle microscopique, sans qu'il y ait travail mécanique macroscopique : mise en contact du système avec une source à température différente par exemple.

Lorsqu'un système passe d'un état de repos macroscopique et d'équilibre thermodynamique 1 à un état de repos macroscopique et d'équilibre thermodynamique 2, la variation de la somme $E_{cm} + E_{pm}$ est égale à la somme des travaux des forces extérieures et de la quantité de chaleur fournie au système. Comme $E_{cm} + E_{pm} = U$, le bilan d'énergie se traduit par :

$$U(2) - U(1) = W + Q, \quad (3)$$

ce qui est la forme algébrique traditionnelle du premier principe de la thermodynamique.

b) EXTENSION AU CAS OU IL Y A MOUVEMENT.

On peut montrer [5] qu'un système ne peut être en équilibre thermodynamique que s'il existe un référentiel R_0 dans lequel il est « macroscopiquement au repos ». Cela veut dire que, si l'on décompose le système en éléments de volume petits à l'échelle macroscopique, mais contenant néanmoins un très grand nombre d'atomes, la vitesse par rapport à R_0 des centres d'inertie de ces éléments de volume est nulle. Les microparticules qui les constituent ont néanmoins une vitesse d'agitation thermique par rapport à R_0 . Soit E_{cm} l'énergie cinétique correspondante, et soit E_{pm} leur énergie potentielle totale résultant des interactions microscopiques. L'énergie interne U du système, définie dans R_0 , est : $U = E_{cm} + E_{pm}$. Il est aisé de voir (cf. appendice) que l'énergie cinétique totale K des microparticules dans le référentiel R de l'observateur est la somme de leur énergie cinétique E_{cm} dans R_0 , et de l'énergie cinétique E_c d'« entraînement », qui n'est autre que l'énergie cinétique macroscopique du système dans son mouvement par rapport à R . Comme l'énergie potentielle E_{pm} est indépendante du référentiel, c'est la somme,

$$K + E_{pm} = E_c + E_{cm} + E_{pm} = E_c + U$$

qui intervient dans le raisonnement fait au sujet du premier principe. L'expression algébrique (3) est donc remplacée par :

$$\{E_c(2) + U(2)\} - \{E_c(1) + U(1)\} = W + Q. \quad (4)$$

Dans le cas particulièrement simple d'un système de masse totale m , en mouvement de translation de vitesse $\mathbf{v}$ par rapport à R , le référentiel R_0 n'est autre que le référentiel barycentrique (ayant son origine au centre de masse et des axes de directions

fixes par rapport à R), et on a : $E_c = \frac{1}{2} mv^2$.

Exemple.

Corps solide A , de masse m , en translation avec la vitesse $\mathbf{v}$, glissant avec frottement sur un support fixe S sous l'action d'une force $\mathbf{F}$ qui fournit le travail W entre les dates t_1 et t_2 . En thermodynamique, on doit raisonner sur le système « corps A + support S » (cf. ci-après § II. e). On peut écrire :

$$\left\{ \frac{1}{2} mv_2^2 + U_A(2) + U_S(2) \right\} - \left\{ \frac{1}{2} mv_1^2 + U_A(1) + U_S(1) \right\} = W + Q.$$

D'autre part, la force de frottement fournit au corps A le travail W_f et le théorème de l'énergie cinétique appliqué à ce corps donne :

$$\frac{1}{2} mv_2^2 - \frac{1}{2} mv_1^2 = W + W_f.$$

On voit que :

$$U_A(2) + U_S(2) - U_A(1) - U_S(1) = Q - W_f.$$

On peut particulariser cette égalité : si $Q = 0$, le travail de la force de frottement (négatif) est opposé à la variation d'énergie interne du système $A + S$; on peut en déduire la variation de température de ce système. Si, au contraire, U_A et U_S restent constants (en particulier, leur température doit être constante), la quantité de chaleur dégagée $-Q$ est égale à l'opposé (donc à la valeur absolue) du travail de la force de frottement ; elle est aussi égale au travail W de la force $\mathbf{F}$ si la vitesse du corps A reste constante.

Le même raisonnement pourrait être appliqué à un mouvement de rotation avec frottement. C'est le cas des expériences du type de celle de Joule (appareils destinés à « mesurer l'équivalent mécanique de la calorie », disait-on autrefois).

c) ENERGIE DE PESANTEUR, ÉNERGIE INTERNE ET ÉNERGIE TOTALE.

Il arrive que certaines parmi les forces qui agissent sur le système étudié soient issues de sources immuables et dérivent d'une énergie potentielle E_p (situation décrite au § I. b). C'est le cas pour les forces de pesanteur. Leur travail est l'opposé de la variation de l'énergie potentielle E_p et le travail total reçu par le système est : $W = E_p(1) - E_p(2) + W'$, où W' est le travail des autres forces.

L'équation (4) s'écrit alors :

$$\{E_c(2) + U(2)\} - \{E_c(1) + U(1)\} = E_p(1) - E_p(2) + W' + Q,$$

soit :

$$\{E_p(2) + E_c(2) + U(2)\} - \{E_p(1) + E_c(1) + U(1)\} = W' + Q,$$

ou encore :

$$E_T(2) - E_T(1) = W' + Q. \quad (5)$$

On a posé : $E_T = E_p + E_c + U$. La grandeur E_T est l'énergie totale du système, somme de son énergie interne (énergie dans le référentiel où il est macroscopiquement au repos), de son énergie cinétique macroscopique E_c et de son énergie potentielle dans le champ de pesanteur E_p . L'équation (5) généralise en thermodynamique l'équation (2), comme les équations (3) et (4) généralisaient l'équation (1).

Exemples.

(i) Corps solide A, de masse m , tombant sans vitesse initiale d'une hauteur h sur un support S. On considèrera encore le

système A + S. On peut écrire : $E_T = \frac{1}{2}mv^2 + mgh + U_A + U_S$.

Supposons qu'il n'y ait pas d'autres forces que le poids et qu'il n'y ait pas d'échanges de chaleur avec l'extérieur. Pour l'état initial 1 (corps A immobile à l'altitude h), un état intermédiaire (corps A à l'altitude z avec la vitesse v), et l'état final 2 (corps A immobile après le choc sur le support S), on peut écrire :

$$\begin{aligned} mgh + U_A(1) + U_S(1) &= \frac{1}{2}mv^2 + mgz + U_A(1) + U_S(1) = \\ &= U_A(2) + U_S(2) \end{aligned}$$

On retrouve à la fois le théorème de l'énergie cinétique appliqué au mouvement du solide A : $v^2 = 2g(h-z)$, et le résultat classique permettant le calcul de l'élévation de température du système A + S après le choc :

$$U_A(2) + U_S(2) - U_A(1) - U_S(1) = mgh.$$

On peut aussi déterminer la quantité de chaleur produite si A et S reviennent après le choc à leur température initiale :

$$Q = U_A(2) + U_S(2) - U_A(1) - U_S(1) = mgh.$$

(ii) Corps solide A, de masse m , en translation avec une vitesse v sur un support S plan, incliné, avec frottement. Pour le système A (à l'altitude z) + support S, l'énergie totale vaut :

$$E_T = \frac{1}{2} mv^2 + mgz + U_A + U_S. \text{ En l'absence d'échanges ther-}$$

miques avec l'extérieur, et s'il n'y a pas d'autres forces, E_T est une constante, ce qui permet de déterminer la variation de température de A + S. On a là une modélisation de la chute d'un satellite dans l'atmosphère (le « support » étant l'atmosphère !)

(iii) Ressort R de masse négligeable auquel on accroche brusquement un corps solide A de masse m initialement immo-

bile. Ici : $E_T = \frac{1}{2} mv^2 + mgz + U_A + U_R$. Une fois les oscillations amorties, l'altitude du corps a diminué de h et on a :

$$U_A(2) + U_R(2) - \{U_A(1) + U_R(1) + mgh\} = Q.$$

Dans tous ces exemples, on n'a pas eu besoin de considérer un système S' plus vaste que le système S étudié, comprenant le système S et la source des forces de pesanteur, la Terre. Les forces de pesanteur sont des forces intérieures au système S' et son énergie interne U' pourrait donc être définie [1] comme la somme de l'énergie interne U de S, de l'énergie interne U_T de la Terre et de leur énergie d'interaction, qui n'est autre que l'énergie potentielle de pesanteur E_p .

On rencontre rarement cette façon de voir qui, pour de multiples raisons, nous paraît peu raisonnable et peu fructueuse. D'abord, les forces de pesanteur sont d'une tout autre nature que les forces de cohésion responsables de l'énergie potentielle qui intervient dans l'énergie interne. Nous avons vu précédemment qu'on néglige les interactions de gravitation dans l'énergie interne d'un corps ou d'un système de taille usuelle : elles ne sont prises en compte que dans des problèmes très particuliers (astrophysique). Contrairement aux forces de cohésion, les forces gravitationnelles sont à très longue portée, sans effet de compensation ni d'écran. D'ailleurs, en toute rigueur, la pesanteur n'est pas identique au champ de gravitation de la Terre (cf. § I. b, remarque i). Ensuite, l'énergie interne est une fonction d'état pour un système en équilibre thermodynamique, ce qui implique

un référentiel où il est au repos macroscopique. Peut-on raisonnablement dire que la Terre réelle est un système au repos macroscopique et en équilibre thermodynamique ? C'est alors qu'il s'agirait d'une Terre idéalisée et abstraite, n'ayant rien de commun avec la Terre réelle, sauf de créer le champ de pesanteur. Même avec cette soi-disant Terre, on ne pourrait plus considérer que les situations où le corps ou le système étudié serait immobile par rapport à la Terre. De plus, pour éviter d'alourdir le langage, on aurait vite fait de dire que l'énergie interne d'un corps dépend de son altitude (9). Or, il nous paraît essentiel en pédagogie de garder aux mots utilisés un sens qui ne s'écarte pas trop de celui qu'on leur donne dans le langage courant, et qui, en tout cas, ne lui soit pas contraire ; la pesanteur est une force typiquement issue d'une source extérieure au système intéressant et l'énergie dont on parlerait ne serait pas vraiment interne.

Remarques.

(i) Ceci ne signifie nullement que la pesanteur, force extérieure, n'ait pas d'effets sur l'état d'équilibre du système. Par exemple, si un gaz remplit un récipient dans lequel la dénivellation est importante, la densité des molécules dépend de l'altitude. Si c'est un mélange, leur répartition en dépend aussi. Ce type de dépendance peut être mis à profit, en remplaçant le champ de pesanteur par un champ de forces centrifuges dans un récipient en rotation. La thermodynamique permet de faire une étude complète de ce problème.

(ii) Le point essentiel de l'argumentation est que le système ne réagit pas sur les sources des forces dérivant de l'énergie potentielle. La généralisation à d'autres types d'interaction que la pesanteur, en particulier au cas de systèmes placés dans des champs électriques ou magnétiques, ne peut se faire sans une étude attentive de la situation physique. Très souvent, il est alors indispensable de raisonner sur le système S' comprenant le système S intéressant et les sources des actions qu'il subit. En plus de l'énergie potentielle E_{pm} liée aux interactions microscopiques, l'énergie interne du système S' comprend aussi dans ce cas un terme résultant de l'énergie potentielle associée à des interactions macroscopiques.

d) ENERGIE INTERNE, ENERGIE MECANIQUE ET ENERGIE TOTALE.

Dans les exemples qui viennent d'être étudiés, et contrairement à ce qui a été affirmé par ailleurs [1], il nous paraît exact de dire que l'énergie totale E_T du système est la somme de son énergie interne U et de son énergie mécanique, cette dernière étant elle-même la somme $E_p + E_c$ de son énergie potentielle de pesanteur E_p et de son énergie cinétique macroscopique E_c .

(9) Voir la note (page 615) de l'article cité en référence [1].

Cette égalité est-elle toujours valable ? En particulier, que devient-elle si l'on étudie un problème où figurent des solides élastiques, par exemple un ressort ? Nous pensons que la réponse à cette question ne peut être tranchée. Deux attitudes différentes peuvent être adoptées :

(i) On considère que le ressort modélise simplement un champ de forces dérivant de l'énergie potentielle $\frac{1}{2} kx^2$; on

néglige la masse du ressort, on ne s'intéresse pas à sa structure moléculaire ni à l'origine physique de cette énergie potentielle et on ne tient aucun compte des effets thermiques qui peuvent accompagner la traction ou la compression. Alors, le ressort peut être placé à l'extérieur du système, qui possède donc l'énergie

potentielle $\frac{1}{2} kx^2$, considérée comme purement mécanique et

résultant d'un champ de forces immuable. On peut raisonner comme dans le cas de la pesanteur et il est alors exact que l'énergie totale est la somme de l'énergie interne et de l'énergie mécanique, y compris l'énergie de déformation élastique. C'est sans doute ce point de vue qu'adoptent divers manuels de Première [6] ; peut-être ne le précisent-ils pas assez clairement, mais la difficulté de la question interdit de leur en faire un grief excessif. En tout cas, si l'on prend cette attitude, il ne peut être question d'imaginer que les oscillations du ressort s'amortissent en raison de phénomènes dissipatifs se produisant à l'intérieur même du ressort.

(ii) A un deuxième niveau de compréhension, le ressort est considéré pour ce qu'il est, un objet matériel déformable. Alors, on doit l'incorporer au système, pour lequel l'énergie de déformation est un des termes de l'énergie interne. La situation n'est, dans son principe, pas essentiellement différente de celle qui prévaudrait si l'un des éléments du système était un gaz ou un fluide compressible. Dans ce cas, on ne doit évidemment pas compter à nouveau l'énergie de déformation au titre de l'énergie mécanique dans le calcul de l'énergie interne. On notera d'ailleurs que, si l'on tient compte de la variation des coefficients d'élasticité avec la température, le travail de déformation élastique n'est pas égal à la variation d'énergie interne dans une opération isotherme, mais à la variation de l'énergie libre du système, $F = U - TS$, où S est l'entropie du solide élastique ; il reste égal à la variation de U si la transformation est adiabatique [7].

e) REMARQUE SUR LA DÉLIMITATION DES SYSTÈMES.

En mécanique, on peut choisir comme l'on veut la frontière qui limite un système pour étudier son mouvement, pourvu qu'on

connaisse les forces qui agissent sur lui. En thermodynamique, il faut que les échanges de travail et de chaleur du système considéré avec l'extérieur soient bien définis et calculables (10). Lorsqu'il y a contact entre deux corps ou deux sous-systèmes (cas de chocs ou de frottements), de la chaleur est échangée entre eux de manière incontrôlable dans la région du contact. Le système doit donc toujours être délimité de telle façon que les forces de frottement soient des forces intérieures (cf. réf. 3 a et réf. 6 a, p. 101). C'est pourquoi, dans les exemples étudiés au § II. b et au § II. c (i et ii), le système thermodynamique comprend obligatoirement le corps solide A et son support. En mécanique, rien n'empêche d'étudier séparément le mouvement du corps A, à condition de connaître les lois du choc ou du frottement. On notera l'analogie avec ce qui a été dit dans cet article ; les sources des forces doivent impérativement être incorporées au système si elles subissent des réactions de la part des éléments du système auxquels on s'intéresse.

CONCLUSION.

Le programme de Première limite l'étude du premier principe de la thermodynamique au cas où les systèmes étudiés sont au repos macroscopique. Néanmoins, il est difficile d'éviter complètement de mentionner des situations où il y a mouvement. C'est d'ailleurs à l'aide du travail des forces de frottement que les commentaires suggèrent d'introduire la notion de production de chaleur. Nous espérons que cet article permettra aux professeurs de clarifier les notions d'énergie interne et d'énergie totale et les aidera à répondre aux questions que les élèves pourraient poser sur ces problèmes.

APPENDICE.

Considérons un élément de volume du système étudié, situé autour d'un point M dont la vitesse (dite d'entraînement) par rapport au référentiel R de l'observateur est $\mathbf{v}_e(M)$. Soit $\mathbf{v}_o(\mu_i)$ la vitesse d'agitation thermique par rapport à R_o , d'une microparticule de masse μ_i . L'hypothèse du repos macroscopique dans R_o s'exprime par : $\sum_i \mu_i \mathbf{v}_o(\mu_i) = \mathbf{0}$, la somme étant étendue aux microparticules de l'élément considéré.

L'énergie cinétique totale, par rapport à R, des microparticules de cet élément, est la somme, étendue à ces microparticules :

(10) On rapporte que Ch. FABRY disait dans ses cours de thermodynamique : « Il faut délimiter un système de manière qu'on puisse mettre à ses frontières des douaniers capables de comptabiliser les échanges de chaleur et de travail ».

$$\Delta K = \sum_i \frac{1}{2} \mu_i \left[\mathbf{v}_e(M) + \mathbf{v}_o(\mu_i) \right]^2 = \frac{1}{2} (\sum_i \mu_i) \mathbf{v}_e^2(M) + \frac{1}{2} \sum_i \mu_i \mathbf{v}_o^2(\mu_i) + \mathbf{v}_e(M) \cdot [\sum_i \mu_i \mathbf{v}_o(\mu_i)].$$

Le premier terme est la contribution ΔE_c de l'élément de volume à l'énergie cinétique macroscopique E_c du système dans son mouvement par rapport à R. Le deuxième terme est sa contribution ΔE_{cm} à l'énergie cinétique d'agitation thermique dans R_o . Le dernier terme est nul. Il reste :

$$\Delta K = \Delta E_c + \Delta E_{cm}.$$

D'où, par sommation sur tous les éléments de volume :

$$K = E_c + E_{cm}.$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] B. ROULET. — B.U.P. n° 631, p. 613, 1981.
 - [2] G. GUINIER. — B.U.P. n° 410, p. 364, 1953.
 - [3] a) J. MERCADIE. — B.U.P. n° 431, p. 161, 1955.
b) J. SIMON. — B.U.P. n° 410, p. 368, 1953.
J. SIMON. — B.U.P. n° 414, p. 182, 1954.
 - [4] D. MAURAS. — B.U.P. n° 618, p. 147, 1979.
 - [5] L. LANDAU et F. LIFCHITZ. — *Physique théorique*, tome V, *Physique statistique*, Editions MIR, Moscou 1967, § 10.
 - [6] a) R. CHARLOT, J. GOUGEON, C. WALTER. — *Fondements de la Physique*, 1^{re} C et E, collection A. Cros, Eugène Belin éditeur.
b) A.-M. DEGURSE, L. ROSENFELD-GIPCH, L. SOULIÉ, T. ZEMB. — *Physique*, 1^{re} C, D, E, Hatier éditeur.
 - [7] J.-P. BARRAT et G. GUINIER. — B.U.P. n° 627, p. 115, 1980.
-