

Création de chaleur et échanges énergétiques

Application à l'étude thermodynamique du contact de deux solides avec frottement et de l'effet Joule

par Luc DETTWILLER

Lycée Blaise Pascal

36, avenue Carnot - 63037 Clermont-Ferrand Cedex

RÉSUMÉ

On propose une étude des échanges énergétiques dans des systèmes sièges de frottements solides. On montre que : l'expression «chaleur créée» est un abus de langage, qui peut être pédagogiquement intéressant, mais qui signifie uniquement que la chaleur donnée par un système à un autre n'est pas forcément l'opposé de celle donnée par l'autre à l'un ; quoiqu'il y ait échauffement des solides en contact, l'opposé du travail des actions de contact avec frottement n'est pas converti, par les «couches superficielles» des solides, en chaleur donnée aux couches profondes.

Des résultats similaires sont obtenus dans une étude de l'effet Joule, et des systèmes sièges de réactions chimiques ou nucléaires. Ces discussions énergétiques peuvent éclairer les professeurs amenés à enseigner le nouveau programme de 1^{ère} S.

INTRODUCTION

Les questions liées au phénomène de dissipation par frottements solides posent souvent des problèmes de thermodynamique délicats : par exemple le travail de frottement, comme il est dissipé en chaleur, doit-il être considéré, pour le calcul de la variation d'énergie et surtout d'entropie des solides, comme de la chaleur ? Dans les compétences exigibles du nouveau programme de la classe de première (série scientifique), se trouve l'idée «qu'un système dont la température croît n'a pas forcément reçu de chaleur : effet Joule, ..., réactions chimiques et nucléaire, échauffement des freins, compression, etc.» (B.O. hors série du 24 septembre 1992, tome II, p. 35).

Sans prétendre étudier ces questions dans toute leur complexité, le but de cet article est de proposer une approche simplifiée de ces phénomènes, susceptible d'aider dans leur tâche les professeurs de 1^{ère} S. Comme on va le voir, les problèmes posés débordent le cadre strict des questions de frottement entre solides : ils s'appliquent aussi aux frottements visqueux, à l'effet Joule, et finalement mettent en jeu bien des aspects subtils de l'étude des échanges énergétiques en général.

En effet, une clef importante pour une compréhension correcte de ces phénomènes nous semble être le fait que la notion de chaleur créée est inconsistante (mais présente l'avantage d'une simplification qui peut-être pédagogiquement intéressante à certains points de vue) ; c'est ce que nous exposerons dans une partie préliminaire. A titre d'exemple, nous analyserons le cas de l'échauffement dû à une réaction chimique (ou nucléaire) exothermique : comment le comprendre, si le milieu réactionnel ne reçoit pas de chaleur, et qu'on ne peut pas parler de chaleur créée ?

Comme l'étude de ces phénomènes irréversibles liés aux frottements solides passe par une description détaillée de ces phénomènes qui nous est inaccessible, nous en proposerons une modélisation relativement grossière ; la pertinence de ce modèle peut toujours, par définition, être discutée, mais celui que nous adopterons présente l'avantage, une fois admis, de permettre une déduction des réponses aux questions posées ci-dessus. Il nous donnera une première idée, schématique, de ce que l'on peut comprendre des échanges énergétiques liés au contact de deux solides avec frottement.

Ainsi, dans une première partie, nous décrirons le modèle que nous utiliserons pour rendre compte des propriétés thermodynamiques du contact et du frottement entre solides. Puis nous en tirerons la réponse, nuancée, à la question de l'identification sous forme de travail ou de chaleur des échanges d'énergie dus aux forces de contact entre les solides ; ce sera l'objet d'une deuxième partie. Enfin, dans une troisième partie, nous étudierons l'effet Joule, qui pose des problèmes voisins de ceux posés par les frottements, si l'on a compris que le «travail électrique» fourni par un circuit à un dipôle est un travail mécanique déguisé.

Mais l'étude de la création de chaleur faite dans cet article ne saurait épuiser la richesse de ce sujet et de ses implications. Aussi cet

article est-il le premier d'une série de quatre, dont les titres sont les suivants :

I. Création de chaleur et échanges énergétiques ; application à l'étude thermodynamique du contact de deux solides avec frottement et de l'effet Joule.

II. Création de chaleur et échanges énergétiques : application à l'analyse entropique du contact de deux solides avec frottement et de l'effet Joule.

III. Bilans énergétiques en mécanique des fluides parfaits.

IV. Démonstration de l'équation de la chaleur dans un milieu réactionnel, avec diffusion des espèces chimiques et mouvement éventuels.

Le premier article de cette série est plutôt destiné aux professeurs de la classe de première S, car il s'intéresse à certains points subtils du nouveau programme ; les trois suivants prolongent le premier avec le formalisme utilisé dans l'enseignement supérieur (voir Cahier Enseignement Supérieur, juin 1995).

Préliminaire

1. NOTION DE CHALEUR CRÉÉE

Notre propos est ici de montrer la vanité de cette notion : sur le plan des principes fondamentaux, la «chaleur créée» est inexistante ; mais pour simplifier la présentation de certains résultats et la rendre plus mnémotechnique, cela peut être un abus de langage intéressant, comme nous le verrons sur un exemple.

1.1. Inconsistance fondamentale de cette notion

Sur le plan des principes fondamentaux, cette question est limpide quand on explique comment le premier principe de la thermodynamique dérive du théorème de l'énergie mécanique appliqué à un système au niveau microscopique, en précisant qu'à ce niveau toutes les interactions qui travaillent entre les particules constituant le système dérivent d'une énergie potentielle (les forces de Lorentz dépendent de la vitesse des particules, et donc ne dérivent pas d'une énergie potentielle, mais elles ne travaillent pas) [1]. Ce que l'on appelle «travail» en thermodynamique n'est qu'une partie du travail total (c'est-à-dire calculé au niveau microscopique) : ce n'est que l'intégrale de la puissance des forces macroscopiques *extérieures* sur la vitesse *d'ensemble* de chaque élément du système. Quant à la chaleur, c'est le reste du travail total,

qui n'est donc pas perçu comme travail au niveau macroscopique : l'intégrale de la puissance des *fluctuations* des forces extérieures sur la vitesse *d'agitation*. La chaleur est toujours une grandeur «d'échange» entre deux systèmes, jamais une grandeur associée à un système ; on ne peut donc pas parler de «chaleur créée par un système». *Mais il faut bien noter que si on appelle, pour une transformation élémentaire, $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ la chaleur donnée par un premier système à un second, et $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$ la chaleur donnée par le second système au premier, comme les vitesses d'agitation des particules de ces deux systèmes ne sont pas opposées, on doit dire en général que pour cette grandeur «d'échange» $\delta Q_{1 \rightarrow 2} + \delta Q_{2 \rightarrow 1} \neq 0$ pourtant, même si la réunion des deux systèmes est thermiquement isolée !* On peut voir, dans ce fait assez peu connu mais déjà signalé dans [1] et [5], l'origine de certaines réticences à utiliser la chaleur reçue par un «sous-système» [2, 3].

Par abus de langage, on appelle alors «chaleur créée» entre ces deux systèmes cette quantité (qui n'est pas forcément positive a priori contrairement à ce que son appellation pourrait laisser croire) :

$$\delta Q_{1,2}^{\text{créé}} = \delta Q_{1 \rightarrow 2} + \delta Q_{2 \rightarrow 1} \quad (1)$$

Nous verrons les répercussions de ce fait pour l'étude thermodynamique du contact de deux solides dans les paragraphes suivants.

1.2. Condition de nullité de la «chaleur créée» entre deux systèmes

Pendant une transformation élémentaire de deux systèmes dans le cas le plus général, le premier système reçoit du second le travail $\delta W_{2 \rightarrow 1}$ et la chaleur $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$, et du reste de l'univers le travail δW_1 et la chaleur δQ_1 ; réciproquement, le second système reçoit du premier le travail $\delta W_{1 \rightarrow 2}$ et la chaleur $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$, et du reste de l'univers le travail δW_2 et la chaleur δQ_2 . Attention : de même que $\delta Q_{2 \rightarrow 1} \neq -\delta Q_{1 \rightarrow 2}$, en général $\delta W_{2 \rightarrow 1} \neq -\delta W_{1 \rightarrow 2}$ car les vitesses d'ensemble des éléments de matière des deux systèmes subissant leurs actions réciproques sont différentes a priori !

La clef de ce problème est le premier principe de la thermodynamique appliqué à chaque système séparément, puis à leur réunion.

Rappelons à ce propos qu'il est avantageux de formuler ce principe sous la forme :

$$d(U + E_C + E_P) = \delta W^{\text{ext}} + \delta Q^{\text{ext}} \quad (2)$$

où on met dans le premier membre la variation élémentaire de l'énergie totale du système, i.e. de la somme des énergies interne U , cinétique macroscopique E_C et potentielle macroscopique E_P *intérieure* au système, car il apparaît dans le second membre *tout* le travail δW^{ext} et la chaleur δQ^{ext} fournis *uniquement par l'extérieur* au système ; ce ne serait pas le cas si on omettait E_P dans le premier membre, ou si E_P contenait l'énergie potentielle macroscopique extérieure au système. Ainsi, l'utilisation exclusive de l'énergie potentielle *intérieure* à un système se montre avantageuse pour la formulation générale des principes, en la systématisant et en la simplifiant (on est surtout moins souvent conduit à prendre en compte la dépendance explicite de l'énergie potentielle en fonction du temps) ; par contre, elle a une signification pratique plus sujette à discussion que celle de l'énergie potentielle extérieure [4].

Ainsi, le premier principe appliqué au premier système s'écrit :

$$d(U_1 + E_{C1} + E_{P1}) = \delta W_{2 \rightarrow 1} + \delta W_1 + \delta Q_{2 \rightarrow 1} + \delta Q_1 \quad (3)$$

et pour le second système de la même façon :

$$d(U_2 + E_{C2} + E_{P2}) = \delta W_{1 \rightarrow 2} + \delta W_2 + \delta Q_{1 \rightarrow 2} + \delta Q_2 \quad (4)$$

Quant à leur réunion, il vient :

$$\begin{aligned} d(U_1 + U_2 + E_{C1} + E_{C2} + E_{P1} + E_{P2} + E_{P1,2}) \\ = \delta W_1 + \delta W_2 + \delta Q_1 + \delta Q_2 \end{aligned} \quad (5)$$

en effet, l'énergie cinétique de leur réunion est bien la somme $E_{C1} + E_{C2}$ de leurs énergies cinétiques, mais ce n'est pas le cas pour l'énergie potentielle de leur réunion qui est égale à la somme $E_{P1} + E_{P2}$ de leurs énergies potentielles propres augmentée de leur énergie potentielle mutuelle $E_{P1,2}$, tandis que le postulat d'extensivité de l'énergie interne revient à dire qu'il n'y a pas d'énergie interne mutuelle des deux systèmes en plus de la somme $U_1 + U_2$ de leurs énergies internes ; enfin les travaux et les chaleurs échangées entre les deux systèmes sont intérieurs à leur réunion, et n'apparaissent donc pas dans la dernière expression (5) du premier principe.

La comparaison des trois expressions (3), (4) et (5) donne immédiatement :

$$\delta Q_{1,2}^{\text{créé}} = \delta Q_{1 \rightarrow 2} + \delta Q_{2 \rightarrow 1} = -(\delta W_{1 \rightarrow 2} + \delta W_{2 \rightarrow 1}) - dE_{P1,2} \quad (6)$$

Il est donc aisé de savoir quand la «chaleur créée» entre deux systèmes n'est pas nulle : lorsque la somme des travaux exercés réciproquement par un système sur l'autre et l'autre sur l'un ne dérive pas complètement d'une énergie potentielle macroscopique mutuelle.

1.3. Signification de l'équation de diffusion avec «création» de la chaleur

Il paraît instructif de mentionner un autre exemple où l'on parle volontiers aussi de chaleur créée : pour des réactions chimiques ou nucléaires dans un système immobile et indilatable, la chaleur n'y étant donc transportée que par diffusion (au sens large, car on ne peut définir une densité volumique de chaleur).

Il faut bien comprendre que, si on parle de «chaleur créée (par les réactions chimiques ou nucléaires) dans ce système réactionnel», celle-ci n'est pas la chaleur donnée au système par son extérieur, et donc *elle ne figurerait pas dans le premier principe appliqué à ce système* ; par contre, on peut dire que l'élévation de température qui accompagne une réaction exothermique résulte de la *conversion* de l'énergie de liaison chimique ou nucléaire en énergie d'agitation thermique, *sans que le milieu réactionnel reçoive de chaleur*.

L'article IV de cette série présente une démonstration de l'équation de la chaleur, qui fonde cette interprétation.

Abordons maintenant l'étude thermodynamique du contact de deux solides.

2. DESCRIPTION D'UN MODÈLE DE CONTACT ENTRE DEUX SOLIDES

Lors du contact de deux solides, trois phénomènes peuvent se produire essentiellement : les actions mécaniques de contact exercées entre eux - assorties selon le cas de frottements de glissement, roulement et pivotement -, la dissipation d'énergie mécanique qui les

accompagne, et le transfert de chaleur du solide le plus chaud vers le plus froid. Nous voulons donc que notre modèle puisse traiter simultanément ces trois phénomènes majeurs, dont le point commun est l'irréversibilité.

Au niveau microscopique, on sait que les molécules, ou les atomes des corps simples, interagissent selon une loi donnée approximativement par le potentiel de Lénard-Jones, qui est composé du potentiel attractif de Van der Waals à grande distance et presque d'un mur de potentiel répulsif aux distances atomiques (à cause de l'intense répulsion des nuages électroniques qui s'interpénètrent). Entre ions, dans le cas de solides ioniques, il faut rajouter au potentiel de Lénard-Jones, pour des distances très supérieures à la somme des rayons ioniques, un potentiel coulombien attractif ou répulsif selon les signes des charges ioniques ; mais cela ne changera rien au principe de notre étude. Il sera donc possible, dans toute la suite, de simplifier le langage en n'utilisant plus que le terme « atomes » pour désigner indistinctement les atomes, les molécules ou les ions.

Les actions de contact entre solides résultent de cette interaction microscopique entre atomes. L'énorme « rugosité » des surfaces des solides en contact *au niveau atomique* fait que, même sur l'aire macroscopiquement très petite d'un contact quasi-ponctuel, il y a suffisamment de paires constituées d'un atome de chaque solide séparés par une distance légèrement inférieure au rayon atomique, et qui se repoussent donc très violemment, pour que l'attraction entre les autres atomes des autres paires soit masquée (voir figure 1a) ; le caractère répulsif de l'action de contact entre solides vient donc de l'imperfection

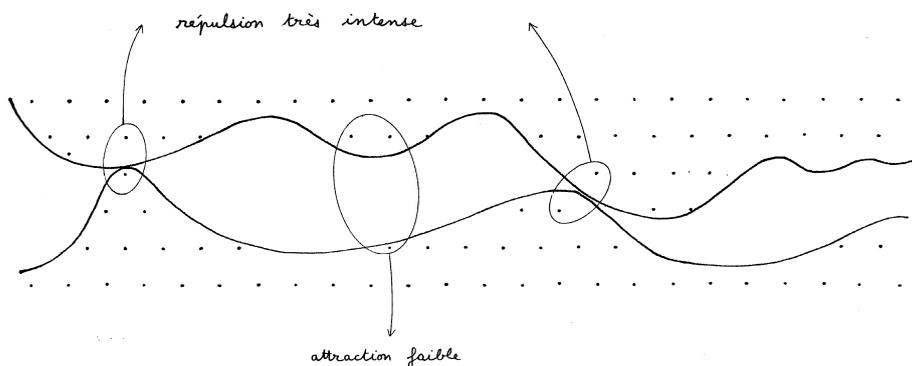


Figure 1a : Explication du caractère répulsif de la force de contact.

de leur état de surface ordinaire au niveau atomique. Mais on sait aussi réaliser pour des solides des surfaces planes extrêmement polies (les opticiens, avec du verre, savent rendre les défauts de planéité inférieurs à $\lambda/150$, λ étant la longueur d'onde moyenne de la lumière) de façon que deux faces planes ainsi polies *s'attirent* lorsqu'on les amène au contact et reconstituent alors un solide unique qu'il faut *casser* si on veut les séparer ; un tel contact exceptionnel, s'accompagnant d'actions attractives très intenses, est appelé «adhérence moléculaire» (voir figure 1b).

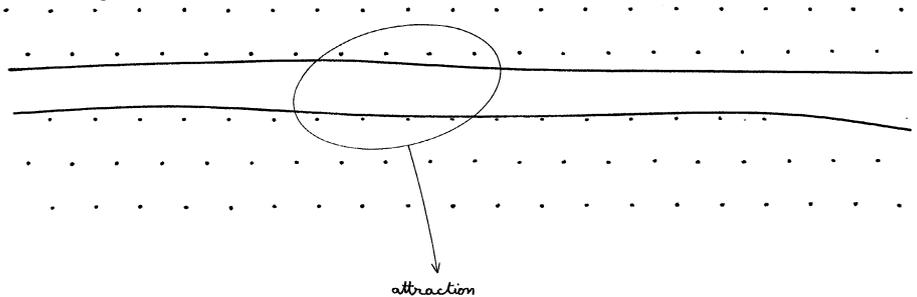


Figure 1b : Explication de l'adhérence moléculaire.

Quand deux solides glissent l'un sur l'autre, les atomes de la zone de contact du premier ont par rapport à ceux de la zone de contact du second une vitesse *d'ensemble* par définition du glissement (voir figure 2a). Et quand les deux solides roulent ou pivotent l'un sur l'autre sans glisser, on dit que la vitesse du point de contact de l'un par rapport à l'autre est nulle ; mais on sait bien qu'il s'agit là d'une description grossière du contact ponctuel, et qu'une description détaillée - mais toujours macroscopique - dit bien qu'aux voisinages immédiats de leurs zones de contact les solides s'écrasent et se déforment, et donc que ces vitesses d'ensemble relatives des atomes peuvent être non nulles et doivent se prêter à une étude dans le cadre de la mécanique des milieux continus et de la théorie de l'élasticité (voir figure 2b). Les phénomènes dissipatifs liés au frottement dépendent de la façon dont une partie de l'énergie cinétique macroscopique va se trouver transférée en agitation thermique des atomes par les couplages qui les relient les uns aux autres. Ou encore, de façon plus imagée et au niveau microscopique, après le passage de la zone de contact d'un solide sur un autre on «voit» les atomes qui vibrent plus fortement qu'auparavant - à la suite du mouvement d'ensemble qui leur a été imprimé par le petit écrasement macroscopique des solides au moment du contact -, ce qui se traduit au niveau macroscopique par une «création» de chaleur.

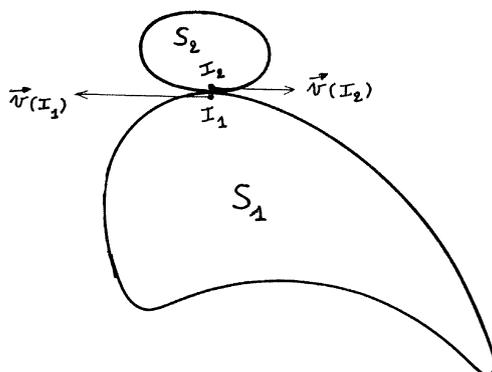


Figure 2a : Description du contact et du glissement : grossière.

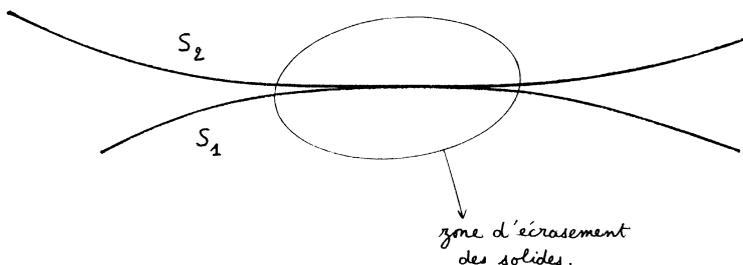


Figure 2b : Description du contact et du glissement : détaillée.

De plus, on sait bien que les frottements entre solides et la dissipation d'énergie qui les accompagne dépendent plus de l'état de surface de ces solides et d'une éventuelle lubrification de leur zone de contact, que de la nature des solides eux-mêmes [6].

Par ailleurs, le transfert de la chaleur d'un solide à un autre solide de température différente au travers de leur zone de contact s'explique aussi par cette interaction qui couple les atomes voisins au niveau microscopique ; il suffit de considérer que les atomes du solide le plus chaud ont l'agitation thermique la plus importante et en transfèrent une partie aux atomes, moins agités, de la zone de contact de l'autre solide grâce au couplage qu'il y a entre eux. L'énergie échangée est ici microscopique du début à la fin du transfert.

Les différents points de cette description qualitative mettent bien en évidence le fait qu'il existe à l'échelle macroscopique une très fine partie de chaque solide au contact qui est le siège de phénomènes

difficiles à décrire, mais prépondérants pour l'étude thermodynamique du contact et de la dissipation irréversible d'énergie mécanique par frottement. En plus, si les solides sont à deux températures différentes T_1 et T_2 , c'est aussi sur une pellicule d'épaisseur petite que la température T - si elle est toujours définie - varie très brusquement de T_1 à T_2 , et qu'il y a donc un fort courant de conduction de la chaleur, source d'irréversibilité.

C'est pourquoi dans ce modèle, nous considérerons qu'il y a schématiquement deux parties dans chaque solide :

- une «pellicule» P_1 pour S_1 (idem P_2 pour S_2) siège de nombreux phénomènes irréversibles, ne comportant qu'un nombre d'atomes très petit, négligeable devant le nombre total d'atomes de chaque solide, et d'énergie et d'entropie donc négligeables ;
- le reste S'_1 du solide S_1 , à température T_1 uniforme (idem S'_2 et T_2), qui ne subit plus que des transformations réversibles, et dont l'énergie est quasiment celle du solide tout entier (qui ne dépend quasiment que de sa température, qui est uniforme).

On précise que les pellicules occupent toutes les surfaces qui seront en contact sur chaque solide : ce sont donc des systèmes thermodynamiques fermés.

Quand on considère des problèmes de solides en contact, usuellement on néglige les déformations des pellicules pour le calcul des grandeurs cinétiques ; cette approximation est valable même lors des chocs. On fait de même pour le calcul des travaux, et on considérera donc que le travail des actions intérieures aux solides, pellicules comprises, est nul (ceci ne serait plus valable dans l'étude des chocs, en particulier les chocs inélastiques : les déformations sont assez faibles, mais les actions intérieures aux solides et entre les solides deviennent très intenses).

Nous allons maintenant appliquer le premier principe de la thermodynamique à ces parties des solides.

3. ÉTUDE DE LA «CRÉATION DE CHALEUR» LORS DES CONTACTS ENTRE SOLIDES

Considérons les solides en contact représentés sur la figure 3. La figure 3a en donne une vision d'ensemble : pendant un déplacement

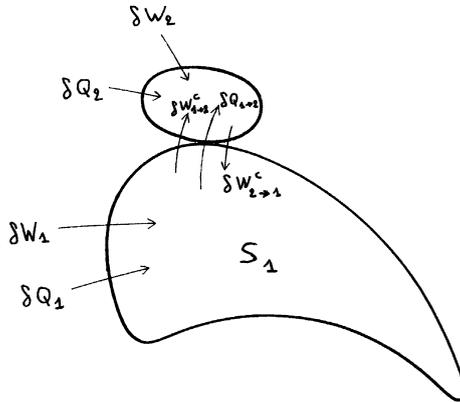


Figure 3a : Description des échanges énergétiques pour les solides en contact : grossière.

ment élémentaire, le solide S_2 reçoit, en plus du travail $\delta W_{1 \rightarrow 2}^C$ des actions de contact exercées sur lui par S_1 , le travail δW_2 , et, en plus de la chaleur $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ donnée par S_1 , la chaleur δQ_2 ; de même, le solide S_1 reçoit, en plus du travail $\delta W_{2 \rightarrow 1}^C$ des actions de contact exercées sur lui par S_2 , le travail δW_1 , et, en plus de la chaleur $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$ donnée par S_2 , la chaleur δQ_1 . Notons que δW_2 (resp. δW_1) pourrait contenir des travaux (électriques, etc.) exercés sur lui par S_1 (resp. S_2); alors que δQ_2 (resp. δQ_1) ne peut contenir de la chaleur fournie par S_1 (resp. S_2). Attention : de même que $\delta Q_{2 \rightarrow 1} \neq -\delta Q_{1 \rightarrow 2}$, en général $\delta W_{2 \rightarrow 1}^C \neq -\delta W_{1 \rightarrow 2}^C$ car les vitesses d'ensemble des éléments de matière de S_1 et S_2 en contact sont différentes a priori ! Dans la description macroscopique détaillée illustrée par la figure 3b, on considère pour la pellicule P_2 le travail δw_2 donné par elle au reste S'_2 du solide (et là le travail reçu par elle de S'_2 est $-\delta w_2$, car la frontière séparant P_2 de S'_2 est fixe par rapport à S'_2 si on prend soin d'englober dans la pellicule toute la partie du solide qui se déforme sous l'effet du contact !); on considère aussi la chaleur δq_2 donnée par elle à S'_2 ; et à cause de la petitesse de la pellicule P_2 , $\delta W_{1 \rightarrow 2}^C$ et $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ introduits ci-dessus sont quasiment les seuls autres échanges énergétiques auxquels elle est sujette. De même, pour P_1 on définit le travail δw_1 et la chaleur δq_1 donnés par elle à S'_1 , et la seule autre énergie reçue par

elle est $\delta W_{2 \rightarrow 1}^C$ plus $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$ (voir figure 3b). Enfin, on rajoute l'hypothèse réaliste suivante : les travaux δW_1 , δW_2 , δw_1 et δw_2 sont ici de nature *mécanique* (ce ne sont pas des travaux de générateurs électriques par exemple...). Comme les solides sont supposés indéformables (ce qui permettra de considérer que les travaux de leurs actions intérieures sont nuls), leurs volumes ne varient pas (c'est pourquoi précédemment on n'a pas mentionné de travaux de forces de pression, en considérant que la pression extérieure à chaque solide est uniforme).

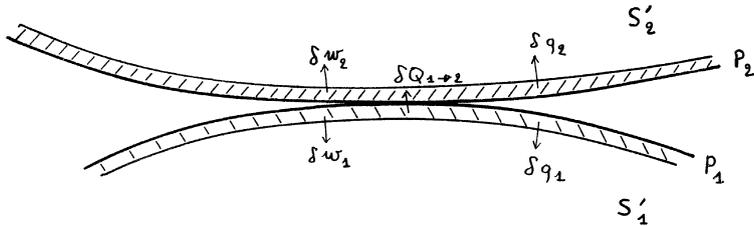


Figure 3b : Description des échanges énergétiques pour les solides en contact : détaillée.

3.1. Transmission du travail et de la chaleur par les « pellicules »

La clef de ce problème est encore le premier principe de la thermodynamique appliqué aux systèmes P_1 , P_2 et $(S) = \{S_1, S_2\}$, ainsi que le théorème de l'énergie cinétique appliqué à (S) (on pourra relire avec profit la référence [4] sur ce point).

Toujours en tenant compte des simplifications dues à la petitesse des pellicules P_1 et P_2 , on a d'après ce premier principe appliqué à P_1 et P_2 séparément :

$$0 = -\delta w_1 + \delta W_{2 \rightarrow 1}^C - \delta q_1 + \delta Q_{2 \rightarrow 1} \quad (7)$$

$$0 = -\delta w_2 + \delta W_{1 \rightarrow 2}^C - \delta q_2 + \delta Q_{1 \rightarrow 2} \quad (8)$$

parce que les conditions sont quasiment remplies pour qu'il n'y ait pas de chaleur créée entre chaque pellicule et le reste du solide correspondant (la somme des travaux exercés réciproquement entre une pellicule et le reste du solide est nulle, et la variation de leur énergie potentielle mutuelle est négligeable).

Le théorème de l'énergie cinétique appliqué à P_1 puis P_2 donne, quant à lui :

$$0 = \delta W_{2 \rightarrow 1}^C - \delta w_1 \quad (9)$$

$$0 = \delta W_{1 \rightarrow 2}^C - \delta w_2 \quad (10)$$

En combinant (7), (8), (9) et (10) on peut conclure :

$$\delta W_{2 \rightarrow 1}^C = \delta w_1 \quad (11)$$

$$\delta W_{1 \rightarrow 2}^C = \delta w_2 \quad (12)$$

$$\delta q_1 = \delta Q_{2 \rightarrow 1} \quad (13)$$

$$\delta q_2 = \delta Q_{1 \rightarrow 2} \quad (14)$$

On ne peut donc pas dire que le travail des actions de contact exercées entre les pellicules se trouve converti en chaleur donnée par ces pellicules au reste du solide ! Les pellicules ne font que transmettre intégralement et sans modification le travail et la chaleur ; cela vient du fait qu'il n'y a, dans notre modèle, pas d'autres travaux que les travaux mécaniques, et que l'on y a négligé, entre autres, les travaux des actions intérieures aux pellicules (ce qui n'est pas possible lors des chocs, inélastiques en particulier).

Les pellicules paraissent donc inactives à ce stade («elles sont si fines qu'il ne s'y passe rien») ; mais nous verrons, dans l'article II de cette série, que les pellicules sont actives vis-à-vis de l'entropie.

3.2. Expression de la « chaleur créée » lors du contact

Appliquons maintenant le théorème de l'énergie cinétique à (S) :

on trouve
$$dE_C = \delta W_1 + \delta W_2 + \delta W_{2 \rightarrow 1}^C + \delta W_{1 \rightarrow 2}^C \quad (15)$$

ou encore, en distinguant dans $\delta W_1 + \delta W_2$ le travail δW^{ext} des actions qui ne dérivent pas de l'énergie potentielle E_P des actions intérieures à (S) :

$$d(E_C + E_P) = \delta W^{\text{ext}} + \delta W_{2 \rightarrow 1}^C + \delta W_{1 \rightarrow 2}^C \quad (16)$$

Par ailleurs, le premier principe appliqué à (S) donne :

$$d(U + E_C + E_P) = \delta W^{\text{ext}} + \delta Q_1 + \delta Q_2 \quad (17)$$

donc on peut en déduire que :

$$dU = \delta Q_1 + \delta Q_2 - (\delta W_{2 \rightarrow 1}^C + \delta W_{1 \rightarrow 2}^C) \quad (18)$$

et donc

$$\delta Q_{1,2}^{\text{créé}} = -(\delta W_{1 \rightarrow 2}^C + \delta W_{2 \rightarrow 1}^C) \quad (19)$$

d'après (6) car on considère que travaux de contact sont les seuls exercés réciproquement entre S_1 et S_2 , donc il n'y a pas d'énergie potentielle mutuelle $E_{P1,2}$, ce qui donne finalement :

$$\begin{aligned} dU &= \delta Q_1 + \delta Q_2 + \delta Q_{1,2}^{\text{créé}} \\ &= \delta Q_1 + \delta Q_2 + \delta W^{\text{ext}} - d(E_C + E_P) \end{aligned} \quad (20)$$

On peut trouver une présentation analogue de ce résultat dans ([5], pp. 56-59) ; FER appelle «chaleur absorbée par les contacts» l'opposé de la «chaleur créée», c'est-à-dire le travail des actions de contact.

Le travail des actions de contact entre les solides, qui est toujours négatif ou nul en vertu des lois de Coulomb, apparaît dans la variation d'énergie interne de (S) dont il entraîne toujours une augmentation ; cet effet est nul s'il n'y a pas de frottement de glissement (resp. roulement ou pivotement) en présence du mouvement de glissement (resp. roulement ou pivotement), donc $\delta Q_{1,2}^{\text{créé}}$ peut être appelé «chaleur créée par les frottements».

En admettant que pour chacun des solides S_1 et S_2 à l'équilibre thermique les énergies internes sont proportionnelles à leurs températures T_1 et T_2 , deux cas limites sont intéressants pour illustrer l'effet de cette «chaleur créée» :

– si le système (S) des deux solides est thermiquement isolé, la chaleur $\delta Q_1 + \delta Q_2$ reçue de son extérieur est nulle, et donc :

$$dU = \delta Q_{1,2}^{\text{créé}} \quad (21)$$

on retrouve le fait bien connu que les frottements entraînent une élévation de température moyenne des solides, *sans qu'il y ait pour autant apport de chaleur à (S) de l'extérieur* ;

– si le système (S) des deux solides est thermostaté, la variation dU de son énergie interne est nulle, et donc :

$$\delta Q_1 + \delta Q_2 = -\delta Q_{1,2}^{\text{créé}} \quad (22)$$

comme en vertu de (6) usuellement il n'y a pas de chaleur créée entre l'extérieur de (S) et chacun des solides S_1 et S_2 , la chaleur donnée par (S) à son extérieur est :

$$-(\delta Q_1 + \delta Q_2) = \delta Q_{1,2}^{\text{cr}} \quad (23)$$

toujours positive dans le cas des contacts.

Les cas réels sont intermédiaires entre ces deux cas limites.

Remarque : Comparaison entre le premier principe de la thermodynamique et le théorème de l'énergie mécanique macroscopique.

On sait bien que ce qui est communément appelé le «premier principe de la thermodynamique» (ou parfois plus précisément le «théorème de l'état initial et de l'état final» pour notre propos) résulte du théorème de l'énergie mécanique appliqué à un système au niveau microscopique, avec en plus le postulat qu'à ce niveau toutes les interactions qui travaillent dérivent d'une énergie potentielle. Tout le travail microscopique fourni au système par son extérieur est compté dans le premier principe ; au niveau macroscopique, il se présente soit sous la forme d'une chaleur reçue, soit sous la forme d'un travail, qu'il soit de nature mécanique, électrique, etc..

Mais il est possible aussi d'utiliser un théorème de l'énergie mécanique macroscopique (on peut en donner la démonstration dans le formalisme utilisé en mécanique des fluides et enseigné en classe de Mathématiques Spéciales, ainsi que nous le rappellerons dans l'article III de cette série). Il fournit une information valide, quoique différente du premier principe, puisqu'il se démontre sans référence à la structure microscopique du système.

Les informations qu'on en tire sont complémentaires, et leur confrontation s'avère souvent instructive comme au § 3. Dans le théorème de l'énergie mécanique il n'apparaît pas l'énergie interne, ni la chaleur ni les travaux non mécaniques fournis au système par son extérieur ; par contre, il apparaît les travaux mécaniques intérieurs qui ne dérivent pas de l'énergie potentielle macroscopique (par exemple, les travaux des frottements solides ou visqueux intérieurs au système).

Illustrons encore cette différence par un autre exemple, où nous considérons un fluide banalement enfermé dans un cylindre avec un piston ; nous raisonnons sur le système constitué du fluide, du cylindre et du piston, en considérant qu'il subit une compression élémentaire réversible (variation de volume $dV < 0$). En négligeant l'énergie

potentielle macroscopique de ce système (comme celle de gravitation), le premier principe mis sous la forme (2) donne :

$$d(U + E_C^{\text{rev}}) = -p_{\text{ext}} dV + \delta Q_{\text{rev}}^{\text{ext}} \quad (24)$$

p_{ext} étant la pression uniforme exercée sur la face extérieure du piston. Le théorème de l'énergie mécanique macroscopique mérite un examen plus approfondi :

$$E_C^{\text{rev}} = 0 \quad (25)$$

en conséquence de la réversibilité, et le théorème s'écrit :

$$dE_C^{\text{rev}} = -p_{\text{ext}} dV + \delta W_{\text{méca rev}}^{\text{int}} \quad (26)$$

où $\delta W_{\text{méca rev}}^{\text{int}}$ est le travail mécanique macroscopique intérieur au système ; ce sont par exemple les frottements solides ou visqueux qui dissipent parfaitement le travail de compression, provoquent un échauffement même pour une compression adiabatique, et rendent possible la transformation réversible en maintenant toujours l'énergie cinétique nulle. Les relations (24) à (26) conduisent à :

$$dU = -p_{\text{ext}} dV + \delta Q_{\text{rev}}^{\text{ext}} = -\delta W_{\text{méca rev}}^{\text{int}} + \delta Q_{\text{rev}}^{\text{ext}} \quad (27)$$

mais il faut bien noter que la valeur de cette variation ne dépend que des états initial et final de la transformation, et pas du caractère réversible ou irréversible de celle-ci.

On voit bien que, si le fluide est un gaz parfait thermiquement isolé, cette compression élémentaire réversible entraîne pourtant une augmentation d'énergie interne, et donc de température (ce sur quoi le nouveau programme de première S demande d'insister - voir notre introduction).

De façon générale, la combinaison du premier principe de la thermodynamique et du théorème de l'énergie mécanique macroscopique conduit à la relation :

$$dU = \delta W_{\text{non méca}}^{\text{ext}} - \delta W_{\text{méca}}^{\text{int}} + \delta Q^{\text{ext}} \quad (28)$$

où $\delta W_{\text{non méca}}^{\text{ext}}$ représente le travail non mécanique (travail d'un générateur électrique par exemple) fourni par l'extérieur, et $\delta W_{\text{méca}}^{\text{int}}$ le travail mécanique macroscopique des actions intérieures au système mais qui ne dérivent pas de l'énergie potentielle E_P macroscopique intérieure au système.

L'avantage de cette équation (28) est de relier tout de suite la variation d'énergie interne à ce travail $\delta W'_{\text{méca}}^{\text{int}}$, ce qui est conceptuellement intéressant ; mais dans la pratique, comme un travail intérieur peut être difficile à calculer, on cherchera parfois à l'éliminer en utilisant une autre équation, comme le théorème de l'énergie cinétique macroscopique, ou le premier principe (2). Il est intéressant d'analyser en ces termes la célèbre expérience de Joule, destinée à mesurer «l'équivalent mécanique de la chaleur».

Dans le cas du système formé des deux solides, *thermiquement isolé* ($\delta Q_1 = \delta Q_2 = 0$) et ne recevant pas de travaux non mécaniques, on voit encore bien avec (28) que les températures peuvent augmenter sans apport de chaleur extérieur : l'augmentation d'énergie interne est uniquement l'opposé du *travail* total des actions de contact, qui est toujours négatif. Par contre, si on applique (28) à chaque solide séparément (ou à S'_1 et S'_2), on observe que les variations de leurs énergies internes U_1 et U_2 sont données par :

$$dU_1 = \delta q_1 = \delta Q_{2 \rightarrow 1} \neq -\delta W_{2 \rightarrow 1}^C \quad (29)$$

$$dU_2 = \delta q_2 = \delta Q_{1 \rightarrow 2} \neq -\delta W_{1 \rightarrow 2}^C \quad (30)$$

D'après le modèle simple adopté ici, on ne peut donc pas dire que la variation d'énergie interne (et donc l'échauffement) d'un solide est dû au travail des actions de contact exercées par l'autre solide, ni même au «travail des frottements» (i.e. la part du travail due à la composante tangentielle de la réaction, ainsi qu'aux moments de roulement et de pivotement) ; car ces travaux peuvent être moteurs pour un solide ! Par contre, on dit que le travail des contacts entraîne nécessairement un transfert thermique d'une pellicule vers l'autre et de l'autre vers l'une, donnant la «chaleur créée» :

$$\delta Q_{1,2}^{\text{créé}} = -(\delta W_{1 \rightarrow 2}^C + \delta W_{2 \rightarrow 1}^C) \quad (19)$$

A ce sujet, FER écrit : «...dans le cas où au moins un liquide intervient dans le glissement, la surface théorique de glissement n'est qu'une approximation du phénomène physique réel, qui consiste en l'existence d'une couche limite. Le cas des solides, bien qu'on ne puisse pas y parler de couche limite, est analogue : tout contact comporte une interpénétration, sensible seulement à l'échelle microscopique, mais néanmoins bien réelle, des deux corps solides intéressés ; le phénomène calorifique qui prend naissance a donc lieu au sein d'un volume sans doute très petit, mais néanmoins fini, de matière, et il est dû à la

transformation d'un travail macroscopique de frottement en une énergie cinétique d'agitation des molécules» ([5], p. 58) ; voir les équations (29-30).

Nous abordons maintenant, pour finir, l'étude d'un phénomène fortement apparenté aux dissipations d'énergie dues aux frottements visqueux : l'effet Joule.

4. ÉTUDE DE LA «CRÉATION DE CHALEUR» PAR EFFET JOULE

Pour traiter cette question, clarifions d'abord le statut du «travail électrique» fourni par un générateur ou un circuit ; après cela, nous pourrions facilement nous livrer à une étude thermodynamique de l'effet Joule dans un dipôle électrocinétique quelconque.

4.1. Notion de travail électrique fourni par un circuit

Souvent, dans un souci de simplification, l'énergie mécanique annoncée dans les principes énergétiques ne contient pas la totalité de sa valeur. Par exemple, pour un fil conducteur parcouru par un courant électrique dans un circuit, on devrait en toute rigueur compter dans son énergie cinétique celle due à la vitesse *macroscopique* des électrons de conduction ; mais l'usage courant est de dire que ce fil est immobile, et a une énergie cinétique nulle, lorsque la vitesse macroscopique *des ions* de son réseau cristallin est nulle. Concernant l'énergie cinétique macroscopique, cette approximation est assez légitime compte tenu de la petitesse de la masse des électrons par rapport à celle des ions, et des ordres de grandeurs usuels : la vitesse macroscopique des électrons par rapport au fil est de quelques dixièmes de millimètres par seconde pour une densité de courant volumique de $5 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$ - valeur maximale compatible avec les conditions ordinaires de ventilation du fil ; l'énergie cinétique macroscopique des électrons de conduction du fil ne dépasserait donc pas le dix-millième de l'énergie cinétique du fil qui se déplacerait à la vitesse de $1 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Par contre, cette approximation n'est pas légitime pour le calcul du travail des actions électriques exercées sur le fluide des électrons de conduction : elles sont du même ordre de grandeur pour les électrons que pour les ions, mais oublier la vitesse des électrons par rapport au fil reviendrait à oublier aussi le travail reçu par les électrons ! Pour ne pas commettre cette erreur, on parle alors de travail électrique fourni par le générateur au circuit ; sur le plan des principes ce n'est pas un travail différent des autres, mais il semble être un travail non mécanique uniquement parce qu'on a omis

dans la description le déplacement macroscopique des électrons de conduction.

L'énergie électrique d'un système de conducteurs et de diélectriques en équilibre électrostatique est liée à ce travail. On parle aussi d'énergie magnétique : elle est liée aussi au travail exercé sur les charges des circuits, dont on omet de compter le déplacement à l'échelle macroscopique, alors que ce dernier est responsable d'un champ magnétique.

4.2. Application du premier principe de la thermodynamique à un dipôle électrocinétique immobile

Remarquons qu'en négligeant l'énergie cinétique macroscopique des électrons de conduction (ce qui empêche d'assimiler le travail «électrique» fourni par le circuit au travail mécanique qu'il est en réalité, voir § 4.1.), on a aussi négligé le fait que des électrons de conduction rentrent d'un côté du système et sortent de l'autre. Donc le système considéré est, de fait, un système ouvert, ce que l'on n'a pas pris en compte dans l'écriture du premier principe. Mais, heureusement, cette omission n'entraîne pas d'erreur supplémentaire si on se place dans le cadre de l'approximation des régimes quasi permanents pour cette étude, c'est-à-dire si on néglige les phénomènes de propagation faisant qu'en réalité l'intensité n'est pas exactement la même en tous les points du circuit ; en effet, avec des intensités électriques entrante dans le système et sortante quasiment identiques, le transfert par convection d'énergie totale des électrons de conduction, dont il aurait fallu tenir compte pour le système, est quasiment nul.

Considérons comme système un dipôle électrocinétique «immobile» parcouru par une intensité I (on néglige son énergie cinétique macroscopique conformément à l'usage) ; en notant V la tension présente à ses bornes en convention récepteur, le travail élémentaire extérieur qu'il reçoit se réduit au travail «électrique» :

$$\delta W^{\text{ext}} = V I dt \quad (31)$$

Si la tension est purement ohmique, ce travail se réduit à $R(T) I^2 dt$ où $R(T)$ est la résistance du dipôle, qui dépend de sa température T ; dans ce cas, il n'existe pas d'énergie potentielle macroscopique pour notre système, on peut admettre que l'énergie interne du système ne dépend que de la température, et il vient :

$$dU(T) = \delta W^{\text{ext}} + \delta Q^{\text{ext}} = R(T) I^2 dt + \delta Q^{\text{ext}} \quad (32)$$

Comme dans l'étude des frottements entre solides, **deux cas limites sont intéressants** pour illustrer l'effet de cette «chaleur créée» :

– **si le système est thermiquement isolé**, il y aura quand même une augmentation de température due à δW^{ext} (c'est ce que le nouveau programme de première S demande de souligner - voir notre introduction) ; de ce point de vue, ce phénomène est analogue à l'échauffement des systèmes qui frottent en étant thermiquement isolés. C'est normal, car au niveau macroscopique on peut décrire le système comme étant constitué de deux fluides, celui des porteurs de charge mobiles (par exemple, les électrons de conduction) et celui des porteurs de charges fixes (par exemple, les ions du réseau cristallin) qui exercent un frottement visqueux l'un sur l'autre ; conformément à la relation (6), il y a une «chaleur créée» car la somme des travaux exercés réciproquement l'un sur l'autre est égale à $-\delta W^{\text{ext}}$ (comme on néglige l'énergie cinétique macroscopique des porteurs de charge mobiles), et car on considère que leur énergie potentielle mutuelle macroscopique est nulle ;

– **si par contre le système est thermostaté**, l'énergie interne du système reste constante, et la chaleur qu'il donne à son extérieur vaut δW^{ext} , qui est justement la «chaleur créée» ; car usuellement δW^{ext} est aussi la chaleur reçue par l'extérieur de la part du résistor, en vertu de la relation (6).

Les cas réels sont intermédiaires entre ces deux cas limites.

En cela consiste l'effet Joule, au sens usuel du terme.

L'analyse entropique de l'effet Joule, et des échanges thermiques associés, fait l'objet de l'article II de cette série.

CONCLUSION

Dans le cadre de notre modèle sur les frottements solides, nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

- l'opposé du travail total des actions de contact peut être appelé «chaleur créée» entre les solides, c'est-à-dire la somme des chaleurs échangées entre eux (qui n'est pas nulle !) ;
- ce travail est responsable d'un accroissement de l'énergie interne.

La «chaleur créée» par les frottements est un abus de langage commode ; l'énergie mécanique dissipée par les frottements se retrouve dans le bilan d'énergie interne de l'ensemble des solides, ce qui contribue à l'élévation de leur température moyenne finale.

Les résultats des bilans énergétiques et entropiques sont analogues pour l'effet Joule ; dans l'article II de cette série, on montrera qu'il en est de même pour les pertes diélectriques (et magnétiques) responsables de l'absorption des ondes électromagnétiques par la matière, et pour les pertes par hystérésis. Pour l'étude de l'effet Joule, il est intéressant de comprendre que le travail «électrique» fourni par un circuit à un dipôle est en fait un travail mécanique, déguisé parce qu'on omet de compter, dans un but de simplification, le mouvement macroscopique des électrons de conduction.

La possibilité d'une création de chaleur, que nous avons vue à l'oeuvre dans les frottements et l'effet Joule après en avoir précisé la signification exacte, entraîne une difficulté de vocabulaire et une difficulté pédagogique notables.

En effet, la création de chaleur traduit le fait que $\delta Q_{2 \rightarrow 1} \neq -\delta Q_{1 \rightarrow 2}$; il faudra donc éviter de dire que $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$ est l'échange de chaleur *opposé* de $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$, mais utiliser plutôt le terme d'échange *réciproque*.

De plus, quand on expliquera l'algébrisation de $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ et $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$ dans la convention des thermodynamiciens, il ne faudra pas dire que $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ est négatif seulement lorsque le système S_2 fournit de la chaleur (positive) au système S_1 ! Pour permettre de comprendre le fait que $\delta Q_{1 \rightarrow 2}$ et $\delta Q_{2 \rightarrow 1}$ peuvent être de même signe comme dans le cas des frottements solides, il est nécessaire de se référer à une définition algébrique de l'échange de chaleur qui est valable quel que soit le signe de cet échange : la chaleur *donnée par* S_1 au système fermé S_2 , ou *reçue par* celui-ci, est la part de la variation de l'énergie interne de S_2 qui n'est pas due au travail non mécanique extérieur donné par S_1 , ni au travail mécanique intérieur ne dérivant pas de l'énergie potentielle intérieure de S_2 ...

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. LAVERTU : «*Les bases de la thermodynamique*», B.U.P. n° 719, décembre 1989.
- [2] J.-P. BARRAT : «*Réponse à des objections*», B.U.P. n° 685, juin 1986.
- [3] J.-P. BARRAT : «*Remarques sur les bases de la thermodynamique*», B.U.P. n° 724, mai 1990.
- [4] J.-P. BARRAT et H. GIÉ : «*Quelques remarques sur l'énergie potentielle et l'énergie interne (classe de première)*», B.U.P. n° 643, mars 1982.
- [5] F. FER : «*Thermodynamique macroscopique*» - tome I , Gordon & Breach (Paris, 1970).
- [6] M. BARQUINS : «*La tribologie - la science pour comprendre et maîtriser le frottement et l'usure*», B.U.P. n° 764, mai 1994.
- [7] J.-M. MERCIER, G. ZANCHI et J.-P. PEREZ : «*Énergie mécanique, énergie interne, énergie et premier principe de la thermodynamique*», B.U.P. n° 724, mai 1990.

REMERCIEMENTS

Nous remercions Monsieur l'Inspecteur Général Hubert GIÉ, pour sa relecture et ses remarques constructives, et Monsieur Yves DUPONT, Professeur en CPGE au lycée Stanislas (Paris), pour une discussion intéressante.