Premier principe de la thermodynamique - conservation de l'énergie

5.1 Bilan d'énergie

5.1.1 Énergie totale d'un système fermé

L'énergie totale E_T d'un système thermodynamique fermé de masse m est une grandeur d'état extensive et conservative qui dépend de la position, du mouvement et de la nature du système. Elle est la somme des énergies particulières telle que :

$$\boxed{E_T = U + E_c + E_p} \tag{5.1}$$

U est une grandeur extensive appelée énergie interne du système. Elle est liée à l'agitation moléculaire ou atomique interne, elle somme l'ensemble des énergies cinétiques moléculaires du système, quelque soit son déplacement global macroscopique. L'énergie interne d'un corps immobile qui reçoit une quantité de chaleur ($Q > 0$) augmente.

$E_c = \frac{1}{2}mv^2 = \sum_i \frac{1}{2}m_i v_i^2$ est l'énergie cinétique. L'énergie cinétique correspond à l'énergie due aux déplacements macroscopiques d'ensemble de la masse m ou à la somme des énergies cinétiques (de translation et de rotation) des éléments matériels de masse m_i composant le système.

Les contributions E_p sont liées à la position du système. Elles existent lorsque le système est soumis à un ou plusieurs champs de forces extérieures volumiques (pesanteur, forces électrique, magnétique ou électrostatique ...). Ces contributions sont appelées énergies potentielles. Généralement, le système sera soumis aux seules forces de gravitation et donc : $E_p = mgh$ où h est l'altitude du corps de masse m, comptée à partir du sol sur la verticale ascendante.

Limitant les forces extérieures au seul champ de gravité, on écrit :

$$E_T = U + mv^2/2 + mgh \tag{5.2}$$

5.1.2 Les transferts d'énergie

Les transferts d'énergie se font par échange d'énergie sous forme thermique (chaleur Q) ou mécanique (travail W).

5.1.2.1 Énergie thermique ou chaleur

Il existe trois modes fondamentaux de transmission de l'énergie thermique. Il s'agit des échanges par conduction, par convection ou par rayonnement. Les trois modes peuvent bien sûr coexister.

La conduction : il n'y a pas de transfert de matière. La conduction se fait par contact, communication de l'énergie de proche en proche, pour les fluides par collisions des molécules, et pour les solides par les vibrations des atomes. Quand il n'y a pas de contact, le transfert ne peut pas se faire, on dit que le système est isolé de la conduction. Le vide par exemple interdit la conduction. Il faut de plus qu'il existe un gradient de température au sein du système pour le transfert de chaleur par conduction opère.

Plus simplement, le flux de chaleur Q qui passe dans un solide selon la seule direction x s'exprime de la façon suivante :

$$Q = -\kappa S \frac{dT}{dx} \tag{5.3}$$

où κ est la conductivité thermique du matériau ($W/m/K$), S (m^2) la surface perpendiculaire au flux de chaleur et T la température (K).

La convection : il y a transfert de matière par échange de fluide. On distingue :
- la convection forcée pour laquelle le fluide est mis en mouvement par des forces extérieures non liées aux variations de masse volumique par effet thermique,
- la convection naturelle pour laquelle le fluide est mis en mouvement par des forces extérieures liées aux variations de masse volumique par effet thermique dans le champ de gravité (forces d'Archimède),
- la convection mixte pour laquelle les deux effets précédants coexistent et sont du même ordre.

Une paroi imperméable au transfert de matière est un isolant pour la convection.

Le rayonnement : Le transfert se fait à distance sans contact par rayonnement électromagnétique (infrarouge par exemple). Le transfert peut se réaliser dans le vide sans la présence de matière. Le vide n'est donc pas un isolant pour le rayonnement. Il n'y a pas de transfert de matière. L'exemple caractéristique de ce type de transfert est le rayonnement du Soleil dans l'espace. On peut citer également le système de chauffage dit par radiant.

La loi de Stefan-Boltzmann permet de quantifier ces échanges. La puissance rayonnée par un corps est donnée par la relation :

$$P = \varepsilon S \sigma T^4 \tag{5.4}$$

où $\sigma = 5.6703 \times 10^{-8}\ W.m^{-2}.K^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann, ε est l'émissivité (coefficient sans unité qui vaut 1 pour un corps noir et qui est compris entre 0 et 1 selon l'état de surface du matériau), S est la superficie du corps et T sa température (en Kelvin). Si le corps récepteur réfléchit certaines longueurs d'ondes ou est transparent à d'autres, seules les longueurs d'onde absorbées contribuent à son équilibre thermique. Si par contre le corps récepteur est un corps noir, c'est-à-dire qu'il absorbe tous les rayonnements électromagnétiques, alors tous les rayonnements contribuent à son équilibre thermique.

5.1.2.2 Énergie mécanique, travail

La pression d'un gaz est à l'origine du travail effectué par le gaz, ce qui aboutit au déplacement d'un piston (moteurs thermiques). *Le travail, noté W, est un transfert mécanique d'énergie, c'est à dire un transfert macroscopique d'énergie associé à l'action d'une force.* La pression est donc à l'origine des énergies mécaniques qui sont développées dans les systèmes que l'on étudie. Pour illustrer la notion de travail, on prend un cylindre muni d'un piston et rempli de gaz (Fig.5.1) et on applique une pression P_{ext} sur le piston. En admettant que le déplacement est suffisamment lent pour avoir la pression P du gaz égale à la pression P_{ext}, on démontre que le travail reçu par le gaz au cours de la transformation de 1 à 2 vaut :

$$W_{12} = \int_1^2 dW = \int_{x_1}^{x_2} \vec{F}.d\vec{x} = \int_{x_1}^{x_2} P_{ext} S \vec{n}.d\vec{x} = -\int_{V_1}^{V_2} P_{ext} dV \tag{5.5}$$

où $\vec{n}$ est le vecteur normal à la surface S sur laquelle s'applique la force F. $\vec{n}$ est dirigé vers les x négatifs.

Dans le cas général, la variation du travail s'exprime par :

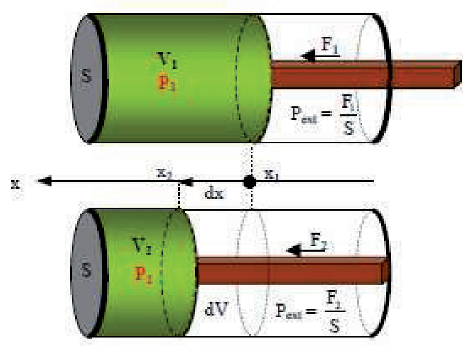

FIG. 5.1 – Travail à fournir pour comprimer un gaz.

$$\boxed{dW = -PdV} \tag{5.6}$$

Le travail, contrairement au volume, à la pression ou à la température n'est pas une fonction d'état, un corps ne possède pas de travail. Le travail peut être moteur ($W > 0$) ou résistant ($W < 0$), moteur si l'énergie est fournie au système (la pompe fournit de l'énergie au fluide), résistant si l'énergie est prise au système (la turbine récupère l'énergie du fluide).

5.1.2.3 Autres énergies, énergie de dissipation, irréversibilité

La chaleur fournie par le travail des forces de viscosité (une partie de l'énergie cinétique qui se dégrade en chaleur par effet visqueux) est appelée dissipation. C'est une forme d'énergie mécanique, qui est reçue sous forme de chaleur par le fluide (donc toujours positive en forme d'énergie thermique). C'est un cas de transfert irréversible.

L'énergie électrique dissipée par effet Joule est un cas particulier de travail des "forces de frottement" des charges électriques lors de leur déplacement dans un matériau (donc toujours positive en forme d'énergie thermique). C'est également un cas de transfert irréversible.

5.2 Énoncé du premier principe de la thermodynamique

5.2.1 Système fermé

La variation d'énergie totale du système fermé notée ΔE_T est égale aux transferts (gains ou pertes) d'énergie de l'extérieur, notés ΔE_{ext}. Le bilan d'énergie s'écrit alors : $\Delta E_T = \Delta E_{ext}$ avec $\Delta E_{ext} = W + Q$. W représente les énergies mécaniques échangées (qui ne se manifestent pas sous forme de chaleur, ce qui exclut la dissipation) et Q représente les énergies thermiques échangées.

Le bilan d'énergie est appelé **premier principe de la thermodynamique**. Il a été énoncé pour la première fois par le médecin et physicien allemand *Robert Von Mayer* en 1845. Il s'écrit :

$$\boxed{\Delta(U + E_p + E_c) = W + Q} \tag{5.7}$$

On rappelle que U est l'énergie interne. Elle est proportionnelle à nkT avec un facteur de proportionnalité qui dépend de la structure moléculaire ($n = 3/2$ pour un gaz parfait monoatomique . . .). E_c est l'énergie cinétique, telle que $E_c = mv^2/2$. E_p est l'énergie potentielle dont dérivent les forces extérieures de volume : $\vec{F_{ext}^{vol}} = -\overrightarrow{grad}(E_p)$.

En mécanique des solides et statique des fluides, on considère que le système est adiabatique, c'est à dire qu'il n'y a aucun échange de chaleur avec l'extérieur ($Q = 0$) et que la variation d'énergie interne est nulle ($\Delta U = 0$). Le premier principe se réduit alors à : $W = \Delta(E_c + E_p)$.

En thermostatique, le système est supposé immobile ($\Delta E_c = 0$) et placé hors de tout champ de forces ($\Delta E_p = 0$). On a alors : $W + Q = \Delta U$.

En système isolé, il n'y a pas d'échange d'énergie avec l'extérieur, alors : $\Delta E_{ext} = \Delta E_T = 0$.

En écriture différentielle, c'est à dire pour des variations élémentaires des énergies, le premier principe de la thermodynamique devient :

$$\boxed{d(U + E_p + E_c) = dW + dQ} \tag{5.8}$$

Les variations élémentaires des énergies sont telles que la variation totale entre les états 1 et 2 s'écrit : $W = \int_1^2 dW$ pour le travail, $Q = \int_1^2 dQ$ pour la chaleur et $\Delta U = U_2 - U_1 = \int_1^2 dU$ pour l'énergie interne . . .

5.2.2 Description des échanges par les puissances en jeu pour un système fermé

On se place dans le cas de la thermostatique instationnaire en écriture différentielle (variations élémentaires à l'instant t). La variation d'énergie totale dE_T se réduit à celle de l'énergie interne. Si on note C la chaleur molaire, on écrit :

$$dE_T = dU = nCdT \tag{5.9}$$

L'échange élémentaire de chaleur se produit par conduction et rayonnement. Le système est supposé fermé, il n'y a pas d'échange par convection. Alors on écrit que les échanges avec l'extérieur dE_{ext} se décomposent en trois termes :

- le système reçoit une énergie Pdt sous la forme d'une puissance P pour le temps élémentaire dt.
- le système échange de l'énergie par conduction $k(T - T_0)dt$ (perte ou gain suivant le signe de $T - T_0$). k est le coefficient de perte par conduction (en $J/(K.s)$), proportionnel à l'écart de température entre la température du corps et la température ambiante.
- le système échange de l'énergie par rayonnement $\varepsilon\sigma S(T^4 - T_0^4)dt$ (perte ou gain suivant le signe de $T - T_0$). ε est la constante caractérisant le rayonnement du corps (corps noir $\varepsilon = 1$) et σ une constante universelle pour le rayonnement des corps, nommée constante universelle de Boltzmann ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ $W/(m^2.K^4)$).

Il vient alors :

$$dE_{ext} = Pdt - k(T - T_0)dt - \varepsilon\sigma S(T^4 - T_0^4)dt \tag{5.10}$$

Le plus souvent les échanges de chaleur se feront soit par conduction, soit par rayonnement, il est rare que les deux effets soient couplés. Le principe de bilan de l'énergie $dE_T = dE_{ext}$ entraîne donc soit $CdT = Pdt - k(T - T_0)dt$ soit $CdT = Pdt - \varepsilon\sigma S(T^4 - T_0^4)dt$.

Remarque : pour $T - T_0 > 0$, le bilan est écrit souvent sous la forme : énergie reçue = énergie stockée + énergie perdue. Cela donne donc soit $Pdt = CdT + k(T - T_0)dt$ soit $Pdt = CdT + \varepsilon\sigma S(T^4 - T_0^4)dt$.

5.2.3 Système ouvert

Il y a échange de matière. L'écoulement d'un fluide permet la convection. Dans le cas général, il faut prendre en compte la variation des énergies cinétique et potentielle du fluide au cours de son déplacement.

5.2.3.1 Bilan d'énergie thermique, sans échange de travail

Fluide en écoulement stationnaire sans changement d'état : Il s'agit des liquides ou des gaz. Soit une masse dm de fluide que l'on suit dans son déplacement dans une conduite. À l'instant initial noté 1, elle est repérée par l'abcisse x_1 et à l'état final par l'abcisse x_2 (Fig.5.2).

L'écoulement est stationnaire donc $dm_1 = dm_2 = dm$. Le fluide n'échange aucun travail avec l'extérieur. Les énergies cinétique et potentielle sont négligées. La quantité de chaleur échangée par apport de chaleur à la paroi est pour cette masse dm :

$$\boxed{dQ = dU = dm.c(\theta_2 - \theta_1)} \tag{5.11}$$

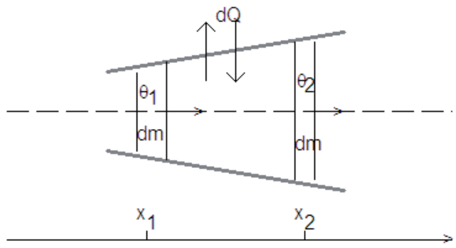

FIG. 5.2 –

$q_m = dm/dt$ (en kg/s) est le débit massique. En écoulement stationnaire, on a : $q_m = \rho_1 A_1 v_1 = \rho_2 A_2 v_2 = Cte$. L'équation (5.11) devient :

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dm.c(\theta_2 - \theta_1)}{dt} \tag{5.12}$$

On en déduit la puissance échangée P (en Joule par seconde J/s ou Watts W). D'après la relation $dQ = P.dt$, on obtient :

$$\boxed{P = q_m c(\theta_2 - \theta_1)} \tag{5.13}$$

Fluide en écoulement stationnaire avec changement d'état complet : Il s'agit des changements d'état liquide - gaz. Il faut prendre en compte l'énergie nécessaire au changement d'état de la masse élémentaire dm, soit $L.dm$. Alors en négligeant les énergies cinétique et potentielle, on a :

$$dQ = dU = dm[c(\theta_2 - \theta_1) \pm L] \tag{5.14}$$
$$P = q_m[c(\theta_2 - \theta_1) \pm L] \tag{5.15}$$

Pour une vaporisation, le signe est $+$ puisque le fluide reçoit de la chaleur, alors que pour une liquéfaction le signe est $-$ puisque le fluide perd de la chaleur.

Remarque : l'expression précédente est donnée pour une vaporisation totale. Si la température finale est la température de vaporisation du liquide, à l'état final, il peut subsister une masse dm' de liquide non vaporisé. Alors, il vient :

$$\boxed{dQ = dU = dm.c(\theta_2 - \theta_1) \pm L(dm - dm')} \tag{5.16}$$

5.2.3.2 Détente de Joule-Thomson ou Joule-Kelvin

La détente de Joule-Thomson est une détente lente d'un gaz dans une conduite. On force le gaz à s'écouler lentement le long d'un tuyau qui est obstrué en son milieu par un obstacle (bouchon poreux, verre fritté, coton, robinet à pointeau ...). Les parois de la conduite sont rigides et adiabatiques. La pression P_1 en amont du tampon (Fig.5.3) est plus forte que la pression P_2 en aval, à cause des forces de frottement qui ralentissent l'écoulement. On fait l'hypothèse que l'écoulement est suffisament lent pour que les pressions P_1 et P_2 et les températures T_1 et T_2 sont uniformes depart et d'autre du bouchon. On suppose également que l'écoulement est stationnaire.

Pour faire un bilan énergétique de la détente de Joule-Thomson, il faut appliquer le premier principe. Celui-ci ne s'appliquant que pour des systèmes fermés, on choisit une surface de contrôle, délimitant le système, qui accompagne la matière lors de son déplacement dans le tuyau. On a ainsi :

- La variation d'énergie interne s'écrit : $\Delta U = U_2 - U_1$.
- Les forces de pression en amont exercent un travail de poussée W_p sur le système. De même, les forces de pression en aval exercent un travail de détente W_d. On appelle *travail de transvasement* W' la somme de ces deux travaux : $W' = W_p + W_d$, avec $W_p = P_1 V_1$ et $W_d = -P_2 V_2$. V_1 et V_2 sont les volumes amont et aval contenant la masse de gaz m dans les états (P_1,T_1) et (P_2,T_2) respectivement.

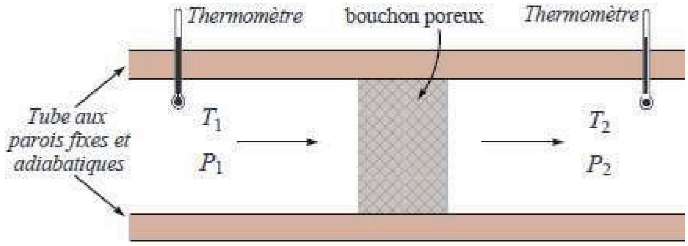

FIG. 5.3 – Dispositif pour mettre en évidence la détente de Joule-Thomson.

Le tuyau étant calorifugé, le premier principe se réduit à :

$$\Delta U = W' \Rightarrow U_2 - U_1 = P_1V_1 - P_2V_2 \tag{5.17}$$
$$\Rightarrow \underbrace{U_2 + P_2V_2}_{H_2} = \underbrace{U_1 + P_1V_1}_{H_1} \tag{5.18}$$

Cela nous permet d'introduire une nouvelle fonction d'état, l''*enthalpie*, sur laquelle nous reviendrons par la suite. Elle se note H et est définie par : $H = U + PV$. Pour la détente de Joule-Thomson, on a donc :

$$\boxed{H_1 = H_2} \tag{5.19}$$

La détente de Joule-Thomson est une détente adiabatique, irréversible (présence de frottements) et isenthalpique (enthalpie constante). Elle est à la base de nombreuses applications comme les détendeurs des bouteilles de gaz ou les détendeurs des réfrigérateurs et climatiseurs.

On dira d'un fluide qu'il suit la la deuxième loi de Joule lorsqu'il ne subit aucune variation de température lors d'une détente de Joule-Thomson. *Un gaz est dit parfait s'il obéit à la première loi de Joule (U ne dépend que de T) et à la seconde loi de Joule (H ne dépend que de T).*

5.2.3.3 Cas général, l'enthalpie

Dans le cas général, il faut prendre en compte la machine (pompe, ventilateur ou compresseur) apportant l'énergie nécessaire au déplacement du fluide, le travail est apporté par la machine au fluide, il est donc positif. Si la machine soutire de l'énergie du déplacement du fluide (moteur, turbine), le travail est négatif. Les énergies cinétique et potentielle ne sont plus négligées : l'énergie cinétique est importante pour un jet moteur, l'énergie potentielle est importante pour élever un liquide du puisage jusqu'au réservoir. Dans le cas d'une turbine, l'altitude de la retenue d'eau donne l'énergie réservoir (énergie potentielle) utile.

Le premier principe est écrit sous la forme générale :

$$\Delta U + \Delta E_p + \Delta E_c = W + Q \tag{5.20}$$

Le rôle de la machine est de transférer le liquide de x_1 à x_2 en le faisant passer de l'état (P_1, V_1) à l'état (P_2, V_2). L'énergie nécessaire à ce transfert, appelée travail de transvasement, est donc : $\Delta(PV) = P_2V_2 - P_1V_1$. Le travail échangé s'écrit en grandeurs élémentaires :

$$dW = -PdV = -d(PV) + VdP \tag{5.21}$$

En remplaçant dans la formulation en variations élémentaires du premier principe, il vient :

$$VdP + dQ = d(U + PV) + dE_c + dE_p \tag{5.22}$$

Cette écriture permet de définir le travail échangé avec les parties mobiles de la machine ou travail technique (Fig.5.4) :

$$\boxed{dW' = VdP} \tag{5.23}$$

On définit également la grandeur thermodynamique appelée enthalpie du fluide :

$$\boxed{H = U + PV} \tag{5.24}$$

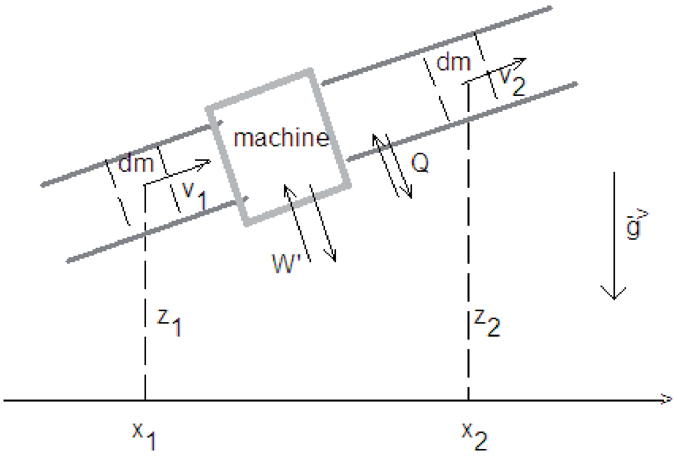

Fig. 5.4 –

Le premier principe de la thermodynamique devient alors en écriture enthalpique :

$$\boxed{dW' + dQ = d(H + E_c + E_p)} \tag{5.25}$$

Cela devient entre un état 1 et un état 2 :

$$H_2 + \frac{1}{2}mv_2^2 + mgz_2 = H_1 + \frac{1}{2}mv_1^2 + mgz_1 + W' + Q \tag{5.26}$$

Remarque : Cette écriture permet de vérifier que l'équation de Bernoulli utilisée en mécanique des fluides n'est en fait rien d'autre qu'un bilan d'énergies (et non de forces) correspondant au premier principe de la thermodynamique. En effet, si l'écoulement est stationnaire et si le fluide est incompressible (même volume $V_2 = V_1 = V$) et isotherme (même énergie interne $U_2 = U_1$), les forces extérieures dérivant d'un potentiel, on obtient, en divisant l'équation (5.26) par V, l'équation de Bernoulli dite généralisée :

$$P_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho g z_2 = P_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho g z_1 + \frac{W'}{V} + \frac{Q}{V} \tag{5.27}$$

avec $\rho = m/V$ la masse volumique. W' est bien l'échange d'énergie avec la machine (pompe ou turbine) et Q la dissipation d'énergie en chaleur due à la viscosité (dite perte de charge singulière ou régulière quand l'équation est écrite en dimension de charge, ie en hauteur de liquide).

On peut introduire le débit massique pour introduire les puissances échangées. On note h l'enthalpie par unité de masse. L'équation (5.26) devient :

$$q_m(h_2 + \frac{1}{2}v_2^2 + gz_2) = q_m(h_1 + \frac{1}{2}v_1^2 + gz_1) + P_{W'} + P_Q \tag{5.28}$$

$P_{W'}$ et P_Q sont respectivement les puissances mécanique et thermique échangées avec l'extérieur.