- tout d'abord, la masse fluide doit être parfaitement homogène, c'est-à-dire assimilable à une phase ;
- ensuite, on a supposé qu'il n'y avait pas d'irréversibilité à l'intérieur ou aux limites de la masse fluide. S'il y en a, la relation devient :
-

$\delta Q < c_p \, dT + h \, dP$ On posera alors :

$$\delta Q = c_p \, dT + h \, dP - \delta\pi \qquad (2.2.6)$$

$\delta\pi$, terme essentiellement positif, a une signification physique très simple : c'est la chaleur dégagée par les frottements mécaniques au sein du fluide. Bien qu'elle en diffère profondément, elle produit le même effet qu'une chaleur reçue de l'extérieur. Son sens sera précisé lors de la présentation du deuxième principe de la thermodynamique (section 2.4).

Par convention donc, nous noterons δQ la chaleur échangée avec l'extérieur, et comptée positivement si elle est reçue par le système, et $\delta\pi$ la chaleur dissipée en interne par les frottements s'il y en a. En pratique, il importe de bien distinguer ces deux formes de chaleur, faute de quoi de graves erreurs de raisonnement peuvent être faites. En particulier, les transformations sans échange de chaleur avec l'extérieur, appelées adiabatiques, sont telles que $\delta Q = 0$, qu'elles soient ou non le siège d'irréversibilités, c'est-à-dire que $\delta\pi$ soit nul ou non.

2.3 PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

Maintenant que nous avons établi les expressions permettant de calculer les échanges d'énergie mécanique et thermique d'une masse fluide avec son environnement, nous pouvons faire un rappel du premier principe de la thermodynamique. Selon l'usage, nous commencerons par son expression pour les systèmes fermés, bien connue de tous, et nous la généraliserons pour les systèmes ouverts.

Le premier principe, connu aussi sous le nom de principe de l'équivalence ou principe de la conservation de l'énergie, exprime que l'énergie contenue dans un système isolé ou qui évolue selon un cycle fermé reste constante, quelles que soient les transformations qu'il subit. Les différentes formes que peut prendre l'énergie d'un système : énergie mécanique, énergie calorifique, énergie potentielle, énergie cinétique… sont toutes équivalentes entre elles au sens du premier principe.

2.3.1 DÉFINITION DE L'ÉNERGIE INTERNE U (SYSTÈMES FERMÉS)

A tout système physique fermé est attaché un scalaire U, fonction des seules variables d'état, et tel qu'on a en toute transformation réelle :

$$\Delta U + \Delta K = W + Q \qquad (2.3.1\ )$$

K étant l'énergie cinétique du système, W le travail des forces externes, exprimé pour la masse totale du système et donné par la relation (2.3.4) $W = W_A + W_v$, et Q la quantité de chaleur échangée par le système avec l'extérieur pendant la transformation considérée.

U est une grandeur extensive appelée **l'énergie interne** du système, U + K est parfois appelée son **énergie totale**. Pour une phase de masse m, U = m u, u étant l'énergie interne massique.

La signature n'a pas été vérifiée.
Copyright 2001-2005 Gicquel Renaud
Signature numérique de Copyright 2001-2005 Gicquel Renaud
ID : cn=Copyright 2001-2005 Gicquel Renaud, c=FR
Date : 2005.07.23 08:46:01 +02'00'

Rappelons que les variables d'état qui définissent, dans le cas le plus général, un système physique, appartiennent à quatre grandes catégories, dont seules les deux premières seront à considérer dans la plupart des applications que nous aurons à traiter ; la troisième ne sera utilisée que pour les mélanges de fluides et les réactions de combustion ; quant à la quatrième, elle n'interviendra pas dans le cadre de cet ouvrage :

- les variables mécaniques, de position ou de déformation ;
- la température ;
- les variables chimiques ;
- les variables électriques.

On notera que de nombreux auteurs distinguent dans l'expression du premier principe le travail de la pesanteur (W_v) et celui des forces de pression (W_A), et l'expriment donc sous la forme équivalente :

$$\Delta U + \Delta K + mg\Delta z = W_A + Q$$

Pour un volume de contrôle infiniment petit, l'équation (2.3.1) devient :

$$dU + dK = \delta W + \delta Q \qquad (2.3.2)$$

Physiquement, le premier principe découle de la mise en évidence expérimentale du fait que, quelles que soient les transformations subies par un système donné, la somme W + Q ne dépend que de l'état initial et de l'état final. Il en résulte donc que W + Q est une fonction d'état du système.

Mathématiquement, le premier principe indique que, alors que δW et δQ ne sont pas des différentielles exactes, leur somme en est une, et qu'elle est égale à la somme des variations de l'énergie cinétique et d'une fonction d'état, l'énergie interne.

2.3.2 APPLICATION À UNE MASSE FLUIDE

Nous verrons plus loin que, dans le cas d'une phase fluide simple, l'état physique du système, exprimé en grandeurs massiques, est caractérisé par les variables P, v, T, reliées entre elles par l'équation d'état. u est donc fonction de ces variables, ou plus précisément de deux d'entre elles.

Appliquons le premier principe à une transformation réversible infiniment petite du fluide, en négligeant l'action de la pesanteur. Au cours d'une telle transformation, l'énergie cinétique reste constamment nulle, ce qui implique dK = 0. Par ailleurs $\delta W = - Pdv$, et δQ s'exprime sous la forme :

$$\delta Q = du + Pdv \qquad (2.3.3)$$

Par identification avec l'équation calorimétrique (2.2.5), on retrouve bien :

$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$, qui est souvent utilisée comme définition de c_v.

L'équation précédente montre que, pour un échauffement à volume constant, sans frottements mécaniques, la chaleur échangée avec l'extérieur est égale à la variation d'énergie interne du fluide :

$$Q_1^2 = u_2 - u_1$$

Cette relation est à la base des déterminations calorimétriques de u.

2.3.3 TRAVAIL FOURNI, TRAVAIL UTILE τ

Les opérations industrielles se déroulent généralement en continu, chaque composant (turbine, pompe, vanne...) recevant et évacuant de la matière en permanence. Lorsque, comme c'est souvent le cas, leurs conditions de fonctionnement sont stabilisées, éventuellement de manière périodique, on parle de "régime permanent" ou de "régime stationnaire". Comme nous l'avons indiqué précédemment, le calcul de ces appareils doit être fait en système ouvert, et l'expression précédente, valable uniquement en système fermé, doit être généralisée.

Le principe du raisonnement consiste à suivre l'évolution d'un volume de contrôle fermé, et à calculer le travail des forces externes sur l'ensemble de ses frontières, en distinguant les sections de passage des fluides, les parois fixes, qui bien évidemment ne produisent ni ne reçoivent aucun travail, et les parois mobiles, au niveau desquelles s'exerce un certain travail τ que l'on appelle "travail utile".

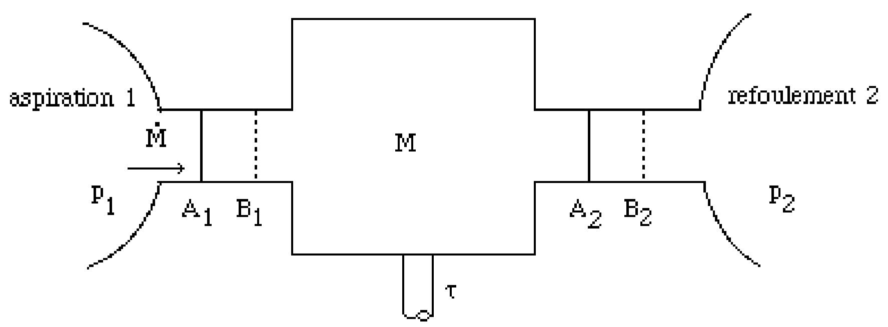

Figure 2.3.1 : Machine en régime périodique

Dans le cas le plus fréquent (figure 2.3.1), on peut supposer que le composant fonctionne entre deux enceintes de grandes dimensions, où le fluide est en équilibre. Les états amont (1) et aval (2) sont définis par leurs pressions et leurs températures supposées uniformes malgré les prélèvements et les apports dus à l'aspiration et au refoulement. Par exemple, un compresseur de turbine à gaz aspire dans l'atmosphère et refoule dans la chambre de combustion où règne une pression sensiblement uniforme.

Dans son passage de (1) à (2), chaque unité de masse de fluide reçoit, de la part des parois mobiles, le travail utile τ, dont la connaissance est fondamentale, puisque son produit par le débit-masse m, donne la puissance mise en jeu (aux pertes mécaniques près dans les paliers et organes de transmission).

On peut facilement démontrer que, par unité de masse, un composant réalisant une transformation quelconque fournit un travail τ algébriquement égal au travail W_A des forces de pression calculées en système fermé, augmenté du travail de transvasement, c'est-à-dire de la variation du produit Pv :

$$\tau = W_A + P_2v_2 - P_1v_1 = W_A + \Delta(Pv) \qquad (2.3.4)$$

En général, $P_2v_2 - P_1v_1 \neq 0$, et τ diffère de W_A.

2.3.3.1 Démonstration

La machine, traversée par un débit $\dot{m}$, fonctionne en régime non permanent, mais périodique, c'est-à-dire que l'ensemble de ses composants, y compris la masse fluide qui s'y trouve, se retrouve périodiquement dans le même état (on notera que le régime permanent se déduit du régime périodique en faisant tendre vers 0 la période considérée). Considérons le système fermé constitué de la masse fluide comprise à l'état initial dans le volume de contrôle limité par les parois fixes et mobiles et par les sections A_1 et A_2 situées respectivement dans les enceintes d'entrée et de sortie.

Au bout d'une période dt, ce volume de contrôle s'est déplacé et est maintenant limité par les sections B_1 et B_2, supposées elles aussi dans les enceintes d'entrée et de sortie. La machine a été traversée par la masse $\dot{m}$ dt de fluide, masse commune des tranches A_1B_1 et A_2B_2 (conservation du débit-masse), et a exercé sur le fluide le travail $\tau\, \dot{m}\, dt$ (par définition).

Le travail des forces externes $W\, \dot{m}\, dt$ est égal à la somme du travail de la pesanteur et des travaux des forces de pression exercées sur les différentes frontières de la machine, au nombre de quatre : A_1, A_2, les parois mobiles et les parois fixes.

Sur ces dernières, $\delta W_{A4} = 0$.

Sur A_1, un raisonnement analogue à celui de la section 2.2.1 (la machine ne peut être assimilée à une phase unique) montrerait que :

$$\delta W_{A1} = - P_1\, dV_1 = - P_1\, (-\dot{m}\, dt)\, v_1 = P_1\, v_1\, \dot{m}\, dt$$

Sur A_2, de la même manière, $\delta W_{A2} = - P_2 v_2\, \dot{m}\, dt$.

Par définition, le travail utile est celui des forces de pression sur les parois mobiles, $\tau\, \dot{m}\, dt = \delta W_{A3}$

On a donc :

$$\delta W = \delta W_A + dW_v = \delta W_{A1} + \delta W_{A2} + \delta W_{A3} + \delta W_{A4} + dW_v$$

$$\delta W = W\, dt = P_1\, v_1\, \dot{m}\, dt - P_2 v_2\, \dot{m}\, dt + \tau\, \dot{m}\, dt + dW_v$$

$$\tau = W_A + P_2 v_2 - P_1 v_1 = W_A + \Delta\, (Pv)$$

Cette notion de travail utile est loin d'être triviale. Sur le plan pratique cependant, elle ne pose pas de problème particulier : dans toutes les compressions et détentes en système ouvert, c'est le travail utile qui devra être considéré dans les calculs.

Nous verrons plus loin apparaître une autre notion, celle d'énergie utile, employée pour la distinguer de l'énergie payante dans le calcul de l'efficacité des machines. Bien que le terme "utile" soit le même, il s'agit de deux notions très différentes. Sans doute le terme anglais pour désigner τ, "shaft work", prête-t-il moins à confusion.

On remarquera que, dans la démonstration précédente, nous n'avons fait aucune hypothèse restrictive sur la nature des transformations dans la machine proprement dite. Nous avons simplement admis que la pression était uniforme et constante dans la suite des temps à l'entrée et à la sortie de la machine. La relation obtenue s'applique donc sous cette seule condition, quelles que soient les transformations intermédiaires, qu'elles soient réversibles ou non.

2.3.3.2 Cas particulier d'une transformation réversible

Si la transformation est réversible, $W_A = -\int_1^2 P dv$

$$\tau = -\int_1^2 P dv + P_2 v_2 - P_1 v_1$$

On reconnaît l'expression de l'intégration par partie, d'où :

$$\tau = \int_1^2 v dP \qquad (2.3.5)$$

L'ensemble de ces relations est susceptible d'une représentation graphique dans le diagramme de Clapeyron, qui correspond au plan (v,P), v en abscisse, P en ordonnée (figure 2.3.2). L'aire située entre la courbe $1 \rightarrow 2$ représentant la transformation et l'axe des abscisses est égale à l'opposé du travail des forces extérieures W_A, tandis que l'aire comprise entre cette courbe et l'axe des ordonnées est égale au travail utile τ.

On notera que ces surfaces dépendent du tracé de la courbe $1 \rightarrow 2$, et donc que la seule connaissance des états initial et final ne suffit pas à déterminer W_A et τ.

Mathématiquement, ce fait important résulte de ce que les expressions différentielles -Pdv et vdP ne sont pas des différentielles exactes. Physiquement, il s'explique par l'intervention d'une forme d'énergie autre que le travail mécanique, à savoir l'énergie thermique.

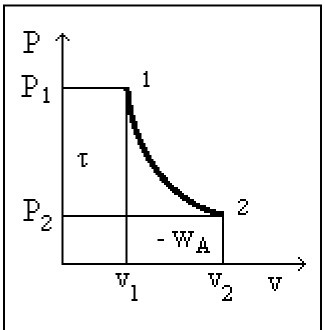

Figure 2.3.2

Si deux transformations réversibles différentes partant du même état initial 1 et aboutissant au même état final 2 ne correspondent pas au même travail utile, cela tient à ce que le fluide n'échange pas la même quantité de chaleur avec l'extérieur au cours de ces deux transformations.

C'est pour cette raison que nous notons les formes différentielles avec un petit δ (δW_A, $\delta\tau$) et les différentielles exactes par d.

2.3.4 TRAVAIL UTILE ET ENTHALPIE (SYSTÈMES OUVERTS)

Reprenons l'équation (2.3.1) et exprimons-la en fonction de τ et non plus de W, pour la masse totale du système. Il vient :

$\Delta U + \Delta K = W + Q = W_A + W_v + Q = \tau - \Delta(PV) - mg\Delta z + Q$ qui peut s'écrire :

$$\Delta(U + PV) + \Delta K + mg\Delta z = \tau + Q$$

Appelons **enthalpie** la fonction d'état $H = U + PV$ et enthalpie massique la fonction $h = u + Pv$.

L'expression enthalpique du premier principe s'écrit donc en variables massiques (on notera que K, τ et Q sont dorénavant exprimés en grandeurs massiques) :

$$\Delta h + \Delta K + g\Delta z = \tau + Q \qquad (2.3.6)$$

Pour un volume de contrôle infiniment petit, cette équation devient :

$$dh + dK + gdz = \delta\tau + \delta Q \qquad (2.3.7)$$

En transposant le raisonnement de la section 2.3.2, on trouve que l'équation calorimétrique se met sous la forme :

$$\delta Q = dh - vdP \qquad (2.3.8)$$

et que $c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_P$, qui est souvent utilisée comme définition de c_p.

2.3.5 ÉTABLISSEMENT DES BILANS ENTHALPIQUES

Nous avons vu que, dans les processus industriels, les opérations se déroulent généralement en continu, c'est-à-dire en système ouvert. Ce sont donc les expressions enthalpiques du premier principe qui s'appliquent le plus souvent.

Bien que celui-ci soit connu de tous ou presque, l'expérience prouve que sa mise en application peut poser quelques difficultés. Il ne s'agit pourtant que d'être capable d'appliquer la loi de conservation des grandeurs énergétiques extensives (travail utile, chaleur échangée avec l'extérieur Q, débit d'enthalpie du ou des fluides mis en jeu) à un volume de contrôle bien choisi, qui le plus souvent n'est autre que le système délimité par les frontières du composant étudié. Compte tenu du premier principe, l'enthalpie est une grandeur conservative, et l'équation (2.1.1) se simplifie, les termes de génération et de consommation disparaissant, pour devenir :

$$\{\text{accumulation, dans le volume, de contrôle}\} = \{\text{transport, entrant par, la surface}\} - \{\text{transport, sortant par, la surface}\} + \{\text{transfert, à, la surface}\}$$

Si l'on fait l'hypothèse que le régime est permanent, ce qui est le plus souvent le cas, il n'y a pas d'accumulation nette dans le volume de contrôle, et cette équation se résume à :

$$\{\text{transport, entrant par, la surface}\} - \{\text{transport, sortant par, la surface}\} + \{\text{transfert, à, la surface}\} = 0$$

Dans la plupart des cas, établir le bilan enthalpique demande ainsi seulement de comptabiliser les flux aux frontières de chaleur, de travail utile et d'enthalpie.

Examinons à titre d'exemple le cas d'un turbocompresseur adiabatique de turbine à gaz, qui sera calculé plus en détail dans la section 6.3, aspirant de l'air dans l'atmosphère au repos, et débitant dans la chambre de combustion de la machine.

Le volume de contrôle correspond dans ce cas à la géométrie du compresseur, délimité en amont et en aval par ses brides de raccordement.

Le bilan massique est très simple à établir, car, en notant d'un indice 1 l'entrée dans le compresseur, et 2 la sortie :

$\dot{m}_2 = \dot{m}_1$ en régime permanent

La machine étant adiabatique, il n'y a pas d'échange de chaleur avec l'extérieur, et donc Q = 0. A l'aspiration comme au refoulement, la vitesse de l'air est faible, et son énergie cinétique négligeable. Le bilan enthalpique de cette machine est particulièrement simple : $\Delta h = \tau$. L'enthalpie communiquée au fluide est égale au travail reçu sur l'arbre.

Si le compresseur est refroidi, le bilan se complique un peu. Si la chaleur échangée avec l'extérieur est $Q < 0$, on a : $\Delta h = \tau + Q$. L'enthalpie communiquée au fluide est égale (en valeur absolue) à la différence entre le travail reçu sur l'arbre et la chaleur extraite.

Considérons maintenant un exemple un peu plus complexe, relatif aux systèmes fermés. Il s'agit de la combustion dans un moteur diesel, modélisée comme étant la succession de deux combustions élémentaires (cycle dit mixte) : en premier lieu à volume constant, ensuite à pression constante.

Le bilan massique est cette fois un peu plus compliqué, m_c étant la masse de combustible injecté pendant chaque phase de la combustion :

$m_2 = m_1 + m_c$

Le volume de contrôle est dans ce cas l'ensemble cylindre, culasse et piston. Le moteur étant refroidi par de l'eau, les combustions ne sont pas adiabatiques.

La première phase de combustion ayant lieu à volume constant, elle ne met en jeu aucun travail (W = 0), et le bilan énergétique devrait ici s'écrire $\Sigma\, \Delta U_i = Q$, la sommation étant effectuée sur toutes les espèces présentes, supposées être des gaz idéaux. Une première difficulté existe ici, car cette équation suppose que le calcul de l'énergie interne des gaz présents dans la chambre soit fait en tenant compte de l'avancement de la réaction de combustion, c'est-à-dire en considérant l'évolution des variables chimiques.

Cepandant il est très rare dans la pratique industrielle que l'on opère ainsi : l'énergie interne (ou l'enthalpie) d'un gaz idéal est généralement définie par rapport à la référence standard de 1 bar et 298 K, pour une composition donnée (voir paragraphe 4.6.4.2).

Pour tourner cette difficulté, on a coutume, bien que cela soit formellement en contradiction avec le premier principe, de réintroduire un peu artificiellement dans les équations de bilan un terme de génération d'énergie dans le volume, qui correspond à la chaleur Q_r (> 0) libérée par la réaction de combustion. Comme nous l'avons indiqué en début de chapitre, cette manière de faire nous permet de ne pas tenir compte des variables chimiques, et donc de sensiblement simplifier le formalisme.

Pour la phase de combustion à pression constante, le piston est en mouvement et produit un certain travail utile W qu'il faut aussi introduire dans le bilan. Nous donnerons dans la section consacrée à la combustion quelques indications sur la manière dont ces calculs peuvent être menés.

2.3.6 APPLICATION AUX PROCESSUS INDUSTRIELS

C étant la vitesse du fluide, le premier principe appliqué à un composant traversé par un débit unitaire de fluide s'exprime, en unités massiques, sous la forme :

$$\tau + Q = h_2 - h_1 + \Delta K + g\, \Delta z = h_2 - h_1 + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} \qquad (2.3.9)$$

Nous avons déjà indiqué que, pour la plupart des machines thermiques, le terme $g\Delta z$ est négligeable. Dans de nombreux cas, la variation d'énergie cinétique reste faible vis à vis des autres variations (sauf bien entendu dans des cas spéciaux tels que les réacteurs d'avion, certains aubages de turbomachines ou organes de détente).

Dans ces conditions, la somme du travail reçu ou fourni et de la chaleur échangée avec l'extérieur par le composant est égale à la variation d'enthalpie du fluide qui le traverse.

Cette relation fondamentale explique pourquoi, dans les appareils industriels, il est pratiquement impossible de mettre en œuvre à la fois une forte puissance mécanique et un flux calorifique important.

- Les composants appelés à transférer de la chaleur d'un fluide à un autre nécessitent de grandes surfaces d'échange, les flux thermiques leur étant proportionnels. Des considérations techniques et économiques amènent à adopter des dispositifs purement statiques. Par exemple, de grands faisceaux de tubes en parallèle, parcourus intérieurement par un fluide pendant que l'autre circule à l'extérieur. τ est alors nul en raison de l'absence de parois mobiles.
- Les machines réalisant la compression ou la détente d'un fluide ont une conception très compacte pour des raisons de poids, d'encombrement et de coût. Pour les mêmes raisons, elles tournent très vite (plusieurs milliers de tours par minute). Chaque parcelle de fluide y séjourne très peu de temps. Par ailleurs les coefficients d'échange thermique des gaz ont des valeurs faibles. Les courts temps de séjour, les petites surfaces de contact fluide-paroi, et les faibles coefficients d'échange font que l'échange de chaleur est minime et que le fonctionnement de ces machines est pratiquement adiabatique.
- Il existe une classe d'appareils où τ et Q sont nuls tous les deux : ce sont les détendeurs statiques tels que vannes, filtres... La transformation correspondante s'appelle un "laminage" isenthalpique.

En résumé, l'application de (2.3.9) conduit aux conclusions suivantes :

- dans un échangeur de chaleur, la chaleur Q cédée ou fournie par un fluide à l'autre est égale à sa variation d'enthalpie Δh ;
- dans une machine adiabatique, le travail utile τ est égal à la variation d'enthalpie du fluide Δh ;
- un laminage conserve l'enthalpie ($\Delta h = 0$).

Pour le calcul des transformations, ces conclusions sont très importantes en pratique puisqu'elles indiquent que dans la plupart des composants des machines industrielles, les échanges thermiques et mécaniques sont découplés. Elles expliquent aussi pourquoi l'enthalpie est une fonction d'état très utilisée dans les transformations en système ouvert : la variation d'enthalpie du fluide correspond selon les cas à l'énergie mécanique ou thermique mise en jeu.

2.4 DEUXIÈME PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

Le premier principe postule l'équivalence des différentes formes d'énergie, mais il ne permet pas de prendre en compte un fait expérimental essentiel, qui est que, lorsqu'un système interagit avec son environnement, les transformations d'énergie qu'il subit ne peuvent s'effectuer que dans un sens privilégié, que l'on ne peut inverser sans modifier qualitativement le système.

Ainsi, la chaleur s'écoule naturellement d'un corps à température élevée vers un corps à basse température, mais l'inverse ne peut être réalisé qu'en utilisant une