
11 Compléments théoriques

11.1 Echanges de chaleur avec l'extérieur

Dans la première partie, nous avons indiqué que la chaleur échangée par un système avec l'extérieur est donnée, pour une transformation infinitésimale, par l'expression suivante :

$$\delta Q = C_p dT - v dP$$

Elle exprime un fait expérimental essentiel, base de la thermodynamique des fluides compressibles : la chaleur δQ échangée avec l'extérieur est une fonction linéaire de l'état thermodynamique du système.

Cette équation n'est cependant valable que s'il n'y a pas d'irréversibilité à l'intérieur ou aux limites de la masse fluide. S'il y en a, la relation devient :

$$\delta Q < C_p dT - v dP$$

On pose alors

$$\delta Q = C_p dT - v dP - \delta \pi$$

$\delta \pi$, terme essentiellement positif, a une signification physique très simple : c'est la chaleur dégagée par les frottements mécaniques au sein du fluide. Une interprétation directe pour un échauffement isobare est que l'élévation dT de la température du fluide est supérieure à $\delta Q/C_p$ du fait des irréversibilités.

Bien qu'elle diffère profondément d'une chaleur reçue de l'extérieur, elle modifie l'état thermodynamique du système de la même manière.

δQ est la **chaleur échangée avec l'extérieur**, comptée positivement si elle est reçue par le système et négativement sinon, et $\delta \pi$ la **chaleur dissipée en interne par les frottements et les chocs** s'il y en a. Elle est toujours positive ou nulle.

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.

11.2 Introduction de l'entropie

Dans la première partie, nous avons souligné l'importance qu'ont en pratique les évolutions de référence qui correspondent aux transformations que subiraient les fluides dans des machines parfaites.

Nous avons notamment montré que, pour les compresseurs et les turbines, c'est l'adiabatique réversible qui est l'évolution de référence, la loi correspondante, pour un gaz parfait, étant donnée par la relation $Pv^\gamma = \text{Cste}$, avec $\gamma = C_p/C_v$.

Elle s'établit en résolvant l'équation différentielle $\delta Q = 0 = C_p dT - v dP$, ce qui se fait assez simplement en remplaçant v par rT/P .

Modéliser et simuler les technologies énergétiques (extraits résumés)

Compte tenu de l'importance de cette loi, il est intéressant d'essayer de la généraliser, afin de trouver une formulation qui soit valable d'une part pour tous les fluides et non pas les seuls gaz parfaits, et d'autre part pour toutes les transformations, qu'elles mettent ou non en jeu des irréversibilités.

Reprenons l'expression :

$$\delta Q = C_p dT - v dP - \delta \pi$$

qui s'écrit aussi :

$$\delta Q + \delta \pi = C_p dT - v dP$$

Cette équation est une forme différentielle et non pas une différentielle totale. On appelle facteur intégrant I une expression par laquelle on multiplie une forme différentielle pour la transformer en différentielle totale.

On peut montrer que, dans le cas général comme pour un gaz parfait, $1/T$ est l'un des facteurs intégrant les plus simples. Pour le gaz parfait, cette expression s'intègre sous la forme :

$$s = s_0 + c_p \ln \frac{T}{T_0} - r \ln \frac{P}{P_0}$$

Comme on le voit, la fonction s est une des fonctions d'état les plus proches formellement de l'équation calorimétrique fournissant la chaleur échangée par un système avec son environnement, puisqu'elle s'en déduit en utilisant comme facteur intégrant $I = 1/T$. On l'appelle **entropie du système**.

Dans les diagrammes ($h, \ln(P)$) que nous avons présentés dans la première partie, les courbes d'iso-valeurs des adiabatiques réversibles sont celles pour lesquelles $ds = 0$. On les appelle des **isentropiques**.

La notion d'entropie est ainsi introduite de manière naturelle, l'entropie étant la fonction d'état la plus proche de la chaleur. Rien ne prouve cependant dans cette approche que cette notion garde sa pertinence pour des gaz non parfaits. La définition que nous allons en donner en énonçant le deuxième principe, plus axiomatique, permet de retrouver les propriétés des gaz parfaits comme cas particulier de la théorie générale.