

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire



وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

جامعة وهران 2 محمد بن أحمد

Université d'Oran 2 Mohamed Ben Ahmed

معهد الصيانة والأمن الصناعي

Institut de Maintenance et de Sécurité Industrielle

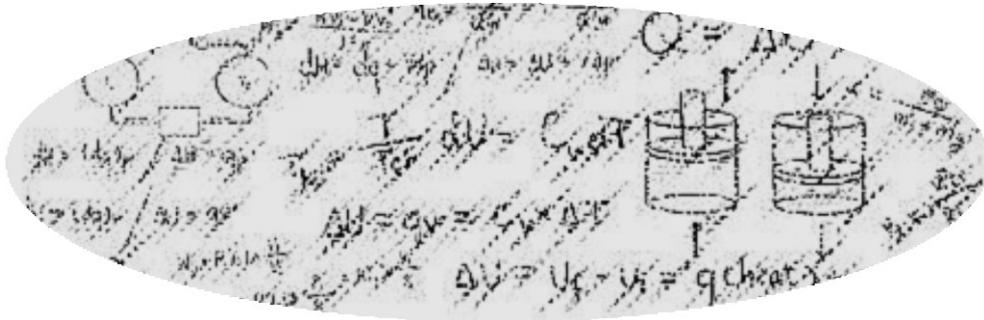
Cours de

Thermodynamique

Equilibre Thermique & Mécanique

(Etudiants en Graduation)

Auteur: Dr. Mohamed Zouhir Dar Ramdane



2016-2017

Préface

Après avoir étudié la thermodynamique du point de vue équilibre chimique dans votre première année de graduation, nous vous présentons dans ce cours la deuxième partie qui comprend l'équilibre mécanique et thermique, où nous traitons les principes de base qui régissent ces deux équilibres, en commençant avec une introduction des concepts fondamentaux, puis la première loi avec l'analyse des systèmes fermés ainsi que les volumes de contrôles, ensuite la deuxième loi et ses corollaires et enfin les propriétés des substances pures.

Le cours est destiné aux étudiants de graduation. À la fin de ce cours, l'étudiant sera capable de prédire les différents comportements d'une substance lorsqu'elle est soumise à des diverses conditions.

Contenu du cours

I. Introduction et Concepts Fondamentaux

- Introduction
- Définition du Système Thermodynamique
- Propriétés d'un Système Thermodynamique
- Loi Zéro et Concepts de Base
- Transformation Thermodynamique et Cycle
- Travail et Chaleur
- Equations d'État

II. Première Loi de la Thermodynamique

- La Première loi pour les Transformation Cyclique
- Conservation de l'Energie pour un Système Fermé
- Première Loi Appliquée au Transformations Thermodynamique
- Première Loi Appliquée pour les Systèmes Ouverts
- Application de l'Equation de l'Energie pour les Machines Industrielles

III. Deuxième Loi de la Thermodynamique

- Notion sur la Réversibilité et l'Irréversibilité
- Cycles Réversibles
- Théorème de Carnot
- Entropie d'un Système
- Disponibilité Energétique (Exergy)
- Propriétés Thermodynamiques

IV. Propriétés des Substance Pure

- Définition d'une Substance Pure
- Phase des Substances Pures
- Diagrammes de Phase

Nomenclature

<i>A</i>	Disponibilité énergétique	[J]
	Surface	[m ²]
<i>C</i>	Nombre de composants dans le système	[-]
	Vitesse	[m/s]
	Capacité calorifique	[J/kg K]
<i>E</i>	Energie totale	[J]
<i>F</i>	Force	[N]
<i>H</i>	Enthalpie totale	[J]
<i>I</i>	Irréversibilité	[J]
<i>L</i>	Longueur	[m]
<i>M</i>	Masse molaire du gaz	[kg/mol]
	variable	[-]
<i>N</i>	variable	[-]
<i>P</i>	Pression	[Pa]
<i>Q</i>	Quantité de chaleur	[J]
<i>R</i>	Constante des gaz parfaits	[J /mol K]
<i>S</i>	Entropie totale	[J/K]
<i>T</i>	Température	[K]
<i>U</i>	Energie interne totale	[J]
<i>V</i>	Volume total	[m ³]
<i>W</i>	Travail total	[J]
<i>Z</i>	Elévation	[m]
	Facteur de compressibilité	[-]
	variable	[-]
<i>a</i>	Constante de van der Waals	[bar(m ³ /kmol) ²]
	Constante de Redlich–Kwong	[bar(m ³ /kmol) ² K ^{0.5}]
<i>b</i>	Constante de van der Waals	[m ³ /kmol]
	Constant de Redlich–Kwong	[m ³ /kmol]
<i>e</i>	Energie total massique	[J/kg]

f	Nombre de propriétés intensives indépendantes	[-]
	Fonction de Helmholtz massique	[J/kg]
g	Accélération de la pesanteur	[m/s ²]
	Fonction de Gibbs massique	[J/kg]
h	Enthalpie massique	[J/kg]
k	Constant de transformation poly tropique	[-]
m	masse	[kg]
n	le nombre de moles du gaz	[mol]
q	La quantité de chaleur massique	[J/kg]
r	Constante massique	[J/kg K]
s	Entropie massique	[J/kg K]
t	temps	[s]
u	Energie interne massique	[J/kg K]
v	Volume massique	[m ³ /kg]
w	Travail massique	[J/kg]
x	Titre en vapeur	[-]
	Distance	[m]
\dot{m}	Débit massique	[kg/s]

Lettres grecques :

η	rendement	[-]
ρ	masse volumique	[kg/m ³]
γ	index de la transformation adiabatique	[-]
ϕ	nombre de phases dans le système	[-]
ψ	disponibilité spécifique	[J/kg]
σ	Entropie générée	[J/kg]

Abrégé :

KE	Energie cinétique	[J]
KP	Energie potentielle	[J]
COP	Coefficient de performance	[-]

Indice :

<i>th</i>	Thermique
<i>is</i>	Isentropique
<i>v</i>	Vapeur
<i>g</i>	Gaz
<i>f</i>	Fluide
<i>res</i>	Réservoir
<i>o</i>	Environnement
<i>sys</i>	Système
<i>surr</i>	Milieu extérieur
<i>i</i>	Irréversibilité
<i>add</i>	Fournie au système
<i>net</i>	Quantité net
<i>rev</i>	Réversible
<i>H</i>	Quantité fournie/cédée d'une source de chaleur
<i>L</i>	Quantité fournie/cédée d'un réservoir froide
<i>P</i>	Transformation à pression constante
<i>V</i>	Transformation à volume constat
<i>T</i>	Transformation isotherme
	Totale
<i>S</i>	Transformation isentropique
<i>cr</i>	Critique
<i>R</i>	réfrigérateur
<i>HP</i>	Pompe à chaleur
<i>cv</i>	Volume de control
<i>Q</i>	Associer à une quantité de chaleur
<i>W</i>	Associer à un travail

I. Introduction et Concepts Fondamentaux

I. Introduction

La thermodynamique peut être définie comme la science de l'énergie. Elle est une science fondamentale qui décrit les lois fondamentales par rapport aux différentes transformations qui impliquent le transfert ou la transformation de l'énergie et les relations entre les différentes propriétés physiques des substances qui sont affectées par telles transformations. Il existe deux visions dans l'étude de la thermodynamique, de la vision macroscopique ou classique qui est considérée dans ce cours, et d'une vision microscopique ou statistique qui dépasse le cadre de ce cours.

Dans l'étude de la thermodynamique classique, l'attention est portée sur une certaine quantité de matière appelée système sans tenir compte de l'événement acquérant au niveau moléculaire. L'analyse d'un tel système nécessite des formules mathématiques simples et quelques propriétés sont nécessaires pour décrire son état.

Dans l'étude de la thermodynamique, les propriétés de la matière sont considérées au niveau moléculaire en utilisant une méthode statistique. Comme le nombre de molécules est très important, les méthodes statistiques et mathématiques avancées sont essentielles et compliquent ses approches.

I.1 Définition du Système Thermodynamique

I.1.1 Définition du Système

C'est une région de l'espace contenant une quantité de matière dont le comportement est analysé. La surface délimitant cette partie de l'espace, frontière (boundary), sépare le système du milieu extérieur (surroundings). Il y a en général trois types de systèmes:

- 1- système fermé (Control mass system)
- 2- système ouvert (Control volume system)
- 3- système isolé (Isolated system)

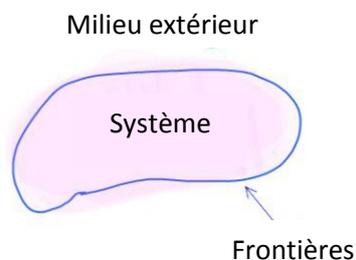


Figure I.1 Système, milieu extérieur et frontières

I.1.1.1 Système fermé

Dans un système fermé la masse est fixe et il n'y a le transfert d'énergie sous forme de chaleur et de travail à travers les frontières mais pas de transfert de masse. Figure I.2 montre un système fermé représenté par une quantité de gaz dans un dispositif piston-cylindre. La quantité fixe de gaz peut être compressé ou détendu dans le dispositif piston-cylindre et peut être aussi chauffé ou refroidis.

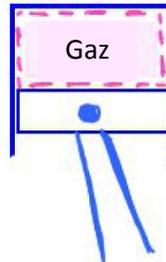


Figure I.2 Système fermé un gaz dans un dispositif piston-cylindre

I.1.1.2 Système ouvert

La matière traverse les frontières fixes d'un système ouvert sans aucun changement dans le volume du système. Dans la figure I.3 le system ouvert est représenté par un moteur à combustion interne. Dans cet exemple, nous fournissons du carburant au moteur pour produit de l'énergie qui est distribuée, il y a donc un échange de masse et d'énergie. Le moteur émet également de la chaleur échangée avec le milieu extérieur.

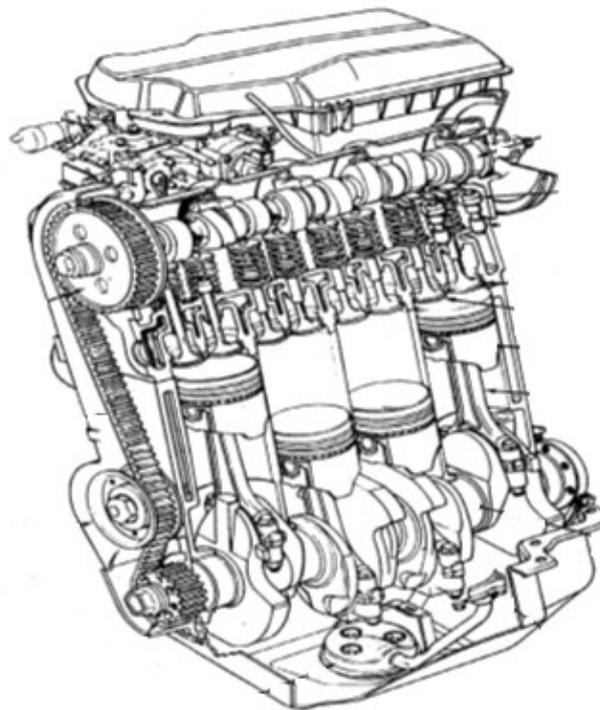


Figure I.3 Système ouvert (moteur à combustion interne) [1]

I.1.1.3 Système isolé

Un système isolé est celui dans lequel il n'y a ni transfert d'énergie ni de masse entre le système et son milieu extérieur. L'univers est considéré comme un système isolé.

I.1.2 Etat Thermodynamique

À un état donné, toutes les propriétés d'un système ont des valeurs fixes. Si la valeur d'une même propriété change, l'état passe à un autre. Ainsi, l'état d'un système est décrit par ses propriétés.

I.2 Propriétés d'un Système Thermodynamique

La détermination de l'état du système nécessite la connaissance de ses propriétés. Ces propriétés sont des caractéristiques qui peuvent être mesurées et qui ont une valeur donnée pour un état donné. Les propriétés sont considérées comme soit intensives ou extensives:

- 1- Propriétés extensives : Les propriétés qui dépendent de l'extension du système sont donc directement proportionnelles à la masse du système sont connues sous le nom de propriétés extensives. Dans un système thermodynamique le volume et la masse du système sont des propriétés extensives.
- 2- Propriétés intensives: les propriétés qui ne dépendent pas de la masse du système et même si la masse du système s'approche de zéro sont connues sous le nom de propriétés intensives, comme par exemple la pression, la température et le volume massique. La température, la pression et la masse volumique sont des propriétés intensives.

Le nombre de propriétés intensives indépendantes f pour spécifier l'état du système est donné par:

$$f = C - \phi + 2 \quad (I.1)$$

Où: C est le nombre de composants dans le système.

ϕ est le nombre de phases dans le système.

Exemple I.1

Quel est le nombre de propriétés intensives pour préciser l'état de l'eau liquide et de l'eau bouillante?

Solution:

de l'équation I.1

- pour l'eau liquide

Nombre de composants $C = 1$

Nombre de phases $\phi = 1$

Nombre de propriétés intensives

$$f = 1 - 1 + 2$$

$$= 2 \text{ (propriétés intensives)}$$

Pour un système à une seule phase, la substance a besoin de deux propriétés intensives pour spécifier son état.

- pour l'eau bouillante

Nombre de composants $C = 1$

Nombre de phases $\phi = 2$

Nombre de propriétés intensives

$$f = 1 - 2 + 2$$

$$= 1 \text{ (propriété intensive)}$$

Pour un système à deux phases, la substance n'a besoin que d'une propriété intensive pour spécifier son état.

I.3 Loi Zéro et Concepts de Base

I.3.1 Equilibre Thermique:

Un système est dit en équilibre thermique avec un autre système lorsque son état thermodynamique ne change pas de telle manière qu'il n'y a pas de transfert d'énergie thermique (chaleur) entre eux. Les propriétés telles que la pression et la température sont uniformes dans tout le système lorsque celui-ci est en équilibre thermique.

I.3.1.1 Loi Zéro

Deux systèmes qui sont égaux en température à un troisième système soit égal à température l'un par rapport à l'autre [2]. D'une autre manière, si la température du système 1 (T_1) est égale à la température du système 3 (T_3), figure I.4, et que la température du système 2 (T_2) est égale à la température du système 3 (T_3), cela signifie que la température de tous les systèmes sont égaux.

$$(T_1 = T_3) \wedge (T_2 = T_3) \Rightarrow T_1 = T_2 = T_3$$

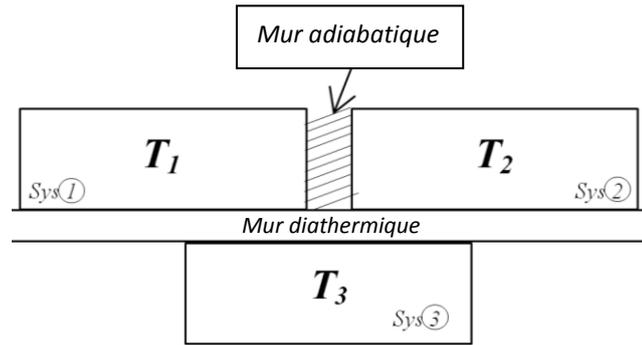


Figure I.4 Equilibre thermique de trois system

I.3.1.2 Température

C'est une propriété thermodynamique qui détermine si oui ou non un système est en équilibre thermique avec d'autres systèmes dans la vue classique de la thermodynamique et l'énergie cinétique moyenne des molécules en vue statique de la thermodynamique. L'échelle de température Celsius, ou l'échelle centigrade, utilise le degré Celsius ($^{\circ}C$), qui a la même grandeur que le Kelvin. Ainsi, les différences de température sont identiques sur les deux échelles. Cependant, le point zéro sur l'échelle Celsius est décalé vers 273,15 K, comme le montre la relation suivante:

$$T(C^{\circ}) = T(K) - 273.15 \quad (I.2)$$

I.4 Transformation Thermodynamique et Cycle

Deux états sont identiques si, et seulement si, les propriétés des deux états sont identiques. Lorsqu'une des propriétés d'un système change, l'état change et le système est dit avoir subi une transformation thermodynamique. Lorsqu'un processus se déroule de telle manière que le système reste à tout instant proche d'un état d'équilibre, on l'appelle un processus quasi-statique tel qu'indiqué aux figures I.5.

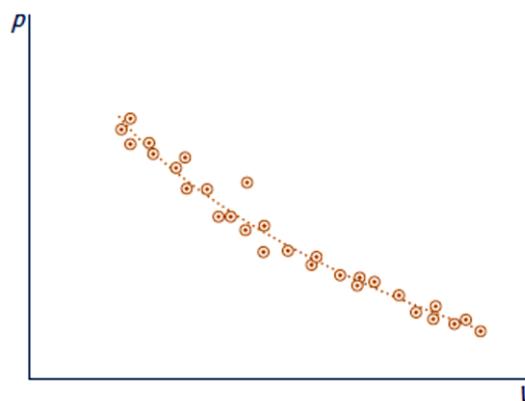


Figure I.5 Compression quasi-statique [3]

On dit qu'un système thermodynamique a subi un cycle thermodynamique, lorsqu'il est dans un état initial donné, et il passe par une séquence de processus et revient finalement à son état initial.

I.5 Travail et Chaleur

Pour un système, le changement d'état se produit lorsqu'il y a un échange de chaleur et/ou de travail avec le milieu extérieur. Le travail et la chaleur sont des quantités qui ne décrivent pas l'état d'un système (ce ne sont pas des propriétés). Elles décrivent par contre le processus (transformation) par lequel le changement d'état du système s'est produit.

Le transfert de travail en thermodynamique peut se produire sous différents types et formes, tels que le travail de déplacement (*Pdv or displacement work*) et le travail de la roue à aubes (*Paddle wheel work*) pour les systèmes fermés, aussi bien que le travail d'écoulement (*Flow work*) et le travail de l'arbre (*Shaft work*) pour les systèmes ouverts.

I.5.1 Travail de Déplacement

Ce travail est défini comme force F agissant sur une distance L comme illustré sur la figure I.6. L'expression de ce travail peut être écrite comme

$$W = F.L \quad [\text{J}] \quad (\text{I.3})$$

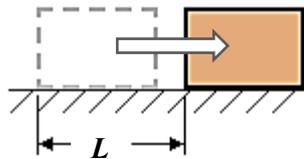


Figure I.6 Le travail effectué par la force agissant (F) sur un système qui a parcouru une distance (l)

Pendant la compression d'un gaz dans le dispositif de piston-cylindre, figure I.7, la force agissant sur le piston est exprimée comme

$$F = P.A \quad [\text{N}]$$

Où P est la pression du gaz et A est la section du piston. Le travail de déplacement est effectué en raison du déplacement de la frontière du système par une distance dx et par la suite

$$A \cdot dx = dV$$

Où V est le volume du gaz. Étant donné que le frottement n'est pas pris en considération, nous appelons ce travail comme un travail réversible et son expression de l'état 1 à l'état 2 est donnée par:

$$W_{12} = \int_1^2 PAdx$$

$$W_{12} = \int_1^2 P dV \quad (I.4)$$

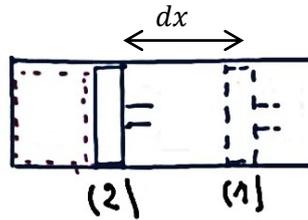


Figure I.7 Déplacement du piston à partir de l'état d'équilibre (1) to (2)

Si la pression constante alors

$$W_{12} = P(V_2 - V_1) \quad (I.5)$$

I.5.2 Travail de la Roue à Aubes

Il s'agit d'une sorte de transfert de travail vers un fluide uniquement par effet dissipatif. Ce travail est alors purement irréversible et il se produit uniquement dans un système fermé en raison de l'agitation d'un liquide ou d'un fluide dans un récipient, voir la figure I.8. L'échange d'énergie entre le fluide et la partie rotative se fait par frottement mécanique.

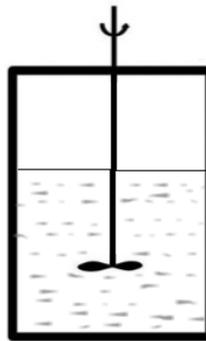


Figure I.8 Travail de la roue à aubes

I.5.3 Travail de l'écoulement

C'est le travail nécessaire pour pousser une certaine quantité de fluide dans une section dans un d'écoulement ou dans un volume de contrôle comme le montre la figure I.9. La force agissant sur un élément de masse dm est

$$F = P \cdot A$$

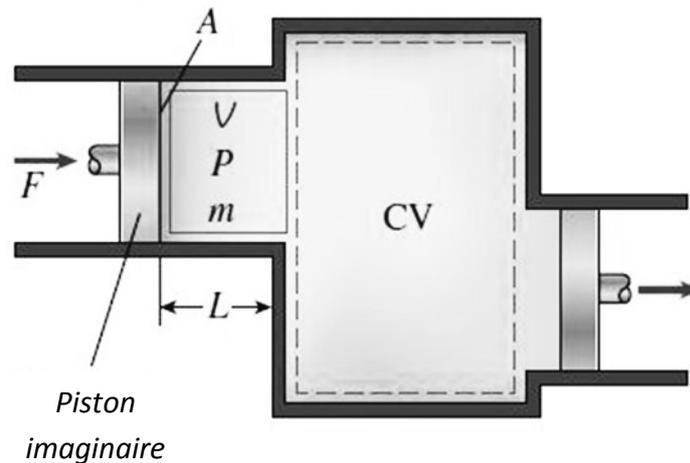


Figure I.9 Travail de l'écoulement

Le transfert de travail par cet élément en mouvement d'une distance dx peut être écrit comme

$$W = P \cdot A \cdot dx$$

par division avec dm alors

$$w_{flow} = \frac{W}{m} = \frac{P \cdot A \cdot dx}{\rho \cdot A \cdot dx}$$

le travail d'écoulement qui est exprimé par unité de masse peut être écrite comme

$$\boxed{w_{flow} = P \cdot v} \quad [\text{J/kg}] \quad (\text{I.6})$$

I.5.4 Travail de l'arbre

Il s'agit d'une transmission d'énergie avec un arbre rotatif comme indiqué sur la figure I.10.

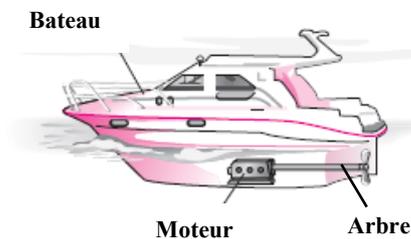


Figure I.10 Travail de l'arbre [4]

I.6 Equations d'État

I.6.1 Gaz idéal

A une pression proche de la pression atmosphérique et dans de température très élevée (deux fois la température critique) les gaz se comportent comme parfait. Le rapport Pv / T est exactement égal à r à toutes les pressions et températures. L'équation de l'état d'un gaz idéal peut être écrite sur ces formes comme suit:

$$\left\{ \begin{array}{l} PV = nRT \\ \Rightarrow PV = \left(\frac{m}{M}\right) RT \\ \Rightarrow P \left(\frac{V}{m}\right) = \left(\frac{R}{M}\right) T \\ \Rightarrow P = r \left(\frac{T}{v}\right) \end{array} \right. \quad (I.7)$$

Où r est la constante de gaz d'un gaz spécifié et est égal à $r = R / M$ et $v = V / m$ est le volume spécifique. R est la constante de gaz universelle qui est égale à $8,31447 \text{ J} / (\text{mol K})$ et M est la masse molaire (masse moléculaire) du gaz.

I.6.2 Facteur de compressibilité

Le rapport sans dimension Pv / rT est appelé facteur de compressibilité désigné par Z

$$Z = \frac{Pv}{rT} \quad (I.8)$$

$Z = 1$ pour un gaz idéal. Pour les gaz réels, Z peut être supérieur, égal ou inférieur à l'unité. Le facteur Z pour tous les gaz est approximativement le même à la même pression et température réduite, figure II.11. La pression réduite et la température réduite sont $P_R = \frac{P}{P_{cr}}$ et $T_R = \frac{T}{T_{cr}}$ respectivement.

A très basses pressions réduites ($P_R \ll 1$), les gaz se comportent comme un gaz parfait quelle que soit la valeur de la température et à des températures réduites ($T_R > 2$), le comportement de gaz idéal peut supposer avec une bonne précision quelle que soit la pression (sauf si $P_R \gg 1$). L'écart d'un gaz par rapport au comportement d'un gaz idéal est le plus important à proximité du point critique qui sera abordé dans le troisième chapitre.

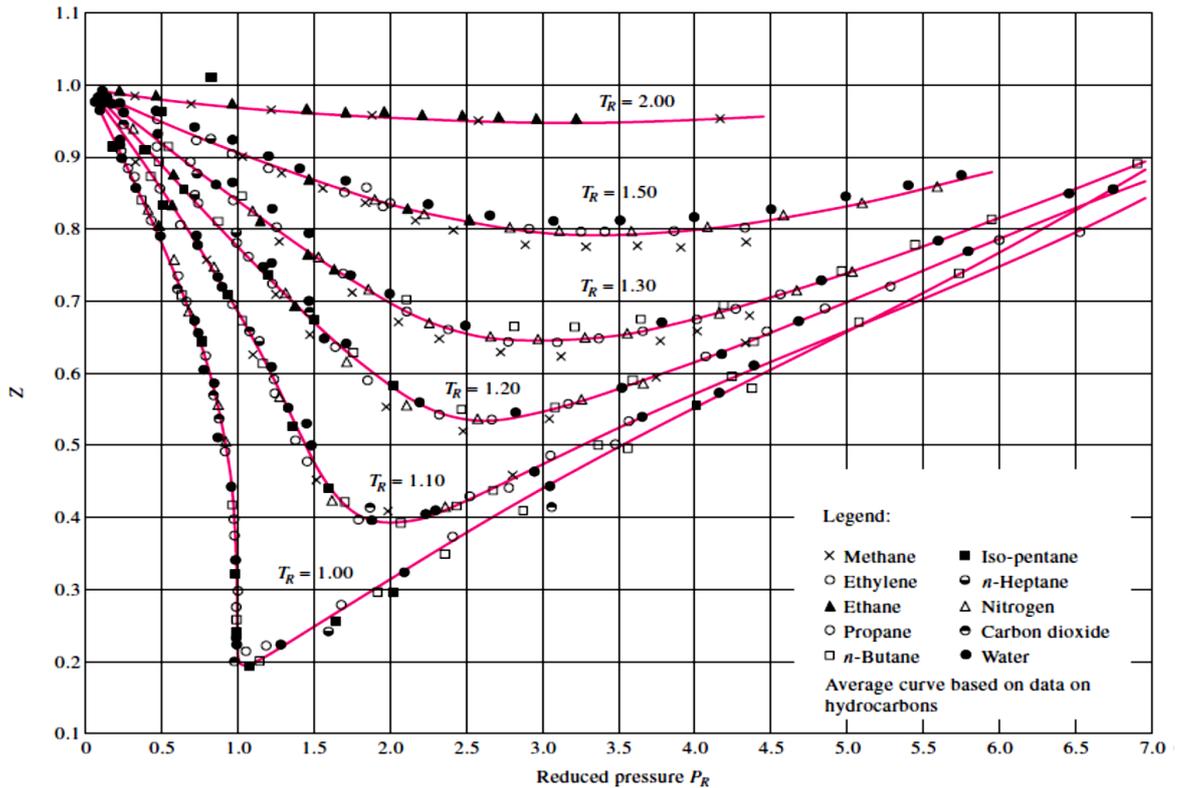


Figure III.11 Comparaison de Z pour différents gaz [4]

I.6.3 Gaz Réel

Plusieurs équations d'état existent, les équations les plus populaires sont citées ci-dessous.

I.6.3.1 Équation d'État de Van der Waals

Proposé en 1873 par van der Waals avec deux constantes qui sont déterminées à partir du comportement d'une substance au point critique.

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = rT \quad (I.9)$$

Où la constante

$$a = \frac{27r^2T_{cr}^2}{64P_{cr}}$$

et

$$b = \frac{rT_{cr}}{8P_{cr}}$$

1.6.3.2 Équation d'État de Redlich–Kwong

Cette équation, proposée en 1949, est essentiellement de nature empirique et considérée comme la meilleure des équations d'état à deux constantes

$$P = \frac{rT}{v-b} - \frac{a}{v(v+b)T^{0.5}} \quad (I.10)$$

ou

$$a = 0.42748 \frac{r^2 T_{cr}^{5/2}}{P_{cr}}$$

et

$$b = 0.08664 \frac{r T_{cr}}{P_{cr}}$$

Exemple I.2

Une mole de dioxyde de carbone (CO₂) stockée dans un récipient rigide de volume de $1,5 \times 10^{-3} \text{ m}^3$ à une température de 300 K . Déterminer la pression du gaz avec l'équation de gaz idéal et l'équation de Van der Waals. Les constantes pour l'équation de l'état de van der Waals sont les suivantes:

$$a = 3.647 \text{ bar} \left(\frac{\text{m}^3}{\text{kmol}} \right)^2$$

$$b = 0.0428 \frac{\text{m}^3}{\text{kmol}}$$

$$R = 8.31447 \text{ J/(mol K)}$$

Solution:

de l'équation I.7:

$$\begin{aligned} P &= \frac{n R T}{V} \\ &= \frac{1 * 8.314 * 300}{1.5 \times 10^{-3}} \\ P &= 16.63 \text{ bar} \end{aligned}$$

de l'équation Van der Waals I.9:

$$P = \frac{nRT}{V - nb} - a \left(\frac{n^2}{V^2} \right)$$
$$= \frac{8.314 * 300}{(1.5 \times 10^{-3} - 0.0428 \times 10^{-3})} - 3.647 \times 10^5 \times 10^{-6} \left(\frac{1^2}{(1.5 \times 10^{-3})^2} \right)$$
$$P = 15.5 \text{ bar}$$

La différence entre valeur obtenue avec les deux équations est de 1,13 bar, soit 7,3%.

II. Première Loi de la Thermodynamique

II.1 La Première Loi pour une Transformation Cyclique

Joule a effectué une expérience où il a placé une quantité de fluide dans un récipient isolé et l'a agité avec un agitateur rotatif. Il a constaté que le travail effectué sur le fluide par l'agitateur conduit à une élévation de la température du fluide de telle sorte que chaque quantité fixe de travail effectuée par unité de masse sur le fluide correspond à un certain degré d'élévation de la température. Dans son expérience, il a conclu qu'il existe une relation entre la chaleur et le travail, ou en d'autres termes, la chaleur et le travail sont des formes d'énergie qui ont le même effet sur un système.

II.1.1 Convention de Signe

Dans ce cours de thermodynamique, nous suivons la convention de signes la plus populaire qui dit que contrairement à la chaleur, le travail effectué par le système est positif et le travail effectué sur le système est négatif.

Cela signifie que:

$W > 0$: travail effectué par le système

$W < 0$: travail effectué sur le système

Lorsqu'un système subit une transformation fermée (un cycle), la quantité de travail qui est délivrée au milieu, est égale à la quantité de chaleur qui est cédée par celui-ci.

$$\boxed{\sum_{\text{Cycle}} Q = \sum_{\text{Cycle}} W} \quad (\text{II.1})$$

L'expression mathématique peut être écrite comme

$$\oint Q = \oint W$$

pour une transformation infinitésimale

$$\oint (\delta Q - \delta W) = 0 \quad (\text{II.2})$$

Cela signifie que la quantité $(\delta Q - \delta W)$ est une fonction d'état puisque l'intégrale cyclique pour n'importe quelle fonction d'état est égale à zéro, puis on écrit

$$\boxed{\delta Q - \delta W = dE} \quad (II.3)$$

ou E est l'énergie interne totale du système.

II.1.2 Energie Interne

C'est une propriété de système telle que la différence entre la chaleur et le travail échangé au cours d'un changement d'état est égale à la variation de cette propriété. Cette propriété est dénommée énergie interne. L'énergie interne comprend l'énergie intermoléculaire U , l'énergie cinétique KE et l'énergie potentielle PE et toute autre forme d'énergie.

$$E = U + KE + PE + \text{toute autre forme d'énergie} \quad (II.4)$$

II.2 Conservation de l'Energie pour un Système Fermé

Pour un système fermé en équilibre (système en repos), l'énergie interne du système dépend uniquement de l'énergie intermoléculaire puisque la variation de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle est très faible. Pour une transformation de l'état d'équilibre 1 à l'état d'équilibre 2 le premier principe s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \boxed{\delta q - \delta w = du} & \text{transformation infinitésimale par unité de masse} \\ \boxed{\delta Q - \delta W = dU} & \text{transformation infinitésimale} \\ \boxed{Q - W = \Delta U} & \text{transformation fini} \\ \boxed{Q_{12} - W_{12} = U_2 - U_1} & \text{de l'état 1 à état 2} \end{array} \right. \quad (II.5)$$

II.2.1 Energie Intermoléculaire

L'énergie intermoléculaire est définie comme la somme de toutes les formes microscopiques d'énergie d'un système en repos. Elle est liée à la structure moléculaire et au degré d'activité moléculaire et peut être considéré comme la somme des énergies cinétiques et potentielles des molécules.

Pour le gaz idéal, on suppose que l'énergie intermoléculaire est liée directement à la température de la substance $U = f(T)$.

II.3 Première Loi Appliquée aux Transformations Thermodynamiques

Les différentes transformations thermodynamiques possibles qui peuvent se produire pour toute transformation d'un système fermé est représentée sur un diagramme P-V, figure II.1.

En supposant un système fermé avec un travail de déplacement et des conditions de gaz idéales, la première loi peut être écrite par rapport au processus thermodynamique différent indiqué dans la figure II.1 comme suit:

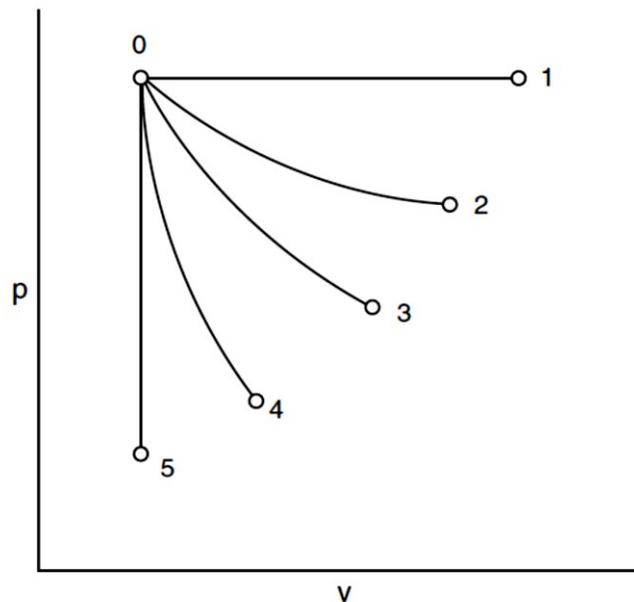


Figure II.1 Différentes transformations thermodynamiques

II.3.1 Transformation à Pression Constante (0-1)

La pression entre les deux états d'équilibre est constante, ou $P = \text{const} \Rightarrow dP = 0$

Le premier principe s'écrit :

$$\begin{aligned} \delta Q - \delta W &= dU \\ \Rightarrow \delta Q &= dU + PdV \\ \Rightarrow \delta Q &= d(U + PV) \\ \Rightarrow \boxed{\delta Q = dH} & \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

ou H est l'enthalpie totale,

$$\boxed{H = U + PV} \quad (\text{II.7})$$

II.3.1.1 Enthalpie

La quantité $(u + P v)$ apparaît fréquemment en thermodynamique: c'est l'enthalpie h (Enthalpie massique). C'est la quantité de chaleur échangé par un system fermé au cours d'une transformation à pression constant.

de l'état 0 à l'état 1:

$$Q_{01} = H_1 - H_0$$

Le travail :

$$\boxed{W_{01} = P(V_1 - V_0)} \quad (\text{I.8})$$

II.3.1.2 Chaleur spécifique à pression constante c_p

Une façon simple de définir les chaleurs spécifiques est la quantité de chaleur pour augmenter la température d'un kg d'une substance par un kelvin à pression constante. L'expression de c_p est

$$c_p = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p \quad (\text{II. 9a})$$

si l'on considère un gaz idéal, l'équation (II.6) peut être écrite comme

$$\boxed{Q_{01} = mc_p(T_1 - T_0)} \quad (\text{II.9b})$$

II.3.2 Transformation Isotherme (0-2)

La température entre les deux états d'équilibre est constante, $T = const \Rightarrow P.V = const$

Puisque l'énergie intermoléculaire est fonction de la température, à une température constante, l'énergie intermoléculaire est constante, ce qui signifie que $dU = 0$ et la première loi peut être écrite comme suit:

$$\boxed{Q_{02} = W_{02}} \quad (\text{II.10})$$

le travail est

$$\int_0^2 P dV = \int_0^2 P \cdot V \left(\frac{dV}{V} \right)$$

$$\boxed{W_{02} = P \cdot V \ln \left(\frac{V_2}{V_0} \right)} \quad (\text{II. 11})$$

II.3.3 Transformation Polytropique (0-3)

Au cours d'une transformation polytropique, la relation entre la pression et le volume est donnée par:

$$\boxed{P \cdot V^k = \text{const}} \quad (\text{II.12})$$

où k est le coefficient polytropique de la transformation

la première loi peut être écrite comme suit:

$$\boxed{Q_{03} - W_{03} = U_3 - U_0} \quad (\text{II.13})$$

le travail

$$\begin{aligned} W_{03} &= \int_0^3 P \cdot dV \\ &= P_0 \cdot V_0^k \int_0^3 \frac{dV}{V^k} = \frac{P_0 \cdot V_0^k}{1-k} (V_3^{1-k} - V_0^{1-k}) \end{aligned}$$

$$\boxed{W_{03} = \frac{P_3 V_3 - P_0 V_0}{1-k}} \quad (\text{II. 14})$$

II.3.4 Transformation Adiabatique (0-4)

Durant cette transformation la quantité de chaleur échangée

$$\delta Q = 0$$

donc

$$dU + PdV = 0$$

La relation entre le volume et la pression est donné par

$$\boxed{P \cdot V^\gamma = \text{const}} \quad (\text{II.7})$$

ou $\gamma = \left(\frac{c_p}{c_v}\right)$

le travail

$$\boxed{W_{04} = U_0 - U_4 = \frac{P_0 V_0 - P_4 V_4}{1 - \gamma}} \quad (\text{II.16})$$

III.3.5 Transformation à Volume Constant

Durant cette transformation $V = \text{const} \Rightarrow dV = 0$

Le premier principe s'écrit :

$$\boxed{Q_{05} = U_5 - U_0} \quad (\text{II.17})$$

Le travail:

$$\boxed{W_{05} = 0} \quad (\text{II.18})$$

II.3.1.2 Chaleur spécifique à volume constante c_v

La chaleur spécifique à volume constante est la quantité de chaleur pour augmenter ou diminué la température d'un kg d'une substance par un kelvin à pression constante. L'expression de c_v est

$$c_v = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \quad (\text{II.19a})$$

si l'on considère un gaz idéal, l'équation (II.17) peut être écrite comme

$$\boxed{Q_{05} = m c_v (T_5 - T_0)} \quad (\text{II.19b})$$

Exemple II.1

L'air de masse de 1 Kg à la pression de 2 bar et la température de 350 K subit une détente quasi-statique à la pression de 1 bar et la température de 296,2 K. L'expansion suit la relation:

$$Pv^k = \text{constant}$$

Ensuite, l'air reçoit une quantité de chaleur à pression constante qui l'amène à sa température initiale.

$$r_{air} = 287 \text{ J/KgK} ; \gamma = 1.4$$

1. Calculer le coefficient polytropique k
2. Déterminer les quantités d'énergies échangées (chaleur et travail)
3. Vérifiez que pour le cycle $\sum_{cycle} Q - \sum_{cycle} W = 0$

Solution:

1- Coefficient polytropique

$$\begin{aligned} P_1 v_1^k = P_2 v_2^k &\Rightarrow k = \frac{\ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)}{\ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)} \\ &= \frac{\ln\left(\frac{P_1}{P_2}\right)}{\ln\left(\frac{P_1 T_2}{P_2 T_1}\right)} \\ &= \frac{\ln\left(\frac{2}{1}\right)}{\ln\left(\frac{2 * 296.2}{1 * 350}\right)} \\ &\Rightarrow k = 1.3 \end{aligned}$$

2- transfert d'énergie

- Pour la détente polytropique (transformation 1-2):

$$\begin{aligned} W_{12} &= \frac{P_2 v_2 - P_1 v_1}{1 - k} \\ &= \frac{m \cdot r_{air} (T_2 - T_1)}{1 - k} \\ &= \frac{1 * 287 * (296.2 - 350)}{1 - 1.3} \\ &= 51.47 \text{ KJ} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Q_{12} &= \Delta U_{12} + W_{12} \\
 &= m \cdot c_v \Delta T_{12} + W_{12} \\
 &= m \cdot c_v (T_2 - T_1) + W_{12} \\
 &= m \frac{r_{air}}{(\gamma - 1)} (T_2 - T_1) + W_{12} \\
 &= 1 \frac{287}{(1.4 - 1)} (296.2 - 350) + 51.47 \times 10^3 \\
 &= 12.87 \text{KJ}
 \end{aligned}$$

- transformation 2-3:

$$\begin{aligned}
 W_{23} &= P(v_3 - v_2) \\
 &= m \cdot r_{air} (T_3 - T_2) \\
 &= 1 * 287(350 - 296.2) \\
 &= 15.44 \text{KJ}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Q_{23} &= \Delta U_{23} + W_{23} \\
 &= m \cdot c_v (T_3 - T_2) + m \cdot r_{air} (T_3 - T_2) \\
 &= m \cdot \frac{r_{air}}{(\gamma - 1)} (T_3 - T_2) + m \cdot r_{air} (T_3 - T_2) \\
 &= m \left(\frac{r_{air}}{(\gamma - 1)} + r_{air} \right) (T_3 - T_2) \\
 &= 1 \left(\frac{287}{(1.4 - 1)} - 287 \right) (350 - 296.2) \\
 &= 54.04 \text{KJ}
 \end{aligned}$$

- transformation 3-1:

$$\begin{aligned}
 Q_{31} &= W_{31} = P_3 v_3 \ln \left(\frac{v_1}{v_3} \right) \\
 &= m \cdot r_{air} \cdot T_3 \ln \left(\frac{P_3}{P_1} \right)
 \end{aligned}$$

$$= 1 * 287 * 350 * \ln\left(\frac{1}{2}\right)$$

$$= -69.62KJ$$

3- verification

$$\sum_{cycle} Q = 12.87 + 54.04 - 69.62 = -2.71KJ$$

$$\sum_{cycle} W = 51.47 + 15.44 - 69.62 = -2.71KJ$$

donc

$$\sum_{cycle} Q - \sum_{cycle} W = 0$$

II.3 Première Loi Appliquée pour les Systèmes Ouverts

Dans le cas d'un système ouvert, ou il existe un transfert de la matière (pompes, compresseur, turbine, échangeur de chaleur...) en plus du transfert de chaleur et de travail, le fluide est en mouvement. Il faut donc tenir compte de l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du fluide.

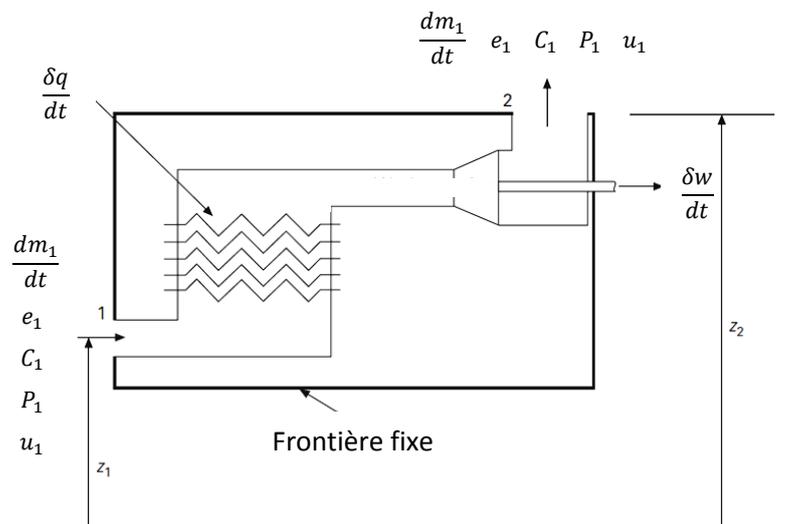


Figure II.2 Représentation schématique d'un système ouvert

II.3.1 Conservation de la masse

La masse passant par le volume de contrôle est conservée, l'équation de continuité est écrite comme

$$\frac{dm_1}{dt} - \frac{dm_2}{dt} = \frac{dm_{cv}}{dt} \quad (\text{II. 20})$$

II.3.2 Conservation de l'énergie

L'énergie stockée dans un fluide par unité de masse est

$$e = u + Pv + \frac{C^2}{2} + gz \quad (\text{II.21})$$

où C est la vitesse de fluide

Le bilan énergétique est

$$\sum_{in} \frac{dm}{dt} \cdot e + \frac{\delta q}{dt} - \sum_{out} \frac{dm}{dt} \cdot e - \frac{\delta w}{dt} = \frac{dE_{cv}}{dt} \quad (\text{II. 22})$$

pour un régime stationnaire (invariant avec le temps)

$$\begin{cases} \frac{dm_{cv}}{dt} = 0, & \frac{dE_{cv}}{dt} = 0 \\ \frac{dm_1}{dt} = constant \end{cases}$$

L'équation en régime stationnaire de l'énergie pour un volume de contrôle peut être écrite comme suit:

$$\dot{Q} - \dot{W} = \sum_{out} \dot{m} \left(h + \frac{C^2}{2} + gz \right) - \sum_{in} \dot{m} \left(h + \frac{C^2}{2} + gz \right) \quad (\text{II. 23})$$

pour un volume de contrôle à une seule entrée et sortie appelée un dispositif à flux unique est:

$$\boxed{\dot{Q}_{12} - \dot{W}_{12} = \dot{m} \left[h_2 - h_1 + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \right]} \quad (\text{II. 24})$$

L'équation de l'énergie écrite en terme de transfert de chaleur et de travail effectué par unité de masse du fluide c'écrit :

$$q_{12} - w_{12} = h_2 - h_1 + \frac{C_2^2 - C_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \quad (\text{II.25})$$

ou q , w et h sont la quantité de chaleur, le travail et l'enthalpie massique respectivement. $(1/2 C^2)$ et (gz) représente l'énergie cinétique et potentielle massique du fluide respectivement.

II.4 Application de l'Equation de l'Energie pour les Machines Industrielles

II.4.1 Machine Motrice et Réceptrice

Les turbines, les compresseurs, les pompes et les ventilateurs sont des machines qui échangent un travail avec le milieu extérieur. Un exemple est illustré dans la figure II.3 qui montre une turbine à gaz qui comprend des compresseurs, des turbines et une chambre de combustion.

Le transfert de chaleur de ces dispositifs est généralement négligeable puisque la surface d'échange de chaleur est très faible et ils sont généralement bien isolés.

À l'exception des ventilateurs, la variation de vitesse entre l'entrée et la sortie de ces dispositifs sont généralement trop faibles pour provoquer un changement significatif de l'énergie cinétique. Ces appareils sont conçus pour convertir l'énergie cinétique en énergie de pression ou vice versa.

Pour ces appareils (turbines, compresseurs et pompes), l'équation de l'énergie est écrite comme suit:

$$w_{12} = h_1 - h_2 \quad (\text{II.26.a})$$

Pour le ventilateur où le changement de vitesse entre l'entrée et la sortie est considéré, l'équation énergétique est écrite comme suit:

$$w_{12} = h_1 - h_2 + \frac{C_1^2 - C_2^2}{2} \quad (\text{II.26.b})$$

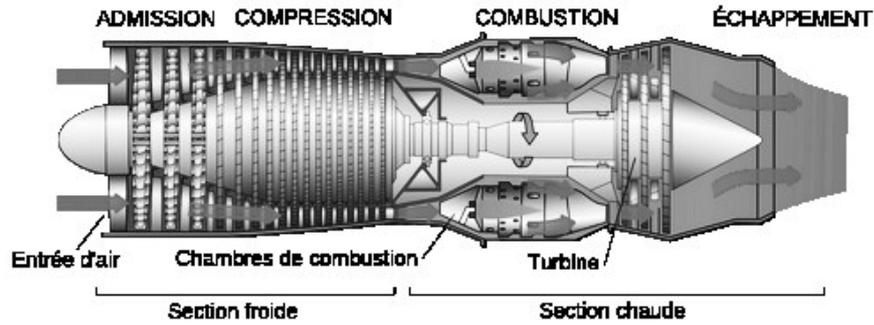


Figure II.3 turbine à gaz

II.4.2 Echangeur de Chaleur

Les échangeurs de chaleur, voir figure II.4, ne comportent généralement pas d'échange de travail avec le milieu extérieur et la variation de l'énergie cinétiques et potentiels entre l'entrée et la sortie de ces dispositifs sont négligeables. L'équation de l'énergie pour ces appareils est écrite comme suit:

$$q_{12} = h_2 - h_1 \quad (II.27)$$



Figure II.4 Echangeur de chaleur

II.4.3 Tuyères et Diffuseurs

Les tuyères et les diffuseurs sont couramment utilisés dans les moteurs de turboréacteur, la figure II.5, les roquettes et tous les appareils qui nécessitent une augmentation de l'énergie cinétique du fluide à la sortie. Une tuyère est un dispositif qui augmente la vitesse du fluide en transformant son énergie de pression en

énergie cinétique. Un diffuseur est un dispositif qui augmente la pression d'un fluide en ralentissant sa vitesse.

Le taux de transfert de chaleur entre le fluide à travers une tuyère ou un diffuseur et l'environnement est habituellement très petit (négligé). Les tuyères et les diffuseurs ne comportent généralement aucun travail d'arbre et la variation de l'énergie potentielle est négligeable. L'équation énergétique dans ce cas est écrite comme suit:

$$\boxed{h_1 - h_2 = \frac{C_2^2 - C_1^2}{2}} \quad (\text{II. 28})$$

Dans cette équation, l'énergie totale du fluide est conservée, et la valeur de $(h + 1/2 C^2)$ est constante.

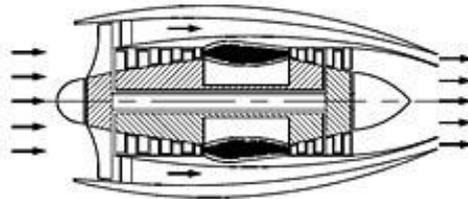


Figure II.5 Un turboréacteur [12]

Exemple II.2

Une détente quasi-statique de l'hélium à travers une tuyère adiabatique. La pression, la température et la vitesse d'entrée sont 15 bar, 1300 K and 10 m/s, respectivement. La pression de sortie est de 1,45 bar. $M_{He}=4.003 \text{ g/mol}$, $c_p=\frac{5}{2}r_{He}$, $c_v=\frac{3}{2}r_{He}$, $R=8.314 \text{ J/(mol K)}$ et $\gamma=1.667$.

Calculer la vitesse à la sortie

Solution:

Vitesse à la sortie:

détente quasi-statique + tuyère adiabatique \Rightarrow expansion isentropique

de l'équation II.14

$$\begin{aligned} C_2 &= \sqrt{(2(h_1 - h_2) + C_1^2)} \\ &= \sqrt{(2c_p(T_1 - T_{2s}) + C_1^2)} \\ &= \sqrt{\left(2 \left(\frac{5}{2}r_{He}\right) (T_1 - T_{2s}) + C_1^2\right)} \end{aligned}$$

$$T_{2s} = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)}$$
$$= 1300 \left(\frac{1.45}{15} \right)^{\left(\frac{1.667-1}{1.667} \right)}$$

donc $T_{2s} = 510.4 \text{ K}$

$$C_2 = \sqrt{\left(2 \left(\frac{5}{2} * \frac{8.314}{4.003 * 10^{-3}} \right) (1300 - 510.4) + 10^2 \right)}$$

$$C_2 = 2863.5 \text{ [m/s]}$$

III. Deuxième Loi de la Thermodynamique

III.1 Notion sur la réversibilité et l'irréversibilité

Un processus est dit réversible, s'il est réalisé de telle sorte qu'à la fin du processus, le système et le milieu extérieur peuvent être restaurés à leurs états initiaux sans changement dans le reste de l'univers.

Tous les processus naturels ne satisfont pas aux exigences ci-dessus et par conséquent ils sont irréversibles. Un processus réversible est un concept théorique. Un processus extrêmement lent associé à un départ infinitésimal de l'équilibre thermodynamique et presque exempt de tout effet dissipatif s'approchant d'un processus réversible en réalité. Le procédé est connu sous le nom de processus quasi-statique.

III.1.1 Les Causes de l'Irréversibilité:

L'échec d'équilibre thermodynamique dans tout processus naturel et les effets dissipatifs qui affectent les transformations thermodynamique tels que le frottement mécanique, la viscosité du fluide, l'inélasticité, la résistance électrique ...

III.2 Cycles Réversibles

III.2.1 Réservoirs Thermiques

Un réservoir thermique est un objet ou un système qui peut servir de source de chaleur pour un autre système. Les réservoirs thermiques ont habituellement des capacités d'énergie accumulées qui sont très importantes par rapport aux quantités d'énergie thermique qu'ils échangent. Par conséquent, les réservoirs thermiques sont considérés comme fonctionnant à des températures constantes [7].

III.2.2 Moteurs Thermiques et Pompe à Chaleur

Les moteurs thermiques sont des dispositifs ou des systèmes qui fonctionnent sur un cycle thermodynamique de sorte qu'il y a un transfert de chaleur net au système et un transfert net de travail du système, voir figure III.1.

Le rendement d'un moteur thermique est donné par l'expression:

$$\eta_{th} = \frac{\text{Travail net}}{\text{Quantité de chaleur reçu}} \quad (\text{III. 1})$$

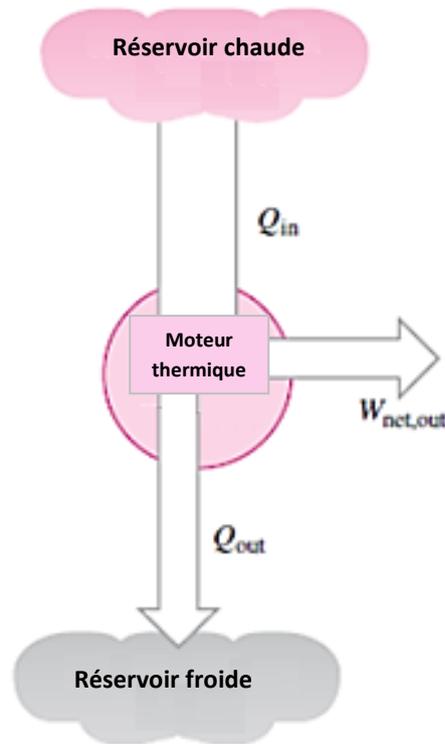


Figure III.1 Le moteur thermique

Les pompes à chaleur ou les réfrigérateurs sont des systèmes qui fonctionnent sur un cycle thermodynamique de sorte qu'il y ait un transfert de travail net au système et un transfert de chaleur net du système. Voir la figure III.2.

L'efficacité d'une machine frigorifique

$$COP_R = \frac{\text{Quantité de chaleur éjecté de l'enceinte refroidi}}{\text{Travail reçu}} \quad (\text{III. 2})$$

L'efficacité d'une pompe à chaleur

$$COP_{HP} = \frac{\text{Quantité de chaleur reçu par l'enceinte chauffée}}{\text{Travail reçu}} \quad (\text{III. 3})$$

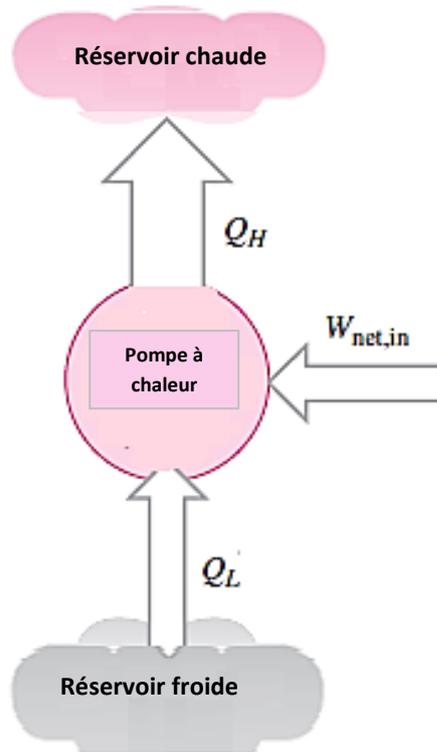


Figure III.2 Pompe à chaleur ou réfrigérateurs

III.2.3 Énoncée de Kelvin-Planck

Il est impossible de construire une machine qui, au cours d'un cycle de transformations, se borne à extraire de la chaleur d'une source chaude et à produire une quantité de travail équivalente.

III.2.4 Énoncé de Clausius

Il est impossible de fabriquer une machine qui, au cours d'un cycle de transformations, transfère de la chaleur d'une source froide vers une source chaude sans recevoir de travail du milieu extérieur [8].

III.3 Théorème de Carnot

Aucun moteur thermique ne peut être plus efficace qu'un moteur thermique réversible travaillant entre les mêmes limites de température et tout moteur thermique réversible fonctionnant entre les mêmes limites de température ont la même efficacité thermique [9].

III.3.1 Echelle de Température Thermodynamique

Le corollaire de Carnot suggère que l'efficacité thermique d'un cycle réversible fonctionnant entre deux réservoirs thermiques dépend uniquement des températures des réservoirs et non de la nature de la substance constituant le système exécutant le cycle ou la série de procédés.

L'échelle de température thermodynamique est définie comme suit:

$$\left(\frac{Q_H}{Q_L}\right)_{rev} = \frac{T_H}{T_C} \quad (\text{III. 4})$$

Cette expression s'applique uniquement aux systèmes qui subissent des cycles réversibles tout en opérant entre deux réservoirs en tant que moteur thermique réversible ou réfrigérateur, où Q_H et Q_C sont les échanges depuis la source chaude et froide respectivement. T_H et T_C sont les températures du réservoir chaude et froide respectivement.

III.3.2 Moteur de Carnot

Les quatre processus du cycle du moteur de Carnot sont illustrés dans le diagramme P-v de la figure III.3.

Transformation 1-2: Transformation adiabatique réversible de compression.

Transformation 2-3: Transformation isotherme réversible.

Transformation 3-4: Transformation d'expansion adiabatique réversible.

Transformation 4-1: Transformation isotherme

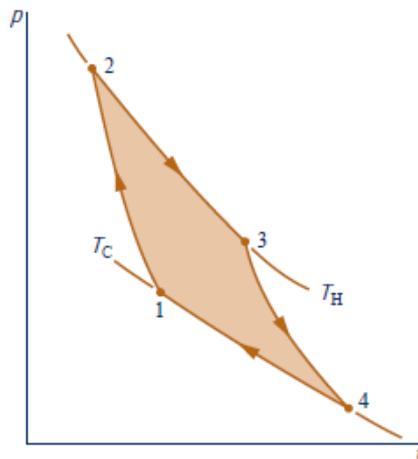


Figure III.3 Cycle du moteur de Carnot

Le rendement thermique du moteur est

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \quad (\text{III. 5})$$

Les différentes transformations sont présentées sur la figure III.4:

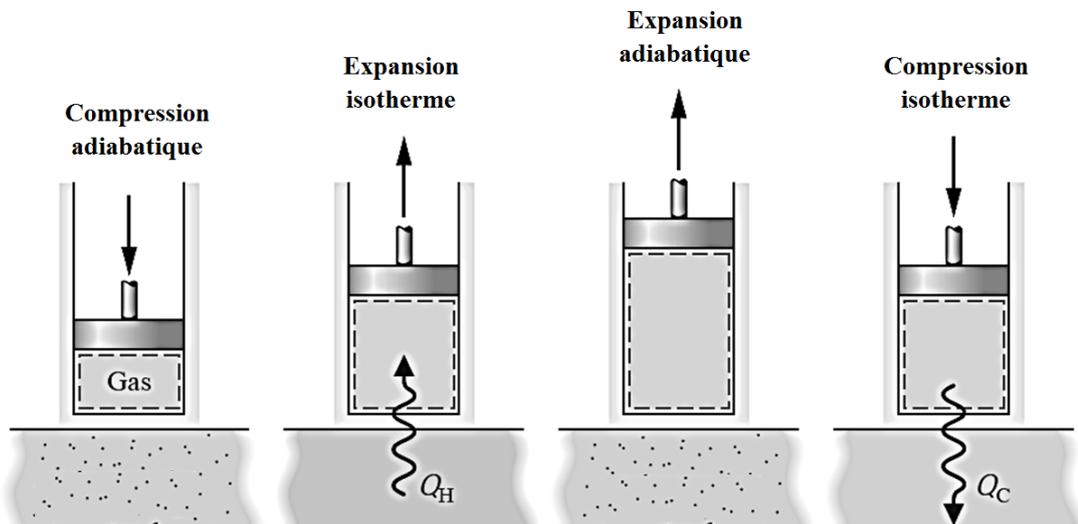


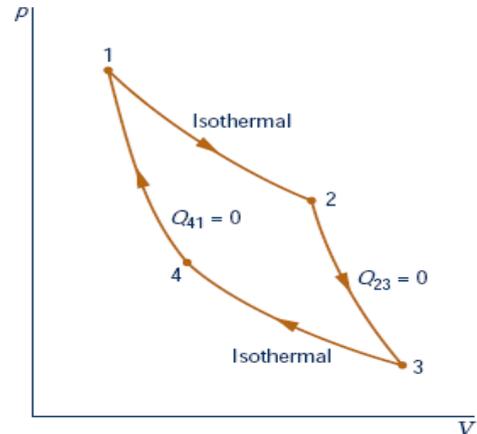
Figure III.4 Les transformations dans un cycle de Carnot [3]

Exemple III.1

Un gaz idéal subit un cycle de Carnot dans un ensemble piston-cylindre comme indiqué sur le schéma.

1- Prouvez que

- a. $\frac{T_2}{T_3} = \left(\frac{P_2}{P_3}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$ and $\frac{T_2}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_2}\right)^{\gamma-1}$
- b. $V_1V_3 = V_2V_4$
- c. $\eta_{Th} = 1 - \frac{T_3}{T_1}$



2- Déterminer la température minimale et les quantités de chaleur transférées si l'efficacité thermique est égale à 70% et la température maximale est de 600 K. $V_3 = 2 V_4$

Solution:

Dispositif piston-cylindre \Rightarrow système fermé

1)

a)

$$\frac{T_2}{T_3} = \left(\frac{P_2}{P_3} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$P_2 V_2^\gamma = P_3 V_3^\gamma \Rightarrow P_2 \left(\frac{nRT_2}{P_2} \right)^\gamma = P_3 \left(\frac{nRT_3}{P_3} \right)^\gamma$$

$$\Rightarrow \frac{T_2^\gamma}{P_2^{\gamma-1}} = \frac{T_3^\gamma}{P_3^{\gamma-1}}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{P_2}{P_3} \right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)^\gamma$$

$$\Rightarrow \left(\frac{P_2}{P_3} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)$$

$$\frac{T_2}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

$$P_2 V_2^\gamma = P_3 V_3^\gamma \Rightarrow V_2^\gamma \left(\frac{nRT_2}{V_2} \right) = V_3^\gamma \left(\frac{nRT_3}{V_3} \right)$$

$$\Rightarrow V_2^{\gamma-1} T_2 = V_3^{\gamma-1} T_3$$

$$\Rightarrow \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma-1} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)$$

b) $V_1 V_3 = V_2 V_4$:

$$\begin{cases} P_4 V_4^\gamma = P_1 V_1^\gamma \\ P_3 V_3^\gamma = P_2 V_2^\gamma \end{cases}$$

$$\Rightarrow \frac{P_4 V_4^\gamma}{P_3 V_3^\gamma} = \frac{P_1 V_1^\gamma}{P_2 V_2^\gamma}$$

$$\Rightarrow \frac{(P_4 V_4) V_4^{\gamma-1}}{(P_3 V_3) V_3^{\gamma-1}} = \frac{(P_1 V_1) V_1^{\gamma-1}}{(P_2 V_2) V_2^{\gamma-1}}$$

$$(P_4 V_4) = (P_3 V_3) \quad \& \quad (P_1 V_1) = (P_2 V_2) \quad (\text{isothermal process})$$

$$\Rightarrow \frac{V_4^{\gamma-1}}{V_3^{\gamma-1}} = \frac{V_1^{\gamma-1}}{V_2^{\gamma-1}}$$

$$\Rightarrow V_1 V_3 = V_2 V_4$$

$$\text{c) } \eta_{Th} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}$$

$$\eta_{TH} = \frac{W_{net}}{Q_{add}}$$

$$\Rightarrow \eta_{TH} = \frac{Q_{12} + Q_{34}}{Q_{12}}$$

$$\Rightarrow \eta_{TH} = 1 + \frac{Q_{34}}{Q_{12}}$$

Les transformations (1-2 ; 3-4) sont isotherme, donc $Q = W$:

$$Q - W = \Delta U = 0$$

$$\Rightarrow \eta_{TH} = 1 + \frac{P_3 V_3 \ln\left(\frac{V_4}{V_3}\right)}{P_1 V_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)}$$

$$\Rightarrow \eta_{TH} = 1 + \frac{-P_3 V_3 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)}{P_1 V_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)}$$

$$\Rightarrow \eta_{TH} = 1 + \frac{-mrT_3 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)}{mrT_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)}$$

$$\Rightarrow \eta_{TH} = 1 + \frac{-T_3}{T_1}$$

$$\Rightarrow \eta_{TH} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}$$

2) T_{min} et les quantités de chaleur échangé

$$\eta_{TH} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}$$

$$\Rightarrow T_{min} = T_{max}(1 - \eta_{TH})$$

$$\Rightarrow T_{min} = 600(1 - 0,7)$$

$$\Rightarrow T_{min} = 180 K$$

$$r_{air} = \frac{R}{M_{air}}$$

$$= \frac{8.314 \left[\frac{J}{mol K} \right]}{29 * 10^{-3} \left[\frac{kg}{mol} \right]}$$

$$r_{air} = 286.7 \left[\frac{J}{kg K} \right]$$

$$\begin{aligned}
 Q_{12} &= W_{12} = P_1 V_1 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) \\
 &= m r_{air} T_1 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right) \\
 &= 1 * 286.7 * 600 * \ln(2) \\
 Q_{12} &= 119,24 kJ
 \end{aligned}$$

Quantité de chaleur fournie au système

$$\begin{aligned}
 Q_{34} &= W_{34} = P_3 V_3 \ln\left(\frac{V_4}{V_3}\right) \\
 &= m r_{air} T_3 \ln\left(\frac{V_4}{V_3}\right) \\
 &= 1 * 286.7 * 180 * \ln\left(\frac{1}{2}\right) \\
 Q_{34} &= -35,77 kJ
 \end{aligned}$$

Quantité de chaleur cédée par système

III.3.3 Inégalité de CLAUSIUS

Lorsqu'un système est exécuté à travers un cycle complet, l'intégrale cyclique de $(\delta Q / T)$ est inférieure ou égale à zéro [7]. En général

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (III. 6)$$

L'inégalité de Clausius peut être exprimée de manière équivalente comme

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = -\sigma_{cycle} \quad (III. 7)$$

La nature du cycle exécuté par le système est indiquée par la valeur de σ_{cycle} comme suit

$$\begin{cases}
 \sigma_{cycle} = 0 & \text{transformations réversible} \\
 \sigma_{cycle} > 0 & \text{Irréversibilités présentes dans le système} \\
 \sigma_{cycle} < 0 & \text{impossible}
 \end{cases} \quad (III.8)$$

III.4 Entropie d'un Système

Il existe une propriété pour toute transformation réversible subie par le système.

$$\boxed{\frac{\delta Q}{T} = dS} \quad (\text{III.9})$$

ou S dite entropie [J/K]

la variation entre l'état 1 et l'état 2 est égale à

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{III.10})$$

III.4.1 Equation de l'Entropie

L'équation de l'entropie pour une transformation peut être écrite sous l'une des formes suivantes:

$$(\Delta S)_{system} + (\Delta S)_{surrounding} = (\Delta S)_{univers} \quad (\text{III.11})$$

$$(\Delta S)_{system} - \int \frac{\delta Q}{T} = \Delta S_i$$

Où ΔS_i est la variation de l'entropie dû à l'irréversibilité interne ou à la génération de l'entropie qui est toujours une quantité positive ou nulle. Une transformation réversible adiabatique ($dS = 0$) est appelée aussi transformation isentropique.

III.4.2 Principe de l'Augmentation de l'Entropie

La variation de l'entropie d'un système isolé est la somme des variations de l'entropie de ses composants (chaque sous-système de 1 à N représente un système et son environnement, comme le montre la figure III.5). Comme il n'y a pas de rejet de chaleur d'un système isolé, la valeur du changement d'entropie ne peut jamais être inférieure à zéro. Elle peut être égale à zéro lorsque les interactions entre les sous-systèmes sont réversibles, et elle peut être supérieure à zéro dans le cas contraire.

$$\boxed{\Delta S_i = (\Delta S_{sys} + \Delta S_{surr}) \geq 0} \quad (\text{III.12})$$

Comme tous les processus naturels sont irréversibles, il y a une augmentation de l'entropie de l'univers. C'est ce qu'on appelle le principe de l'augmentation de l'entropie.

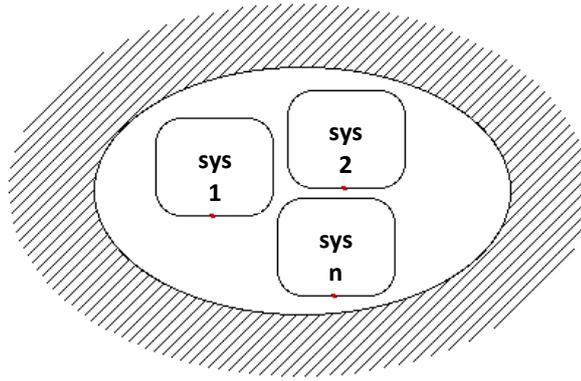


Figure III.5 Système isolé et sous-systèmes

Exemple III.2

A 3 kg de subit de gaz dans un ensemble piston-cylindre d'une détente polytropique réversible pour lequel la relation entre la pression et le volume est donné par: $Pv^{1.2} = const.$ La pression initiale est de 15 bar et la pression finale est de 3 bar.

- 1- Déterminer la variation de l'entropie du système.
- 2- Déterminer la variation de l'entropie du système si le processus est adiabatique.

Solution:

1) la variation de l'entropie du système

$$\begin{aligned}
 ds &= \frac{\delta q}{T} \\
 &= \frac{du + pdv}{T} \\
 &= \frac{c_v dT}{T} + \frac{rdv}{v} \\
 \Rightarrow \Delta s_{12} &= c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + r \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) \\
 \Rightarrow \Delta s_{12} &= c_v \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\left(\frac{K-1}{K}\right)} + r \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{K}} \\
 \Rightarrow \Delta s_{12} &= c_v \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\left(\frac{1-K}{K}\right)} + r \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{K}}
 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \Delta s_{12} = \left(\frac{r}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{1 - K}{K} \right) \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) + r \left(\frac{1}{K} \right) \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

$$\Rightarrow \Delta s_{12} = \frac{r}{K} \left(\frac{1 - K}{\gamma - 1} + 1 \right) \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

donc

$$\begin{aligned} \Delta S_{12} &= m \times \Delta s_{12} \\ &= 3 \times \frac{286.68}{1.2} \left(\frac{1 - 1.2}{1.4 - 1} + 1 \right) \ln \left(\frac{15}{3} \right) \\ &= 576.71 \left[\frac{J}{K} \right] \end{aligned}$$

2) la variation de l'entropie du système avec la transformation adiabatique

$$\text{Pour une transformation adiabatique } K=\gamma \Rightarrow (\text{isentropique}) \Delta S_{12} = 0 \left[\frac{J}{K} \right]$$

III.5 Disponibilité Energétique (Exergy)

III.5.1 Disponibilité (Exergy) pour un Système Fermé

La disponibilité énergétique pour un système fermé est le travail maximum récupérable d'un système thermodynamique au cours d'une transformation. Plus le système est loin de l'équilibre avec le milieu extérieur (ambiant), plus il est apte à opérer un changement et à donner une énergie utile.

La disponibilité énergétique pour un système fermé est associée à la chaleur et au transfert de travail et est défini par rapport à une température et une pression d'environnement spécifiées. Lorsque le système arrive à l'équilibre thermodynamique avec l'environnement, l'état du système est appelé état mort.

La fonction de disponibilité d'un système fermé est

$$\phi = U + P_0 V - T_0 S \quad (\text{III.13})$$

Où P_0 et T_0 sont la pression et la température de l'environnement.

Le bilan de disponibilité d'un système fermé dans une transformation

$$\boxed{A_1 - A_2 = (W - P_0(V_2 - V_1)) - Q \left(1 - \frac{T_0}{T_H}\right) + I} \quad (\text{III. 14})$$

L'irréversibilité est définie comme

$$\boxed{I = T_0 S_i} \quad (\text{III.15})$$

Dans tout processus naturel, la disponibilité d'un système est détruite en raison de l'irréversibilité, c'est la loi de la dégradation de l'énergie.

III.5.2 Disponibilité (Exergy) pour un Système Ouvert

Un système ouvert ou un volume de contrôle est associé au concept de flux de disponibilité où le flux de disponibilité spécifique d'un fluide traversant la surface d'un volume de contrôle est définie par une fonction ψ comme

$$\psi = h - T_0 S + \frac{C^2}{2} + gZ \quad (\text{III. 16})$$

avec T_0 la température de l'environnement

L'équation de la disponibilité pour un système ouvert ou d'un volume de contrôle

$$\boxed{\psi_1 - \psi_2 = \frac{\delta W}{\delta m} - \frac{\delta Q}{\delta m} \left(1 - \frac{T_0}{T_H}\right) - \frac{dI}{dm}} \quad (\text{III. 17})$$

III.5.3 Thermodynamique ou 2^{ème} loi de l'Efficacité:

L'efficacité de la deuxième loi de tous les processus naturels est inférieure à 100%, alors qu'elle est 100% pour un processus réversible.

L'efficacité de la deuxième loi d'une turbine adiabatique peut être déterminée comme

$$\eta_{II,tur} = \frac{w}{w_{rev}} = \frac{h_1 - h_2}{\psi_1 - \psi_2} \quad (\text{III. 18})$$

L'efficacité de la deuxième loi d'un compresseur adiabatique peut être déterminée comme

$$\eta_{II,comp} = \frac{w_{rev}}{w} = \frac{\psi_1 - \psi_2}{h_1 - h_2} \quad (\text{III. 19})$$

III.6 Propriétés Thermodynamiques

III.6.1 Rappels de Mathématiques

Le différentiel exact d'une fonction z où $z = f(x, y)$ est

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x dy \quad (\text{III. 20})$$

Cela peut être exprimé alternativement comme

$$dz = Mdx + Ndy \quad (\text{III.21})$$

Prenant la dérivée partielle de M par rapport à y et de N par rapport à x donne

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)_x = \left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_y \quad (\text{III. 22})$$

III.6.2 Les relations $T-ds$

La première équation $T-ds$ dérivée du bilan énergétique d'un système fermé avec un travail de déplacement sous condition d'une transformation réversible peut être écrite comme suit

$$\boxed{TdS = dU + PdV} \quad (\text{III.23})$$

La deuxième équation $T-ds$ est obtenue en éliminant dU de l'équation III.23 en utilisant la définition de l'enthalpie ($H = U + PV$)

$$\boxed{TdS = dH - VdP} \quad (III.24)$$

III.6.3 Fonction de Helmholtz et Gibbs

Ces deux autres équations sont très importantes lorsque une réaction chimique a lieu et elles sont écrites comme

$$\text{Fonction de Helmholtz ou énergie libre } f = u - T.s \quad (III.25)$$

$$\text{Fonction de Gibbs ou enthalpie libre } g = h - T.s \quad (III.26)$$

Les fonctions Helmholtz et Gibbs sont des propriétés parce que chacune est définie en termes de propriétés.

III.6.4 Relations de Maxwell

Les équations qui relient les dérivées partielles des propriétés P , v , T et s d'une simple substance compressible entre elles sont appelées les relations de Maxwell. Ils sont obtenus à partir de ces équations exprimées comme

$$du = T ds - P dv \quad (III.27)$$

$$dh = du + P dv + v dP = T ds + v dP \quad (III.28)$$

$$df = du - T ds - s dT = -P dv - s dT \quad (III.29)$$

$$dg = dh - T ds - s dT = v dp - s dT \quad (III.30)$$

Les relations de Maxwell sont

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_v \quad (III.31)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_P \quad (III.32)$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \quad (III.33)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T \quad (III.34)$$

IV. Propriétés des Substances Pures

IV.1 Définition d'une Substance Pure

Une substance pure est une substance qui est uniforme et invariable dans la composition chimique. On utilise la notion de phase pour distinguer les différents états possibles d'un système thermodynamique.

L'air est un mélange de plusieurs gaz. Il se compose de deux composants majeurs (l'oxygène et l'azote). L'azote contribue à 78,08% en volume et l'oxygène 20,95% et le reste entre le dioxyde de carbone et certains gaz inertes. Cependant, l'air a une composition uniforme qui ne change pas dans la zone de fonctionnement des cycles thermodynamiques tels que le cycle Brayton, le cycle du moteur à combustion interne ... la raison qui conduit à le considérer dans sa phase gazeuse unique comme une substance pure.

IV.2 Phase des Substances Pures

Les substances existent dans différentes phases dans des conditions différentes, chacune ayant une structure moléculaire différente, comme le montre la figure IV.1. Une région dans laquelle toutes les propriétés sont uniformes consiste en une phase distincte. Les trois phases (états) les plus classiques de la matière sont états solides, liquides et gazeuses. Par exemple, la glace solide, l'eau liquide et la vapeur d'eau gazeuse sont des phases distinctes.

IV.2.1 Phase gazeux :

En phase gazeuse, les molécules sont très éloignées les unes des autres, et elles se déplacent de façon aléatoire dans toute les directions. Les particules sont très faiblement liées et quasiment indépendantes. À l'état gazeux, Les molécules de gaz se déplacent continuellement en collision les unes avec les autres, figure IV.1 (c).

IV.2.2 Phase liquide :

À l'état liquide, les particules sont faiblement liées, contrairement à l'état solide, elles peuvent se déplacer spontanément les unes par rapport aux autres mais, contrairement à l'état gazeux, elles ne sont pas indépendantes. IV.1 (b).

IV.2.3 Phase solide :

À l'état solide, les particules sont liées les unes aux autres par des liaisons qui fixent leurs positions relatives.

Le passage d'un état de la matière à un autre est appelé changement d'état. Ce changement se fait sous l'effet d'une modification du volume, de la température et/ou de la pression. Les principaux changements d'état de la matière sont illustrés sur la figure IV.1.

Chaque changement de phase a un nom: changer un solide en un liquide s'appelle fusion, changer un liquide en gaz s'appelle vaporisation (ou évaporation), changer de gaz en liquide s'appelle condensation

liquide et changer un liquide en un solide s'appelle solidification. Il y a six changements distincts de phase qui se posent à différentes substances à différentes températures [10].

Les six changements sont illustrés à la figure IV.1 et la définition de chaque changement peut être donnée comme suit:

• **Solidification:**

Lorsqu'un liquide change de phase et devient solide, comme lorsque l'eau que vous posez dans le bac à glaçons devient solide dans le congélateur. La congélation implique la perte d'énergie sous forme de chaleur.

• **Fusion:**

La fusion est lorsque la glace dans votre boisson se transforme en liquide ou lorsqu'un solide change de phase et devient un liquide.

• **Condensation liquide:**

Elle se produit lorsqu'une substance dans la phase gazeuse devient à la phase liquide. C'est ce qui se passe avec la vapeur d'eau de l'air lorsqu'il est en contact avec la surface de verre de la bouteille froide pendant une journée chaude. La condensation implique la perte d'énergie sous forme de chaleur.

• **Vaporisation:**

C'est le processus d'une substance en phase liquide allant à une phase gazeuse. Pendant la vaporisation, le liquide absorbe l'énergie sous forme de chaleur, ses molécules échappent à la tension superficielle de la surface de liquide et entrent dans la phase gazeuse.

• **Déposition:**

A certaines conditions de température et de pression, certaines substances ne peuvent pas exister en tant que liquide. Dans ces conditions, une substance en phase solide se déplacera directement vers un gaz sans passer par la phase liquide.

• **Condensation solide:**

C'est le changement d'état d'un gaz à un solide sans passer par la phase liquide.

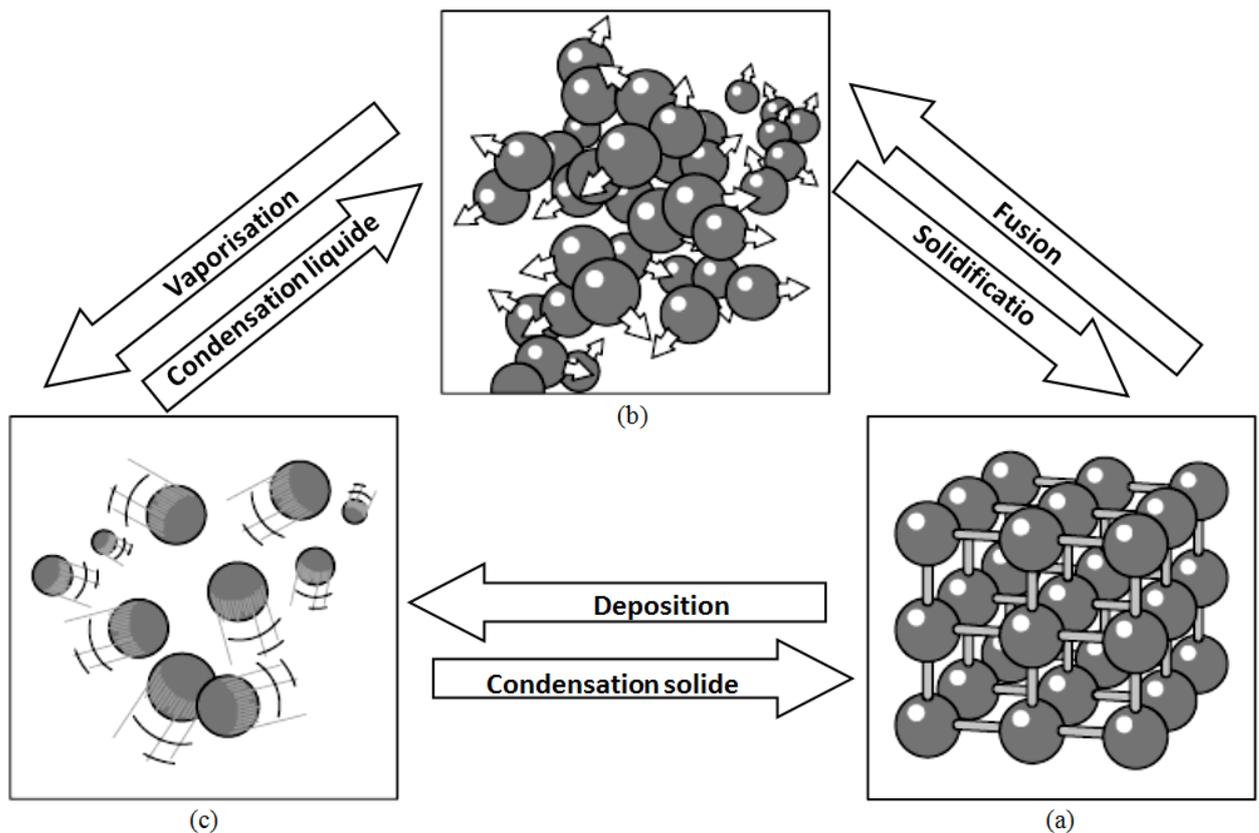


Figure IV.1 La disposition des atomes en différentes phases: (a) solide, (b) liquide et (c) gaz

IV.2.1 Processus de changement de phase

Considérons une substance pure, par exemple l'eau. Il existe trois phases de cette substance qui sont solides, liquides et gazeuses. Les processus de changement de phase de l'eau à pression atmosphérique constante sont représentés sur la figure IV.2.

Lorsque nous procédons à l'échauffement de l'eau à partir de l'état solide (glace) à pression atmosphérique constante, il absorbe la chaleur sensible, son température augment jusqu'à $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. L'eau solide est sur le point de fondre. Nous continuons à chauffer la substance, puis la fusion commence simultanément avec le processus de changement de phase de l'état solide à l'état liquide en absorbant une chaleur latente de 334 kJ/kg à température constante.

Maintenant, nous avons l'eau liquide appelée aussi un « liquide sous-refroidi », car il n'est pas sur le point de se vaporiser. À mesure que sa température augmente à pression constante, l'eau liquide se dilate légèrement. Il absorbe la chaleur sensible et son volume spécifique augmente. Lorsque le liquide est sur le point de se vaporiser à la température de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, il s'appelle un liquide saturé. La chaleur sensible requise pour chauffer l'eau liquide à $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ à la pression atmosphérique est de $418,6\text{ kJ/kg}$.

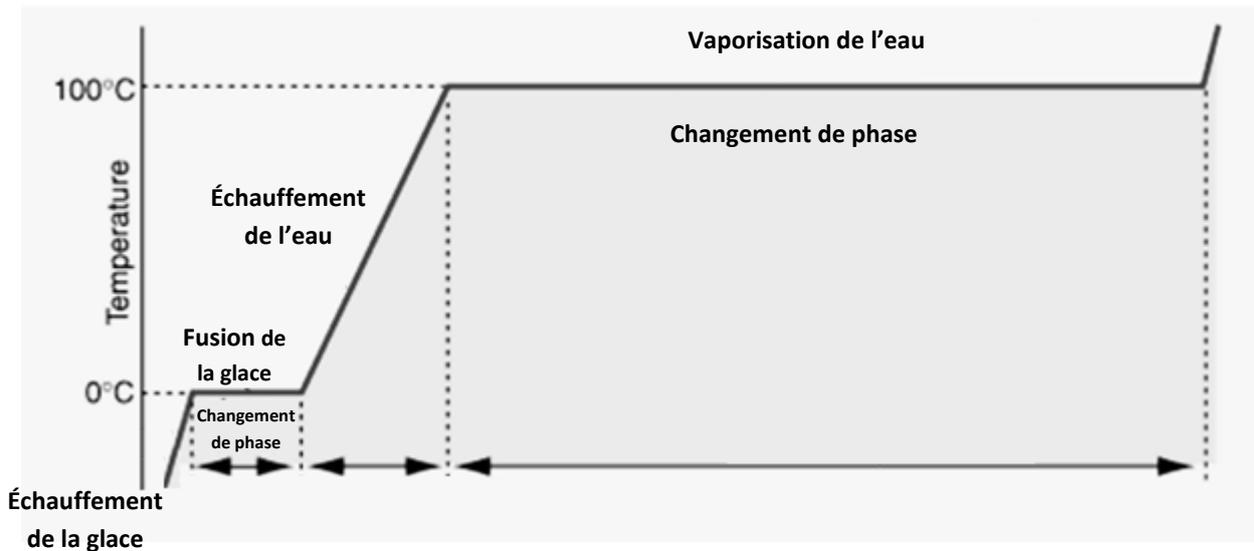


Figure IV.2 Changement de phase de l'eau à pression atmosphérique constante

L'eau absorbe la chaleur latente et l'évaporation commence simultanément avec le processus de changement de phase de l'état liquide à l'état de vapeur à température constante. La vaporisation est maintenue jusqu'à ce que la dernière goutte de liquide soit vaporisée et que la chaleur latente de vaporisation soit égale à 2260 kJ/kg . La vapeur s'appelle maintenant une vapeur saturée.

Comme nous continuons à chauffer la vapeur, elle absorbe la chaleur sensible et sa température et volume spécifique augmentent. Au-dessus du point de vapeur saturé, la vapeur s'appelle une vapeur surchauffée.

Le changement de phase est caractérisé par un processus multi-phases ou à deux-phases où la chaleur latente est échangée à température constante, contrairement à la région mono-phasée dans laquelle il y a échange de la chaleur sensible. La chaleur nécessaire pour faire évaporer le corps est appelé chaleur latente de l'évaporation. Pour plusieurs valeurs de pression on obtient une courbe ou diagramme de phase.

Maintenant, si on change la pression au-dessus et au-dessous de la pression atmosphérique, nous allons avoir les mêmes formes tracées sur la figure IV.2 caractérisée par l'absorption de la chaleur sensible et la chaleur latente et on obtient le diagramme $T-v$ de la figure IV.3. Les points de liquide saturé et les points de vapeur saturé convergent entre eux en augmentant la pression. À la pression de $22,06 \text{ MPa}$ et $373,95 \text{ °C}$, les points de liquide saturé et les points de vapeur saturés sont associés et les deux phases deviennent plus similaires. Nous appelons cela le point critique ou l'état critique de l'eau. Au point critique, il n'existe qu'une seule phase. La chaleur de vaporisation est nulle. À ce stade, l'eau liquide devient vapeur spontanément. Près de ce point critique, le fluide est suffisamment chaud et comprimé pour que l'on ne puisse pas distinguer les phases liquides et gazeuses.

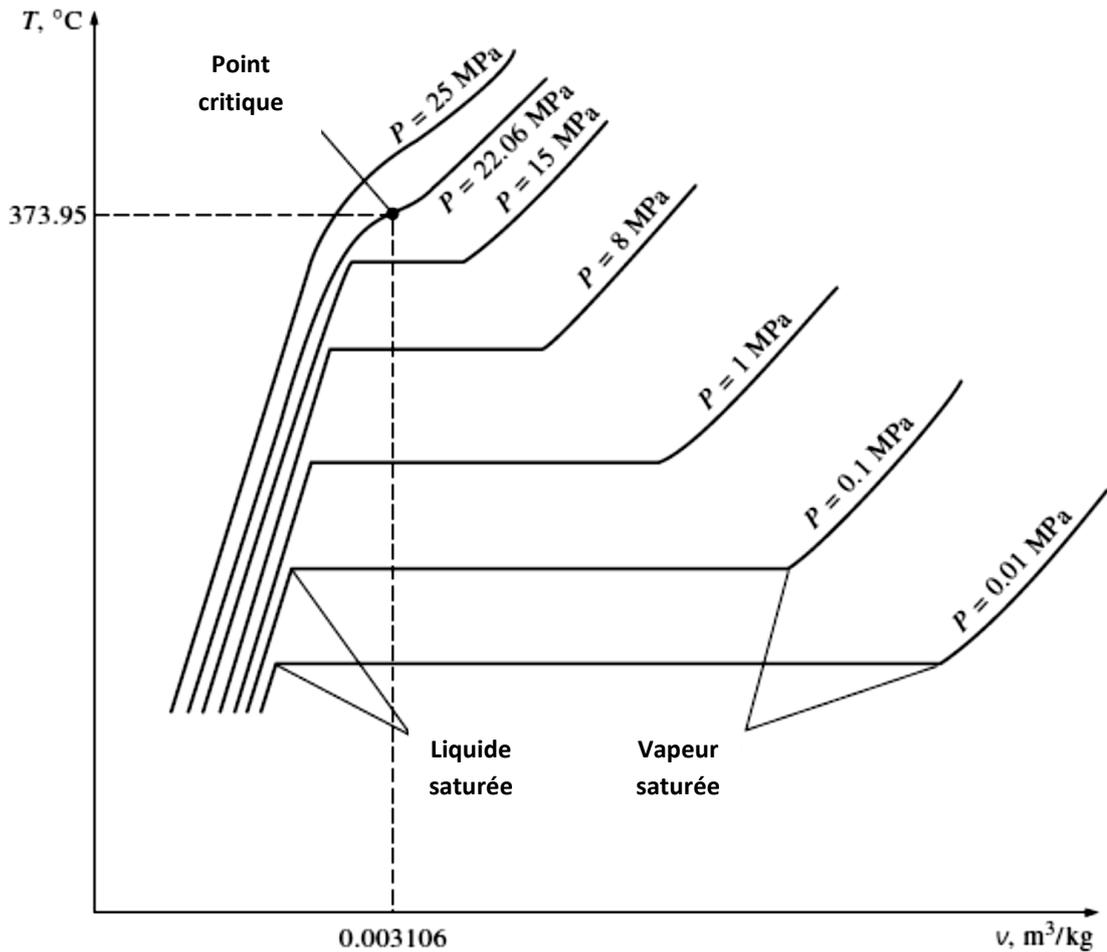


Figure IV.3 Diagramme T - v de l'eau [4]

IV.2.2 Température et pression de saturation

À une pression donnée, la température à laquelle une substance pure change de phase s'appelle la température de saturation T_{sat} . De même, à une température donnée, la pression à laquelle une substance pure change de phase s'appelle la pression de saturation P_{sat} .

À l'équilibre et à la température de $273,16\text{ K}$ ($0,01\text{ °C}$) et une pression de vapeur partielle de $611,657\text{ Pa}$, les trois phases de l'eau (gaz, liquide et solide) peuvent coexister comme le montre la figure IV.4. Ce point appelé point triple est utilisé pour définir le Kelvin, l'unité de base de la température thermodynamique dans le Système international d'unités (SI) ($273,16\text{ K}$, $0,01\text{ °C}$).

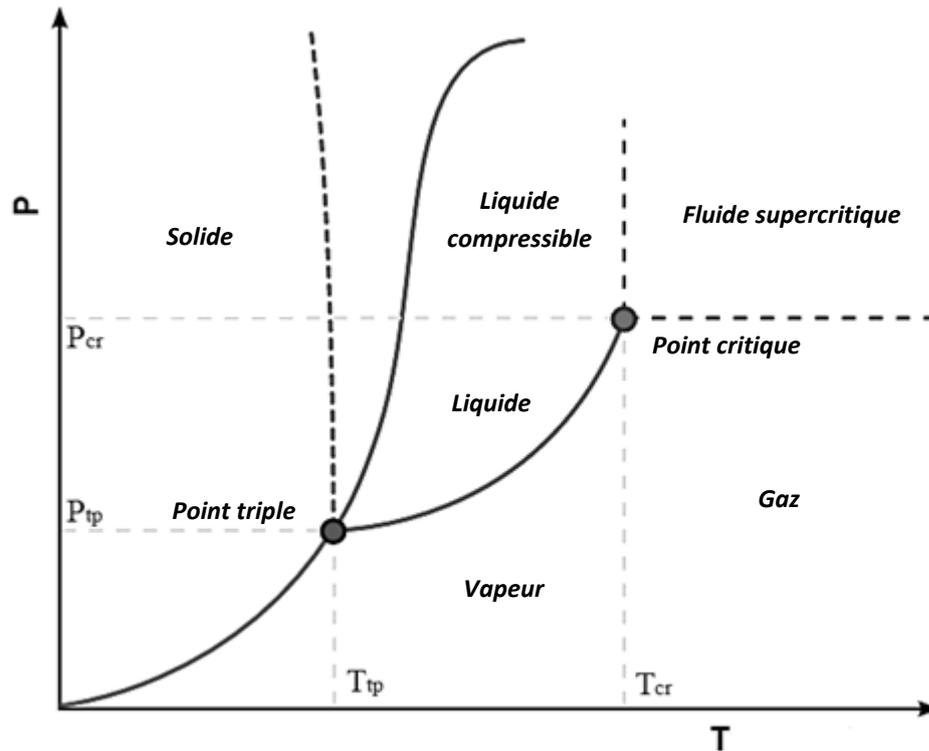


Figure IV.4 Courbe de saturation de vapeur liquide de l'eau dans un diagramme P - T

IV.3 Diagramme de phase

Un diagramme de phase est une représentation graphique généralement à deux ou trois dimensions, représentant les phases d'un système en fonction de variables choisies pour faciliter la compréhension des phénomènes étudiés.

Lorsque l'on chauffe l'eau liquide à pression constante, sa température augmente. Puis, arrivé au point de l'évaporation, liquide saturé, la chaleur apportée sert à la transformation liquide-vapeur, la température reste stable. Une fois l'évaporation terminée, vapeur saturé, la chaleur apportée fait monter la température de vapeur. Les diagrammes T - v et P - v sont tracés dans les figures IV.5 et IV.6. Les diagrammes contiennent des lignes de pression constantes, la ligne de liquide saturé qui sépare la région des liquides comprimés de la région saturée de vapeur de liquide. Ligne de vapeur saturée séparée de la région liquide-vapeur saturée de la région de vapeur surchauffée.

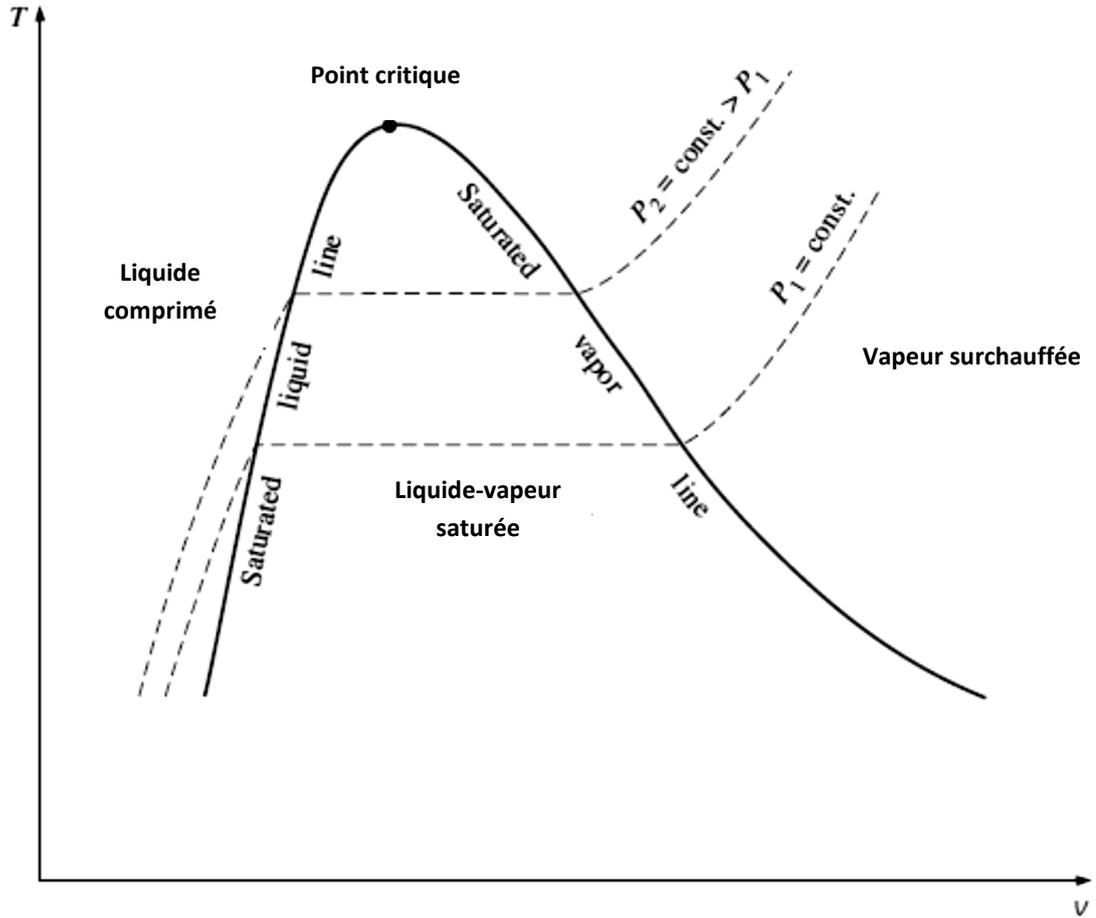


Figure IV.5 T - v diagram of a pure substance [4]

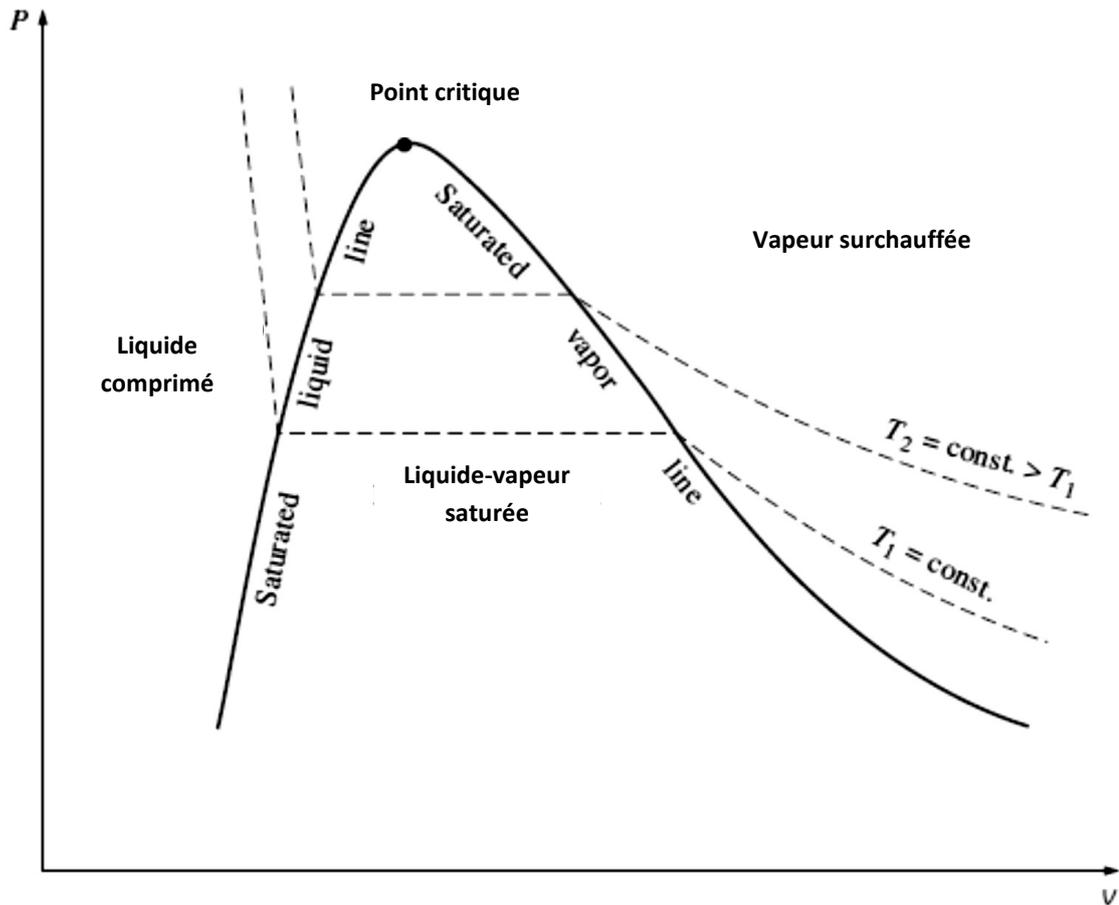


Figure IV.6 P-v diagram of a pure substance [4]

Dans la région liquide-vapeurs, nous pouvons avoir l'eau et la vapeur qui représentent un mélange de deux phases. Afin de spécifier toute propriété pour cette région, nous devons spécifier la composition du mélange par le titre de vapeur ou la qualité du mélange qui est définie comme la masse de vapeur sur la mass total du mélange dans la zone transformation liquide-vapeur.

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{\text{masse de vapeur}}{\text{mass total du mélange}} \\
 &= \frac{m_{\text{vapor}}}{m_{\text{liquid}} + m_{\text{vapor}}}
 \end{aligned}
 \tag{IV.1}$$

Cette quantité x est comprise entre $0 < x < 1$

Le volume total d'un tel mélange est

$$V = V_f + V_g$$

où f symbolise le liquide ou le côté liquide saturé et g indique le côté gaz ou vapeur saturée.

ou, alternativement,

$$\frac{V}{m} = \frac{V_f}{m} + \frac{V_g}{m}$$

où la masse totale m est

$$m = m_f + m_g$$

En divisant par la masse totale du mélange m

$$v = (1 - x)v_f + xv_g \quad (\text{IV.2})$$

Maintenant, le titre de vapeur s'exprime en volume spécifique

$$\boxed{x = \frac{v_x - v_f}{v_g - v_f}} \quad (\text{IV.3})$$

La même chose pour l'énergie interne, l'enthalpie et l'entropie

$$x = \frac{u_x - u_f}{u_g - u_f} \quad (\text{IV.4})$$

$$x = \frac{h_x - h_f}{h_g - h_f} \quad (\text{IV.5})$$

$$x = \frac{s_x - s_f}{s_g - s_f} \quad (\text{IV.6})$$

Exemple IV.1

Deux kilogrammes de mélange liquide-vapeur d'eau à température de 300 °C est chauffé à l'état de vapeur saturée à volume constant par le contact avec un réservoir thermique à 900 K. La qualité de la vapeur à l'état initial est de 0,5, la pression et la température de l'environnement et de 300 K et 1 bar respectivement.

Déterminer :

- 1- la variation de l'exergie
- 2- la quantité nette de l'exergie dû au transfert de la chaleur
- 3- la valeur de l'irréversibilité

Extrait des tables de propriétés de vapeur saturées (table de température):

Temp. (°C)	Press. (bar)	Specific Volume m ³ /kg		Internal Energy kJ/kg		Enthalpy kJ/kg		Entropy kJ/(kg k)	
		(v _f × 10 ³)	v _g	u _f	u _g	h _f	h _g	s _f	s _g
300.0	85.81	1.4036	0.02167	1332.0	2563.0	1344.77	2749.57	3.2534	5.7045
336.6	140.0	1.6097	0.01149	1548.6	2474.2	1570.88	2638.09	3.6230	5.3673

Solution:

transformation à volume constant ⇒ system fermé

1. variation de l'exergie

$$\begin{aligned}
 v_1 &= v_{f1} + x_1(v_{g1} - v_{f1}) \\
 &= 1.4036 * 10^{-3} + 0.5(0.02167 - 1.4036 * 10^{-3}) \\
 &= 0.01154 \left[\frac{m^3}{kg} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 u_1 &= u_{f1} + x_1(u_{g1} - u_{f1}) \\
 &= 1332 + 0.5(2563 - 1332) \\
 &= 1947.5 \left[\frac{kJ}{kg} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 s_1 &= s_{f1} + x_1(s_{g1} - s_{f1}) \\
 &= 3.2534 + 0.5(5.7045 - 3.2534) \\
 &= 4.479 \left[\frac{kJ}{kg K} \right]
 \end{aligned}$$

$$v_1 = v_2 \Rightarrow T_2 = 336.8 C^\circ$$

$$u_2 = 2474.2 \left[\frac{kJ}{kg} \right]$$

$$s_2 = 5.3673 \left[\frac{kJ}{kg K} \right]$$

$$\begin{aligned} A_2 - A_1 &= m((u_2 - u_1) + P_0(v_2 - v_1) - T_0(s_2 - s_1)) \\ &= 2((2474.2 - 1947.5) - 300(5.3673 - 4.479)) = 520.4 \text{ kJ} \end{aligned}$$

2. quantité net de l'exergie dû au transfert de la chaleur

$$\begin{aligned} A_Q &= Q \left(1 - \frac{T_0}{T_{res}} \right) \\ &= m * \Delta u \left(1 - \frac{T_0}{T_{res}} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= 2(2474.2 - 1947.5) \left(1 - \frac{300}{900} \right) \\ &= 702.3 \text{ kJ} \end{aligned}$$

3. valeur de l'irréversibilité

$$\begin{aligned} (A_2 - A_1) &= A_Q - A_W - I \Rightarrow I = (A_1 - A_2) + A_Q - A_W \\ &= -520.4 + 702.3 = 181.9 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Références

- [1] John B. Heywood, Internal Combustion Engine Fundamentals. McGraw-Hill Education; 1st edition, 1988
- [2] T. Al-Shemmeri. Engineering Thermodynamics. Ventus Publishing ApS, 2011
- [3] Moran, Shapiro, Boettner and Bailey, Fundamentals of Engineering Thermodynamics, 7th Edition, 2010
- [4] Yunus A. Cengel, & Michael A. Boles. Thermodynamics: An engineering approach. McGraw-Hill, 5nd Edition, 2006
- [5] Wei-Yin Chen, Toshio Suzuki and Maximilian Lackner, Handbook of Climate Change Mitigation and Adaptation, Springer Science+Business Media New York, 2015
- [6] A.M.Y Razak. Industriel Gas Turbines. Taylor & Francis Group, 2007
- [7] CHIH WU. Thermodynamics and Heat Powered Cycles: A Cognitive Engineering Approach. Nova Science Publishers, Inc. New York, 2007
- [8] Ingo Müller, Wolf Weiss, Entropy and Energy a universal competition. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [9] Rogers and Mayhew, Engineering Thermodynamics: Work and Heat Transfer, 4th Edition, 1992
- [10] <http://study.com/>
- [11] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, A. S. Lavine, Fundamentals of heat and mass transfer. John Wiley, 6th Edition, 2006
- [12] M. Schobeiri, Turbomachinery Flow Physics and Dynamic Performance, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2005