

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

NOTIONS DE BASE SUR LA THERMODYNQUE
ET MACHINES THERMIQUES

Polycopie Présenté par:

Dr Bouchlaleg Lazhar

Département de Mécanique

Faculté de Technologie

Université de Batna2

Expertisé par les Professeurs :

Madani Hakim Département de Mécanique Université de Batna2

Moumni Mostapha Département de science et matière Université de Biskra

SOMMAIRE :

Liste des figures, tableau et schémas

Liste des abréviations

I-Introduction générale	3
Chapitre I Rappels de thermodynamique	4
I.1 Notions fondamentales sur le système thermodynamique	4
I.2 Variables et équations d'états	5
I.3 Évolution d'un système	6
I.4 Gaz parfaits/ Gaz réels	7
Chapitre II	
II. Énergie, travail et chaleur	7
II. a Énergie	7
II. b Travail	7
II. c Chaleur	8
II.1 Les deux principes de thermodynamiques	9
II.1.1 Le Premier Principe	9
II.1.2 L'enthalpie	10
II.1.3 Le second principe	10
II.4 Thermodynamique des systèmes ouverts	13
II.4.1 Premier et second principes pour un système ouvert	13
II.4.2 Application au corps pur monophasé	15
II.4.3 Application au compresseur à piston	15
II.4.4 Application au corps pur monophasé	15
a)-Fonction U, S, H du corps pur	16
b)-Fonction U(S, V)	16
c)- Fonction H(S, P)	16
d)- Cas des phases condensées	16

Chapitre III Représentation graphique de l'état d'un corps pur	16
III.1 Diagramme de Clapeyron P, V	18
III.2 Diagramme entropique T, S	19
III.3 Diagramme de Watt	19
III.4 Quelques propriétés des corps purs	19
III.5 Les différents états d'un corps purs	20
III.6 Diagramme d'équilibre d'un corps pur	22
III.6.1 Chaleur latente ou enthalpie de transition de phase	22
III.6.2 Formule de Clapeyron	22
III.6.3 Application à l'équilibre liquide-gaz d'un gaz réel	23
III.7 Les diagrammes thermodynamiques (Généralités)	24
III.7.1 Le diagramme entropique	24
III.7.2 Le diagramme enthalpique	24
Chapitre IV Machine thermique	24
IV.1 Principe	24
IV.2 Transferts thermiques associés aux sources	25
IV. Rendement et efficacités	25
IV.4 Cycle de Carnot	25
IV.5 Principe de fonctionnement de la pompe à chaleur	25
IV.6 Les machines thermiques	27
IV.7 Généralités et classification	29
IV.7.1 Les machines génératrices d'énergie thermique	29
IV.7.2 Machine ditherme, tritherme	30
IV.7.3 Les coefficients de performance d'une pompe à chaleur	31
IV.7.4 Définition	31
IV.7.5 COP d'un PAC ditherme idéale	31
IV.7.6 Le cycles idéal	32

IV.7.6.2 Cycles à compression mécanique de vapeur (le cycle idéal)	33
IV.7.6.3 Réalisation pratique d'une machine thermique	34
IV.7.6.4 Généralités sur les machines thermiques	34
IV.7.6.5 Les machines alternative à combustion extérieur	34
IV.7.6.6 Les machines alternative à combustion interne	34
IV.7.7 Propriétés du moteur à combustion interne	34
IV.7.1 Turbine à combustion externe	36
IV.7.7.2 Principe	37
IV.7.7.3 Applications	37
IV.7.7.4 Turbine à combustion interne	38
IV.7.7.5 Principe	38
IV.7.7.6 Applications	40
Conclusion générale	41
Références	42

Liste des Figures, Tableau et Schéma

CHAPITRE I

Tableau I.1: Comparaison des gaz parfait et réel

Figure 1. Machine ditherme [4]I

Figure I.1 Illustration du différent échange du système

CHAPITRE II

Figure II. 1 Échange de travail

Figure II.2 Évolution avec écoulement d'un fluide en régime stationnaire

Figure II.3 représentant la détente de Joule - Kelvin

Figure II.4 Compresseur à piston

CHAPITRE III

Figure III.1 Évolution d'un corps pur au cours d'une transformation

Figure III.2 Transformation thermique associé $T = f(S)$

Figure III.3 Diagramme de Watt

Figure III.4 Changement des phases

Figure III.5 Analyse thermique des phases en fonction du temps

Figure III.6 Diagramme comporte les trois courbes d'équilibres suivantes : solide/gaz, solide/liquide et liquide/gaz

Figure III.7 Le diagramme ci-dessous présente un réseau d'isothermes d'Andrews en fonction des valeurs de T par rapport à la température critique T_c

Figure III.8 Diagramme entropique

Figure III.9 Diagramme enthalpique

Chapitre IV

-Schéma IV 1: le moteur qui reçoit de chaleur de la source chaude, en fournit à la source froide et surtout fournit du travail à l'extérieur

-Schéma IV 2: La pompe à chaleur qui reçoit du travail de l'extérieur, reçoit de la chaleur de la source froide, et surtout fournit de la chaleur à la source chaude

-Figure IV.1 Diagramme d'un cycle de Carnot composé de deux transformations isentropiques reliées par deux isothermes

Schéma IV.3 Transformation d'un Moteur thermique

Schéma IV.4 Transformation d'un Machine thermique génératrice

Schéma VI.5 Pompe à chaleur ditherme

Figure IV.2 Courbe d'Évolution du COP en fonction du rapport T_f/T_c

Figure VI.3 Courbes des Différentes Variations du COP idéal en fonction des T_f et de T_c

Schéma IV. 6 Pompe à chaleur tritherme idéale

Figure IV.4 Schéma d'un Simple Système de réfrigération à compression de vapeur

Liste des Abréviations

P:Pression	θ :Temperature($^{\circ}$ C)
V:volume	h:Enthalpie
q : la chaleur massique	S_c : entropie créée
C:capacité calorifique molaire	m:masse
C_P : capacité calorifique molaire à pression constante	$\gamma = C_P / C_V$
C_V : capacité calorifique molaire à volume constant	
T:Température(K)	n:nombre de mole
U: Énergies interne	a:La constante de proportionnalité est nommée
H : Enthalpies	pression de cohésion
S:Entropie	b:La constante de proportionnalité, le covolume
ρ : masse volumique	proportionnelle à la taille des molécules
k_B : la constante de Boltzmann	M: Masse molaire
v, V_i : vitesse	E:énergie totale
z_i : Altitude	E_{Ci} : énergie cinétique
g:gravité	E_P : énergie potentiel
F: Force	$E_{méca}$: énergie mécanique
W:travail	Δe : énergie potentielle extérieure
Q:chaleur	coefficient calorifique massique c_P
coefficient de compressibilité g	taux de compression t
η :rendement	COP: coefficient de performance
e:efficacité	PAC: Pompe à chaleur

I- INTRODUCTION GENERALE

De nos jours, la thermodynamique est devenue un sujet d'étude incontournable dans le domaine des sciences naturelles et appliquées (phénomène nature, procédé industriel, dispositif, machine, respectent ses lois fondamentales). Bien que la science de la thermodynamique puisse être abordée de différentes façons, deux approches se distinguent : l'approche phénoménologique et l'approche statistique. La thermodynamique est une science jeune du 19^e siècle qui sert à décrire un système à l'aide d'un petit nombre de paramètres.

Une machine thermodynamique destinée à assurer le chauffage ou le refroidissement d'un local ou d'un système à partir d'une source de chaleur externe dont la température est inférieure à celle du local ou du système à chauffer [1]. C'est donc un système de chauffage qui transfère des calories d'un milieu à bas niveau de température vers un milieu où la température doit être supérieure ou inversement [1,2].

Le concept de substance pure a été analysé avec les différentes phases solides, liquides et gazeuses. L'écoulement naturel de la chaleur s'effectuant toujours d'un corps chaud vers un corps froid, on peut définir également la pompe à chaleur comme un matériel permettant de réaliser l'écoulement de chaleur inverse du sens naturel, c'est-à-dire d'un milieu froid vers un milieu chaud. Une dépense d'énergie sera bien entendu inévitable pour réaliser ce transfert inverse.

L'énergie nécessaire pour assurer le transfert doit être inférieure à l'énergie calorifique utile pour que le système ait un quelconque intérêt [3].

La thermodynamique nous permettra l'étude:

- Des propriétés thermiques des corps (calorimétrie – échange de chaleur)
- Des changements d'états des corps (production de vapeur, séchage, concentration)
- Des bilans énergétiques (bilan sur un échangeur)
- Du mode de fonctionnement des machines thermiques (machine frigorifique, pompe à chaleur). La thermodynamique technique applique les premier et second principes aux machines thermiques. Les moteurs à combustion, la liquéfaction de gaz, l'industrie frigorifique, le fonctionnement des pompes à chaleur, la climatisation... sont autant de domaines concernés par ces lois, et les diagrammes et cycles qu'on peut en déduire [3,4].

Rappels de thermodynamique

I. Notions fondamentales sur le Système thermodynamique

En thermodynamique, on s'intéresse aux processus au cours desquels l'énergie se transmet sous forme de *chaleur* ou de *travail*. L'analyse porte sur le *système* qui est la portion de l'espace (et son contenu) limitée par une surface réelle ou fictive, où se situe la matière étudiée.

Le reste de l'univers est alors considéré comme accessoire, dont l'utilité n'apparaît que dans les échanges qu'il peut avoir avec le système : on l'appelle milieu extérieur.

Figure I.1 Illustration du différent échange du système

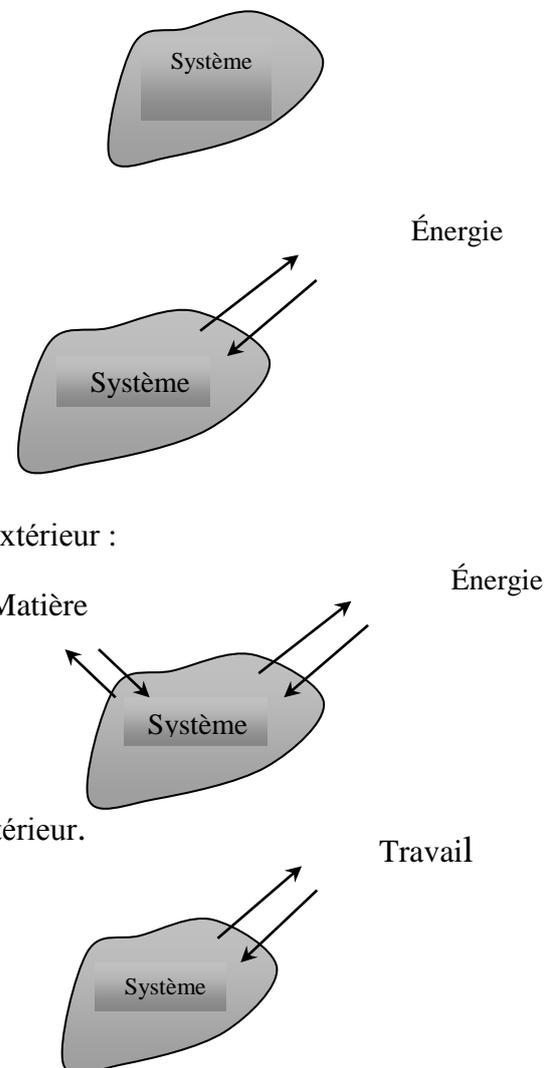
Le système est dit :

Isolé s'il n'échange ni *matière* ni *énergie* avec le milieu extérieur

Fermé s'il n'échange pas de matière avec le milieu extérieur

Ouvert s'il peut échanger de la matière et/ou de l'énergie avec l'extérieur :

Adiabatique si aucun échange de chaleur n'est possible avec l'extérieur.



Par convention de signes tout ce qui est reçu par le système (travail, chaleur etc.) est compté positivement et tout ce qui est cédé est compté négativement [3,5].

Chapitre I

I.2 Variables et équations d'états

La thermodynamique distingue deux types de *variables d'état* : les variables **intensives** et les variables **extensives**.

Les variables intensives (comme la température T ou la pression P) prennent des valeurs qui ne dépendent pas de la quantité de matière formant le système. Elles expriment une propriété locale de ce dernier.

Les valeurs extensives (comme le *volume* V, la *masse* m, le nombre de moles n...) prennent des valeurs proportionnelles à la quantité de matière contenue dans le système (qui dépendent de sa masse volume,...) [7].

L'état d'un système thermodynamique est caractérisé par les valeurs des variables extensives et intensives qui la constituent. Lorsqu'un système thermodynamique est à l'*équilibre* (lorsque toutes ses variables d'état demeurent constantes au cours du temps) on peut introduire des *équations d'état* reliant une propriété du système (l'élasticité, la compressibilité ...) à un ensemble de variables indépendantes du système. La température est la variable intensive caractéristique de la thermodynamique : tout problème qui doit prendre en compte la température participe de la thermodynamique. La notion de température est essentiellement microscopique elle est liée à l'agitation thermique moléculaire. A partir d'un modèle idéal, le gaz parfait monoatomique (gaz réel monoatomique à faible pression) On a défini la température du gaz parfait en la posant proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne des particules:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T \quad (1) \quad , \text{ où } k_B \text{ est la constante de Boltzman. [3,7]}$$

$$T \text{ (K)} = \theta \text{ (}^\circ\text{C)} + 273,15 \quad (2) \quad \text{avec} \quad \text{K : Kelvin, } ^\circ\text{C : le degré Celsius}$$

I.3 Évolution d'un système

Un système thermodynamique peut évoluer entre deux états différents. Cette évolution peut s'effectuer d'une manière réversible (les trajets « aller » et « retour » coïncident) ou irréversibles. On définit des évolutions particulières de systèmes thermodynamiques. Parmi celles ci on peut citer :

-les transformations *adiabatiques* : sans échange de chaleur avec le milieu extérieur

-les transformations *isobares* qui s'effectuent à pression constante

-les transformations *isochores* à volume constant

-les transformations *isothermes* s'effectuant à température constante

Les transformations *cycliques* communément appelées « *cycles* » pour lesquelles l'état final est rigoureusement identique à l'état initial (le système en fin de transformation se trouve dans un état identique à l'état initial) [3,7].

Chapitre I

I.4 Gaz parfaits / Gaz réels

Exemple d'équations d'état :

-L'équation d'état des gaz « parfaits » : $PV = n R T = m r T$ (3)

Dans la mécanique des fluides on utilise souvent $P = \rho R T / M$ (4)

Avec $\rho = m/V$ (5) : masse volumique, R : constante molaire des gaz parfait, $r = R/M$ (6) est la constante massique- L'équation d'état de Van Der Waals relative à n moles de gaz réels ou de fluides:

$$\left(P + \frac{n^2 \cdot a}{V^2}\right) \left(\frac{V}{n} - b\right) = RT \quad (7)$$

La constante de proportionnalité a est nommée pression de cohésion

La constante de proportionnalité b , le covolume proportionnelle à la taille des molécules

Le gaz parfait n'existe pas dans la réalité. Il s'agit d'un modèle thermodynamique qui permet de décrire simplement, mais correctement, le comportement des gaz réels dès lors que l'on se situe à faible pression et à température élevée, c'est à dire loin des conditions critiques. Du point de vue microscopique, le gaz parfait satisfait aux conditions suivantes :

-Les molécules des gaz ont des dimensions très petites devant les distances qui les séparent et elles sont de ce fait assimilables à des points matériels.

-Les forces d'interaction à distance entre les molécules de gaz (forces de Van Der Waals) sont nulles, ce qui signifie que ces molécules se comportent indépendamment les unes des autres.

Le comportement des gaz parfaits, ou de leurs mélanges, suit un certain nombre de lois :

Lois de Boyle – Mariotte, loi de Charles et loi d'Avogadro.

Les gaz réels ont des comportements qui s'écartent toujours plus ou moins de ceux du gaz parfait « idéal ». Par exemple un gaz parfait, quelles que soient les conditions, reste un gaz : ni sous une très forte pression, ni à très basse température, il ne se condense en un liquide. Alors que les gaz réels, par compression (ou refroidissement), se liquéfient, et les liquides formés peuvent, à leur tour, se solidifier à température encore plus basse.

Chapitre I

Tous les écarts de comportement des gaz réels par rapport au gaz parfait ont les mêmes origines :

- Les dimensions supérieures des molécules de gaz réel par rapport au gaz parfait
- L'existence de forces d'attraction entre molécules [4,8].

D'où la nécessité d'introduire des termes correctifs de volume et de pression dans l'équation d'état des gaz parfaits : on obtient ainsi l'équation d'état de Van Der Waals.

Tableau I : comparaison des gaz

Gaz	Réel	Parfait
Interaction	Faible ou peu /collisions sont entièrement élastique	Aucune
Nature	Influence peu	Aucune influence ϕ
Volume	Il est négligeable comparer avec le volume du système	Nul
Équation	$\left(P + \frac{n^2 \cdot a}{V^2}\right) \left(\frac{V}{n} - b\right) = RT$	$PV = n R T$

La constante de proportionnalité **a** est nommée pression de cohésion

La constante de proportionnalité **b**, le covolume proportionnelle à la taille des molécules

Chapitre II

II. Énergie, travail et chaleur

II. a Énergie

L'énergie totale E d'un système thermodynamique peut être décomposée en trois parties :

-L'énergie cinétique E_{cin} correspondant au déplacement macroscopique des éléments du système (mais n'incluant pas l'agitation moléculaire):

$$E_{cin} = \sum_i \frac{1}{2} m_i \cdot V_i^2 \quad (8) \quad (\text{Où } m_i \text{ est la masse d'un sous-système } i \text{ animé de la vitesse } V_i)$$

-L'énergie potentielle E_{pot} globale des éléments du système (mais n'incluant pas l'énergie potentielle atomique ou moléculaire) :

$$E_{pot} = \sum_j m_j g z_j \quad (9)$$

Énergie potentielle due à la force de gravité où m_j est la masse du sous-système j placé au point d'altitude z_j dans le champ de gravité g)

-L'énergie interne U qui regroupe toutes les autres énergies non comprises dans les deux précédentes (énergies de translation, de rotation et de vibration des atomes et/ou des molécules contenues dans le système ainsi que l'énergie des électrons). Toutes ces énergies sont reliées entre elles par la relation:

$$E = U + E_{cin} + E_{pot} \quad (10)$$

$$\text{Ou } E = U + E_{méca} \quad (11)$$

Avec $E_{méca} = E_{pot} + E_{cin}$ (12) représentant l'énergie mécanique du système

On a vu précédemment qu'un système thermodynamique peut échanger de l'énergie avec l'extérieur. Cet échange peut s'effectuer sous la forme de *travail* (énergie mécanique, énergie électrique...) ou sous la forme de *chaleur* (transfert de quantité de chaleur à travers « les parois » du système) [3,7].

Chapitre II

II. b Travail des forces de pression

La thermodynamique s'intéressant notamment aux fluides (liquides, gaz), il est un autre type de force qui peuvent fournir du travail à ces systèmes : les forces pressantes. Le travail est de l'énergie échangée par un système avec l'extérieur sous forme ordonnée : c'est à dire que les particules sont toutes poussées dans un même sens sous l'influence des forces extérieures (molécules sous la poussée d'un piston par exemple). Dans l'étude des machines thermiques, c'est le travail des forces de pression qui nous intéresse :

$$dW = -P.dV \quad (13) \quad \text{Avec}$$

dW : travail mécanique élémentaire échangé avec l'extérieur (en joules : J)

P : pression extérieure (tenant compte de la pression environnante P_e (pression atmosphérique le plus souvent) et du module, F , de force mécanique extérieure appliquée normalement à la surface externe du piston) (en pascals : Pa) [3,7].

dV : variation élémentaire de volume du système (en m^3)

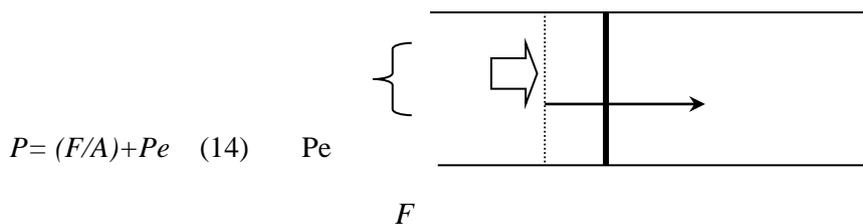


Figure II. 1 Échange de travail [4]

II. c Chaleur

Un transfert d'énergie se fait sous forme de chaleur lorsque les molécules du système interagissent de façon *désordonnée* avec le milieu extérieur (la chaleur est une forme dégradée d'énergie). Dans ce cas le transfert d'énergie est dû uniquement à une différence de température. L'échange de chaleur se faisant du système à la température la plus élevée vers le système à température la plus basse. La manière la plus usuelle de fournir de la chaleur à un système est donc d'élever sa température mais ce n'est pas la seule. En effet, on verra un peu plus loin que, lors d'une transformation durant laquelle le système change de phase, la chaleur « latente » apportée au système permet une transformation à température constante.

Chapitre II

II.1 Les deux principes de Thermodynamiques

II.1.1 Le Premier principe : Le 1^{er} principe postule l'existence d'une variable extensive d'un système thermodynamique fermé appelée énergie interne U dont les variations sont associées à l'échanges d'énergie sous forme de travail W ou de transfert thermique il s'écrit simplement :

$$\Delta U = W + Q \quad (14)$$

Lorsque ce système est *fermé* et décrit un *cycle* (réversible au irréversible) alors $\Delta U = 0$. La chaleur échangée avec le milieu extérieur (Q) est rigoureusement égale (et de signe opposé) au travail échangé (W) avec l'environnement au cours de ce cycle. $Q + W = 0$ (15) ou $Q = -W$

Enoncé du premier principe : Pour un système fermé décrivant une transformation cyclique, la somme algébrique des quantités d'énergie échangées par le système avec l'extérieur est nulle. Ce premier principe est donc une loi de conservation d'énergie. Elle traduit le fait que l'énergie ne se crée pas mais elle se transforme. Si un système isolé est le siège d'une transformation, cette dernière correspond uniquement à la conversion d'une forme d'énergie en une autre. Il ne peut y avoir ni création, ni destruction de l'énergie [3,7, 8].

II.1.2 L'enthalpie

Par définition, l'enthalpie d'un système thermodynamique est donnée par la relation :

$$H = U + P.V \quad (16) \text{ avec : } U: \text{ énergie interne du système (en joules J)}$$

si $\Delta H > 0$ réaction endothermique si $\Delta H < 0$ la réaction est exothermique.

P : pression du système (en pascals Pa); V : volume occupé par le système (en m^3)

Lorsque le système décrit une transformation quelconque à pression constante P_0 (pression du milieu extérieur) H varie de : $\Delta H = \Delta U + P_0 \Delta V$ (17)

$$\text{En tenant compte que } \Delta U = W + Q \text{ et } W = -P_0 \Delta V \quad (18)$$

Alors on obtient : $\Delta H = Q$

Dans une transformation à pression constante la quantité de chaleur reçue (Q) par le système est égale à sa variation d'enthalpie ΔH .

Chapitre II

II.1.3 Le second principe

L'étude du fonctionnement des machines thermiques au début de l'ère industrielle, entre 1810 et 1860, a abouti à la formulation de plusieurs énoncés du deuxième principe. Parmi ceux –ci on peut par exemple citer celui de Rudolf Emmanuel Clausius qui, en 1850, écrivait :

« La chaleur ne passe pas d'elle – même d'un corps **froid** vers un corps **chaud** »

En effet, l'échange de chaleur entre un système et son environnement a un *sens*. Celui-ci est déterminé en analysant la variation d'une grandeur d'état extensive appelée *entropie* (Signifiant « changer de direction » en grec).

-Lors d'un échange élémentaire réversible de chaleur (dQ_r) entre un système fermé et le milieu extérieur, la relation entre la chaleur échangée et la température T du système est donnée par :

$$dQ_r = T.dS \text{ ou } dS = dQ_r / T \quad (19)$$

La grandeur extensive S ainsi introduite est appelée « *entropie du système* » et dS représente la variation élémentaire d'entropie provoquée par l'échange thermique.

(Remarque : Pour un système échangeant de la chaleur avec plusieurs sources on a :

$$dS = \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right) \quad (20)$$

On remarque ainsi que l'entropie ne dépend de l'énergie que via la chaleur : le travail mécanique ne contribue pas à l'entropie. La variation d'entropie d'un système lors d'une transformation réversible est donc simplement due aux échanges de chaleur avec l'extérieur.

Pour calculer la variation d'entropie lors d'une transformation il suffit d'intégrer la relation de définition (19). Au préalable il est nécessaire d'explicitier dQ_r en fonction des variables d'état du système en tenant compte des particularités de la transformation réversible étudiée.

-Lors d'une transformation irréversible (la grande majorité des transformations le sont) et s'il existe des échanges de chaleur avec plusieurs sources extérieures de chaleur alors le bilan entropique, pour le système fermé s'écrit :

$$dS = \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right) + dS_i \text{ Avec } dS_i \geq 0 \quad (21)$$

Le terme dS_i introduit représente la production d'entropie (due aux changements internes du système).

Ce terme est toujours positif ou nul.

Chapitre II

Une autre formulation du second principe est par conséquent :

« La production d'entropie d'un système thermodynamique quelconque liée aux seules opérations internes ne peut être que positive ou nulle »

Ainsi donc, pour savoir si une transformation est réalisable spontanément (sans apport d'énergie extérieure supplémentaire au système) ou non, il suffit de calculer la production d'entropie dS_i à partir du bilan entropique :

-Si $dS_i > 0$: la transformation peut se réaliser spontanément mais elle sera irréversible. Le système évoluera spontanément d'un état initial vers un état d'équilibre thermodynamique final

Exemple : si l'on met un corps chaud en contact avec un corps froid, le transfert de chaleur se fait spontanément du premier vers le second.

-Si $dS_i = 0$: la transformation est possible. Elle sera en plus réversible

-Si $dS_i < 0$: la transformation envisagée n'est pas réalisable spontanément dans les conditions imposées au système. Pour qu'elle se produise il sera nécessaire d'apporter de l'énergie supplémentaire au système (par le truchement d'un opérateur extérieur)

Exemple : dans l'exemple considéré ci-haut la transformation inverse (du corps froid vers le corps chaud) ne peut être possible que par l'apport d'énergie au système.

Le second principe est par conséquent un principe d'évolution. Il permet de différencier les transformations pouvant s'effectuer spontanément (et de manière réversible ou irréversible) de celles nécessitant une énergie extérieure supplémentaire. En conséquence du second principe (donc de la relation (21)) on montre :

« qu'un système fermé décrivant un cycle et qui n'échange de la chaleur qu'avec une **seule** source de chaleur ne peut pas fournir de travail au milieu extérieur ; il ne peut fournir que de la chaleur et recevoir du travail du milieu extérieur ». On retrouve l'énoncé du second principe de Lord Kelvin [3,7, 8].

Remarque : L'analyse de la relation (21) ci – haut permet d'écrire, dans le cas d'une transformation cyclique :

$$dS = 0 \Leftrightarrow \sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right) \leq 0 \quad (22)$$

(si l'on considère toujours que $dS_i \geq 0$). Cette inégalité est appelée « *inégalité de Clausius* ». Si en plus ladite transformation est supposée réversible alors l'inégalité de Clausius devient une égalité, c.à.d.

$$\sum_i \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right) = 0 \quad (23)$$

II.4 Thermodynamique des systèmes ouverts

L'intérêt accordé aux systèmes ouverts se justifie par le fait que la plupart des systèmes industriels réels le sont. Parmi ceux – ci on trouve les détendeurs et les compresseurs industriels, utilisés entre autre dans les pompes à chaleur [5, 6,10].

II.4.1 Premier et second principes pour un système ouvert.

Considérons un système ouvert (S) limité par une surface fixe et possédant une section d'entrée fixe (AB) et une section de sortie fixe (CD).

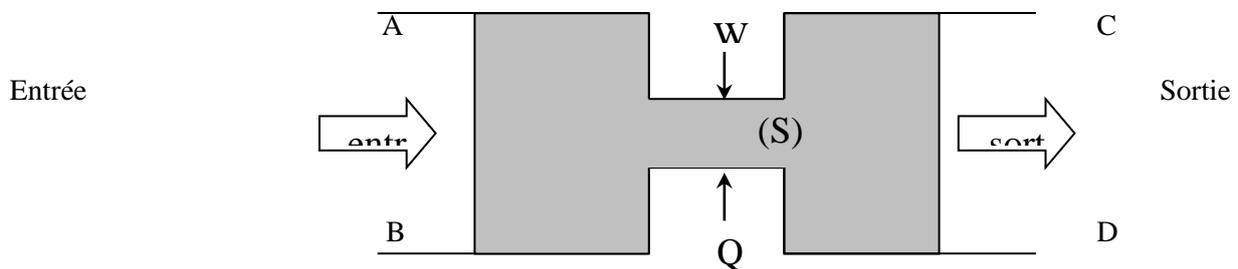


Figure II.2 Évolution avec écoulement d'un fluide en régime stationnaire [10]

L'application des deux principes de la thermodynamique à une *unité de masse de fluide* pour un *système ouvert* fonctionnant en régime *stationnaire* permet d'écrire :

Premier principe : Le bilan d'énergie prend la forme : $\Delta h + \Delta e = w + q$ Avec

Δh : la variation d'enthalpie pour l'unité de masse du fluide entre l'entrée et la sortie du système ouvert (en J/kg); Δe : la variation d'énergie mécanique massique (en J/kg).

W : le travail massique (ou travail utile) exercé par les éventuelles parties mobiles au cœur du système ouvert (ailettes de turbine...) ($w = W / m$) (en J/kg); q : la chaleur massique échangée avec un thermostat (source de chaleur) ($q = Q / m$) (en J/kg)

Second principe : Le bilan d'entropie s'écrit : $\Delta s = \frac{q}{T_s} + s_c$ (24) Avec $s_c \geq 0$

Δs : la variation d'entropie d'une unité de masse du fluide entre l'entrée et la sortie du système ouvert (en J/ (K. Kg)); S_c : entropie créée lors du transfert d'une masse-unité de fluide ((en J/ (K. Kg))

q : la chaleur massique échangée (en J/kg); T_s : température du thermostat (source de chaleur) (en kelvin K)

Chapitre II

II.4.2 Application à la détente de JOULE-KELVIN

La détente JOULE – KELVIN (ou détente JOULE – THOMPSON) est une détente dans une simple conduite (donc $w = 0$), calorifugée (donc $q = 0$), telle qu'on puisse négliger les variations d'énergie cinétique et d'énergie potentielle de pesanteur du fluide ($\Delta e = 0$).

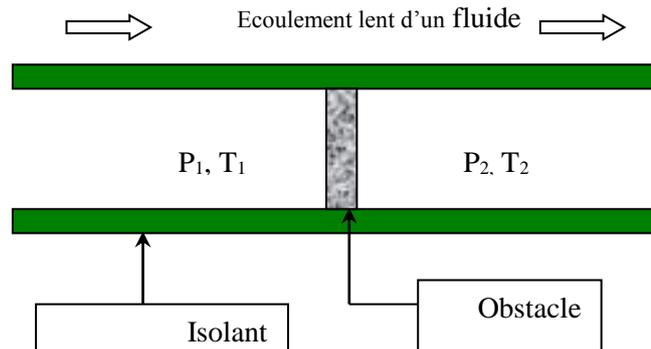


Figure II.3 représentant la détente de Joule - Kelvin [12]

Dans ce cas :

-Le premier principe : $\Delta h + \Delta e = w + q$ se simplifie

$$\Delta h = 0$$

De telle sorte que : « la détente de Joule Kelvin est isenthalpique » (l'enthalpie se conserve).

Comme l'enthalpie d'un gaz parfait ne dépend que de la température, la température du fluide ne varie pas après une détente JOULE-KELVIN. C'est ce que confirme l'expérience avec des gaz dilués : la variation de température est négligeable.

Les détendeurs des machines frigorifiques utilisent couramment la détente de JOULE – KELVIN. Cependant, avec des gaz réels tels que l'on se situe dans des conditions où $T_2 < T_1$.

-Le second principe s'écrit : $\Delta s = \frac{q}{T_s} + s_c$ (25) soit $\Delta s = s_c \geq 0$

On peut montrer, sur tous les modèles de fluides permettant de calculer Δs , qu'on a $s_c > 0$. Par conséquent : « la détente de JOULE – KELVIN est irréversible ».

Ceci s'explique car pour réaliser cette détente on crée un étranglement dans la conduite ou bien on y place une bourre de coton, engendrant ainsi des frottements importants, qui sont responsables de la baisse de pression.

II.4.3 Application au compresseur à piston

Le compresseur est une machine thermique ouverte dont le rôle est d'aspirer une masse de fluide d'un réservoir R1, à la pression P1 et à la température T1, et de la refouler dans un réservoir R2, à la pression P2 et à la température T2, après modification de son état thermodynamique.

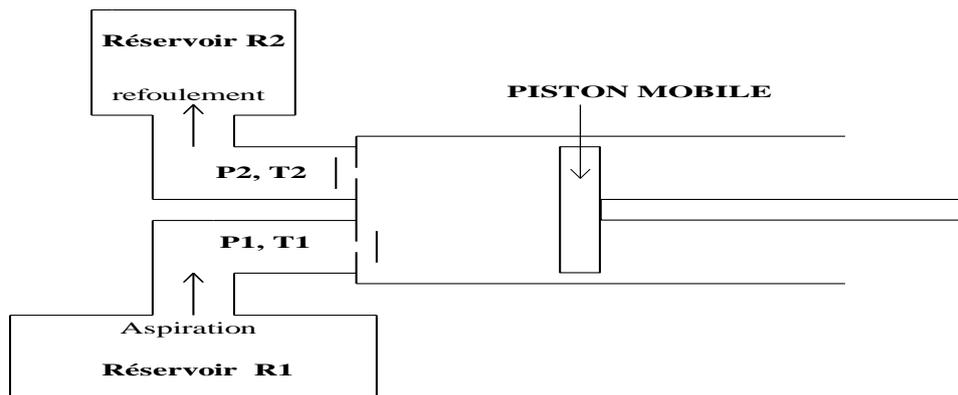


Figure II.4 Compresseur à piston [12]

Au cours d'une évolution adiabatique (compresseur calorifugé donc $q = 0$) cyclique d'un système ouvert, qui transfère une masse m sans variation d'énergie cinétique et d'énergie potentielle extérieure ($\Delta e = 0$), le travail reçu par le compresseur, en dehors du travail des forces de pression, est égal à la variation d'enthalpie : $\Delta h + \Delta e = w + q$ Se simplifie en $w = \Delta h$ ou

$$W = m \cdot w = m \cdot (h_2 - h_1) \quad (26)$$

Si le fluide comprimé est assimilable à un gaz parfait (de coefficient calorifique massique c_p et de coefficient de compressibilité g) alors :-

$$h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) \text{ d'où le travail utile } W \text{ peut s'écrire : } W = C_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (27)$$

-les températures T_2 et T_1 ainsi que les pressions P_2 et P_1 sont reliées par la loi de LAPLACE (pour une transformation supposée réversible) :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (28)$$

La température de la vapeur refoulée dépend donc de la nature du fluide (notamment de la valeur de g) et du taux de compression ($t = P_2/P_1$) du compresseur. D'autres paramètres entrent également en jeu. Ces derniers résultant de phénomènes complexes dont l'ensemble du compresseur est le siège (échanges thermiques, création d'entropie...).

Chapitre II

II.4.4 Application au corps pur monophasé

a)-Fonction U, S, H du corps pur monophasé

Variance du corps pur monophasé: équation d'état

Considérons le système fermé formé de n moles de corps pur monophasé, de masse m, occupant un volume V sous une pression P et une température T. A ce système, on peut associer, entre autres, 3 variables intensives: P, T et le volume V/n(ou le volume massique V/m).

Le système est bivariant: 2 variables intensives suffisent à fixer entièrement son état. L'équation d'état d'un corps pur (en pratique du gaz) qu'on met sous la forme générique: $f(P, T, V/n) = 0$ [3,4].

b)-Fonction U(S, V)

De même, l'énergie interne du corps pur, extensive, doit être une fonction de deux paramètres d'état du système (dont l'un au moins extensif). En appliquant le premier principe à une transformation élémentaire réversible, on a: $dU = -P dV + TdS$ (29)

Ce résultat, appelé identité thermodynamique, exprime en fait la différentielle de la fonction U, fonction des variables (naturelle) S et V : $U(S, V)$. Elle peut être obtenue à partir de l'expression de $U(S, V)$

$$dw = -PdV, dQ = TdS \text{ on peut écrire: } dS = (1/T) dS + (P/T)dV \quad (30)$$

Par opposition à la définition cinétique associée au modèle de gaz parfait

$1/T = (\partial S / \partial U)_V$ et $P/T = (\partial S / \partial V)_U$ elle fait apparaître l'entropie comme fonction des variables U et V : $S(U, V)$.

c)-Fonction H(S, P): $H = U + PV$

$$dH = VdP + TdS \quad (31) \quad \text{Capacités thermiques } C_P \text{ et } C_V$$

Pour une transformation ISOCHORE $W=0$ ce qui donne $\Delta U = Q$

$$C_V = (\partial U / \partial T)_V \text{ dans la même transformation isochore, on a donc: } \Delta U = \int C_V dT \quad (32)$$

De même, pour une transformation monobare d'un corps pur soumis aux seules forces de pression,

$$W = -P_e \Delta V. \text{ Le premier principe permet alors d'affirmer: } \Delta U = -P_e \Delta V + Q \quad (33)$$

$\Delta H = Q$ puisque P_e est aussi la pression du système dans les états initial et final d'équilibre.

Ce résultat est évidemment à fortiori vérifié pour une transformation isobare or, par définition

$$C_P = (\partial H / \partial T)_P \text{ Dans la même transformation isobare, on a donc : } \Delta H = Q = \int C_P dT \quad (34)$$

Chapitre II

d)-Cas des phases condensées

Dans le cas des solides et les liquides, en première approximation incompressibles, volume et pression disparaissent des variables d'état.

Les fonctions U et H sont alors identiques, U, H, S ne dépendant plus que la température

$$: \Delta U = \Delta H = Q = \int C \, dT \quad (35)$$

$$\Delta S = \int C \, dT / T \quad (36)$$

Chapitre III

Représentation graphique de l'état d'un corps pur

III.1 Diagramme de Clapeyron (P, V)

L'état d'équilibre d'un corps pur (de masse donnée : système fermé) peut être représenté par un point dans un diagramme à deux dimensions. On peut choisir les variables P et V (à n ou m fixés): Diagramme de Clapeyron. Son intérêt réside (entre autres) dans l'interprétation graphique du travail des forces de pression. En effet, pour une transformation mécaniquement réversible, le travail W apparaît comme l'aire sous la courbe $P = f(V)$ régissant l'évolution du corps pur au cours de la transformation [3, 10,11].

$W > 0$ une compression est associé, $W < 0$ une détente est associé

Dans le cas d'un cycle, W est représenté par l'air du cycle . $P = f(V)$

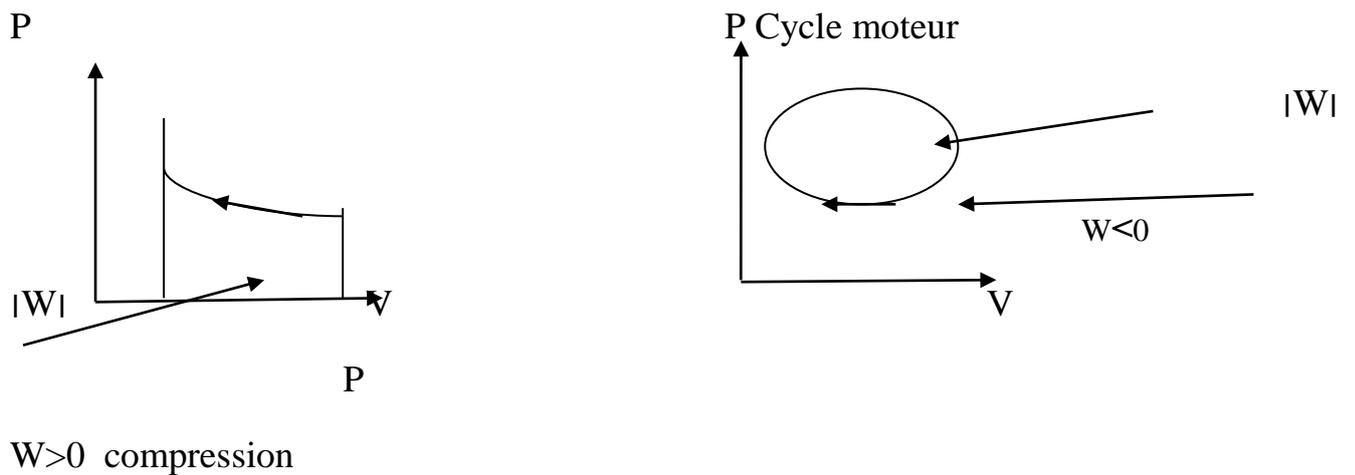


Figure III.1 Évolution d'un corps pur au cours d'une transformation [8].

Chapitre III

III.2 Diagramme entropique T, S On peut aussi choisir de représenter les mêmes états d'équilibre et les mêmes évolutions du système .Dans un diagramme associant les variables T et S :

le diagramme entropique. Dans ce diagramme, pour une transformation réversible, l'aire sous la courbe $T = f(S)$ régissant l'évolution du corps pur au cours de la transformation représente le transfert thermique associé: $T = f(S)$

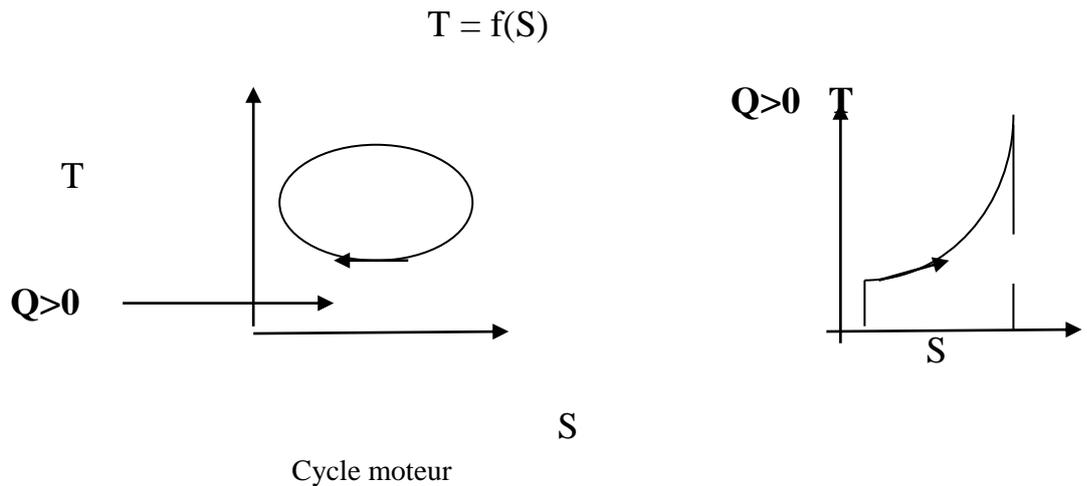


Figure III.2 Transformation thermique associé $T = f(S)$ [8].

III.3 Diagramme de Watt Lorsqu'un fluide est en transit dans un récipient de volume variable (gaz dans un cylindre de moteur), il est judicieux d'utiliser un diagramme de Watt qu'un diagramme de Clapeyron. Il porte en ordonnées la pression du gaz à l'intérieur du cylindre et en abscisses le volume du cylindre. Exemple: un gaz est admis, dans une première étape, dans un cylindre. Dans une seconde étape, après fermeture des soupapes, le gaz est comprimé [2, 10,11]. A l'issue de cette phase, les soupapes sont à nouveau ouvertes et le gaz refoulé en dehors du cylindre ($P = f(V)$ volume du Cylindre)

1: Admission, 2: Compression et 3: Refoulement

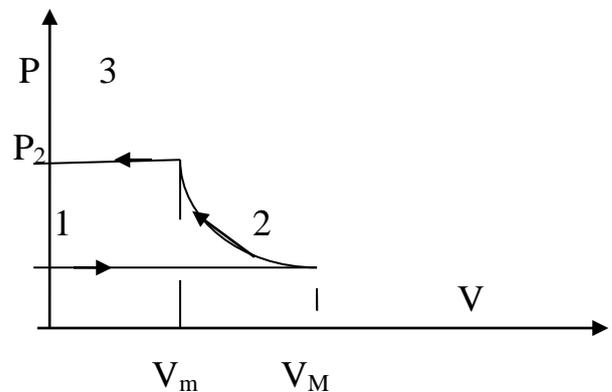


Figure III.3 Diagramme de Watt [12]

III.4 Quelques propriétés des corps purs

III.5 Les différents états d'un corps pur

Un corps pur (système constitué d'une seule espèce chimique) peut exister sous les trois états (que l'on appelle également *phases*) *solide*, *liquide* ou *gazeux* suivant les conditions de température et de pression. Le passage d'un état à l'autre est appelé «*transition ou changement de phase* ». La figure ci-dessous résume les différentes transitions de phases possibles pour un corps pur, hormis le cas particulier des transformations allotropiques (changements de structure cristalline de certains composés solides).

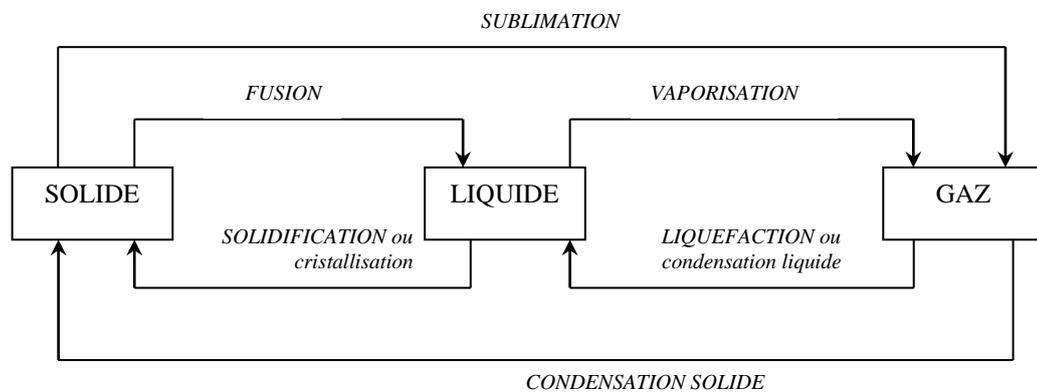


Figure III.4 Changement des phases [10]

L'exemple de l'eau pure permet d'illustrer (à une pression correspondant à la pression atmosphérique) deux changements de phase d'un corps pur : la fusion (de la glace) et la vaporisation de l'eau liquide.

Une analyse thermique au cours du temps nous montre

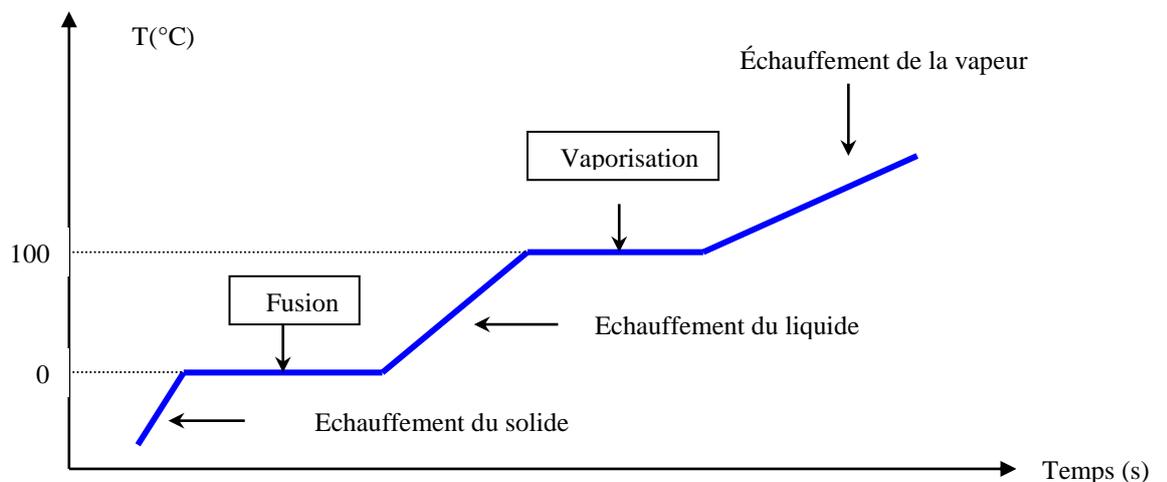


Figure III.5 Analyse thermique des phases en fonction du temps [12]

Chapitre III

Durant les transitions les deux phases coexistent en équilibre : mélange d'eau et de glace durant la phase De fusion et, mélange d'eau et de vapeur d'eau pendant la vaporisation. Les transitions de phase présentent un intérêt théorique et pratique. Elles sont par exemple très largement utilisées dans les machines thermiques en raison des grandes énergies mises en jeu [3, 7,8].

Remarque : Une vapeur est un gaz, mais le terme est utilisé en général pour décrire l'état gazeux d'une substance habituellement liquide ou solide.

III.6 Diagramme d'équilibre d'un corps pur

La phase sous laquelle un système se présente est déterminée par la connaissance d'un certain ensemble de paramètres intensifs : température, pression, etc. Si, pour diverses valeurs de ces paramètres, le système peut se présenter sous des phases distinctes, il est possible d'observer le passage d'une phase à l'autre en modifiant continûment la valeur des ces paramètres.

Les courbes d'équilibre (appelées également courbes de saturation) entre les trois phases peuvent être représentées sur un diagramme (P, T) de la manière générale indiquée ci-dessous.

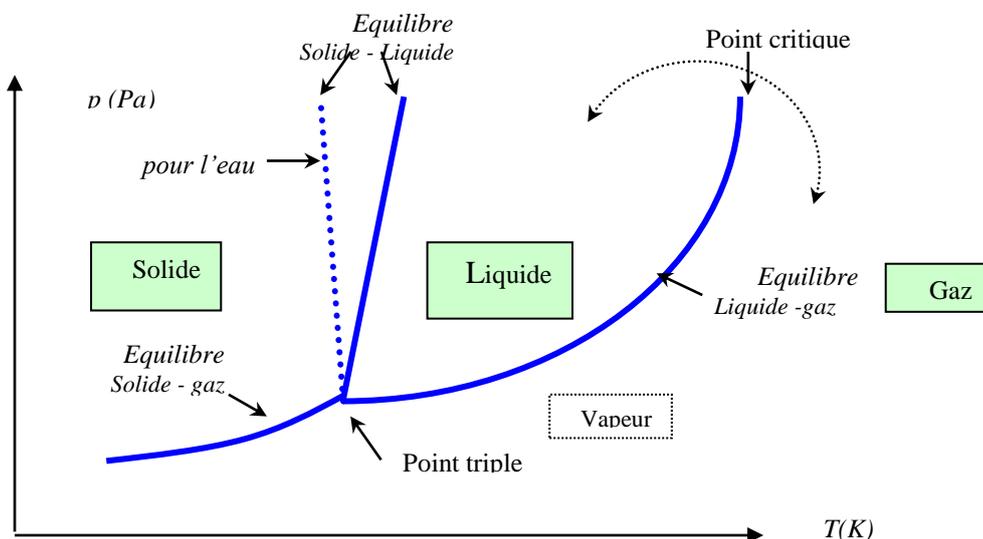


Figure III.6 Diagramme comporte les trois courbes d'équilibres suivantes : solide/gaz, solide/liquide et liquide/gaz [12].

-Les trois courbes se coupent au **point triple**, point où les trois phases coexistent

($\theta = 0,01^\circ\text{C}$ et $P = 611 \text{ Pa}$ pour l'eau) en équilibre. Ce point indique également la plus basse température à laquelle le liquide peut exister.

Chapitre III

-La courbe de l'équilibre liquide/gaz se termine au **point critique**, point au-delà duquel le liquide n'existe plus en tant que tel (fluide supercritique).

L'existence du point critique a pour conséquence que la séparation en deux phases (liquide et gazeuse) n'est possible que pour des températures inférieures à la température critique.

-Le passage de l'état liquide à l'état gaz (ou l'inverse) peut se faire de manière continue

(Par contournement du point critique) ou de manière discontinue (par transition de phase)

-Le passage de l'état liquide à l'état solide (ou l'inverse) ne peut se faire que de façon brutale par une transition de phase

-La fusion et la vaporisation sont des transitions du « premier type », c'est-à-dire qu'au point de transition, les deux phases, en présence l'une de l'autre, sont en « équilibre ».

Dans le cas de l'équilibre liquide-gaz, la dépendance entre la pression d'équilibre p et la température d'équilibre T se teste expérimentalement en utilisant l'équation approchée ci-dessous (plus connue sous le nom de formule de Dupré) :

$$\ln P = C_1 - \frac{C_2}{T} - C_3 \cdot \ln T \quad (37)$$

Avec C_1 , C_2 et C_3 étant des constantes.

Pour l'eau les formules approchées de Dupré-Bertrand (A) ou de Duperray (B) sont utilisées.

$$\log(P/P_0) = 17,443 - \frac{2795}{T} - 3,868 \cdot \log T \quad \text{Si } 273 \text{ K} \leq T \leq 473 \text{ K} \quad (\text{A})$$

$$P = P_0 (T - 273,15) \quad (\text{B})$$

Avec $p_0 = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$ étant la pression atmosphérique

Remarque : Pour l'équilibre liquide – gaz p est également appelé « *pression de vapeur saturante ou tension de vapeur* ». Pour une température donnée, plus cette pression de vapeur saturante est élevée plus le liquide est dit volatil.

III.6.1 Chaleur latente ou enthalpie de transition de phase

Lors d'un changement de phase à pression constante, le système échange avec l'extérieur une quantité de chaleur, par mole ou par kilogramme de corps pur, appelée « *chaleur latente (molaire ou massique) de transformation* ». C'est en fait une variation d'enthalpie qui s'exprime en J/mol ou en J/kg selon le cas. Le terme latent signifie « que l'on ne voit pas » car l'échange de chaleur correspondant n'est pas associé à une variation de température du système.

La chaleur latente massique d'un corps pur, ou *enthalpie massique* de transition de la phase 1 vers la phase 2, est la chaleur l_{12} nécessaire pour réaliser, de façon *réversible*, à une température et une pression constantes, la transition de phase de *l'unité de masse de ce corps*, de la phase 1 à la phase 2.

Pour un corps pur effectuant une transition réversible entre deux états d'équilibre initial (1) et final (2), on a: $l_{12} = \Delta h_{12} = T \cdot \Delta s_{12}$ Avec: T : température d'équilibre de transition de phase

Δs_{12} : variation d'entropie provoquée par la transition de phase

Remarque : La fusion, la vaporisation et la sublimation sont des transitions de phases conduisant à une augmentation de l'entropie du système (augmentation du désordre). Il s'ensuit que $\Delta s_{12} > 0$. Par conséquent les enthalpies massiques de fusion (Δh_f), de vaporisation (Δh_v) et de sublimation (Δh_{su}) sont positives : ces réactions seront donc qualifiées de transitions endothermiques. De même les transitions pour lesquelles $\Delta h < 0$ seront qualifiées d'exothermiques.

III.6.2 Formule de Clapeyron

La formule d'Emile Clapeyron donne l'expression de l'enthalpie massique d'une transition de phase (*de première espèce*) pour un corps pur en équilibre sous deux phases 1 et 2, à la pression p_{12} et à la température T : $\Delta h_{12} = T \cdot (v_2 - v_1) \cdot \frac{dp_{12}}{dT}$ (38) Avec v_2 et v_1 : volume massique du corps pur dans les phases 2 et 1

dp_{12}/dT : dérivée totale de la courbe d'équilibre $p_{12}(T)$ entre les deux phases 1 et 2.

Tous les équilibres liquide-gaz, liquide –solide et solide-gaz sont régis par une équation de Clapeyron du type précédent.

Remarque : L'équation de Clapeyron ci-dessus permet, après intégration, d'exprimer la pression d'équilibre p en fonction de la température d'équilibre T ; fournissant par ce biais des équations approchées des courbes de saturation (ou d'équilibre) du diagramme précédent. Cette intégration n'est possible que si l'on connaît l'expression en fonction de T des différents termes qui interviennent dans cette équation.

III.6.3 Application à l'équilibre liquide - gaz d'un gaz réel

L'étude de l'équilibre liquide - gaz est capitale en raison, d'une part de son importance dans la vie quotidienne (météo, etc.), et d'autre part de ses multiples applications, notamment dans les machines thermiques. Le réseau d'Andrews est à la base de l'étude de cet équilibre. Ce réseau est l'ensemble des courbes isothermes d'un fluide dans le système de coordonnées de Clapeyron (p, v) : pour une température donnée T , on exerce une pression p sur le corps pur et on étudie l'évolution de son volume massique (ou molaire) v . Dans ce cas précis, la courbe de saturation est constituée de la courbe de rosée et de la courbe d'ébullition (ou de vaporisation).

Le diagramme ci-dessous présente un réseau d'isothermes d'Andrews en fonction des valeurs de T par rapport à la température critique T_C . On y distingue quatre domaines :

- Au-dessous de l'isotherme critique ($T = T_C$) la partie du plan située à droite de la courbe de rosée définit le domaine du gaz ou de la vapeur sèche
- La partie du plan contenue à l'intérieur de la courbe de saturation définit le domaine d'équilibre liquide - gaz du fluide.
- On trouve le domaine du liquide dans la partie du plan située à gauche de la courbe d'ébullition, au-dessous de l'isotherme critique
- Enfin, toute la partie du plan située au-dessus de l'isotherme critique représente le domaine fluide.

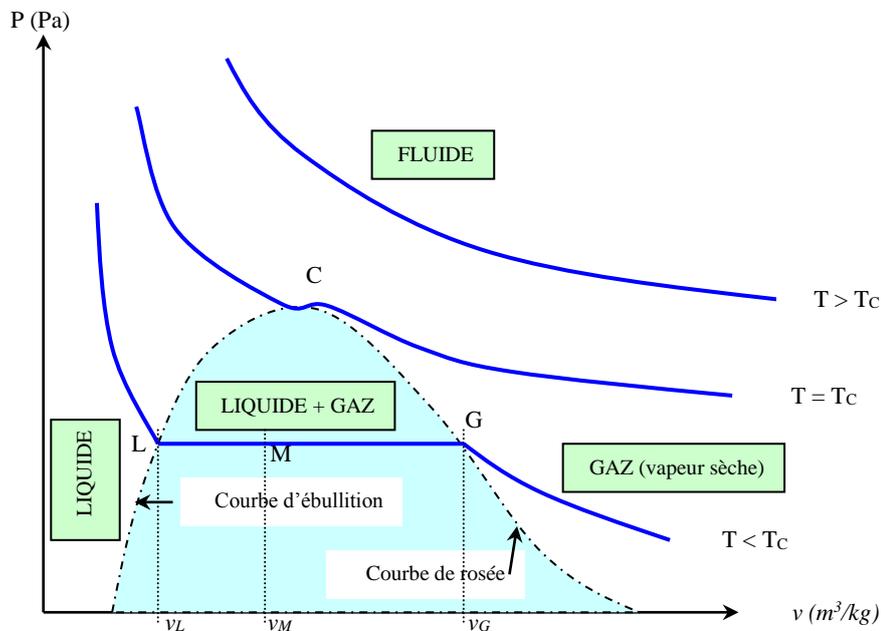


Figure III.7 Le diagramme ci-dessous présente un réseau d'isothermes d'Andrews en fonction des valeurs de T par rapport à la température critique T_C .

Chapitre III

Remarque: Au point de fonctionnement M le fluide est un mélange constitué de liquide et de vapeur. On définit la fraction massique (ou molaire) de vapeur ou *titre vapeur massique* (ou molaire) du mélange {liquide + vapeur} par: $x = (v_M - v_L) / (v_G - v_L)$ (39)

Le titre d'une vapeur caractérise la teneur en vapeur saturée du mélange liquide – vapeur dans le domaine situé sous la courbe de saturation.

D'un point de vue expérimental, le passage de l'état liquide à l'état gazeux s'effectue principalement de deux façons :-Par compression ou détente isotherme d'un fluide.

-Par vaporisation dans le vide ou dans une atmosphère gazeuse.

L'analyse des courbes de saturation (ou plus particulièrement des isothermes d'Andrews) met en lumière les lois de fonctionnement suivantes:

-Pour liquéfier un gaz par compression isotherme, il suffit que sa température soit inférieure à sa température critique T_C . C'est le cas de tous les gaz utilisés dans les machines frigorifiques et les pompes à chaleur.

-Sous une pression de saturation donnée, la vaporisation et la condensation d'un corps pur commencent toujours à une température de saturation déterminée.

-Pendant toute la durée de changement d'état physique, c'est à dire aussi longtemps qu'il y a coexistence de liquide et de vapeur, la température du mélange reste constante.

III.7 Les diagrammes thermodynamiques (Généralité)

Le but primordial de ces diagrammes thermodynamiques est de permettre le calcul des quantités de chaleur et des travaux échangés par le système avec le milieu extérieur durant les évolutions considérées.

Les deux diagrammes usuels les plus utilisés sont le diagramme entropique T en fonction de s et le diagramme enthalpique P (ou $\ln P$) en fonction de h . On peut, sur ces diagrammes, faire les remarques suivantes :

- h et s sont généralement rapportées à l'unité de masse de fluide ;

-Le point de référence correspondant à une valeur nulle de s ou h est choisi arbitrairement.

On se réfère souvent malgré tout à un état physique concret du système comme le liquide saturé en équilibre avec sa vapeur à une température donnée [3, 7,9].

Chapitre III

III.7.1 Le diagramme entropique

Les éléments principaux que l'on trouve sur ce type de diagramme sont représentés sur la figure ci-dessous :

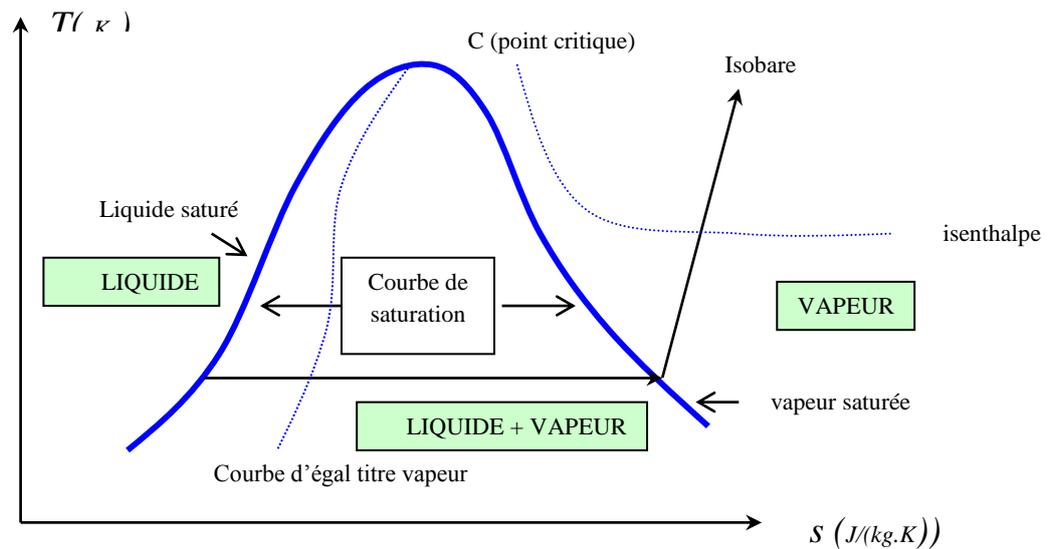


Figure III.8 Diagramme entropique [12]

Le domaine diphasique de coexistence entre les deux phases se situe sous la courbe en cloche.

A faible pression (à droite sur le diagramme), on constate que les isenthalpes sont des isothermes (elles deviennent horizontales) : le comportement de la vapeur se rapproche du comportement d'un gaz parfait.

On trouve à l'intérieur de la courbe de saturation ce que l'on appelle les « courbes d'égal titre vapeur ». Ce type de diagramme permet de calculer directement la chaleur échangée (entre le système et l'extérieur) dans le cas d'une transformation cyclique, réversible et fermé. La chaleur correspond à l'aire comprise à l'intérieur du cycle de fonctionnement.

III.7.2 Le diagramme enthalpique

Il comporte quasiment les mêmes éléments que le diagramme entropique à la particularité près que les isenthalpes sont remplacées par les isentropes.

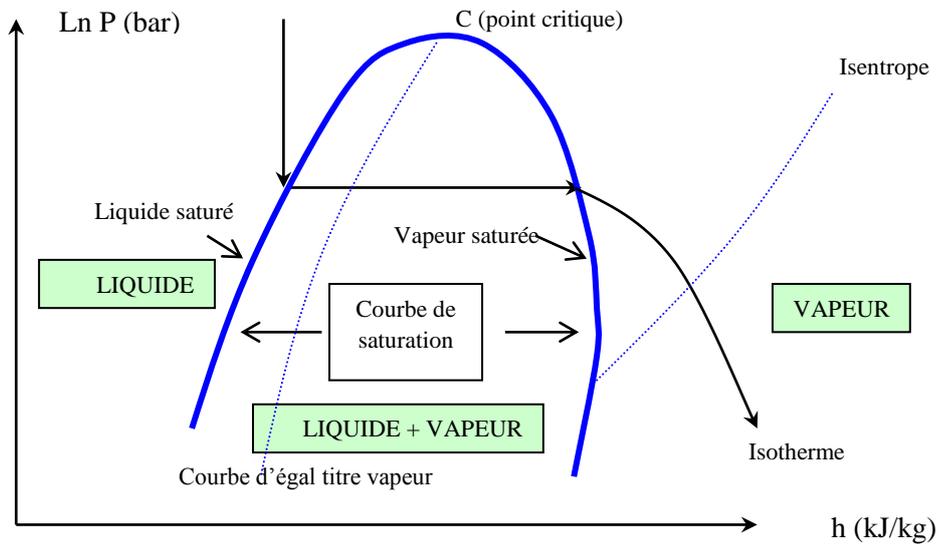


Figure III.9 Diagramme enthalpique [12]

Dans ce diagramme (appelé aussi « diagramme des frigoristes »)

Les variations d'enthalpies sont obtenues par simple lecture sur l'axe des abscisses. Les isobares sont des droites horizontales alors que les isenthalpes sont des droites verticales.

Une propriété remarquable de ce diagramme tient au fait que la différence des ordonnées est proportionnelle au rapport de compression (g).

En effet, la relation :

$$\ln P_2 - \ln P_1 = \ln (P_2 / P_1) = \ln (g) \quad (40)$$

Montre que dans une compression (ou une détente) la différence des ordonnées ne dépend que du rapport des pressions et non de la pression à laquelle s'effectue cette compression (détente).

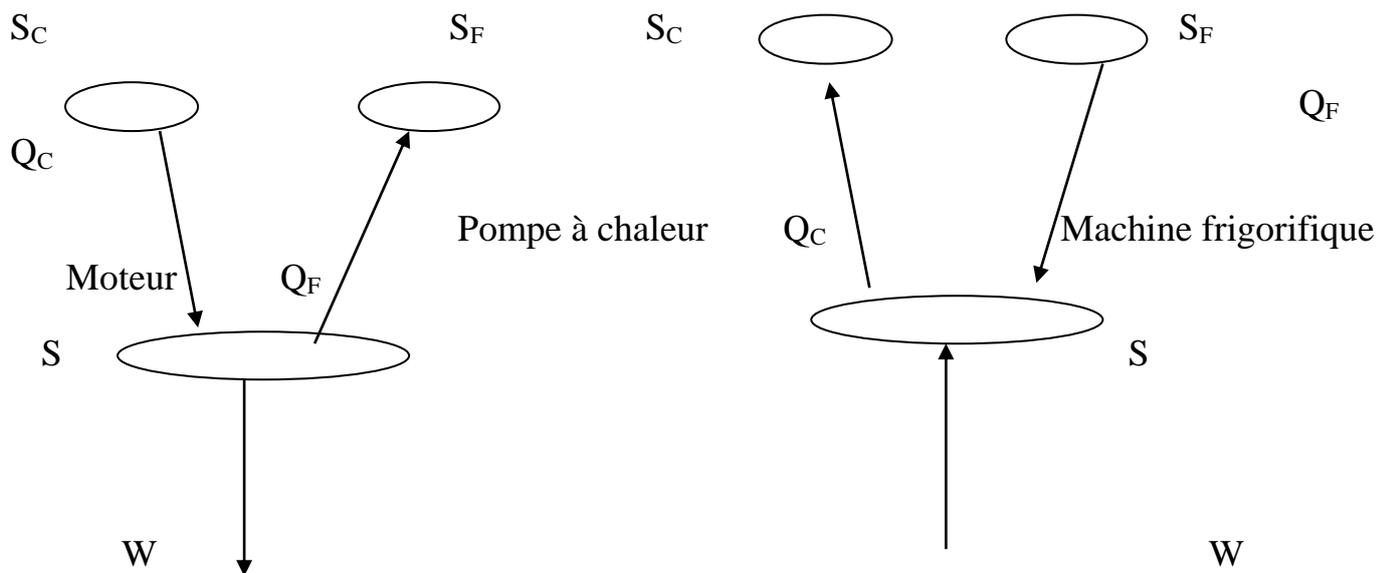
Machine thermique

IV.1 Principe

IV.2 Transferts thermiques associés aux sources: Les machines thermiques dithermes effectuent des transformations (Cycliques) au cours desquelles se produisent des transferts thermiques avec deux sources de température différente. Il existe deux types de sources: - les sources de température constante (réservoirs de température). Ce sont les sources les plus utilisées en pratique: atmosphère, eau d'un lac, etc... Pour des sources de température constante, la variation d'entropie par transfert thermique entre la machine et la source s'écrit simplement: $S = Q/T_S$ où T_S est la température de la source - les sources de capacité thermique C (réservoir d'eau chaude, solide de masse m ...) dont la température est variable. Dans ce cas, quand la température de la source est passée de T_1 à T_2 , le transfert thermique Q [1,9, 10].

s'écrit : $Q = -C (T_2 - T_1)$ (41) Q toujours calculé du point de vue de la machine et donc

$S_{\text{transfert thermique}} = \int dQ/T_e = -C \ln T_2/T_1$ (42) Schémas théoriques des machines dithermes



SchemaIV1

SchemaIV2

Ces schémas correspondent en fait à trois types de machines:

-SchémaIV 1:- le moteur qui reçoit de chaleur de la source chaude, en fournit à la source froide et surtout fournit du travail à l'extérieur

-SchémaIV 2:

- La pompe à chaleur qui reçoit du travail de l'extérieur, reçoit de la chaleur de la source froide, et surtout fournit de la chaleur à la source chaude

Chapitre IV

- La machine frigorifique qui reçoit du travail de l'extérieur, fournit de la chaleur à la source chaude, et surtout reçoit de la chaleur (donc en prélève) de la source froide

Application des 2 Principes aux machines cycliques

La machine fonctionnant par cycles, on a $\Delta U = 0$ et $\Delta S = 0$.

Le premier principe s'écrit donc : $W + Q_C + Q_F = 0$ (43)

Généralement, on a $\Delta S = \int dQ_C/T_C + \int dQ_F/T_F + S_{\text{création}}$ (44)

Ce dernier terme étant positif et ΔS nul, il en résulte :

$$\int dQ_C/T_C + \int dQ_F/T_F \leq 0 \text{ inégalité de Clausius(45).}$$

IV.3 Rendement et efficacités

Le rapport de grandeur énergétique (intéressante celle pour laquelle on a fabriqué la machine), à la grandeur énergétique (nécessaire celle que nous devons fournir pour faire fonctionner la machine). On rend ce rapport positif en prenant les valeurs absolues des grandeurs négatives s'il ya lieu [3,11, 12].

-Cas du moteur le rendement est toujours inférieur à 1

$$\eta = |W|/Q_C = 1 + Q_F/Q_C \quad (46)$$

Pour la pompe à chaleur et la machine frigorifique, on obtient des efficacités, supérieur à 1 données par:

$$e_{\text{frigo}} = Q_F / W \quad (47)$$

$$e_{\text{Pompe}} = |Q_C| / W \quad (48)$$

Chapitre IV

IV.4 Cycle de Carnot : C'est un Cycle (idéal) **réversible ditherme** composé de deux transformations isentropiques réversibles reliés par deux isothermes aux températures T_1 et T_2 des deux sources (froide et chaude respectivement).

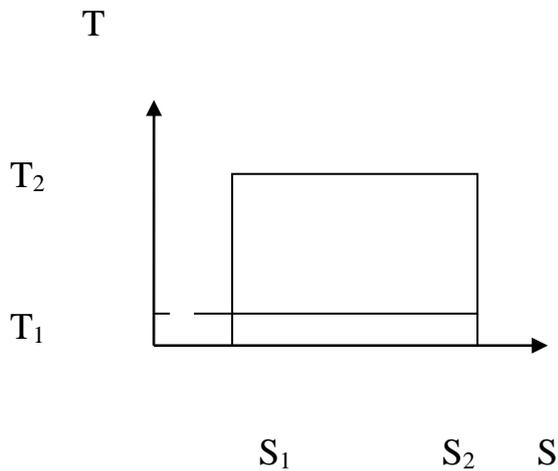


Figure IV.1 Diagramme d'un cycle de Carnot composé de deux transformations isentropiques reliées par deux isothermes

La représentation dans le diagramme entropie est particulièrement simple et on déduit la valeur maximale du rendement d'un moteur si le cycle est parcouru dans le sens des aiguilles d'une montre ou les valeurs des efficacités de la pompe à chaleur et la machine frigorifique fonctionnant avec un tel cycle décrit dans le sens trigonométrique:

$$\eta_{\max} = 1 - T_1/T_2, \quad e_{\text{Pompe}} = T_2/T_2 - T_1$$

et $e_{\text{frigo}} = T_1/T_2 - T_1$

Chapitre IV

IV.5 Principe de fonctionnement de la Pompe À Chaleur (PAC)

IV.6 Les machines thermiques

IV.7 Généralités et Classification

Les machines sont des dispositifs qui permettent de convertir les différentes formes d'énergies (de pression, potentielle, cinétique, thermique, mécanique) entre elles. Les dispositifs permettant la conversion de l'énergie thermique en énergie mécanique et la conversion inverse constituent la famille des machines thermiques [9, 10,12].

On distingue ainsi, parmi les machines thermiques, les machines réceptrices (moteurs thermiques) et les machines thermiques génératrices (de froid ou de chaleur).

-D'une manière générale, le terme moteur thermique désigne toute machine thermique transformant de la chaleur en travail, quels que soient, leur mode de fonctionnement et la nature du fluide utilisé pour cette transformation [4, 5].

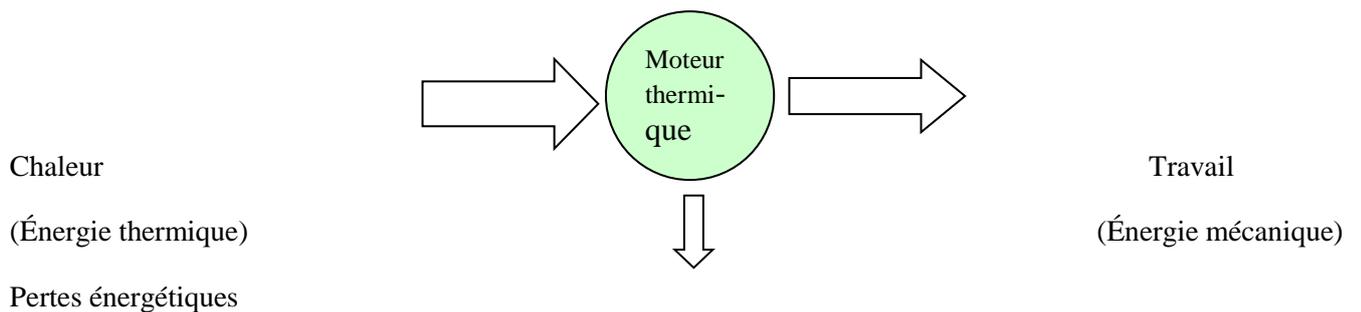


Schéma IV.3 Transformation d'un Moteur thermique [12]

-Parmi les machines génératrices, on trouve les installations de production de froid (appelées machines frigorifiques), ou de chaleur (les pompes à chaleur), ainsi que, dans une certaine mesure, les compresseurs.

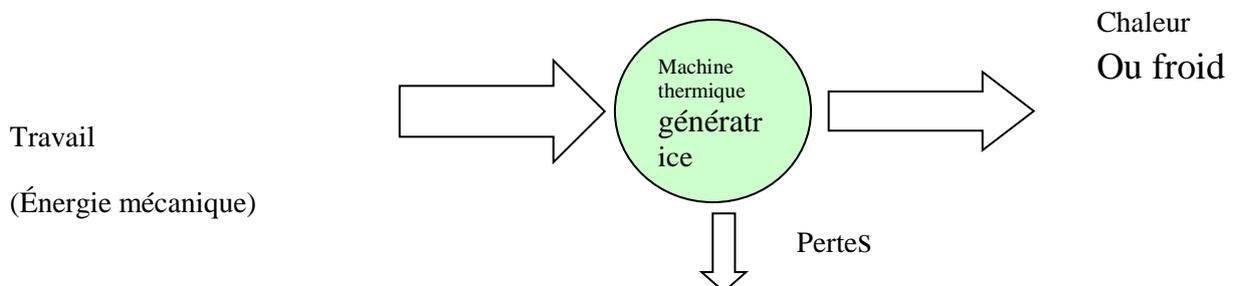


Schéma IV.4 Transformation d'un Machine thermique génératrice [12]

IV.7.1 Les machines génératrices d'énergie thermique

D'un point de vue thermodynamique, les machines frigorifiques (réfrigérateurs) et les pompes à chaleur sont des machines thermiques qui travaillent à l'envers : ils consomment bien du travail mais pour prélever de la chaleur d'une source **froide** pour la restituer à une source **chaude**.

-Lorsque le but recherché est de **produire du froid** (extraction de chaleur à un corps, ou à un milieu, pour le refroidir ou le maintenir à une température inférieure à l'ambiance) alors la machine thermique utilisée est une **machine frigorifique**

-Si, au contraire, le but recherché est la **production de chaleur** (à partir de chaleur gratuite récupérée à une température plus **basse**) pour chauffer un milieu, ou le maintenir à une température suffisamment haute, alors la machine thermique devient **une pompe à chaleur**. Dans certains cas spécifiques, on peut utiliser à la fois le froid produit à la source froide et la chaleur rejetée au « puits chaud ». Un tel système est alors généralement appelé thermofrigopompe [3,11, 12].

IV.7.2 Machine ditherme, tritherme

L'énergie motrice nécessaire au fonctionnement des machines génératrices peut être amenée :

-Soit sous la forme d'une **énergie mécanique**, ou équivalente. Le système comporte alors, conformément au second principe, au minimum une source froide et une source chaude (ou puits chaud). Il s'agira alors d'une machine, au moins, **ditherme**.

-Soit sous la forme d'une **énergie thermique** fournie par une source thermique supplémentaire jouant le rôle de source de chaleur motrice. Le système comportant donc, au minimum, trois sources de chaleur sera qualifié de système, au moins, **tritherme** [10,12].

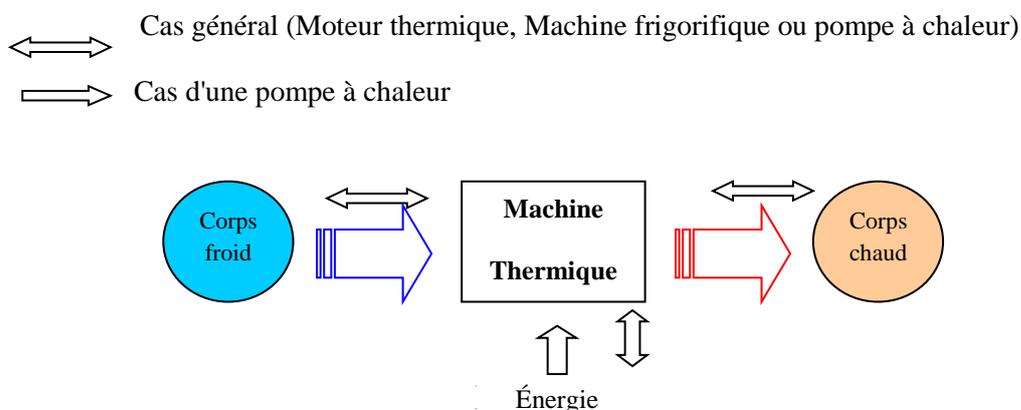


Figure 1. Machine ditherme [4]

Chapitre IV

IV.7.3 Les Coefficients de Performance d'une pompe à chaleur

IV.7.4 Définition

Pour caractériser l'efficacité d'une pompe à chaleur on introduit le coefficient de performance (COP) par la relation :

$$\text{COP} = (\text{chaleur fournie}) / \text{énergie apportée au système} \quad (\text{IV.A})$$

Le COP est très utile pour évaluer la rentabilité d'une pompe à chaleur. Il indique dans quelle mesure la puissance calorifique produite est supérieure à la puissance d'entraînement du compresseur.

IV.7.5 COP d'une PAC ditherme idéale

La structure générale d'une PAC **ditherme** (soumise à deux sources de chaleur) est donnée ci – dessous. Grâce à l'énergie mécanique (ou équivalente) W fournie à ce système, on absorbe à la source froide (qui est à la température T_f) l'énergie thermique Q_f et on rejette à la source chaude (à la température $T_c > T_f$) l'énergie thermique Q_c .

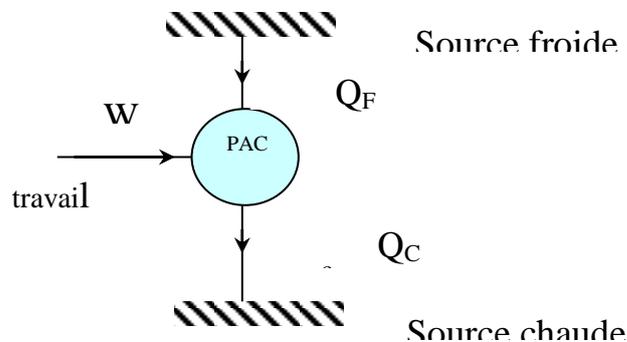


Schéma VI.5 Pompe à chaleur ditherme [12]

L'énergie utile pour une PAC étant la chaleur rejetée à la source chaude Q_c , le COP d'une PAC ditherme idéale peut alors s'écrire :

$$\text{COP}_d = \frac{Q_c}{W} \quad (\text{IV.1})$$

L'application du premier principe à ce système donne :

$$Q_f - Q_c + W = 0$$

$$\text{Ou } W = Q_c - Q_f \quad (\text{IV.2})$$

Chapitre IV

En supposant que la machine ainsi considérée décrit un cycle thermodynamiquement idéal (Donc réversible), l'application du second principe au système ditherme, permet d'écrire :

$$\frac{Q_f}{T_f} - \frac{Q_c}{T_c} = 0 \text{ (Égalité de Clausius)}$$

$$\text{Ou } \frac{Q_f}{Q_c} = \frac{T_f}{T_c} \quad (\text{IV.3})$$

En considérant les conditions (VI.2) et (VI.3), l'équation (VI.1) s'écrit :

$$\boxed{COP_{id} = \frac{T_c}{T_c - T_f} = \frac{1}{1 - \frac{T_f}{T_c}}} \quad (\text{IV.4})$$

Ce COP (appelé parfois efficacité de Carnot ou COP de Carnot) constitue la limite théorique que l'on peut obtenir pour une machine quelle que soit la perfection technique de celle-ci. Ce rapport indique néanmoins un résultat intéressant : **la machine est d'autant plus efficace que T_f / T_c est proche de l'unité : c.à.d. que la température de la source froide soit proche de la température de la source chaude.** La courbe ci – après montre l'évolution du COP en fonction du rapport T_f / T_c

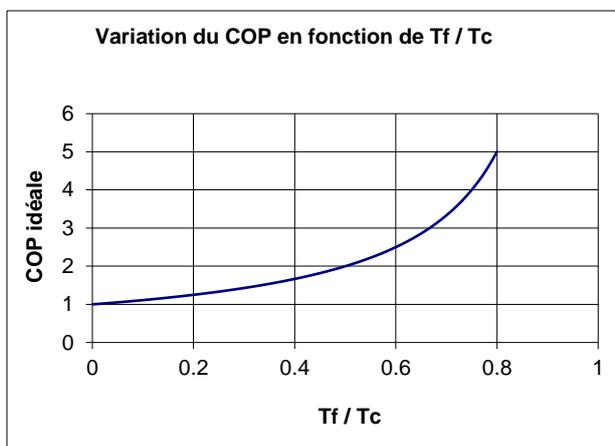


Figure IV.2 Courbe d'Évolution du COP en fonction du rapport T_f/T_c [12]

Dans la réalité les COP des machines réelles (qui sont thermodynamiquement irréversibles) sont généralement voisins de la moitié des valeurs idéales attendues.

Chapitre IV

La figure ci dessous montre la variation du COP théorique en fonction de la température T_c pour différentes valeurs de la température T_f .

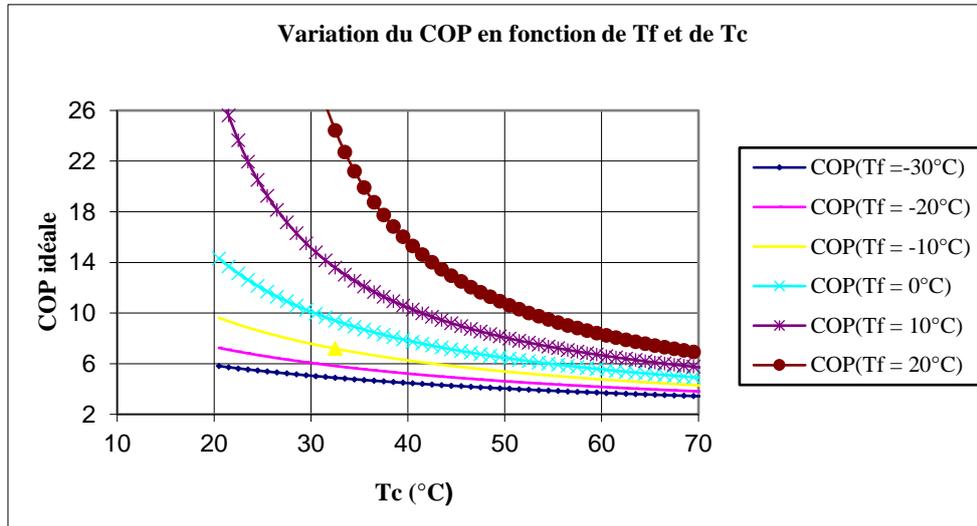


Figure VI.3 Courbes des Différentes Variations du COP idéal en fonction des T_f et de T_c [12]

IV.7.5 COP d'une PAC tritherme idéale

Dans ce type de pompe à chaleur, on ne fournit pas de travail mais de la chaleur par l'intermédiaire d'une source thermique auxiliaire de température T_a .

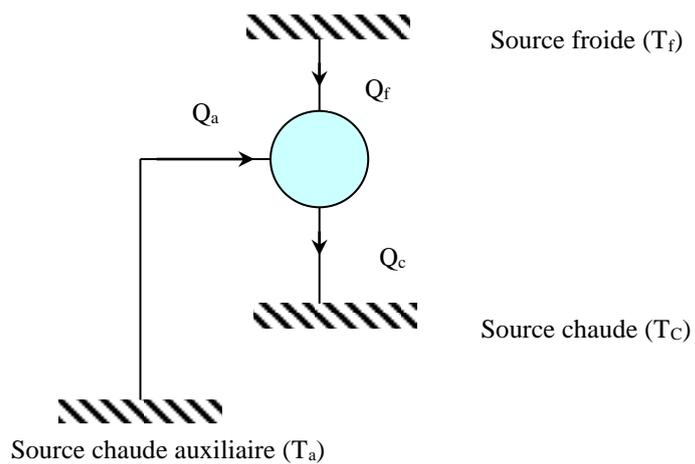


Schéma IV. 6 Pompe à chaleur tritherme idéale [12]

Chapitre IV

Les bilans énergétique et entropique au cours d'un cycle s'écrivent alors :

$$Q_f - Q_c + Q_a = 0 \text{ d'où } Q_a = Q_c - Q_f \quad (\text{IV.5})$$

$$\frac{Q_f}{T_f} - \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_a}{T_a} = 0 \text{ (Égalité de Clausius)} \quad (\text{IV.6})$$

Chapitre IV

Le coefficient de performance calorifique est, dans ce cas :

$$COP_{tri} = \frac{Q_c}{Q_a} \quad (\text{IV.7})$$

En considérant les conditions (VI.5) et (VI.6) on a :

$$\frac{Q_f}{Q_c} = \frac{T_f(T_a - T_c)}{T_c(T_a - T_f)}$$

L'équation (VI.7) s'écrit alors:

$$COP_{tri} = \frac{1}{1 - \frac{Q_f}{Q_c}} = \frac{T_c}{(T_c - T_f)} \cdot \frac{(T_a - T_f)}{T_a} \quad (\text{IV.8})$$

Ce coefficient de performance est d'autant plus élevé que les températures T_c et T_f sont plus voisines et que T_a est plus éloignée de T_c .

Pour les mêmes températures T_c et T_f , les coefficients de performance des systèmes fonctionnant grâce à une fourniture de chaleur (systèmes au moins trithermes) sont inférieurs à ceux des systèmes recevant de l'énergie mécanique.

D'une manière générale, les pompes à chaleur trithermes ont une efficacité thermique faible. Elles sont surtout utiles pour valoriser une source chaude à température modérée (rejets industriels, énergie solaire, biomasse) qui sans cela serait inutilisée, de sorte que l'efficacité a relativement peu d'importance.

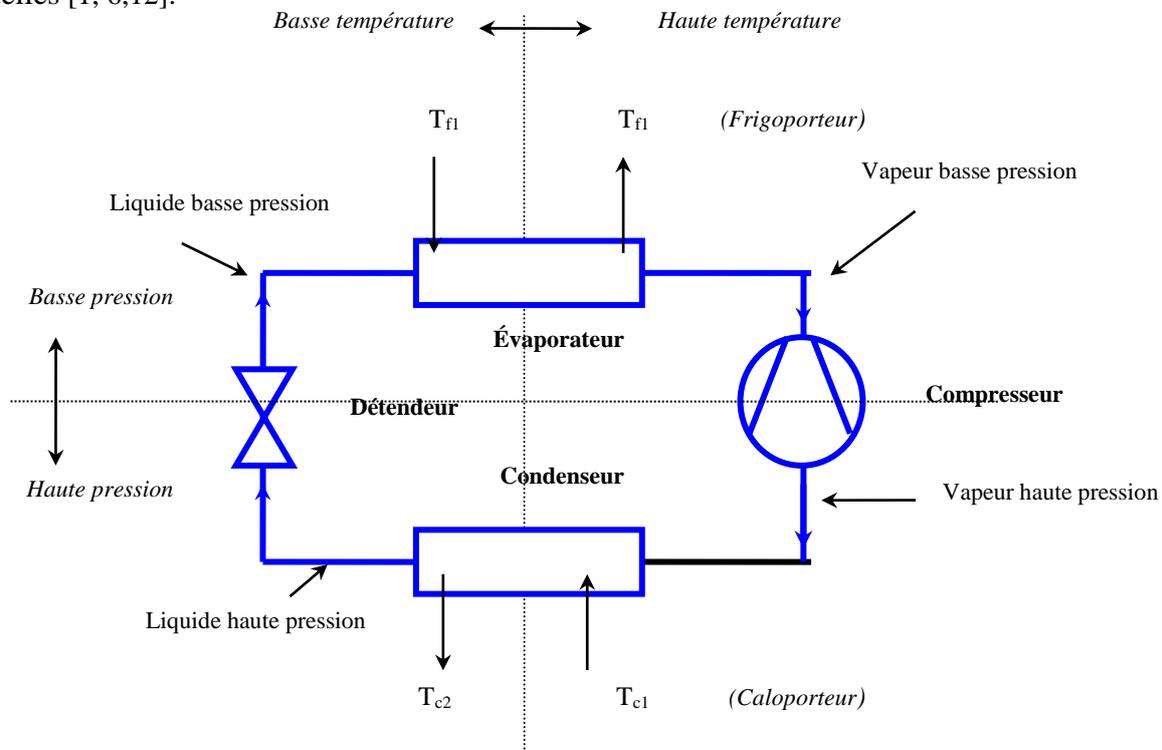
IV.7.6.1 Cycles à compression mécanique de vapeur (Le cycle idéal):- Quelles que soient la puissance et la nature du fluide frigorigène, une pompe à chaleur à compression mécanique de vapeur comprend essentiellement les machines et dispositifs suivants :

-**Un évaporateur** : qui vaporise le frigorigène en prélevant de la chaleur au frigoporteur (air, eau etc...) qui se refroidit. La vapeur sortant de cet évaporateur est saturée. L'évaporation s'effectue à la température de vaporisation T_f , correspondant à la pression d'évaporation p_F du fluide frigorigène. Le frigorigène prend au fluide frigoporteur la chaleur qu'il a absorbée dans son circuit d'utilisation.

Un compresseur mécanique et son moteur : le compresseur aspire, sous la pression p_F , la vapeur de frigorigène issue de l'évaporateur et la comprime jusqu'à la pression P_C pour la rejeter dans le condenseur. La pression P_C sera telle que la température de saturation correspondant à cette pression soit légèrement supérieure à la température du fluide de refroidissement dont on dispose.

Un condenseur : c'est un échangeur de chaleur à surface avec circulation d'un côté du fluide frigorigène à condenser et de l'autre côté de fluide de refroidissement (air, eau, etc...) appelé aussi fluide caloporteur. Il condense le frigorigène en cédant la chaleur au caloporteur qui s'échauffe de T_{c1} à T_{c2} . Le fluide frigorigène quittant cet échangeur est saturant. La condensation s'effectue à la température de condensation T_C correspondant à la pression de condensation P_C . On a : $T_C > T_{c2} > T_{c1}$.

Un détendeur : qui alimente en frigorigène l'évaporateur sans excès ni défaut. Le frigorigène y subit la détente de P_C à p_F . Ces divers éléments sont reliés par des tuyauteries équipées des armatures de service et de sécurité usuelles [1, 6,12].



FigureIV.4 Schéma exemple d'un Simple Système cyclique de réfrigération à compression de vapeur [7]

Chapitre IV

Exemples des calculs [4]

Exercice1)- On considère 1Kg d'air (gaz parfait), subissant un cycle de Carnot ABCDA: AB et CD isothermes et BC et DA adiabatique réversibles. La température au point A est $T_1 = 300^\circ\text{K}$. Les pressions aux points A,B et C sont respectivement $P_1 = 1\text{atm}$, $P_2 = 3\text{atm}$ et $P_3 = 9\text{atm}$. On donne $C_P = 10^3\text{J}/^\circ\text{K}$. et $\gamma = 7/5$.

1° Calculer le rendement thermodynamique du cycle de deux manières:

a- En faisant le bilan thermique du cycle;

b- A partir des températures extrêmes du cycle.

2° Calculer les variations d'entropie de l'air, au cours des 4 transformations du cycle. $(1/3)^{2/7} = 0,73$.

Exercice2)- Dans un moteur thermique à air, l'unité de masse (1Kg) d'air (gaz parfait) décrit de façon réversible le cycle de transformations suivantes :

- Compression isotherme de l'état A_1 ($P_1 = 1\text{atm}$, $T_1 = 350^\circ\text{K}$) à l'état A_2 ($P_2 = 8\text{atm}$, T_1) ;

-Échauffement isobare de l'état A_2 à l'état A_3 ($T_3 = 1400^\circ\text{K}$);-Détente adiabatique de l'état A_3 à l'état A_4 ;- Refroidissement isobare de l'état A_4 à l'état initial A_1

1°) a- Calculer la capacité calorifique à pression constante de l'unité de masse d'air

b- Déterminer la pression, le volume et la température de l'air dans chacun des états A_1 , A_2 , A_3 et A_4 .

2° Quel est le rendement thermodynamique η du cycle? Le comparer au rendement de Carnot fonctionnant entre les mêmes températures extrêmes.

3° Calculer, pour chacune des 4 transformations du cycle les variations ΔU et ΔS du gaz . Vérifier que l'on a $(\Delta U)_{\text{cycle}} = 0$ et $(\Delta S)_{\text{cycle}} = 0$.

4° Représenter le cycle étudié dans le diagramme (P, V), en utilisant les résultats obtenus.

On donne : rapport des chaleurs massiques de l'air: $\gamma = 7/5$; $R = 8,3 \text{ J/mol}^\circ \text{K}$. Dans les conditions normales, volume molaire gazeux = 22,4l ; masse du litre d'air: 1,3g ; $1\text{atm} = 10^5\text{N/m}^2$.

Exercice 3)-

Une Pompe à chaleur est en liaison avec deux sources: l'une constituée par 1m^3 d'eau, la chaleur massique $C = 4185\text{J}/^\circ\text{K}$, initialement à la température $T_1 = 280^\circ\text{K}$, l'autre constituée par l'atmosphère qui est à $T_2 = 280^\circ\text{K}$. La pompe à chaleur fonctionne réversiblement, de sorte que l'eau s'échauffe lorsque la pompe reçoit un W , sous forme d'énergie électrique.

1° Exprimer le travail W , fourni à la pompe à chaleur, lorsque l'eau atteint la température $T' = 320^\circ\text{K}$, en fonction des températures T_1 , T_2 et de la capacité calorifique μ de l'eau. A.N

2° Exprimer, en fonction des températures T_1 , T_2 , le coefficient d'efficacité de la pompe à chaleur défini comme étant le rapport de la quantité de chaleur fournie par le milieu extérieur, au cours d'un cycle. A.N. Interpréter physiquement le résultat obtenu

Exercice4)- Le fluide d'un réfrigérateur subit une transformation cyclique suivant un cycle de Carnot. Au cours d'un cycle, de durée t , le fluide reçoit le travail W ($W > 0$).

1° Comparer la valeur Q_2 de la chaleur cédée par la source froide (T_2) à celle Q_1 de la chaleur reçue par la source chaude (T_1). Peut-on refroidir l'air de la cuisine en laissant ouverte la porte du réfrigérateur?

2° a- En supposant le cycle décrit de façon réversible, calculer Q_2 en fonction de W , T_1 et T_2 .

b- Quelle est la masse de glace m peut-on fabriquer par seconde à partir d'eau prise à 0°K ? (néglige la chaleur massique de la glace). A.N: Le travail est fourni par un moteur de puissance $P = 200\text{W}$; $T_1 = 50^\circ\text{C}$; $T_2 = -5^\circ\text{C}$. La chaleur latente de solidification de l'eau: $L = 320\text{J/g}$. Durée d'un cycle $t : 10\text{s}$

Chapitre IV

IV.7.6.4 Généralités sur les machines thermiques

On distingue principalement 4 types de machines

- 1- Les machines alternatives à combustion externe (anciennes machines à vapeur)
- 2- Les machines alternatives à combustion interne (moteur à essence, moteur diesel....)
- 3- Les turbines à combustion externe (centrales électriques....)
- 4- Les turbines à combustion interne (réacteurs

IV.7.6.5 Les machines alternatives à combustion externe

Dans les machines alternatives la variation du volume est obtenue par un mouvement alternatif du piston qui est transformé en mouvement rotatif du vilebrequin par l'intermédiaire du système bielle-manivelle. Les premières machines à vapeur furent réalisées successivement par Papin, Necomen et Jauffroy au début du 18^e siècle. Dans ces machines, la vapeur provenant de la chaudière pénètre directement dans le cylindre. Les communications entre la chaudière et le cylindre sont réglées par des robinets manœuvrés manuellement. Malgré l'autorisation de l'admission et de l'échappement de la vapeur proposée par Watt, en équipant les machines d'un tiroir de distribution, le rendement reste très faible [2, 9]. De plus ces machines présentaient deux autres inconvénients principaux:

1. une longue période de mise en chauffe
2. un encombrement important

IV.7.6.6 Les machines alternatives à combustion interne

Dans ces machines, la combustion s'effectue au sein même fluide moteur. C'est le même fluide qui repousse le piston et qui subit une combustion (moteur à essence, moteur diesel...).

Leur conception remonte à la deuxième partie du 19^e siècle. Ces moteurs sont à 2 ou 4 temps. Le piston à double effet n'est plus utilisé. La combustion est provoquée soit:

- par une étincelle à un instant donné (moteur à essence)
- par pulvérisation du carburant dans l'air chaud sous pression.

Chapitre IV

1860: **Cycle de Lenoir** moteur à deux temps avec piston à double effet, la pression agissant à chaque demi-tour sur l'une des faces du piston.

1862: **Cycle de Beau de Rochas** propose un moteur à 4 temps.

La même année Otto(Allemagne) réalise le moteur à 4 temps

1892: **Cycle Diésel**.qui à déposé son brevet sur un moteur à allumage par combustion a l'origine il souhaitait brûler de la poussière de charbon dans de l'air surchauffé et comprimé. Son moteur commencera à fonctionner avec injection d'huile lourde.

IV.7.7 Propriétés du moteur à combustion interne

Ce moteur est caractérisé par

- Un taux de compression faible pour les moteurs à essence (8 à 10), plus élevé (pour le moteur diésel)
- Un allumage du mélange combustible en fin de compression
- Une combustion produisant des polluants NO₂, CO₂
- Un diamètre du cylindre compris entre quelques mm et 200 mm maximum.

Chapitre IV

IV.7.7.1 Turbines à combustion externe

IV.7.7.2 Principe:

Un fluide chauffé ou surchauffé par une source extérieure (gaz, fuel,...) met en mouvement rotatif un arbre sur lequel sont fixées des aubes. Contrairement aux machines alternatives elles transforment de façon continue l'énergie thermique en énergie mécanique. Il en résulte une amélioration du rendement par rapport aux machines de grosses puissances.

Le cycle comprend fondamentalement deux changements d'états (évaporation et condensation). En pratique la température est limitée à 550 ou 580°C tandis que la pression est de l'ordre de 200 bars.

Une turbine est constituée d'un rotor comprenant un arbre sur lequel sont fixées les aubes et, d'un stator constitué d'un carter portant des déflecteurs [9,12].

IV.7.7.3 Applications

Les turbines à vapeur sont très employées dans les centrales thermiques de forte et moyenne puissance pour la production d'électricité. Elles sont employées de propulsion navale. Pour les petites puissances la fonction d'entraînement est en voie de disparition au profit des moteurs électriques [2,12].

IV.7.7.4 Turbines à combustion interne

Une turbine à gaz est un moteur thermique produisant de l'énergie mécanique à partir de l'énergie contenue dans un hydrocarbure.

IV.7.7.5 Principe :

Un compresseur constitué d'un ensemble de roues munies d'ailettes comprime l'air extérieur. Du gaz injecté dans la chambre de combustion où il se mélange à l'air comprimé et s'enflamme. Les gaz chauds se détendent en traversant la turbine transformant l'énergie thermique en énergie mécanique.

Le turboréacteur est une turbine à gaz utilisant le principe de réaction comme propulseur.

Une turbine à gaz est souvent à cycle ouvert, c'est à dire que le refroidissement s'effectue à l'extérieur de la machine [9, 12].

Chapitre IV

IV.7.7.6 Applications:

Les turbines à gaz sont employées dans la propulsion de navires, d'avions. Comme la turbine à vapeur la turbine à gaz est également employée dans la production d'électricité et d'une façon générale pour toutes les applications dont le régime et la charge sont constantes [2, 9,12].

La liste des applications est limitée par les contraintes suivantes:

- taux de compression
- température de combustion
- chute du rendement pour une faible charge
- inaptitude aux changements de régime.

Conclusion Générale

Les systèmes thermodynamiques qui nous intéressent n'échangent de l'énergie avec l'environnement que sous deux formes bien distinctes : de la chaleur et du travail.

L'introduction des notions de système et d'état thermodynamique, distinction entre systèmes fermés et systèmes ouverts; La loi fondamentale qui gouverne le comportement des systèmes thermodynamiques est celle de la conservation de l'énergie, connue sous le nom de premier principe suivi du deuxième principe

Son application aux quatre transformations élémentaires montre que la détermination de la variation d'enthalpie du fluide qui les traverse suffit pour calculer l'énergie qu'elles mettent en jeu, que ce soit du travail ou de la chaleur. Les rappels sur les propriétés des corps purs et leur représentation graphique dans les diagrammes thermodynamiques.

L'approche essentiellement qualitative et phénoménologique qui a été utilisée dans cette polycopie prouve qu'il est possible d'initier des étudiants aux cycles des machines thermiques usuelles en limitant les concepts thermodynamiques qui leur sont présentés.

Le COP est très utile pour évaluer la rentabilité. Il indique dans quelle mesure la puissance calorifique produite est supérieure à la puissance d'entraînement du compresseur. La mise en évidence des quatre fonctions élémentaires : compressions, détente avec production de travail, détente sans production de travail, échanges de chaleur.

References

- [1]- AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS, "Standards for Metric Practice", ASTM E 380- 79, janvier 1980.
- [2]- SCHOOLEY, J.A. Thermometry, Boca Raton (Floride), CRC Press, 1986.
- [3]- VAN WYLEN, G.J., R.E. SONNTAG et P.DESROCHERS. Thermodynamique appliquée, 2^e édition, Saint-Laurent, ERPI, 1992.
- [4]- H.Lumbroso: McGraw-Hill, 1991.
- [5]- S.Olivier et H.Gié. Thermodynamique: Technique et documentation, Lavoisier 1996.
- [6]- CERCI, Y., Y.A. CENGEL et R.H. TURNER. "Reducing the Cost of Compressed Air in Industrial Facilities", International Mechanical Engineering Congress and Exposition, San Francisco (Calif.), 12-17 novembre 1995.
- [7]- ASHRAE. Handbook Fundamentals, version SI, Atlanta (Géorgie), American Society of Heating, Refrigerating, and Air-Conditioning Engineers, Inc., 1994.
- [8]- P.Grécias: Thermodynamique physique: Technique et documentation, Lavoisier 1996.
- [9]- BEJAN, A. Advanced Engineering Thermodynamics, 2^e edition, New York, Wiley, 1997.
- [10]- CENGEL, Y.A. et H. KIMMEL. "Optimization of Expansion in Natural Gas Liquefaction Processes", LNG Journal, Royaume- Uni, mai-juin 1998.
- [11]- BOREL, L. et D.FAVRAT. Thermodynamique et énergétique, Lausanne Presses polytechniques et universitaires romandes, 2005.
- [12]- CENGEL, Y.A et Michael A. Boles. Thermodynamics: An Engineering Approach, 6th edition, Saint-Laurent, 2008.