<u>Chapitre I</u>

Généralités et principes fondamentaux

Comme toute science, la thermodynamique repose sur des principes et des lois formules à l'aide d'un vocabulaire très précis. Celle-ci d'exprimer les concepts et les définitions sans ambigüité. Dans ce chapitre, on présente les éléments de base qui permettront d'étudier la thermodynamique et de résoudre des problèmes pratiques.

I.1 La thermodynamique et l'énergie :

Au XVII siècle, Denis Papin et Thomas Savery ont inventé la machine à vapeur, une machine qui transforme de la chaleur en travail. Améliorée par Thomas Newcomen et James Watt au cours du XVIII siècle, la machine à vapeur est l'origine de la révolution industrielle. C'est ainsi que la science de la thermodynamique (de therme – chaleur et de dynamis – mouvement) est née de la volonté de comprendre et de prédire le comportement de la chaleur avec les autres formes d'énergie. Elle sa pris son essor au XIX^e siècle grâce aux travaux pionniers de scientifiques tels que Sadi Carnot, William Rankine, Rudolph Clausius et William Thompson. Aujourd'hui, la thermodynamique est devenue la science fondamentale de l'énergie.

De nos jours, la thermodynamique est devenue un sujet d'étude incontournable dans le domaine des sciences naturelles et appliquées. Nul phénomène naturel, procédé industriel, dispositif, machine ou système n'échappe à ses lois fondamentales

Exemples :

- La chaleur que dégagent les milliards de cellules du corps humain ou que dissipent les centaines de composants électroniques de l'ordinateur,
- Le travail mécanique développé par un muscle ou produit par un moteur ;
- L'écoulement sanguin dans un cœur ou d'eau dans une pompe ;
- L'énergie solaire emmagasinée dans le pétrole depuis des centaines de millions d'années ou stockée dans les plantes grâce à la photosynthèse ;
- Le refroidissement d'une tasse de café ou le réchauffement dans une chaudière au charbon ou pendant les réactions en chaîne au cœur d'un réacteur nucléaire.

Bien que la science de la thermodynamique puisse être abordée de différentes façons, deux approches se distinguent :

- <u>La thermodynamique phénoménologique ou classique</u> repose sur des lois empiriques établies à partir d'observations expérimentales. Cette approche permet d'étudier le comportement de système à l'échelle macroscopique.
- <u>La thermodynamique statistique</u>, quant à elle, s'appuie sur des considérations moléculaires. Elle cherche à prédire le comportement de système de nature stochastique à l'échelle microscopique.

La thermodynamique est fondée sur l'observation expérimentale. Ces observations, réalisées depuis plus de deux siècles, ont été colligées sous forme de principes fondamentaux connus sous le nom de « *lois de la thermodynamique* ».

• <u>La première loi de la thermodynamique</u> est la loi de la conservation de l'énergie. Selon cette loi, au cours d'une évolution, l'énergie ne peut être ni produite ni détruite. Elle peut toutefois être convertie d'une forme à une autre.

Exemple :

Un rocher se détachant d'une falaise verra son énergie potentielle gravitationnelle (PE) convertie en énergie cinétique (KE) pendant la chute (voir figure I.1). Cependant, l'énergie totale, soit la somme des énergies potentielle et cinétique, demeure inchangée.



Figure I.1 : L'énergie n'est ni produite ni détruite

La première loi est la quantité d'énergie ce que la deuxième loi est la qualité d'énergie.

• Selon *la deuxième loi de la thermodynamique*, la qualité de l'énergie se **d**égrade durant toute évolution.

Exemple :

La chaleur s'écoule toujours d'un milieu à haute température vers un milieu à basse température.

La chaleur est transmise du café à haute température (l'énergie est de qualité) vers le milieu environnant à basse température (l'énergie est de moindre qualité), (voir figure I.2) :



Figure I.2 : la chaleur s'écoule d'une région à haute température vers une région à basse température

• Quant à *la troisième loi de la thermodynamique*, elle fait appel à la notion d'entropie.

I.2. Les unités :

Le système d'unités utilisé est le système international d'unités (SI), qui est en vigueur dans presque tous les pays du monde. Le SI a été adopté à l'occasion de la 11^e Conférence générale des poids et mesures (CGPM) en 1960. Il comprend sept unités de base à partir desquelles sont définies diverses unités dérivées (voir tableau I.1).

The seven fundamental (or primary) dimensions and their units in SI		
Dimension	Unit	
Length	meter (m)	
Mass	kilogram (kg)	
Time	second (s)	
Temperature	kelvin (K)	
Electric current	ampere (A)	
Amount of light	candela (cd)	
Amount of matter	mole (mol)	

Tableau I.1 : Unités de base du système international

Les sept unités de base du SI sont les suivantes :

- L'unité de base de longueur est le mètre, qui est défini comme la distance que parcourt la lumière dans le vide en 1/299 792 458 s.
- L'unité de base de masse est le kilogramme, qui est défini comme la masse d'un cylindre en platine iridié (90% platine et 10% iridium) de 39 mm de diamètre et de 39 mm de haut. C'est le bureau international des poids et mesures (BIPM) qui a déclaré le kilogramme comme étant l'unité SI de masse en 1889.
- L'unité de base de temps est la seconde, qui est définie comme la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamentale de l'atome de césium.
- L'unité de masse du courant électrique est l'ampère, qui est défini comme l'intensité d'un courant constant qui, maintenu dans deux conducteurs parallèles, rectilignes, de longueur infinie, de section circulaire négligeable et placés à une distance de 1 m l'un

de l'autre dans le vide, produirait entre ces conducteurs une force égale à 2,0 x 10^{-7} N/m de longueur.

- L'unité de base température thermodynamique est le kelvin, qui est défini comme la fraction 1/273,16 de la température du point triple de l'eau.
- L'unité de quantité de matière est la mole, qui est définie comme la quantité de matière d'un système contenant autant d'entités élémentaires qu'il y a d'atomes dans 0,012 kg de carbone 12.
- L'unité d'intensité lumineuse est la candela, qui est définie comme l'intensité lumineuse, dans une direction donnée, d'une source qui émet un rayonnement monochromatique de fréquence 540,0 x 10⁻¹² Hz et dont l'intensité énergétique dans cette direction est de 1/683 W/sr (stéradian).

Les principaux préfixes de multiples du SI sont résumés au tableau I.2 et un exemple d'utilisation de ces préfixes est montré dans la figure I.3 :

Multiple	Prefix
Multiple	Prefix
10 ¹²	tera, T
10 ⁹	giga, G
10 ⁶	mega, M
10 ³	kilo, k
10 ²	hecto, h
10 ¹	deka, da
10 ⁻¹	deci, d
10^{-2}	centi, c
10^{-3}	milli, m
10^{-6}	micro, μ
10^{-9}	nano, n
10^{-12}	pico, p

Tableau I.2 : Préfixes courants dans le système international d'unités



Figure I.3 : Utilisation des préfixes du SI dans diverses applications

Les unités dérivées font également partie du SI et sont déduites des sept unités de base. Parmi celles-ci, on trouve le « <u>newton</u> » (N), définie comme la force nécessaire pour accélérer une masse de 1 kg au taux de 1 m/s² (voir la figure I.4). Le newton découle de l'expression de la deuxième loi de Newton :

Ou

F = ma

Exemple :

L'accélération gravitationnelle g au niveau de la mer est d'environ 9,8 m/s² à une latitude de 45° . A cet endroit, une personne dont la masse m est de 70 kg pèse :

$$W = mg(N)$$

Soit :

$$W = 70 \text{ kg}*9.8 \text{ m/s}^2 = 686 \text{ N}$$

Le travail, est une forme d'énergie, est défini comme le produit de la force par la distance. L'unité « newton*mètre » (N.m) appelée le « *joule* » (J), est :

1 J = 1 N.m

La chaleur, qui est aussi une forme d'énergie est exprimée en joules ou parfois en calories (cal). La « *calorie* » correspond à 4,1868 J, soit la quantité de chaleur requise pour élever la température de 1 g d'eau de 14,5 °C à 15,5°C.

I.3. Les systèmes et les volumes de contrôle :

Un <u>système thermodynamique</u> est défini comme une quantité de matière ou une région de l'espace faisant l'objet de l'étude.

Le système est circonscrit par des *frontières* qui le séparent du milieu extérieur ou environnant (voir figure I.4). D'un point de vue mathématique, les frontières d'un système thermodynamique n'ont aucune épaisseur. Donc, elles ne peuvent ni contenir une masse ni occuper un volume.



Figure I.4 : Système, milieu extérieur et frontières

Un système thermodynamique est dit *fermé* si aucune masse (ou aucune écoulement) ne traverse ses frontières. La masse contenue dans le système demeure donc fixe. L'énergie peut

toutefois traverser ses frontières sous forme de chaleur ou de travail. De plus, les frontières d'un système fermé peuvent être déformables (voir la figure I.5).



Figure I.5 : La masse ne peut traverser les frontières d'un système fermé, mais l'énergie le peut.

Un système thermodynamique est dit *isolé* lorsque ni masse (ou ni écoulement) ni énergie ne peuvent traverser ses frontières. Un système isolé ne subit aucune influence de la part du milieu extérieur.

Exemple :

On s'intéresse à l'état du gaz contenu dans le cylindre-piston de la figure I.6. Le gaz, lorsqu'il est chauffé à l'aide d'un brûleur, se détend et soulève le piston. Il constitue ici le système, et ses frontières sont les surfaces internes des parois du cylindre et du piston. Le système est donc fermé, car aucune masse ne traverse ses frontières. La chaleur traverse toutefois ses frontières et son volume augmente.



Figure I.6 : Système fermé avec une frontière mobile.

Il arrive souvent que l'analyse thermodynamique porte sur un appareil dans lequel il y a un écoulement entrant ou sortant. Il peut s'agir d'un compresseur, d'une turbine, d'une pompe ou encore d'une tuyère (voir figure I.7.a). Un système est dit <u>ouvert</u>, et on le représente par un <u>volume de contrôle</u>. La surface de ce volume est appelée « <u>surface de contrôle</u> ». De la masse, de la chaleur, du travail et la quantité de mouvement peuvent traverser la surface du contrôle.



Figure I.7.a : Volume de contrôle avec frontières réelles et imaginaires

Figure I.7.b : Volume de contrôle avec frontières fixes et mobiles

Durant l'analyse, le volume et la forme du volume de contrôle peuvent demeurer inchangés. C'est le cas de la figure I.6.a. Toutefois, le volume et la forme du volume de contrôle peuvent aussi changer, comme le montre le cylindre-piston de la figure I.6.b.

En fait, n'importe quelle région de l'espace peut être représentée par un volume de contrôle. Il n'existe pas de règles précises pour le définir. Néanmoins, un volume de contrôle choisi de manière astucieuse peut simplifier considérablement l'analyse.

Exemple :

Prenons l'exemple du chauffe-eau de la figure I.8. Ce dispositif est couramment employé pour l'alimentation en chaude domestique. L'eau froide de l'aqueduc est admise dans le réservoir ; des éléments électriques submergés chauffent l'eau et celle-ci ressort à une température élevée. La question est de déterminer la quantité de chaleur que doivent dissiper les éléments électriques chauffants afin de maintenir un débit d'eau chaude à la température désirée. Dans ce cas, le système thermodynamique est défini par la région de l'espace qu'occupe l'eau dans le réservoir. C'est la surface interne du réservoir qui délimite le volume de contrôle. Ce système est ouvert puisque la surface du volume de contrôle est traversée par l'eau froide admise et l'eau chaude produite.



Figure I.8 : Système ouvert (volume de contrôle avec une entrée et une sortie.

I.4. Les variables thermodynamiques d'un système :

Les variables thermodynamiques peuvent être divisées en deux catégories :

- Les variables intensives, qui sont indépendantes de la masse,
- Les *variables extensives*, qui varient proportionnellement à la masse.



Figure I.9 : Différence entre les propriétés intensives et les propriétés extensives

I.5. La masse volumique et la masse volumique relative :

La *masse volumique* est définie comme la masse par unité de volume.

$$\rho = \frac{m}{V} \qquad (\frac{kg}{m^3})$$

Sous forme différentielle, la masse volumique devient :

$$\rho = \frac{\delta m}{\delta V}$$

L'inverse de la masse volumique est le volume massique ν , défini comme le volume par unité de masse sous la forme :

$$v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}$$

Sous forme matricielle, le volume massique est :

$$v = \frac{\delta V}{\delta m}$$

En général, la masse volumique d'une substance est fonction de la température et de la pression. Ainsi, la masse volumique des gaz est proportionnelle à la pression et inversement proportionnelle à la température. Quant la masse volumique des liquides et des solides qui sont des substances quasi incompressible, elle ne varie guère avec la pression.

Il arrive parfois qu'on exprime la masse volumique d'une substance par rapport à celle de l'eau à 4°C ($\rho_{eau} = 1000 \text{ kg/m}^3$). Dans ce cas, on parle de masse volumique relative :

$$MVR = \frac{\rho}{\rho_{eau}}$$

Exemple :

Substance	SG
Water	1.0
Blood	1.05
Seawater	1.025
Gasoline	0.7
Ethyl alcohol	0.79
Mercury	13.6
Wood	0.3-0.9
Gold	19.2
Bones	1.7-2.0
Ice	0.92
Air (at 1 atm)	0.0013

Tableau I.3 : Masse volumique relative à 0°C

I.6. Les états et l'équilibre d'un système :

L'état d'un système est décrit à l'aide de variables macroscopiques observables comme la température, la pression et la masse volumique. Dans un état donné, toutes les variables thermodynamiques du système sont fixes. Il suffit qu'une seule variable soit modifiée pour que l'état du système change.

Exemple :



Figure I.10 : Système dans deux états différents

Il faut noter que la substance contenue dans le système peut exister sous diverses formes. Si, au départ, elle est sous forme liquide, en étant chauffée, elle peut se transformer en vapeur ou, en étant refroidie, passer à une forme solide. Ces différentes formes de la substance sont appelées des « *phases* ». Une phase est une quantité de matière entièrement homogène.

L'observation nous enseigne qu'il n'est pas nécessaire de préciser toutes les variables pour établir l'état d'un système. L'état d'un <u>système simplement compressible</u> peut, en effet, être défini par deux variables intensives indépendantes. Cette observation porte le nom de « <u>postulat d'état</u> ».

Deux variables sont dites indépendantes si l'une d'elles peut être modifiée sans que l'autre change

Exemple :

La température et le volume massique sont deux variables indépendants et elles suffisent pour décrire l'état d'un système compressible (figure I.11). La température et la pression demeurent des variables thermodynamiques indépendantes tant que le système existe en une seule phase. Dés que deux ou plusieurs phases apparaissent, la température et la pression deviennent dépendantes.



Figure I.11 : L'état de l'azote est défini par deux variables intensives indépendantes.

La science de la thermodynamique traite souvent d'états d'équilibre. Un système en équilibre thermodynamique est un système en équilibre par rapport tout changement possible. Ainsi, on dira qu'un système est en équilibre thermique si sa température est uniforme et constante.

Exemple :



Figure I.12 : Système fermé atteignant l'équilibre thermique

I.7. Les évolutions et les cycles :

Un changement d'état se produit lorsqu'une ou plusieurs variables d'un système subit une variation. Le changement d'un état du système à un autre est appelé « *l'évolution du système* ». Le parcours des états successifs entre l'état initial et l'état final par lesquels passe le système est appelé le « *parcours de l'évolution* » (voir la figure I.13).



Figure I.13 : Evolution d'un système de l'état initial 1 à l'état final 2.

Ainsi, pour décrire une évolution complète, il sera nécessaire de préciser l'état initial et l'état final du système, le parcours suivi et l'interaction entre le système et son milieu extérieur.

Une <u>évolution quasi statique</u> est une évolution suffisamment lente pour permettre aux variables thermodynamiques du système de changer uniformément.

Exemple :





Les évolutions d'un système sont habituellement représentées sous la forme d'un graphique de variables thermodynamiques.

Exemple :



Figure I.15 : Evolution de compression dans un diagramme P-v

Certaines évolutions se caractérisent par le fait qu'une des variables thermodynamiques demeure constante. Le préfixe « *iso* » est alors employé pour qualifier ces évolutions. Ainsi, une *évolution isotherme* est une évolution à température constante, une *évolution isobare* est une évolution à pression constante et une *évolution isochore* est une évolution à volume constant.

Lorsque, à partir d'un état initial, un système subit une suite de changements d'état ou d'évolutions différentes pour revenir à son état initial, on dit qu'il décrit un *cycle*.

Exemple :

La vapeur d'eau qui circule dans une centrale nucléaire décrit un cycle. Elle bout dans la chaudière, se détend dans la turbine, se condense dans le condenseur et retourne dans la chaudière en passant dans une pompe.

En thermodynamique, on parle souvent <u>d'évolution en régime permanent</u> et <u>d'évolution en</u> <u>régime transitoire</u>. Le terme « permanent » indique qu'il n'y aucun changement en fonction de temps. A l'opposé, le terme « transitoire » indique que des changements se produisent en fonction de temps.

De nombreux dispositifs et machines ont été conçus pour fonctionner pendant de longues périodes de temps sans subir de changement.

Une évolution avec écoulement en régime permanent est définie comme évolution où :

- L'état de la masse en tout point de contrôle et son flux à travers les frontières de volume de contrôle sont indépendants du temps,
- Les taux avec lesquels les diverses formes d'énergie traversent les frontières demeurent constants.

Exemple :



Figure I.16 : Evolution avec écoulement en régime permanent : les variables peuvent changer au sein du volume de contrôle, mais non en fonction du temps.

I.8. Le principe zéro de la thermodynamique et les échelles de température :

Si deux corps se trouvent à la même température qu'un troisième corps, ils sont eux aussi la même température.

L'<u>échelle de température</u>, en unité <u>SI</u>, est l'échelle <u>Celsius</u>, dont le symbole est °C. Autrefois appelée l' « échelle centigrade », elle porte maintenant le nom de Celsius en l'honneur de l'astronome suédois Anders Celsius.

L'échelle de température thermodynamique en unités *SI*, est l'échelle *Kelvin*, nommée en l'honneur de Lord Kelvin et symbolisé par K

La relation entre l'échelle Kelvin et l'échelle Celsius est donnée par la relation :

$$T(K) = T(^{\circ}C) + 273, 15$$

I.9. La pression :

Dans l'étude des fluides, on parle habituellement de pression, alors que dans le cas des solides on parle de contrainte normale. La pression en un point donné d'un fluide au repos est la même dans toutes les directions ; elle est définie comme la composante normale de la force par unité d'aire. La pression est une variable thermodynamique scalaire. Dans le système SI, l'unité de pression est le *pascal* (Pa), qui correspond à 1 N agissant sur une aire de 1 m², soit :

 $1 Pa = 1 N/m^2$

Deux autres unités couramment utilisées, mais qui ne font pas partie du SI, sont le bar :

$$1 bar = 10^5 Pa = 10^2 kPa = 0,1 MPa$$

L'atmosphère normale :

$$1 atm = 101,325 kPa$$

<u>Chapitre II</u>

Les cycles de puissance à gaz

Les cycles de production de puissance ou, plus simplement, les cycles de puissance et les cycles de réfrigération sont des applications incontournables de la thermodynamique. Dans les cycles de puissance à gaz, le fluide moteur demeure, en tout temps, en phase gazeuse, le cycle peut être fermé ou ouvert. Dans un cycle fermé, le fluide moteur parcourt, de façon cyclique, les mêmes évolutions. A la fin de chaque cycle, le fluide moteur revient à son état initial. Dans un cycle ouvert, le fluide moteur est renouvelé à la fin de chaque cycle.

On distingue les moteurs à combustion externe des moteurs à combustion interne selon la manière dont la chaleur est fournie au fluide moteur. Dans les moteurs à combustion externe, la chaleur est transmise au fluide moteur à l'aide d'une source externe comme une source géothermique, un capteur solaire, une chaudière ou un échangeur de chaleur. Dans les moteurs à combustion interne, par exemple les moteurs de voiture, le fluide moteur est chauffé en participant à la combustion du carburant à l'intérieur des frontières du système.

II.1. Des généralités à propos des cycles de puissances à gaz :

Les moteurs à combustion interne et les turbines à gaz sont des systèmes qui produisent du travail en utilisant un fluide moteur qui demeure toujours à l'état gazeux. Dans ces machines, l'énergie chimique stockée dans le carburant est libérée par la combustion sous forme de chaleur et de travail mécanique. On définit naturellement le rendement thermique η_{th} de ces machines comme le rapport du travail qu'elles produisent à la chaleur qui les alimente, soit :

$$\eta_{th} = rac{W_{net}}{Q_{in}}$$
 ou encore $\eta_{th} = rac{w_{net}}{q_{in}}$

En dépit du fait que les moteurs à combustion internes et les turbines à gaz décrivent un cycle mécanique, ils ne parcourent pas un cycle thermodynamique complet. Une fois le travail produit, les gaz d'échappement sont expulsés de la machine. Ces systèmes fonctionnent suivant un cycle ouvert. Toutefois, afin d'analyser leur comportement thermodynamique, il est opportun de modéliser le cycle ouvert avec des cycles fermés, appelés des « cycles théoriques » ou « cycles idéals », qui admettent des hypothèses simplificatrices (voir figure II.1). Ces hypothèses appelées « hypothèses d'air standards », sont les suivants :

- 1. Le fluide moteur du cycle est constitué d'une masse d'air fixe. Il n'y a pas d'évolution d'admission ou d'échappement des gaz. De surcroît, l'air se comporte comme un gaz parfait.
- 2. Toutes les évolutions sont réversibles intérieurement.
- 3. Le phénomène de combustion est représenté par un apport de chaleur provenant d'une source externe.
- 4. Le cycle se termine avec l'évacuation de la chaleur dans le milieu extérieur.



Figure II.1 : Les évolutions complexes peuvent être modélisées si on admet des hypothèses simplificatrices mais justifiées.

De plus, si on suppose que les chaleurs massiques de l'air, estimées à 25°C, demeurent constantes, on parle alors d'« hypothèses d'air standard simplifiées ».

L'intérêt des cycles théoriques est qu'ils permettent d'étudier qualitativement l'influence de divers paramètres sur le rendement de la machine. Les résultats obtenus sont donc différents de ceux qui sont obtenus avec un moteur réel. C'est pour cette raison que, dans l'étude des cycles théoriques, l'accent est mis sur les aspects qualitatifs.

Soulignons que les cycles théoriques sont différents du cycle de Carnot. Le cycle de Carnot est un cycle entièrement réversible. Une machine thermique qui décrit ce cycle est une machine dont le rendement qui plus élevé qui soit. Les cycles théoriques sont réversibles intérieurement, mais pas forcément extérieurement

Exemple :

Ils peuvent, faire intervenir des irréversibilités externes comme la transmission de chaleur qui résulte d'une différence finie de température. En conséquence, le rendement thermique des cycles théoriques est, de façon générale, inférieur à celui d'un cycle réversible fonctionnant entre les mêmes limites de température, mais il demeure toutefois supérieur au rendement réel.

Les diagrammes P-v et T-s sont indispensables à l'étude des cycles théoriques (voir figure II.2). Dans ces diagrammes, le travail net produit par la machine w_{net} au cours d'un cycle est l'aire circonscrite par les évolutions. La chaleur ajoutée au système est décrite, dans le diagramme T-s, par une évolution au cours de laquelle l'entropie s'augmente. La quantité de chaleur ajoutée q_{in} est équivalente à l'aire sous la couche de cette évolution. La chaleur évacuée est représentée par une évolution au cours de laquelle l'entropie diminue. La quantité de chaleur évacuée q_{out} est équivalente à l'aire sous la courbe de cette évolution. Le travail net produit est donc la différence de ces aires, soit :

$$w_{net} = q_{in} - q_{out}$$



Figure II.2 : L'aire circonscrite par les courbes qui décrivent les évolutions du cycle dans un diagramme P-v ou T-s représente le travail net du cycle.

Le rendement thermique est le rapport :

$$\eta_{th} = \frac{w_{net}}{q_{in}} = \frac{q_{in} - q_{out}}{q_{in}}$$

Quant aux détentes et aux compressions isentropiques, elles sont décrites respectivement par un parcours vertical verts le bas et vers le haut.

II.2. A quoi sert le cycle de Carnot ?

Le cycle de Carnot est constitué de quatre évolutions réversibles :

- Une addition de chaleur à température constante,
- Une détente isentropique,
- Une évacuation de chaleur à température constante,
- Une compression isentropique.

La figure II.3 représente le cycle de Carnot dans un diagramme P-v et un diagramme T-s. Le cycle de Carnot peut être réalisé, en théorie, à l'aide d'un système piston-cylindre ou à l'aide d'un système compresseurs- turbines avec écoulement en régime permanent (voir figure II.4). Dans ce système, le fluide moteur est un gaz ou une vapeur.

Le cycle de Carnot est, doit-on le rappeler, le cycle le plus efficace que peut exécuter une machine fonctionnant entre une source de chaleur à la température de T_H et un puits de chaleur à la température T_L . Son rendement est :

$$\eta_{th,Carnot} = 1 - \frac{T_L}{T_H}$$

Cependant, transmettre de la chaleur de façon réversible et à température constante est très difficile à réaliser. Pour y arriver, il faudrait disposer d'échangeurs de chaleur immenses et de beaucoup de temps. Or, un moteur réel complète un cycle en une fraction de seconde. Concevoir et exploiter une machine qui fonctionnerait selon le cycle de Carnot n'est tout

simplement pas pratique. Alors à quoi peut bien servir le cycle de Carnot ? L'intérêt du cycle de Carnot est de servir l'étalon auquel les cycles réels et les cycles théoriques peuvent être comparés.



Figure II.3 : Diagrammes P-v et T-s du cycle de Carnot.



Figure II.4 : Machine de Carnot avec écoulement en régime permanent.

Selon, la formule du rendement théorique de Carnot : elle *suggère que le rendement des cycles réels et des cycles théoriques croit à mesurer que la température de la source de chaleur augmente ou que la température du puits de chaleur diminue*. En pratique, la température de la source de chaleur est toutefois limitée par les propriétés physiques des parois de la chambre de combustion, alors que la température du puits est dictée par celle du milieu extérieur.

II.3. Un aperçu du moteur à combustion interne :

Un moteur à combustion interne est une machine qui convertit, à l'intérieur d'une chambre de combustion, l'énergie chimique recélée dans un carburant en chaleur et en énergie mécanique.



Figure II.4 : Moteur à combustion interne.

Les moteurs à combustion peuvent être classés en deux catégories :

- Les moteurs à écoulement continu, comme les turbines à gaz ;
- Les moteurs alternatifs, comme les moteurs à allumage commandé ou à allumage par compression.

Tous les moteurs à combustion interne à mouvement alternatif sont régis par le même principe de fonctionnement ; on y trouve essentiellement les mêmes éléments:

- La *chambre de combustion* qui est le volume à l'intérieur duquel pénètrent et réagissent chimiquement les gaz ;
- Le *cylindre* qui est le prolongement de la chambre de combustion ;
- Le *piston* qui se déplace dans le cylindre et fait varier le volume de la chambre à combustion ;
- Le <u>système bielle-manivelle</u> qui est solidaire, à une extrémité, du piston et, à l'autre, du <u>vilebrequin</u>, et qui transforme le mouvement de va-et-vient du piston en un mouvement de rotation,

• Le *bloc-moteur* qui constitue l'enveloppe mécanique de l'ensemble.

C'est à l'intérieur de la chambre de combustion, délimitée par le cylindre et le piston, que se déroule le cycle thermodynamique qui peut être un cycle à quatre temps ou à deux temps. Dans le cycle thermodynamique, l'échange des gaz avec l'extérieur se fait au moyen de soupapes d'admission et de soupapes d'échappement (figure II.5). Le piston se déplace dans le cylindre entre deux positions extrêmes : le *point mort bas* (PMB) du côté de la manivelle et le *point mort haut* (PMH) du côté de la tête. Ce volume est appelé le « *volume de compression* » (voir figure II.6.b). La distance séparant le point mort bas du point mort haut est la <u>course</u> du piston, et le diamètre du cylindre est appelé l' « *alésage* ». La distance entre le volume maximal et le volume minimal est la *cylindrée* (voir figure II.6.a).



Figure II.5 : Système piston-cylindre



Figure II.6 : Cylindrée et volume de compression.

Le rapport du volume maximal du cylindre au volume minimal, est appelé le « taux de compression », est défini par :

$$r = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{V_{PMB}}{V_{PMH}}$$

La pression moyenne effective (PME) est définie comme la pression qui, si elle agissait sur le piston pendant toute la course motrice, ferait un travail égal au travail réel sur le piston (voir figure II.7). Le travail effectué au cours d'un cycle est le produit de cette pression moyenne par l'aire du piston et par la course :

$$W_{net} = PME * Aire * Course = PME * Cylindrée$$

Alors :



Figure II.7 : Le travail net produit durant un cycle est égal au produit de la pression moyenne effective par la cylindrée.

L'intérêt de la pression moyenne effective est qu'elle permet de comparer entre eux de moteurs de même cylindrée. Plus cette pression est élevée, plus le travail produit à chaque cycle est grand.

Parmi les moteurs à combustion, on distingue les moteurs à allumage commandé des moteurs à allumage par compression. Les *moteurs à allumage commandé* sont des moteurs à essence. C'est l'allumage, grâce à l'étincelle de mélange air-carburant, qui provoque la combustion (cycle Otto). Les *moteurs à allumage par compression* sont des moteurs Diesel. L'air et le combustible sont admis séparément dans la chambre de combustion. Mis en contact avec l'air porté à haute température par la compression, le combustible s'enflamme (cycle Diesel).

II.4. Cycle Otto :

Le Français Beau de Rochas a proposé le moteur à allumage commandé en 1862 et l'Allemand Nikolaus Otto l'a construit en 1876. Ce moteur à allumage commandé décrit un

cycle thermodynamique en quatre temps ou en deux temps, et ce cycle est connu sous le nom de « cycle Otto » ou « cycle Beau de Rochas ».

Dans le *moteur à quatre temps*, le piston exécute quatre courses complètes au sein du cylindre, et le vilebrequin effectue deux révolutions pour chaque cycle thermodynamique. La figure II.8 compare le cycle réel d'un moteur à allumage commandé au cycle Otto théorique.



Figure II.8 : Cycle réel et théorique (Otto) d'un moteur à combustion interne à quatre temps.

Au départ, les soupapes d'admission et d'échappement sont fermées, et le piston se trouve au point mort bas (PMB). Sous l'effet de l'inertie du volant, le vilebrequin poursuit sa rotation et pousse le piston vers le haut, ce qui comprime le mélange air-combustible. C'est le temps de compression. Lorsque le piston est sur le point d'atteindre le point mort haut (PMH), une étincelle jaillit entre les électrodes de la bougie d'allumage, et le mélange carburé s'enflamme. La pression et la température augmentent brusquement dans la chambre de combustion, et le piston est refoulé vers le bas. Quand le piston arrive de nouveau au point mort bas (PMB), la soupape d'échappement s'ouvre. Sur son inertie, le vilebrequin fait remonter le piston qui expulse les gaz brûlés. C'est le temps d'expulsion. Après avoir atteint le point mort haut (PMH), la soupape d'échappement se referme et la soupape d'admission s'ouvre. La rotation du vilebrequin entraîne le piston vers le bas. Ce faisant, il aspire le mélange carburé dans la chambre de combustion. La soupape d'admission se referme au moment où le piston atteint son point mort bas (PMB). C'est le temps d'admission. Un cycle thermodynamique a été décrit. C'est Jean-Joseph Etienne Lenoir qui a imaginé et réalisé le moteur à combustion interne en 1860 et le premier moteur à quatre temps en 1863.

Dans le *moteur à deux temps*, les quatre étapes du moteur précédent sont franchies en deux courses di piston seulement (voir la figure II.9). Le moteur à deux temps n'exige qu'un seul tour de vilebrequin par cycle, alors que le moteur à quatre temps en exige deux. Les phases de

compression et de combustion ont lieu lorsque le piston se trouve du côté de la tête (PMH), alors que les phases d'admission et d'échappement interviennent quand le piston est du côté de la manivelle (PMB). Ce moteur épargne ainsi les mouvements de deux courses non productrices d'énergie et produit davantage de couple et de puissance.



Figure II.9 : Moteur à combustion à deux temps.

Comparé au moteur à quatre temps, le moteur à deux temps permet de bénéficier, en théorie, du double de travail par cycle. Sa puissance massique demeure donc élevée malgré des régimes souvent relativement faibles. C'est la raison pour laquelle on trouve ce moteur dans des petites machines comme les tondeuses à gazon (figure II.10).



Figure II.10 : Les moteurs à deux temps sont souvent utilisés pour entraîner les tondeuses à gazon, les tronçonneuses et les vélomoteurs.

L'inconvénient majeur du moteur à deux temps est un rendement très faible que celui du moteur à quatre temps. Une partie du mélange air-carburant admis ne brûle pas et sort directement par l'échappement. Cela contribue également à la pollution par les hydrocarbures.

Si on admet les hypothèses d'air standard simplifiées, le cycle Otto théorique comprend les quatre évolutions réversibles intérieurement rapportées dans la figure II.11 :



Figure II.11 : Diagramme T-s du cycle Otto théorique

- 1. La compression isentropique 1-2 ;
- 2. L'apport de chaleur à volume constant 2-3 ;
- 3. La détente isentropique 3-4 ;
- 4. L'évacuation de chaleur à volume constant 4-1.

Le cycle Otto théorique est exécuté dans un système fermé pour lequel la variation des énergies cinétique et potentielle est négligeable. Le bilan d'énergie pour l'ensemble du cycle est :

$$(q_{in} - q_{out}) + (w_{in} - w_{out}) = \Delta u$$
 (en kJ/kg)

Or, la chaleur ajoutée au système est :

$$q_{in} = u_3 - u_2 = C_v (T_3 - T_2)$$

et la chaleur évacuée est :

$$q_{out} = u_4 - u_1 = C_v (T_4 - T_1)$$

Le rendement théorique du cycle est donc :

$$\eta_{th,Otto} = \frac{w_{net}}{q_{in}} = 1 - \frac{q_{out}}{q_{in}} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)}$$

. T

Les évolutions 1-2 et 3-4 sont isentropiques, et $v_2 = v_3$ et $v_4 = v_1$. Alors :

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \frac{T_4}{T_3}$$

D'où, l'expression du rendement thermique devienne :

$$\eta_{th,Otto} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}}$$

Le taux de compression r est :

$$r = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{v_1}{v_2}$$

Le rapport des chaleurs massiques est :

$$k = \frac{c_p}{c_v}$$

On constate que le rendement du cycle Otto théorique ne dépend que du taux de compression du moteur et du rapport des chaleurs massiques du fluide moteur. Le rendement thermique croît en fonction de ces deux paramètres.

II.5. Le cycle Diesel :

Le moteur à allumage par compression, que Rudolph Diesel a conçu dans les années 1890, ne dispose d'aucun dispositif d'allumage. L'air seul comprimé à une température au-delà du point d'inflammation avant que ne soit injecté, dans la chambre de combustion, le carburant qui s'enflamme alors (voir figure II.12). L'avantage immédiat du moteur à allumage par compression et que le problème de détonation ne se pose pas. Les taux de compression atteints dans les moteurs Diesel sont alors plus élevés et les combustions requis moins raffinés.



Figure II.12 : Dans les moteurs Diesel, un injecteur remplace la bougie, et seul l'air est comprimé au cours de l'évolution de compression.

Le cycle Diesel théorique est illustré à la figure II.13. Il s'agit du cycle idéal correspondant au moteur à allumage par compression ou au moteur Diesel. Dans ce cycle, la chaleur est transmise au fluide moteur à pression constant. L'évolution 2-3 correspond à l'injection et à la combustion de carburant dans le moteur réel. Pendant cette évolution à pression constante, le gaz se détend. Lorsque l'état 3 est atteint, l'addition de chaleur cesse, et le gaz subit une détente isentropique (évolution 3-4) jusqu'à ce que le cycle le piston atteigne le point mort du côté de la manivelle. Comme dans le cycle Otto, la chaleur est évacuée à volume constant (évolution 4-1). Cette évolution correspond à l'échappement des gaz dans le moteur réel.



Figures II.13 : Diagrammes P-v et T-s du cycle Diesel théorique.

La chaleur transmise au fluide moteur à pression constante est :

$$q_{in} - w_{out} = u_3 - u_2 \rightarrow q_{in} = P_2(V_3 - V_2) + (u_3 - u_2) = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2)$$

La chaleur évacuée à volume constant est :

$$-q_{out} = u_1 - u_4 \rightarrow q_{out} = u_4 - u_1 = c_v (T_4 - T_1)$$

Le rendement thermique du cycle Diesel, assujetti aux hypothèses d'air standard simplifiées, est alors :

$$\eta_{th,Diesel} = \frac{w_{net}}{q_{in}} = 1 - \frac{q_{out}}{q_{in}} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{kT_2\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)}$$

Posons le rapport r_c comme étant le rapport du volume du cylindre après la combustion à celui avant la combustion, soit :

$$r_c = \frac{V_3}{V_2} = \frac{v_3}{v_2}$$

En substituant cette relation dans l'expression du rendement, on obtient :

$$\eta_{th,Diesel} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \left[\frac{r_c^k - 1}{k(r_c - 1)} \right]$$

Où r est le taux de compression.

II.6. Les cycles de Stirling et de Ericsson :

Les cycles Otto et Diesel théoriques sont des cycles réversibles intérieurement. Toutefois, ils ne sont pas entièrement réversibles ca, durant les évolutions d'apport et d'évacuation de chaleur, la chaleur est transmise grâce à un gradient fini de température. Ces cycles sont donc irréversibles extérieurement et, par conséquent, leur rendement demeure toujours inférieur au cycle de Carnot exploité entre les mêmes réservoirs thermiques.

Il existe deux autres cycles réversibles comme le cycle de Carnot : les cycles de Stirling et de Ericsson. Les évolutions isentropiques du cycle de Carnot sont remplacées, dans le cycle de Stirling, par des évolutions de régénération à volume constant alors que, dans le cycle de Ericsson, elles sont remplacées par des évolutions de régénérations à pression constante. La régénération est l'évolution qui consiste à transmettre de la chaleur du fluide moteur à un accumulateur thermique appelé un « générateur » pendant une partie du cycle pour la récupérer pendant une autre partie du cycle alors qu'elle est transmise du régénérateur au fluide moteur (figure II.14).



Figure II.14 : Un régénérateur est un accumulateur thermique qui emmagasiné de la chaleur pendant une partie de cycle pour la restituer pendant une autre partie.

La figure (II.15 a) illustre, dans des diagrammes T-s et P-v, les quatre évolutions réversibles qui composent le cycle de Stirling. Ces évolutions sont :

- 1. La détente isotherme 1-2 : de la chaleur est transmise d'une source externe au système.
- 2. La régénération isochore 2-3 : de la chaleur est transmise du fluide moteur au régénérateur.

- 3. La compression isotherme 3-4 : de la chaleur est transmise du système à un puits externe.
- 4. La régénération isochore 4-1 : de la chaleur est transmise du régénérateur au fluide moteur.



Figure II.15 : Diagrammes T-s et P-v des cycles de Carnot, de Stirling et de Ericsson

Le cycle de Stirling peut être décrit à l'aide de la machine hypothétique représentée dans la figure II.16. Le système est constitué d'un cylindre comprenant deux pistons entre lesquels est intercalé un régénérateur. Le régénérateur est un milieu poreux dont la masse thermique est grande. Quant à la masse du gaz qui sert du fluide moteur, elle est négligeable si on la compare à celle du générateur.

Au départ (l'état 1), tout le gaz est contenu dans la chambre de gauche qui se trouve à haute pression et à haute température. Pendant l'évolution 1-2, une source externe à la température de T_H transmet de la chaleur au gaz à la température de T_H . A mesure que le gaz se détend à température constante, le piston du côté gauche est poussé vers la gauche et fait du travail. La pression dans le gaz chute. Au cours de l'évolution 2-3, les deux pistons se déplacent à la même vitesse vers la droite jusqu'à ce que tout le gaz soit transféré dans la chambre de droite. En traversant le régénérateur est de T_H à T_L . A l'état 3, le piston de droite est poussé vers la gauche, ce qui comprime le gaz. De la chaleur est transmise du gaz au puits externe à la température T_L . La température du gaz demeure à T_L alors que la pression augmente. Enfin, pendant l'évolution 4-1, les deux pistons se déplacent vers la gauche à la même vitesse jusqu'à ce que tout le gaz soit transféré dans la chambre de gauche. En traversant le régénérateur, le gaz récupère la chaleur stockée durant l'évolution 2-3 et voit sa température passer de T_L à T_H . Le cycle est complété.



Figure II.16 : Exécution du cycle de Stirling

La figure II.17 montre un système avec écoulement en régime permanent fonctionnant selon le cycle de Ericsson. La détente isotherme est réalisée dans une turbine, alors que la compression isotherme est effectuée dans un compresseur. La chaleur est transmise entre les écoulements chauds et froids au sein d'un échangeur à contre-courant qui sert de régénérateur.



Figure II.17 : Machine de Ericsson avec écoulement en régime permanent.

Parce que les cycles de Stirling et de Ericsson sont entièrement réversibles, leur rendement doit, selon le principe de Carnot, être égal à celui de la machine de Carnot exploité entre les mêmes réservoirs thermiques, soit :

$$\eta_{th,Stirling} = \eta_{th,Ericsson} = \eta_{th,Carnot} = 1 - rac{T_L}{T_H}$$

II.7. Cycle de Brayton :

Les turbines à gaz fonctionnent habituellement selon un cycle ouvert (voir la figure II.18).



Figure II.18 : Cycle ouvert d'une turbine à gaz

L'air atmosphérique s'engage dans le compresseur où il est comprimé à haute température. Il est ensuite admis dans la chambre de combustion. Les gaz chauds résultant de la combustion se détendent alors dans une turbine qui produit du travail mécanique. A la sortie de la turbine, les gaz sont évacués dans l'atmosphère. Le cycle ouvert est complété.

Le cycle ouvert de la turbine à gaz peut néanmoins être modélisé comme un cycle fermé si on admet les hypothèses d'air standard (voir la figure II.19). les évolutions de compression et de détente demeurent inchangées. Toutefois, le phénomène de combustion est remplacé par une évolution de transmission de chaleur à pression constante d'une source externe au système, et l'évacuation des gaz à la sortie de la turbine est constante du système au milieu extérieur. Ce cycle idéal est connu sous le nom de « <u>cycle de Brayton</u> », en l'honneur de George Brayton qu'il étudiait les moteurs à piston.



Figure II.19 : Cycle fermé d'une turbine à gaz.

Le cycle de Brayton comprend quatre évolutions réversibles intérieurement qui sont illustrées dans les diagrammes T-s et P-v de la figure II.20 :



Figure II.20 : Diagrammes T-s et P-v du cycle de Brayton idéal.

- 1. La compression isentropique (dans le compresseur) 1-2 ;
- 2. L'apport de chaleur à pression constante 2-3 ;
- 3. La détente isentropique (dans la turbine) 3-4 ;
- 4. L'évacuation de chaleur à pression constante 4-1.

Le cycle de Brayton se déroule dans des machines avec écoulement en régime permanent dont la variation des énergies cinétiques et potentielle est négligeable. Le bilan d'énergie pour l'ensemble du cycle est :

$$(q_{in} - q_{out}) + (w_{in} - w_{out}) = h_{exit} - h_{inlet}$$

Or, la chaleur transmise au fluide moteur est :

$$q_{in} = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2)$$

et la chaleur évacuée est :

$$q_{out} = h_4 - h_1 = c_p(T_4 - T_1)$$

Le rendement thermique du cycle de Brayton assujetti aux hypothèses d'air standard simplifiées est donc :

$$\eta_{\text{th,Brayton}} = \frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}} = 1 - \frac{q_{\text{out}}}{q_{\text{in}}} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1(T_4/T_1 - 1)}{T_2(T_3/T_2 - 1)}$$

Les évolutions 1-2 et 3-4 sont isentropiques, et $P_2=P_3$ et $P_4=P_1$. Alors :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(k-1)/k} = \left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{(k-1)/k} = \frac{T_3}{T_4}$$

En substituant ces expressions dans le rendement thermique, on obtient :

$$\eta_{\text{th,Brayton}} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}}$$

où r_p est le rapport de pression défini par :

$$r_p = \frac{P_2}{P_1}$$

et k est le rapport des chaleurs massiques.

On remarque que le rendement thermique du cycle de Brayton ne dépend que du rapport de pression et des chaleurs massiques du fluide moteur. Le rendement croit en fonction de ces deux paramètres. Cette conclusion s'applique également à toutes les turbines à gaz.

Le graphe thermique du cycle de Brayton est fonction du rapport de pression est montré à la figure (II.21). Dans cette courbe, le rapport des chaleurs massiques est k=1,4.



Figure II.21 : Le rendement du cycle de Brayton croit en fonction du rapport de pression

La température maximale atteinte dans le cycle de Brayton correspond à la température des gaz à la sortie de la chambre de combustion (l'état 3). Cette température est bornée par les propriétés physiques des aubes de la turbine. Elle impose également une limite au rapport de pression. En effet, pour une température T_3 donnée à l'entrée de la turbine, le travail produit croit en fonction du rapport de pression, atteint un maximum plus décroit (voir la figure II.22). Il y a donc un compromis à faire entre le rapport de pression (et donc le rendement) et le travail produit. Dans la plupart des turbines, les rapports de pression varie entre 11 et 16.



Figure II.22 : Pour des températures T_{min} et T_{max} , le travail net produit par le cycle de Brayton croit en fonction du rapport de pression, atteint un maximum à $r_p = (T_{max}/T_{min})^{(k/(2(k-1)))}$ puis décroit.

Bien sûr, dans les turbines à gaz, l'air comprimé est employé pour oxyder le carburant. Il est aussi utilisé pour refroidir les divers composants de la machine afin de maintenir leur température au dessous des limites que permettent les matériaux. C'est pour cette raison qu'on admet, en général, beaucoup plus d'air que le nécessite la combustion complète du carburant. Il n'est pas rare que les rapports air-combustion dépassent 50. Par conséquent l'hypothèse selon laquelle les gaz d'échappements se comportent comme de l'air est, l'analyse thermodynamique des turbines à gaz, justifiée. De sur croit, dans les cycles ouverts (les turbines à gaz réelles), le débit massique des gaz d'échappement dans la turbine est la somme du débit d'air dans le compresseur et du débit de carburant dans la chambre à combustion. Or, dans le cycle de Brayton fermé, on suppose que le débit massique demeure constant. Cette hypothèse est également défendable, car les résultats obtenus avec le cycle idéal sont conservateurs par rapport à la réalité.

Les deux applications principales des turbines à gaz sont dans les transports et la production d'électricité. Leur puissance massique élevée se prête bien à la propulsion navale pour les navires à grande vitesse et, bien sûr, à la propulsion aéronautique. Les turboréacteurs sont, en effet, les seuls moteurs à combustion qui permettent aux avions civils et aux gros porteurs d'atteindre des vitesses transsoniques (entre mach 0,8 et mach 1). Non seulement le turboréacteur sert-il organe propulsif mais, de plus, il fournit toute l'énergie disponible à bord sous forme électrique, hydraulique et pneumatique, et il alimente le système de pressurisation et de conditionnement d'air.

La turbine à gaz utilisée pour la production d'électricité est stationnaire. Sa puissance varie de quelques centaines de kilowatts à près de 300 MW. Elle entraine l'arbre d'un alternateur qui produit l'électricité. Un des avantages de la turbine à gaz est qu'elle peut être démarrée rapidement et produire de l'électricité. Ainsi, le gestionnaire d'un réseau de distribution électrique peut moduler facilement la capacité de production pour s'adapter aux variations de la consommation.

L'installation d'un groupe électrogène à turbine à gaz peut aussi s'accompagner d'une installation en cogénération afin de récupérer les quantités importantes d'énergie (environ 65% de l'énergie consommée) contenues dans les gaz d'échappement. La principale application de ce type consiste à injecter ces gaz, éventuellement après le passage dans un tunnel de postcombustion, dans un chaudière de récupération en vue de produire de l'eau chaude ou de la vapeur d'eau.

Il faut noter que le rapport du travail requis pour entrainer le comportement au travail que produit la turbine stationnaire est élevé (voir la figure II.23).



Figure II.23 : Une fraction importante du travail que produit la turbine est consommée pour entrainer le compresseur

Ce rapport est environ 50 %. Ce résultat signifie que la moitié du travail produit par la turbine est utilisé pour faire tourner le compresseur. Ce travail n'est donc pas disponible pour entrainer l'arbre de l'alternateur électrique. Le rapport est encore plus grand lorsque les rendements isentropiques du compresseur et de la turbine sont faibles. Cette situation est très différente de celle des centrales thermiques où une fraction très faible du travail produit par la turbine (moins de 1 %) est utilisée pour alimenter les pompes, ce qui s'explique parce que le travail est proportionnel au volume massique du fluide moteur (le gaz) est très grand alors que dans les centrales thermiques, le volume massique du fluide moteur (l'eau liquide) est petit.

II.7.1. Développement des turbines à gaz :

Dans les années 1940 et 1950, le rendement des turbines à gaz était inférieur à 20 %. Le rendement isentropique des compresseurs et des turbines était faible, et les matériaux utilisés dans les turbines ne pouvaient tolérer des températures élevées. Le développement technologique des turbines à gaz s'est donc concentré dans les trois secteurs décrits ci-après :

1. <u>L'accroissement de la température des gaz à l'entrée de la turbine :</u> en 1940, la température des gaz à l'entrée de la turbine était limitée à environ 540°C. aujourd'hui,

grâce au développement de nouveaux matériaux (le revêtement céramique) et de techniques innovatrices de refroidissement des aubages, cette température est passée à environ 1425°C.

- 2. <u>L'accroissement du rendement isentropique des composants :</u> le rendement des premières turbines était compromis à cause des irréversibilités au sein du compresseur et de la turbine. Aujourd'hui, on atténue de plus en plus ces pertes en recourant à des outils de conception et de simulations aérodynamiques sophistiquées.
- 3. <u>La modification du cycle de base</u>: le rendement du cycle de base peut être considérablement accru si on récupère une partie de la chaleur des gaz expulsés de la turbine (la régénération) et si on comprime l'air par étage avec refroidissement entre les étages. Ces techniques font incidemment l'objet de la discussion dans les prochaines sections.

II.7.2. L'écart entre le cycle réel de la turbine à gaz et le cycle idéal :

Le cycle réel de la turbine à gaz s'écarte du cycle idéal tant par les irréversibilités dans le compresseur et la turbine que la chute de pression dans les conduits, la chambre de combustion et les échangeurs de chaleur.

Les irréversibilités dans le compresseur et la turbine peuvent être prises en compte grâce aux rendements isentropiques définis comme :

$$\eta_C = \frac{w_s}{w_a} \cong \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2a} - h_1}$$

et

$$\eta_T = \frac{w_a}{w_s} \cong \frac{h_3 - h_{4a}}{h_3 - h_{4s}}$$

Les états 2a et 4a correspondent respectivement aux états réels du fluide moteur à la sortie du compresseur et de la turbine, alors que les états 2s et 4s correspondent respectivement aux états résultant de l'évolution isentropique dans le compresseur et la turbine (voir la figure II.24).



Figure II.24 : Ecart entre le cycle de Brayton idéal et le cycle réel de la turbine à gaz résultant des irréversibilités.

II.8. Le cycle de Brayton avec régénération :

En recourant à un échangeur de chaleur appelé un « régénérateur » (voir figure II.25), une partie de la chaleur des gaz d'échappement peut alors être récupérée et le rendement du cycle de Brayton amélioré. Ainsi, en traversant le régénérateur (l'écoulement 4-6), les gaz d'échappement cèdent de la chaleur à l'air comprimé en route vers la chambre de combustion (l'écoulement 2-5). Moins de chaleur q_{in} est donc requise (c'est-à-dire moins de combustible est brûlé) pour compléter le cycle (voir figure II.26).



Figure II.25 : Turbine à gaz munie d'un régénérateur.



Figure II.26 : Diagramme T-s du cycle de Brayton avec régénération.

On suppose que le régénérateur est un échangeur de chaleur adiabatique au sein duquel la variation des énergies cinétique et potentielle des écoulements est négligeable. La chaleur récupérée par l'air comprimé est :

$$q_{\text{regen,act}} = h_5 - h_2$$

A la limite, si toute la chaleur de gaz d'échappement pouvait être récupérée, l'enthalpie de l'air comprimé à la sortie du régénérateur deviendrait égale à l'enthalpie des gaz d'échappement à l'entrée, soit $h_5=h_4$. Dans ce cas, la chaleur récupérée par l'air comprimé serait :

$$q_{\text{regen,max}} = h_{5'} - h_2 = h_4 - h_2$$

On quantifie alors *l'efficacité du régénérateur* à récupérer la chaleur en termes d'un rendement défini comme :

$$\epsilon = \frac{q_{\text{regen,act}}}{q_{\text{regen,max}}} = \frac{h_5 - h_2}{h_4 - h_2}$$

Dans le cas du cycle de Brayton théorique dont le fluide moteur est l'air, l'expression ϵ se réduit à :

$$\epsilon \approx \frac{T_5 - T_2}{T_4 - T_2}$$

et le rendement du cycle de Brayton théorique avec régénération devient :

$$\eta_{\rm th, regen} = 1 - \left(\frac{T_1}{T_3}\right) (r_p)^{(k-1)/k}$$

La variation du rendement du cycle de Brayton théorique avec régénération en fonction du rapport de pression est illustrée à la figure II.27. On constate que la régénération est plus efficace lorsque le rapport de pression (r_p) et le rapport des températures minimale/maximale (T_1/T_3) sont petits.



Figure II.27 : Rendement du cycle de Brayton avec et sans régénération.

L'efficacité de la plupart des régénérateurs est d'environ 85 %. Les coûts d'acquisition et d'installation d'un tel système doivent donc être justifiés au regard économies d'énergie escomptées.

II.9. Le cycle de Brayton avec refroidissement intermédiaire, réchauffage intermédiaire et régénération :

Le travail net que produit la turbine gaz est la différence entre le travail produit par la turbine et le travail consommé par le compresseur. Le travail net produit peut être accru si on augmente le travail produit par la turbine et/ou si on diminue le travail consommé par le compresseur.

Le travail requis pour comprimer un gaz peut être réduit en le comprimant par étages et en le refroidissant entre chaque étage (voir la figure II.29). A mesure que le nombre d'étages croît, la compression tend vers une évolution isotherme à la température d'admission dans le compresseur, et le travail requis pour la compression diminue.



Figure II.29 : Comparaison entre un compresseur à un seul étage (le parcours 1AC) et un compresseur à deux étages (le parcours 1ABD).

De même, le travail que produit une turbine fonctionnant entre deux niveaux de pression peut être accru si on détend le gaz par étages et qu'on le réchauffe entre chaque étage. Cette détente étagée avec réchauffage intermédiaire est réalisée sans augmenter la température maximale du cycle. A mesurer que les nombres d'étages croît, la détente se rapproche d'une évolution isotherme.

Ces deux stratégies s'appuient sur le fait que le travail de compression et de détente avec écoulement en régime permanent est proportionnel au volume massique du fluide. Par conséquent, durant la compression, le volume massique du fluide moteur devrait être minimisé alors qu'au cours de la détente, il devrait être maximisé. C'est le but recherché avec le refroidissement et le réchauffage.

Dans les turbines à gaz, la combustion est réalisée avec un excès d'air afin d'éviter les dommages que les températures trop élevées pourraient infliger aux composants de la turbine. Par conséquent, entre les étages de la turbine, le mélange gazeux est toujours riche en oxygène, et le réchauffage peut être réalisé simplement avec la pulvérisation de carburant.

Lorsque le refroidissement et le réchauffage sont employés, le fluide moteur émerge du compresseur à plus basse température et sort de la turbine à plus haute température. L'intérêt de recourir à la régénération n'en est que renforcé. De surcroît, avant d'être admis dans la chambre de combustion, l'air comprimé peut être chauffé davantage avec le gaz d'échappement plus chauds.

La figure II.30 représente, à titre d'exemple, un cycle de la turbine à gaz muni de deux étages de compression avec refroidissement intermédiaire, de deux étages de détente avec réchauffage intermédiaire et d'un régénérateur.



Figure II.30 : Turbine à gaz munie d'un compresseur à deux étages avec refroidissement intermédiaire, d'une turbine à deux étages avec réchauffage intermédiaire et d'un régénérateur.

Le diagramme T-s correspond à ce cycle est donné à la figure II.31. Le gaz, admis dans le premier étage du compresseur à la pression P₁ et à la température T₁ (l'état 1), est comprimé de façon isentropique à la pression intermédiaire P₂ (l'état 2), puis refroidi à pression constante à la température T₁ (l'état 3). Il entre dans le deuxième étage du compresseur et est comprimé de façon isentropique à la pression P₄ (l'état 4). Il traverse le régénérateur à pression constante et voit sa température monter à T₅ (l'état 5). Si le rendement du régénérateur est d 100%, T₅=T₉. Le gaz est alors admis dans la première chambre de

combustion où la chaleur est ajoutée. Il ressort à la température de T_6 (l'état 6) et se détend de façon isentropique dans le premier étage de la turbine (l'état 7). Il est réchauffé (l'état 8), puis détendu de façon isentropique dans le deuxième étage de la turbine (l'état 9). Il traverse ensuite le régénérateur à pression constante, et sa température descend à T_{10} (l'état 10). Le cycle est complété alors que le gaz se refroidit à la température T_1 , qui est son état initial (l'état 1) (ou si les gaz d'échappement sont rejetés dans le milieu extérieur).



Figure II.31 : Digramme T-s de la turbine à gaz avec refroidissement, réchauffage et régénération.

4. Le travail de compression étagée est minimisé lorsque les rapports de pression de chaque étage sont égaux. De même, on peut démontrer que le travail produit au cours d'une détente étagée est maximisé lorsque les rapports de pression de chaque étage sont égaux. Par conséquent, le meilleur rendement de la turbine à gaz est obtenu pour :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3}$$
 and $\frac{P_6}{P_7} = \frac{P_8}{P_9}$

5. A mesure que le nombre d'étages de compression et de détente croît, le cycle de turbine à gaz avec refroidissement, réchauffage et régénération se rapproche du cycle d'Ericsson (voir la figure II.32), et son rendement thermique tend vers le rendement théorique de Carnot. En pratique, toutefois, le nombre d'étage dépasse rarement trois ; la complexité et les coûts qui en découleraient seraient difficilement justifiables.



Figure II.32 : A mesure que le nombre d'étages de compression et de détente augmente, le cycle de turbine à gaz avec refroidissement, réchauffage et régénération se rapproche du cycle d'Ericsson