

Chapitre I

Généralités et principes fondamentaux

Comme toute science, la thermodynamique repose sur des principes et des lois formulés à l'aide d'un vocabulaire très précis. Celle-ci d'exprimer les concepts et les définitions sans ambiguïté. 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^e 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^e 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 a 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 :

- La thermodynamique phénoménologique ou classique repose sur des lois empiriques établies à partir d'observations expérimentales. Cette approche permet d'étudier le comportement de système à l'échelle macroscopique.
- La thermodynamique statistique, 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* ».

- La première loi de la thermodynamique 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.

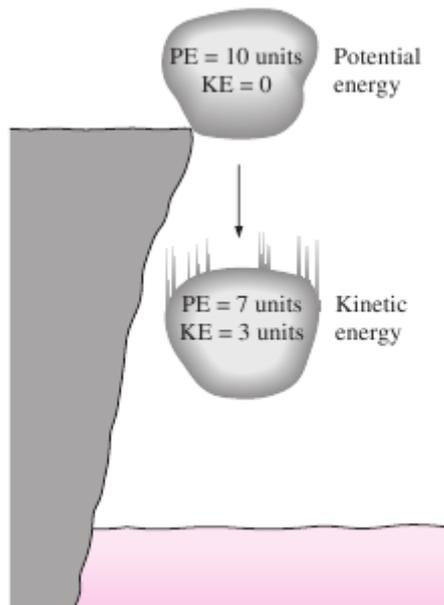


Figure I.1 : L'énergie n'est ni produite ni détruite

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 **dégrade** 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) :

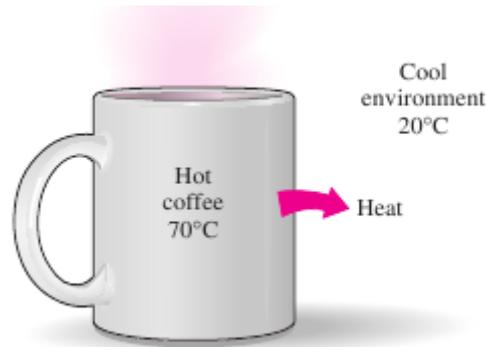


Figure I.2 : la chaleur s'écoule d'une région à haute température vers une région à basse température

- 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 $2,0 \times 10^{-7}$ 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 $540,0 \times 10^{12}$ 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 |
|------------|--------------|
| 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

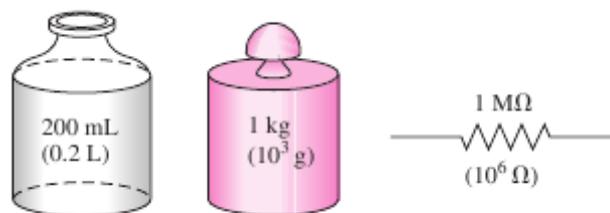


Figure I.3 : Utilisation des préfixes du SI dans diverses applications

Les unités dérivées font également partie du SI et sont déduites des sept unités de base. Parmi celles-ci, on trouve le « *newton* » (N), définie comme la force nécessaire pour accélérer une masse de 1 kg au taux de 1 m/s^2 (voir la figure I.4). Le newton découle de l'expression de la deuxième loi de Newton :

$$\text{Force} = (\text{Masse})(\text{Accélération})$$

Ou

$$F = ma$$

Exemple :

L'accélération gravitationnelle g au niveau de la mer est d'environ $9,8 \text{ m/s}^2$ à une latitude de 45° . A cet endroit, une personne dont la masse m est de 70 kg pèse :

$$W = mg \text{ (N)}$$

Soit :

$$W = 70 \text{ kg} \cdot 9,8 \text{ m/s}^2 = 686 \text{ N}$$

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 :

$$1 \text{ J} = 1 \text{ N.m}$$

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

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

Un *système thermodynamique* 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.

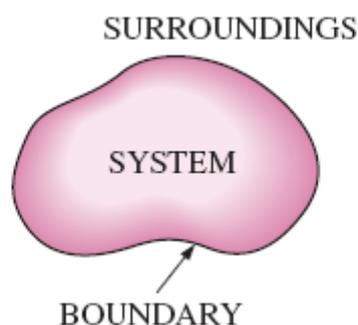


Figure I.4 : Système, milieu extérieur et frontières

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).

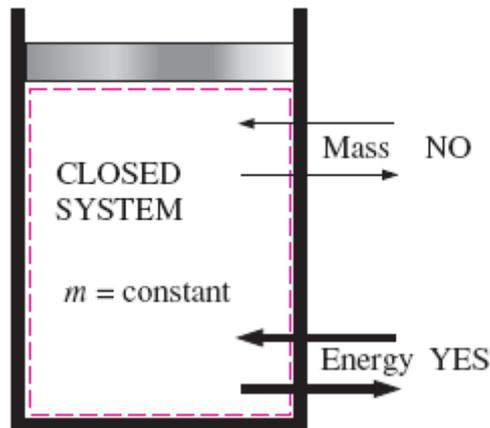


Figure I.5 : La masse ne peut traverser les frontières d'un système fermé, mais l'énergie le peut.

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.

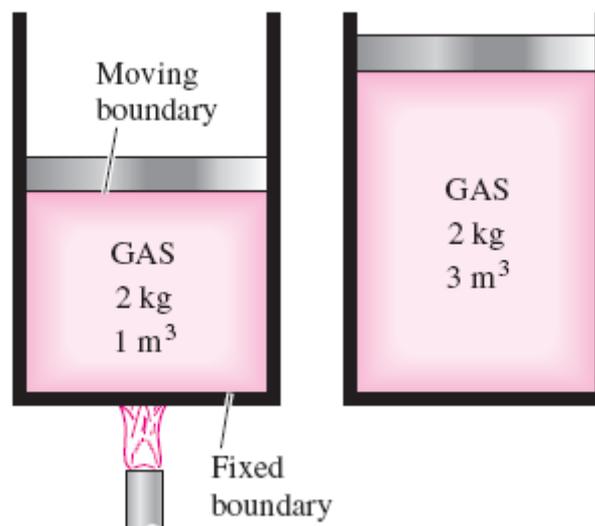


Figure I.6 : Système fermé avec une frontière mobile.

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 *ouvert*, et on le représente par un *volume de contrôle*. La surface de ce volume est appelée « *surface de contrôle* ». De la masse, de la chaleur, du travail et la quantité de mouvement peuvent traverser la surface du contrôle.

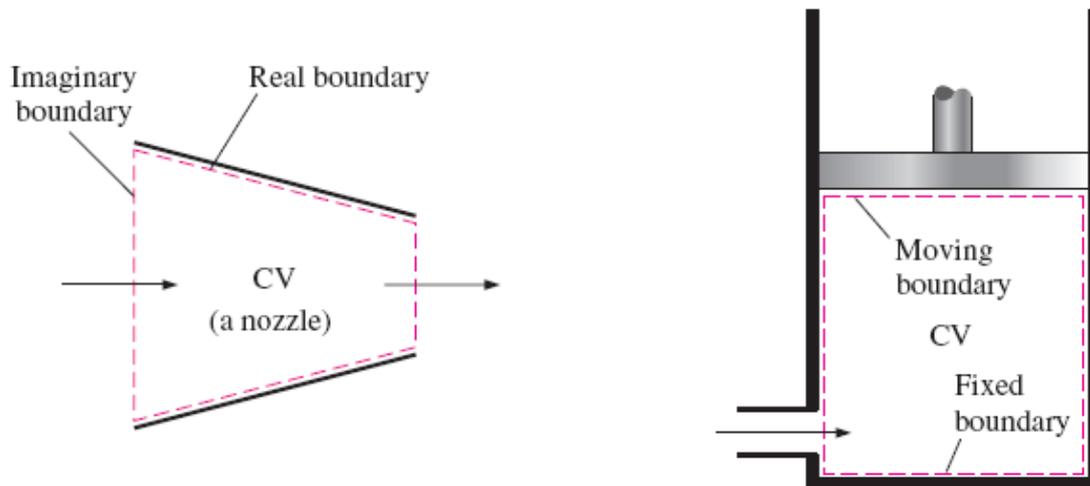


Figure I.7.a : Volume de contrôle avec frontières réelles et imaginaires

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.

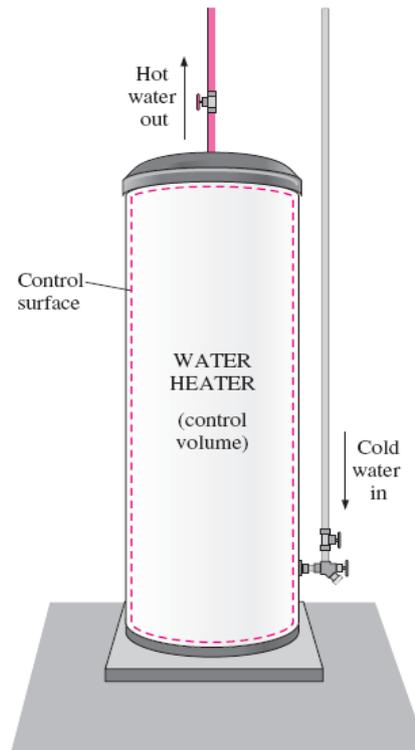


Figure I.8 : Système ouvert (volume de contrôle avec une entrée et une sortie).

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.

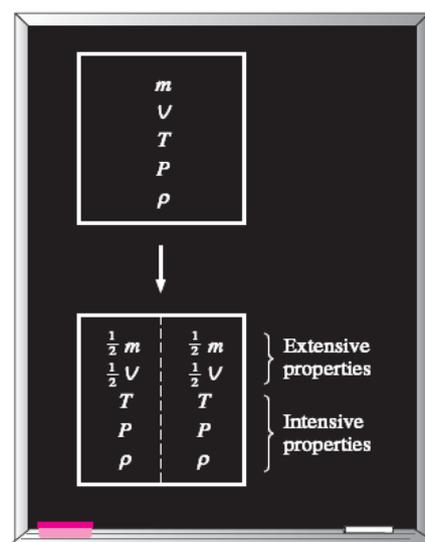


Figure I.9 : Différence entre les propriétés intensives et les propriétés extensives

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

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

$$\rho = \frac{m}{V} \quad \left(\frac{kg}{m^3}\right)$$

Sous forme différentielle, la masse volumique devient :

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

L'inverse de la masse volumique est le volume massique v , 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 ($\rho_{\text{eau}} = 1000 \text{ kg/m}^3$). Dans ce cas, on parle de masse volumique relative :

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

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.

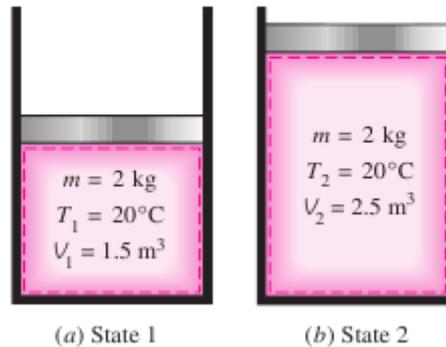
Exemple :

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 *système simplement compressible* peut, en effet, être défini par deux variables intensives indépendantes. Cette observation porte le nom de « *postulat d'état* ».

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 indépendantes 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. Dès que deux ou plusieurs phases apparaissent, la température et la pression deviennent dépendantes.

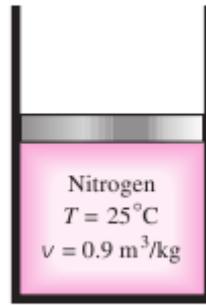


Figure I.11 : L'état de l'azote est défini par deux variables intensives indépendantes.

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 :

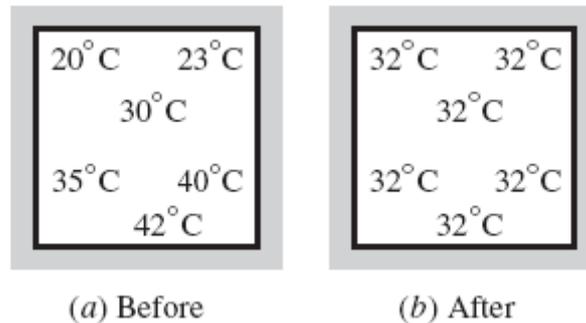


Figure I.12 : Système fermé atteignant l'équilibre thermique

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).

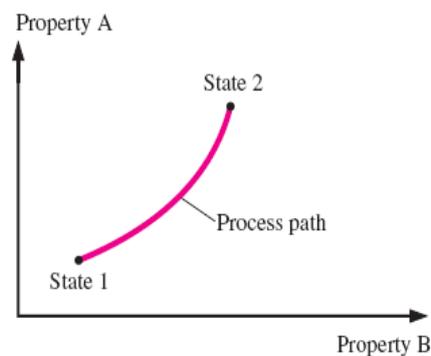


Figure I.13 : Evolution d'un système de l'état initial 1 à l'état final 2.

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 *évolution quasi statique* est une évolution suffisamment lente pour permettre aux variables thermodynamiques du système de changer uniformément.

Exemple :

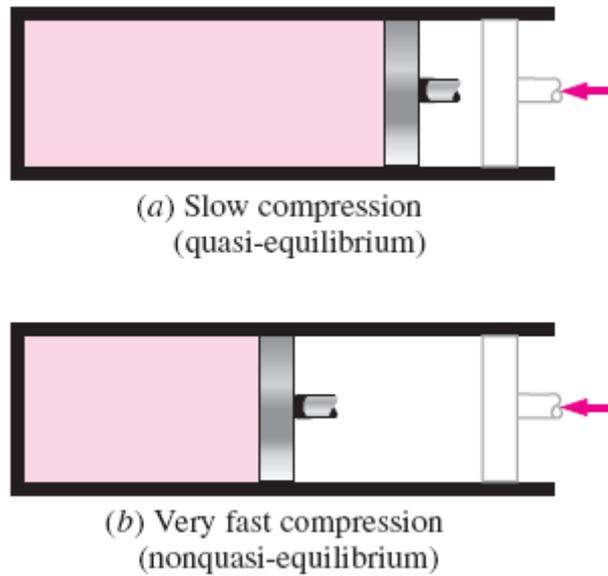


Figure I.14 : Evolution quasi statique et évolution hors d'équilibre

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

Exemple :

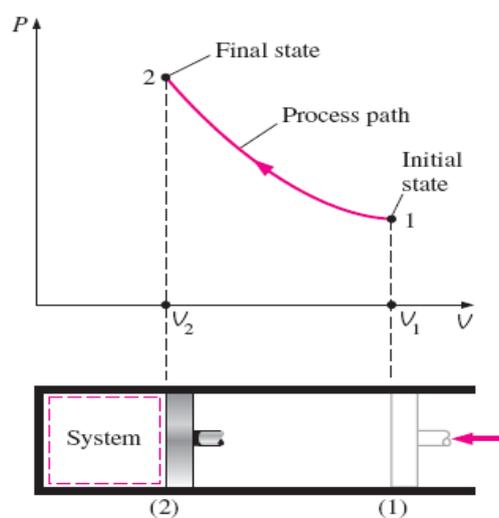


Figure I.15 : Evolution de compression dans un diagramme P-v

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 *d'évolution en régime permanent* et *d'évolution en régime transitoire*. Le terme « permanent » indique qu'il n'y a 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 :

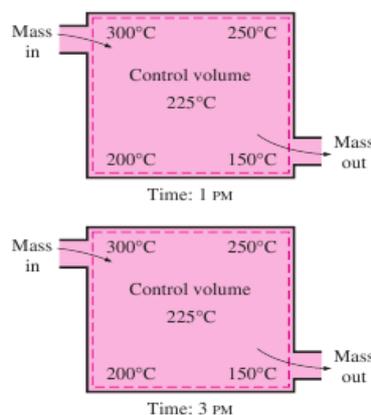


Figure I.16 : Evolution avec écoulement en régime permanent : les variables peuvent changer au sein du volume de contrôle, mais non en fonction du temps.

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'échelle de température, en unité *SI*, est l'échelle *Celsius*, 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 :

$$1 atm = 101,325 kPa$$

Chapitre II

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 :

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{Q_{in}} \quad \text{ou encore} \quad \eta_{th} = \frac{w_{net}}{q_{in}}$$

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 suivantes :

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.

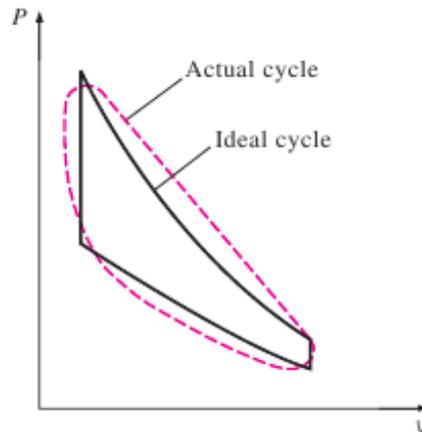


Figure II.1 : Les évolutions complexes peuvent être modélisées si on admet des hypothèses simplificatrices mais justifiées.

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 :

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

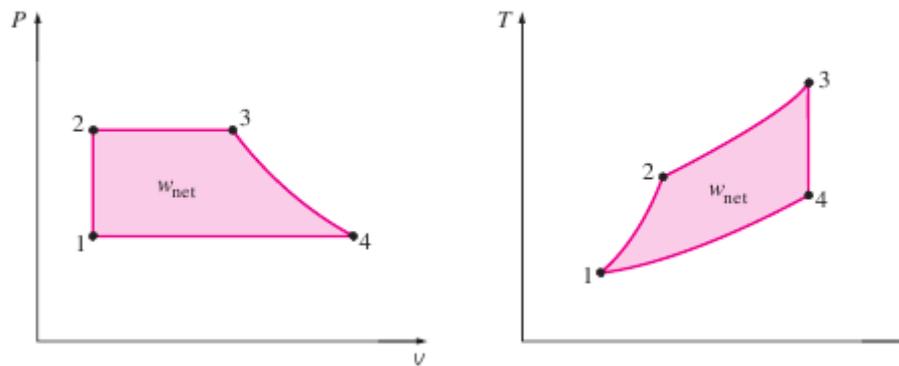


Figure II.2 : L'aire circonscrite par les courbes qui décrivent les évolutions du cycle dans un diagramme P-v ou T-s représente le travail net du cycle.

Le rendement thermique est le rapport :

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

Quant aux détente et aux compressions isentropiques, elles sont décrites respectivement par un parcours vertical vers 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.

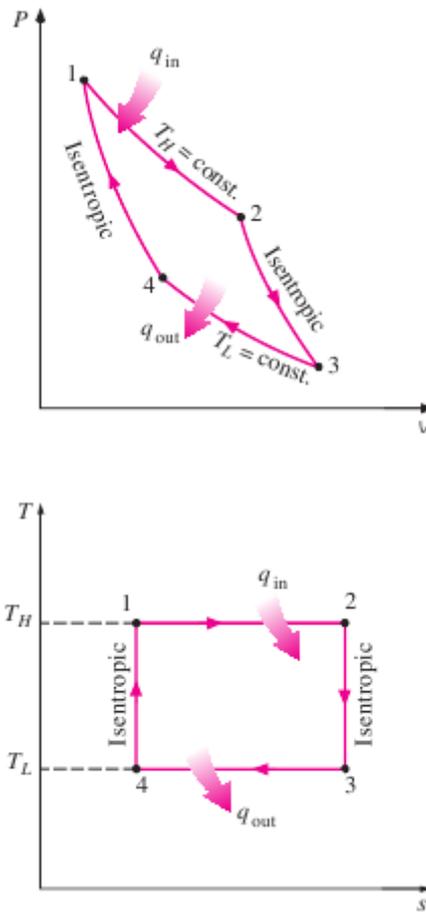


Figure II.3 : Diagrammes P-v et T-s du cycle de Carnot.

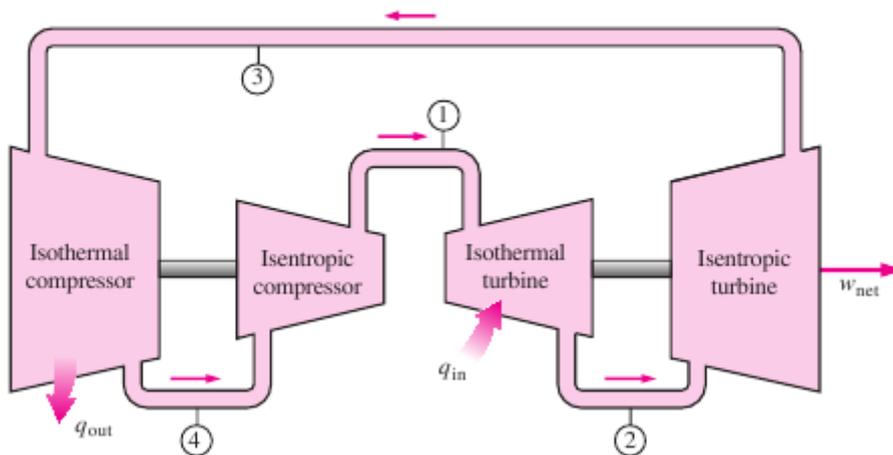


Figure II.4 : Machine de Carnot avec écoulement en régime permanent.

Selon, la formule du rendement théorique de Carnot : elle *suggère que le rendement des cycles réels et des cycles théoriques croît 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.

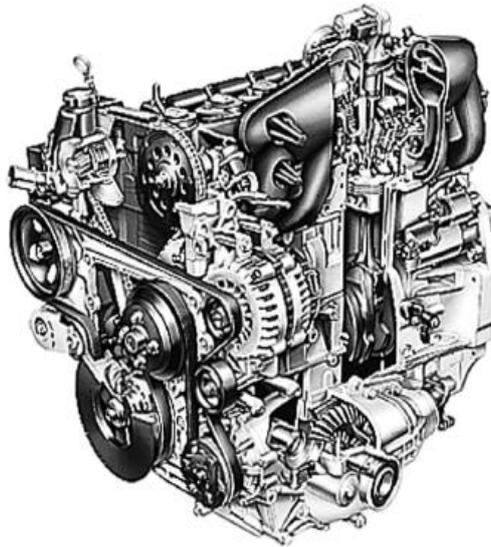


Figure II.4 : Moteur à combustion interne.

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 système bielle-manivelle qui est solidaire, à une extrémité, du piston et, à l'autre, du vilebrequin, 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 *course* 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).

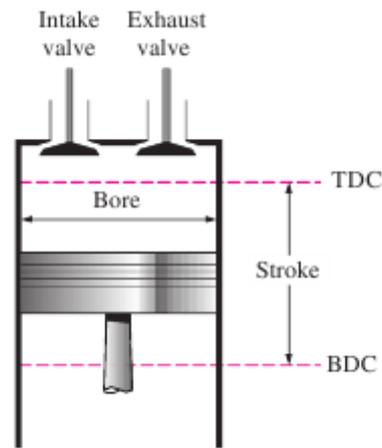


Figure II.5 : Système piston-cylindre

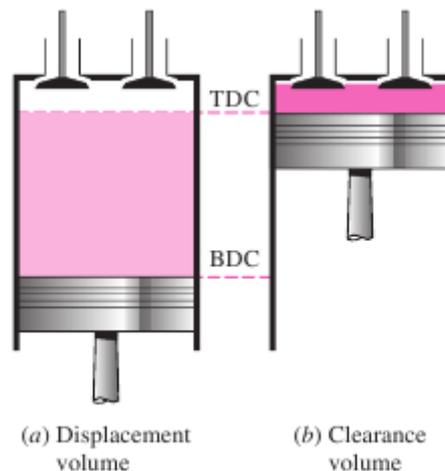


Figure II.6 : Cylindrée et volume de compression.

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 :

$$PME = \frac{W_{net}}{V_{max} - V_{min}} = \frac{W_{net}}{v_{max} - v_{min}} \quad \text{en kPa}$$

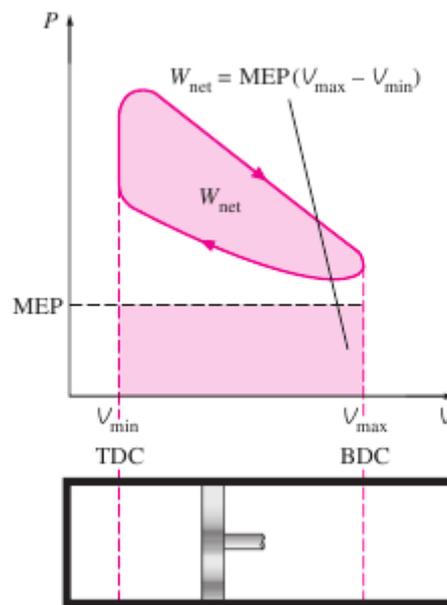


Figure II.7 : Le travail net produit durant un cycle est égal au produit de la pression moyenne effective par la cylindrée.

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.

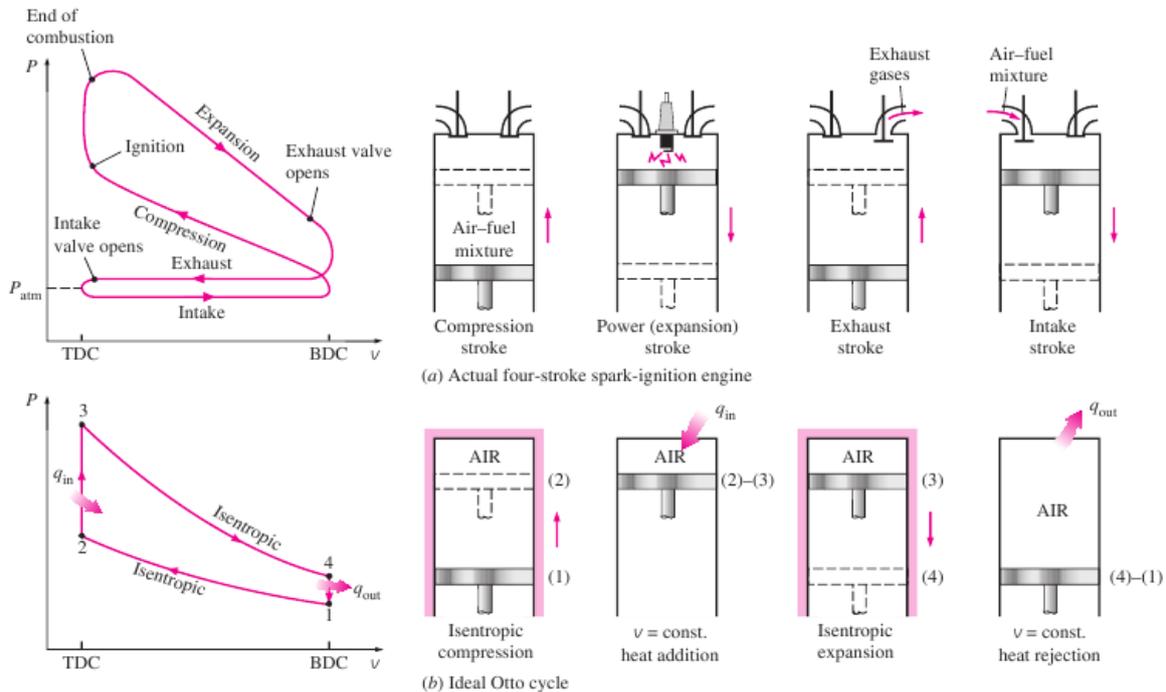


Figure II.8 : Cycle réel et théorique (Otto) d'un moteur à combustion interne à quatre temps.

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.

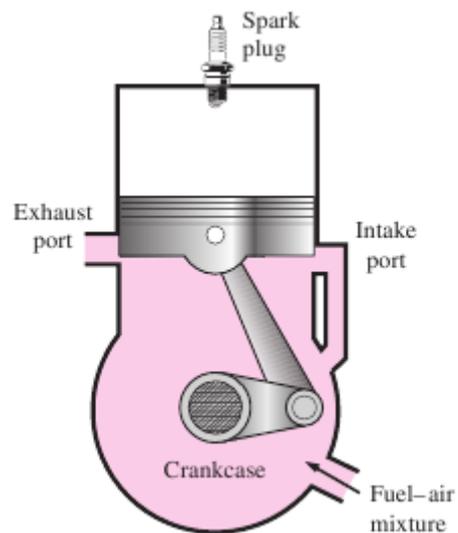


Figure II.9 : Moteur à combustion à deux temps.

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 :

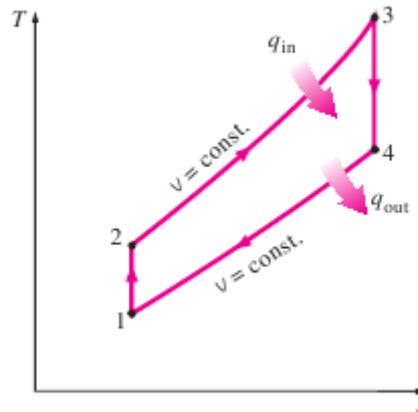


Figure II.11 : Diagramme T-s du cycle Otto théorique

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 :

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

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 :

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

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 requises moins raffinés.

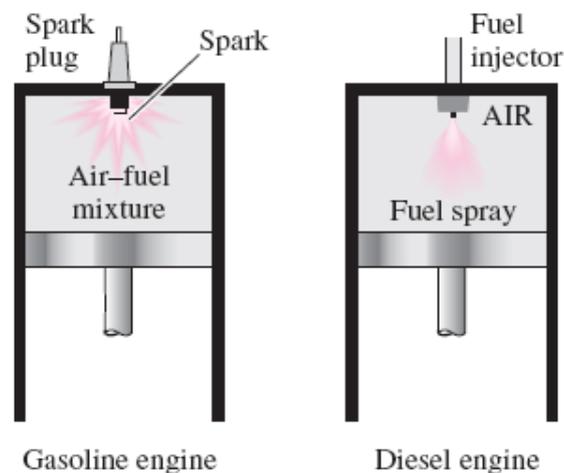
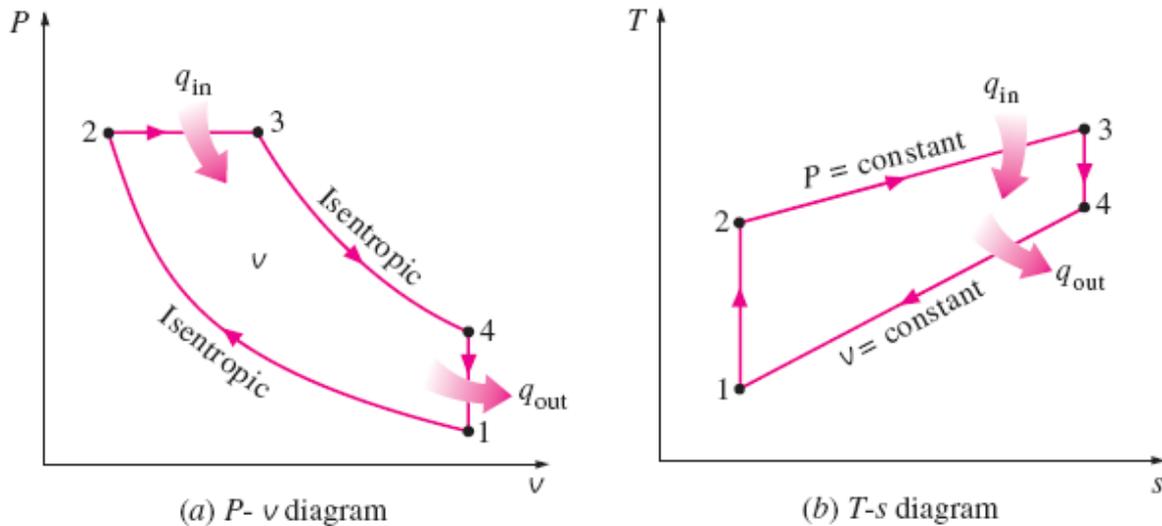


Figure II.12 : Dans les moteurs Diesel, un injecteur remplace la bougie, et seul l'air est comprimé au cours de l'évolution de compression.

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 constante. 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, assujéti 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 car, 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 « régénérateur » 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).

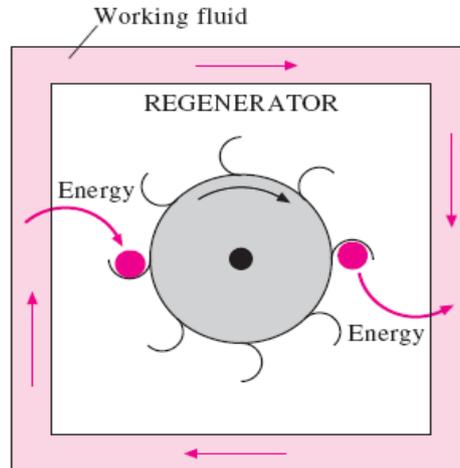


Figure II.14 : Un régénérateur est un accumulateur thermique qui emmagasiné de la chaleur pendant une partie de cycle pour la restituer pendant une autre partie.

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.

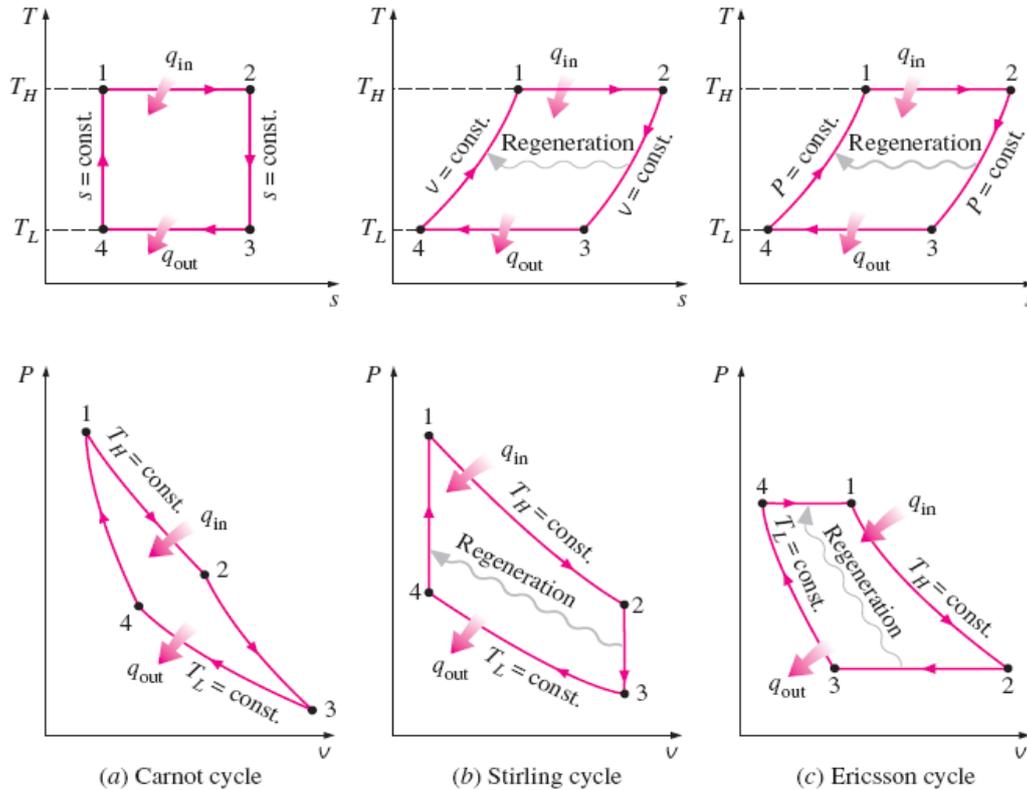


Figure II.15 : Diagrammes T-s et P-v des cycles de Carnot, de Stirling et de Ericsson

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.

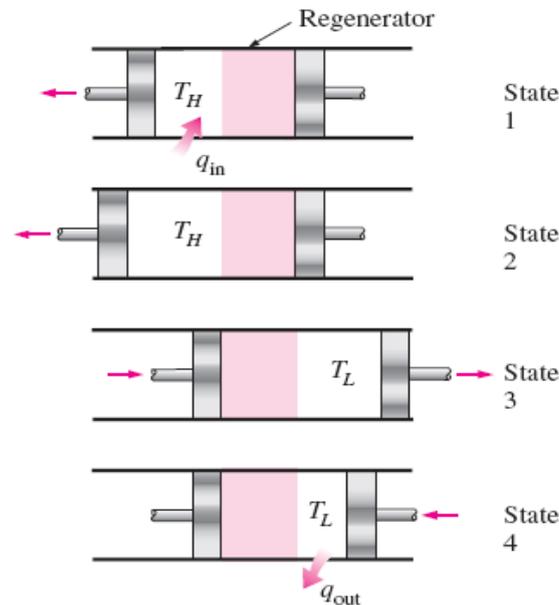


Figure II.16 : Exécution du cycle de Stirling

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.

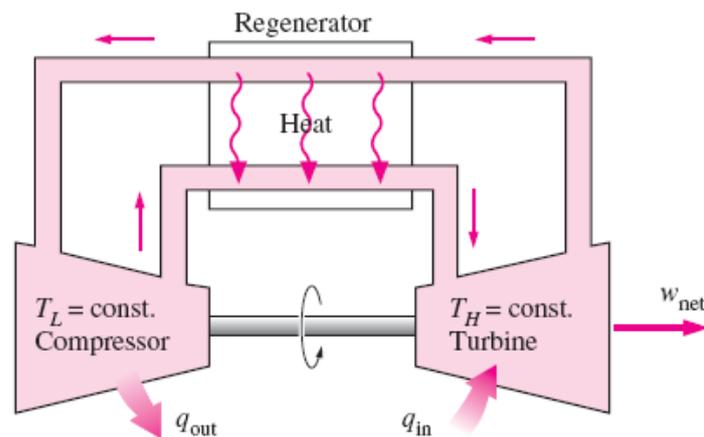


Figure II.17 : Machine de Ericsson avec écoulement en régime permanent.

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 exploitée entre les mêmes réservoirs thermiques, soit :

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

II.7. Cycle de Brayton :

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

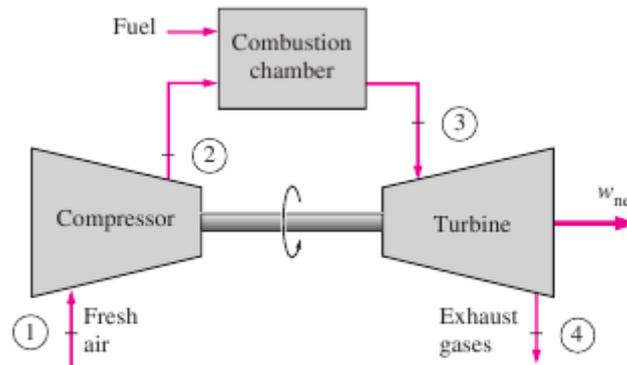


Figure II.18 : Cycle ouvert d'une turbine à gaz

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 « *cycle de Brayton* », en l'honneur de George Brayton qu'il étudiait les moteurs à piston.

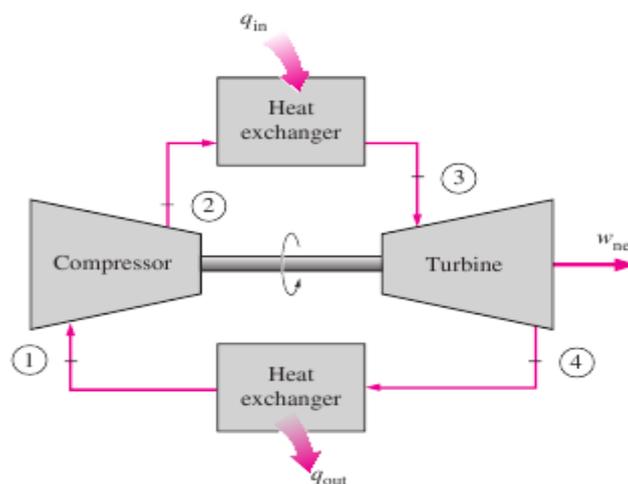


Figure II.19 : Cycle fermé d'une turbine à gaz.

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 :

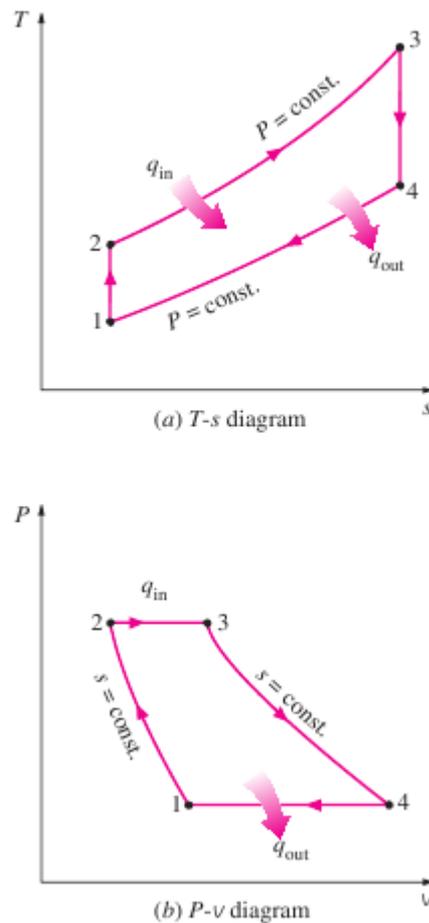


Figure II.20 : Diagrammes T-s et P-v du cycle de Brayton idéal.

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 assujéti 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 $k=1,4$.

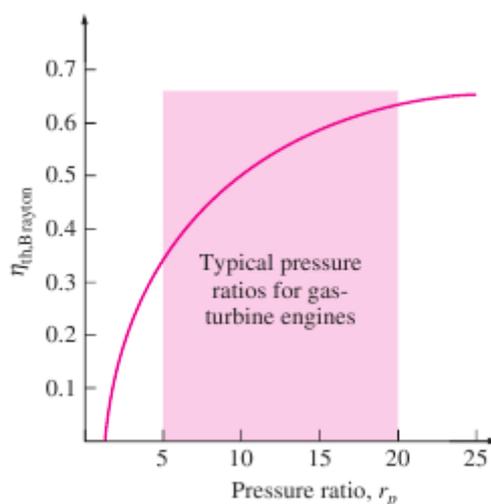


Figure II.21 : Le rendement du cycle de Brayton croit en fonction du rapport de pression

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 croît en fonction du rapport de pression, atteint un maximum puis décroît (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.

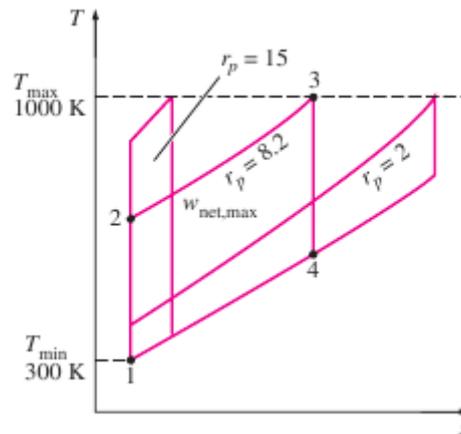


Figure II.22 : Pour des températures T_{\min} et T_{\max} , le travail net produit par le cycle de Brayton croît en fonction du rapport de pression, atteint un maximum à $r_p = (T_{\max}/T_{\min})^{(k/(2(k-1)))}$ puis décroît.

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 croît, 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 entraîne 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 une 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 entraîner le compresseur au travail que produit la turbine stationnaire est élevé (voir la figure II.23).

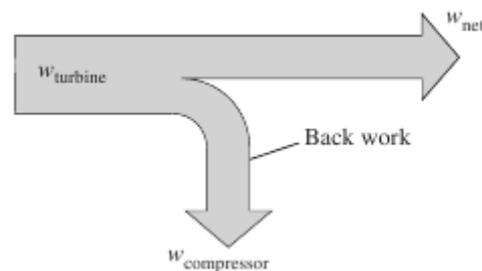


Figure II.23 : Une fraction importante du travail que produit la turbine est consommée pour entraîner le compresseur

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 entraîner 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. L'accroissement de la température des gaz à l'entrée de la turbine : 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. L'accroissement du rendement isentropique des composants : 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 sophistiqués.
3. La modification du cycle de base : 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).

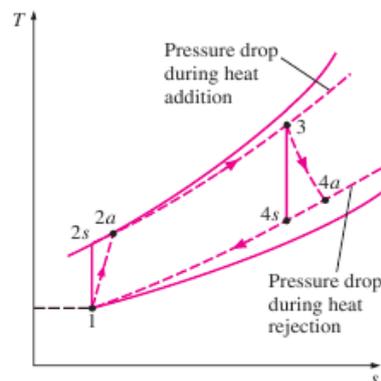


Figure II.24 : Ecart entre le cycle de Brayton idéal et le cycle réel de la turbine à gaz résultant des irréversibilités.

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).

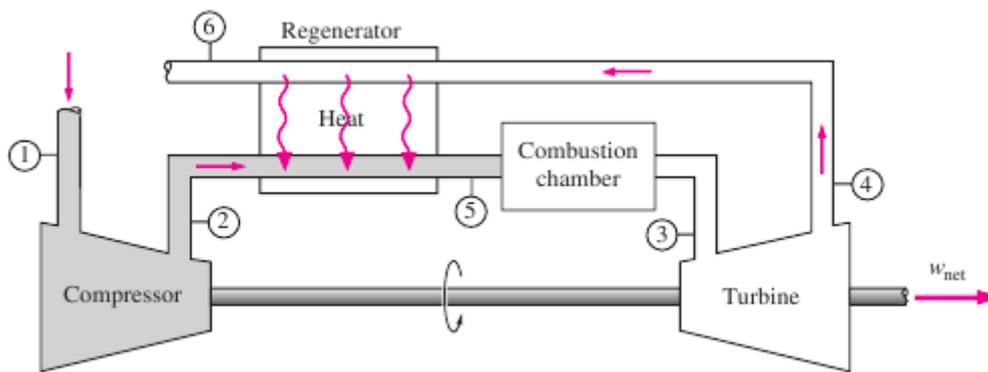


Figure II.25 : Turbine à gaz munie d'un régénérateur.

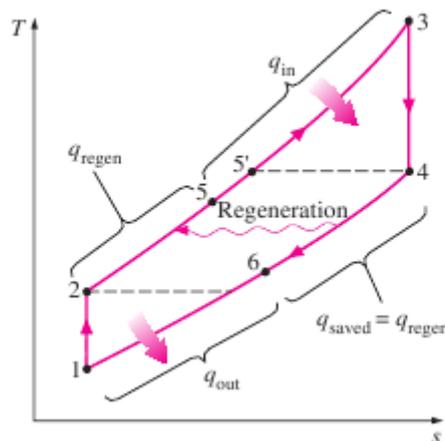


Figure II.26 : Diagramme T-s du cycle de Brayton avec régénération.

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 :

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

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

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

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.

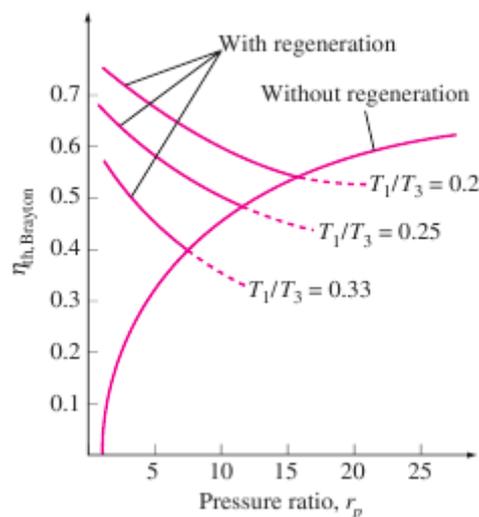


Figure II.27 : Rendement du cycle de Brayton avec et sans régénération.

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.

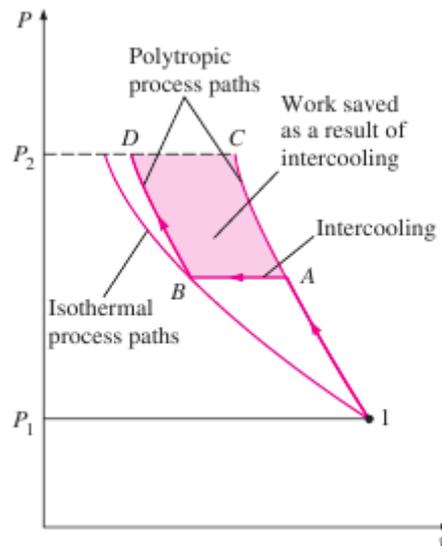


Figure II.29 : Comparaison entre un compresseur à un seul étage (le parcours 1AC) et un compresseur à deux étages (le parcours 1ABD).

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 mesure 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.

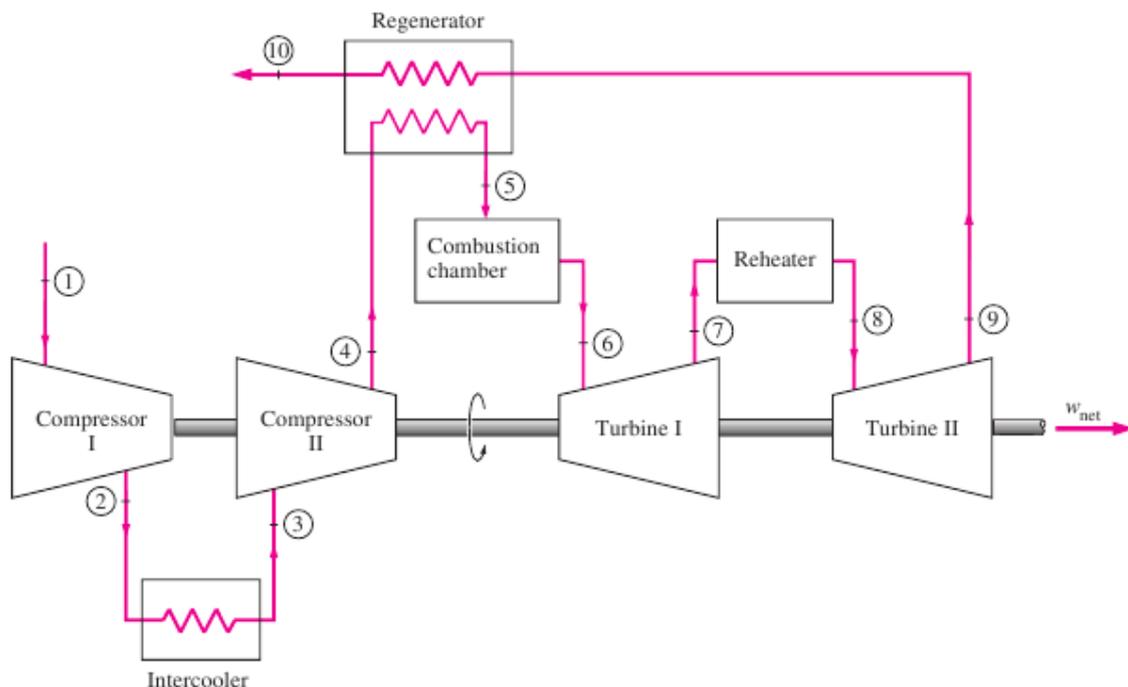


Figure II.30 : Turbine à gaz munie d'un compresseur à deux étages avec refroidissement intermédiaire, d'une turbine à deux étages avec réchauffage intermédiaire et d'un régénérateur.

Le diagramme T-s correspondant à ce cycle est donné à la figure II.31. Le gaz, admis dans le premier étage du compresseur à la pression P_1 et à la température T_1 (l'état 1), est comprimé de façon isentropique à la pression intermédiaire P_2 (l'état 2), puis refroidi à pression constante à la température T_1 (l'état 3). Il entre dans le deuxième étage du compresseur et est comprimé de façon isentropique à la pression P_4 (l'état 4). Il traverse le régénérateur à pression constante et voit sa température monter à T_5 (l'état 5). Si le rendement du régénérateur est de 100%, $T_5 = T_9$. Le gaz est alors admis dans la première chambre de

II.10. Le cycle théorique de la propulsion par jet :

Les turbines à gaz affichent le rapport de puissance au poids le plus élevé parmi les moteurs à combustion. C'est la raison pour laquelle elles sont utilisées dans la propulsion aéronautique. Contrairement au cycle de Brayton théorique, les gaz dans le cycle théorique de la propulsion par jet se détendent jusqu'à une pression donnée de manière que le travail produit par la turbine soit égal au travail du compresseur. La pression à l'échappement de la turbine est alors supérieure à celle du milieu extérieur. Comme les gaz sortent à une vitesse élevée, la variation de la quantité de mouvement qu'ils subissent résulte en une poussée sur la turbine (et donc sur l'avion auquel la turbine est fixée) (voir la figure II.33).

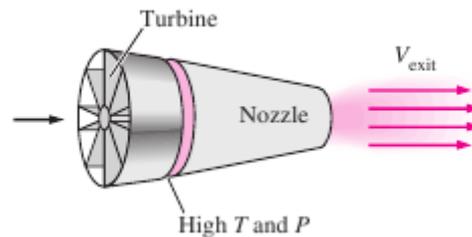


Figure II.33 : Dans les turboréacteurs, les gaz à haute pression et à haute température sortant de la turbine sont accélérés lorsqu'ils traversent une tuyère qui imprime ainsi une poussée sur l'avion.

Dans la figure II.34, montre le schéma d'un turboréacteur et le diagramme T-s du cycle correspondant. A l'entrée du réacteur (l'état 1), l'air traverse un diffuseur, et sa pression augmente légèrement (l'état 2). Il est ensuite comprimé dans le compresseur avant d'être admis dans la chambre de combustion (l'état 3). Le carburant, mélangé à l'air comprimé, est brûlé, et les gaz résultants qui se trouvent à haute pression et à haute température pénètrent dans la turbine (l'état 4) où ils se détendent partiellement pour entraîner le compresseur (l'état 5). Enfin le gaz poursuivent leur détente jusqu'à la pression du milieu extérieur en traversant une tuyère (l'état 6).

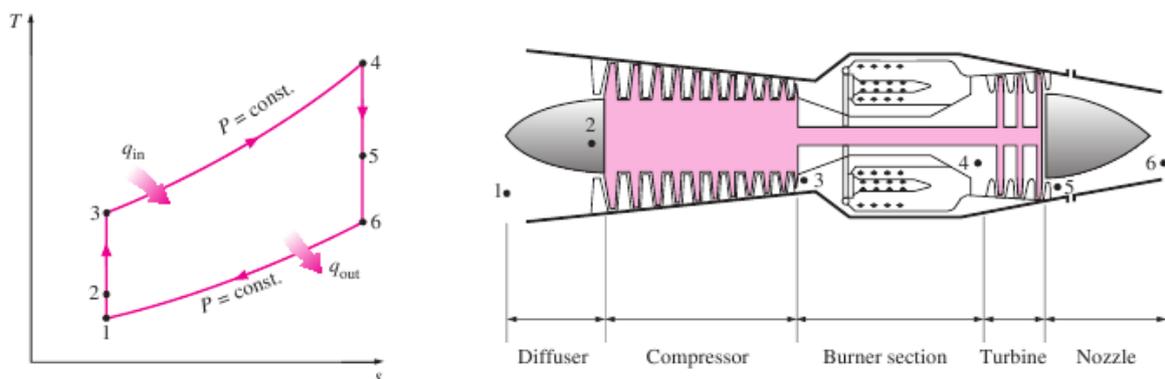


Figure II.34 : Diagramme T-s du cycle théorique de la propulsion par jet et principaux éléments du turboréacteur.

Dans le cycle théorique de propulsion par jet, le travail produit par la turbine est égal au travail consommé par le compresseur. Les évolutions au sein du diffuseur, du compresseur, de la turbine et de la tuyère sont isentropiques. Dans le cycle réel, toutefois, les irréversibilités qui se manifestent au sein des composants réduisent la poussée développée par le turboréacteur.

La poussée qui provient du turboréacteur résulte du déséquilibre des forces qu'engendre la différence entre la quantité de mouvement de l'air s'écoulant à basse vitesse à l'entrée et la quantité de mouvement de l'air s'écoulant à haute vitesse à la sortie du réacteur. Pour déterminer cette poussée, on applique la deuxième loi de Newton, soit :

$$F = (\dot{m}V)_{\text{exit}} - (\dot{m}V)_{\text{inlet}} = \dot{m}(V_{\text{exit}} - V_{\text{inlet}}) \quad (\text{N})$$

où V_{exit} est la vitesse des gaz expulsés et V_{inlet} est la vitesse des gaz admis, toutes deux étant relatives à l'avion. Dans le cas où l'avion se déplace dans de l'air stagnant, V_{inlet} correspond à la vitesse de l'avion. Le débit massique des gaz à l'entrée et à la sortie du réacteur n'est pas exactement le même, la différence étant la masse de carburant brûlé. Toutefois, le rapport air-combustible dans les turbines à gaz est habituellement assez élevé pour que cette différence soit négligeable.

La poussée exercée sur l'avion se déplaçant à vitesse constante est utilisée pour surmonter la force de résistance dans l'air appelée la « *traînée* ». En volant à haute altitude, là où la masse volumique de l'air est plus petite et donc la traînée plus faible, les long-courriers épargnent du carburant.

La puissance de propulsion \dot{W}_p est le produit de la poussée F par la vitesse de l'avion V_{aircraft} (voir la figure II.35), soit :

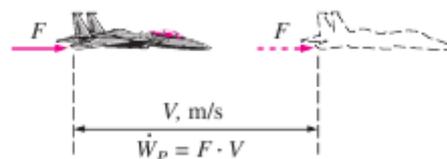


Figure II.35 : La puissance de propulsion est le produit de la poussée par la vitesse de l'avion

$$\dot{W}_p = FV_{\text{aircraft}} = \dot{m}(V_{\text{exit}} - V_{\text{inlet}})V_{\text{aircraft}} \quad (\text{kW})$$

Le travail net produit par un turboréacteur est de zéro. On ne peut donc définir le rendement d'un turboréacteur comme celui d'une turbine stationnaire. Revenons plutôt à la définition générale du rendement qui est le rapport du résultat escompté à l'investissement requis. Dans le cas du turboréacteur le résultat escompté est la puissance de propulsion, alors que l'investissement requis est la puissance thermique du carburant consommé. Le *rendement de propulsion* est donc défini comme :

$$\eta_P = \frac{\text{Propulsive power}}{\text{Energy input rate}} = \frac{\dot{W}_P}{\dot{Q}_{in}}$$

Cette expression est une mesure de l'efficacité avec laquelle la chaleur dégagée par la combustion du carburant est transformée en énergie pour la propulsion.

II.10. Les avantages et les inconvénients de la turbine à gaz :

Comme toutes les machines, la turbine à gaz présente des avantages et des inconvénients :

Les avantages indéniables de la turbine à gaz sont :

1. La puissance massique et la puissance volumique très élevées du fait du fonctionnement continu ;
2. La pollution limitée en hydrocarbures et en NO₂, à cause de l'excès d'air et de la température limitée ;
3. L'aptitude à la récupération de la chaleur pour la cogénération ;
4. La longévité en marche stationnaire.

Théoriquement supérieure au moteur Diesel, la turbine à gaz présente toutefois des inconvénients dus aux contraintes techniques de la réalisation. Les principales limites sont :

1. Le taux de compression (et donc le rendement) limité par le nombre d'étages de compression nécessaires ;
2. La baisse importante du rendement des compresseurs centrifuges à un régime plus faible que le régime nominal ;
3. La température de combustion (et donc le rendement) limitée par la résistance mécanique de la turbine ;
4. La chute importante du rendement à charge partielle, en particulier pour les machines à simple arbre ;
5. Le coût élevé d'usinage des aubages, notamment ceux de la turbine ;
6. L'inaptitude aux arrêts et aux démarrages fréquents et peu progressifs ;
7. Le coût de maintenance plus élevé que pour le moteur Diesel ;
8. L'utilisation de carburant cher contrairement au moteur Diesel qui peut brûler divers carburants.

Par conséquent, la turbine à gaz est mal adaptée aux véhicules routiers. En effet, les variations de charge et de régime sont trop importantes et trop rapides pour être réalisables avec un rendement. De plus, le rendement atteint facilement 30% pour les moteurs compacts et de faible puissance, alors que le rendement des moteurs Diesel actuels peut dépasser 40%.

Chapitre III

Les cycles de puissance à vapeur

La plupart des centrales thermiques et nucléaires exploités à travers le monde fonctionnent selon les cycles de vapeur d'eau. Ce caloporteur est bon marché, disponible, et sa chaleur latente d'évaporation est élevée.

III.1 Cycle de Carnot :

Le cycle de Carnot, on l'a vu, est le cycle thermique le plus efficace qui peut être réalisé à l'aide de deux réservoirs thermiques donnés. Pourquoi alors n'exploite-t-on pas les centrales thermiques et nucléaires selon ce cycle théorique ? Pour répondre à cette question, examinons le cycle de Carnot illustré dans le diagramme T-s de la figure III.1.a. Le caloporteur, qui est de l'eau, est chauffé de façon réversible et isotherme dans la chaudière (l'évolution 1-2). Il subit une détente isentropique dans la turbine (l'évolution 2-3), puis est condensé de façon réversible et isotherme dans le condenseur (l'évolution 3-4). Enfin, il est comprimé de façon isentropique dans le compresseur (l'évolution 4-1). Le cycle est complété.

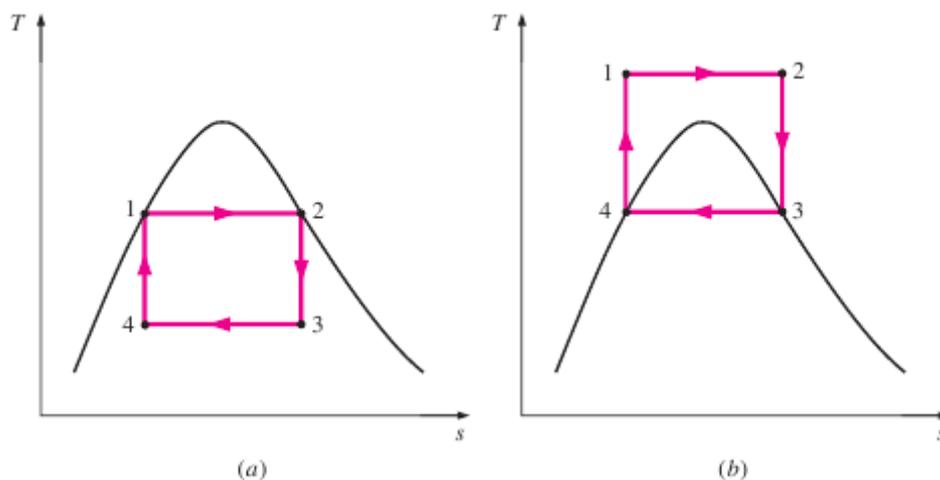


Figure III.1 : Diagramme T-s du cycle de Carnot.

D'un point de vue pratique, trois obstacles se dressent devant le cycle de Carnot à vapeur :

1. Evaporer (l'évolution 1-2) et condenser (l'évolution 3-4) le caloporteur à température constante ne pose, en pratique, aucun problème. Cela se fait déjà dans la chaudière et le condenseur. Cependant, maintenir la transmission de chaleur dans le régime d'écoulement diphasique fixe une limite à la température maximale à laquelle l'évaporation peut se produire. Par exemple, pour l'eau, la température maximale ne peut dépasser le point critique, soit 374°C. Une température aussi basse restreint fatalement le rendement du cycle.
2. Dans une turbine bien conçue, la détente se rapproche de la détente isentropique 2-3 de la figure III.1.a. Cependant, le titre de la vapeur diminue durant la détente, et la turbine se remplit de vapeur mouillée. Or, l'impact des gouttelettes d'eau sur les aubes

de la turbine favorise leur érosion et leur corrosion. Dans les centrales thermiques et nucléaires, les turbines fonctionnent, en général, avec la vapeur dont le titre, même à la sortie, demeure supérieur à 90%.

3. L'évolution 4-1 consiste à comprimer un mélange liquide-vapeur en un liquide saturé. Cette évolution est difficilement réalisable pour deux raisons. Premièrement, il n'est pas facile de contrôler le phénomène de condensation de façon à produire un mélange liquide-vapeur dont le titre résultant est précisément celui qui est recherché à l'état 4. Deuxièmement, il n'est tout simplement pas pratique de concevoir un compresseur qui peut comprimer un mélange diphasique.

Afin d'éliminer certains de ces inconvénients, on pourrait recourir au cycle de Carnot pour la vapeur d'eau de la figure III.1.b. Toutefois, d'autres problèmes liés à la compression à haute pression et à haute température de chaleur à pressions variables surgissent. On peut donc conclure que le cycle de Carnot ne peut être retenu comme cycle de puissance à vapeur idéal.

III.2. Le cycle de Rankine idéal :

Le cycle idéal correspondant à une centrale thermique élémentaire à vapeur d'eau est le *cycle de Rankine* (voir la figure III.2). Aucune irréversibilité intérieure n'intervient dans le cycle de Rankine idéal. Les quatre évolutions qui composent ce cycle sont les suivantes :

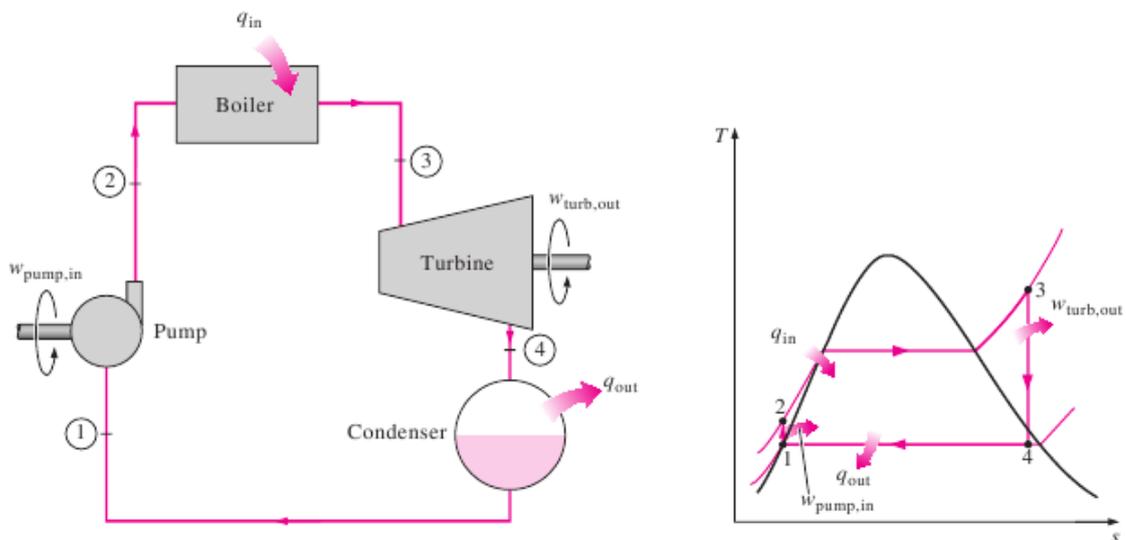


Figure III.2 : Cycle de Rankine idéal.

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

L'eau (le caloporteur) entre dans la pompe sous forme de liquide saturé (l'état 1), puis est comprimée de façon isentropique à la pression qui règne au sein de la chaudière. Au cours de cette évolution, la température de l'eau augmente, car son volume massique diminue légèrement. Il faut noter que, pour plus de clarté, la distance verticale entre les états 1 et 2 illustrée dans le diagramme T-s de la figure III.2 est exagérée. Selon vous, la température de l'eau changerait-elle durant cette évolution si elle était parfaitement incompressible ?

En entrant dans la chaudière, l'eau se trouve sous forme de liquide comprimé (l'état 2). Elle se ressort sous forme de vapeur surchauffée (l'état 3). La chaudière est un grand échangeur de chaleur des gaz d'échappement d'une fournaise ou de l'eau pressurisée d'un réacteur nucléaire est transmise au caloporteur à pression constante. C'est la raison pour laquelle la chaudière est parfois appelée « *générateur de vapeur* ».

La vapeur surchauffée du caloporteur pénètre ensuite dans la turbine (l'état 3) où elle se détend de façon isentropique. Ce faisant, elle entraîne l'arbre solidaire d'un alternateur qui produit de l'électricité. La chaleur est convertie en travail mécanique dans la turbine, et le travail mécanique est ensuite converti en électricité dans l'alternateur. A la sortie de la turbine (l'état 4), la vapeur mouillée du caloporteur, à basse pression, est admise dans le condenseur. Ce mélange liquide-vapeur saturé, dont le titre est en général supérieur à 90%, est condensé à pression constante. Le condenseur est un grand échangeur de chaleur au sein duquel la chaleur du caloporteur est cédée à l'eau de refroidissement provenant d'un réservoir externe (lac, une rivière, etc...) ou cédée à l'atmosphère (une tour de refroidissement). Le caloporteur sort du condenseur sous forme du liquide saturé et entre dans la pompe. Le cycle est complété. La chaleur transmise au caloporteur dans la chaudière est représentée, dans le diagramme T-s par l'aire sous la courbe 2-3. La chaleur évacuée par le condenseur est l'aire sous la courbe 4-1. La différence entre ces deux aires, c'est-à-dire l'aire consacrée par les parcours 1-2-3-4-1, est le travail net produit au cours du cycle.

III.2.1. Le bilan énergétique et le rendement thermique du cycle de Rankine idéal :

Les quatre composants du cycle de Rankine idéal, soit la pompe, la chaudière, la turbine et le condenseur fonctionnent avec un écoulement en régime permanent. De surcroît, les variations de l'énergie cinétique et potentielle sont négligeables si on les compare au travail mis en jeu et à la chaleur transmise dans le cycle. Le travail n'intervient pas dans la chaudière et le condenseur, alors que les évolutions au sein de la pompe et de la turbine sont isentropiques. En dressant un bilan énergétique pour chacun des composants, on obtient :

$$(q_{in} - q_{out}) + (w_{in} - w_{out}) = h_e - h_i \quad (\text{kJ/kg}) \quad (\text{III.1})$$

$$\text{Pump } (q = 0): \quad w_{\text{pump,in}} = h_2 - h_1 \quad (\text{III.2})$$

ou encore :

$$w_{\text{pump,in}} = v(P_2 - P_1) \quad (\text{III.3})$$

avec :

$$h_1 = h_f @ P_1 \quad \text{and} \quad v \cong v_1 = v_f @ P_1 \tag{III.4}$$

$$\text{Boiler } (w = 0): \quad q_{in} = h_3 - h_2 \tag{III.5}$$

$$\text{Turbine } (q = 0): \quad w_{turb,out} = h_3 - h_4 \tag{III.6}$$

$$\text{Condenser } (w = 0): \quad q_{out} = h_4 - h_1 \tag{III.7}$$

Le rendement du cycle est alors :

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{q_{in}} = 1 - \frac{q_{out}}{q_{in}} \tag{III.8}$$

où :

$$W_{net} = q_{in} - q_{out} = W_{turb,out} - W_{pump,in} \tag{III.9}$$

Dans un digramme T-s, le rendement thermique est représenté à l'aide du rapport de l'aire circonscrite par le cycle à l'aire sous la courbe de l'évolution d'apport de chaleur.

III.3. L'écart entre le cycle à vapeur idéal et le cycle réel :

L'écart entre le cycle de Rankine idéal et le cycle de vapeur réel est montré à la figure (III.3.a). Cet écart est du aux irréversibilités qui se manifestent au sein des composants.

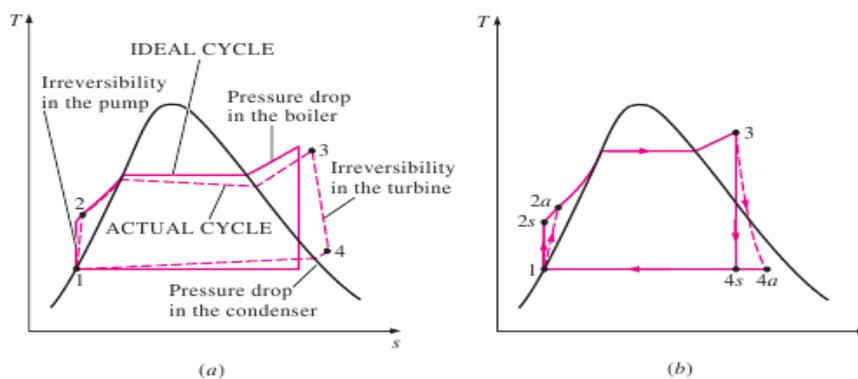


Figure III.3 :

- a) Ecart entre le cycle à vapeur réel et le cycle de Rankine idéal.
- b) Effets des irréversibilités dans la turbine et la pompe sur le cycle de Rankine.

Une première source d'irréversibilité est le frottement. Le frottement entraîne une chute de pression dans la chaudière, le condenseur et les conduits. Par conséquent, la vapeur émerge de la chaudière à une pression un peu plus basse que celle qui règne au cœur de la chaudière même. Elle entre ensuite dans la turbine à une pression qui est plus basse que celle à laquelle elle a quitté la chaudière, car elle a subi une chute de pression dans les conduits reliant ces deux dispositifs entre eux. Par contre, la chute de pression, la pompe doit élever la pression à des niveaux plus élevés que ceux dans le cycle idéal. De ce fait, elle consomme davantage de travail.

Une deuxième source d'irréversibilité tout aussi simplement est la perte de chaleur de la vapeur au profit du milieu extérieur à mesure qu'elle circule dans les composants. Pour compenser cette perte, davantage de chaleur doit être transmise au caloporteur dans la chaudière et, par conséquent, davantage le combustible doit être consommé.

La chaudière source d'irréversibilités se manifeste au sein de la pompe et de la turbine. Pour fonctionner, la pompe réelle consomme plus de travail que la pompe réversible, et la turbine réelle produit moins de travail que la turbine réversible. L'écart entre la machine réelle et la machine réversible est pris en compte à l'aide du rendement isentropique défini :

$$\eta_P = \frac{w_s}{w_a} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2a} - h_1} \quad (\text{III.10})$$

pour la pompe et

$$\eta_T = \frac{w_a}{w_s} = \frac{h_3 - h_{4a}}{h_3 - h_{4s}} \quad (\text{III.11})$$

pour la turbine.

Les états 2a et 4a sont respectivement les états réels du caloporteur à la sortie de la pompe et de la turbine. Les états 2s et 4s correspondent respectivement aux états du caloporteur à la sortie de la pompe et de la turbine isentropiques (voir figure III.3.b).

Il existe d'autres sources d'irréversibilités. Il peut y avoir des fuites de vapeur dans le circuit ou des infiltrations d'air dans le condenseur. Le frottement entre dans les pièces mécaniques mobiles est inévitable. Dans le condenseur, le liquide qui habituellement sous-refroidi afin d'éviter le phénomène de cavitation dans la pompe. Ce phénomène de vaporisation et de condensation des huiles de vapeur à basse pression inflige des dommages aux pales.

En somme, toutes les irréversibilités contribuent à réduire le rendement thermique du cycle. Lors du calcul du rendement global d'une centrale thermique, il faut donc les prendre en compte, ainsi que l'énergie consommée par les équipements auxiliaires (ventilateur de la chaudière, équipements de contrôle, etc.).

III.4. Comment peut-on accroître le rendement du cycle de Rankine ?

Les centrales thermiques et nucléaires constituent le principal moyen de produire de l'électricité dans le monde. Par conséquent, toute mesure qui permet d'accroître le rendement du cycle de puissance à vapeur réduit la consommation du combustible fossile et nucléaire, et elle atténue, par le fait même, la pollution environnementale.

La stratégie retenue pour accroître le rendement théorique des centrales est toujours la même. Il s'agit d'*augmenter la température à laquelle la chaleur est fournie au caloporteur au sein de la chaudière ou de diminuer la température à laquelle la chaleur est évacuée du caloporteur au sein du condenseur*. En d'autres termes, la température du caloporteurs devrait être la plus basse possible que la chaudière en est extraite.

III.4.1. Diminuer la pression dans le condenseur :

Le caloporteur (l'eau) se présente dans le condenseur sous forme d'un mélange liquide-vapeur saturé à la température de saturation qui correspond à la pression du condenseur. Par conséquent, en réduisant la pression dans le condenseur, on abaisse automatiquement la température de la vapeur et donc la température à laquelle la chaleur est évacuée.

L'effet de l'abaissement de la pression dans le condenseur est montré dans le diagramme T-s de la figure III.4. La pression à l'entrée de la turbine est dans les deux cas, la même. La section ombrée représente le travail net additionnel produit lorsqu'on abaisse la pression de P_4 à P'_4 . On remarque que la chaleur fournie augmente aussi (l'aire sous la courbe 2'-2), mais cette augmentation est petite par rapport au travail additionnel produit. En fin de compte, le rendement est accru.

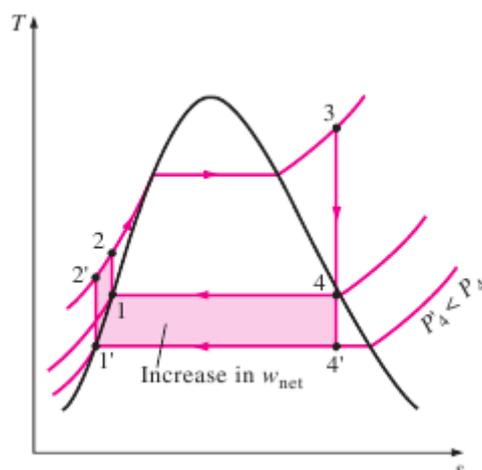


Figure III.4 : Effet de la réduction de la pression du condenseur sur le cycle de Rankine idéal.

La pression dans les condenseurs des centrales thermiques et nucléaires est habituellement bien inférieure à la pression atmosphérique. Elle ne peut cependant être inférieure à la pression de saturation qui correspond à la température de saturation du puits de chaleur. Par exemple, considérons un condenseur refroidi à l'aide de l'eau d'une rivière dont la

température est de 15°C . Pour que la vapeur d'eau puisse céder sa chaleur à l'eau de la rivière au sein d'un condenseur, il faut que sa température soit supérieure à 15°C , disons environ 25°C . La pression dans le condenseur doit donc être supérieure à la pression de saturation à 25°C c'est-à-dire supérieure à $3,2\text{ kPa}$.

En abaissant la pression dans le condenseur, on crée toutefois d'autres problèmes. Les risques d'infiltration d'air dans le condenseur augmentent et, plus important, la teneur en eau dans la vapeur dans les étages à basse pression de la turbine croît (voir la figure III.4). Cette teneur accrue en eau favorise l'érosion des aubages de la turbine et diminue son rendement. Heureusement, comme on le verra dans la prochaine section, ce problème peut être atténué.

III.4.2. Chauffer la vapeur à haute température :

La température à laquelle la chaleur est transmise à la vapeur peut être augmentée sans accroître la pression dans la chaudière. Il suffit de chauffer la vapeur à haute température. L'effet de la surchauffe de la vapeur est montré dans le diagramme T-s de la figure III.5. La surface ombrée représente le travail additionnel produit alors que l'aire sous la courbe 3-3' représente la chaleur additionnelle fournie. Encore une fois, le rendement thermique du cycle est, en fin de compte, accru.

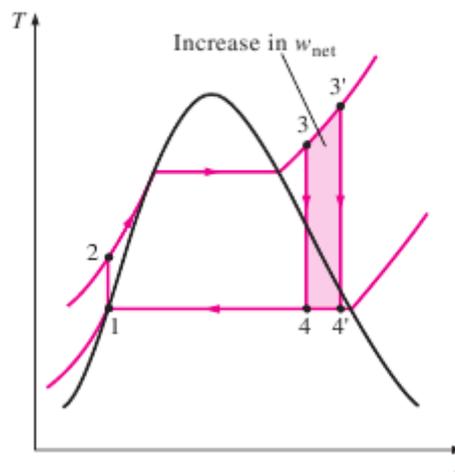


Figure III.5 : Effet de la surchauffe de la vapeur d'eau sur le cycle de Rankine idéal.

L'autre effet bénéfique de la surchauffe est, comme le montre la figure III.5 de réduire la teneur en eau de la vapeur d'eau à la sortie de la turbine (le titre à l'état 4' est supérieur au titre à l'état 4).

La température à laquelle la vapeur d'eau peut être chauffée est cependant bornée par les propriétés mécaniques des aubages de la turbine. Cette température est, à l'heure actuelle, d'environ 620°C . Par contre, en concevant des aubes protégées au moyen d'une couche de matériau céramique, on entrevoit repousser cette limite.

III.4.3. Augmenter la pression dans la chaudière :

En augmentant la pression dans la chaudière, on accroît automatiquement la température à laquelle l'ébullition du caloporteur se produit. Par conséquent, la température à laquelle la chaleur est transmise au caloporteur est accrue et donc le rendement thermique du cycle. L'effet de l'augmentation de la pression dans la chaudière est illustré dans le diagramme T-s de la figure III.6. Il faut noter que, pour une température fixe à l'entrée de la turbine, le cycle est déplacé vers la gauche et la teneur en eau de la vapeur à la sortie de la turbine est accrue. On peut atténuer cette conséquence fâcheuse en surchauffant la vapeur (voir la section précédente).

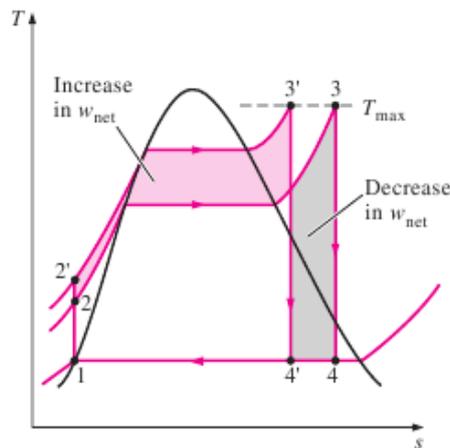


Figure III.6 : Effet de l'augmentation de la pression dans la chaudière sur le cycle de Rankine idéal.

Au fil des années, la pression dans la chaudière n'a cessé d'augmenter. Elle est passée d'environ 2,7 MPa en 1922 à plus de 30 MPa aujourd'hui pour produire des puissances dépassant 1000 MW. Certaines centrales thermiques fonctionnent à des pressions supérieures à la pression critiques ($P > 22,06$ MPa), et leur rendement atteint 40%. Quant aux centrales nucléaires à eau pressurisée, leur rendement thermique est moindre (environ 34 %) car, pour des raisons de sécurité, les températures maximales permises du caloporteur sont maintenues plus basses. Le diagramme T-s d'un cycle de Rankine supercritique est illustré à la figure III.7.

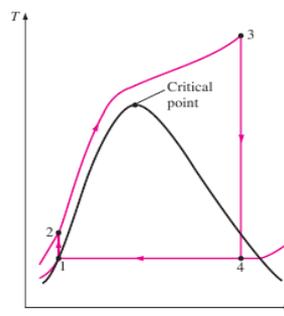


Figure III.7 : Cycle de Rankine supercritique.

III.5. Le cycle à resurchauffée :

Lorsqu'on augmente la pression dans la chaudière accroît le rendement thermique du cycle de Rankine. Il en résulte cependant une augmentation de la teneur en eau de la vapeur dans la section à basse pression de la turbine. Peut-on alors tirer avantage de l'accroissement du rendement par des pressions plus élevées tout en évitant une humidité excessive dans la partie à basse pression de la turbine ?

Deux solutions sont envisagées :

1. Surchauffer la vapeur d'eau à très haute température avant de l'admettre dans la turbine. Bien qu'elle soit intéressante, cette solution est cependant inefficace. En effet, la limite permise de température de la vapeur d'eau est dictée par les propriétés mécaniques et métallurgiques des matériaux qui constituent les aubages de la turbine.
2. Détendre la vapeur d'eau au sein de la turbine en deux étapes et la réchauffer entre les étapes. Autrement dit, on modifie le cycle de Rankine en y insérant une évolution de resurchauffe. Cette solution pratique est couramment employée dans les centrales thermiques.

La figure III.8 présente un schéma du cycle à resurchauffer idéal et le diagramme T-s correspondant.

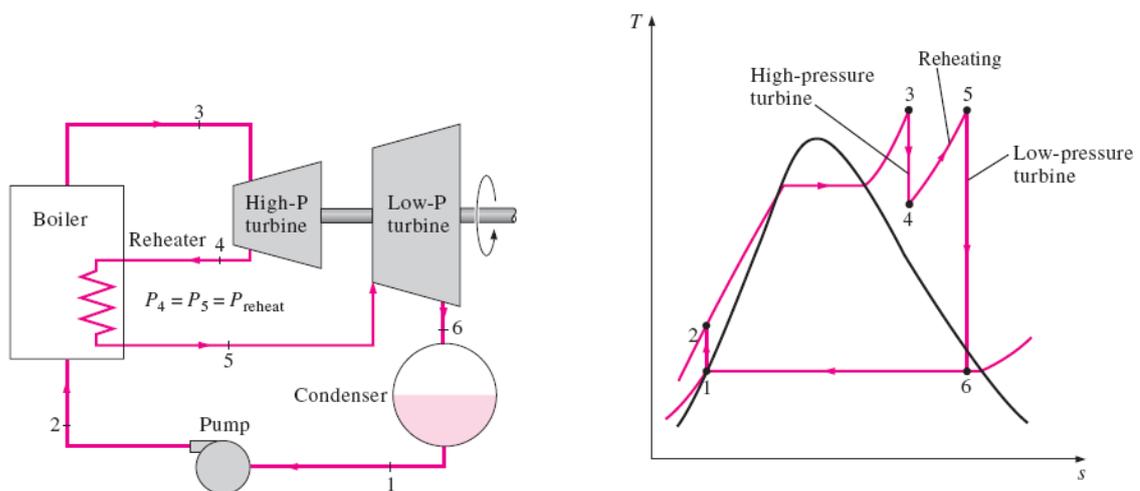


Figure III.8 : Cycle à resurchauffe idéal.

On observe que la détente de vapeur se produit à deux étapes. Dans le premier étage, l'étage à haute pression, la vapeur subit une détente isentropique dans la turbine jusqu'à une pression intermédiaire, elle est alors dirigée vers la chaudière où elle subit une surchauffe à pression constante. Elle est ensuite retournée dans le deuxième étage de la turbine, l'étage à basse pression, où elle se détend de façon isentropique jusqu'à la pression du condenseur. La chaleur totale fournie à la vapeur est :

$$q_{in} = q_{primaire} + q_{resurch} = (h_3 - h_2) + (h_5 - h_6)$$

et le travail produit par la turbine est :

$$w_{tur,out} = w_{turI} + w_{turII} = (h_3 - h_4) + (h_5 - h_6)$$

La surchauffe permet, dans les grandes centrales thermiques, d'augmenter le rendement du cycle de 4 à 5%.

Pour accroître la température moyenne de la surchauffe, on augmente le nombre d'étages de détente et de resurchauffe. A mesure que ce nombre grandit, l'évolution tend vers une évolution isotherme à température maximale (voir figure III.9). Cependant, d'un point de vue pratique, on recourt rarement à plus de deux étages de resurchauffe (trois étages de détente). En effet, l'augmentation du rendement thermique réalisée avec le deuxième étage est environ la moitié de celle du premier étage. Par conséquent, l'ajout d'un troisième étage de resurchauffe est difficilement justifiable au regard des coûts additionnels et de la complexité accrue du système.

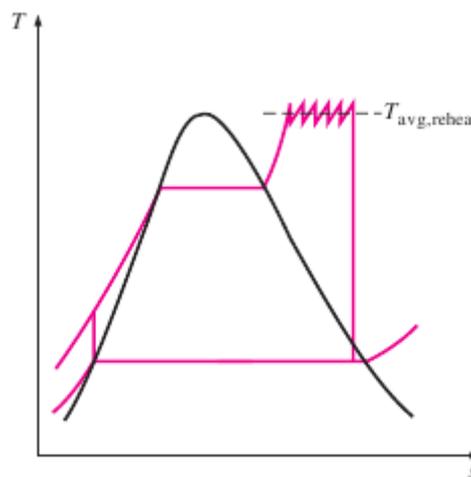


Figure III.9 : La température moyenne à laquelle la chaleur est transmise durant la resurchauffe croît à mesure que le nombre d'étages de resurchauffe augmente.

En résumé, l'objectif de la surchauffe est de réduire la teneur en eau de la vapeur dans la section à basse pression de la turbine. Si les matériaux constituant les aubages des turbines pouvaient résister à la vapeur à haute température, la surchauffe serait inutile.

III.6. Le cycle à régénération :

L'examen du diagramme T-s du cycle de Rankine idéal (voir figure III.10) relève que de la chaleur est transmise au caloporteur à basse température durant l'évolution 2-2'. Cela réduit la température moyenne pendant l'addition de chaleur et donc le rendement thermique du cycle. Peut-on remédier à cette situation ?

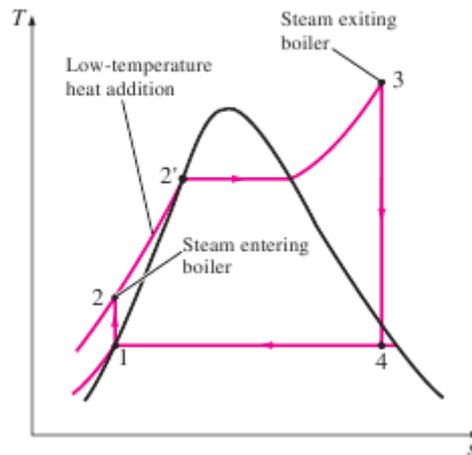


Figure III.10 : A début de l'évolution, la chaleur est fournie au caloporteur dans la chaudière à basse température.

La solution envisagée est d'élever la température du liquide sortant de la pompe, appelé l'« eau d'alimentation », avant de l'admettre dans la chaudière. Cette action est appelée la « régénération ». Pour ce faire, une petite partie de la vapeur est soutirée de la turbine et détournée dans un échangeur de chaleur, appelé un « régénérateur » ou « réchauffeur » où elle cède sa chaleur à l'eau d'alimentation. Non seulement la régénération augmente le rendement du cycle mais, de plus, elle permet de dégazer l'eau d'alimentation. En effet, les inévitables infiltrations d'air dans le condenseur favorisent la dissolution de l'air dans l'eau qui est responsable de la corrosion de la chaudière. La régénération permet également de contrôler les débits volumiques élevés dans les derniers étages de la turbine.

On distingue deux types de réchauffeur : le réchauffeur à mélange et le réchauffeur à surface.

III.6.1. Le réchauffeur à mélange :

Le réchauffeur à mélange est essentiellement une chambre à mélange. La vapeur soutirée de la turbine est mélangée à l'eau d'alimentation sortant de la pompe. Dans le cas idéal, le mélange sort du réchauffeur sous forme de liquide saturé à la pression du réchauffeur. Le schéma du cycle à régénération idéal avec un réchauffeur à mélange est montré à la figure III.11. Ce cycle est un cycle à régénération à un seul étage. Le diagramme T-s correspondant est aussi illustré dans cette figure.

La vapeur entre dans la turbine à la pression de la chaudière (l'état 5). Elle subit une détente isentropique jusqu'à une pression intermédiaire (l'état 6). Une partie de la vapeur est alors soutirée de la turbine en dirigée vers le réchauffeur, alors que le reste poursuit la détente isentropique jusqu'à la pression du condenseur (l'état 7). La vapeur sort du condenseur sous forme de liquide saturé à la pression du condenseur (l'état 1). Ce liquide, appelé l'« eau d'alimentation », traverse ensuite une pompe isentropique (la pompe I), où il est comprimé à la pression qui règne dans le réchauffeur (l'état 2). L'état d'alimentation pénètre alors dans le réchauffeur à mélange où elle est mélangée à la vapeur soutirée de la turbine. La fraction de

vapeur soutirée de la turbine est telle que le mélange résultant qui sort du réchauffeur est un liquide saturé à la pression du réchauffeur (l'état 3). Une deuxième pompe comprime alors le liquide à la pression qui prévaut dans la chaudière (l'état 4). L'eau entre enfin dans la chaudière où elle est chauffée et portée aux conditions d'admission dans la turbine (l'état 5). Le cycle est complété.

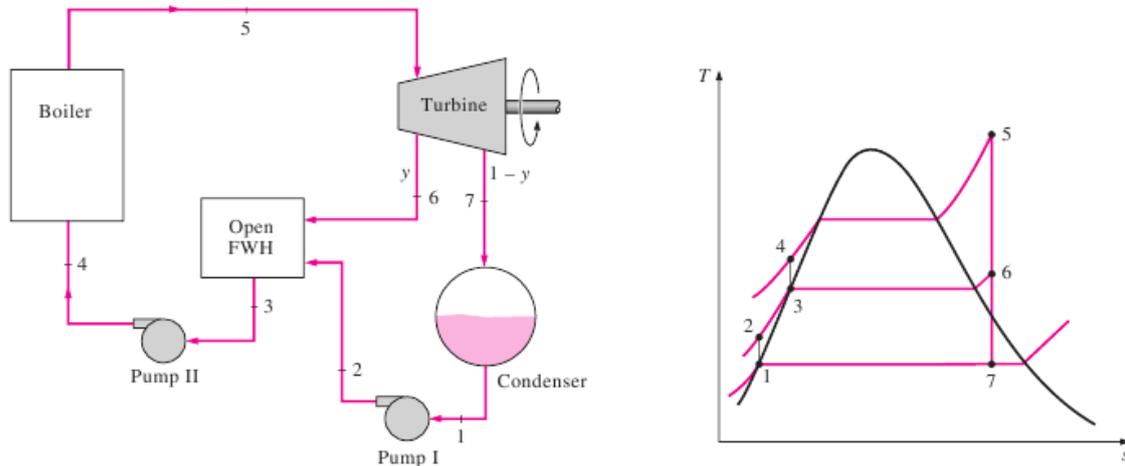


Figure III.11 : Cycle à régénération idéal avec un réchauffeur à mélange.

Pour un kilogramme de vapeur sortant de la chaudière, y kg se détend partiellement dans la turbine et est soutiré à l'état 6. Le reste, soit $(1 - y)$ kg, se détend complètement, c'est-à-dire jusqu'à la pression du condenseur. Cela signifie que, si le débit massique traversant la chaudière est de \dot{m} , alors le débit massique traversant le condenseur est de $(1 - y)\dot{m}$, et le débit de vapeur soutirée de la turbine et admise dans le réchauffeur est de $y\dot{m}$. En dressant un bilan énergétique pour chacun des composants, on obtient la chaleur et le travail qui interviennent dans le cycle à régénération idéal avec un seul réchauffeur à mélange, soit :

$$q_{in} = h_5 - h_4$$

$$q_{out} = (1 - y)(h_7 - h_1)$$

$$w_{turb,out} = (h_5 - h_6) + (1 - y)(h_6 - h_7)$$

$$w_{pompe,in} = (1 - y)w_{pompe I,in} + w_{pompe II,in}$$

où y est la fraction de vapeur soutirée définie par :

$$y = \frac{\dot{m}_6}{\dot{m}_5}$$

$$w_{pompe I,in} = V_1(P_2 - P_1)$$

$$w_{pompe II,in} = V_3(P_4 - P_3)$$

Grâce à la régénération, le rendement théorique du cycle de Rankine est amélioré. Ce rendement accru est dû à la température moyenne plus élevée du caloporteur au sein de la chaudière, qui résulte du préchauffage. A mesure que le nombre de réchauffeurs augmente, le rendement du cycle croît. Dans les grandes centrales thermiques, on peut recourir jusqu'à huit réchauffeurs. Le nombre optimal de réchauffeurs est déterminé selon des critères économiques.

III.6.2. Le réchauffeur à surface :

Le réchauffeur à surface est un échangeur de chaleur. Dans le réchauffeur à surface, la vapeur soutirée de la turbine n'est pas mélangée à l'eau d'alimentation. Les écoulements peuvent donc se trouver à des pressions différentes. Le schéma du cycle à régénération idéal avec un réchauffeur à surface est montré à la figure III.12. Le diagramme T-s correspondant est aussi illustré dans cette figure. En traversant le réchauffeur à surface, l'eau d'alimentation est, théoriquement, chauffée à la température de la vapeur soutirée, alors que la vapeur sort du réchauffeur sous forme de liquide saturé à la pression de soutirage. En réalité, l'eau d'alimentation sort du réchauffeur à une température inférieure à celle de la vapeur soutirée, car une différence d'au moins quelques degrés est nécessaire pour transmettre la chaleur adéquatement.

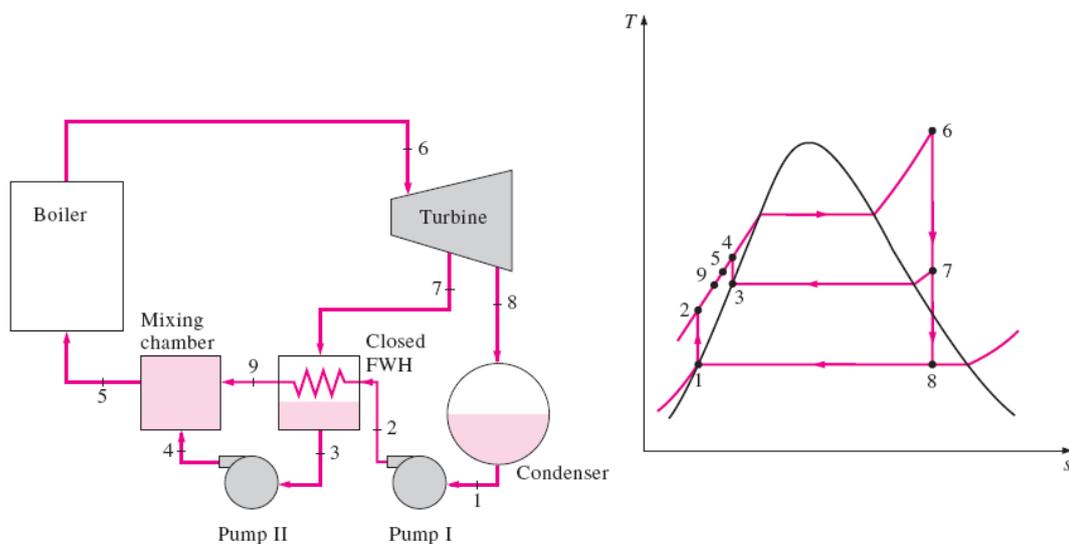


Figure III.12 : Cycle à régénération idéal avec un réchauffeur à surface.

Quant à la vapeur condensée, elle est pompée dans le conduit d'eau d'alimentation, soit dirigée vers un autre réchauffeur, soit admise dans le condenseur après avoir traversé un purgeur de vapeur qui réduit sa pression. Pendant cette évolution de détente, l'enthalpie de la vapeur demeure constante.

III.7. Le cycle de cogénération :

Les cycles de puissance à vapeur qui ont été étudiés jusqu'à présent ont comme objectif unique de produire la forme d'énergie la plus utile qui soit, le travail. La chaleur restante est évacuée dans l'atmosphère, les rivières, les lacs ou les océans. Cette chaleur est rejetée, car

elle se trouve à basse température. Etant de piètre qualité, elle est inutile pour produire du travail.

Cependant, il existe de nombreuses systèmes et dispositifs qui utilisent la chaleur directement. L'industrie des procédés en est sans doute le meilleur exemple. La vapeur d'eau qu'elle utilise se trouve, en général, entre 500 et 700 kPa et entre 150 et 200°C. Cette industrie est aussi une grande consommatrice d'électricité. Pourquoi, dans ce cas, ne pas récupérer une partie de la chaleur évacuée dans les cycles de puissance pour alimenter les procédés ? L'action de produire, à partir d'une même source d'énergie, de l'électricité et de la chaleur utile est appelée la « *cogénération* ». Les centrales de cogénération peuvent fonctionner selon le cycle de Rankine ou selon le cycle de la turbine à gaz (le cycle de Brayton).

Le schéma d'une centrale thermique de cogénération idéale est montré à la figure III.13. La principale caractéristique de ce schéma est l'absence du condenseur. Celui-ci a été remplacé par un dispositif, un échangeur de chaleur industrielle, qui fournit de la chaleur à un procédé. Toute l'énergie gagnée par la vapeur d'eau qui traverse la chaudière est utilisée pour produire de l'électricité et de la chaleur industrielle.

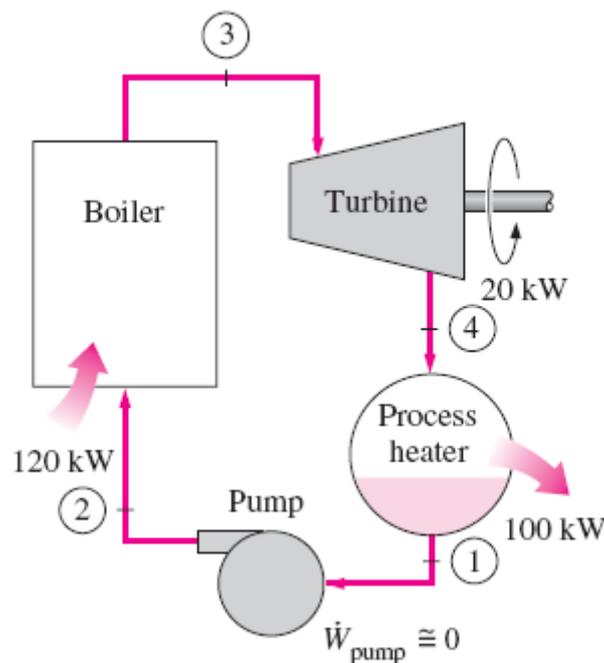


Figure III.13 : Installation de cogénération idéale.

On définit l'efficacité de l'installation de cogénération selon :

$$\epsilon_u = \frac{\text{Travail net produit} + \text{Chaleur industrielle fournie}}{\text{Chaleur totale fournie dans la chaudière}} = \frac{W_{net} + \dot{Q}_p}{\dot{Q}_{in}}$$

L'efficacité de l'installation de cogénération idéale est évidemment de 100%. Dans les centrales réelles, cette efficacité peut atteindre 80%.

La centrale thermique de cogénération idéale montrée dans la figure III.13 n'est pas cependant pas pratique, car elle ne peut répondre à la demande fluctuante d'électricité et de chaleur industrielle. Le schéma de la centrale de cogénération illustré à la figure III.14 est plus réaliste.

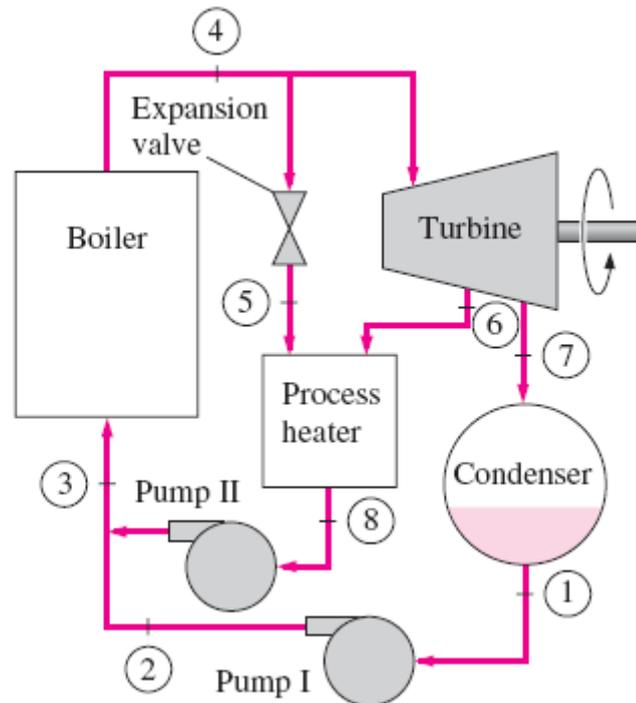


Figure III.14 : Installation de cogénération réelle

Lorsque l'installation de cogénération fonctionne normalement, une partie de la vapeur d'eau est soutirée de la turbine à une pression intermédiaire fixée (la pression P_6). Le reste de la vapeur poursuit la détente dans la turbine jusqu'à la pression qui règne dans le condenseur (la pression P_7). La vapeur d'eau est condensée à pression constante, alors que la chaleur est évacuée du condenseur. Cette chaleur est perdue au profit du milieu extérieur.

Au moment où le procédé requiert davantage de chaleur, toute la vapeur est détournée vers l'échangeur de chaleur industrielle. Il n'y a plus de vapeur qui entre dans le condenseur ($\dot{m}_7 = 0$). La chaleur perdue est nulle. Si le débit de vapeur industrielle (la vapeur qui alimente le procédé) est insuffisant, une partie de la vapeur d'eau qui sort de la chaudière est détournée vers l'échangeur de chaleur industrielle en traversant un détendeur ou un purgeur de vapeur ($P_5 < P_4$). Le débit maximal de vapeur industrielle est atteint lorsque toute la vapeur produite par la chaudière est détournée vers l'échangeur de chaleur industrielle ($\dot{m}_5 = \dot{m}_4$). Bien sûr, dans ce cas, la puissance que produit la turbine est nulle. Lorsque la demande de chaleur industrielle n'est plus, toute la vapeur produite dans la chaudière est turbinée ($\dot{m}_5 = \dot{m}_6$), et la centrale redevient une centrale thermique classique.

La puissance thermique fournie à la chaudière est :

$$Q_{in} = \dot{m}_3(h_4 - h_3)$$

La puissance thermique évacuée par le condenseur est :

$$Q_{out} = m_7(h_7 - h_1)$$

La puissance thermique fournie au procédé est :

$$Q_P = m_5 h_5 + m_6 h_6 - m_8 h_8$$

Enfin, la puissance mécanique produite par la turbine est :

$$W_{turb} = (m_4 - m_5)(h_4 - h_6) + m_7(h_6 - h_7)$$

Dans des conditions d'exploitation idéales, toute la chaleur produite dans la chaudière est récupérée pour produire de l'électricité et de la chaleur industrielle. Il n'y a pas de vapeur qui traverse le détenteur ni le condenseur ($m_4 = m_6$ et $m_5 = m_7 = 0$). En pratique, cette condition est difficilement réalisable, car les demandes d'électricité et de chaleur industrielle fluctuent constamment.

III.8. Le cycle combiné gaz-vapeur :

On a vu au chapitre II que la température des gaz chauds qui pénètrent dans les turbines à gaz peut atteindre 1500°C, alors que la température maximale de la vapeur d'eau au sein des turbines à vapeur est d'environ 620°C. La raison pour laquelle les turbines à gaz peuvent admettre des gaz aussi chauds est que leurs aubes sont refroidies et couvertes d'une couche de matériaux, comme la céramique, qui résiste à des hautes températures.

Selon la deuxième loi, le rendement thermique des turbines à gaz, exploitées à haute température, devait être plus élevé que celui de leurs homologues à vapeur. Toutefois, cet avantage est perdu parce que les turbines à gaz rejettent leurs gaz d'échappement à des températures qui dépassent généralement les 500°C. bien sûr, la régénération peut compenser cet inconvénient jusqu'à un certain point, mais il y a des limites. Pourquoi alors n'utiliserait-on pas la chaleur rejetée par les gaz d'échappement de la turbine à gaz comme source de chaleur du cycle de Rankine ?

C'est précisément ce que propose le « *cycle combiné gaz-vapeur* » illustré à la figure III.15. Ce cycle intègre le cycle de la turbine à gaz au cycle de Rankine. La chaudière du cycle de Rankine a été remplacée par un échangeur où la chaleur des gaz d'échappement de la turbine à gaz est transmise à la vapeur du cycle de Rankine. Ce schéma est bien sûr simplifié. En général, plus d'une turbine à gaz alimente l'échangeur de chaleur, et le cycle de Rankine profite de la resurchauffe et de la régénération.

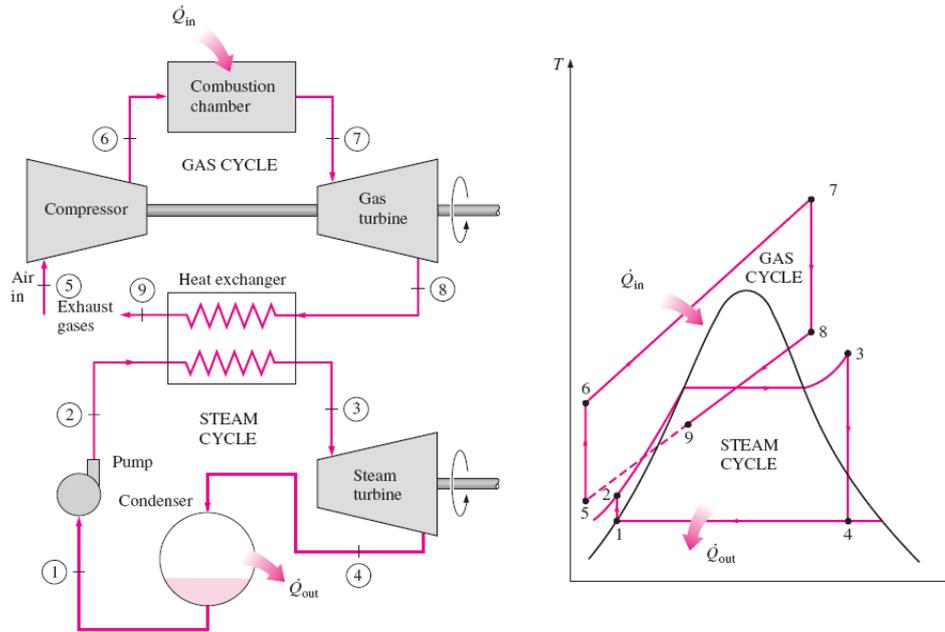


Figure III.15 : Cycle combiné gaz-vapeur d'eau et le diagramme T-s correspondant.

Chapitre IV

Les cycles de réfrigération

La réfrigération est l'action d'extraire de la chaleur d'un milieu à basse température pour la transmettre à un milieu à haute température. Cette action est réalisée à l'aide d'une machine frigorifique. Les machines frigorifiques sont des dispositifs qui fonctionnent selon les cycles de réfrigération.

IV.1 Les machines frigorifiques :

L'observation, nous enseigne que la chaleur s'écoule naturellement d'un milieu à haute température vers un milieu à basse température la deuxième loi de la thermodynamique. Le phénomène inverse n'a jamais été observé à moins de faire appel à une machine frigorifique telle que le *réfrigérateur* ou la *thermopompe*.

Le schéma d'un réfrigérateur est illustré à la figure IV.1.a, alors que celui d'une thermopompe est montré à la figure IV.1.b. Les deux machines sont des machines cycliques qui à l'aide d'un fluide frigorigène, extraient une quantité de chaleur Q_L d'un milieu à basse température T_L pour rejeter une quantité de chaleur Q_H dans un milieu à haute température T_H en consommant une quantité de travail $W_{net,in}$. Les quantités de chaleur Q_L et Q_H sont des valeurs positives.

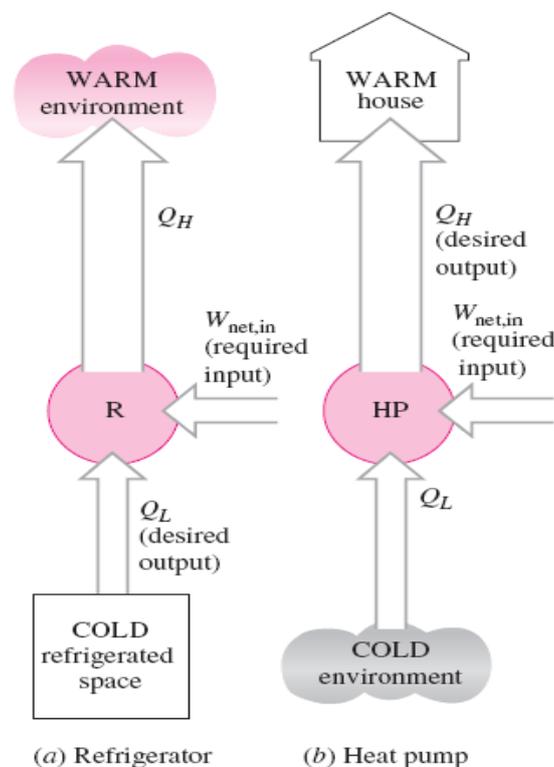


Figure IV.1 : La fonction d'un réfrigérateur est d'extraire une quantité de chaleur Q_L d'un milieu réfrigéré. La fonction d'une thermopompe est de fournir une quantité de chaleur Q_H à un milieu chauffé.

Ce qui distingue le réfrigérateur de la thermopompe est leur emploi. Le réfrigérateur sert à maintenir le milieu réfrigéré à basse température (l'intérieur du réfrigérateur ; pour y arriver, le réfrigérateur extrait de la chaleur du milieu réfrigéré pour ensuite la décharger dans un autre milieu qui se trouve à haute température. Quant à la thermopompe, elle sert à maintenir le milieu chauffé à haute température, pour y arriver, la thermopompe fournit de la chaleur au milieu chauffé qu'elle a puisée, auparavant, dans un autre milieu qui se trouve à basse température.

L'efficacité des réfrigérateurs et des thermopompes est exprimée en termes de coefficients de performances (COP) définis comme :

$$COP_R = \frac{\text{Résultat escompté}}{\text{Investissement requis}} = \frac{\text{refroidissement}}{\text{Travail consommé}} = \frac{Q_L}{W_{net,in}}$$

$$COP_{TP} = \frac{\text{Résultat escompté}}{\text{Investissement requis}} = \frac{\text{Chauffage}}{\text{Travail consommé}} = \frac{Q_H}{W_{net,in}}$$

On peut écrire les deux expressions précédentes en termes de puissance simplement en remplaçant respectivement Q_L, Q_H et $W_{net,in}$ par \dot{Q}_L, \dot{Q}_H et $\dot{W}_{net,in}$. Si on compare les deux expressions, on obtient :

$$COP_{TP} = COP_R + 1$$

Pour des valeurs Q_L et Q_H fixes. Cette dernière relation, implique que le coefficient de performance de la thermopompe idéale (COP_{TP}) est, en théorie, toujours supérieur à 1, puisque le coefficient de performance du réfrigérateur (COP_R) est une valeur positive.

IV. Le cycle de Carnot inverse :

Le cycle de Carnot est un cycle entièrement réversible. Il compte deux évolutions isothermes réversibles et deux évolutions isentropiques réversibles. C'est le cycle le plus efficace qui soit. Il sert d'étalon auquel les cycles des machines thermiques sont comparés.

Puisque le cycle de Carnot est réversible, les évolutions qui le constituent peuvent renversées. Il devient alors le cycle de Carnot inverse. Dans un diagramme T-s, le cycle de Carnot inverse est complété dans le sens antihoraire. Un réfrigérateur qui fonctionne selon le cycle de Carnot inverse est un réfrigérateur de Carnot. De même, une thermopompe qui fonctionne selon le cycle de Carnot inverse est une thermopompe de Carnot.

Le schéma du réfrigérateur de Carnot et le diagramme T-s correspondant sont montrés à la figure IV.2. Le milieu à basse température T_L transmet une quantité de chaleur Q_L au fluide frigorigène durant l'évolution isotherme 1-2. Le fluide est comprimé de façon isentropique (l'évolution 2-3) à la température de T_H . Une quantité de chaleur Q_H est alors évacuée dans le milieu à haute température T_H durant l'évolution 3-4. Au cours de cette évolution, le fluide passe de l'état vapeur saturée à l'état de liquide saturé. Enfin, le fluide se détend de façon isentropique (l'évolution 4-1) à la température de T_L . Le cycle est complet.

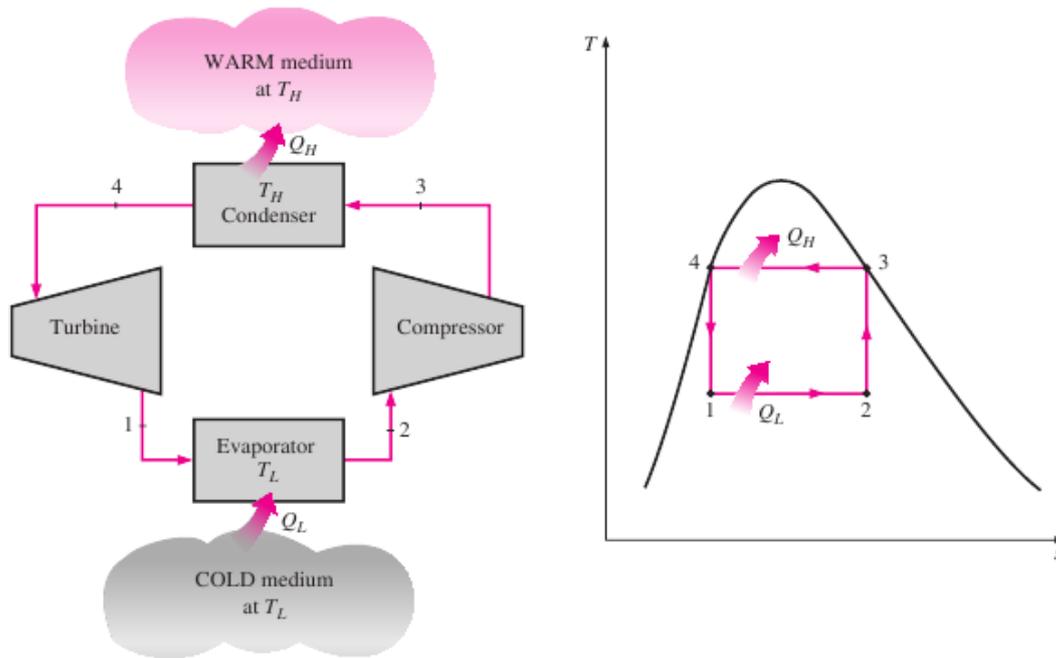


Figure IV.2. Schéma du réfrigérateur de Carnot et diagramme T-s du cycle de Carnot inverse.

Exprimé en fonction des températures extrêmes, le coefficient de performance du réfrigérateur de Carnot est :

$$COP_{R,Carnot} = \frac{1}{T_H/T_L - 1}$$

et celui de la thermopompe de Carnot est :

$$COP_{TP,Carnot} = \frac{1}{1 - T_L/T_H}$$

Bien sûr, à mesure que l'écart entre T_H et T_L rétrécit, les coefficients de performance croissent.

Le cycle de Carnot inverse est le cycle de réfrigération le plus efficace qui peut être réalisé, en théorie, à l'aide de deux réservoirs thermiques donnés. Alors, pourquoi ne l'adopte-t-on pas comme cycle de réfrigération dans les machines frigorifiques ? La raison est la suivante : évaporer (l'évolution 1-2) et condenser (l'évolution 3-4) le fluide frigorigène à température constante ne pose, en pratique, aucun problème. Cela se fait déjà dans les évaporateurs et les condenseurs des machines frigorifiques. Cependant les évolutions 2-3 et 4-1 sont difficilement réalisables en pratique. Il n'existe pas de compresseur qui peut comprimer de façon isentropique un mélange diphasique (l'évolution 2-3), pas plus qu'il n'existe de turbine qui peut détendre de façon isentropique un mélange diphasique (l'évolution 4-1). On pourrait toujours éliminer ces problèmes en déplaçant le cycle de Carnot à l'extérieur de la région de saturation mais, dans ce cas, il deviendrait difficile d'extraire et d'évacuer de la chaleur à température constante. Force est de conclure que le cycle de Carnot inverse ne peut être retenu comme cycle de réfrigération idéal. Il peut néanmoins servir de cycle auquel les cycles réels des machines frigorifiques seront comparés.

IV.3. Le cycle de réfrigération à compression de vapeur idéal :

Dans le cycle de *réfrigération à compression de vapeur idéal*, les deux principaux inconvénients du cycle de Carnot inverse ont été supprimés :

- 1)- Le fluide frigorigène est complètement évaporé avant d'être admis dans le compresseur.
- 2)- La turbine a été remplacée par un détendeur. Ce faisant, le cycle devient moins efficace mais plus pratique que le cycle de Carnot inverse.

Le schéma du cycle de réfrigération à compression de vapeur idéal est illustré à la figure IV.3. Ce cycle, qui est le cycle de réfrigération le plus utilisé parmi les machines frigorifiques, comprend quatre évolutions :

- (1-2) La compression isentropique dans le compresseur ;
- (2-3) L'évolution de chaleur à pression constante dans le condenseur ;
- (3-4) La détente dans le détendeur ;
- (4-1) L'extraction de chaleur à pression constante dans l'évaporateur.

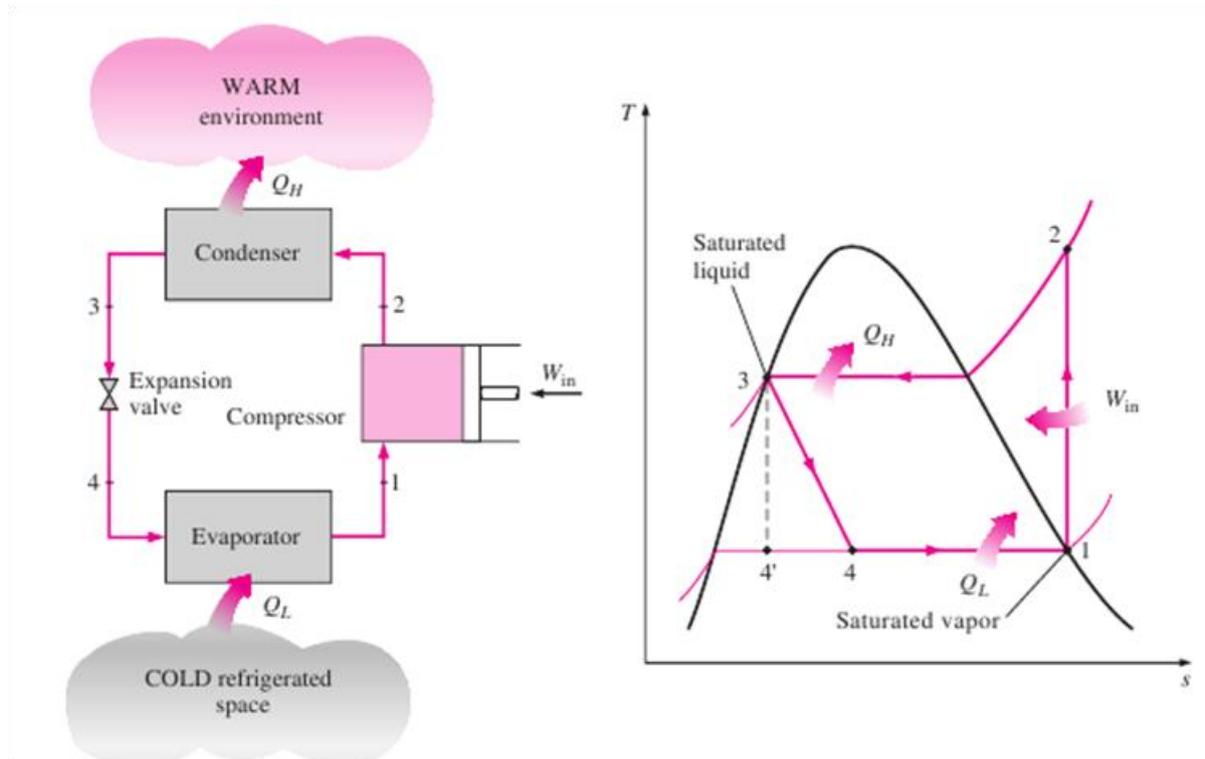


Figure IV.3 : Schéma et diagramme T-s de réfrigération à compression de vapeur idéal.

Dans le cycle de réfrigération à compression idéal, le fluide frigorigène entre dans le compresseur sous forme de vapeur saturée (l'état 1) et est comprimé de façon isentropique à la pression régnant au sein du condenseur. Au cours de cette évolution, la température du fluide frigorigène augmente et dépasse la température du milieu extérieur à haute température. En entrant dans le condenseur, le fluide se trouve sous forme de vapeur surchauffée (l'état 2). Il circule dans le condenseur en cédant sa chaleur au milieu extérieur. Il en sort sous forme de liquide saturé pour ensuite être admis dans le détendeur (l'état 3). Le fluide saturé subit une baisse de pression au sein du détendeur de la pression du condenseur à la pression de

l'évaporateur. En émergeant du détendeur, il entre dans l'évaporateur sous forme d'un mélange liquide-vapeur de faible titre (l'état 4). A mesure qu'il traverse l'évaporateur, il absorbe de la chaleur du milieu réfrigéré en s'évaporant. Il sort finalement de l'évaporateur sous forme de vapeur saturée pour entrer dans le compresseur (l'état 1). Le cycle est complet.

Les quatre composants du cycle de réfrigération à compression de vapeur idéal (soit l'évaporateur, le compresseur, le condenseur et le détendeur) fonctionnent avec un écoulement en régime permanent. De surcroît, les variations de l'énergie cinétique et potentielle sont en général négligeables si on les compare au travail consommé et à la chaleur transmise dans le cycle. Le travail n'intervient pas dans l'évaporateur ni dans le condenseur, et l'évolution au sein du compresseur est isentropique. En dressant un bilan énergétique pour chacun des composants, on obtient :

$$\text{Evaporateur : } q_L = h_1 - h_4$$

$$\text{Compresseur : } W_{net,in} = h_2 - h_1$$

$$\text{Condenseur : } q_H = h_2 - h_3$$

$$\text{Détendeur : } h_4 \cong h_3$$

Le coefficient de performance d réfrigérateur qui fonctionne selon le cycle à compression de vapeur idéal est :

$$COP_R = \frac{q_L}{W_{net,in}} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}$$

Le coefficient de performance de la thermopompe qui fonctionne selon le cycle à compression de vapeur idéal est :

$$COP_{TP} = \frac{q_H}{W_{net,in}} = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_1}$$

Où $h_1 = h_{g,P1}$ et $h_3 = h_{f,P3}$

IV.4. L'écart entre le cycle de réfrigération à compression de vapeur idéal et réel :

L'écart entre le cycle de réfrigération à compression idéal et le cycle réel est montré à la figure IV.4. Cet écart est dû aux irréversibilités qui se manifestent dans le circuit. Les deux principales sources d'irréversibilités sont :

- 1) Le frottement qui est responsable de la chute de pression au sein des conduits et des composants.
- 2) La transmission de chaleur.

Dans le cycle idéal, le fluide frigorigène sort de l'évaporateur et entre dans le compresseur sous forme de vapeur saturée. Contrôler l'état de la vapeur avec autant de précision est difficilement réalisable en pratique. De plus, le conduit reliant l'évaporateur au compresseur est habituellement assez long pour que la chute de pression ainsi que la

chaleur perdue au profit du milieu extérieur soient appréciables. C'est pourquoi, dans le cycle réel, le réfrigérant sort de l'évaporateur sous forme de vapeur surchauffée de façon à être admis dans le compresseur sous forme de vapeur surchauffée de façon à être admis dans le compresseur sous forme de vapeur légèrement surchauffée.

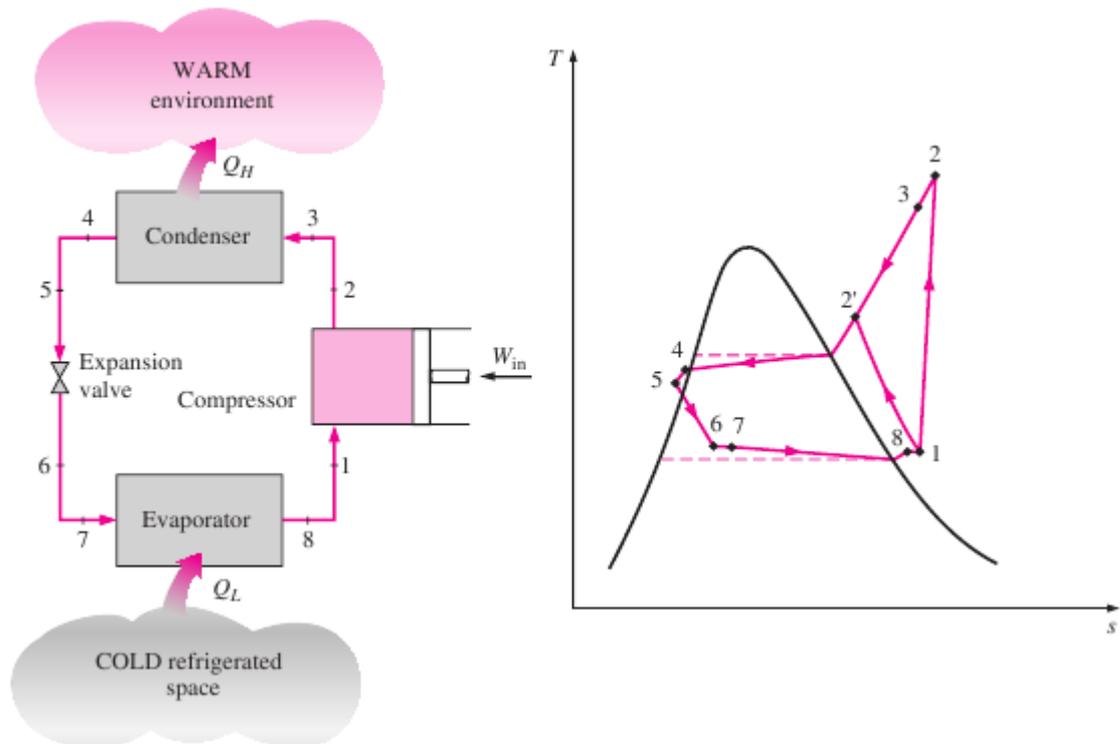


Figure IV.4 : Schéma et diagramme T-s du cycle de réfrigération à compression de vapeur réel.

Dans le cycle idéal, le fluide frigorigène sort du condenseur sous forme de liquide saturé à la pression de sortie du compresseur. En pratique, le fluide subit une chute de pression en traversant le condenseur puis en parcourant le conduit qui relie le condenseur au détendeur. Par conséquent, le fluide est légèrement sous-refroidi lorsqu'il entre dans le détendeur et plus froid lorsqu'il en ressort. Somme toute, cet effet est bénéfique puisqu'il permet d'absorber davantage de chaleur dans l'évaporateur.

IV.5. Les fluides frigorigènes :

Les propriétés du fluide frigorigène idéal sont les suivantes :

1. Une température critique élevée et un point de congélation bas.
2. Une grande chaleur latente d'évaporation h_{fg} .
3. Une tension de vapeur supérieure à la pression atmosphérique sans toutefois être trop élevée.
4. Un petit volume massique de la vapeur.
5. Une conductivité thermique élevée.
6. Non corrosif et inerte.
7. Inoffensif et facile à manipuler.

8. Bon marché.

Bien sûr, aucun fluide frigorigène ne répond à tous ces critères.

IV.6. Les thermopompes :

Il est inefficace du point de vue de la thermodynamique, de convertir l'électricité directement en chaleur dans une résistance chauffante comme une plinthe électrique. L'électricité est une forme d'énergie de grande qualité qui peut être utilisée beaucoup plus efficacement pour chauffer un milieu. Il s'agit de l'employer pour alimenter une thermopompe qui déplace de la chaleur d'un milieu à basse température vers un milieu à haute température.

La thermopompe la plus courante, la plus simple et bon marché, est la thermopompe air-air. Elle puise de la chaleur dans l'air froid extérieur pour la rejeter dans l'air chaud intérieur. L'inconvénient de cette thermopompe est que le serpentin de l'évaporateur est exposé aux conditions météorologiques changeantes. A basse températures ($\leq -20^{\circ}\text{C}$), le rendement de la thermopompe chute au point où elle devient inutile. Elle peut même consommer davantage d'électricité qu'elle décharge de la chaleur dans le milieu à haute température. Dans ce cas, la thermopompe est arrêtée, et un système de chauffage d'appoint (comme une plinthe électrique) prend la relève.

De surcroît, dans des climats froids et humides, l'évaporateur se recouvre souvent de givre de glace, ce qui diminue considérablement le transfert de chaleur dans le milieu extérieur et le fluide frigorigène. Le serpentin doit alors être déglacé. Pour ce faire, on peut soit renverser le cycle de la thermopompe (Climatiseur), soit allumer un fil chauffant qui court autour du serpentin. Encore une fois, l'efficacité de la thermopompe est réduite.

L'autre possibilité est de recourir à un système qui puise sa chaleur dans l'eau (un puits, une nappe d'eau souterraine, un lac, une rivière) ou dans le sol. On parle alors de thermopompe « air-eau » ou « air-sol ». L'avantage de ces systèmes est que l'évaporateur n'est pas soumis aux rigueurs du climat et que la source de chaleur demeure à une température constante et plus élevée ($\geq 4^{\circ}\text{C}$) à longueur d'année. Par conséquent, leur COP est constant et plus élevé que celui de la thermopompe air-air. L'inconvénient est que l'installation d'un tel système est chère et plus complexe.

La thermopompe, utilisée l'hiver pour le chauffage, peut être employée l'été pour la climatisation. Il s'agit simplement d'inverser le cycle (voir la figure IV.5). L'évaporateur et le condenseur au cours de l'hiver deviennent respectivement le condenseur et l'évaporateur au cours de l'été.

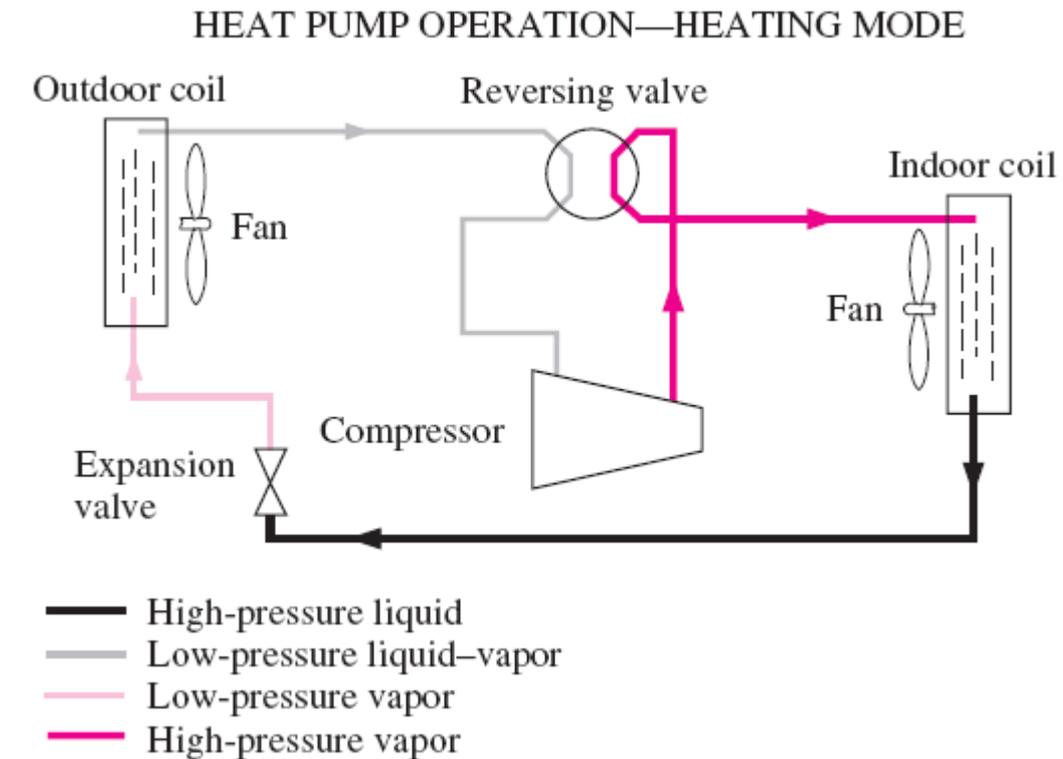


Figure IV.5 : Une thermopompe peut être utilisée pour chauffer une maison à l'hiver et la climatiser l'été.

IV.7. Les systèmes de réfrigération à compression de vapeur innovants :

La plupart des machines frigorifiques domestiques fonctionnent selon le cycle à compression de vapeur. Ce système est simple, fiable, bon marché et nécessite peu près jamais d'entretien. Cependant, dans les installations commerciales et industrielles, le critère qui prévaut est le rendement. Dans ces conditions, le rendement du simple cycle de réfrigération à compression

de vapeur est souvent insuffisant, et des modifications lui sont apportées en vue de le rendre plus efficace.

IV.7.1. Le système de réfrigération avec cascade :

Il n'est pas pratique d'extraire la chaleur avec une seule boucle à compression de vapeur lorsque la différence de température entre le milieu réfrigéré et le milieu extérieur devient trop grande ($\sim 70^\circ\text{C}$). Le compresseur consomme trop de travail, et le rendement du cycle en souffre. Pour contourner ce problème, on recourt à un système de *réfrigération en cascade* (voir la figure IV.6). Les deux cycles sont reliés entre eux par un échangeur de chaleur qui sert d'évaporateur au cycle A (le cycle à haute température) et de condenseur au cycle B (le cycle à basse température). Si on suppose que l'échangeur est isolé du milieu extérieur et que la variation des énergies cinétique et potentielle des écoulements est négligeable, on détermine le rapport des débits massiques des écoulements dans chacune des boucles en dressant un bilan d'énergie selon :

$$\dot{m}_A(h_5 - h_8) = \dot{m}_B(h_2 - h_3) \rightarrow \frac{\dot{m}_A}{\dot{m}_B} = \frac{h_2 - h_3}{h_5 - h_8}$$

Le rendement de l'installation en cascade est alors :

$$COP_{R,cascade} = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{W}_{net,in}} = \frac{\dot{m}_B(h_1 - h_4)}{\dot{m}_A(h_6 - h_5) + \dot{m}_B(h_2 - h_1)}$$

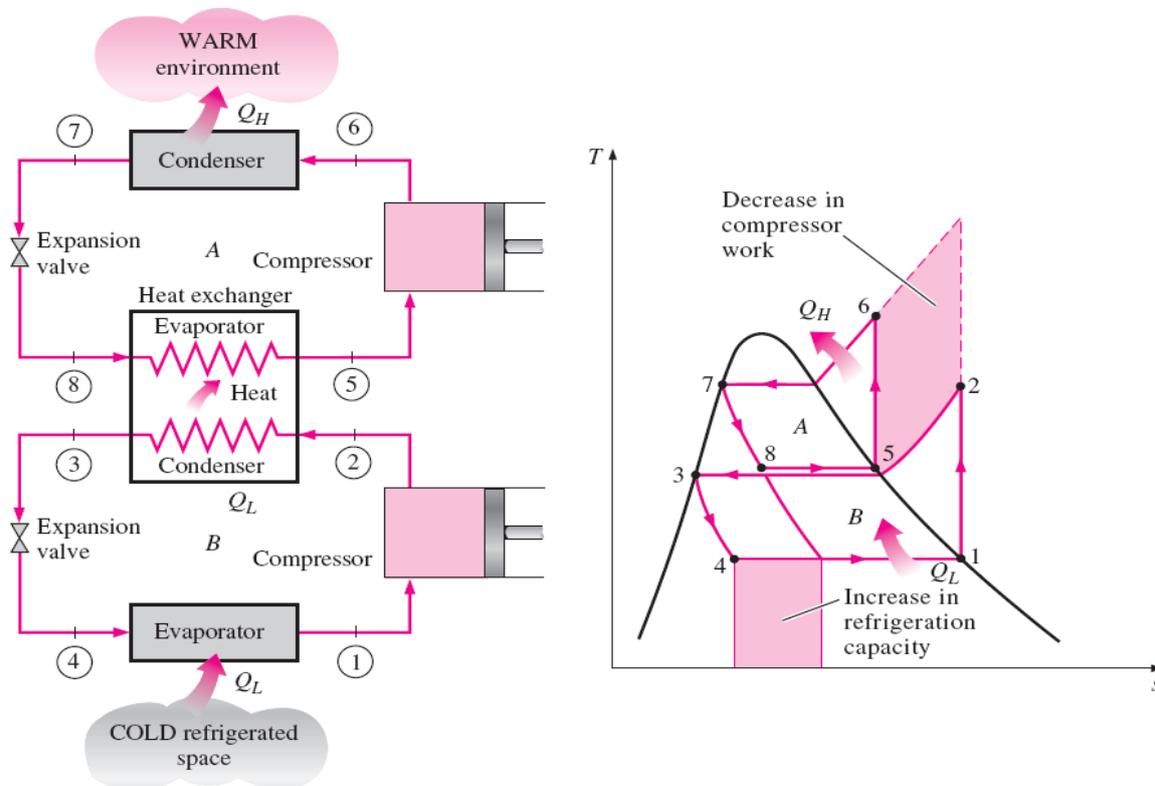


Figure IV.6 : Système de réfrigération à compression de vapeur en cascade qui utilise le même réfrigérant dans les deux boucles.

Considérons, par exemple, le système combiné congélateur-réfrigérateur qu'on trouve dans la plupart des réfrigérateurs domestiques. Un schéma de ce système est montré à la figure IV.8. La température dans le congélateur est de -18°C , alors que celle dans le réfrigérateur est de 4°C . Afin de favoriser la transmission de chaleur, la température du fluide frigorigène qui présente dans le congélateur devrait être d'environ -28°C . Si un seul évaporateur devait être utilisé à cette température, à la fois dans le congélateur et dans le réfrigérateur, il causerait la déshydratation des aliments riches en eau qui se trouvent dans le réfrigérateur comme les fruits et les légumes, et son serpentin se recouvrirait très rapidement d'une épaisse couche de glace. On peut éviter ce problème en détendant la réfrigération à plus haute pression dans le réfrigérateur (l'état 4) et ensuite à la plus basse pression dans le congélateur, tout le réfrigérant est alors comprimé par un seul compresseur à la pression du condenseur (l'état 2).

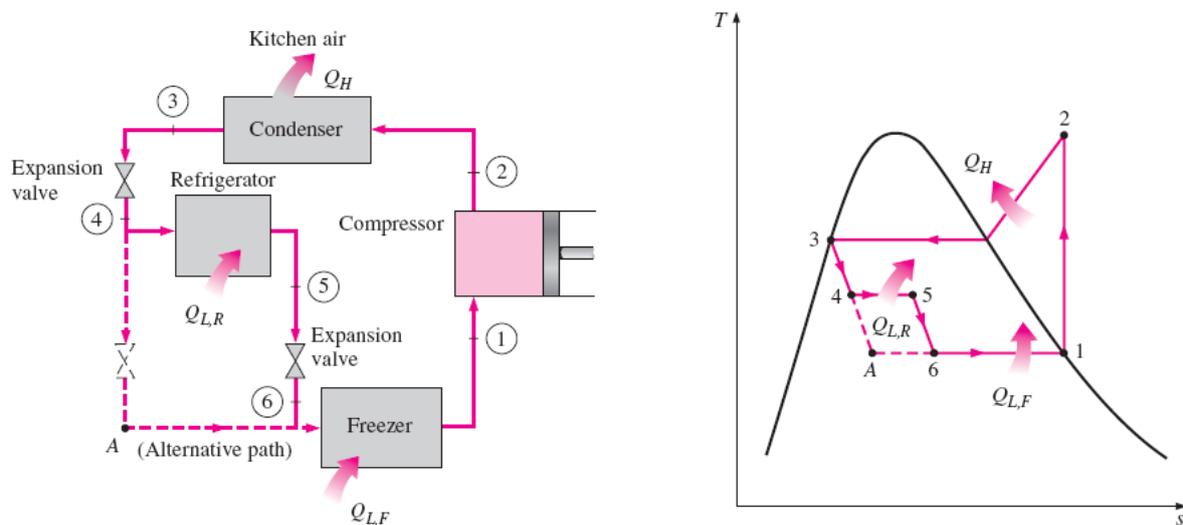


Figure IV.8 : Schéma et diagramme T-s d'un réfrigérateur-congélateur avec un seul compresseur.

IV.7.4. La liquéfaction des gaz :

La liquéfaction des gaz concerne la réfrigération à des températures inférieures à -100°C . La réfrigération à ces basses températures présente beaucoup d'intérêt dans les secteurs alimentaire, médical, industriel et de la physique.

Au dessus de son point critique, une substance ne peut exister qu'en phase gazeuse. C'est le cas notamment de l'hélium, l'hydrogène et de l'azote dont les températures critiques sont respectivement de -268°C , de -240°C et de -147°C . Aucune de ces substances ne présente sous forme liquide dans les conditions ambiantes (101 kPa, 25°C). De surcroît, on ne peut atteindre d'aussi basses températures avec les techniques de réfrigération traditionnelles.

Il existe divers moyens pour atteindre la température nécessaire à la liquéfaction d'un gaz. A titre d'exemple, la figure IV.9 illustre le cycle de Linde-Hampson. Le gaz d'appoint (l'état 1) est mélangé au gaz non condensé du cycle précédent. Le mélange résultant à l'état 2 subit une compression étagée à l'état 3. Le refroidissement entre les étages de compression rend l'évolution de compression quasi isotherme. Le gaz à haute pression est alors refroidi dans un

échangeur (l'état 4), puis dans un régénérateur (l'état 5) par le gaz non condensé du cycle précédent. Il traverse un détendeur (l'état 6), et la fraction liquide du mélange liquide-vapeur résultant est recueillie (l'état 7). La fraction vapeur est détournée vers le régénérateur pour refroidir le gaz pressurisé avant qu'il ne s'engage dans le détendeur. La vapeur poursuit sa course et est mélangée au gaz d'appoint. Le cycle recommence.

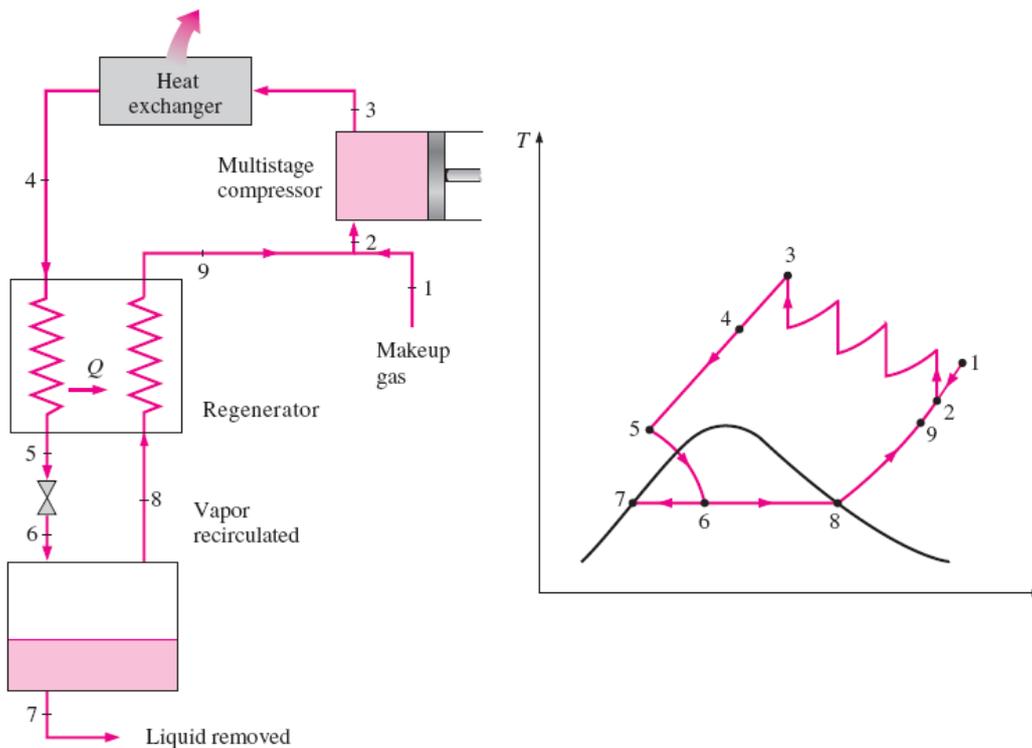


Figure IV.9 : Système de Linde-Hampson pour liquéfier les gaz.

IV.8. Les cycles de réfrigération à gaz :

On a vu, que le cycle de Carnot (l'étalon pour les cycles à puissance) et le cycle de Carnot inverse (l'étalon pour le cycle de réfrigération) sont identiques. Seul le sens, dans lequel est parcouru, est inversé. De même, en renversant le sens dans lequel le cycle de puissance idéal (le cycle de Rankine) est complété, on obtient le cycle de réfrigération à compression de vapeur idéal. Le cycle de Stirling est un autre exemple. En l'inversant, on obtient le cycle de Stirling de réfrigération.

La présente section porte sur le cycle de Brayton inverse ou le cycle de réfrigération à gaz. Dans la figure IV.10. L milieu extérieur chaude se trouve à la température de T_0 et le milieu réfrigéré froid, de T_L . Le gaz est comprimé à haute pression et à haute température (l'évolution 1-2. Il circule dans un échangeur de chaleur où il est refroidi à pression constante dans un échangeur de chaleur où il est refroidi à pression constante à la température de T_3 en cédant de la chaleur au milieu extérieur (l'évolution 2-3). Il se détend dans une turbine, et sa température chute T_4 (l'évolution 3-4). Il traverse ensuite un autre échangeur de chaleur où il absorbe de la chaleur provenant du milieu réfrigéré (l'évolution 4-1). Il sort de l'échangeur à la température de T_1 et est comprimé. Le cycle est complété.

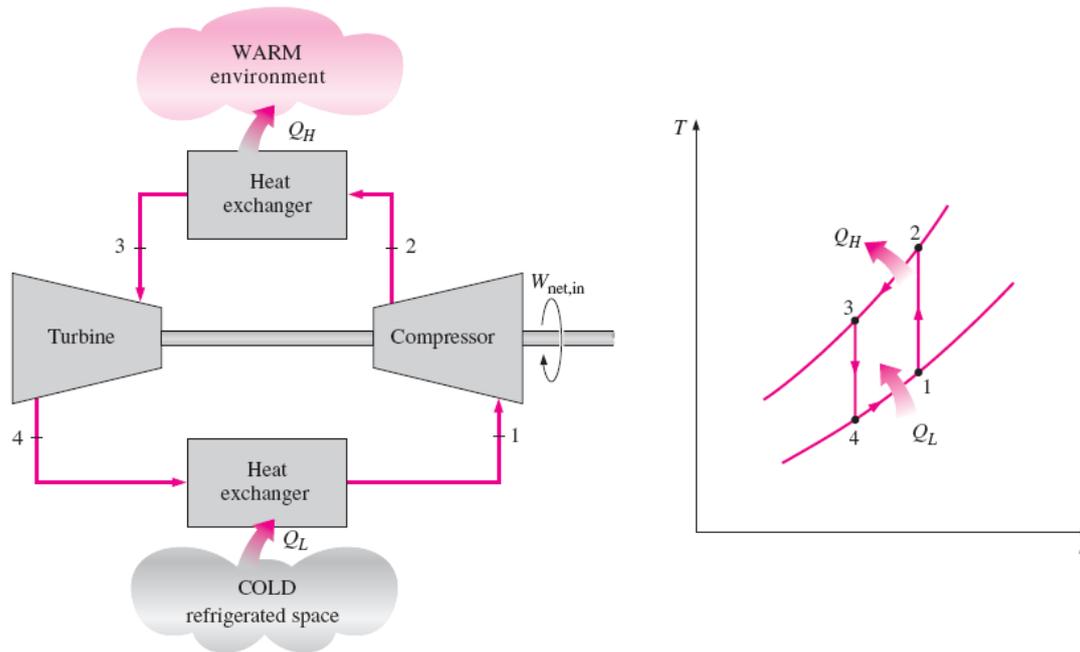


Figure IV.10 : Cycle de réfrigération à gaz idéal.

Toutes les évolutions du cycle de réfrigération à gaz idéal sont réversibles intérieurement. Dans le cycle de réfrigération à gaz réel, la compression et la détente du gaz ne sont toutefois pas isentropiques et T_3 demeure supérieure à T_0 .

Dans le diagramme T-s de la figure IV.10, l'aire sous la courbe 4-1 représente la chaleur extraite du milieu réfrigéré, et l'aire circonscrite par le parcours 1-2-3-4-1 représente le travail consommé. Le rapport de ces deux aires est le coefficient de performance du cycle, soit :

$$COP_R = \frac{q_L}{W_{net,in}} = \frac{q_L}{W_{comp,in} - W_{turb,out}}$$

$$q_L = h_1 - h_4$$

$$W_{turb,out} = h_3 - h_4$$

$$W_{comp,in} = h_2 - h_1$$

Le cycle de réfrigération à gaz s'écarte du cycle de Carnot inverse, car les évolutions de transmission de chaleur ne sont pas isothermes. Par conséquent, le COP du cycle de réfrigération à gaz est inférieur à celui du cycle de Carnot inverse. Comme le montre la figure IV.11, le cycle de Carnot inverse ne consomme qu'une fraction du travail du cycle de réfrigération à gaz (l'aire du rectangle 1-A-3-B-1) et extrait une quantité additionnelle de chaleur du milieu réfrigéré (l'aire du triangle B-1-4-B).

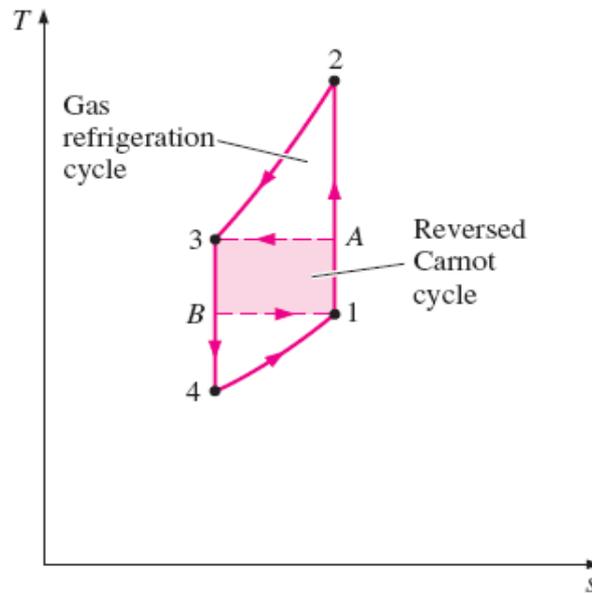


Figure IV.11 : Le cycle de Carnot inverse produit plus de réfrigération (l'aire sous la courbe B1) et consomme moins de travail (l'aire circonscrite par le parcours 1A3B1) que le cycle de réfrigération à gaz.

En dépit du fait que leurs coefficients de performance soient relativement bas, les cycles de réfrigération à gaz présentent deux avantages indéniables :

1. Ils font intervenir des composants simples et légers. Ils sont utilisés comme systèmes de climatisation dans les avions,
2. Ils peuvent recourir à la réfrigération. Ils sont donc utilisés dans diverses applications cryogéniques et pour la liquéfaction des gaz.

Exemple :

Un système de climatisation pour avion fonctionnant selon un cycle ouvert est illustré à la figure IV.12. L'air atmosphérique est comprimé dans un compresseur (l'évolution 1-2). En traversant l'échangeur, il est refroidi par l'air extérieur (l'évolution 2-3). Il se détend ensuite dans la turbine (l'évolution 3-4) et l'air froid émergeant est détourné dans l'avion.

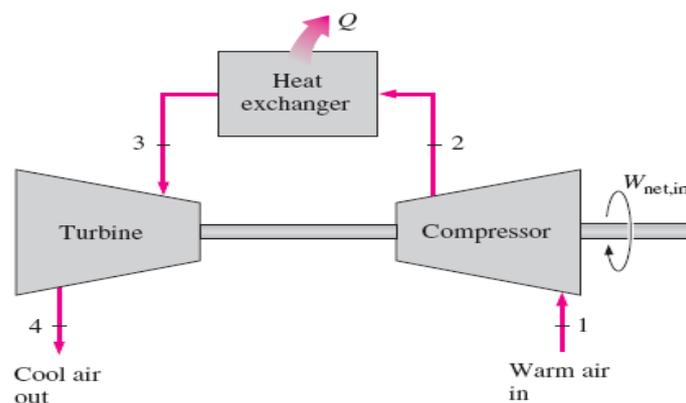


Figure IV.12 : Système de climatisation pour avion fonctionnant selon un cycle ouvert.

IV.9. Les systèmes de réfrigération à absorption :

Dans le cycle de réfrigération à compression de vapeur, le passage de la basse pression à haute pression est réalisé à l'aide d'un compresseur. Par contre, dans le cas d'un cycle de réfrigération à absorption, le compresseur est remplacé un ensemble d'éléments dont le fonctionnement est basé sur les propriétés d'absorption et de désorption d'un fluide frigorigène mis en présence d'un liquide solvant. Le mélange le plus utilisé actuellement est l'ammoniac comme fluide frigorigène et l'eau comme solvant. La figure IV.13 représente schématiquement le cycle de réfrigération à absorption d'ammoniac.

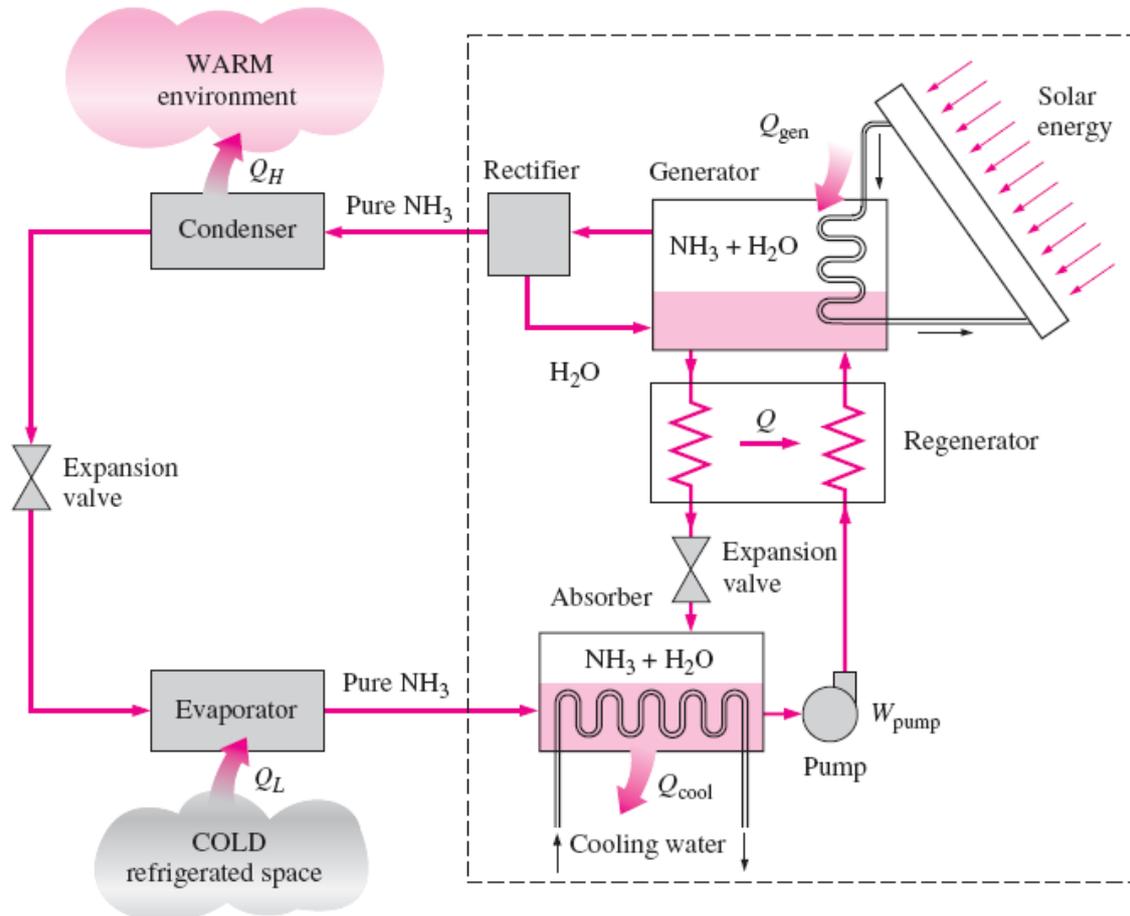


Figure IV.13 : Système de réfrigération à absorption d'ammoniac.

- L'absorbeur : la vapeur à basse pression du fluide frigorigène qui provient de l'évaporateur est absorbée par la solution pauvre en ammoniac à basse pression qui provient du détendeur de solution. Cette évolution libère de la chaleur d'absorption (réaction exothermique) qui doit être évacuée par un système de refroidissement externe, car la quantité d'ammoniac dissout dans l'eau est inversement proportionnelle à la température du mélange.
- La pompe : elle élève la pression de la solution riche en ammoniac à basse pression qui provient de l'absorbeur.
- Le bouilleur (ou le générateur) : la solution riche en ammoniac, à haute pression qui a été préchauffée dans le régénérateur est désorbée (séparée en vapeur en haute pression du

fluide frigorigène et en solution pauvre en ammoniac en haute pression). Cette évolution consomme de la chaleur qui est appelée « *la chaleur de désorption* » (réaction endothermique). C'est l'inverse de la chaleur d'absorption. La source de chaleur dans la figure IV.13 est l'énergie solaire. La chaleur pourrait tout aussi bien provenir d'un réservoir géothermique, d'une installation de cogénération ou d'une chaudière à gaz naturel.

- Le rectificateur : il sépare la vapeur riche en ammoniac à haute pression de l'eau. La vapeur d'ammoniac est dirigée dans le condenseur, alors que l'eau est renvoyée au bouilleur.
- Le détendeur du régénérateur : il abaisse la pression de la solution pauvre en ammoniac à haute pression qui provient du bouilleur après avoir traversé le régénérateur.
- Le régénérateur : il permet de réchauffer la solution riche en ammoniac à haute pression provenant de la pompe et de refroidir la solution pauvre en ammoniac à haute pression provenant du bouilleur.

L'avantage du système de réfrigération à absorption par rapport au système à compression de vapeur est qu'un liquide est pompé plutôt qu'une vapeur soit comprimée. Par contre son inconvénient est son coût. Il est plus complexe et encombrant, et il nécessite plus d'entretien. C'est pourquoi cette machine frigorifique se trouve principalement dans les secteurs commercial et industriel.

Le coefficient de performance du système de réfrigération à absorption est défini comme :

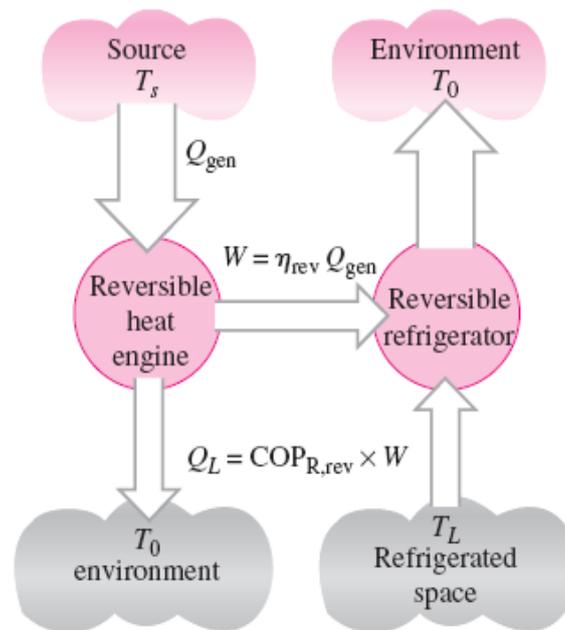
$$COP_{absorption} = \frac{\text{Résultat escompté}}{\text{Investissement requis}} = \frac{Q_L}{Q_{gén} + W_{pompe, in}} \cong \frac{Q_L}{Q_{gén}}$$

Le COP maximal est obtenu lorsque tout le cycle est réversible. Dans ce cas, la chaleur provenant de la source $Q_{gén}$ est transmise à une machine de Carnot. Celle-ci produit un travail W pour alimenter un réfrigérateur de Carnot qui extrait de la chaleur du milieu réfrigéré. Alors, que Q_L et le COP théorique du système de réfrigération réversible à absorption devient (voir figure IV.14) :

$$COP_{rév,absorp} = \frac{Q_L}{Q_{gén}} = \eta_{th,rév} COP_{R,rév} = \left(1 - \frac{T_0}{T_s}\right) \left(\frac{T_L}{T_0 - T_L}\right)$$

Où T_L , T_0 et T_s sont respectivement les températures absolues du milieu réfrigéré, du milieu extérieur et de la source de chaleur. Tout système de réfrigération à absorption alimenté par une source de chaleur à la température de T_s , qui extrait de la chaleur d'un milieu réfrigéré à la température de T_L dans un milieu extérieur à la température de T_0 à un COP inférieur à l'expression théorique précédente.

Le COP des systèmes réels de réfrigération à absorption est habituellement inférieur à 1.



$$W = \eta_{\text{rev}} Q_{\text{gen}} = \left(1 - \frac{T_0}{T_s}\right) Q_{\text{gen}}$$

$$Q_L = \text{COP}_{\text{R,rev}} W = \left(\frac{T_L}{T_0 - T_L}\right) W$$

$$\text{COP}_{\text{rev,absorption}} = \frac{Q_L}{Q_{\text{gen}}} = \left(1 - \frac{T_0}{T_s}\right) \left(\frac{T_L}{T_0 - T_L}\right)$$

Figure IV.14 : Expression pour le coefficient de performance théorique maximal d'un système de réfrigération à absorption.