

## 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. Les cycles de puissance à gaz, qui concernent les moteurs à combustion interne et les turbines à gaz, sont traités au chapitre 9. Les cycles de puissance à vapeur, que parcourent les centrales thermiques et nucléaires, sont étudiés au chapitre 10. Enfin, les cycles de réfrigération que complètent les réfrigérateurs, les climatiseurs et les thermopompes sont présentés au chapitre 11.

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. À la fin de chaque cycle, il revient à son état initial. Dans un cycle ouvert, il est renouvelé à la fin de chaque cycle. Par exemple, à la fin du cycle ouvert d'un moteur à combustion, les gaz d'échappement sont expulsés dans le milieu extérieur et remplacés par un nouveau mélange d'air-carburant. Le moteur complète un cycle mécanique, mais le fluide moteur ne parcourt pas un cycle thermodynamique complet.

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.

Le présent chapitre porte sur l'étude des cycles des moteurs à combustion interne comme les cycles Otto, Diesel, de Stirling et d'Ericsson et les cycles de la turbine à gaz comme le cycle de Brayton.

### Objectifs

- Poser des hypothèses simplificatrices pour analyser les cycles de puissance à gaz.
- Quantifier le rendement de divers cycles de puissance à gaz dans les moteurs à combustion interne et les turbines à gaz.
- Décrire les principaux éléments et le fonctionnement des moteurs à combustion interne.
- Résoudre des problèmes portant sur les cycles Otto, Diesel, de Stirling et d'Ericsson dans les moteurs à combustion interne.
- Résoudre des problèmes portant sur le cycle de Brayton dans les turbines à gaz munies ou non de la compression étagée avec refroidissement intermédiaire, de la détente étagée avec réchauffement intermédiaire et de la régénération.
- Étudier le cycle théorique de la propulsion par jet.
- Analyser les cycles de puissance à gaz à l'aide de la deuxième loi de la thermodynamique.

## 9.1 Des généralités à propos des cycles de puissance à gaz

Les moteurs à combustion interne et les turbines à gaz sont des systèmes qui produisent du travail avec 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  $\eta_{th}$  de ces machines comme le rapport du travail qu'elles produisent à la chaleur qui les alimente, soit

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{Q_{in}} \quad \text{ou encore} \quad \eta_{th} = \frac{w_{net}}{q_{in}} \quad (9.1)$$

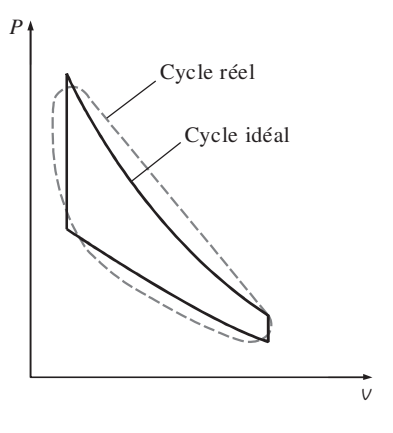


FIGURE 9.1

Les évolutions complexes peuvent être modélisées si on admet des hypothèses simplificatrices mais justifiées.

En dépit du fait que les moteurs à combustion interne 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. Afin d'analyser leur comportement thermodynamique, il convient de modéliser le cycle ouvert avec des cycles fermés, appelés des **cycles théoriques** (ou des **cycles idéals**), qui admettent des hypothèses simplificatrices (voir la figure 9.1). Ces hypothèses, appelées **hypothèses d'air standard**, sont les suivantes :

- 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.
- Toutes les évolutions sont réversibles intérieurement.
- Le phénomène de combustion est représenté par un apport de chaleur provenant d'une source externe (voir la figure 9.2).
- Le cycle se termine avec l'évacuation de la chaleur dans le milieu extérieur.

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.

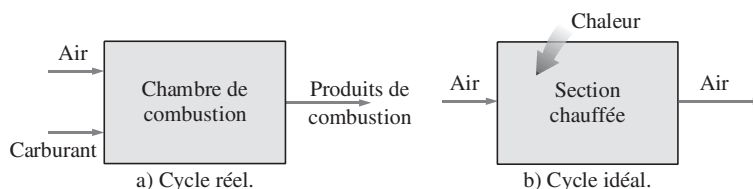


FIGURE 9.2

Le phénomène de combustion est représenté dans les cycles théoriques par un apport de chaleur provenant d'une source externe.

Soulignons que les cycles théoriques sont différents du cycle de Carnot. Le cycle de Carnot est un cycle entièrement réversible (intérieurement et extérieurement). Une machine thermique qui décrit ce cycle est une machine dont le rendement est le plus élevé qui soit. Les cycles théoriques sont réversibles intérieurement, mais pas forcément extérieurement. Ils peuvent, par exemple, 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 supérieur au rendement réel.

Les diagrammes  $P-v$  et  $T-s$  sont indispensables à l'étude des cycles théoriques (voir la figure 9.3). Dans ces diagrammes, le travail net produit par la machine  $w_{\text{net}}$  au cours d'un cycle est l'aire circonscrite par les évolutions (la zone ombrée). La chaleur ajoutée au système est décrite, dans le diagramme  $T-s$ , par une évolution au cours de laquelle l'entropie augmente. La quantité de chaleur ajoutée  $q_{\text{in}}$  est équivalente à l'aire sous la courbe de cette évolution. La chaleur évacuée est représentée par une évolution au cours de laquelle l'entropie diminue. La quantité de chaleur évacuée  $q_{\text{out}}$  est équivalente à l'aire sous la courbe de cette évolution. Le travail net produit est donc la différence de ces aires, soit  $w_{\text{net}} = q_{\text{in}} - q_{\text{out}}$ , et le rendement thermique est le rapport  $\eta_{\text{th}} = w_{\text{net}}/q_{\text{in}} = (q_{\text{in}} - q_{\text{out}})/q_{\text{in}}$ . Quant aux détente et aux compressions isentropiques, elles sont décrites respectivement par un parcours vertical vers le bas et vers le haut.

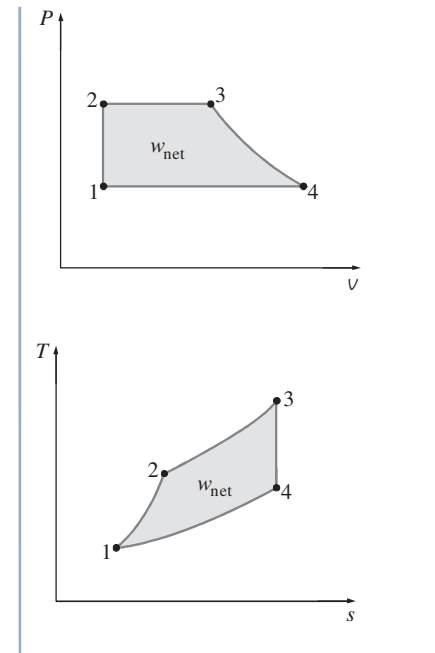


FIGURE 9.3

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.

## 9.2 À 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 et une compression isentropique. La figure 9.4 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 fermé (voir le chapitre 6) ou à l'aide d'un système

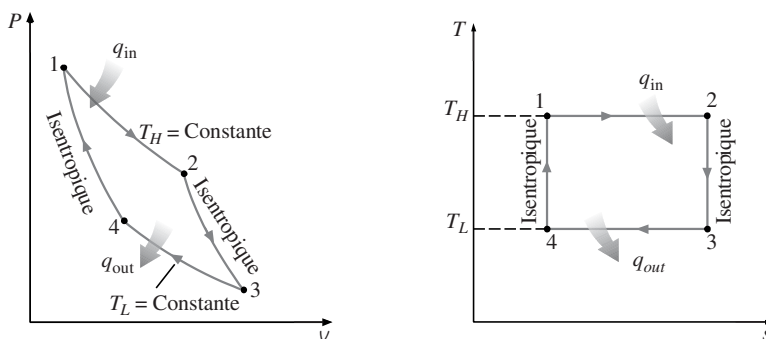


FIGURE 9.4

Diagrammes  $P-v$  et  $T-s$  du cycle de Carnot.

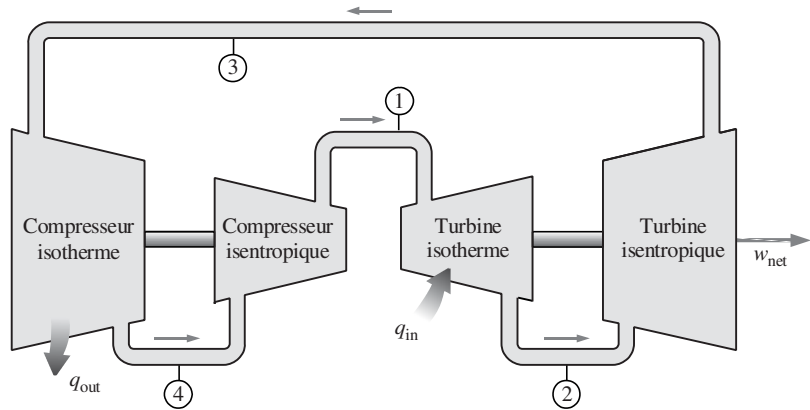


FIGURE 9.5

Machine de Carnot avec écoulement en régime permanent.

compresseurs-turbines avec écoulement en régime permanent (voir la figure 9.5). 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 de  $T_L$ . Son rendement est

$$\eta_{\text{th,Carnot}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad (9.2)$$

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 de ce dernier est de servir d'étalon auquel les cycles réels et les cycles théoriques peuvent être comparés. De surcroît, l'équation 9.2 suggère que *le rendement des cycles réels et des cycles théoriques croît à mesure 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 (les gaz de combustion) 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 (l'air atmosphérique ou l'eau d'un réservoir, par exemple).

#### EXEMPLE 9.1 ■ Le rendement du cycle de Carnot

Démontrez que le rendement du cycle de Carnot parcouru entre des réservoirs dont les températures sont de  $T_H$  et de  $T_L$  ne dépend que de ces températures et est donné par l'expression 9.2.

**Solution** Il faut démontrer que le rendement du cycle de Carnot ne dépend que des températures de la source et du puits de chaleur.

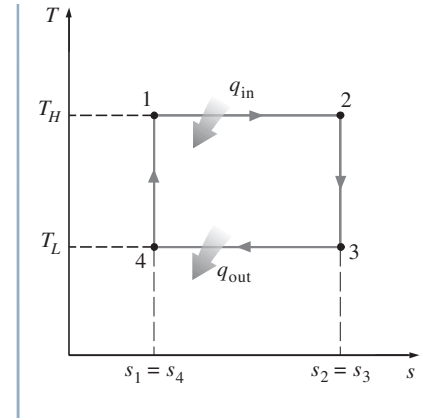
**Analyse** Le diagramme  $T-s$  du cycle de Carnot est illustré à la figure 9.6. Les quatre évolutions du cycle sont réversibles. La chaleur admise dans le système  $q_{in}$  est l'aire sous la courbe de l'évolution 1-2, et la chaleur évacuée par le système  $q_{out}$  est l'aire sous la courbe de l'évolution 3-4. Ces quantités de chaleur sont

$$q_{in} = T_H(s_2 - s_1) \quad \text{et} \quad q_{out} = T_L(s_3 - s_4) = T_L(s_2 - s_1)$$

$s_3 = s_2$  et  $s_1 = s_4$ , car les évolutions 2-3 et 4-1 sont isentropiques. Si on substitue ces expressions dans la définition du rendement thermique 9.1, le rendement du cycle de Carnot devient

$$\eta_{th} = \frac{w_{net}}{q_{in}} = 1 - \frac{q_{out}}{q_{in}} = 1 - \frac{T_L(s_2 - s_1)}{T_H(s_2 - s_1)} = 1 - \frac{T_L}{T_H}$$

**Remarque** Le rendement du cycle de Carnot est indépendant du fluide moteur. Il est aussi indépendant du type de système (un système fermé ou un système avec écoulement en régime permanent).



**FIGURE 9.6**  
Diagramme  $T-s$  de l'exemple 9.1.

### 9.3 Un aperçu du moteur à combustion interne

Le 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 (voir la figure 9.7).

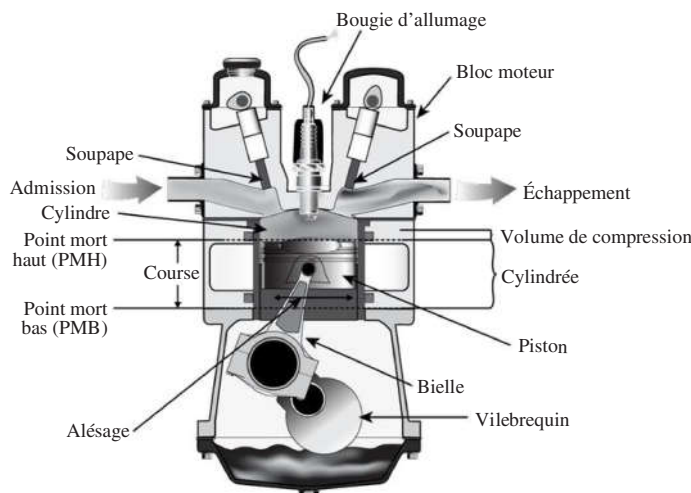
Les moteurs à combustion peuvent être classés en deux catégories: les moteurs à écoulement continu, comme les turbines à gaz, et les moteurs à mouvement alternatif, comme les moteurs à allumage commandé ou à allumage par compression.

Tous les moteurs à combustion interne à mouvement alternatif sont régis par le même principe de fonctionnement; on y trouve essentiellement les mêmes éléments (voir la figure 9.8):

- 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;



**FIGURE 9.7**  
Moteur à combustion interne.



**FIGURE 9.8**  
Principaux éléments du moteur à combustion interne.

- le **piston**, qui se déplace dans le cylindre et fait varier le volume de la chambre de 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.

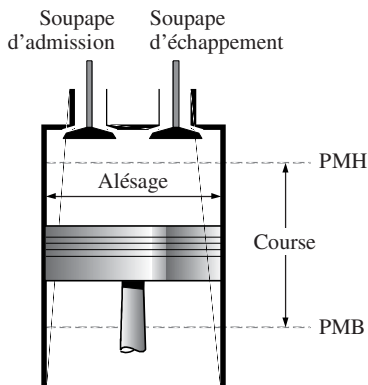


FIGURE 9.9

Système piston-cylindre.

C'est à l'intérieur de la chambre de combustion, délimitée par le cylindre et le piston, que se déroule le cycle thermodynamique à quatre temps ou à deux temps. Durant le cycle thermodynamique, l'échange des gaz avec l'extérieur se fait au moyen de **soupapes d'admission** (l'admission des gaz à l'intérieur du cylindre) et de **soupapes d'échappement** (l'échappement des gaz vers l'extérieur) (voir la figure 9.9). Le piston se déplace dans le cylindre entre deux positions extrêmes : le **point mort bas (PMB)** du côté de la manivelle (le volume du cylindre est alors maximal,  $V_{\max}$ ) et le **point mort haut (PMH)** du côté de la tête (le volume du cylindre est alors minimal,  $V_{\min}$ ). Ce volume minimal est appelé le **volume de compression** (voir la figure 9.10 b). La distance séparant le PMB du PMH est la **course du piston**, et le diamètre du cylindre est dénommé l'**alésage**. La différence entre le volume maximal et le volume minimal ( $V_{\max} - V_{\min}$ ) est la **cylindrée** (voir la figure 9.10 a).

Le **taux de compression**, soit le rapport du volume maximal du cylindre au volume minimal, est

$$r = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{V_{\text{PMB}}}{V_{\text{PMH}}} \quad (9.3)$$

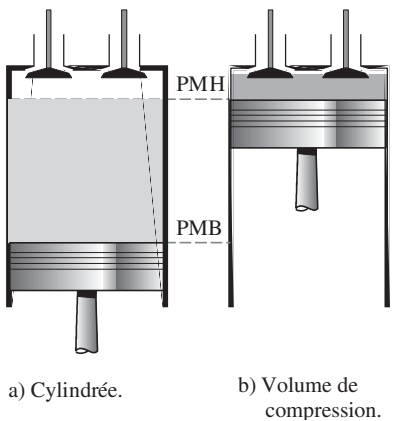


FIGURE 9.10

Cylindrée et volume de compression.

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 la figure 9.11). Le travail effectué au cours d'un cycle est le produit de cette pression moyenne effective par l'aire du piston et par la course ( $W_{\text{net}} = \text{PME} \times \text{Aire} \times \text{Course} = \text{PME} \times \text{Cylindrée}$ ). Alors

$$\text{PME} = \frac{W_{\text{net}}}{V_{\max} - V_{\min}} = \frac{W_{\text{net}}}{V_{\max} - V_{\min}} \quad (\text{kPa}) \quad (9.4)$$

L'intérêt de la pression moyenne effective est qu'elle permet de comparer entre eux des 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 du mélange air-carburant, qui provoque la combustion. 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.

Le cycle Otto, ou Beau de Rochas, est le cycle théorique des moteurs à allumage commandé. Le cycle Diesel est le cycle théorique des moteurs à allumage par compression. Ces cycles font l'objet des deux prochaines sections.

### 9.4 Le cycle Otto

Le Français Beau de Rochas (1815–1893) a proposé le moteur à allumage commandé en 1862, et l'Allemand Nikolaus Otto (1832–1891) 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 (deux cycles mécaniques) au sein du cylindre, et le vilebrequin effectue deux révolutions pour chaque cycle thermodynamique. La figure 9.12 compare le cycle réel d'un moteur à allumage commandé au cycle Otto théorique.

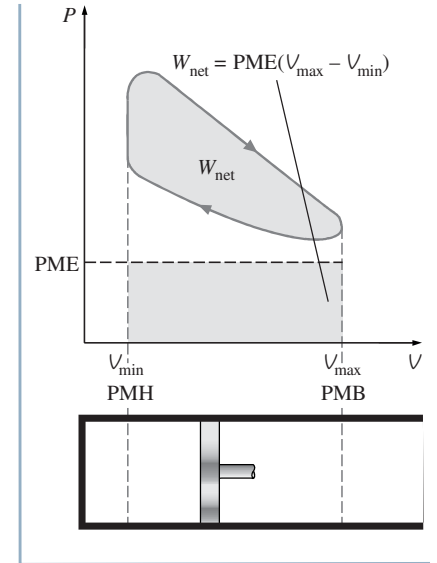


FIGURE 9.11

Le travail net produit durant un cycle est égal au produit de la pression moyenne effective (PME) par la cylindrée.

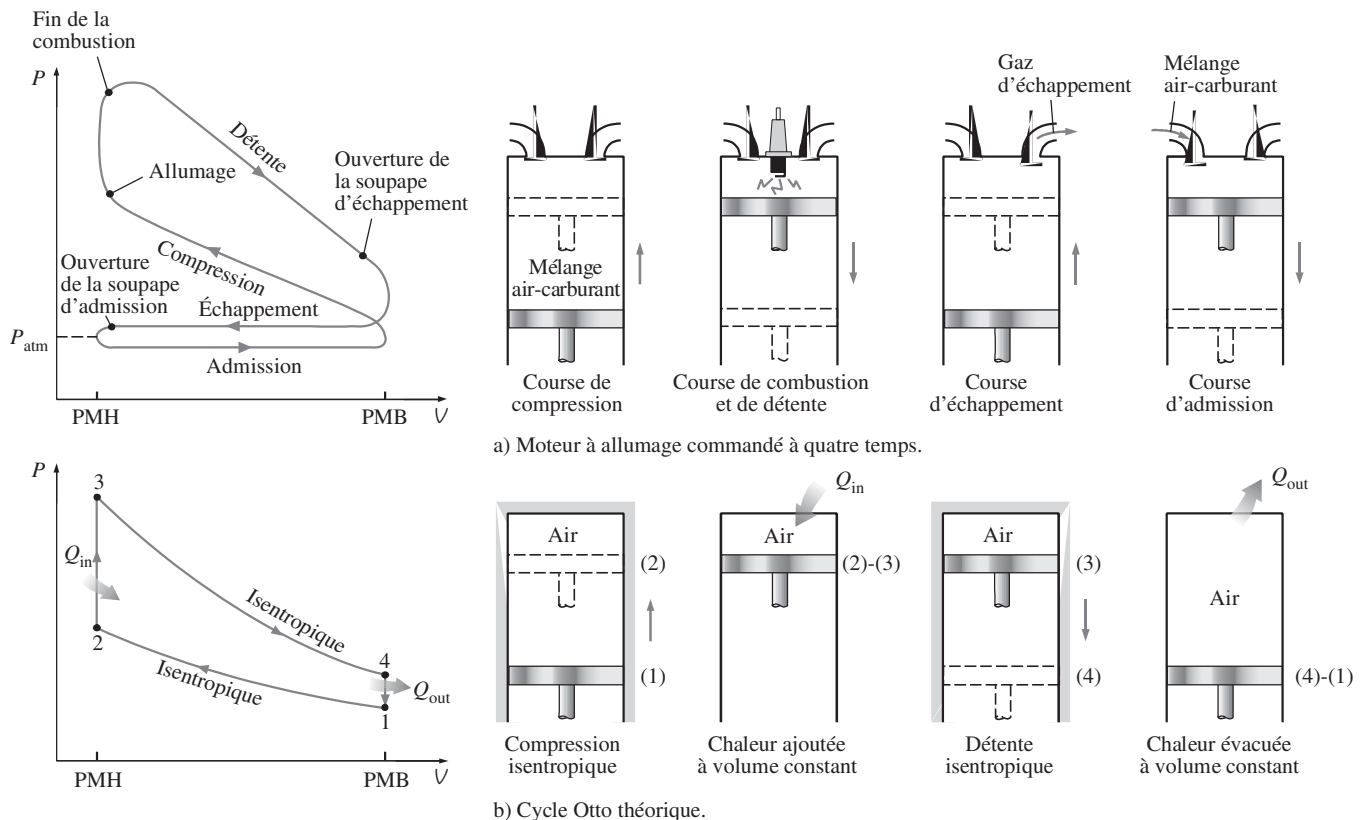


FIGURE 9.12

Cycles 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 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 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. C'est le temps de détente du mélange gazeux enflammé. Quand le piston arrive de nouveau au 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 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, ce dernier aspire le mélange carburé dans la chambre de combustion. La soupape d'admission se referme au moment où le piston atteint son PMB. C'est le temps d'admission. Un cycle thermodynamique complet a été décrit.

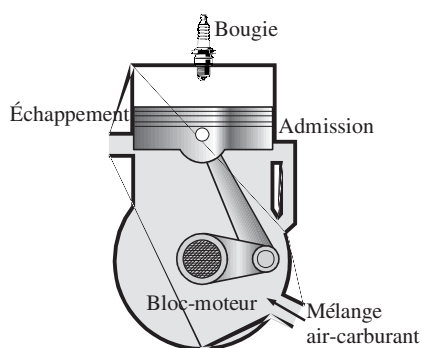


FIGURE 9.13

Moteur à combustion à deux temps.



FIGURE 9.14

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

On constate que du travail est produit par le moteur un seul temps sur quatre, c'est-à-dire durant la course de combustion et de détente. Cette période correspond à un demi-tour du vilebrequin sur les deux tours que comprend un cycle complet. Un moteur monocylindrique est donc doté d'une irrégularité cyclique importante et c'est pourquoi les moteurs sont en général composés de plusieurs cylindres (quatre, six, huit, etc.) dont les systèmes mobiles agissent sur le même vilebrequin.

C'est Jean-Joseph Étienne Lenoir (1822–1900) 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 seulement deux courses du piston (*voir la figure 9.13*). 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 (et donc les frottements) de deux courses non productrices d'énergie et fournit davantage de couple et de puissance. Par rapport à un moteur à quatre temps, le moteur à deux temps produit théoriquement le double de travail par cycle. Sa puissance massique (la puissance produite par unité de masse du moteur) demeure donc élevée malgré des régimes souvent relativement faibles. C'est la raison pour laquelle on trouve ce moteur dans de petites machines comme les tondeuses à gazon (*voir la figure 9.14*), les tronçonneuses, les vélomoteurs, les moteurs hors-bord, les petits groupes électrogènes et les motoculteurs. L'inconvénient majeur du moteur à deux temps est un rendement plus 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 9.12 b) :

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 est illustré dans le diagramme  $T-s$  de la figure 9.15.

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

$$(q_{in} - q_{out}) + (w_{in} - w_{out}) = \Delta u \quad (\text{kJ/kg}) \quad (9.5)$$

Or, la chaleur ajoutée au système est

$$q_{in} = u_3 - u_2 = c_v(T_3 - T_2) \quad (9.6a)$$

et la chaleur évacuée est

$$q_{out} = u_4 - u_1 = c_v(T_4 - T_1) \quad (9.6b)$$

Le rendement thermique du cycle est donc

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

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

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \frac{T_4}{T_3} \quad (9.7)$$

Si on substitue l'expression 9.7 dans l'expression du rendement thermique, on obtient

$$\eta_{th, Otto} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \quad (9.8)$$

Le taux de compression  $r$  est

$$r = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{v_1}{v_2} \quad (9.9)$$

et le rapport des chaleurs massiques est  $k = c_p/c_v$ .

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. Cette conclusion s'applique également aux moteurs à allumage commandé.

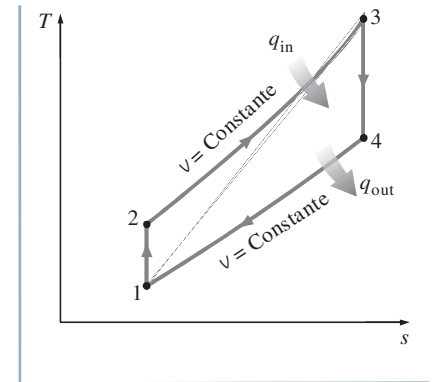


FIGURE 9.15

Diagramme  $T-s$  du cycle Otto théorique.

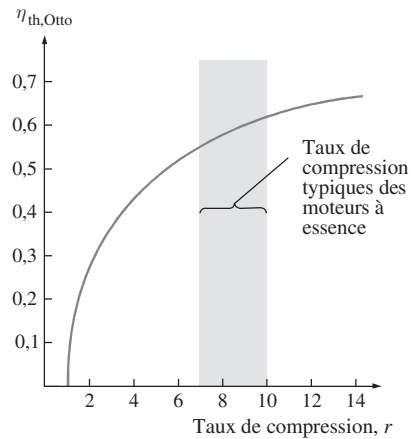


FIGURE 9.16

Rendement thermique du cycle Otto théorique en fonction du taux de compression ( $k = 1,4$ ).

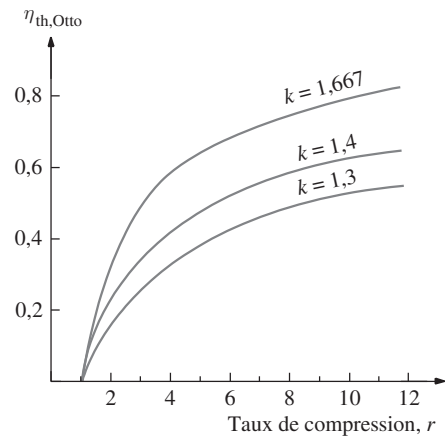


FIGURE 9.17

Le rendement thermique du cycle Otto théorique croît en fonction du rapport des chaleurs massiques  $k$ .

Le graphique du rendement thermique du cycle théorique en fonction du taux de compression est représenté à la figure 9.16. Dans cette courbe, le rapport des chaleurs massiques de l'air a été estimé à 300 K ( $k = 1,4$ ). On observe premièrement que le rendement thermique des moteurs à allumage commandé, compromis à cause des irréversibilités comme le frottement, est inférieur à celui du cycle Otto théorique. Deuxièmement, on remarque que la croissance du rendement thermique est abrupte à de faibles taux de compression et s'adoucit à des taux dépassant  $\sim 8$ . En d'autres termes, l'augmentation du rendement thermique en fonction du taux de compression est plus modeste à des taux élevés.

Néanmoins, la tendance est de concevoir des moteurs dont le taux de compression est grandissant. L'inconvénient est que le risque de détonation augmente à mesure que le taux de compression croît. La **détonation** est caractérisée par une combustion extrêmement rapide du carburant qui engendre de fortes ondes de pression dans le cylindre. Ce phénomène donne lieu au cognement du moteur, appelé le **cliquetis à l'allumage**. Le taux de compression maximal est alors limité à cause de la nécessité d'éviter la détonation. Cependant, grâce aux essences à indice d'octane élevé, le problème de cliquetis peut être atténué.

D'autre part, pour un taux de compression donné, le rendement du cycle Otto croît selon le rapport des chaleurs massiques  $k$  (voir la figure 9.17). Le rendement le plus élevé est obtenu avec un gaz monoatomique comme l'argon ou l'hélium, gaz pour lesquels  $k = 1,667$ . À mesure que les dimensions de la molécule du fluide moteur grandissent, le rapport  $k$  diminue (par exemple,  $k = 1,4$  pour l'air,  $k = 1,3$  pour le dioxyde de carbone et  $k = 1,2$  pour l'éthane) ainsi que le rendement thermique. En général, le rendement thermique des moteurs à allumage commandé varie de 25 à 30 %.

**EXEMPLE 9.2 ■ Le cycle Otto théorique**

Soit un cycle Otto théorique dont le taux de compression est de 8. Au début de la course de compression, l'air se trouve à 100 kPa et à 17 °C. La chaleur fournie à l'air par cycle est de 800 kJ/kg. Déterminez: a) la température et la pression maximales du cycle; b) le travail produit; c) le rendement thermique; d) la pression moyenne effective du cycle. Supposez que les chaleurs massiques de l'air varient en fonction de la température.

**Solution** Soit un cycle Otto théorique. Il faut déterminer la température et la pression maximales du cycle, le travail produit, le rendement thermique et la pression moyenne effective du cycle.

**Hypothèses** 1. Les hypothèses du cycle d'air standard sont admises. 2. Les énergies cinétique et potentielle sont négligeables. 3. La variation des chaleurs massiques en fonction de la température est prise en compte.

**Analyse** Le diagramme  $P-v$  du cycle Otto théorique est illustré à la figure 9.18. Le système est constitué de l'air emprisonné dans le cylindre. Ce système est fermé, car aucun écoulement ne traverse ses frontières pendant l'évolution.

a) La température et la pression sont maximales à la fin de l'évolution d'apport de chaleur (l'état 3). Déterminons tout d'abord la température et la pression de l'air à la fin de l'évolution de compression isentropique (l'état 2). À partir des données de la table A.17, on a

$$T_1 = 290 \text{ K} \longrightarrow u_1 = 206,91 \text{ kJ/kg}$$

$$v_{r1} = 676,1$$

La compression isentropique d'un gaz parfait 1-2 est

$$\frac{v_{r2}}{v_{r1}} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{r} \longrightarrow v_{r2} = \frac{v_{r1}}{r} = \frac{676,1}{8} = 84,51 \longrightarrow T_2 = 652,4 \text{ K}$$

$$u_2 = 475,11 \text{ kJ/kg}$$

$$\frac{P_2 v_2}{T_2} = \frac{P_1 v_1}{T_1} \longrightarrow P_2 = P_1 \left( \frac{T_2}{T_1} \right) \left( \frac{v_1}{v_2} \right)$$

$$= (100 \text{ kPa}) \left( \frac{652,4 \text{ K}}{290 \text{ K}} \right) (8) = 1\,799,7 \text{ kPa}$$

L'apport de chaleur à volume constant 2-3 est

$$q_{\text{in}} = u_3 - u_2$$

$$800 \text{ kJ/kg} = u_3 - 475,11 \text{ kJ/kg}$$

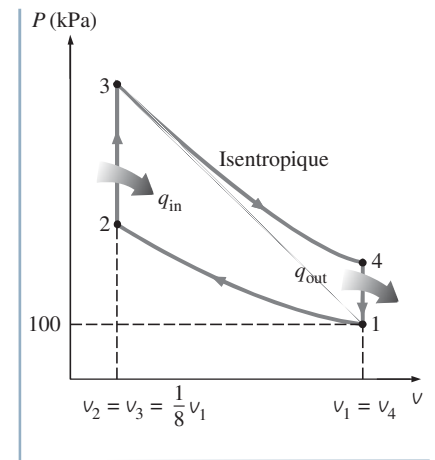
$$u_3 = 1\,275,11 \text{ kJ/kg} \longrightarrow T_3 = 1\,575,1 \text{ K}$$

$$v_{r3} = 6,108$$

$$\frac{P_3 v_3}{T_3} = \frac{P_2 v_2}{T_2} \longrightarrow P_3 = P_2 \left( \frac{T_3}{T_2} \right) \left( \frac{v_2}{v_3} \right)$$

$$= (1,7997 \text{ MPa}) \left( \frac{1\,575,1 \text{ K}}{652,4 \text{ K}} \right) (1) = 4,345 \text{ MPa}$$

b) Le travail net produit est la différence entre la chaleur nette ajoutée  $q_{\text{in}}$  et la chaleur nette cédée  $q_{\text{out}}$ .



**FIGURE 9.18**

Diagramme  $P-v$  du cycle Otto de l'exemple 9.2.

La détente isentropique d'un gaz parfait 3-4 est

$$\frac{v_{r4}}{v_{r3}} = \frac{v_4}{v_3} = r \longrightarrow v_{r4} = r v_{r3} = (8)(6,108) = 48,864 \longrightarrow T_4 = 795,6 \text{ K}$$

$$u_4 = 588,74 \text{ kJ/kg}$$

L'évacuation de chaleur à volume constant 4-1 est

$$-q_{\text{out}} = u_1 - u_4 \longrightarrow q_{\text{out}} = u_4 - u_1$$

$$q_{\text{out}} = 588,74 - 206,91 = 381,83 \text{ kJ/kg}$$

Alors

$$w_{\text{net}} = q_{\text{net}} = q_{\text{in}} - q_{\text{out}} = 800 - 381,83 = \mathbf{418,17 \text{ kJ/kg}}$$

c) Le rendement thermique du cycle est

$$\eta_{\text{th}} = \frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}} = \frac{418,17 \text{ kJ/kg}}{800 \text{ kJ/kg}} = \mathbf{0,523 \text{ ou } 52,3 \%}$$

Cependant, si on admettait les hypothèses d'air standard simplifiées (les chaleurs massiques demeurent constantes pendant le cycle), le rendement du cycle Otto théorique serait

$$\eta_{\text{th, Otto}} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} = 1 - r^{1-k} = 1 - (8)^{1-1,4} = 0,565 \text{ ou } 56,5 \%$$

Ce rendement, fort différent du précédent, montre que les hypothèses d'air standard simplifiées doivent être considérées avec circonspection.

d) La pression moyenne effective estimée à l'aide de sa définition est (voir l'équation 9.4)

$$\text{PME} = \frac{w_{\text{net}}}{v_1 - v_2} = \frac{w_{\text{net}}}{v_1 - v_1/r} = \frac{w_{\text{net}}}{v_1(1 - 1/r)}$$

où

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{(0,287 \text{ (kJ/kg} \cdot \text{K)}) (290 \text{ K})}{100 \text{ kPa}} = 0,832 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ainsi

$$\text{PME} = \frac{418,17 \text{ kJ/kg}}{(0,832 \text{ m}^3/\text{kg}) \left(1 - \frac{1}{8}\right)} \left(\frac{1 \text{ (kJ/kg} \cdot \text{m}^3)}{1 \text{ kJ}}\right) = \mathbf{574 \text{ kPa}}$$

**Remarque** Ce dernier résultat indique que, si une pression moyenne de 574 kPa était exercée sur le piston pendant sa course motrice, elle produirait la même quantité de travail que produit le cycle complet.

Soulignons, en terminant, les cinq principaux écarts qui existent entre le cycle ouvert des moteurs à allumage commandé et le cycle Otto théorique :

1. Les chaleurs massiques des gaz réels augmentent avec la température.
2. La combustion (qui est représentée dans le cycle théorique par un apport de chaleur à volume constant) peut être incomplète.
3. La chute de pression à travers les soupapes d'admission et d'échappement consomme du travail pour remplir le cylindre d'air et expulser les gaz de combustion.

4. Les gaz chauds transmettent une quantité importante de chaleur aux parois du cylindre.
5. Il y a des irréversibilités dues aux gradients de pression et aux gradients de température.

### 9.5 Le cycle Diesel

On a vu, dans les moteurs à allumage commandé, que le mélange air-carburant est comprimé avant qu’une étincelle, jaillissant des électrodes de la bougie d’allumage, ne provoque sa combustion. Le moteur à allumage par compression, que Rudolf Diesel (1858–1913) a conçu dans les années 1890, ne dispose d’aucun dispositif d’allumage. L’air seul est 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 la figure 9.19). L’avantage immédiat du moteur à allumage par compression est que le problème de détonation ne se pose pas. Les taux de compression atteints dans les moteurs diesel sont alors beaucoup plus élevés (ils varient normalement de 12 à 24) et les combustibles requis sont moins raffinés.

Le cycle Diesel théorique est illustré à la figure 9.20. 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 du 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 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.

La chaleur transmise au fluide moteur à pression constante est

$$\begin{aligned}
 q_{in} - w_{b,out} = u_3 - u_2 &\longrightarrow q_{in} = P_2(v_3 - v_2) + (u_3 - u_2) \\
 &= h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2)
 \end{aligned}
 \tag{9.10a}$$

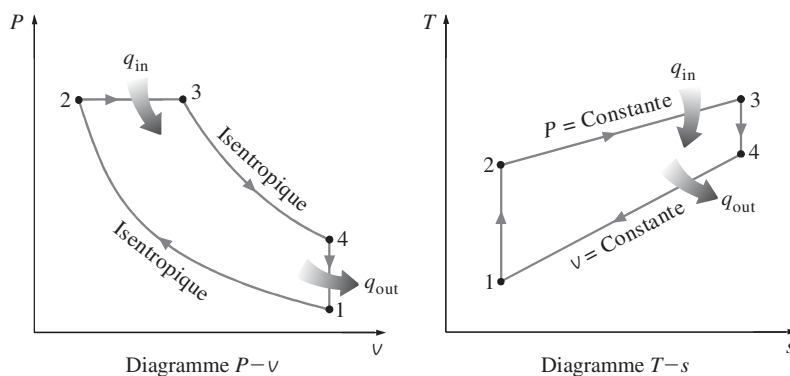


FIGURE 9.20

Diagrammes  $P-v$  et  $T-s$  du cycle Diesel théorique.

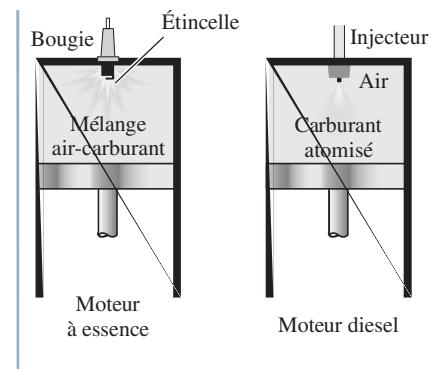


FIGURE 9.19

Dans les moteurs diesel, un injecteur remplace la bougie, et seul l’air est comprimé au cours de l’évolution de compression.

et la chaleur évacuée à volume constant est

$$-q_{\text{out}} = u_1 - u_4 \longrightarrow q_{\text{out}} = u_4 - u_1 = c_v(T_4 - T_1) \quad (9.10b)$$

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

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

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

$$r_c = \frac{V_3}{V_2} = \frac{V_3}{V_2} \quad (9.11)$$

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

$$\eta_{\text{th,Diesel}} = 1 - \frac{1}{r_c^{k-1}} \left[ \frac{r_c^k - 1}{k(r_c - 1)} \right] \quad (9.12)$$

où  $r$  est le taux de compression défini à l'équation 9.9.

Le terme entre crochets, dans l'équation 9.12, est toujours supérieur à 1. Par conséquent, si on compare les expressions 9.8 et 9.12, on peut conclure que

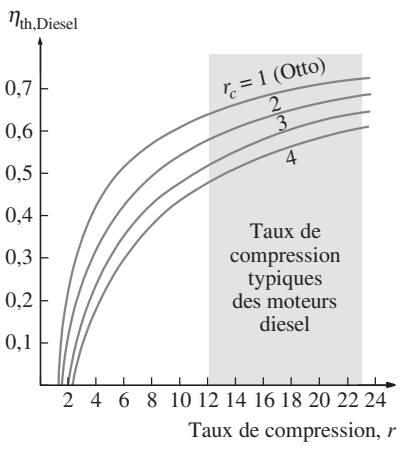
$$\eta_{\text{th,Otto}} > \eta_{\text{th,Diesel}} \quad (9.13)$$

pour le même taux de compression. De plus, à mesure que le rapport  $r_c$  diminue, le rendement du cycle Diesel croît (voir la figure 9.21) et s'approche du rendement du cycle Otto.

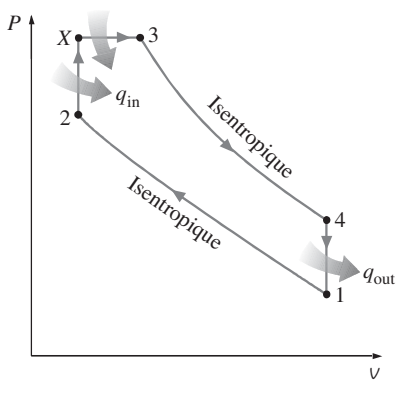
Néanmoins, parce que les moteurs diesel fonctionnent à des taux de compression beaucoup plus élevés que ceux des moteurs à essence, leur rendement est, en général, supérieur. Par exemple, le rendement des gros moteurs diesel varie de 35 à 45 %. Toutefois, cet avantage indéniable n'est pas sans inconvénients. Les moteurs diesel sont plus robustes, donc plus lourds et plus chers. Ils sont aussi plus bruyants que les moteurs à essence.

Il faut noter que le cycle ouvert réel à allumage par compression s'écarte du cycle Diesel théorique de la même façon que le cycle ouvert à allumage commandé s'écarte du cycle Otto théorique.

Enfin, soulignons, en vue de modéliser plus fidèlement l'évolution de combustion dans les cycles théoriques, qu'on peut fournir au système une partie de la chaleur à volume constant (comme dans le cycle Otto) et une autre partie à pression constante (comme dans le cycle Diesel). Le diagramme  $P-v$  de ce cycle combiné est illustré à la figure 9.22.



**FIGURE 9.21**  
Rendement thermique du cycle Diesel en fonction du taux de compression ( $k = 1,4$ ).



**FIGURE 9.22**  
Diagramme  $P-v$  d'un cycle combiné.

**EXEMPLE 9.3 ■ Le cycle Diesel théorique**

Soit un cycle Diesel théorique dont le taux de compression est de 18. La chaleur transmise au fluide moteur par cycle est de 1 800 kJ/kg. Au début de la compression, la pression de l'air est de 100 kPa et la température, de 15 °C. Déterminez le rendement thermique et la pression moyenne effective du cycle. Admettez les hypothèses d'air standard simplifiées.

**Solution** Soit un cycle Diesel théorique. Il faut déterminer le rendement thermique et la pression moyenne effective du cycle.

**Hypothèses** 1. Les hypothèses d'air standard simplifiées sont admises. Par conséquent, les chaleurs massiques de l'air sont constantes et estimées à 25 °C. 2. Les énergies cinétique et potentielle sont négligeables.

**Propriétés** De la table A.2:  $c_p = 1,005 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ;  $c_v = 0,718 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ;  $k = 1,4$ ;  $R = 0,287 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ .

**Analyse** Le diagramme  $P$ - $V$  du cycle Diesel théorique est illustré à la figure 9.23. Le système est constitué de l'air emprisonné dans le cylindre. Ce système est fermé, car aucun écoulement ne traverse ses frontières pendant l'évolution.

Afin d'estimer le rendement thermique et la pression moyenne effective, on détermine l'état du fluide moteur aux différents états du cycle.

La compression isentropique de l'état 1 à l'état 2 est

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{(0,287 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}))(288 \text{ K})}{(100 \text{ kPa})} = 0,827 \text{ m}^3/\text{kg}$$

et

$$v_2 = \frac{v_1}{18} = \frac{(0,827 \text{ m}^3/\text{kg})}{18} = 0,04595 \text{ m}^3/\text{kg}$$

D'autre part

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} = (18)^{0,4} = 3,1777, \text{ soit } T_2 = 915,8 \text{ K}$$

et

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k = (18)^{1,4} = 57,2, \text{ soit } P_2 = 5,72 \text{ MPa}$$

L'apport de chaleur à pression constante de l'état 2 à l'état 3 est

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

soit

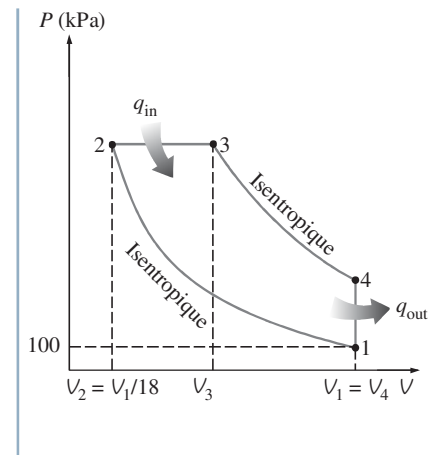
$$T_3 = T_2 + q_{in}/c_p = (915,8 \text{ K}) + (1\,800 \text{ kJ}/\text{kg})/(1,005 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})) = 2\,710 \text{ K}$$

et

$$\frac{P_2 V_2}{T_2} = \frac{P_3 V_3}{T_3}, \text{ soit } \frac{V_2}{T_2} = \frac{V_3}{T_3}$$

ou encore

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2} = \frac{(2\,710 \text{ K})}{(915,8 \text{ K})} = 2,959 \text{ et } v_3 = 0,13598 \text{ m}^3/\text{kg}$$



**FIGURE 9.23**

Diagramme  $P$ - $V$  du cycle Diesel de l'exemple 9.3.

La détente isentropique de l'état 3 à l'état 4 est

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{k-1} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{k-1} = \left(\frac{0,827 \text{ m}^3/\text{kg}}{0,13598 \text{ m}^3/\text{kg}}\right)^{0,4} = 2,0588, \text{ soit } T_4 = 1\,316 \text{ K}$$

L'évacuation de chaleur à volume constant de l'état 4 à l'état 1 est

$$q_{\text{out}} = c_v(T_4 - T_1) = (0,718 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})) / (1\,316 \text{ K} - 288 \text{ K}) = 738,1 \text{ kJ}$$

Le travail net produit est alors

$$w_{\text{net}} = q_{\text{in}} - q_{\text{out}} = 1\,800 \text{ kJ} - 738,1 \text{ kJ} \cong 1\,062 \text{ kJ}$$

Le rendement thermique est

$$\eta_{\text{th}} = \frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}} = \frac{(1\,062 \text{ kJ})}{(1\,800 \text{ kJ})} = 0,59 = 59 \%$$

et la pression moyenne effective est

$$\text{PME} = \frac{w_{\text{net}}}{v_1 - v_2} = \frac{(1\,062 \text{ kJ})}{(0,827 \text{ m}^3/\text{kg} - 0,04595 \text{ m}^3/\text{kg})} = 1\,360 \text{ kPa}$$

### CAPSULE HISTORIQUE

#### Un moteur du nom de son inventeur

C'est durant la dernière décennie du XIX<sup>e</sup> siècle que Rudolf Diesel a conçu le moteur à allumage par compression. En dépit des avantages de ce nouveau moteur, celui-ci n'a pas suscité l'intérêt que prévoyait l'ingénieur allemand. Il convient de préciser qu'à cette époque, de nouvelles technologies progressaient et rivalisaient d'ingéniosité. On peut citer par exemple le moteur à allumage commandé, la turbine à vapeur et l'électricité. Néanmoins, Diesel était persuadé qu'un jour, son moteur supplanterait les locomotives à vapeur, propulserait les gros véhicules et les navires et serait même employé pour actionner les alternateurs afin de produire de l'électricité.

Dans la nuit du 29 septembre 1913, alors qu'il se trouvait à bord du paquebot à vapeur *Dresden*, qui traversait la Manche en direction de Harwich, Diesel est disparu dans des circonstances nébuleuses. L'ingénieur devait se rendre à Londres pour assister à une réunion de la société Diesel Manufacturing Ltd. Que s'est-il passé cette nuit-là ? Était-il déprimé au point de commettre l'irréparable ? Ou, devant l'imminence d'un conflit armé en Europe – la Première Guerre mondiale –, voulait-on l'empêcher à tout prix de débarquer en Angleterre ? À l'heure actuelle, la mort de Diesel demeure un mystère.

D'un autre côté, on sait maintenant que Diesel avait vu juste : son invention a effectivement révolutionné les transports. Parmi les gros moteurs à combustion interne, le moteur diesel est aujourd'hui d'utilisation courante. Les plus gros moteurs diesel, qui servent à propulser les immenses bateaux cargos, pèsent plusieurs milliers de tonnes et peuvent déployer une puissance dépassant les 100 000 ch.

## 9.6 Les cycles de Stirling et d'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 (un cycle réversible) exploité entre les mêmes réservoirs thermiques.

Il existe deux autres cycles réversibles comme le cycle de Carnot : les cycles de Stirling et d'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 d'Ericsson, elles sont remplacées par des évolutions de régénération 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 (voir la figure 9.24).

La figure 9.25 b) 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.

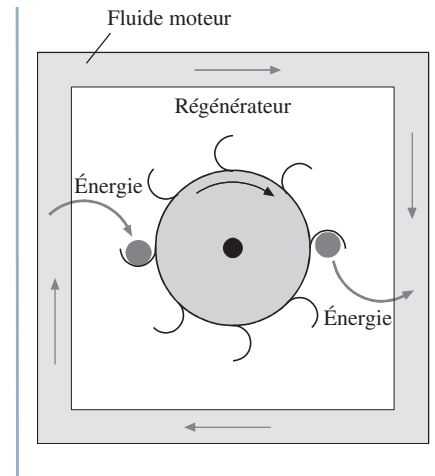


FIGURE 9.24

Un régénérateur est un accumulateur thermique qui emmagasine de la chaleur pendant une partie du cycle pour la restituer pendant une autre partie.

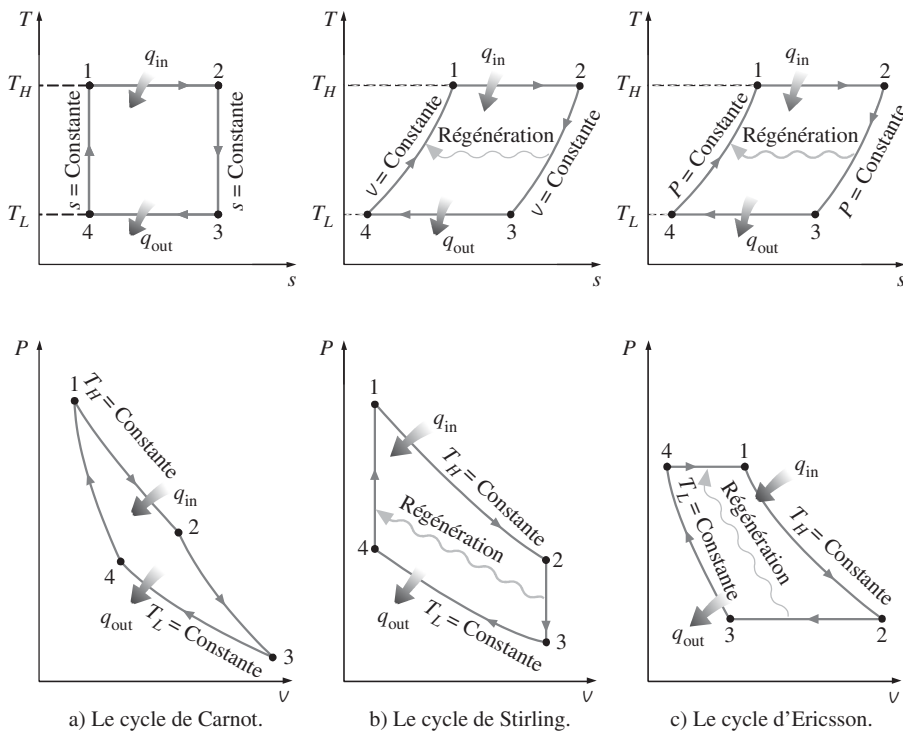


FIGURE 9.25

Diagrammes  $T-s$  et  $P-v$  des cycles de Carnot, de Stirling et d'Ericsson.

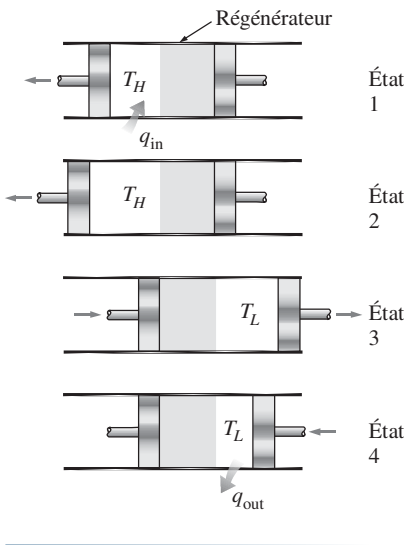


FIGURE 9.26

Exécution du cycle de Stirling.

Le cycle de Stirling peut être décrit à l'aide de la machine hypothétique représentée à la figure 9.26. 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 (le produit de la masse par la chaleur massique) est grande. Quant à la masse du gaz qui sert de fluide moteur, elle est négligeable si on la compare à celle du régénérateur.

Au départ (à 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  $T_H$ . À mesure que le gaz se détend à température constante, le piston du côté gauche est poussé vers la gauche et produit 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 (pour maintenir le volume de gaz constant) jusqu'à ce que tout le gaz soit transféré dans la chambre de droite. En traversant le régénérateur, le gaz lui cède sa chaleur, et la température du gaz passe de  $T_H$  à  $T_L$ . À l'état 3, la température sur la surface de gauche du régénérateur est de  $T_H$ , alors que la température sur la surface de droite est de  $T_L$ . Durant l'évolution 3-4, 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 de  $T_L$ . 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 (pour maintenir le volume de gaz constant) 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.

Les diagrammes  $T-s$  et  $P-v$  du cycle d'Ericsson sont illustrés à la figure 9.25c), à la page précédente. Les évolutions à volume constant du cycle de Stirling sont remplacées, dans le cycle d'Ericsson, par des évolutions à pression constante.

La figure 9.27 montre un système avec écoulement en régime permanent fonctionnant selon le cycle d'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.

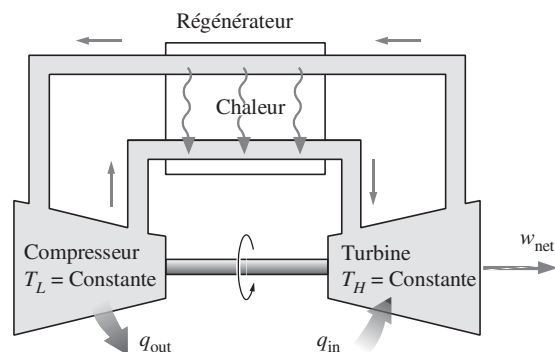


FIGURE 9.27

Machine d'Ericsson avec écoulement en régime permanent.

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

$$\eta_{\text{th,Stirling}} = \eta_{\text{th,Ericsson}} = \eta_{\text{th,Carnot}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad (9.14)$$

#### EXEMPLE 9.4 ■ Le rendement thermique du cycle d'Ericsson

Démontrez, en vous référant à un gaz parfait pour le fluide moteur, que le rendement du cycle d'Ericsson est équivalent au rendement du cycle de Carnot exploité entre les mêmes réservoirs thermiques.

**Solution** Il faut démontrer que le rendement du cycle d'Ericsson est égal au rendement du cycle de Carnot exploité entre les mêmes réservoirs thermiques.

**Analyse** La chaleur est transmise de façon isotherme d'une source thermique à la température de  $T_H$  au fluide moteur pendant l'évolution 1-2, et elle est transmise de façon isotherme du fluide moteur à un puits à la température de  $T_L$  pendant l'évolution 3-4. Pour une évolution réversible et isotherme, la relation entre la chaleur transmise et la variation d'entropie est

$$q = T \Delta s$$

La variation d'entropie d'un gaz parfait durant une évolution isotherme est

$$\Delta s = c_p \ln \frac{T_e}{T_i} - R \ln \frac{P_e}{P_i} = -R \ln \frac{P_e}{P_i}$$

Les quantités de chaleur ajoutée et évacuée sont

$$q_{\text{in}} = T_H(s_2 - s_1) = T_H \left( -R \ln \frac{P_2}{P_1} \right) = RT_H \ln \frac{P_1}{P_2}$$

et

$$q_{\text{out}} = T_L(s_4 - s_3) = -T_L \left( -R \ln \frac{P_4}{P_3} \right) = RT_L \ln \frac{P_4}{P_3}$$

Alors, le rendement du cycle d'Ericsson devient

$$\eta_{\text{th,Ericsson}} = 1 - \frac{q_{\text{out}}}{q_{\text{in}}} = 1 - \frac{RT_L \ln(P_4/P_3)}{RT_H \ln(P_1/P_2)} = 1 - \frac{T_L}{T_H}$$

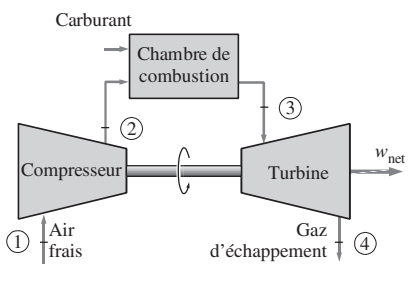
car  $P_1 = P_4$  et  $P_3 = P_2$ .

**Remarque** Ce résultat demeure inchangé, peu importe que le cycle soit réalisé dans un système fermé ou dans un système avec écoulement en régime permanent.

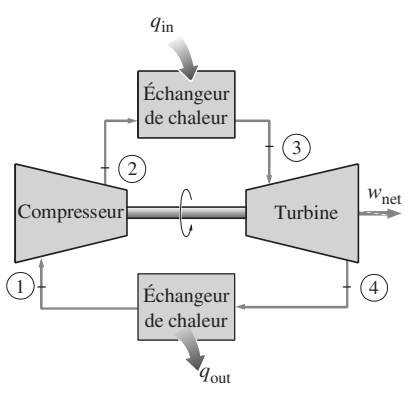
Des constructeurs de véhicules automobiles ont déjà conçu des prototypes de moteurs Stirling. Ces moteurs sont des moteurs à combustion externe : le combustible est brûlé à l'extérieur du cylindre. Outre leur rendement plus élevé, ces moteurs offrent les avantages indiscutables suivants : 1) ils permettent de brûler une plus grande gamme de combustibles ; 2) parce qu'ils disposent de plus de temps pour brûler les combustibles, la combustion est complète et

la pollution qui résulte des imbrûlés et des radicaux libres est éliminée; 3) ils peuvent fonctionner en système fermé. Le fluide moteur possède donc toutes les caractéristiques souhaitables (il est stable et chimiquement inerte, sa conductivité thermique est élevée, etc.). L'hydrogène et l'hélium sont deux gaz couramment employés dans ces moteurs. Cependant, des défis technologiques restent à relever avant que ces moteurs puissent concurrencer les moteurs actuels à essence et diesel.

## 9.7 Le cycle de Brayton



**FIGURE 9.28**  
Cycle ouvert d'une turbine à gaz.



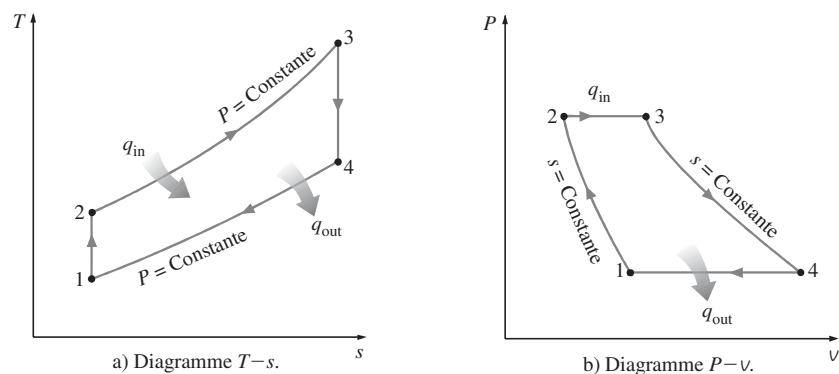
**FIGURE 9.29**  
Cycle fermé d'une turbine à gaz.

Les turbines à gaz fonctionnent habituellement selon un cycle ouvert (voir la figure 9.28). L'air atmosphérique s'engage dans le compresseur, où il est comprimé à haute pression et 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. À 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 9.29). 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 remplacée par une évolution de transmission de chaleur à pression constante du système au milieu extérieur. Ce cycle idéal est connu sous le nom de « cycle de Brayton », en l'honneur de George Brayton (1830–1892) qui l'a conçu dans les années 1870 alors qu'il étudiait les moteurs à piston.

Le cycle de Brayton idéal comprend quatre évolutions réversibles intérieurement qui sont illustrées dans les diagrammes  $T-s$  et  $P-v$  de la figure 9.30 :

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.



**FIGURE 9.30**  
Diagrammes  $T-s$  et  $P-v$  du cycle de Brayton idéal.

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

$$(q_{\text{in}} - q_{\text{out}}) + (w_{\text{in}} - w_{\text{out}}) = h_{\text{sortie}} - h_{\text{entrée}} \quad (9.15)$$

Or, la chaleur transmise au fluide moteur est

$$q_{\text{in}} = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2) \quad (9.16a)$$

et la chaleur évacuée est

$$q_{\text{out}} = h_4 - h_1 = c_p(T_4 - T_1) \quad (9.16b)$$

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

$$\eta_{\text{th,Brayton}} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} \quad (9.17)$$

où  $r_p$  est le rapport de pression défini comme

$$r_p = \frac{P_2}{P_1} \quad (9.18)$$

et  $k$  est le rapport des chaleurs massiques.

L'équation 9.17 démontre que le rendement thermique du cycle de Brayton ne dépend que du rapport de pression et du rapport des chaleurs massiques du fluide moteur. Le rendement croît en fonction de ces deux paramètres. Cette conclusion s'applique également à toutes les turbines à gaz.

Le graphique du rendement thermique du cycle de Brayton en fonction du rapport de pression est montré à la figure 9.31. Dans cette courbe, le rapport des chaleurs massiques est  $k = 1,4$ .

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 (résistance à la fatigue). 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 9.32). Il y a donc un compromis à faire entre le

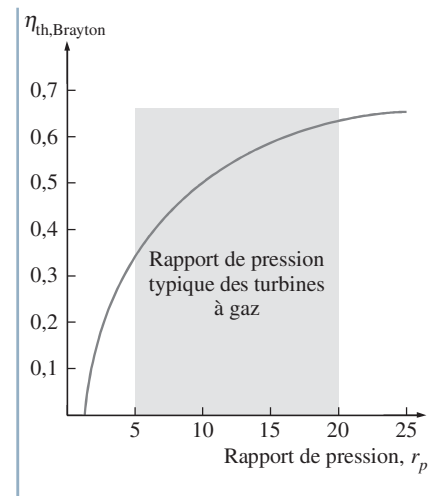


FIGURE 9.31

Le rendement thermique du cycle de Brayton idéal croît en fonction du rapport de pression.

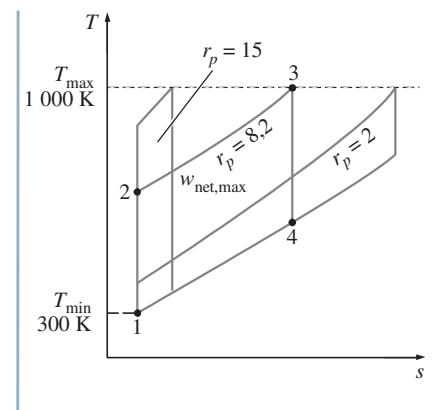


FIGURE 9.32

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

rapport de pression (et donc le rendement) et le travail produit. Dans la plupart des turbines, le rapport de pression varie de 11 à 16.

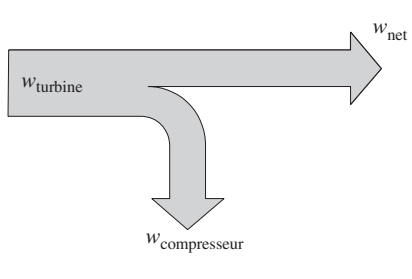
Bien sûr, dans les turbines à gaz, l'air comprimé est employé pour oxyder le carburant. Il est aussi utilisé pour refroidir les divers composants de la machine afin de maintenir leur température au-dessous des limites que permettent les matériaux. C'est pour cette raison qu'on admet, en général, beaucoup plus d'air que ne le nécessite la combustion complète du carburant. Il n'est pas rare que les rapports air-combustible dépassent 50. Par conséquent, l'hypothèse selon laquelle les gaz d'échappement se comportent comme de l'air est, dans l'analyse thermodynamique des turbines à gaz, justifiée. De surcroît, 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 de 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 d'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 mise sous pression 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 plus 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 facilement moduler 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 9.33). Ce rapport est d'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



**FIGURE 9.33**

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

proportionnel au volume massique du fluide moteur. Dans les turbines à gaz, le 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.

### 9.7.1 Le 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 suivants :

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 1 425 °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 simulation aérodynamique 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 sont traitées dans les prochaines sections.

#### EXEMPLE 9.5 ■ Le cycle de Brayton idéal

Soit une turbine à gaz fonctionnant selon le cycle de Brayton idéal. Le rapport de pression est de 8. La température à l'entrée du compresseur est de 300 K et à l'entrée de la turbine, de 1 300 K. Déterminez: a) la température du gaz à la sortie du compresseur et de la turbine; b) le rapport du travail consommé par le compresseur au travail que produit la turbine; c) le rendement thermique du cycle. Admettez les hypothèses d'air standard dans le cycle.

**Solution** Soit une turbine à gaz fonctionnant selon le cycle de Brayton idéal. Il faut déterminer la température du gaz à la sortie du compresseur et de la turbine, le rapport du travail du compresseur à celui de la turbine et le rendement thermique du cycle.

**Hypothèses** 1. Les hypothèses d'air standard sont retenues. 2. Les énergies cinétique et potentielle sont négligeables. 3. La variation des chaleurs massiques en fonction de la température est prise en compte. 4. La turbine est exploitée en régime permanent.

**Analyse** Le diagramme  $T-s$  du cycle de Brayton idéal est illustré à la figure 9.34.

a) La température de l'air à la sortie du compresseur et à la sortie de la turbine est estimée à l'aide des relations isentropiques.

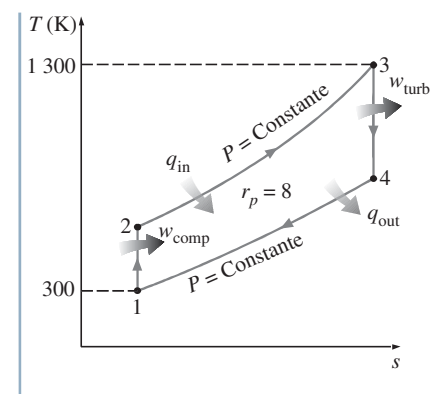


FIGURE 9.34

Diagramme  $T-s$  du cycle de Brayton idéal de l'exemple 9.5.

La compression isentropique d'un gaz parfait 1-2 est

$$T_1 = 300 \text{ K} \longrightarrow h_1 = 300,19 \text{ kJ/kg}$$

$$P_{r1} = 1,386$$

$$P_{r2} = \frac{P_2}{P_1} P_{r1} = (8)(1,386) = 11,09 \longrightarrow T_2 = 540 \text{ K (à la sortie du compresseur)}$$

$$h_2 = 544,35 \text{ kJ/kg}$$

La détente isentropique d'un gaz parfait 3-4 est

$$T_3 = 1300 \text{ K} \longrightarrow h_3 = 1395,97 \text{ kJ/kg}$$

$$P_{r3} = 330,9$$

$$P_{r4} = \frac{P_4}{P_3} P_{r3} = \left(\frac{1}{8}\right)(330,9) = 41,36 \longrightarrow T_4 = 770 \text{ K (à la sortie de la turbine)}$$

$$h_4 = 789,37 \text{ kJ/kg}$$

b) Le travail consommé par le compresseur et le travail produit par la turbine sont

$$w_{\text{comp,in}} = h_2 - h_1 = 544,35 - 300,19 = 244,16 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{turb,out}} = h_3 - h_4 = 1395,97 - 789,37 = 606,60 \text{ kJ/kg}$$

Le rapport est alors

$$\frac{w_{\text{comp,in}}}{w_{\text{turb,out}}} = \frac{244,16 \text{ kJ/kg}}{606,60 \text{ kJ/kg}} = 0,403$$

Autrement dit, 40,3% du travail produit par la turbine est utilisé pour entraîner le compresseur.

c) Le rendement thermique de la turbine à gaz est le rapport du travail net produit à la chaleur nette fournie, soit

$$q_{\text{in}} = h_3 - h_2 = 1395,97 - 544,35 = 851,62 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{net}} = w_{\text{out}} - w_{\text{in}} = 606,60 - 244,16 = 362,4 \text{ kJ/kg}$$

Donc

$$\eta_{\text{th}} = \frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}} = \frac{362,4 \text{ kJ/kg}}{851,62 \text{ kJ/kg}} = 0,426 \text{ ou } 42,6 \%$$

Le rendement thermique aurait pu aussi être déterminé selon

$$\eta_{\text{th}} = 1 - \frac{q_{\text{out}}}{q_{\text{in}}}$$

où

$$q_{\text{out}} = h_4 - h_1 = 789,37 - 300,19 = 489,2 \text{ kJ/kg}$$

**Remarque** Si les hypothèses d'air standard simplifiées avaient été retenues, alors le rendement thermique aurait pu être estimé avec l'équation 9.17 selon

$$\eta_{\text{th,Brayton}} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{8^{(1,4-1)/1,4}} = 0,448$$

Ce résultat est comparable au rendement obtenu si on tient compte de la variation des chaleurs massiques avec la température.



### 9.7.2 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 par 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

$$\eta_c = \frac{w_s}{w_a} \cong \frac{h_{2s} - h_1}{h_{2a} - h_1} \tag{9.19}$$

et

$$\eta_T = \frac{w_a}{w_s} \cong \frac{h_3 - h_{4a}}{h_3 - h_{4s}} \tag{9.20}$$

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 9.35).

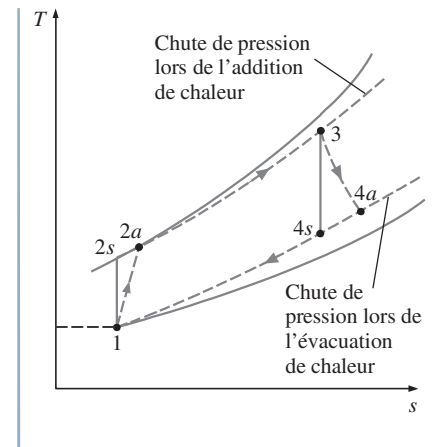


FIGURE 9.35

Écart entre le cycle de Brayton idéal et le cycle réel de la turbine à gaz résultant des irréversibilités.

#### EXEMPLE 9.6 ■ Le cycle réel de la turbine à gaz

Reprenez l'exemple 9.5 en supposant que le rendement isentropique du compresseur est de 80% et que celui de la turbine est de 85%. Déterminez : a) le rapport du travail du compresseur à celui de la turbine ; b) le rendement thermique du cycle ; c) la température du gaz à la sortie de la turbine.

**Solution** Soit la turbine à gaz de l'exemple 9.5 dont les rendements isentropiques du compresseur et de la turbine sont respectivement de 80% et de 85%. Il faut déterminer le rapport du travail du compresseur au travail de la turbine, le rendement thermique du cycle et la température du gaz à la sortie de la turbine.

**Analyse** a) Le diagramme  $T-s$  du cycle est illustré à la figure 9.36. Le travail réel consommé par le compresseur et le travail réel produit par la turbine estimés respectivement à l'aide des définitions 9.19 et 9.20 sont

Compresseur :  $w_{\text{comp,in}} = \frac{w_s}{\eta_c} = \frac{244,16 \text{ kJ/kg}}{0,80} = 305,20 \text{ kJ/kg}$

Turbine :  $w_{\text{turb,out}} = \eta_T w_s = (0,85)(606,60 \text{ kJ/kg}) = 515,61 \text{ kJ/kg}$

Donc

$$\frac{w_{\text{comp,in}}}{w_{\text{turb,out}}} = \frac{305,20 \text{ kJ/kg}}{515,61 \text{ kJ/kg}} = 0,592$$

Le compresseur consomme maintenant 59,2% du travail que produit la turbine (plutôt que 40,3% dans l'exemple précédent). Cette augmentation est due aux irréversibilités qui se manifestent dans le compresseur et la turbine.

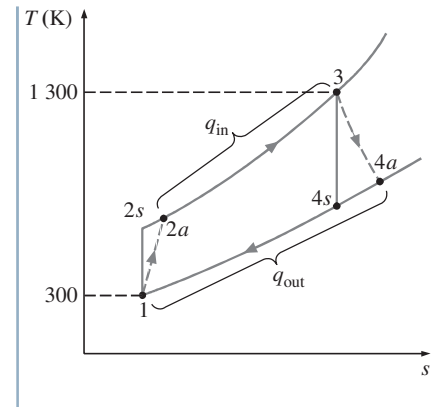


FIGURE 9.36

Diagramme  $T-s$  de la turbine à gaz de l'exemple 9.6.

b) Dans ce cas-ci, l'air émerge du compresseur à une température et à une enthalpie plus élevées selon

$$\begin{aligned}w_{\text{comp,in}} = h_{2a} - h_1 &\longrightarrow h_{2a} = h_1 + w_{\text{comp,in}} \\ &= 300,19 + 305,20 \\ &= 605,39 \text{ kJ/kg} \quad (\text{et } T_{2a} = 598 \text{ K})\end{aligned}$$

La chaleur nette fournie et le travail net produit sont alors

$$\begin{aligned}q_{\text{in}} = h_3 - h_{2a} &= 1\,395,97 - 605,39 = 790,58 \text{ kJ/kg} \\ w_{\text{net}} = w_{\text{out}} - w_{\text{in}} &= 515,61 - 305,20 = 210,41 \text{ kJ/kg}\end{aligned}$$

et le rendement thermique est

$$\eta_{\text{th}} = \frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}} = \frac{210,41 \text{ kJ/kg}}{790,58 \text{ kJ/kg}} = \mathbf{0,266 \text{ ou } 26,6 \%}$$

Le rendement du cycle a chuté de 42,6 à 26,6%. Ce calcul montre à quel point le rendement du cycle de la turbine à gaz est sensible aux irréversibilités qui se manifestent dans le compresseur et la turbine. Il explique aussi, en partie, la progression lente qu'a connue le développement des turbines à gaz.

c) La température à la sortie de la turbine déterminée à l'aide d'un bilan d'énergie est

$$\begin{aligned}w_{\text{turb,out}} = h_3 - h_{4a} &\longrightarrow h_{4a} = h_3 - w_{\text{turb,out}} \\ &= 1\,395,97 - 515,61 \\ &= 880,36 \text{ kJ/kg}\end{aligned}$$

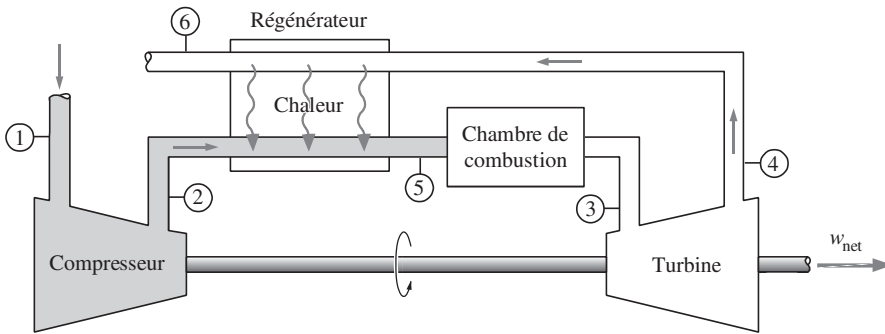
On tire de la table A.17

$$T_{4a} = \mathbf{853 \text{ K}}$$

**Remarque** La température des gaz à la sortie de la turbine ( $T_{4a} = 853 \text{ K}$ ) est considérablement plus élevée que celle de l'air à la sortie du compresseur ( $T_{2a} = 598 \text{ K}$ ). Dans ce cas, pourquoi ne pas récupérer une partie de la chaleur des gaz d'échappement à la sortie de la turbine et épargner ainsi du combustible? Cette action, appelée la « régénération », est à l'étude dans la prochaine section.

## 9.8 Le cycle de Brayton avec régénération

L'exemple 9.6 a montré que la température des gaz d'échappement à la sortie de la turbine est considérablement plus élevée que la température de l'air comprimé admis dans la chambre de combustion. En recourant à un échangeur de chaleur appelé un « régénérateur » (voir la figure 9.37), 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  $q_{\text{in}}$  est donc requise (c'est-à-dire moins de combustible est brûlé) pour compléter le cycle (voir la figure 9.38).


**FIGURE 9.37**

Turbine à gaz munie d'un régénérateur.

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

$$q_{\text{régén,réel}} = h_5 - h_2 \quad (9.21)$$

À la limite, si toute la chaleur des 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

$$q_{\text{régén,max}} = h_4 - h_2 \quad (9.22)$$

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

$$\epsilon = \frac{q_{\text{régén,réel}}}{q_{\text{régén,max}}} = \frac{h_5 - h_2}{h_4 - h_2} \quad (9.23)$$

Dans le cas du cycle de Brayton théorique dont le fluide moteur est l'air, l'expression 9.23 se réduit à

$$\epsilon \cong \frac{T_5 - T_2}{T_4 - T_2} \quad (9.24)$$

et le rendement du cycle de Brayton théorique avec régénération devient

$$\eta_{\text{th,régén}} = 1 - \left(\frac{T_1}{T_3}\right)(r_p)^{(k-1)/k} \quad (9.25)$$

La variation du rendement du cycle de Brayton théorique avec régénération en fonction du rapport de pression est illustrée à la figure 9.39. 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.

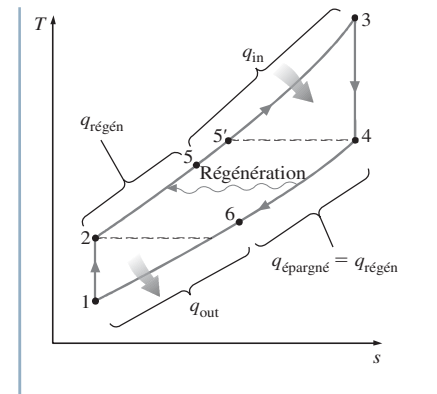
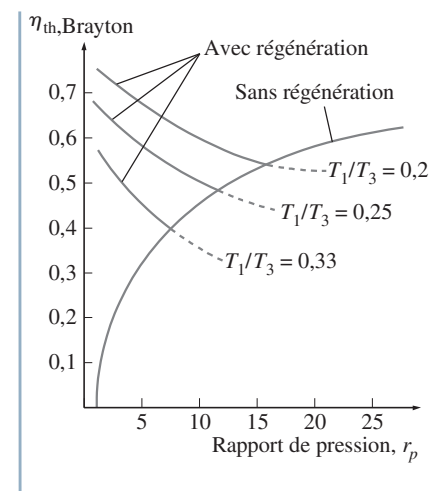
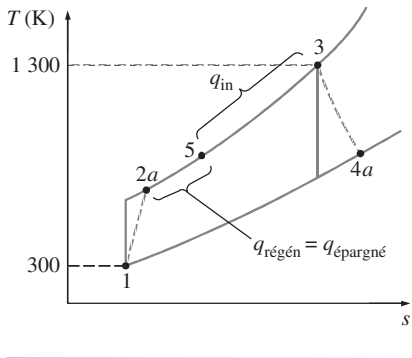

**FIGURE 9.38**

Diagramme  $T$ - $s$  du cycle de Brayton avec régénération.


**FIGURE 9.39**

Rendement du cycle de Brayton théorique avec et sans régénération.



**FIGURE 9.40**  
Diagramme  $T$ - $s$  du cycle de Brayton avec régénération de l'exemple 9.7.

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 des économies d'énergie escomptées.

**EXEMPLE 9.7 ■ Le cycle de la turbine à gaz avec régénération**

Déterminez le rendement thermique de la turbine à gaz de l'exemple 9.6 lorsque celle-ci est équipée d'un régénérateur dont le rendement est de 80 %.

**Solution** Il faut déterminer le rendement thermique de la turbine à gaz de l'exemple 9.6 lorsque celle-ci est équipée d'un régénérateur dont le rendement est de 80 %.

**Analyse** Le diagramme  $T$ - $s$  du cycle est illustré à la figure 9.40. L'enthalpie de l'air à la sortie du régénérateur déterminée à l'aide de la définition du rendement du régénérateur est

$$\epsilon = \frac{h_5 - h_{2a}}{h_{4a} - h_{2a}}$$

$$0,80 = \frac{(h_5 - 605,39) \text{ kJ/kg}}{(880,36 - 605,39) \text{ kJ/kg}} \longrightarrow h_5 = 825,37 \text{ kJ/kg}$$

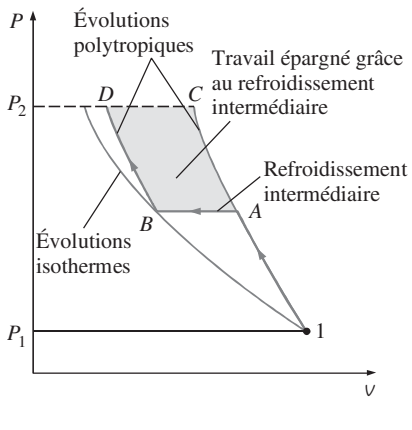
La chaleur ajoutée est donc

$$q_{in} = h_3 - h_5 = (1\,395,97 - 825,37) \text{ kJ/kg} = 570,60 \text{ kJ/kg}$$

La quantité de chaleur épargnée est de 220,0 kJ/kg. Le rendement thermique de la turbine munie d'un régénérateur est alors

$$\eta_{th} = \frac{w_{net}}{q_{in}} = \frac{210,41 \text{ kJ/kg}}{570,60 \text{ kJ/kg}} = 0,369 \text{ ou } 36,9\%$$

**Remarque** Si on munit la turbine à gaz d'un régénérateur, son rendement thermique bondit de 26,6 à 36,9 % !



**FIGURE 9.41**  
Comparaison entre un compresseur à un seul étage (le parcours 1AC) et un compresseur à deux étages (le parcours 1ABD).

**9.9 Le cycle de Brayton avec refroidissement intermédiaire, réchauffage intermédiaire et régénération**

Le travail net que produit la turbine à 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.

On a vu au chapitre 7 que 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 9.41). À 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.

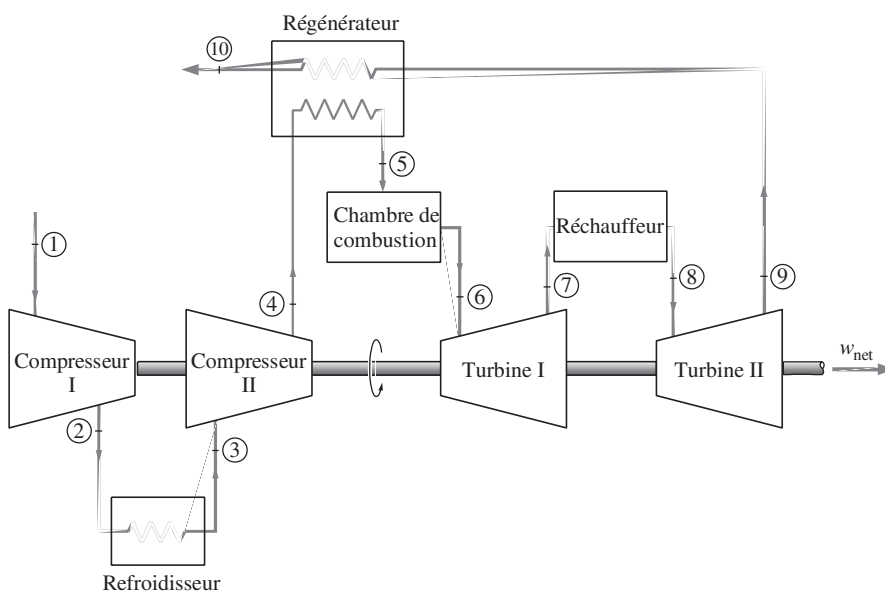
De même, le travail que produit une turbine fonctionnant entre deux niveaux de pression peut être accru si on détend le gaz par étages et qu'on le réchauffe entre chaque étage. Cette détente étagée avec réchauffage intermédiaire est réalisée sans augmenter la température maximale du cycle. À mesure que le nombre 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 des 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 les gaz d'échappement plus chauds.

La figure 9.42 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. Le



**FIGURE 9.42**

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.

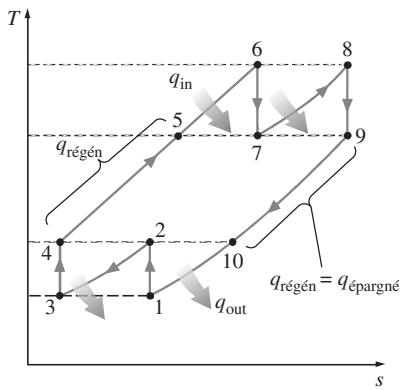


FIGURE 9.43

Diagramme  $T-s$  de la turbine à gaz avec refroidissement, réchauffage et régénération.

diagramme  $T-s$  correspondant à ce cycle est donné à la figure 9.43. 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 finale  $P_4$  (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 combustion, où de la chaleur est ajoutée. Il ressort à la température de  $T_6$  (l'état 6) et se détend de façon isentropique dans le premier étage de la turbine (l'état 7). Il est réchauffé (l'état 8), puis détendu de façon isentropique dans le deuxième étage de la turbine (l'état 9). Il traverse ensuite le régénérateur à pression constante, et sa température descend à  $T_{10}$  (l'état 10). Le cycle est complété alors que le gaz se refroidit à la température de  $T_1$ , qui est son état initial (l'état 1) (ou si le gaz d'échappement sont rejetés dans le milieu extérieur).

Il a été démontré, au chapitre 7, que le travail de compression étagée est minimisé lorsque les rapports de pression de chaque étage sont égaux. De même, on peut démontrer que le travail produit au cours d'une détente étagée est maximisé lorsque les rapports de pression de chaque étage sont égaux. Par conséquent, le meilleur rendement de la turbine à gaz est obtenu pour

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} \quad \text{et} \quad \frac{P_6}{P_7} = \frac{P_8}{P_9} \quad (9.26)$$

À mesure que le nombre d'étages de compression et de détente croît, le cycle de la turbine à gaz avec refroidissement, réchauffage et régénération se rapproche du cycle d'Ericsson (voir la figure 9.44), et son rendement thermique tend vers le rendement théorique de Carnot. En pratique, toutefois, le nombre d'étages dépasse rarement trois; la complexité et les coûts qui en découleraient seraient difficilement justifiables

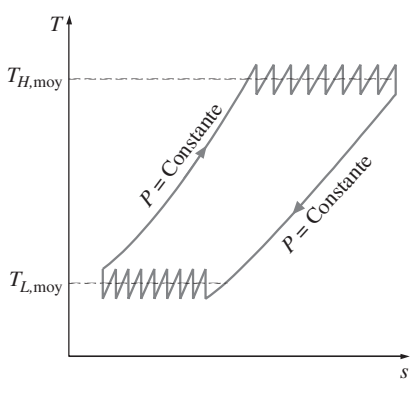


FIGURE 9.44

À mesure que le nombre d'étages de compression et de détente augmente, le cycle de la turbine à gaz avec refroidissement, réchauffage et régénération se rapproche du cycle d'Ericsson.

### EXEMPLE 9.8 ■ Le cycle de la turbine à gaz avec refroidissement intermédiaire et réchauffage intermédiaire

Soit le cycle idéal de la turbine à gaz comprenant deux étages de compression et deux étages de détente. Le rapport de pression est de 8. L'air est admis dans chaque étage de compression à 300 K et dans chaque étage de détente à 1 300 K. Déterminez le rapport du travail consommé par le compresseur au travail produit par la turbine et le rendement thermique du cycle. Faites les calculs en supposant : a) qu'il n'y a pas de régénérateur; b) qu'un régénérateur dont le rendement est de 100 % est employé. Comparez les résultats à ceux qui sont obtenus dans l'exemple 9.5.

**Solution** Le cycle idéal de la turbine à gaz comprenant deux étages de compression et deux étages de détente est étudié. Il faut déterminer le rapport du travail consommé par le compresseur au travail produit par la turbine et le rendement thermique du cycle : 1) dans le cas où il n'y a pas de régénérateur ; 2) dans le cas où un régénérateur dont le rendement est de 100 % est utilisé.

**Hypothèses** 1. La turbine fonctionne en régime permanent. 2. Les hypothèses d'air standard sont retenues. 3. La variation des énergies cinétique et potentielle est négligeable.

**Analyse** Le diagramme  $T-s$  du cycle est illustré à la figure 9.45. Il comprend deux étages de compression, deux étages de détente et une régénération.

Le travail de compression est minimisé, et le travail de détente est maximisé lorsque les rapports de pression sont

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} = \sqrt{8} = 2,83 \quad \text{et} \quad \frac{P_6}{P_7} = \frac{P_8}{P_9} = \sqrt{8} = 2,83$$

L'air pénètre dans chaque étage du compresseur à la même température, et le rendement de la compression isentropique est de 100%. Par conséquent, la température (et l'enthalpie) de l'air à la sortie de chaque étage est la même. Il en va ainsi, également, pour les étages de détente de la turbine.

**Entrées:**  $T_1 = T_3, h_1 = h_3$  et  $T_6 = T_8, h_6 = h_8$

**Sorties:**  $T_2 = T_4, h_2 = h_4$  et  $T_7 = T_9, h_7 = h_9$

Le travail consommé par chaque étage de compression est le même, et le travail produit par chaque étage de détente est le même.

a) Sans régénération : à l'aide des données tirées de la table A.17, on obtient

$$T_1 = 300 \text{ K} \longrightarrow h_1 = 300,19 \text{ kJ/kg}$$

$$P_{r1} = 1,386$$

$$P_{r2} = \frac{P_2}{P_1} P_{r1} = \sqrt{8}(1,386) = 3,82 \longrightarrow T_2 = 403,3 \text{ K}$$

$$h_2 = 404,31 \text{ kJ/kg}$$

$$T_6 = 1300 \text{ K} \longrightarrow h_6 = 1395,97 \text{ kJ/kg}$$

$$P_{r6} = 330,9$$

$$P_{r7} = \frac{P_7}{P_6} P_{r6} = \frac{1}{\sqrt{8}}(330,9) = 117,0 \longrightarrow T_7 = 1006,4 \text{ K}$$

$$h_7 = 1053,33 \text{ kJ/kg}$$

Alors

$$w_{\text{comp, in}} = 2(w_{\text{comp, in, 1}}) = 2(h_2 - h_1) = 2(404,31 - 300,19) = 208,24 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{turb, out}} = 2(w_{\text{turb, out, 1}}) = 2(h_6 - h_7) = 2(1395,97 - 1053,33) = 685,28 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{net}} = w_{\text{turb, out}} - w_{\text{comp, in}} = 685,28 - 208,24 = 477,04 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{in}} = q_{\text{primaire}} + q_{\text{réchauffage}} = (h_6 - h_4) + (h_8 - h_7)$$

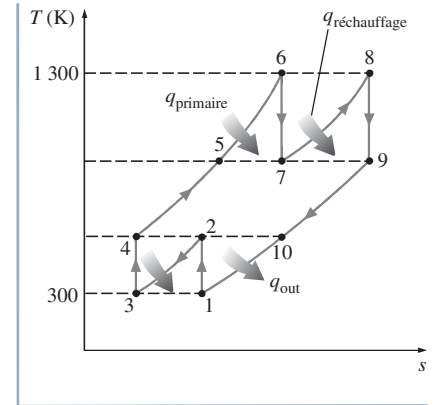
$$= (1395,97 - 404,31) + (1395,97 - 1053,33) = 1334,30 \text{ kJ/kg}$$

Le rapport du travail consommé par le compresseur au travail produit par la turbine et le rendement thermique sont

$$\frac{w_{\text{comp, in}}}{w_{\text{turb, out}}} = \frac{208,24 \text{ kJ/kg}}{685,28 \text{ kJ/kg}} = \mathbf{0,304 \text{ ou } 30,4 \%}$$

et

$$\eta_{\text{th}} = \frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}} = \frac{477,04 \text{ kJ/kg}}{1334,30 \text{ kJ/kg}} = \mathbf{0,358 \text{ ou } 35,8 \%}$$



**FIGURE 9.45**

Diagramme  $T-s$  de la turbine à gaz de l'exemple 9.8.

En comparant ces résultats avec ceux de l'exemple 9.5, on constate que le rapport du travail consommé par le compresseur au travail produit par la turbine a été réduit de 40,3 à 30,4 % si on recourt au cycle de la turbine à gaz avec refroidissement et réchauffage. Toutefois, le rendement thermique du cycle est passé de 42,6 à 35,8 %. Par conséquent, le refroidissement et le réchauffage dans la turbine à gaz ne sont pas recommandés à moins d'être jumelés à la régénération.

b) Si on ajoute un régénérateur dont le rendement est de 100 %, le travail du compresseur et le travail de la turbine ne sont pas touchés. Le rapport du travail consommé par le compresseur au travail produit par la turbine demeure donc inchangé. Le régénérateur diminue toutefois la quantité de chaleur requise dans le cycle, car l'air sortant du compresseur est préchauffé par les gaz d'échappement provenant de la turbine. Puisque le rendement du régénérateur est de 100 %,  $h_5 = h_7 = h_9$ .

La chaleur requise par le cycle est donc

$$\begin{aligned} q_{\text{in}} &= q_{\text{primaire}} + q_{\text{réchauffage}} = (h_6 - h_5) + (h_8 - h_7) \\ &= (1\,395,97 - 1\,053,33) + (1\,395,97 - 1\,053,33) = 685,28 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

et le rendement thermique du cycle est

$$\eta_{\text{th}} = \frac{w_{\text{net}}}{q_{\text{in}}} = \frac{477,04 \text{ kJ/kg}}{685,28 \text{ kJ/kg}} = \mathbf{0,696 \text{ ou } 69,6 \%}$$

**Remarque** Le rendement thermique du cycle de base est de 42,6 %. Si on y ajoute la compression étagée avec refroidissement intermédiaire, la détente étagée avec réchauffage intermédiaire et la régénération, le rendement passe à 69,6 %. Ce résultat est excellent du fait que le rendement thermique limite est celui du cycle d'Ericsson, soit

$$\eta_{\text{th, Ericsson}} = \eta_{\text{th, Carnot}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} = 1 - \frac{300 \text{ K}}{1\,300 \text{ K}} = 0,769$$

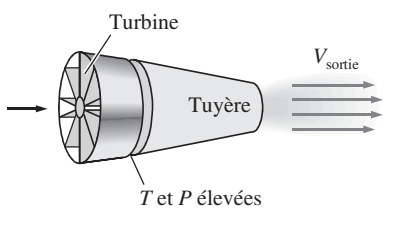


FIGURE 9.46

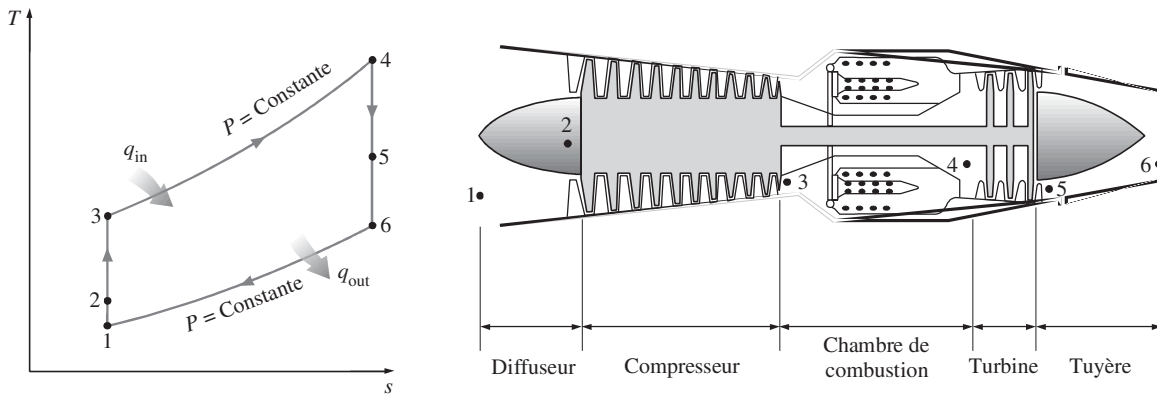
Dans les turboréacteurs, les gaz à haute pression et à haute température sortant de la turbine sont accélérés lorsqu'ils traversent une tuyère qui imprime ainsi une poussée sur l'avion.

## 9.10 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, et les gaz peuvent se détendre dans une tuyère jusqu'à la pression du milieu extérieur. Puisque 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, comme le montre la figure 9.46).

La figure 9.47 montre le schéma d'un turboréacteur et le diagramme  $T-s$  du cycle correspondant. À 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





**FIGURE 9.47**

Diagramme  $T-s$  du cycle théorique de la propulsion par jet et principaux éléments du turbo réacteur.

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, les gaz poursuivent leur détente jusqu'à la pression du milieu extérieur en traversant une tuyère (l'état 6).

Dans le cycle théorique de la 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 turbo réacteur.

La poussée qui provient du turbo réacteur 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 du réacteur 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 au réacteur, soit

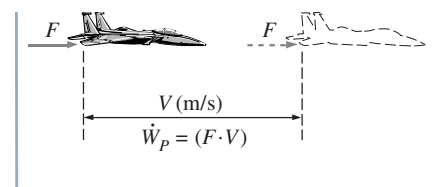
$$F = (\dot{m}V)_{\text{sortie}} - (\dot{m}V)_{\text{entrée}} = \dot{m}(V_{\text{sortie}} - V_{\text{entrée}}) \quad (\text{N}) \quad (9.27)$$

où  $V_{\text{sortie}}$  est la vitesse des gaz expulsés et  $V_{\text{entrée}}$  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,  $V_{\text{entrée}}$  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  $V_{\text{avion}}$  (voir la figure 9.48), soit

$$\dot{W}_p = FV_{\text{avion}} = \dot{m}(V_{\text{sortie}} - V_{\text{entrée}})V_{\text{avion}} \quad (\text{kW}) \quad (9.28)$$



**FIGURE 9.48**

La puissance de propulsion est le produit de la poussée par la vitesse de l'avion.

Le travail net produit par un turboréacteur est de 0. 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

$$\eta_P = \frac{\text{Puissance de propulsion}}{\text{Puissance thermique du carburant consommé}} = \frac{\dot{W}_P}{\dot{Q}_{in}} \quad (9.29)$$

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.

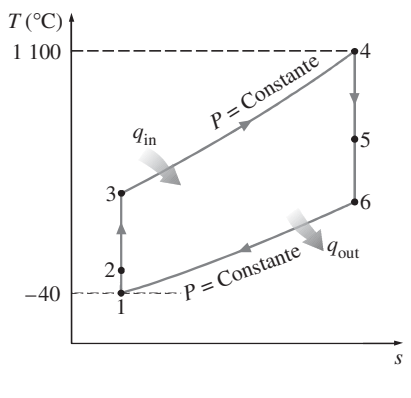


FIGURE 9.49

Diagramme  $T$ - $s$  du cycle du turbo-réacteur de l'exemple 9.9.

### EXEMPLE 9.9 ■ Le cycle théorique de la propulsion par jet

Un avion, propulsé par un turboréacteur, vole à une altitude où la pression atmosphérique est de 35 kPa et la température de l'air extérieur, de  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ . La vitesse de l'avion est de 260 m/s. Le débit d'air à l'entrée du compresseur est de 45 kg/s et le rapport de pression dans le compresseur, de 10. La température des gaz à l'entrée de la turbine est de  $1\ 100\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Déterminez: a) la température et la pression des gaz à la sortie de la turbine; b) la vitesse des gaz à la sortie de la tuyère; c) le rendement de propulsion. Admettez les hypothèses d'air standard simplifiées.

**Solution** Les conditions de fonctionnement d'un turboréacteur sont connues. Il faut déterminer la température et la pression des gaz à la sortie de la turbine, la vitesse des gaz à la sortie de la tuyère et le rendement de propulsion.

**Hypothèses** 1. La turbine fonctionne en régime permanent. 2. Les hypothèses d'air standard simplifiées sont retenues. La chaleur massique de l'air à pression constante est  $c_p = 1,003\text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ , et le rapport des chaleurs massiques est de  $k = 1,4$ . 3. La variation des énergies cinétique et potentielle est négligeable, excepté à l'entrée du diffuseur et à la sortie de la tuyère. 4. Le travail produit par la turbine est égal au travail consommé par le compresseur.

**Analyse** Le diagramme  $T$ - $s$  du cycle idéal de la turbine à gaz est illustré à la figure 9.49.

a) Avant de déterminer la température et la pression du gaz à la sortie de la turbine, il faut estimer les températures et les pressions aux autres états.

L'évolution 1-2: La compression isentropique d'un gaz parfait dans le diffuseur. L'air s'engage dans le diffuseur à la vitesse de 260 m/s ( $V_1 = 260\text{ m/s}$ ) et en ressort à une vitesse négligeable ( $V_2 \cong 0\text{ m/s}$ ), soit

$$\begin{aligned} h_2 + \frac{V_2^2}{2} &= h_1 + \frac{V_1^2}{2} \\ 0 &= c_p(T_2 - T_1) - \frac{V_1^2}{2} \\ T_2 &= T_1 + \frac{V_1^2}{2c_p} \end{aligned}$$

$$= 233 \text{ K} + \frac{(260 \text{ m/s})^2}{2(1,003 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}))} \left( \frac{1 \text{ kJ}}{1000 \text{ J}} \right)$$

$$= 266,7 \text{ K}$$

$$P_2 = P_1 \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{k/(k-1)} = (35 \text{ kPa}) \left( \frac{266,7 \text{ K}}{233 \text{ K}} \right)^{1,4/(1,4-1)} = 56,1 \text{ kPa}$$

L'évolution 2-3 : La compression isentropique d'un gaz parfait dans le compresseur

$$P_3 = (r_p)(P_2) = (10)(56,1 \text{ kPa}) = 561 \text{ kPa} (= P_4)$$

$$T_3 = T_2 \left( \frac{P_3}{P_2} \right)^{(k-1)/k} = (266,7 \text{ K})(10)^{(1,4-1)/1,4} = 514,9 \text{ K}$$

L'évolution 4-5 : La détente isentropique d'un gaz parfait dans la turbine

On suppose que la variation des énergies cinétique et potentielle à travers le compresseur et la turbine est négligeable. Le travail produit par la turbine est égal au travail consommé par le compresseur, soit

$$w_{\text{comp,in}} = w_{\text{turb,out}}$$

$$h_3 - h_2 = h_4 - h_5$$

$$c_p(T_3 - T_2) = c_p(T_4 - T_5)$$

$$T_5 = T_4 - T_3 + T_2 = 1373 - 514,9 + 266,7 = \mathbf{1\ 124,8 \text{ K}}$$

$$P_5 = P_4 \left( \frac{T_5}{T_4} \right)^{k/(k-1)} = (561 \text{ kPa}) \left( \frac{1\ 124,8 \text{ K}}{1\ 373 \text{ K}} \right)^{1,4/(1,4-1)} = \mathbf{279 \text{ kPa}}$$

b) Afin de déterminer la vitesse du gaz à la sortie de la tuyère, la température en ce point doit être estimée puis utilisée dans l'équation d'énergie

$$T_6 = T_5 \left( \frac{P_6}{P_5} \right)^{(k-1)/k} = (1\ 124,8 \text{ K}) \left( \frac{35 \text{ kPa}}{279 \text{ kPa}} \right)^{(1,4-1)/1,4} = 621,6 \text{ K}$$

$$h_6 + \frac{V_6^2}{2} = h_5 + \frac{V_5^2}{2} \rightarrow 0$$

$$0 = c_p(T_6 - T_5) + \frac{V_6^2}{2}$$

$$V_6 = \sqrt{2c_p(T_5 - T_6)}$$

$$= \sqrt{2(1,003 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}))(1\ 124,8 - 621,6) \text{ K} \frac{(1\ 000 \text{ J})}{1 \text{ kJ}}}$$

$$= \mathbf{1\ 005 \text{ m/s}}$$

c) Le rendement de propulsion est le rapport de la puissance de propulsion à la puissance thermique consommée, soit

$$\dot{W}_p = \dot{m}(V_{\text{sortie}} - V_{\text{entrée}})V_{\text{avion}}$$

$$= (45 \text{ kg/s})[(1\ 005 - 260) \text{ m/s}](260 \text{ m/s}) \left( \frac{1 \text{ kJ}}{1\ 000 \text{ J}} \right)$$

$$= \mathbf{8\ 717 \text{ kW}}$$



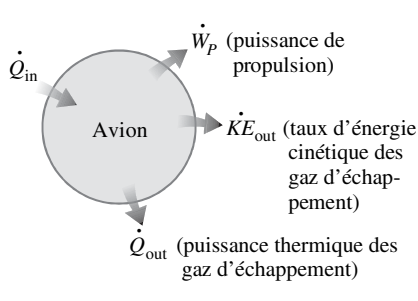


FIGURE 9.50

L'énergie chimique du carburant consommé dans un avion est transformée en différentes formes d'énergie.

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{in} &= \dot{m}(h_4 - h_3) = \dot{m}c_p(T_4 - T_3) \\ &= (45 \text{ kg/s})(1\,003 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}))[(1\,373 - 514,9) \text{ K}] \\ &= 38\,730 \text{ kW} \\ \eta_P &= \frac{\dot{W}_P}{\dot{Q}_{in}} = \frac{8\,717 \text{ kW}}{38\,730 \text{ kW}} = 22,5\%\end{aligned}$$

Ce résultat signifie que 22,5 % de l'énergie totale consommée est employée pour propulser l'avion et surmonter la force de résistance de l'air (la traînée).

**Remarque** Où l'énergie restante est-elle donc passée ?

La puissance cinétique des gaz d'échappement, relative au sol, et la puissance thermique évacuée sont

$$\begin{aligned}\dot{K}E_{out} &= \dot{m} \frac{V_g^2}{2} = (45 \text{ kg/s}) \left( \frac{[(1\,005 - 260) \text{ m/s}]^2}{2} \right) \left( \frac{1 \text{ kJ}}{1\,000 \text{ J}} \right) \\ &= 12\,488 \text{ kW} \\ \dot{Q}_{out} &= \dot{m}(h_6 - h_1) = \dot{m}c_p(T_6 - T_1) \\ &= (45 \text{ kg/s})(1\,003 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}))[(621,6 - 233) \text{ K}] \\ &= 17\,540 \text{ kW}\end{aligned}$$

Ainsi, 32,2 % de l'énergie consommée est transformée en énergie cinétique des gaz d'échappement (pour maximiser le rendement de propulsion, cette énergie cinétique devrait être nulle,  $V_g = 0$ ), et 45,3 % de l'énergie est emportée sous forme de chaleur dans les gaz d'échappement. En d'autres termes, 22,5 % de l'énergie chimique libérée par le carburant est utilisée pour propulser l'avion, alors que tout le reste contribue à accroître l'énergie interne de l'air atmosphérique (voir la figure 9.50).

### 9.10.1 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 :

- la puissance massique et la puissance volumique très élevées du fait du fonctionnement continu ;
- la pollution limitée en hydrocarbures et en  $\text{NO}_x$  à cause de l'excès d'air et de la température limitée ;
- l'aptitude à la récupération de chaleur pour la cogénération ;
- la longévité en marche stationnaire.

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

- le taux de compression (et donc le rendement) limité par le nombre d'étages de compression nécessaires ;
- la baisse importante du rendement des compresseurs centrifuges à un régime plus faible que le régime nominal ;

- la température de combustion (et donc le rendement) limitée par la résistance mécanique de la turbine ;
- la chute importante du rendement à charge partielle, en particulier pour les machines à simple arbre ;
- le coût élevé d'usinage des aubages, notamment ceux de la turbine ;
- l'inaptitude aux arrêts et aux démarrages fréquents et peu progressifs ;
- le coût de maintenance plus élevé que pour le moteur diesel ;
- 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 acceptable. De plus, le rendement atteint difficilement 30 % pour des moteurs compacts et de faible puissance, alors que le rendement des moteurs diesel actuels peut dépasser 40 %.

## 9.11 Les cycles de puissance à gaz et la deuxième loi de la thermodynamique

Les cycles de Carnot, de Stirling et d'Ericsson sont des cycles entièrement réversibles. Ils ne sont, par conséquent, entachés d'aucune irréversibilité.

Les cycles Otto, Diesel et de Brayton sont réversibles intérieurement seulement. Des irréversibilités peuvent donc intervenir à l'extérieur du système. L'intérêt d'étudier ces cycles à l'aide de la deuxième loi est de révéler ces irréversibilités pour ensuite être en mesure de les atténuer.

Des relations pour l'exergie détruite dans les systèmes fermés et les systèmes ouverts ont été obtenues au chapitre 8. Ainsi, l'exergie détruite dans un système fermé est donnée par

$$\begin{aligned} X_{\text{dét}} &= T_0 S_{\text{gén}} = T_0 (\Delta S_{\text{système}} - S_{\text{in}} + S_{\text{out}}) \\ &= T_0 \left( (S_2 - S_1)_{\text{système}} - \frac{Q_{\text{in}}}{T_{b,\text{in}}} + \frac{Q_{\text{out}}}{T_{b,\text{out}}} \right) \quad (\text{kJ}) \end{aligned} \quad (9.30)$$

où  $T_{b,\text{in}}$  est la température de la frontière du système à l'endroit où la chaleur est transmise au système, et  $T_{b,\text{out}}$  est la température à l'endroit où la chaleur est cédée par le système. Sous forme de taux, l'exergie détruite au sein d'un système ouvert (un volume de contrôle) est

$$\dot{X}_{\text{dét}} = T_0 \dot{S}_{\text{gén}} = T_0 (\dot{S}_{\text{out}} - \dot{S}_{\text{in}}) = T_0 \left( \sum_{\text{out}} \dot{m} s - \sum_{\text{in}} \dot{m} s - \frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{T_{b,\text{in}}} + \frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{T_{b,\text{out}}} \right) \quad (\text{kW}) \quad (9.31)$$

ou par unité de masse

$$x_{\text{dét}} = T_0 s_{\text{gén}} = T_0 \left( s_{\text{out}} - s_{\text{in}} - \frac{q_{\text{in}}}{T_{b,\text{in}}} + \frac{q_{\text{out}}}{T_{b,\text{out}}} \right) \quad (\text{kJ/kg}) \quad (9.32)$$

L'exergie détruite dans un cycle est égale à la somme de l'exergie détruite dans chacune des évolutions qui composent le cycle. L'exergie détruite dans le cycle

peut aussi être estimée si on considère tout le cycle comme une évolution et qu'on utilise une des relations précédentes (9.30 à 9.32).

L'entropie est une variable thermodynamique. Sa grandeur ne dépend que de l'état du système. Dans un cycle réversible ou réel, les états initial et final sont identiques :  $s_{\text{out}} = s_{\text{in}}$ . Par conséquent, l'exergie détruite dans un cycle ne dépend que de la quantité de chaleur échangée entre le système et les réservoirs à haute et à basse température et de la température de ces réservoirs. Ainsi, l'exergie détruite dans un cycle est donnée par

$$x_{\text{dét}} = T_0 \left( \sum \frac{q_{\text{out}}}{T_{b,\text{out}}} - \sum \frac{q_{\text{in}}}{T_{b,\text{in}}} \right) \quad (\text{kJ/kg}) \quad (9.33)$$

S'il n'y a qu'une seule source à la température de  $T_H$  et qu'un seul puits à la température de  $T_L$ , l'expression 9.33 se réduit à

$$x_{\text{dét}} = T_0 \left( \frac{q_{\text{out}}}{T_L} - \frac{q_{\text{in}}}{T_H} \right) \quad (\text{kJ/kg}) \quad (9.34)$$

Enfin, l'exergie d'un système fermé  $\phi$  dans un état donné est

$$\phi = (u - u_0) - T_0(s - s_0) + P_0(v - v_0) + \frac{V^2}{2} + gz \quad (\text{kJ/kg}) \quad (9.35)$$

et l'exergie d'un écoulement  $\psi$  se trouvant dans un état donné est

$$\psi = (h - h_0) - T_0(s - s_0) + \frac{V^2}{2} + gz \quad (\text{kJ/kg}) \quad (9.36)$$

L'indice 0 indique le milieu extérieur.

#### EXEMPLE 9.10 ■ Le cycle Otto et la deuxième loi de la thermodynamique

Déterminez l'exergie détruite dans le cycle Otto (les quatre évolutions et le cycle complet) de l'exemple 9.2. Supposez que la chaleur fournie au cycle provient d'une source à 1 700 K et que la chaleur est évacuée dans un puits à 290 K. Déterminez également l'exergie des gaz d'échappement (lorsqu'ils sont évacués).

**Solution** Il faut déterminer l'exergie détruite dans le cycle Otto présenté dans l'exemple 9.2. Les températures de la source et du puits de chaleur sont connues. Il faut aussi estimer l'exergie des gaz d'échappement lorsque ces derniers sont évacués.

**Analyse** Les variables et les paramètres repris de l'exemple 9.2 sont

$$\begin{array}{ll} r = 8 & P_2 = 1,7997 \text{ MPa} \\ T_0 = 290 \text{ K} & P_3 = 4,345 \text{ MPa} \\ T_1 = 290 \text{ K} & q_{\text{in}} = 800 \text{ kJ/kg} \\ T_2 = 652,4 \text{ K} & q_{\text{out}} = 381,83 \text{ kJ/kg} \\ T_3 = 1\,575,1 \text{ K} & w_{\text{net}} = 418,17 \text{ kJ/kg} \end{array}$$

Les évolutions 1-2 et 3-4 sont des évolutions isentropiques ( $s_1 = s_2$ ,  $s_3 = s_4$ ). Elles ne font intervenir aucune irréversibilité interne ou externe. Par conséquent,  $x_{\text{dét},12} = 0$  et  $x_{\text{dét},34} = 0$ .

L'évolution 2-3 est une évolution d'apport de chaleur à volume constant, alors que l'évolution 4-1 est une évolution d'évacuation de chaleur à volume constant. Toutefois, la chaleur est ajoutée grâce à un gradient fini de températures entre la source et le système, et la chaleur est évacuée grâce à un gradient fini de températures entre le système et le puits. Ces deux évolutions sont donc irréversibles extérieurement. L'exergie détruite durant ces évolutions est déterminée à l'aide de l'expression 9.32. Estimons, en premier, la variation d'entropie de l'air au cours de ces évolutions selon

$$\begin{aligned} s_3 - s_2 &= s_3^\circ - s_2^\circ - R \ln \frac{P_3}{P_2} \\ &= (3,5045 - 2,4975) \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) - (0,287 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})) \ln \frac{4,345 \text{ MPa}}{1,7997 \text{ MPa}} \\ &= 0,7540 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \end{aligned}$$

De plus

$$q_{\text{in}} = 800 \text{ kJ/kg} \quad \text{et} \quad T_{\text{source}} = 1\,700 \text{ K}$$

À l'aide de l'équation 9.32, on obtient

$$\begin{aligned} x_{\text{dét},23} &= T_0 \left( (s_3 - s_2)_{\text{système}} - \frac{q_{\text{in}}}{T_{\text{source}}} \right) \\ &= (290 \text{ K}) \left( 0,7540 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) - \frac{800 \text{ kJ/kg}}{1\,700 \text{ K}} \right) \\ &= 82,2 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Dans l'évolution 4-1,  $s_1 - s_4 = s_2 - s_3 = -0,754 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ,  $q_{R,41} = q_{\text{out}} = 381,83 \text{ kJ/kg}$  et  $T_{\text{puits}} = 290 \text{ K}$ . Alors

$$\begin{aligned} x_{\text{dét},41} &= T_0 \left( (s_1 - s_4)_{\text{système}} + \frac{q_{\text{out}}}{T_{\text{puits}}} \right) \\ &= (290 \text{ K}) \left( -0,754 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}) + \frac{381,83 \text{ kJ/kg}}{290 \text{ K}} \right) \\ &= 163,2 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

L'exergie détruite dans le cycle est donc

$$\begin{aligned} x_{\text{dét,cycle}} &= x_{\text{dét},12} + x_{\text{dét},23} + x_{\text{dét},34} + x_{\text{dét},41} \\ &= 0 + 82,2 \text{ kJ/kg} + 0 + 163,2 \text{ kJ/kg} \\ &= \mathbf{245,4 \text{ kJ/kg}} \end{aligned}$$

L'exergie détruite dans tout le cycle aurait pu être estimée à l'aide de l'équation 9.34. On observe aussi que la principale source d'irréversibilité résulte de la transmission de chaleur du système au puits. Par conséquent, toute tentative d'amélioration du cycle devrait commencer avec la réduction de cette irréversibilité. →

Enfin, si on suppose que la variation des énergies cinétique et potentielle est négligeable, l'exergie du fluide moteur juste avant d'être expulsé, c'est-à-dire à l'état 4, estimée à l'aide de l'expression 9.35 est

$$\phi_4 = (u_4 - u_0) - T_0(s_4 - s_0) + P_0(v_4 - v_0)$$

où

$$s_4 - s_0 = s_4 - s_1 = 0,754 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$$

$$u_4 - u_0 = u_4 - u_1 = q_{\text{out}} = 381,83 \text{ kJ}/\text{kg}$$

$$v_4 - v_0 = v_4 - v_1 = 0$$

Et alors

$$\phi_4 = 381,83 \text{ kJ}/\text{kg} - (290 \text{ K})(0,754 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})) + 0 = \mathbf{163,2 \text{ kJ}/\text{kg}}$$

Ce résultat est équivalent à l'exergie détruite dans l'évolution 4-1. Qu'en concluez-vous?

**Remarque** On pourrait, en principe, soutirer 163,2 kJ/kg des gaz d'échappement en les amenant à l'état du milieu extérieur.

## SUJET PARTICULIER

### L'automobile et l'énergie

En 219 av. J.-C., Hannibal, général et homme d'État carthaginois, a traversé les Pyrénées et les Alpes à dos de cheval et d'éléphant pour gagner l'Italie. Deux mille ans plus tard, en 1812, Napoléon Bonaparte, empereur des Français, envahissait la Russie en se déplaçant de la même façon.

Homme d'État romain, Jules César, accompagné de son armée, a franchi le Rubicon en 49 av. J.-C. pour marcher sur Rome. Deux mille ans plus tard, au début du xx<sup>e</sup> siècle, la reine Victoria I<sup>re</sup> se déplaçait dans Londres en carrosse toujours à la même vitesse. Il n'est alors pas surprenant que l'invention de l'automobile, en 1895, ait changé le monde.

L'invention de l'automobile arrivait à point nommé. Au début du xx<sup>e</sup> siècle, la popularité de la bicyclette comme moyen de transport urbain avait poussé les grandes villes à développer un réseau routier aux chaussées carrossables. De surcroît, à cette époque, les trains encombraient de plus en plus les quais des gares de marchandises qu'on arrivait difficilement à distribuer à l'aide des moyens de transport traditionnels. Le besoin de disposer d'un véhicule plus polyvalent se faisait ressentir.

C'est alors que la voiture est apparue. Dès 1913, le modèle T, une voiture assemblée à la chaîne dans les usines d'Henry Ford (1863–1947), connaissait beaucoup de succès. Son prix de vente représentait à l'époque la moitié du salaire annuel d'un ouvrier. Ce prix relatif



n'a guère changé aujourd'hui. En 1950, on comptait, aux États-Unis, une voiture par famille et, en 1975, ce nombre était passé à une voiture par travailleur. Aujourd'hui, on évalue à plus de un milliard de véhicules automobiles dans le monde, dont la moitié se trouve en Amérique du Nord.

Comme toutes les grandes inventions, la voiture a bouleversé la vie quotidienne. Elle offre liberté, autonomie et indépendance à l'égard des transports de masse. Elle donne accès à un plus grand choix de logements et à la propriété privée pour la classe moyenne. Et, bien sûr, l'automobile a fait naître de nombreuses industries (manufacturières, pétrolières, de la construction, etc.). Cependant, l'automobile ne présente pas que des avantages. Elle est à l'origine de l'étalement urbain ainsi que de la disparition de la vie et de l'économie de quartier. Elle est responsable, en grande partie, de la pollution atmosphérique due aux gaz d'échappement et entraîne des accidents. Néanmoins, on ne saurait se passer des véhicules automobiles, et ce, même si on n'a jamais touché à un volant. En effet, rares sont les biens que nous consommons (les aliments, par exemple) qui n'ont pas été transportés au moyen d'un véhicule routier.

Dans ce cas, puisqu'on ne peut se passer des véhicules automobiles, peut-on mieux les utiliser, c'est-à-dire réduire leur consommation de carburant et en atténuer les méfaits sur l'environnement ?

La consommation de carburant d'un véhicule automobile dépend de plusieurs facteurs, par exemple le véhicule lui-même (le type, la masse, les dimensions, la transmission, le moteur, etc.) et son utilisation (le déplacement en ville ou sur l'autoroute, les habitudes de conduite, etc.). Il est préférable de se procurer une voiture compacte, légère, au moteur de petite cylindrée, à transmission manuelle et à traction avant. En ville, il faut éviter les départs et les arrêts brusques et, sur l'autoroute, réduire la vitesse. Faut-il rappeler que sur quatre litres de carburant achetés à la pompe (l'essence, le diesel, l'éthanol, etc.), trois finissent en chaleur et un seul contribue à la propulsion du véhicule ? De surcroît, sur l'autoroute, ce litre de carburant est essentiellement brûlé pour vaincre la traînée aérodynamique. Or, tout comme la puissance produite par une éolienne est proportionnelle au cube de la vitesse de l'écoulement d'air (*voir le sujet particulier au chapitre 5*), la puissance dissipée par la traînée de la voiture (et donc la puissance fournie par le moteur  $\dot{W}_{\text{moteur}}$  pour la vaincre) est proportionnelle au cube de la vitesse de la voiture  $V_{\text{auto}}$ . Et le débit de carburant consommé (en kilogrammes par seconde) est proportionnel à la puissance produite par le moteur, soit  $\dot{m} \propto \dot{W}_{\text{moteur}} \propto V_{\text{auto}}^3$ . Par conséquent, abaisser la vitesse de 100 à 80 km/h réduit le débit de carburant consommé de  $(100 \text{ km/h})^3 / (80 \text{ km/h})^3 \sim 1,95$  et diminue la consommation totale de carburant de  $(100 \text{ km/h})^2 / (80 \text{ km/h})^2 \sim 1,56$  pour parcourir la même distance.





FIGURE 9.51

Pourquoi faut-il que les véhicules soient si lourds, si encombrants et si puissants pour ne transporter, la plupart du temps, qu'une seule personne ?

Malgré les progrès technologiques remarquables réalisés en science des matériaux et en électronique au cours des dernières décennies, les véhicules automobiles demeurent trop lourds et trop puissants pour l'utilisation qu'on en fait la plupart du temps, c'est-à-dire transporter une personne d'un endroit à un autre (voir la figure 9.51). Leur masse varie, en général, de 1 000 à 2 000 kg et leur puissance, de 100 à 300 kW. Or, la masse d'un homme de taille moyenne est d'environ 70 kg, et la puissance alimentant une maison traditionnelle de 140 m<sup>2</sup> chauffée à l'électricité est, en Amérique du Nord, de 24 kW (120 V × 200 A). En d'autres termes, pourquoi se déplace-t-on à bord de caisses de métal qui font environ 15 à 30 fois le poids d'une personne et qui nécessitent une puissance de 4 à 12 fois celle d'une maison ?

Les tableaux 9.1 et 9.2 comparent trois moyens de transport urbains courants : la bicyclette, l'autobus et la voiture. Ces tableaux montrent qu'une personne se déplaçant à bord d'une voiture compacte transporte 100 fois plus de matière et requiert 500 fois plus de puissance qu'une autre se déplaçant à bicyclette.

Il y a de quoi s'interroger sur la façon dont on utilise l'énergie dans les transports.

TABLEAU 9.1

## Masse de matière déplacée par masse humaine transportée

Véhicule	Masse (kg)	Masse de matière/ masse humaine*
Bicyclette (1 personne)	~10	~0,15
Autobus (30 personnes)	~10 000	~5,00
Voiture (1 personne)	~1 000	~15,00

\*Une personne : ~70 kg.

TABLEAU 9.2

## Puissance requise par masse humaine transportée

Véhicule	Puissance (kW)	Puissance/ masse humaine (W/kg)*
Bicyclette (1 personne)	~0,2	~3
Autobus (30 personnes)	~150,0	~70
Voiture (1 personne)	~100,0	~1 500

\*Une personne : ~70 kg.

## RÉSUMÉ

Dans ce chapitre, les cycles de puissance à gaz exécutés par les moteurs à combustion interne et les turbines à gaz ont été étudiés. Les points saillants ont été les suivants :

- Les cycles réels de puissance à gaz sont très complexes. Pour les modéliser, on admet les hypothèses d'air standard : 1) le fluide moteur est l'air et se comporte comme un gaz parfait ; 2) toutes les évolutions du cycle sont réversibles intérieurement ; 3) la combustion et l'évacuation des gaz d'échappement sont respectivement remplacées par un apport et une évacuation de chaleur. 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.
- Dans les moteurs à combustion interne, le taux de compression est défini comme

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

et la pression moyenne effective est définie comme

$$\text{PME} = \frac{w_{\text{net}}}{V_{\max} - V_{\min}}$$

- Le cycle Otto théorique est le cycle du moteur à allumage commandé (le moteur à essence). Ce cycle compte quatre évolutions réversibles intérieurement : une compression isentropique, un apport de chaleur à volume constant, une détente isentropique et une évacuation de chaleur à volume constant. Le rendement du cycle Otto, dans le cas où les hypothèses d'air standard simplifiées sont admises, est

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

où  $k = c_p/c_v$ .

- Le cycle théorique Diesel est le cycle du moteur à allumage par compression (le moteur diesel). Ce cycle est semblable au cycle Otto, excepté que l'apport de chaleur se fait à pression constante. Le rendement du cycle Diesel, dans le cas où les hypothèses d'air standard simplifiées sont retenues, est

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

où  $r_c$  est le rapport des volumes du cylindre après et avant la combustion,  $r_c = V_3/V_2 = v_3/v_2$ .

- Les cycles de Stirling et d'Ericsson sont des cycles entièrement réversibles qui font intervenir un apport de chaleur à

température constante  $T_H$  et une évacuation de chaleur à température constante  $T_L$ . Dans le cycle de Stirling, les deux évolutions isentropiques du cycle de Carnot ont été remplacées par des évolutions de régénération à volume constant et, dans le cycle d'Ericsson, elles ont été remplacées par des évolutions de régénération à pression constante. La régénération est l'évolution qui consiste à stocker de la chaleur dans un régénérateur pendant une partie du cycle pour la récupérer pendant une autre partie du cycle.

- Le cycle théorique de la turbine à gaz est le cycle de Brayton. Ce cycle comprend quatre évolutions réversibles intérieurement : une compression isentropique, un apport de chaleur à pression constante, une détente isentropique et une évacuation de chaleur à pression constante. Le rendement du cycle de Brayton dans le cas où les hypothèses d'air standard simplifiées sont admises est

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

où  $r_p$  est le rapport de pression,  $r_p = P_{\max}/P_{\min}$ , et  $k$  est le rapport des chaleurs massiques. Le rendement thermique du cycle de Brayton croît avec le rapport de pression.

- Les évolutions réelles dans le compresseur et la turbine sont prises en compte à l'aide du rendement isentropique défini, pour le compresseur, comme

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

et, pour la turbine, comme

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

Les états 1 et 3 sont les états du fluide à l'entrée de la machine, les états 2a et 4a sont les états réels à la sortie, et les états 2s et 4s sont les états isentropiques à la sortie.

- Dans les turbines à gaz, les gaz à haute température sortant de la turbine peuvent céder leur chaleur à l'air qui émerge du compresseur en traversant un échangeur appelé un « régénérateur ». Le rendement du régénérateur, c'est-à-dire l'efficacité avec laquelle la chaleur est transmise des gaz chauds à l'air froid, est défini comme

$$\epsilon = \frac{q_{\text{régén,réal}}}{q_{\text{régén,max}}}$$

- Dans le cas où les hypothèses d'air standard simplifiées sont admises, le rendement thermique du cycle de Brayton théorique avec régénération est

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

où  $T_1$  et  $T_3$  sont respectivement les températures minimale et maximale du cycle.

- Pour accroître le rendement thermique du cycle de Brayton, on recourt simultanément à la compression étagée avec refroidissement intermédiaire, à la détente étagée avec réchauffage intermédiaire et à la régénération. Le travail consommé par le compresseur à étages est minimal lorsque les rapports des pressions entre les étages sont les mêmes. Cette même stratégie est retenue pour maximiser le travail produit par la turbine à étages.
- Parce que leurs puissances massique et volumique sont élevées, les turbines à gaz sont très utilisées pour la propulsion aéronautique. Contrairement au cycle de Brayton théorique, les gaz dans le cycle théorique de la propulsion par jet se détendent partiellement dans une tuyère, imprimant ainsi une poussée sur la turbine et donc sur l'avion.
- La poussée imprimée par le turboréacteur est

$$F = \dot{m}(V_{\text{sortie}} - V_{\text{entrée}})$$

où  $\dot{m}$  est le débit massique des gaz, et  $V_{\text{entrée}}$  et  $V_{\text{sortie}}$  sont respectivement la vitesse à l'entrée et la vitesse à la sortie du turboréacteur relatives à l'avion.

- La puissance de propulsion  $\dot{W}_p$  est le produit de la poussée  $F$  par la vitesse de l'avion  $V_{\text{avion}}$

$$\dot{W}_p = \dot{m}(V_{\text{sortie}} - V_{\text{entrée}})V_{\text{avion}}$$

- Le rendement de propulsion est une mesure de l'efficacité à laquelle l'énergie chimique du carburant est transformée en énergie de propulsion. Ce rendement est défini comme le rapport de la puissance de propulsion à la puissance thermique du carburant consommé, soit

$$\eta_p = \frac{\text{Puissance de propulsion}}{\text{Puissance thermique du carburant consommé}} = \frac{\dot{W}_p}{\dot{Q}_{\text{in}}}$$

- L'exergie détruite dans un cycle idéal au sein duquel n'interviennent que des échanges thermiques entre une source à la température  $T_H$  et un puits à la température  $T_L$  est donnée par l'expression

$$x_{\text{dét}} = T_0 \left( \frac{q_{\text{out}}}{T_L} - \frac{q_{\text{in}}}{T_H} \right)$$

## RÉFÉRENCES

1. BOREL, L. et D. FAVRAT. *Thermodynamique et énergétique*, Lausanne, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2005.
2. CHASE, V.D. « Propfans : A New Twist for the Propeller », *Mechanical Engineering*, novembre 1986, p. 47-50.
3. FERGUSON, C.R. et A.T. KIRKPATRICK. *Internal Combustion Engines : Applied Thermosciences*, 2<sup>e</sup> édition, New York, Wiley, 2000.
4. HARMON, R.A. « The Keys to Cogeneration and Combined Cycles », *Mechanical Engineering*, février 1988, p. 64-73.
5. HEYWOOD, J. *Internal Combustion Engine Fundamentals*, New York, McGraw-Hill, 1988.
6. LACROIX, M. *L'énergie au quotidien*, Québec, MultiMondes, 2011.
7. LICHTY, L.C. *Combustion Engine Processes*, New York, McGraw-Hill, 1967.
8. MCINTOSH, H. « Jumbo Jet », *10 Outstanding Achievements 1964-1989*, Washington, National Academy of Engineering, 1989, p. 30-33.
9. PULKRABEK, W. *Engineering Fundamentals of the Internal Combustion Engine*, 2<sup>e</sup> édition, Upper Saddle River, Prentice-Hall, 2004.
10. ROY, M.A. *Guide de la technique 3 : L'énergie*, Lausanne, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1993.
11. SIURU, W. « Two-Stroke Engines : Cleaner and Meaner », *Mechanical Engineering*, juin 1990, p. 66-69.
12. TAYLOR, C.F. *The Internal Combustion Engine in Theory and Practice*, Cambridge, M.I.T. Press, 1968.
13. VAN WYLEN, G.J., R.E. SONNTAG et P. DESROCHERS. *Thermodynamique appliquée*, 2<sup>e</sup> édition, Saint-Laurent, ERPI, 1992.