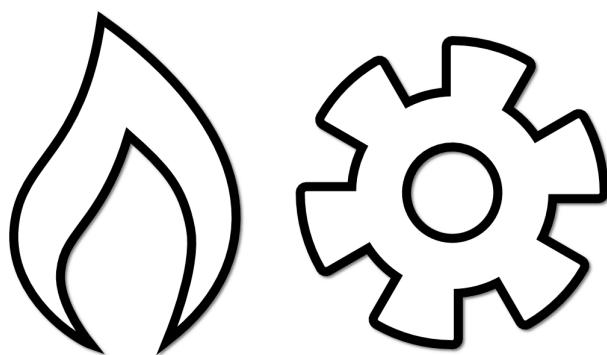


Work in Progress

Ce document est un prototype. Un wiki de travail est en ligne à l'adresse dokuwiki.framabook.org/doku.php?id=framabookthermodynamique.

Mise à jour de ce document : 23 septembre 2014

Thermodynamique de l'ingénieur



Olivier Cleynen



Copyright 2014 Olivier Cleynen, Framasoft (collection Framabook)
Thermodynamique de l'ingénieur est placé sous : Attribution – Partage dans les Mêmes Conditions 4.0
ISBN : xxxxxxxxxxxxxxxxxx
Prix : xx euros
Dépôt légal : 2014, IMPRIMEUR

Table des matières

1 Notions fondamentales	11
1.1 Démarche	13
1.2 Notion d'énergie	13
1.3 L'énergie mécanique	18
1.4 Le travail	20
1.5 La chaleur	23
1.6 Le chaud et le froid	26
1.7 Exercices	29
2 Les systèmes fermés	35
2.1 Pourquoi utiliser un système fermé ?	37
2.2 Conventions de comptabilité	38
2.3 Le premier principe dans un système fermé	40
2.4 Quantifier le travail avec un système fermé	41
2.5 Quantifier la chaleur avec un système fermé	57
2.6 Un peu d'histoire : le moteur compound	58
2.7 Exercices	62
3 Les systèmes ouverts	69
3.1 Pourquoi utiliser un système ouvert ?	71
3.2 Conventions de comptabilité	71
3.3 Le premier principe dans un système ouvert	72
3.4 Quantifier le travail avec un système ouvert	77
3.5 Quantifier la chaleur avec un système ouvert	84
3.6 Exercices	86
4 Le gaz parfait	93
4.1 Définition	95
4.2 Propriétés des gaz parfaits	98
4.3 Énergie et température	102
4.4 Transformations élémentaires réversibles	105
4.5 Exercices	117

5 Liquides et vapeurs	123
5.1 Ébullition et liquéfaction	125
5.2 Description qualitative des propriétés de l'eau	129
5.3 Quantification des propriétés de l'eau	136
5.4 Transformations élémentaires réversibles	145
5.5 Un peu d'histoire : le cheval-vapeur	156
5.6 Exercices	160
6 Cycles thermodynamiques	167
6.1 Conventions de signe	169
6.2 Transformer chaleur et travail	171
6.3 Rendement des cycles	176
6.4 Exercices	182
7 Le second principe	187
7.1 Le second principe	189
7.2 Le second principe et les machines	191
7.3 Le cycle de Carnot	195
7.4 L'échelle de température thermodynamique	202
7.5 Efficacité maximale des machines	207
7.6 Exercices	210
8 L'entropie	215
8.1 Définition	217
8.2 Les variations d'entropie	219
8.3 Prédire le sens des transformations	233
8.4 L'entropie et l'univers	239
8.5 Exercices	242
9 Cycles moteurs à vapeur	247
9.1 Pourquoi utiliser un moteur à vapeur ?	249
9.2 Critères de performance	250
9.3 Composants des installations à vapeur	251
9.4 Cycles moteurs à vapeur	259
9.5 Exercices	270
10 Cycles moteurs à gaz	273
10.1 Performance des moteurs à gaz	275
10.2 Motorisations à pistons	278
10.3 Composants des turbomachines	284
10.4 Les configurations des turbomachines	290
10.5 Modification des cycles des turbomachines	298

10.6 Exercices	305
--------------------------	-----

Annexes	311
----------------	------------

0.1 Abaques de vapeur	312
0.2 Pression indiquée et pression réelle	313
0.3 Conventions de notation	314

Bibliographie	315
----------------------	------------

À propos de ce livre	319
-----------------------------	------------

Objectifs

Donner à l'étudiant/e les moyens de décrire et de quantifier :

- le comportement des fluides lors des transferts de chaleur et de travail ;
- le principe de fonctionnement des moteurs et réfrigérateurs ;
- les principales caractéristiques des moteurs de l'industrie.

Le livre est abordable avec un niveau Baccalauréat, et peut servir d'appui pour aborder ensuite un cours de mécanique des fluides ou de conception motorisation. Il n'est pas destiné à la préparation d'un concours *prépa*, mais il peut servir pour consolider ou re-visiter les notions qui y sont abordées.

Introduction

La thermodynamique est l'étude de la conversion de l'énergie entre deux formes, chaleur et travail. Pourtant, ses débuts remontent bien avant que ces trois concepts ne soient établis : pendant longtemps il ne s'est agi que de se pencher sur *la nature de la chaleur*. Autrement dit, que veut dire « chaud » exactement ? Peut-on le mesurer ?

Les premières réflexions sur la nature de la matière, et celle du feu, datent de la Grèce antique, et donnent déjà naissance à la théorie atomique. Mais il ne s'agit alors que de constructions philosophiques, plus fondées sur une vision spirituelle organisée du monde que sur de réels travaux d'observation.

Il faudra attendre les années 1600 pour que débutent de sérieux travaux de recherche. C'est la température, dont on se fait plus facilement une idée que de la chaleur, qui est d'abord le centre d'intérêt. La conception du thermomètre soulève en effet de nombreux problèmes d'ingénierie et de physique : comment lier cette idée de « température » à un phénomène observable directement, de façon prévisible et reproductible ?

Pendant ces années et jusqu'en 1850, la thermodynamique reste à l'échelle macroscopique – il n'est pas encore question d'atome ou de molécule. Elle suscite beaucoup d'intérêt parce qu'elle aborde directement les phénomènes de frottement et de transfert de chaleur, qui ne se produisent jamais que dans un seul sens, et auxquels une vision mécanique newtonienne de l'univers ne peut fournir d'explication.

Le grand essor des machines thermiques, au début du XIX^e siècle, prend la science de court. Les premiers moteurs pompent l'eau hors des mines, mais la thermodynamique – qui ne porte alors même pas son nom – ne sait pas expliquer comment. Il faudra une trentaine d'années avant que la théorie ne rattrape la pratique, et que l'on établisse une vision cohérente de la thermodynamique permettant, par exemple, de prévoir le rendement d'un moteur.

En 1865, Clausius clôture près d'un siècle de tâtonnements en explicitant les grandes bases de ce que l'on commence à appeler « thermodynamique » : c'est ce que nous connaissons aujourd'hui sous le nom des deux principes. Il généralise, ce

faisant, ses observations sur un ballon de gaz à l'univers tout entier. De leur côté, Maxwell et Boltzmann réconcilieront la thermodynamique avec la physique telle que nous la connaissons aujourd'hui. Au fur et à mesure du xx^e siècle, le concept d'incertitude se fait accepter et la thermodynamique devient affaire de probabilités et de quantification du désordre ; elle sert même à poser les bases de la théorie de l'information.

Entre temps, la révolution industrielle a eu lieu. Délaisse la pompe à eau, le moteur thermique est passé à la propulsion des locomotives, puis navires, automobiles, génératrices de courant, et aéronefs. Notre mode de vie, dans lequel la force physiologique humaine n'a plus la moindre importance, montre à quel point nous sommes devenus dépendants de la puissance et de la précision qu'il permet. Le moteur à chaleur, en somme, est la raison pour laquelle notre environnement diffère tant de celui de nos ancêtres, et de celui que connaîtront nos descendants. La thermodynamique permet de comprendre le fonctionnement déroutant de cet engin à la fois banal et effroyable.

Au cours de cette série de dix chapitres sur la *thermodynamique de l'ingénieur*, nous passerons du comportement élémentaire des fluides à la théorie des moteurs – l'objectif étant de fournir à l'étudiant/e une bonne compréhension du fonctionnement des machines à chaleur et une base solide pour pouvoir aborder la conception moteur et la mécanique des fluides.

CHAPITRE 1

Notions fondamentales

— *ou* —
L'indispensable panoplie du petit thermodynamicien

1.1	Démarche	13
1.2	Notion d'énergie	13
1.2.1	L'énergie	13
1.2.2	Le premier principe	15
1.2.3	Formes d'énergie	15
1.2.4	La puissance	16
1.2.5	L'énergie et la puissance massiques	17
1.3	L'énergie mécanique	18
1.4	Le travail	20
1.5	La chaleur	23
1.5.1	La température	23
1.5.2	La chaleur	24
1.5.3	La capacité thermique	25
1.6	Le chaud et le froid	26
1.7	Exercices	29

LE CHAPITRE 1 EN BREF

Le premier principe stipule que l'énergie est constante et indestructible : on la *transforme* d'une forme à une autre. Le travail est un transfert associant une force à un déplacement. La chaleur est un transfert chaotique, associé à un potentiel, la température.

Introduction

Nous posons dans ce chapitre 1 (*notions fondamentales*) les concepts indispensables dont nous nous servirons dans les chapitres à venir, en tentant de répondre à deux questions :

- Que représente l'énergie ?
- Quelles formes d'énergie manipule-t-on dans une machine ?

1.1 Démarche

L'objectif de ce cours de thermodynamique est de décrire les caractéristiques physiques des principaux moteurs de l'industrie. Pour pouvoir décrire leurs performances et leurs limites, il nous faut commencer un étage plus bas, en nous posant d'abord des questions comme :

- Comment et pourquoi un moteur peut-il fonctionner ? Comment transformer de la chaleur en travail ?
- Comment peut-on refroidir un objet ? Comment peut-on inverser le sens spontané des transferts de chaleur ?

Or, pour pouvoir donner des réponses solides à ces questions, il faut bien maîtriser les notions de chaleur, de température, et de travail ; ainsi nous devons d'abord descendre encore quelques étages plus bas :

- Comment quantifie-t-on la chaleur et le travail dans une machine ?
- Comment un fluide peut-il recevoir ou fournir de l'énergie ?
- Que représentent l'énergie, la chaleur, et la température ?

Ces questions sont le cœur de ce que nous appelons *thermodynamique*, c'est-à-dire l'étude de la nature de la chaleur. Nous allons devoir commencer tout en bas, et nous remonterons progressivement jusqu'à pouvoir enfin expliquer pourquoi le rendement d'un moteur Diesel dépasse rarement 40 %. En route !

1.2 Notion d'énergie

1.2.1 L'énergie

Nous nous attaquons d'emblée à l'une des notions les plus difficiles de toute la physique : l'*énergie*.

Nous observons que dans tous les phénomènes, lors de toutes les transformations que nous pouvons observer dans l'univers, il existe une grandeur qui ne varie pas. Cette grandeur quantifie une propriété abstraite (énergie vient du grec ἐνέργεια, *energeia*, soit « activité », « opération ») qui peut prendre de multiples formes.

Nous avons appris à compter la quantité d'énergie présente dans n'importe quel volume arbitraire, et nous nous attachons à contrôler sa transformation d'une forme à une autre. Par exemple, l'énergie électrique stockée dans une batterie peut être transformée en travail dans un moteur électrique, ce qui peut servir à actionner un ascenseur, qui peut soulever une charge. Lors de toutes ces évolutions, la quantité totale d'énergie reste la même (figure 1.1), un fait qui nous permet par exemple de quantifier la taille minimale de batterie nécessaire pour soulever une charge donnée.

Ainsi, l'énergie est surtout un concept que nous utilisons pour lire les transformations que nous observons dans le monde : nous pourrions dire que c'est « ce qui ne change pas lorsque les choses se transforment ». Pour l'ingénieur, elle représente surtout la capacité d'un corps à en mettre un autre en mouvement, de façon unifiée (par exemple avec un déplacement) ou désordonnée (par exemple avec une excitation chaotique).

Nous mesurons l'énergie en joules (J).



FIGURE 1.1 – L'énergie chimique stockée dans le carburant qui a été consommé est exactement égale à l'énergie rejetée par le pot d'échappement, plus l'énergie dissipée par frottement, plus l'énergie cinétique de la voiture en route. Toute cette énergie est transformée en chaleur, *mais jamais détruite*, une fois la voiture arrêtée (quelqu'en soit le moyen!).

Photo dérivée d'une photo CC-BY-SA par Tommi Nummelin

1.2.2 Le premier principe

Le *premier principe de la thermodynamique* affirme simplement :

■ L'énergie est indestructible. ■

On peut aussi écrire que « l'énergie de l'univers est constante », ou « l'énergie se conserve toujours » : elle ne peut être ni créée ni détruite. Autrement dit, lorsqu'un objet reçoit un joule d'énergie, il peut soit l'emmager, soit le re-fournir à l'extérieur ; mais en aucun cas il ne peut le détruire.

Il n'y a que deux principes importants en thermodynamique ; le second (auquel nous consacrons les chapitres 7 et 8) porte lui aussi sur la nature de l'énergie. Leurs implications sont énormes et ils sont le fruit d'un travail intellectuel profond et laborieux, long de plusieurs siècles. Il n'existe pas de preuve ou de démonstration de leur véracité, mais toutes nos observations et expériences les corroborent, de sorte qu'ils sont aujourd'hui universellement acceptés.

Nous exprimerons quantitativement le premier principe de deux façons différentes, l'une pour un système fermé (au chapitre 2, section 2.3) et l'autre pour un système ouvert (au chapitre 3, section 3.3.3).

1.2.3 Formes d'énergie

Les différentes formes d'énergie que nous identifions usuellement ont été mises au jour une à une au cours de l'histoire de la physique.

L'*énergie cinétique* est possédée par un corps du fait de sa vitesse (*cf. section 1.3 plus bas*). C'est la forme d'énergie la plus facile à identifier. Elle a longtemps été nommée *vis viva* (« force vive »).

L'*énergie potentielle* est stockée avec l'interaction entre deux objets liés par une force dite *conservative*¹. À l'échelle macroscopique, la forme la plus palpable est l'énergie potentielle d'altitude, issue du travail fourni à une masse contre son poids (c'est ce travail qui rend plus fatigante la montée d'escaliers que leur descente, par exemple). En écrasant un ressort, on y stocke de l'énergie potentielle de compression, que l'on récupère en le détendant.

L'*énergie chimique* est une combinaison d'énergie potentielle et d'énergie cinétique *entre atomes*. Le métabolisme humain est fondé sur des transferts énergétiques chimiques, tout comme la combustion des hydrocarbures avec l'oxygène atmosphérique, qui alimente presque tous nos véhicules.

« Il est important de réaliser que dans la physique d'aujourd'hui, nous n'avons aucune connaissance de ce *qu'est* l'énergie. Nous n'avons pas de représentation comme quoi l'énergie viendrait en petit paquets d'une certaine quantité. Cependant des formules permettent de calculer une quantité numérique, et lorsque nous les additionnons toutes, nous obtenons toujours le même nombre. C'est une chose abstraite en cela qu'elle ne nous donne pas le mécanisme ou les *raisons* des différentes formules. »

Richard Feynman, 1963
The Feynman Lectures on Physics [11, 12]

1. Une force est dite *conservative* lorsqu'elle reste la même dans un sens comme dans un autre. Par exemple, le poids est conservatif (il est le même que l'on monte ou que l'on descende) mais le frottement ne l'est pas (il s'oppose toujours au mouvement).

Au cours du xx^e siècle, on a découvert au niveau sub-atomique que la masse était aussi une forme d'énergie (ainsi le fameux $E = mc^2$ lie masse et énergie). L'énergie rayonnante (électromagnétique) est également identifiable au niveau sub-atomique. Ces formes d'énergie ne nous concernent pas dans cet ouvrage. En thermodynamique, nous allons nous concentrer sur trois formes d'énergie, identifiables à l'échelle macroscopique :

L'énergie interne notée U , un concept que nous utilisons pour regrouper toute l'énergie cinétique et potentielle des molécules d'un corps. Elle représente la quantité totale d'énergie mécanique stockée à l'intérieur d'un objet ;

La chaleur notée Q , qui est un transfert représentant la transmission d'énergie cinétique de manière chaotique d'un corps vers un autre ;

Le travail noté W , qui est un transfert représentant la transmission d'énergie de manière cohérente d'un corps vers un autre.

D'une façon générale, l'ingénieur/e thermodynamicien/ne souhaite capter de la chaleur à des corps qu'il/elle veut refroidir, ou bien fournir du travail à des corps qu'il/elle veut déplacer. Nous allons donc étudier en détail ces transferts.

1.2.4 La puissance

La *puissance* représente un débit d'énergie dans le temps. Son unité si est le joule par seconde, c'est-à-dire le watt (W) :

$$1 \text{ W} \equiv 1 \text{ J s}^{-1} \quad (1/1)$$



FIGURE 1.2 – Une remorque, de puissance nulle ($\dot{Q} = 0 \text{ W}$) mais capable de restituer beaucoup d'énergie. La combustion de 20 t de kérósène dégage environ $Q = 900 \text{ GJ}$ sous forme de chaleur ;
Un turboréacteur à soufflante Trent 900, de très grande puissance (capable de fournir $\dot{W} = 20 \text{ MW}$ à un avion de ligne) mais dépourvu d'énergie (0 J).

*Photo turboréacteur dérivée d'une photo CC-0 par l'utilisateur·rice Commons Dr Brains
Photo remorque dérivée d'une photo CC-BY Thomas R Machnitzki*

D'autres unités sont souvent utilisées, comme le cheval-vapeur¹ :

$$1 \text{ ch}_M = 735,5 \text{ W} \quad (1/2)$$

Nous dénoterons les puissances avec un point au-dessus du symbole de l'énergie ; ainsi on note \dot{E} une puissance (par exemple mécanique) apportant une quantité d'énergie E chaque seconde.

Dans le langage courant, le terme *puissance* est utilisé pour quantifier *la puissance maximale utile* d'un système. Par exemple, une automobile dont on dit qu'elle est « de puissance 100 chevaux » a un moteur capable de lui fournir, pendant quelques instants, une puissance de $\dot{W}_{\text{méca.}} = 100 \text{ ch}$ – mais pour cela, le moteur reçoit environ $\dot{Q}_{\text{combustion}} = 300 \text{ ch}$ sous forme de chaleur. En outre, sur route, la puissance mécanique moyenne fournie par le moteur ne dépasse probablement pas 20 ch.

1.2.5 L'énergie et la puissance massiques

Dans de nombreuses applications en thermodynamique, il est intéressant de quantifier les transferts énergétiques indépendamment de la quantité de masse à l'intérieur de la machine.

Par exemple, si l'on souhaite comparer le *fonctionnement* du moteur d'une moto et de celui d'un camion, il sera judicieux de diviser chacun des transferts énergétiques (compression, combustion, détente, etc) par la quantité d'air dans les cylindres, pour s'affranchir des effets d'échelle.

À cet effet, nous utilisons des grandeurs dites *spécifiques* (dites parfois *massiques*) ; et nous les noterons en minuscules.

L'énergie spécifique (parfois appelée énergie massique), se mesure en joules par kilogramme (J kg^{-1}) :

$$e \equiv \frac{E}{m} \quad (1/3)$$

où e est l'énergie spécifique (J kg^{-1}),
 E l'énergie (J),
et m la masse du système que l'on étudie (kg).

Exemple 1.1

Un injecteur d'essence dans un moteur de voiture doit fournir une quantité de chaleur spécifique $q_{\text{comb.}} = 300 \text{ kJ kg}^{-1}$ quelle que soit

1. Un cheval-vapeur correspond approximativement à la puissance que peut fournir sous forme de travail un cheval puissant en plein effort. Nous devons la création de cette unité à... James Watt (§5.5). Attention, il existe plusieurs définitions incompatibles de l'unité *cheval*. L'équation 1/2 correspond à la norme DIN 66036 utilisée dans l'industrie automobile.

la quantité d'air dans le cylindre. Quelle sera l'énergie fournie lorsque $m_{\text{air}} = 0,5 \text{ kg}$ et lorsque $m_{\text{air}} = 1 \text{ kg}$?

Il faudra $Q_{\text{comb},1} = m_1 q_{\text{comb.}} = 0,5 \times 300 \cdot 10^3 = 150 \cdot 10^3 = 150 \text{ kJ}$ dans le premier cas, et $Q_{\text{comb},2} = m_2 q_{\text{comb.}} = 300 \text{ kJ}$ dans le second.

La puissance spécifique (parfois également appelée puissance massique), a les mêmes unités : on divise des watts (joules par seconde) par un débit de masse (kilos par seconde).

$$e \equiv \frac{\dot{E}}{\dot{m}} \quad (1/4)$$

où e est la puissance spécifique (J kg^{-1}),
 \dot{E} la puissance (W),
et \dot{m} le débit de masse traversant le système (kg s^{-1}).

Exemple 1.2

Une chambre de combustion dans un turboréacteur doit fournir une quantité de chaleur spécifique $q_{\text{comb.}} = 300 \text{ kJ kg}^{-1}$ quel que soit le débit d'air traversant le moteur. Quelle sera la puissance fournie lorsque $\dot{m}_{\text{air}} = 0,5 \text{ kg s}^{-1}$ et lorsque $\dot{m}_{\text{air}} = 1 \text{ kg s}^{-1}$?

Il faudra une puissance $\dot{Q}_{\text{comb},1} = \dot{m}_1 q_{\text{comb.}} = 0,5 \times 300 \cdot 10^3 = 150 \cdot 10^3 = 150 \text{ kW}$ dans le premier cas, et $\dot{Q}_{\text{comb},2} = \dot{m}_2 q_{\text{comb.}} = 300 \text{ kW}$ dans le second.

☞ La puissance \dot{Q} et le débit de masse \dot{m} sont notés avec un point (débit dans le temps) mais pas la puissance spécifique q , qui est mesurée en J kg^{-1} comme la chaleur spécifique.

Il faut noter qu'en pratique l'adjectif « spécifique » ou « massique » est souvent omis même si la quantité (ou le débit) de masse est inconnue, et que beaucoup d'auteurs n'utilisent pas la notation en minuscules.

1.3 L'énergie mécanique

L'étudiant/e n'aura aucun mal à quantifier l'*énergie cinétique* :

$$E_c = \frac{1}{2} m C^2 \quad (1/5)$$

où E_c est l'énergie cinétique (J),
 m la masse du corps (kg),
et C la vitesse (m s^{-1}).

On définit bien sûr de façon correspondante l'*énergie cinétique spécifique* :

$$e_c \equiv \frac{E_c}{m} = \frac{1}{2} C^2 \quad (1/6)$$

En thermodynamique, nous nous intéressons surtout aux variations d'énergie des fluides dans les machines. L'énergie cinétique des gaz varie de façon négligeable dans les moteurs à pistons/cylindres ; mais elle joue le rôle principal au sein des turboréacteurs, comme nous le verrons au chapitre 10 (*Cycles moteurs à gaz*).

L'expression de l'*énergie potentielle d'altitude* ne devrait pas non plus faire sourciller l'étudiant/e :

$$E_p = m g z \quad (1/7)$$

$$e_p \equiv \frac{E_p}{m} = g z \quad (1/8)$$

où g est l'accélération gravitationnelle (usuellement $9,81 \text{ m s}^{-2}$), et z l'altitude par rapport au point de référence (m).

Nous montrerons que dans les machines, la variation de l'énergie potentielle d'altitude de l'air est toujours négligeable ; et que c'est souvent aussi le cas pour l'eau.

Énergie cinétique et potentielle d'altitude sont souvent rassemblées en un seul terme, nommé *énergie mécanique* :

$$e_m \equiv e_c + e_p = \frac{1}{2} C^2 + g z \quad (1/9)$$

Exemple 1.3

Un/e cycliste descend une route de montagne en roue libre. À un point d'altitude 540 m, sa vitesse est de 10 km/h. Quelques instants plus tard, en passant un point d'altitude 490 m, sa vitesse est de 45 km/h. La masse du/de la cycliste et de son équipement est de 70 kg.

Quelle quantité d'énergie a-t-il/elle dissipée sous forme de frottements ?

$$\begin{aligned} \text{L'énergie mécanique du/de la cycliste a varié de} \\ \Delta E_m &= E_{m2} - E_{m1} = m(e_{m2} - e_{m1}) = m(gz_2 - \\ &gz_1 + \frac{1}{2}C_2^2 - \frac{1}{2}C_1^2) = m[g(z_2 - z_1) + \frac{1}{2}(C_2^2 - C_1^2)] = \\ &70 \left[9,81(490 - 540) + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{45 \cdot 10^3}{3600} \right)^2 - \left(\frac{10 \cdot 10^3}{3600} \right)^2 \right) \right] = \\ &70 [-490,5 + 74,3] = -2,91 \cdot 10^4 \text{ J} = -29,1 \text{ kJ}. \end{aligned}$$

Le/la cycliste a donc perdu 29,1 kJ d'énergie mécanique. Cette quantité a été transmise à l'atmosphère, sous forme de turbulence et de chaleur, et aux roulements et pneus du vélo, sous forme de chaleur.

 Les variations d'énergie peuvent très bien être négatives. L'énergie cinétique est par contre toujours positive.

 Le passage du vélo dans l'air provoque des agitations observables à l'échelle macroscopique que nous nommons *turbulence*. Après un court laps de temps, cette énergie cinétique s'est dissipée

à l'échelle microscopique, de sorte que l'on a réchauffé l'atmosphère.

1.4 Le travail

Le *travail* est un transfert d'énergie. Un objet fournit un travail (et perd ainsi de l'énergie) lorsqu'il exerce une force le long d'un déplacement. En mécanique, ce travail est quantifié à l'aide de vecteurs :

$$W \equiv \vec{F} \cdot \vec{l} \quad (1/10)$$

où W est le travail (J),
 \vec{F} le vecteur représentant la force (de norme F en N),
et \vec{l} le vecteur représentant le déplacement effectué (de norme l en m).

En thermodynamique, nous allons utiliser cette équation 1/10 pour quantifier le travail effectué par des fluides. Pour cela nous allons apporter trois contraintes :

- Nous mesurerons le déplacement *avec la longueur de l'objet qui fournit le travail* ;
- Nous ne nous intéresserons qu'aux cas où les vecteurs \vec{F} et \vec{l} sont colinéaires ;
- Nous tiendrons compte du fait que \vec{F} peut varier en fonction de \vec{l} .

Avec ces trois contraintes l'équation 1/10 devient :

$$W_{A \rightarrow B} = \int_A^B dW = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{l}$$

Comme $d\vec{l}$ est mesuré à partir de la longueur de l'objet qui travaille, dl sera négatif lorsque W est positif (l'objet recevant alors du travail, en voyant sa longueur diminuer). Enfin, \vec{F} étant dans notre cas toujours colinéaire à $d\vec{l}$, nous pouvons écrire :

$$W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B F dl \quad (1/11)$$

où $W_{A \rightarrow B}$ est le travail effectué entre deux points A et B (J),
 F est la force (N),
et dl est la variation infinitésimale de la longueur de l'objet considéré (m).

Sur un graphique représentant la force en fonction de la distance, ce travail $W_{A \rightarrow B}$ est représenté par la surface sous la courbe de A à B (figure 1.3). La forme de la courbe, c'est-à-dire la relation $F(l)$ entre F et l au fur et à mesure de l'évolution, déterminera la quantité $W_{A \rightarrow B}$.

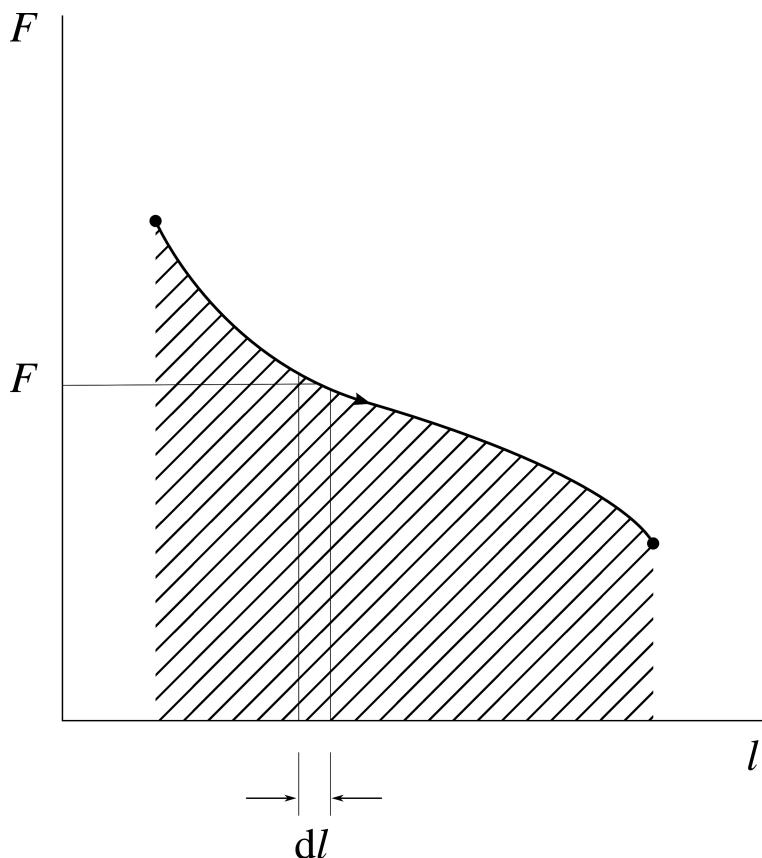


FIGURE 1.3 – Le travail fourni par un objet peut être visualisé avec l'aire sous la courbe force-déplacement. Dans le cas montré ici, l'objet voit sa longueur l augmenter, et le travail sera négatif (fourni par l'objet).

Exemple 1.4

Un ressort est comprimé depuis une longueur de 30 cm jusqu'à une longueur de 5 cm. Le ressort est tel qu'il exerce une force (en newtons) indépendante de sa longueur et égale à

$$F(l) = 6 \cdot 10^3 \text{ N}$$

Quelle est l'énergie fournie au ressort sous forme de travail pendant la compression ?

Le transfert de travail s'obtient avec l'équation 1/11, en prenant soin de poser les bornes en unités SI : $W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B F(l) dl = - \int_A^B 6 \cdot 10^3 dl = -6 \cdot 10^3 \int_A^B dl = -6 \cdot 10^3 [l]_{l_A}^{l_B} = -6 \cdot 10^3 (0,05 - 0,3) = +1,5 \cdot 10^3 \text{ J} = +1,5 \text{ kJ}$.

Le signe du travail transféré est positif : le ressort a *reçu* de l'énergie. Cela ne nous surprend pas : sa longueur a diminué, pendant qu'il se faisait comprimer.

☞ Les ressorts possédant une telle caractéristique (indépendante de leur longueur) sont souvent des ressorts en ruban, comme ceux alimentant les montres mécaniques.

Exemple 1.5

Un autre ressort est comprimé depuis une longueur de 30 cm jusqu'à une longueur de 5 cm. Il est tel qu'il exerce une force (en N) liée à sa longueur l (en m) par la relation :

$$F(l) = 9 \cdot 10^3 - 14 \cdot 10^3 l$$

Quelle est l'énergie fournie au ressort sous forme de travail pendant la compression ?

Le travail effectué s'obtient toujours avec l'équation 1/11, dont l'intégrale est à peine plus complexe : $W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B (9 \cdot 10^3 - 14 \cdot 10^3 l) dl = - \left[9 \cdot 10^3 l - \frac{1}{2} 14 \cdot 10^3 l^2 \right]_{l_A}^{l_B} = -10^3 \left[9l - 7l^2 \right]_{0,3}^{0,05} = -10^3 (0,4325 - 2,07) = +1,6375 \cdot 10^3 J = +1,638 kJ.$

☞ Les ressorts possédant une telle caractéristique (force proportionnelle à la distance) sont souvent à spires régulières.

Exemple 1.6

Un autre ressort est comprimé depuis une longueur de 30 cm jusqu'à une longueur de 5 cm. Il est tel qu'il exerce une force (en N) liée à sa longueur l (en m) par la relation :

$$F(l) = 14 \cdot 10^3 - 12 \cdot 10^3 l^{0,3}$$

Quelle est l'énergie fournie au ressort sous forme de travail pendant la compression ?

Le travail effectué s'obtient encore et toujours toujours avec l'équation 1/11,

$$\begin{aligned} W_{A \rightarrow B} &= - \int_A^B (14 \cdot 10^3 - 12 \cdot 10^3 l^{0,3}) dl \\ &= -10^3 \left[14l - \frac{1}{0,3+1} 12l^{0,3+1} \right]_{0,3}^{0,05} \\ &= -10^3 (0,5121 - 2,2703) \\ &= +1,7582 \cdot 10^3 J = +1,758 kJ. \end{aligned}$$

☞ Les ressorts possédant une telle caractéristique sont à spires progressives : très souples au départ, mais augmentant rapidement en dureté. Ils sont souvent utilisés dans les suspensions d'automobiles. Nous verrons au chapitre 2 (*les systèmes fermés*) que les gaz ont une caractéristique similaire.

1.5 La chaleur

1.5.1 La température

Nous définissons temporairement la *température* comme étant le potentiel d'un corps à fournir ou recevoir de la chaleur.

La température d'un corps est une grandeur qui indique son niveau d'excitation interne. Plus ses molécules possèdent d'énergie cinétique, avec des vitesses de direction différente, et plus sa température sera grande.

Lorsque les molécules constituant un corps sont parfaitement immobiles les unes par rapport aux autres, le corps n'a plus de vibration interne : cet état définit la température zéro. À l'inverse, l'échelle de température est ouverte vers l'infini. On ne définit pas de point de température maximale.

On ne peut pas mesurer simplement « l'énergie cinétique moyenne des molécules » d'un corps et il suit qu'il est très difficile de définir rigoureusement une échelle de température (par exemple, ce que représente une température « deux fois plus grande »). Nous reviendrons sur la notion même de température au chapitre 4 (*le gaz parfait*) et nous la définirons tout à fait au chapitre 7 (*le second principe*). Nous admettrons, dans cette attente, la définition plus haut.

La température se mesure en kelvins (K), sur une échelle créée pour les besoins de la thermodynamique et fort peu modestement qualifiée d'*absolue*.

L'étudiant/e aura probablement l'habitude d'utiliser une échelle en degrés Celsius (°C). Elle précède l'échelle absolue en kelvins, mais a été habilement redéfinie et synchronisée avec cette dernière en 1848¹. Il suffit de soustraire 273,15 unités à une température absolue (en kelvins) pour lire une température en degrés Celsius :

$$T(\text{°C}) \equiv T(\text{K}) - 273,15 \quad (1/12)$$

Les puristes remarqueront que l'unité est nommée kelvin et non « degré Kelvin ». Quelques températures indicatives sont recensées dans le tableau 1.1.

1. Nous aurons l'occasion d'étudier ce magnifique tour de passe-passe au chapitre 7 (*le second principe*).

kelvins	degrés Celsius	
0	-273,15	Zéro absolu (par définition)
$10 \cdot 10^{-11}$	-273,1499999999	Température la plus basse jamais atteinte (quelques particules seulement)
4,22	-268,93	Ébullition de l'hélium à pression atmosphérique
44	-229	Température moyenne de la surface de Pluton*
184	-89,4	Température atmosphérique minimale enregistrée sur Terre*
273,15	0	Fonte de l'eau à pression atmosphérique
327	54	Température atmosphérique maximale enregistrée sur Terre*
373,15	100	Ébullition de l'eau à pression atmosphérique
400	127	Température du nez d'un Concorde en croisière*
483	200	Four domestique ordinaire*
485	210	Auto-inflammation du carburant diesel*
753	480	Température des bords d'attaque d'un SR-71 en croisière*
1 100	830	Feu de bois*
1 900	1 600	Température du bouclier d'une navette spatiale en ré-entrée atmosphérique*
2 500		Filament d'une lampe à incandescence
5 000		Fonte du diamant (à 12 GPa)
5 800		Surface du soleil
$16 \cdot 10^6$		Centre du soleil
$350 \cdot 10^6$		Au sein de la déflagration d'une arme nucléaire
$3 \cdot 10^9$		Cœur d'une grosse étoile à son dernier jour
$1 \cdot 10^{12}$		Particules en collision au sein du RHIC
$1,417 \cdot 10^{32}$		L'univers $5,391 \cdot 10^{-44}$ s après le Big Bang

TABLEAU 1.1 – Quelques exemples de températures. Les astérisques dénotent une conversion approximative (liée à la précision des valeurs).

1.5.2 La chaleur

Lorsque l'on met deux corps de températures différentes en contact, leurs températures ont tendance à s'égaliser au cours d'un transfert spontané d'énergie. Nous appelons cette forme d'énergie la *chaleur*.

La chaleur, notée Q , est **une forme d'énergie** (mesurée en joules). À l'échelle macroscopique, c'est un transfert d'énergie sous forme chaotique. On peut le provoquer de plusieurs façons, dont les plus pertinentes pour l'ingénieur/e sont :

- la perte d'énergie interne d'un corps, par mise en contact avec un corps de température plus basse ;
- le frottement ;
- la disparition de masse au sein d'une réaction nucléaire ;

- la transformation d'énergie potentielle entre atomes, par réaction chimique (en particulier la combustion d'hydrocarbures avec l'oxygène atmosphérique).

De même que l'on note Q la chaleur (J), on note q la *chaleur spécifique* (J kg^{-1}).

La notion de chaleur est très difficile à apprêhender. On l'a longtemps crue être un fluide (le *calorique*) de densité très faible, capable d'imprégnier tous les matériaux. Cette théorie a été abandonnée au milieu du xixe siècle, lorsque l'on a mis en évidence que *la chaleur n'est pas conservée*, c'est-à-dire qu'elle a une capacité à disparaître ou apparaître. Par exemple, un moteur en marche reçoit de la chaleur (par combustion) mais il en rejette moins qu'il n'en a reçu. Il en transforme une partie en travail, que l'on utilise par exemple pour propulser un véhicule.

À l'échelle microscopique (lorsque l'on considère le mouvement individuel des particules) les concepts de température et de chaleur sont encore plus difficiles encore à définir ; mais cela dépasse le domaine d'étude de cet ouvrage¹.

1.5.3 La capacité thermique

Lorsque l'on fournit la même quantité de chaleur à deux corps différents, leur température peut augmenter de différente façon – par exemple, il faut moins de chaleur pour augmenter de 1°C la température d'un kilogramme d'acier que d'un kilogramme d'aluminium. Cette propension de la température à augmenter est nommée *capacité thermique* (ou *capacité calorifique*).

On définit la capacité thermique massique d'un corps comme la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter d'un kelvin la température d'un kilogramme de ce corps :

$$c \equiv \frac{dq}{dT} = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT} \quad (1/13)$$

où c est la *capacité thermique massique* du corps considéré ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$),
 dq est une quantité spécifique infinitésimale de chaleur (J kg^{-1}),
et dT est une variation infinitésimale de température (K ou $^\circ\text{C}$).

La capacité calorifique massique des solides est en général invariante. Par contre, pour les fluides, que nous utilisons beaucoup dans les machines, ce n'est pas si simple :

- En faisant travailler un gaz (c'est-à-dire en le laissant pousser sur une paroi mobile), on augmente nettement sa capacité calorifique massique. Nous quantifierons ces propriétés au chapitre 4 (*le gaz parfait*);

1. Pour mieux définir les frontières entre les échelles macroscopique et microscopique dans la thermodynamique de l'ingénieur, les étudiants les plus rigoureux pourront par exemple consulter l'ouvrage d'Alexandre Watzky [16]. Richard Feynman [11, 12] explore à plusieurs reprises ces changements d'échelle et leurs implications.

« Ces résultats sont inexplicables si nous considérons que la chaleur est une substance. »

James Joule, 1845
On the Changes of Temperature Produced by the Rarefaction and Condensation of Air [5]

« Ces circonstances [...] nécessitent une comparaison entre travail et chaleur, qu'il nous faut effectuer en partant de l'hypothèse divergente que la production de travail est due non seulement à un changement dans la *distribution* de la chaleur, mais aussi à une *consommation* de celle-ci; et inversément, que par la consommation de travail la chaleur puisse être *produite*. »

Rudolf Clausius, 1850
Über die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus für die Wärmelehre selbst ableiten lassen [7, 8, 10]

- La capacité calorifique massique des liquides et vapeurs devient infinie (!) pendant l'ébullition, qui a lieu sur une plage particulière de propriétés. Hors de cette plage, la capacité redevient finie mais elle varie avec la température. Nous décrirons ces comportements au chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

Exemple 1.7

La capacité calorifique massique de l'acier solide est constante (indépendante de la température) et a pour valeur $c_{\text{acier}} = 475 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Combien faut-il de chaleur pour faire passer un bloc de 50 kg d'acier depuis une température $T_A = 5^\circ\text{C}$ jusqu'à une température $T_B = 18^\circ\text{C}$?

Nous utilisons la définition 1/13 pour écrire, dans le cas général :

$$\begin{aligned} c_{\text{acier}} &= \frac{1}{m_{\text{acier}}} \frac{dQ}{dT} \\ dQ &= c_{\text{acier}} m_{\text{acier}} dT \\ Q_{A \rightarrow B} &= \int_A^B m_{\text{acier}} c_{\text{acier}} dT \end{aligned}$$

Comme la capacité c_{acier} est indépendante de T cette intégrale devient simplement : $Q_{A \rightarrow B} = m_{\text{acier}} c_{\text{acier}} \int_A^B dT = m_{\text{acier}} c_{\text{acier}} (T_B - T_A) = 50 \times 475 \times (18 - 5) = +3,0875 \cdot 10^5 \text{ J} = +308,8 \text{ kJ}$.

☞ Pendant l'intégration, $\int_A^B dT$ devient ΔT (une différence de température), tandis que $\int_A^B dQ$ devient seulement $Q_{A \rightarrow B}$ (un transfert entre deux états). La chaleur n'est pas « diminuée », elle est transmise. Nous prenons l'habitude d'expliciter le signe des transferts.

☞ Une conversion des deux températures en kelvins n'aurait pas changé la valeur du ΔT . Le résultat serait bien sûr identique.

☞ Avec une résistance électrique de la puissance d'un radiateur domestique ordinaire (2 kW), il faudrait $\Delta t = \frac{Q_{A \rightarrow B}}{\dot{Q}} = \frac{308,8 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^3} = 154 \text{ s}$ pour réchauffer l'acier, soit un peu plus de deux minutes. Nous verrons au chapitre 4 (*le gaz parfait*) que l'air à pression constante a une capacité calorifique massique trois fois plus grande que celle de l'acier.

1.6 Le chaud et le froid

Nous terminons ce chapitre en re-visitant quelques termes de langage courant tels que nous les comprenons en thermodynamique :

Le chaud — Pour nous, « chaud » n'est pas une propriété des corps : plutôt que « cet objet est chaud » nous dirons qu'il est à haute température. Plutôt que « cet objet s'échauffe/se refroidit » nous dirons que sa température

augmente ou diminue.

Dans le langage courant, les expressions comme « il fait chaud » ou « les grandes chaleurs » font également allusion à la température.

Chauffer — Pour nous, « chauffer » c'est fournir de la chaleur. On peut « chauffer » un corps pendant que sa température chute. On peut également faire augmenter la température d'un corps sans lui apporter de chaleur (figure 1.4).

Le froid — Pour nous, la sensation de « froid » indique une faible température.

Nous ne considérerons pas « le froid » comme étant quelque chose que l'on peut fabriquer ni mesurer. Nous dirons plutôt que nous prélevons de la chaleur d'un corps (par exemple, un réfrigérateur prend de la chaleur à d'un aliment tiède).

Le feu — Le feu est le nom donné au dégagement de lumière (rayonnement électromagnétique) par un gaz à haute température. En thermodynamique, le « feu » n'a aucune propriété particulière. Il s'agit pour nous de la même chaleur qu'elle soit dégagée par combustion de bois, de kérosène, par frottement dans un frein, ou par une réaction nucléaire. Seule compte au final la température à laquelle elle est transmise !

Le thermomètre — Nous laissons à l'étudiant/e le loisir d'explorer le fonctionnement des *thermomètres* : comment peut-on *savoir* dans l'absolu qu'une température est haute ou basse ?

Nous nous contentons de remarquer que nous sommes nous-mêmes de très mauvais thermomètres : comme le corps humain s'efforce de se maintenir à température constante, nos sensations de « chaud » ou de « froid » sont intrinsèquement liées aux transferts de chaleur.



FIGURE 1.4 – Lorsqu'il est comprimé dans un compresseur, l'air perd de la chaleur au travers des parois et des aubes des cylindres ; et pourtant sa température augmente.

À l'inverse, lorsqu'il est détendu dans une soupape, l'oxygène liquide reçoit de la chaleur de l'atmosphère (comme le mettent en évidence la condensation et le gel de l'eau atmosphérique sur les tuyaux) ; et pourtant sa température chute.

*Photo compresseur CC-BY-SA Fábio Teixeira
Photo oxygène liquide domaine public Jensen Stidham / USAF*

« Le principe à suivre pour construire une échelle de température peut tout d'abord paraître évident, puisqu'il peut apparaître qu'un thermomètre parfait ferait correspondre des ajouts de chaleur égaux à des élévations égales de température, mesurées par les graduations de son échelle. Il est toutefois désormais reconnu comme fait établi par l'expérience (par la variation des capacités calorifiques des corps) que la thermométrie sous ce précepte est impossible, et nous n'avons plus de principe sur lequel fonder une échelle thermométrique absolue. »

William Thomson
(non encore couronné *Baron Kelvin...*)
1848 [6]

Même si ce vocabulaire nous place probablement au rang des scientifiques insociables relégués aux bouts de table, il nous équipe mieux pour affronter la suite, car au chapitre prochain, nous attaquons les *systèmes fermés*.

1.7 Exercices

E1.1 Vélo en roue libre

Un/e cycliste s'élance dans une descente en roue libre. Avec son équipement et son vélo, sa masse est de 75 kg. Alors qu'il/elle passe un point d'altitude 1 200 m sa vitesse est de 50 km/h. Exactement 7 min plus tard, il/elle passe un point d'altitude 950 m à vitesse de 62 km/h.

- Quelle quantité d'énergie a-t-il/elle dissipée sous forme de frottements entre ces deux points ?

Plus loin dans la descente, toujours en roue libre, le/la cycliste voit sa vitesse se stabiliser à 45 km h^{-1} dans une pente à 4 %.

- Avec quelle puissance dissipe-t-il/elle de l'énergie sous forme de frottements ?

E1.2 Refroidissement et puissance de centrale à vapeur

Le circuit suivi par l'eau dans les centrales à vapeur peut être représenté de façon simplifiée de la façon suivante (figure 1.5) :

De A à B l'eau liquide est comprimée dans la pompe. Elle y reçoit un travail spécifique $w_{A \rightarrow B} = +50 \text{ kJ kg}^{-1}$, sans transfert de chaleur.

De B à C l'eau est chauffée dans la chaudière dont elle ressort sous forme de vapeur. Elle y reçoit une chaleur spécifique $q_{B \rightarrow C} = +450 \text{ kJ kg}^{-1}$, dans recevoir de travail.

De C à D l'eau se détend dans la turbine, où elle dégage un travail spécifique $w_{C \rightarrow D} = -194 \text{ kJ kg}^{-1}$, sans recevoir ou perdre de chaleur.

De D à A l'eau est refroidie dans un condenseur, sans transfert de travail, où elle retrouve son état et ses propriétés originaux, avant de retourner à la pompe pour être à nouveau comprimée.

Le débit d'eau circulant dans l'installation est de 15 kg s^{-1} .

- Quelle est la puissance spécifique rejetée sous forme de chaleur dans le condenseur ?
- Quelle est la puissance (en watts) rejetée par le condenseur ?
- Quelle est la puissance (en watts) dégagée par la turbine sous forme de travail ?
- Quelle est l'efficacité η_{centrale} de la centrale, c'est à dire le rapport entre sa puissance nette et sa consommation brute ?

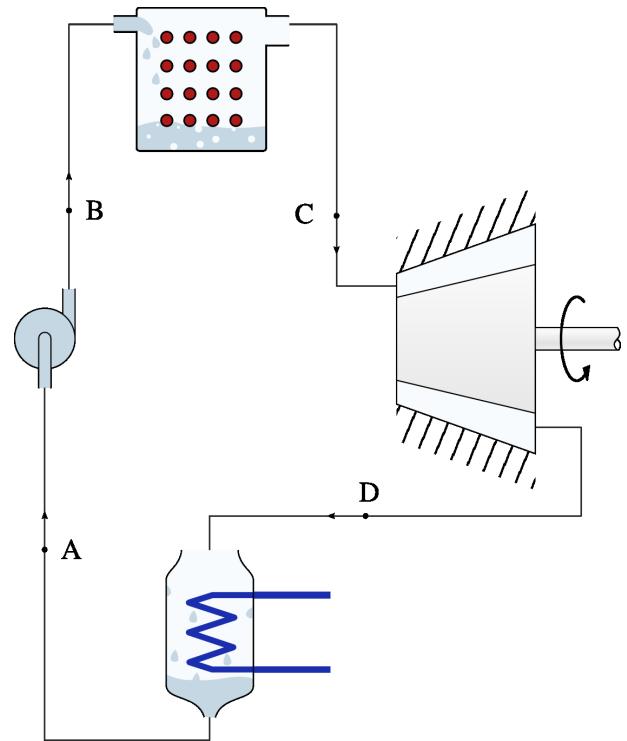


FIGURE 1.5 – Schéma simplifié du circuit suivi par l'eau à l'intérieur d'une centrale à vapeur. L'eau y suit un cycle complet en passant par quatre transformations.

Ce circuit, nommé cycle de Rankine, est étudié de façon plus approfondie au chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) (section 9.4.2).

E1.3 Compression de ressorts

Dans le laboratoire d'une entreprise fabriquant des systèmes de suspension automobile, un/e ingénieur/e compare les caractéristiques de trois ressorts de géométrie différente. Pour cela il/elle mesure la force F (en N) exercée par chaque ressort en fonction de sa longueur l (en m), et modélise ces comportements ainsi :

- $F_A(l) = 8 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^3 l$
- $F_B(l) = 8 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^3 l^{1,6}$
- $F_C(l) = 0,1 \cdot 10^3 l^{-3}$

Quelle est la quantité de travail qu'il faut fournir à chacun de ces ressorts pour les comprimer depuis une longueur de 40 cm jusqu'à une longueur de 12 cm ?

Nous verrons au chapitre 2 (*les systèmes fermés*) que lorsque les fluides sont comprimés et détendus lentement, ils se comportent de façon similaire au ressort C, de géométrie conique comme ceux représentés en figure 1.6.



FIGURE 1.6 – Ressorts coniques, dont la dureté augmente exponentiellement lorsqu'on les comprime.

Photo CC-BY-SA Jean-Jacques Milan

E1.4 Moteur à ressorts

Nous modélisons le fonctionnement d'un moteur à essence en remplaçant l'air dans un cylindre par un ressort. Nous voulons quantifier l'énergie emmagasinée puis perdue par un ressort puissant pendant un aller-retour (comme l'air pendant les phases de compression et de détente d'un cycle moteur).

L'expérience se déroule de façon cyclique avec les quatre étapes suivantes (figure 1.7) :

De 1 à 2 : L'expérimentateur comprime un ressort depuis une longueur de 25 cm vers une longueur de 8 cm. Le ressort exerce une force liée à sa longueur (en mètres) par la relation :

$$F = 25,4 \cdot 10^3 - 40 \cdot 10^3 l \quad (1/14)$$

où F est la force (N) ;

et l est la longueur du ressort (m).

De 2 à 3 : Lorsque la longueur du ressort arrive à 8 cm, l'expérimentateur bloque le déplacement du piston. Un bloc solide est alors inséré entre la paroi du piston et le ressort.

La force sur le piston (qui n'a pas bougé) augmente jusqu'à atteindre 32 kN.

De 3 à 4 : Une fois que le bloc a été inséré, l'expérimentateur effectue le chemin du retour avec le piston, jusqu'à ce que la longueur finale atteigne à nouveau 25 cm.

De 4 à 1 : On retire le bloc sans déplacer le piston, et la force sur le piston revient à la valeur qu'elle avait au début de l'expérience.

Nous souhaitons quantifier l'énergie emmagasinée puis perdue par l'ensemble {ressort+bloc} pendant un aller-retour.

1. Représentez qualitativement l'évolution sur un diagramme montrant la force en fonction de la

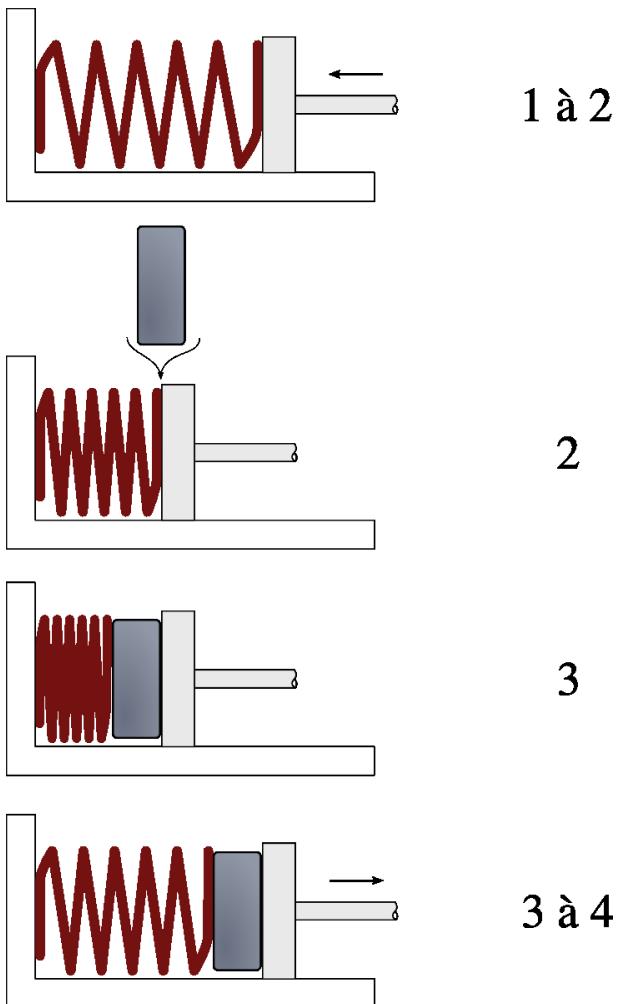


FIGURE 1.7 – Expérience réalisée avec un ressort puissant. Le piston écrase le ressort de 1 à 2, puis le ressort repousse le piston de 3 à 4. Au retour, la force exercée par le ressort est plus grande.

longueur à l'intérieur (il n'est pas nécessaire d'en indiquer l'échelle).

2. Combien d'énergie le ressort a-t-il reçu de l'expérimentateur pendant le chemin aller (de 1 à 2) ?
3. Quelle est la caractéristique $F(l)$ de l'ensemble {ressort+bloc} pendant le chemin de retour (de 3 à 4) ?
4. Combien d'énergie le ressort a-t-il reçu du piston pendant le chemin retour (de 3 à 4) ?
5. Au final, combien d'énergie l'expérimentateur a-t-il reçu ou dépensé pendant l'expérience ?
6. Avec quelle fréquence doit-t-il répéter l'expérience pour que la puissance atteigne 25 ch, c'est-à-dire 18,4 kW ?

E1.5 Préparation d'un bain

Un/e étudiant/e épuisé/e par le calcul intégral de compression de ressorts souhaite prendre un bain.

L'eau courante arrive à température de 10 °C dans le chauffe-eau électrique ; elle a une capacité calorifique constante de $c_{\text{eau liquide}} = 4,2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et une masse volumique constante $\rho_{\text{eau liquide}} = 10^3 \text{ kg m}^{-3}$.

1. Combien faut-il d'énergie pour chauffer l'eau à 40 °C afin de remplir une baignoire de 270 L ?
2. Combien de temps le réchauffage prendra-t-il si la puissance de chauffage est de $\dot{Q} = +2 \text{ kW}$?

E1.6 Cric hydraulique

On souhaite lever un véhicule ayant pour masse 1 200 kg avec le cric hydraulique schématisé en figure 1.8. Le piston gauche a pour surface 5 cm^2 .

L'huile au sein du cric est présumée incompressible, c'est-à-dire que son volume est considéré comme constant quelle que soit la pression.

Le but de l'installation est de permettre à une personne de gabarit ordinaire de soulever et maintenir en place

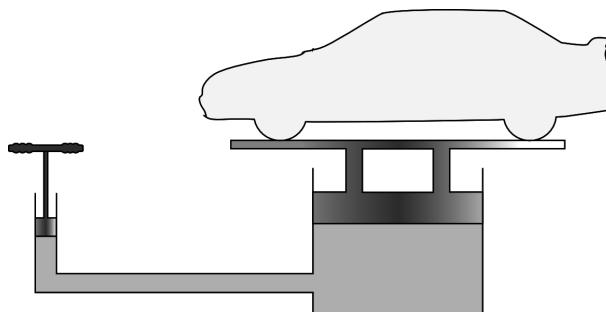


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'un cric hydraulique.

le véhicule avec le piston gauche (dont l'extrémité est munie de poignées).

1. Dimensionnez le piston droit (sous le véhicule) afin que la force dans le piston gauche n'excède pas 100 N.
2. Quelle est la puissance nécessaire pour maintenir le véhicule en place ?

On souhaite soulever le véhicule de 25 cm, en moins de 30 secondes.

3. Selon quelle distance faudrait-il enfoncez le piston gauche pour cela ?
4. Quels seraient alors le travail et la puissance à fournir ?

E1.7 Turbine à eau

Un débit constant de $1\,200 \text{ kg s}^{-1}$ traverse une petite installation hydraulique représentée en figure 1.9.

- Au point 1, l'eau arrive à vitesse de 3 m s^{-1} avec une température $T_1 = 5^\circ\text{C}$ et une altitude $z_1 = 75 \text{ m}$.
- Au point 2, elle ressort à vitesse de $2,5 \text{ m s}^{-1}$ à température $T_2 = 5,04^\circ\text{C}$ et altitude $z_2 = 4 \text{ m}$.

La pression de l'eau est identique en 1 et 2, et le profil de vitesse de l'eau en chaque point est approximativement uniforme. L'eau a une capacité calorifique massique de $c_{\text{eau liquide}} = 4,2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

1. Quelle est la puissance spécifique mécanique gagnée ou perdue par l'eau en traversant l'installation ?

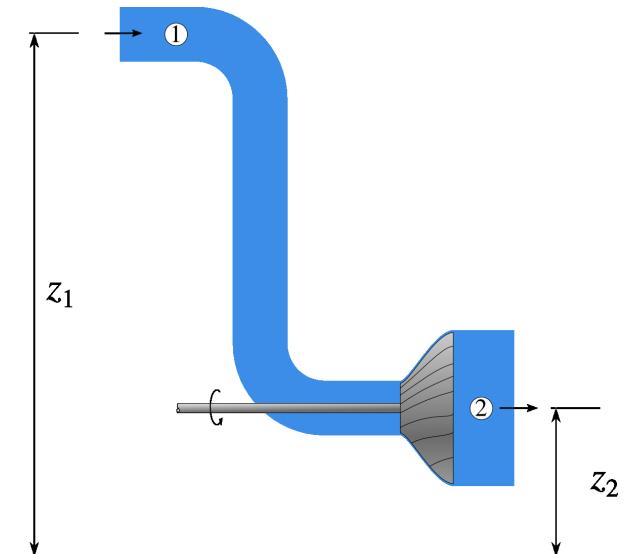


FIGURE 1.9 – Schéma de principe d'une turbine à eau. L'eau pénètre en haut à gauche, fait tourner les pales de la turbine, est réchauffée par frottement, et ressort en bas à droite de l'installation.

2. Avec quelle puissance spécifique est-elle réchauffée par le frottement ?
3. Quelle est la puissance (en watts) dégagée sous forme de travail par la turbine ?

E1.8 Chaudière de chauffage central

La chaudière du système de chauffage central d'un bâtiment, représenté en figure 1.10, fonctionne avec la combustion du kérósène.

L'eau pénètre dans la chaudière à une température $T_C = 20^\circ\text{C}$ et en ressort à $T_D = 70^\circ\text{C}$, avec un débit $\dot{V}_{\text{eau}} = 0,25 \text{ L s}^{-1}$.

La chambre de combustion admet de l'air à $T_A = 8^\circ\text{C}$ et il ressort par la cheminée à une température $T_B = 120^\circ\text{C}$; le débit d'air est de $\dot{m}_{\text{air}} = 0,5 \text{ kg s}^{-1}$.

Chaleur spécifique de combustion du kérósène :
 $46,4 \text{ MJ kg}^{-1}$

Capacité calorifique massique de l'eau liquide :
 $4,18 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Capacité calorifique massique de l'air à pression constante :
 $1,15 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

1. Quelle est la consommation horaire de kérósène par la chaudière ?

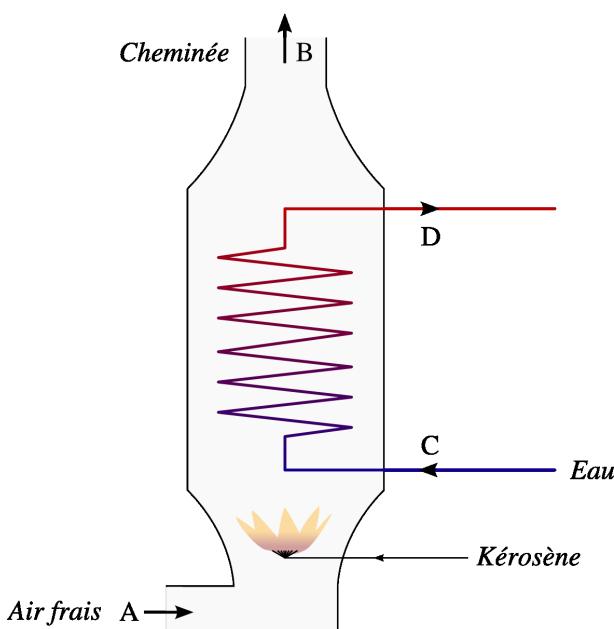


FIGURE 1.10 – Schéma de principe d'une chaudière utilisée pour le chauffage d'un bâtiment. L'eau ($C \rightarrow D$) y pénètre de par la droite, et y est réchauffée par l'air ($A \rightarrow B$) mélangé au kérósène.

2. Quelle est l'efficacité de la chaudière, c'est à dire le rapport entre son transfert de chaleur utile et sa consommation énergétique ?

E1.9 Turbomoteur d'hélicoptère

Un hélicoptère est muni de deux turbomoteurs, c'est à dire de turbomachines dont le but est de faire tourner un arbre sortant du moteur (figure 1.11). Il est possible d'évaluer plusieurs caractéristiques de ces moteurs sans connaître précisément leur fonctionnement interne.

Chacun des deux moteurs admet de l'air atmosphérique à température de 15°C . L'air y est compressé, réchauffé, puis détendu, ce qui permet de dégager du travail pour faire tourner les rotors. À la sortie du moteur, l'air est rejeté à pression atmosphérique et température de 360°C . À pression constante, la capacité calorifique massique de l'air est environ $c_p \text{ air} = 1050 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. La combustion du kérósène dégage $q_{\text{kérósène}} = 46 \text{ MJ kg}^{-1}$.

1. Quelle est la puissance spécifique rejetée par le moteur dans l'atmosphère ?
 Indice : c'est la chaleur spécifique que doit perdre l'air rejeté pour retrouver sa température initiale.

Le manuel de vol indique que dans la chambre de combustion (la partie du moteur où est brûlé le carburant), l'air est admis à température de 250°C et qu'il y est réchauffé par la combustion, à pression constante, jusqu'à 776°C .

2. Quelle est la puissance spécifique dégagée par le moteur sous forme de travail ?

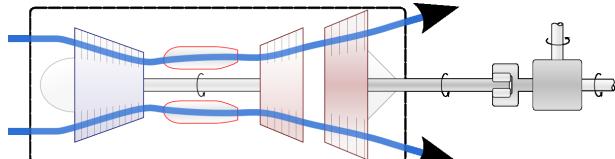


FIGURE 1.11 – Un hélicoptère Sikorsky S-76B, équipé de deux turbomoteurs P&WC PT-6B de 980 ch chacun. Le trajet de l'air dans les moteurs est représenté dans un schéma de principe. Nous étudions ces moteurs plus en détail au chapitre 10 (cycles moteurs à gaz).

Photo hélicoptère CC-BY-SA Maarten Visser
 Schéma CC-BY-SA Olivier Cleynen

Indice : au final, toute l'énergie perdue par l'air sous forme de travail et de chaleur lui a été apportée dans la chambre de combustion.

Pour maintenir l'hélicoptère en vol stationnaire en pleine charge, les rotors demandent à chaque moteur une puissance sous forme de travail de 900 ch (662 kW).

3. Quel débit d'air faut-il admettre dans chaque turbomoteur ?
4. Quelle est alors la puissance (en W) à fournir dans chaque chambre de combustion ?
5. Quelle est la consommation horaire de kérosène en vol stationnaire ?

Résultats

E1.1 1) $E_{\text{méca}2} - E_{\text{méca}1} = -180 \text{ kJ}$ (le temps de 7 min n'ayant bien sûr pas d'importance)

$$2) \dot{Q}_{\text{frottements}} = m g \dot{z} = 36,8 \text{ W.}$$

E1.2 1) Au final, l'eau a perdu autant d'énergie qu'elle en a reçu, donc $q_{D \rightarrow A} = -w_{A \rightarrow B} - w_{B \rightarrow C} - w_{C \rightarrow D} = -306 \text{ kJ kg}^{-1}$

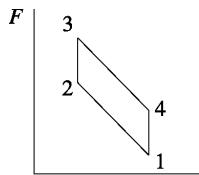
Nous avons fait fonctionner des moteurs pendant quarante ans avant de comprendre cela !

$$2) \dot{Q}_{D \rightarrow A} = \dot{m} q_{D \rightarrow A} = -4,59 \text{ MW} \quad 3) \dot{W}_{C \rightarrow D} = \dot{m} w_{C \rightarrow D} = -2,91 \text{ MW}$$

$$4) \eta_{\text{centrale}} = \left| \frac{w_{\text{turbine}} + w_{\text{pompe}}}{q_{\text{chaudière}}} \right| = 32 \% \text{ (valeur réaliste).}$$

E1.3 1) $W_A = \int_{l_1}^{l_2} F(l) dl = -10^3 \left[8l - \frac{1}{2} 2l^2 \right]_{0,4}^{0,12} = +3,896 \text{ kJ.}$

$$2) W_B = +2,138 \text{ kJ} \quad 3) W_C = +3,157 \text{ kJ.}$$



E1.4

l

$$2) W_{1 \rightarrow 2} = +3,179 \text{ kJ}$$

$$3) F_{(l)3 \rightarrow 4} = 35,2 \cdot 10^3 - 40 \cdot 10^3 l$$

$$4) W_{3 \rightarrow 4} = -4,862 \text{ kJ}$$

$$5) W_{\text{cycle}} = 1,683 \text{ kJ}$$

$$6) f = 10,9 \text{ s}^{-1} \text{ (11 fois par seconde)}$$

E1.5 1) $Q_{\text{eau}} = \rho_{\text{eau}} V_{\text{eau}} c_{\text{eau}} \Delta T = +30,24 \text{ MJ}$ 2) $\Delta t = \frac{Q_{\text{eau}}}{\dot{Q}} = 4,2 \text{ h}$

E1.6 1) $S_2 \leq \frac{F_2}{p_2} = \frac{F_2}{p_1} = 5,89 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 = 589 \text{ cm}^2$

2) $\dot{W} = 0 \text{ W}$ bien sûr, puisqu'il n'y a pas de déplacement...

3) En calculant le volume V d'huile balayé, $d_1 = \frac{V_1}{S_1} = \frac{V_2}{S_2} = 29,43 \text{ m}$, une longueur impraticable sans ajouter un mécanisme de pompage. 4) $\dot{W}_{\text{moyen}} \leq \frac{W_{A \rightarrow B}}{\Delta t} = 98,1 \text{ W.}$

E1.7 1) $\Delta e_{\text{méca.}} = -697,9 \text{ J kg}^{-1}$ (donc une perte par l'eau)

$$2) q_{1 \rightarrow 2} = +168 \text{ J kg}^{-1}$$

$$3) \dot{W}_{\text{turbine}} = \dot{m} (\Delta e_{\text{méca.}} + q_{1 \rightarrow 2}) = -635,9 \text{ kW.}$$

E1.8 1) $\dot{m}_{\text{kérosène}} = \frac{\dot{Q}_{\text{kérosène}}}{q_{\text{kérosène}}} = \frac{-\dot{Q}_{\text{eau}} - \dot{Q}_{\text{air}}}{q_{\text{kérosène}}} = 2,51 \cdot 10^{-3} \text{ kg s}^{-1} = 9,1 \text{ kg h}^{-1}$

$$2) \eta_{\text{chaudière}} = \left| \frac{\dot{Q}_{\text{eau}}}{\dot{Q}_{\text{kérosène}}} \right| = 44,8 \%$$

E1.9 1) $q_{\text{rejet}} = +362,25 \text{ kJ kg}^{-1}$

2) $q_{\text{chambre}} + w_{\text{arbre}} + q_{\text{refroidissement atmosphérique}} = 0$ ou encore $q_{\text{chambre}} + w_{\text{arbre}} - q_{\text{rejet}} = 0$; ainsi on a $w_{\text{arbre}} = -q_{\text{chambre}} + q_{\text{rejet}} = -361,7 \text{ kJ kg}^{-1}$.

$$3) \dot{m}_{\text{air}} = 1,83 \text{ kg s}^{-1}$$

$$4) \dot{Q}_{\text{chambre}} = 1,011 \text{ MW}$$

5) $\dot{m}_{\text{kérosène}} = 2 \frac{\dot{Q}_{\text{chambre}}}{q_{\text{kérosène}}} = 158,2 \text{ kg h}^{-1}$ (valeur sensiblement plus faible que la réalité).

CHAPITRE 2

Les systèmes fermés

2.1	Pourquoi utiliser un système fermé ?	37
2.2	Conventions de comptabilité	38
2.2.1	Le système fermé	38
2.2.2	Conventions de signe	40
2.3	Le premier principe dans un système fermé	40
2.4	Quantifier le travail avec un système fermé	41
2.4.1	Le travail en fonction du volume, avec un ressort	41
2.4.2	Travail d'un fluide en évolution lente	45
2.4.3	Travail d'un fluide en évolution rapide	51
2.4.4	La réversibilité	56
2.5	Quantifier la chaleur avec un système fermé	57
2.6	Un peu d'histoire : le moteur compound	58
2.7	Exercices	62

LE CHAPITRE 2 EN BREF

Un système fermé contient une quantité de masse fixe. Les transferts de chaleur et de travail y font varier l'*énergie interne* du fluide. Pour que le travail puisse être réversible, il faut un mouvement infiniment lent.

Introduction

Nous commençons notre étude de la thermodynamique en nous concentrant sur une quantité de masse fixe. Ce chapitre 2 (*les systèmes fermés*) se propose de répondre à deux questions :

- Comment quantifier le travail que peut recevoir et fournir un corps de masse fixe ?
- Qu'est-ce que la réversibilité, et pourquoi et comment l'atteindre ?

2.1 Pourquoi utiliser un système fermé ?

À partir de maintenant, nous voulons décrire et quantifier les transferts d'énergie dans les fluides. Nous pouvons adopter deux points de vue différents pour observer le fluide :

- Soit nous « découpons » un petit morceau de masse, que nous suivons de près lorsqu'il évolue, et nous quantifions l'énergie qui lui est transférée : c'est ce que nous appelons un *système fermé*;
- Soit nous choisissons un morceau de volume fixe, qui est *traversé* en permanence par un débit de masse, et nous quantifions les transferts d'énergie vers le volume : c'est ce que nous appelons un *système ouvert*.

Bien sûr, ces deux méthodes sont équivalentes : elles vont produire les mêmes résultats. Le choix de l'une ou l'autre rendra simplement l'analyse et la quantification des transferts plus aisée.

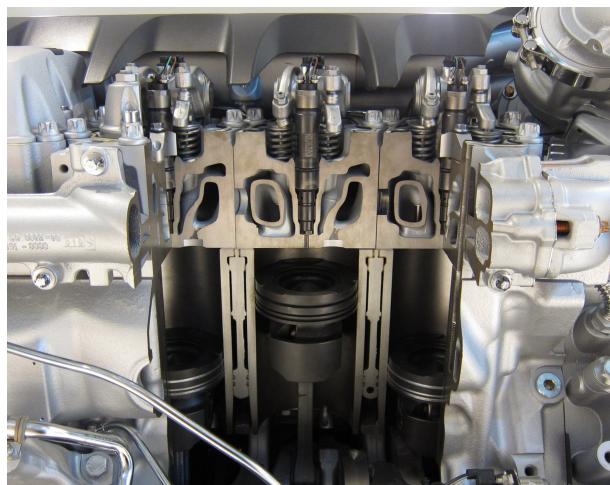


FIGURE 2.1 – Une découpe dans un moteur de camion laisse apparaître trois pistons dans leurs cylindres. Un système fermé est un bon outil pour étudier l'air emprisonné dans un cylindre. Le moteur photographié est un diesel MAN en V8.

Photo CC-BY-SA Olivier Cleynen

L'utilisation d'un système fermé est judicieuse pour analyser les machines à mouvement alternatif (moteurs automobiles, pompes et compresseurs, et généralement toutes les machines à pistons/cylindres). Ces machines divisent le fluide en petites quantités qui sont emprisonnées dans une enclave, dans laquelle elles sont chauffées ou refroidies, et comprimées ou détendues (figure 2.1). Il est alors facile d'identifier une quantité de masse donnée et de quantifier les transferts qu'elle subit.

À l'inverse, pour étudier ce qui se passe dans une tuyère de turboréacteur par exemple, nous aurions des difficultés pour identifier un groupe donné de particules et quantifier le changement de ses propriétés. Il sera alors judicieux d'utiliser un système ouvert, comme nous l'étudierons au chapitre 3 (*les systèmes ouverts*).

Concrètement, dans ce chapitre, nous voulons quantifier le travail qu'on peut générer avec un fluide dans un cylindre. Un moteur de voiture fournit du travail parce que l'air dans les cylindres fournit plus de travail en se détendant au retour qu'il n'en a reçu à en se faisant comprimer à l'aller (figure 2.2). Comment peut-on générer cela ? Pour répondre à cette question, il nous faut une méthode robuste pour quantifier les transferts d'énergie.

2.2 Conventions de comptabilité

2.2.1 Le système fermé

Nous appelons *système fermé* un ensemble donné de particules, de masse fixe. Toutes les propriétés de cet ensemble (pression, température, volume, etc.) peuvent être amenées à changer, mais il s'agit toujours des mêmes molécules, non mélangées à d'autres. Par exemple, un gaz prisonnier dans un cylindre et

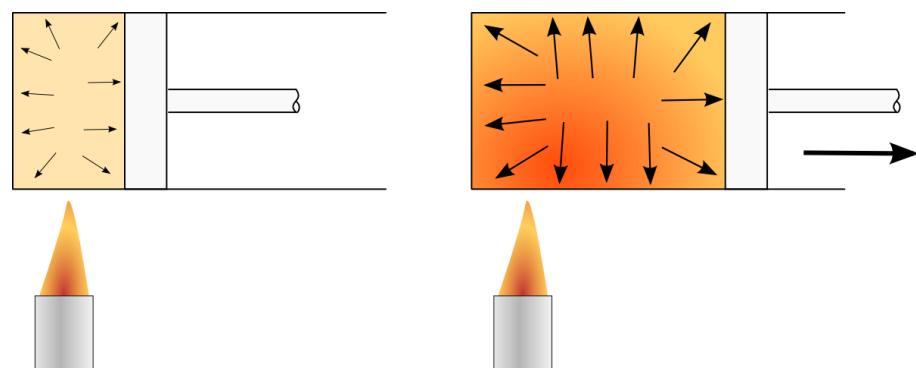


FIGURE 2.2 – Principe de fonctionnement d'un moteur. Lorsque l'on fournit de la chaleur à un fluide dans un réservoir fermé, il augmente les forces qu'il exerce sur les parois du réservoir. En laissant le réservoir se déformer, on fait effectuer un travail au fluide.

schéma CC-0 o.c.

comprimé par un piston (figure 2.3) est parfaitement décrit avec un système fermé.

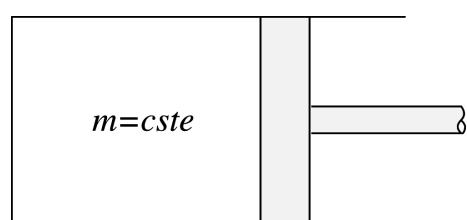


FIGURE 2.3 – Un système fermé typique : une quantité de masse fixe dans un réservoir fermé. Une paroi mobile permet de la comprimer ; nous lui ferons également recevoir et perdre de la chaleur.

schéma CC-0 o.c.

2.2.2 Conventions de signe

Pour quantifier les transferts nous utiliserons la convention de signe suivante, illustrée en figure 2.4 :

- Lorsqu'ils sont positifs, les transferts Q et W traduisent une *réception* par le système.
- À l'inverse, lorsqu'ils sont négatifs, les transferts Q et W indiquent une *perte* du système. Le travail W est alors fourni et la chaleur Q émise.

Ainsi, dans les équations, nous pouvons systématiquement additionner les termes, sans avoir à connaître le sens des transformations. Les transferts sont comptabilisés comme sur un compte bancaire : les dépenses sont négatives et les recettes positives.

2.3 Le premier principe dans un système fermé

« Ainsi, appelons Q la quantité de chaleur qui doit être impartie à un corps pendant son passage, d'une manière donnée, d'une condition à une autre, toute chaleur prélevée au corps étant comptée comme une quantité négative. Alors, Q peut être divisée en trois parties, parmi lesquelles la première peut être employée à augmenter la chaleur existant véritablement dans le corps, la seconde à produire le travail intérieur, et la troisième à produire le travail extérieur. Ce que nous avons déjà dit de la seconde partie s'applique aussi à la première – elle est indépendante du chemin suivi dans le passage du corps d'un état à un autre : en conséquence ces deux parties ensemble peuvent être représentées par une fonction U , que nous savons être entièrement déterminée par les états initial et final du corps. »

Rudolf Clausius, 1854
Über eine veränderte Form des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie [9]

Le premier principe stipule que l'énergie est indestructible (§1.2.2). Si on fournit 100 J de travail à un système fermé et qu'il perd 80 J sous forme de chaleur, c'est donc que « son » énergie a augmenté de 20 J. Nous nommons cette variation la *variation d'énergie interne*, ΔU .

Sous forme d'équation, le premier principe dans un système fermé se traduit par l'équation :

$$Q_{1 \rightarrow 2} + W_{1 \rightarrow 2} = \Delta U \quad (2/1)$$

pour un système fermé ;

où $\Delta U = U_2 - U_1$ est la variation d'énergie interne (J),

$W_{1 \rightarrow 2}$ est le travail reçu par le système (J),

et $Q_{1 \rightarrow 2}$ est la chaleur reçue par le système (J).

Malheureusement l'énergie interne U est parfois très difficile à mesurer. Nous verrons dans les chapitres 4 et 5 que les corps emmagasinent cette énergie

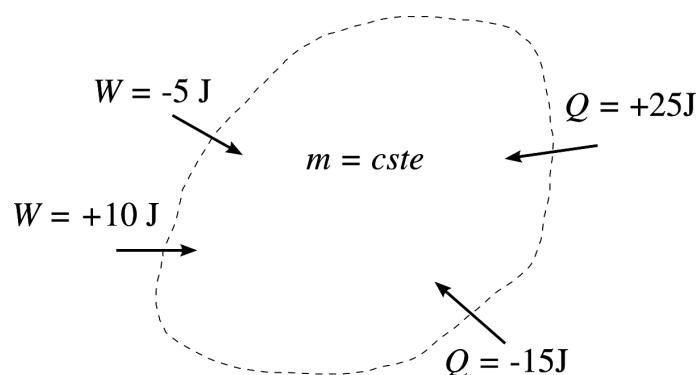


FIGURE 2.4 – Conventions de signe pour un système fermé. Les flux entrants sont positifs, et les flux sortants sont négatifs ; ils sont tous représentés avec des flèches rentrantes. La quantité de masse est fixe.

interne de différentes façons, et qu'elle est intimement liée à la température. L'énergie interne U , par définition, est toujours positive, mais sa variation ΔU ne l'est pas nécessairement.

L'équation 2/1 peut être exprimée avec des grandeurs spécifiques :

$$\begin{aligned} m(q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2}) &= m\Delta u \\ q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u \end{aligned} \quad (2/2)$$

pour un système fermé ;

où $\Delta u = u_2 - u_1$ est la variation d'énergie interne spécifique (J kg^{-1}),

$w_{1 \rightarrow 2}$ est le travail spécifique reçu par le système (J kg^{-1}),

et $q_{1 \rightarrow 2}$ est la chaleur spécifique reçue par le système (J kg^{-1}).

Lorsqu'un fluide est ramené à son état initial (même pression, même volume, même température), alors il contient exactement la même quantité d'énergie interne qu'auparavant. La totalité de l'énergie qu'il a reçue (sous forme de chaleur ou de travail) a donc nécessairement été rendue à l'extérieur sous une forme ou une autre. Nous exprimons cette affirmation ainsi :

$$Q_{\text{cycle}} + W_{\text{cycle}} = 0 \quad (2/3)$$

pour un cycle thermodynamique complet,

où W_{cycle} est le travail reçu par le système (J),

et Q_{cycle} est la chaleur reçue par le système (J).

Cette équation 2/3 est la raison pour laquelle on énonce souvent le premier principe de la façon suivante :

« Lorsqu'un système a parcouru un cycle thermodynamique complet, la somme algébrique de la chaleur fournie et du travail effectué est nulle. »

Même si elle est beaucoup plus impressionnante que notre simple affirmation du chapitre 1 (§1.2.2), cette phrase ne mérite pas autant l'attention de l'étudiant/e.

2.4 Quantifier le travail avec un système fermé

Le calcul du travail avec les fluides est délicat. Nous allons procéder en trois étapes de complexité croissante :

- En remplaçant le fluide par un ressort ;
- En comprimant le fluide de façon infiniment lente ;
- En comprimant le fluide de façon rapide.

2.4.1 Le travail en fonction du volume, avec un ressort

Commençons par imaginer que le fluide au sein d'un système fermé se comporte comme un ressort métallique (figure 2.5). C'est une modélisation intéressante pour débuter notre étude. Nous avions vu en §1.4 que le travail fourni

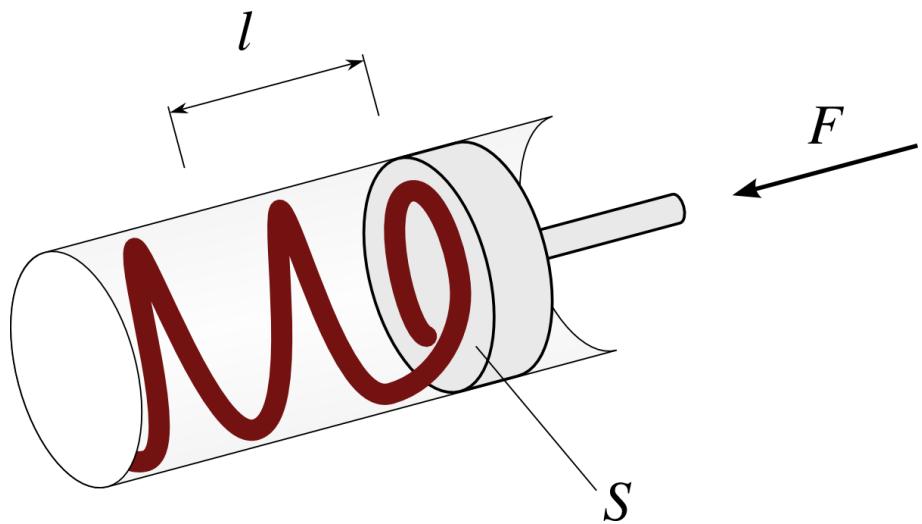


FIGURE 2.5 – Dans un premier temps, nous modélisons le fluide à l'intérieur du système avec un ressort métallique.

schéma CC-BY-SA Olivier Cleynen

ou reçu par un ressort s'exprimait selon :

$$W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B F \, dl \quad (1/11)$$

Aujourd’hui, comme nous utilisons un fluide, nous voulons exprimer le travail en fonction des propriétés *pression* et *volume* plutôt que force et longueur.

La pression se définit comme une force divisée par une aire :

$$p \equiv \frac{F}{S} \quad (2/4)$$

où p est la pression (Pa),
 F est la force (N),
et S est l’aire de la surface sur laquelle la force s’applique (m^2).

L’unité SI de la pression est le Pascal,

$$1 \text{ Pa} \equiv 1 \text{ N m}^{-2} \quad (2/5)$$

mais il est usuel d’utiliser le bar pour unité :

$$1 \text{ bar} \equiv 1 \cdot 10^5 \text{ Pa} \quad (2/6)$$

Notons que la pression atmosphérique à faible altitude est de l’ordre du bar ($p_{\text{atm,std.}} \equiv 1 \text{ atm} \equiv 1,01325 \text{ bar}$). Attention, les manomètres indiquent parfois une pression jaugée, qui n’est pas la pression réelle. Cette différence est décrite dans l’annexe 0.2.

Le volume est également exprimable facilement. Si le système est déformé par un piston d'aire S , de sorte que sa longueur varie de dl , nous avons :

$$dV = S dl \quad (2/7)$$

où dV est la variation infinitésimale du volume (m^3),
 S l'aire du piston déplacé (m^2),
et dl la variation infinitésimale de longueur du système correspondant au déplacement du piston (m).

Dans le système d'unités si le volume se mesure en m^3 mais l'unité de mesure la plus courante est le litre ($1 \text{ L} \equiv 10^{-3} \text{ m}^3$).

Exprimons maintenant le travail d'un système fermé en fonction du volume et de la pression. En insérant les équations 2/4 et 2/7 dans l'équation 1/11 nous obtenons :

$$\begin{aligned} W_{A \rightarrow B} &= - \int_A^B F dl = - \int_A^B \frac{F}{S} S dl \\ W_{A \rightarrow B} &= - \int_A^B p dV \end{aligned} \quad (2/8)$$

pour un système fermé modélisé par un ressort,
où $W_{A \rightarrow B}$ est le travail reçu par le système (J),
 p est la pression (homogène) intérieure (Pa),
et dV la variation du volume (m^3).

Pour pouvoir quantifier l'énergie stockée ou fournie par le système, il nous suffira donc de connaître la relation entre p et V . Dans le cas présent, cette fonction $p(V)$ est directement liée à la caractéristique $F(l)$ du ressort. La dureté du ressort et sa géométrie (à spires régulières ou progressives) détermineront au final la quantité de travail stockée et fournie par le système.

Un outil absolument formidable pour comprendre et analyser les transferts de chaleur est le *diagramme pression-volume*. Dans le cas où l'on modélise le fluide par un ressort, le travail peut être visualisé par l'aire sous la courbe d'une évolution (figure 2.6).

Exemple 2.1

Un système fermé est constitué d'une boîte vide dans laquelle on a placé un ressort. La pression exercée par le ressort sur les parois de la boîte est constante à $p = 10^5 \text{ Pa}$ quelque soit son volume. On comprime la boîte depuis un volume $V_A = 2 \text{ L}$ jusqu'à $V_B = 1 \text{ L}$. Quel est le transfert de travail ?

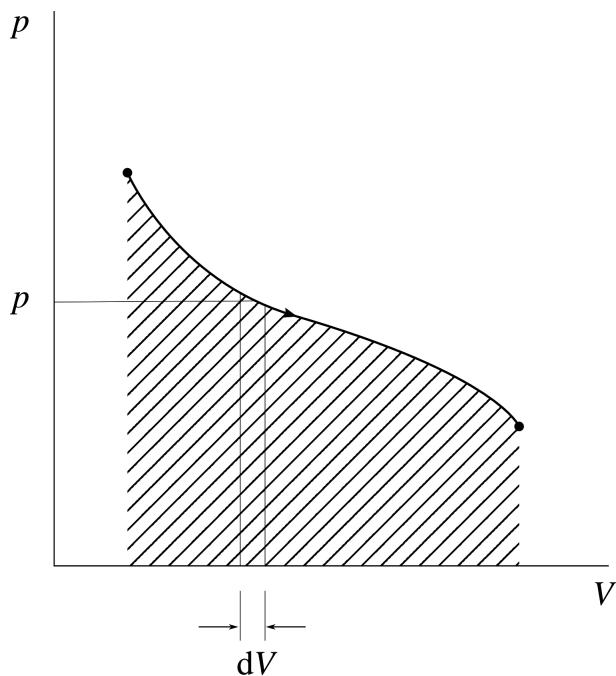
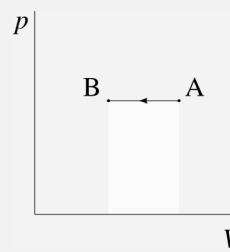


FIGURE 2.6 – Diagramme pression-volume d'un système fermé modélisé par un ressort. Dans le cas représenté, le volume augmente (le piston s'éloigne). La grandeur dV sera constamment positive, et le travail sera négatif : le système perd de l'énergie au profit du piston. Cette figure représente le même phénomène qu'en figure 1.3 avec des grandeurs différentes.

L'évolution peut être représentée qualitativement sur un diagramme pression-volume ainsi:



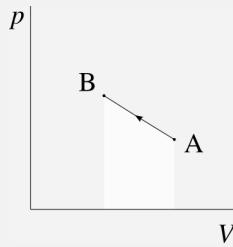
Nous partons de l'équation 2/8 : $W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p \, dV = -p_{\text{cste.}} \int_A^B dV = p_{\text{cste.}} [V]_{V_A}^{V_B} = -10^5 (1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}) = +100 \text{ J.}$

Le signe est positif : la boîte (« le système ») reçoit du travail. Nous explicitons toujours le signe en quantifiant les transferts.

Exemple 2.2

Un système fermé a une pression interne liée à son volume par la relation $p = 7 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^8 V$ (en unités SI). On comprime la boîte depuis un volume $V_A = 2 \text{ L}$ jusqu'à $V_B = 1 \text{ L}$. Combien a-t-il reçu ou perdu d'énergie sous forme de travail ?

L'évolution peut être représentée qualitativement sur un diagramme pression-volume ainsi:



Encore une fois nous partons de l'section 2.4.1 : $W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p \, dV = - \int_A^B (7 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^8 V) \, dV = - \left[7 \cdot 10^5 V - \frac{1}{2} 2 \cdot 10^8 V^2 \right]_{V_A}^{V_B} = -(700 - 100 - 1400 + 400) = +400 \text{ J}$ (positif : travail reçu par le système).

2.4.2 Travail d'un fluide en évolution lente

Lorsque l'on comprime un fluide, les molécules qui le composent sont plus rapprochées les unes des autres (figure 2.7), et les collisions entre elles et contre les parois deviennent plus fréquentes. À l'échelle macroscopique, cette augmentation se traduit par une augmentation de la pression.

Nous constatons expérimentalement que lorsque le mouvement est infiniment lent, un fluide comprimé se comporte exactement comme un ressort (figure 2.8). La précision « lorsque le mouvement est infiniment lent » est d'importance capitale, comme nous le verrons plus bas.

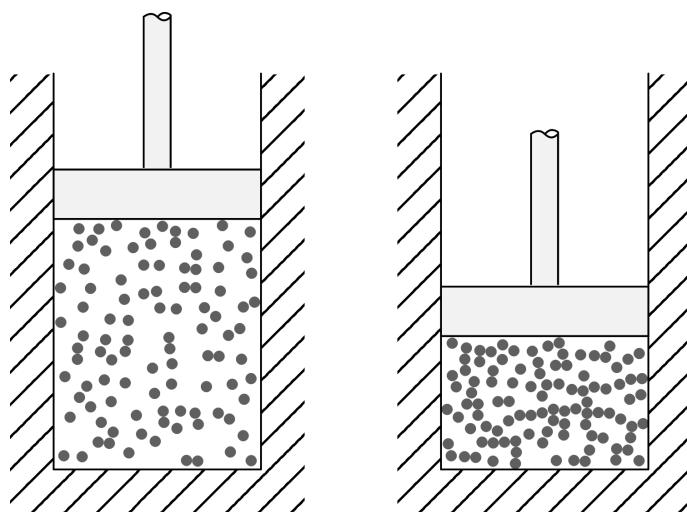


FIGURE 2.7 – Une représentation simpliste d'un fluide que l'on comprime infiniment lentement sans le chauffer. Le fluide voit sa température et sa pression augmenter.

schéma CC-0 o.c.

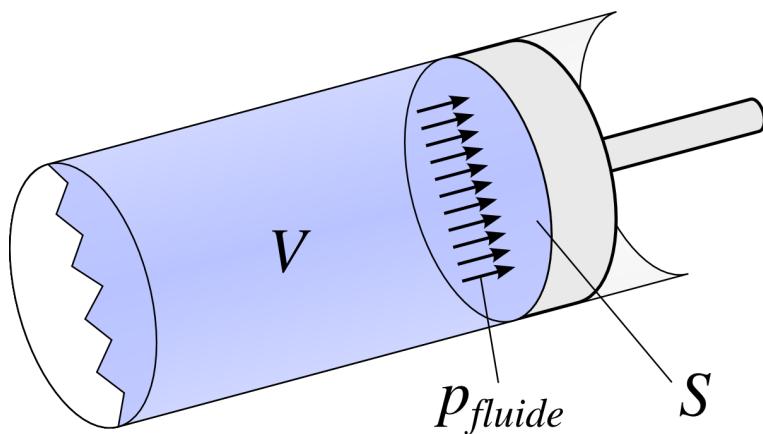


FIGURE 2.8 – Lorsque le mouvement du piston est infiniment lent, le fluide se comporte comme un ressort que l'on comprime.

« S'il était vrai que la vapeur se dépensât par le cylindre à une pression égale à celle de la chaudière, ou qui fut à celle-ci dans un rapport fixe indiqué par un coefficient quelconque, puisqu'il faut toujours à une même locomotive le même nombre de tours de roue, ou le même nombre de coups de piston pour parcourir la même distance, il s'en suivrait que tant que ces machines travaillent à la même pression, elles devraient consommer dans tous les cas la même quantité d'eau pour la même distance. »

François-Marie Guyonneau
de Pambour, 1839
Théorie de la machine à vapeur
[4]

Si cette condition est respectée, nous pouvons exprimer le travail reçu ou perdu par le système de la même façon qu'avec le ressort de la section précédente :

$$\begin{aligned} W_{A \rightarrow B} &= - \int_A^B p \, dV \\ w_{A \rightarrow B} &= - \int_A^B p \, dv \end{aligned} \quad (2/9)$$

pour un système fermé lorsque les variations de volume sont infiniment lentes ;

où $w_{A \rightarrow B}$ est le travail spécifique reçu par le système (J kg^{-1}),

p est la pression (homogène) intérieure (Pa),

et dv la variation du volume spécifique ($\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$).

Sur un graphique représentant la pression en fonction du volume spécifique, ce travail $w_{A \rightarrow B}$ est représenté par la surface sous la courbe de A à B, exactement comme la figure 2.6. La forme de la courbe, c'est-à-dire la relation entre p et v au fur et à mesure de l'évolution, déterminera la quantité $w_{A \rightarrow B}$.

Comment les fluides se comportent-ils lorsqu'on les comprime – autrement dit, par quel type de « ressort » peut-on les modéliser ? On constate expérimentalement lorsqu'on les comprime, la plupart des gaz voient leur pression et leur volume liés par une relation de type $p v^x = \text{cste.}$ avec x une constante lorsque l'on les comprime (figure 2.9)¹.

Lorsque l'on apporte de la chaleur au fluide pendant qu'on le comprime, on « durcit » son comportement, et la pression augmente plus rapidement (figure 2.10). À l'inverse, lorsque l'on lui prélève de la chaleur pendant la compression, la pression augmente moins rapidement. Ces transferts de chaleur

1. Toutefois, nous verrons au chapitre 5 que les liquides/vapeurs ne se comportent pas du tout comme cela sur une plage de propriétés donnée, même si la tendance globale reste la même.

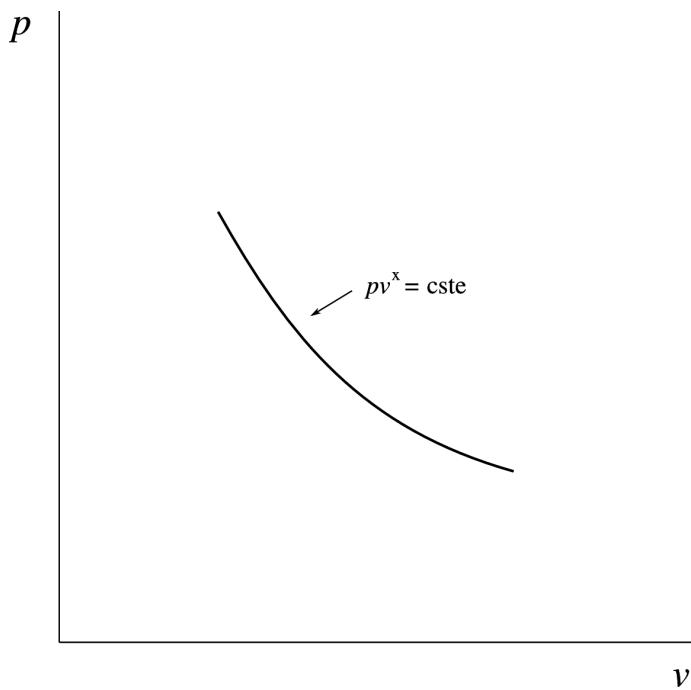


FIGURE 2.9 – Propriétés d'un gaz lorsqu'on le comprime. La relation est similaire à celle que l'on obtiendrait avec un ressort à spires progressives.

font donc varier la quantité de travail à fournir pour comprimer le fluide entre deux volumes donnés.

Le cas où l'on apporte pas de chaleur est nommé *adiabatique* : $Q = 0$. Attention : adiabatique ne veut pas dire « à température constante ». Lorsque l'on comprime un fluide sans apport de chaleur, sa température augmente. Dans un moteur diesel, par exemple, l'air dans les cylindres peut atteindre 900 °C avant la combustion – ce qui est désirable, comme nous le verrons au chapitre 7 (*le second principe*).

Dans les trois évolutions de la figure 2.10, la relation de type $p v^x = \text{cste}$. reste une modélisation appropriée. Plus on apporte de chaleur pendant la compression, et plus la pression augmente rapidement – l'exposant x est alors plus important.

Inversement, si l'on prélève de la chaleur pendant la compression, la pression augmente moins rapidement et on obtient une courbe plus proche de l'horizontale (avec un exposant x plus faible). En prélevant suffisamment de chaleur, on peut même maintenir la pression constante, comme nous le verrons aux chapitres 4 et 5. L'exposant x est alors nul et on a $p = p_{\text{cste.}}$.

Exemple 2.3

Un gaz dans un cylindre est comprimé lentement par un piston. On observe que sa pression est liée à son volume par la relation $p v^{1,2} = k$

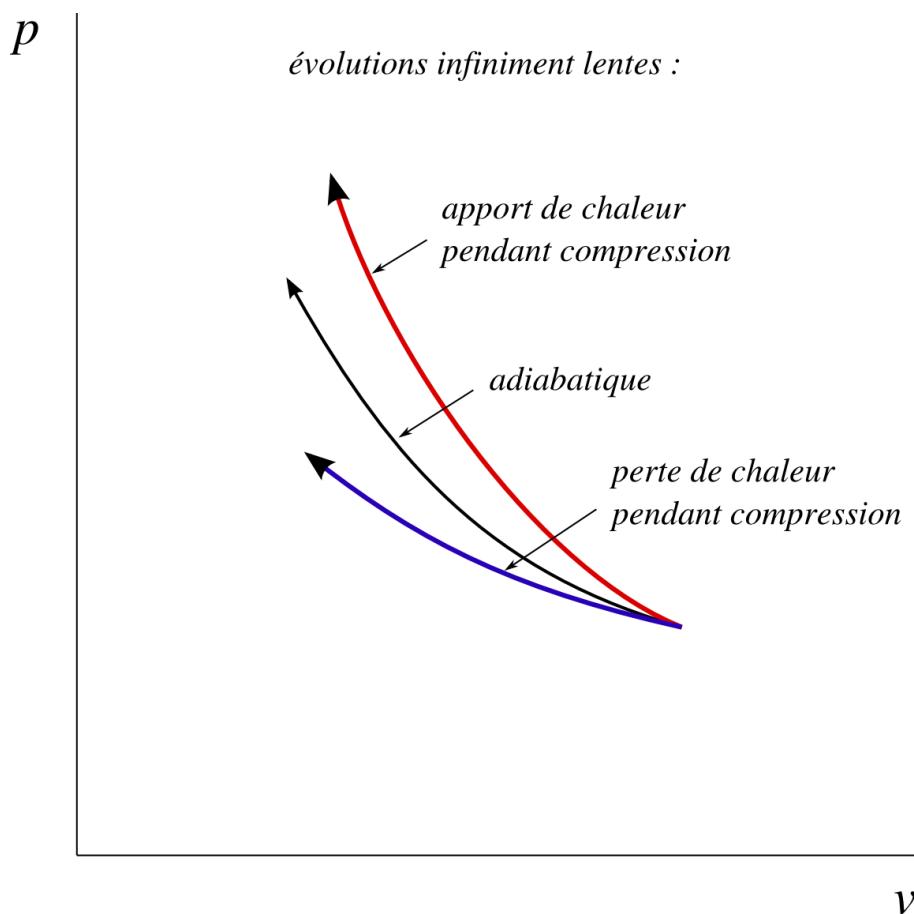
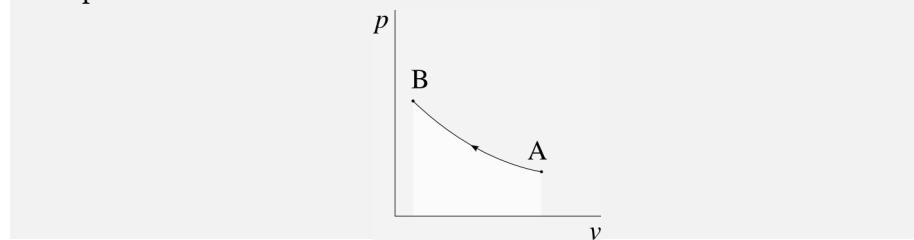


FIGURE 2.10 – Comportement d'un fluide lorsqu'on le comprime infiniment lentement. Plus on lui apporte de chaleur pendant la compression, et plus la pression augmente fort. La courbe adiabatique représente le cas où aucun apport ni perte de chaleur n'a lieu ($Q = 0$).

(en unités SI, et où k est une constante). Au début de la compression, ses propriétés sont $p_A = 1 \text{ bar}$ et $v_A = 1 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$. On le comprime jusqu'à ce que son volume ait atteint $v_B = 0,167 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$.

Quelle quantité de travail spécifique le gaz a-t-il fourni ou reçu ?

L'évolution peut être représentée qualitativement sur un diagramme pression-volume ainsi:



Il nous faut d'abord calculer la valeur de k pour connaître quantitativement la relation entre p et v . Nous l'obtenons avec les conditions initiales : $k = p_A v_A^{1,2} = 10^5 \times 1^{1,2} = 10^5$ u.SI.

☞ La grandeur de k est déroutante : elle est mesurée en $\text{Pa m}^{3,6} \text{kg}^{-1,2}$. Cela n'a pas d'importance pour nous et il nous suffit (après avoir bien converti les unités d'entrée en SI!) d'indiquer « unités SI », ou u.SI.

Maintenant, nous pouvons décrire p en fonction de v : $p = 10^5 \times v^{-1,2}$. Il n'y a plus qu'à intégrer en partant de l'section 2.4.2 : $w_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p dv = - \int_A^B k v^{-1,2} dv = -k \left[\frac{1}{-1,2+1} v^{-1,2-1} \right]_{v_A}^{v_B} = \frac{10^5}{0,2} \left[v^{-0,2} \right]_1^{0,167} = +2,152 \cdot 10^5 \text{ J kg}^{-1} = +215,2 \text{ kJ kg}^{-1}$.

☞ Le signe est positif : le gaz reçoit du travail.

☞ Le résultat peut paraître grand, mais il faut se rappeler que c'est un travail spécifique (§1.2.5) qu'il faudra multiplier par la masse du gaz pour obtenir une quantité en joules. Aux conditions de départ (1 kg m^{-3}) un volume d'air de 1 L pèse à peine plus d'un gramme.

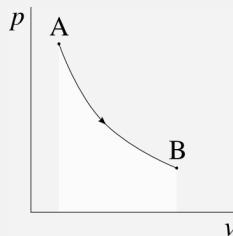
Exemple 2.4

Une masse de 0,3 gramme de gaz pressurisé dans un cylindre est détendue lentement en laissant un piston se déplacer. On sait que sa pression et son volume sont reliés par une relation de type $p v^{k_1} = k_2$ (où k_1 et k_2 sont deux constantes).

Au début de la détente, la pression est à 12 bar et le volume est de 0,25 L. Une fois détendu, le gaz arrive à pression ambiante de 1 bar avec un volume de 1,76 L.

Quel travail le gaz a-t-il dégagé pendant la détente ?

L'évolution peut être représentée qualitativement sur un diagramme pression-volume ainsi :



Il nous faut d'abord connaître entièrement la loi reliant p à v ; ensuite nous procéderons à l'intégration $- \int p dv$ pendant l'évolution pour calculer le travail.

Commençons par calculer les volumes spécifiques au départ et à l'arrivée : $v_A = \frac{V_A}{m} = \frac{0,25 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 10^{-4}} = 0,833 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$. De même, $v_B = \frac{V_B}{m} =$

$5,867 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$. Maintenant, nous pouvons calculer k_1 :

$$\begin{aligned} p_A v_A^{k_1} &= p_B v_B^{k_1} \\ \left(\frac{v_A}{v_B}\right)^{k_1} &= \frac{p_B}{p_A} \\ k_1 \ln\left(\frac{v_A}{v_B}\right) &= \ln\left(\frac{p_B}{p_A}\right) \\ k_1 &= \frac{\ln\left(\frac{p_B}{p_A}\right)}{\ln\left(\frac{v_A}{v_B}\right)} = \frac{\ln\left(\frac{1}{12}\right)}{\ln\left(\frac{0,833}{5,867}\right)} = 1,2733 \end{aligned}$$

Et avec k_1 , nous pouvons calculer $k_2 = p_A v_A^{k_1} = 12 \cdot 10^5 \times 0,833^{1,2733} = 9,514 \cdot 10^5 \text{ u.s.I.}$

☞ k_1 est un exposant et n'a pas d'unités. Celles de k_2 ne nous intéressent pas.

☞ Même si elle peut paraître laborieuse, cette démarche « nous avons un modèle général pour la tendance, quels sont les paramètres pour ce cas particulier ? » est très courante en physique, et extrêmement utile pour l'ingénieur/e.

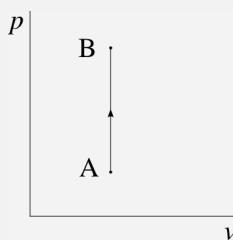
Nous savons maintenant décrire quantitativement les propriétés pendant l'évolution : $p v^{1,2733} = 5,914 \cdot 10^5$. Il n'y a plus qu'à effectuer notre intégration habituelle : $w_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p \, dv = -k_2 \int_A^B v^{-k_1} \, dv = \frac{-9,514 \cdot 10^5}{-0,2733} \left[v^{-0,2733}\right]_{0,833}^{0,587} = -3,333 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1} = -3,333 \text{ kJ kg}^{-1}$. Nous multiplions par la masse de gaz pour obtenir le travail : $W_{A \rightarrow B} = m w_{A \rightarrow B} = -1 \text{ kJ}$.

☞ Ce calcul peut être effectué de façon plus rapide, sans calculer les valeurs de v_A , v_B et k_2 . Toutefois, pour être certain/e de parvenir au résultat, il est plus sûr et plus facile de quantifier p et v (en si) à tous les stades de l'évolution avant de débuter une intégration.

Exemple 2.5

Un gaz enfermé dans un réservoir hermétique est chauffé lentement. Son volume reste bloqué à 12 L, et sa pression évolue de 1 bar jusqu'à 40 bar. Quel est le travail développé ?

L'évolution peut être représentée qualitativement sur un diagramme pression-volume ainsi:



Le travail est nul, bien sûr. Le volume ne changeant pas, dV est nul pendant toute l'évolution. Nous pouvons chauffer ou refroidir à loisir, mais tant qu'aucune paroi n'est déplacée, il n'y aura pas de transfert de travail.

2.4.3 Travail d'un fluide en évolution rapide

Les choses se compliquent lorsque nous comprimons et détendons notre fluide de façon rapide (figure 2.11). Il se produit alors un phénomène complexe et d'importance critique en thermodynamique : **la pression sur la paroi est différente de la « pression moyenne » à l'intérieur du fluide.**

Pour décrire ce qui se passe à l'intérieur du fluide, nous pouvons prendre l'exemple de l'eau d'une baignoire que l'on pousse avec les mains – comme la paroi mobile dans le réservoir représenté en figure 2.12. Lorsque le piston est éloigné et rapproché brutalement, la pression sur ses parois n'est pas la même que lorsqu'il est déplacé lentement.

« Nous avons dit qu'à l'origine du mouvement l'équilibre de pression s'établit entre la chaudière et le cylindre, mais à mesure que la vitesse du piston s'accroît, celui-ci fuit en quelque sorte devant la vapeur sans lui donner le temps d'établir cet équilibre, et la pression dans le cylindre baisse nécessairement. »

François-Marie Guyonneau
de Pambour, 1835
Traité théorique et pratique des machines locomotives [3]

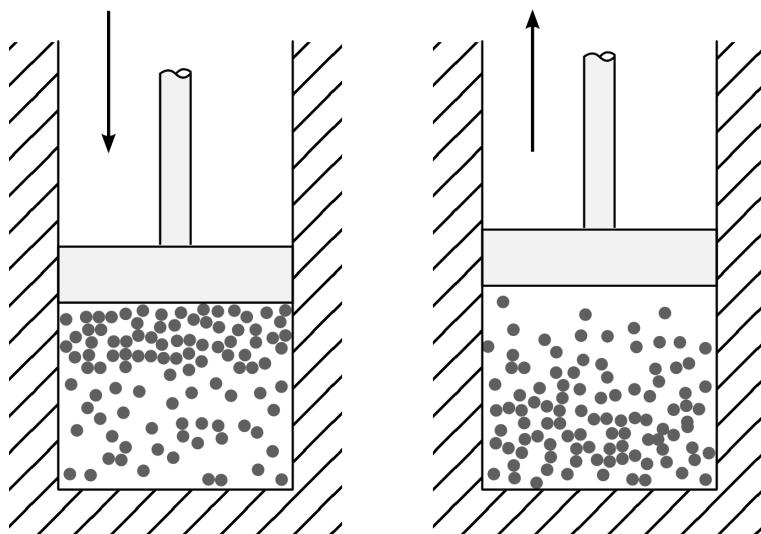


FIGURE 2.11 – Compression et détente irréversibles. Lorsqu'on comprime un fluide de façon brutale (gauche), la pression sur la paroi du piston est augmentée. Lors d'une détente brutale (droite) cette pression est diminuée.

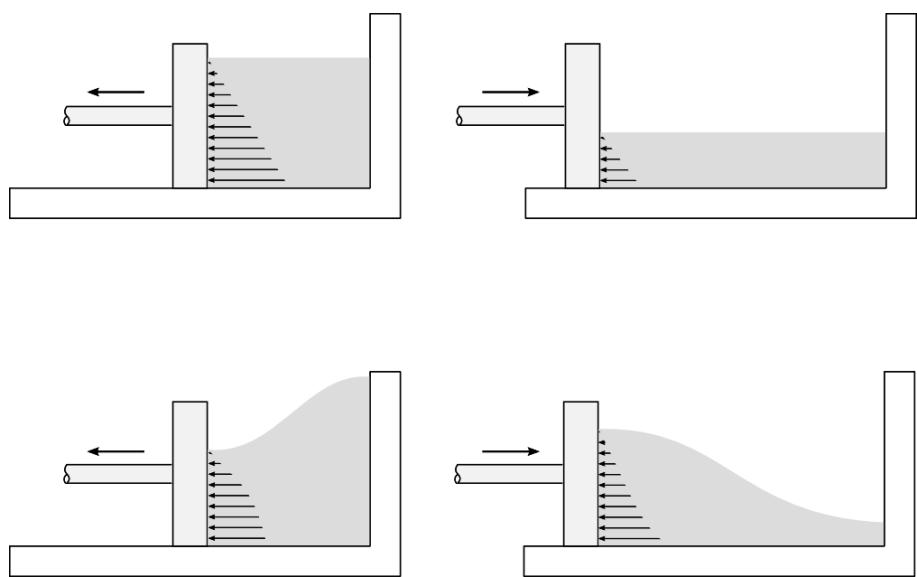


FIGURE 2.12 – Paroi mobile déplaçant une masse d'eau dans un réservoir : en haut, selon un mouvement infiniment lent ; en bas, avec un mouvement brutal.

Dans chacun des cas, la quantité de travail consommé à la compression est plus grande, et la quantité de travail fourni à la détente est plus petite.

Nous nommons ce phénomène l'*irréversibilité*. Elle nous sera d'un grand embarras dans notre étude quantitative de la thermodynamique, et elle rendra encore plus ardues nos conversions de travail et chaleur.

Que se passe-t-il donc dans le cylindre rempli de fluide, lorsqu'on ne le comprime pas de façon infiniment lente ? Lors d'une compression brutale, la pression sur la paroi du piston est plus grande que la pression moyenne à l'intérieur du cylindre (figure 2.13). On dépense *plus d'énergie que nécessaire* pour effectuer le déplacement.

On pourrait ainsi dire que lorsqu'on le comprime et détend brutalement, un fluide se comporte comme un ressort « fragile », à l'intérieur duquel quelque chose se modifie : il n'est pas capable de rendre toute l'énergie mécanique qu'il a emmagasinée.

Si le travail reçu n'est pas égal au travail restitué, alors où est passé l'excédent d'énergie ? Ce surcroît d'énergie, fourni sous forme de travail par le piston, est *transformé en chaleur à l'intérieur du fluide* pendant les mouvements.

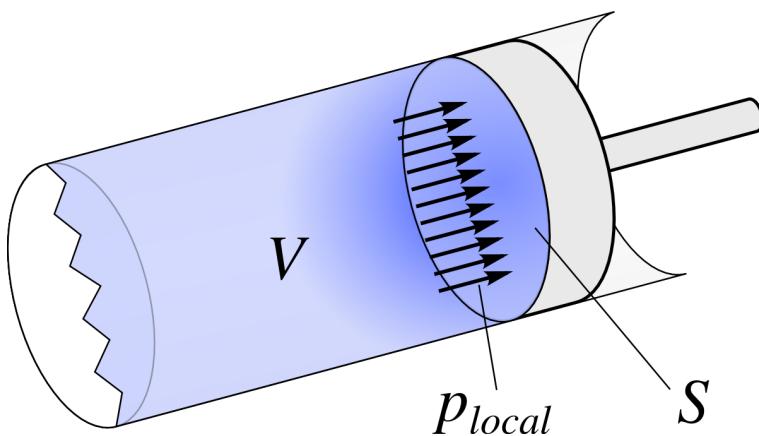


FIGURE 2.13 – Fluide comprimé de façon brutale. La pression locale à la surface du piston est supérieure à ce qu'elle aurait été avec un mouvement lent.

L'évolution tracée sur un diagramme pression-volume (figure 2.14) est bien plus complexe que dans le cas d'une évolution infiniment lente. La pression moyenne à l'intérieur du fluide augmente plus rapidement qu'elle ne le ferait en mouvement lent.

Pendant la détente, le phénomène inverse se produit (figure 2.15) : une zone de plus faible pression se forme au devant de la paroi du piston, et le travail fourni par le fluide au piston est plus faible qu'il ne l'aurait été dans le cas réversible.

D'un point de vue quantitatif, plus les mouvements sur le fluide seront brutaux, et plus l'évolution du fluide ressemblera à une évolution avec apport de chaleur (« durcissement » du fluide et augmentation de l'exposant x pendant les compressions, diminution de l'exposant x pendant les détentes).

Par contre, le travail fourni ou reçu par le fluide ne peut plus être simplement calculé par intégrale puisque la pression à l'intérieur du cylindre n'est pas du tout homogène. C'est la pression à la surface du piston qui permettrait de calculer ce travail. Malheureusement, aucune relation mathématique simple ne permet de décrire cette relation entre pression et volume. Il faut effectuer une mesure expérimentale à chaque fois.

Exemple 2.6

On enferme un gaz dans un cylindre hermétique et on effectue des allers-retours entre deux volumes donnés avec le piston, sans transférer de chaleur. Au départ, les allers-retours sont très lents. Ensuite, on effectue les allers-retours de façon très rapide.

Quelle sera l'allure des évolutions sur un diagramme pression-volume ?

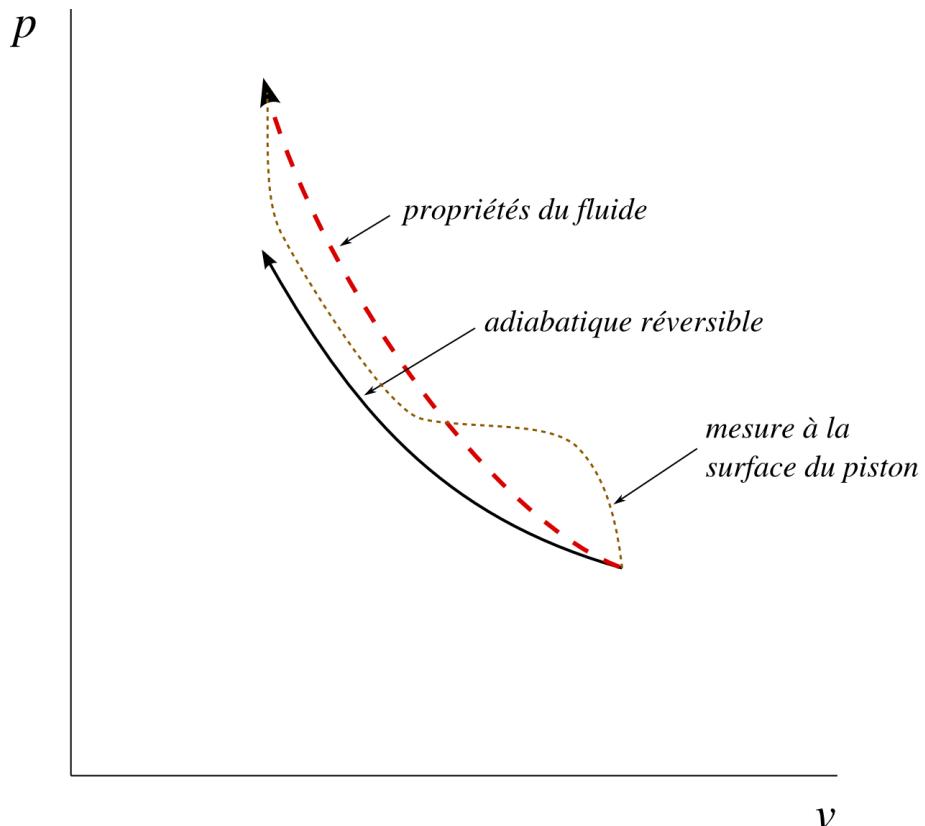


FIGURE 2.14 – Compression irréversible adiabatique sur un diagramme pression-volume.

Nous représentons l'évolution du gaz en pointillés : il ne s'agit pas d'une série d'états continu car la pression du fluide n'est pas homogène pendant le trajet.

Le chemin qu'aurait suivi le fluide si la compression avait été infiniment lente est représenté avec un trait continu.

Pendant la compression, le « surcoût » de travail fourni par le piston est transformé en chaleur (bien que le gaz soit parfaitement isolé).

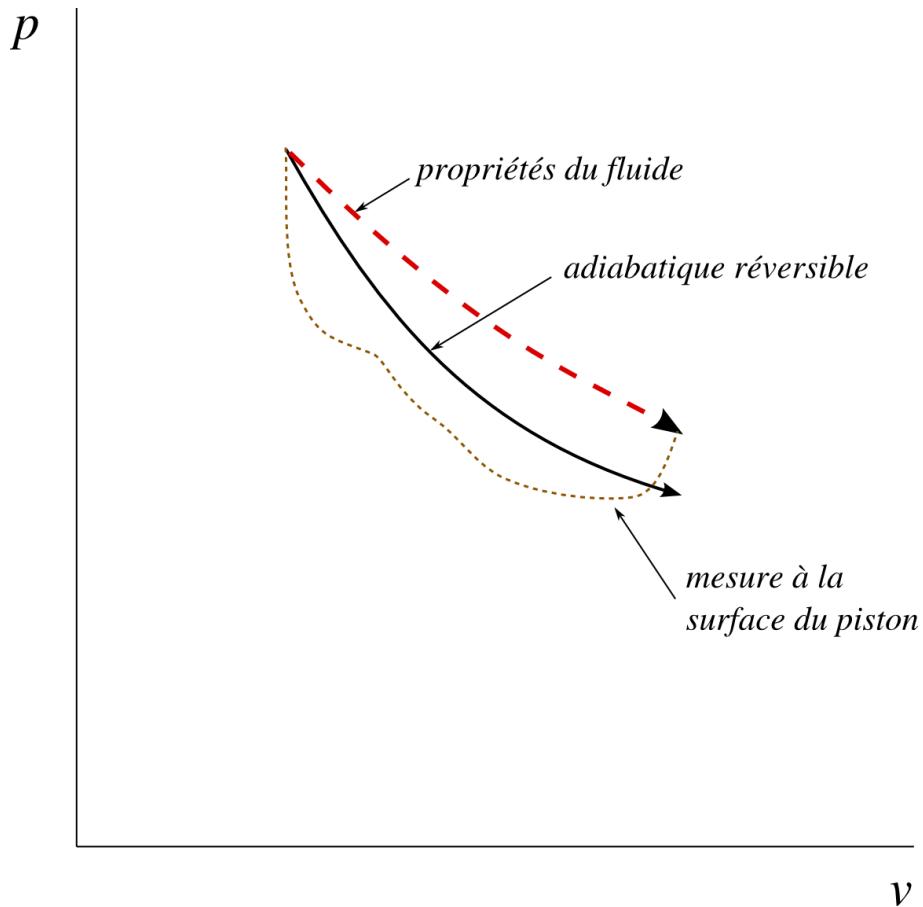
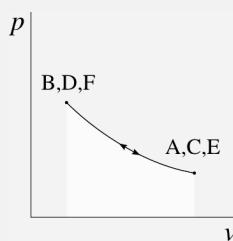


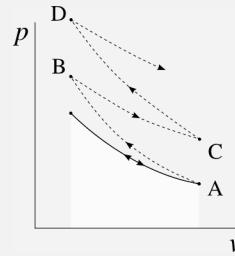
FIGURE 2.15 – Détente irréversible adiabatique sur un diagramme pression-volume.

Le travail reçu par le piston est plus faible qu'il ne l'aurait été avec un mouvement lent. Le trajet suivi par le fluide est représenté en pointillés (la pression n'étant pas homogène pendant le mouvement).

Lors des évolutions lentes, la pression passe toujours par les mêmes valeurs pendant les allers-retours :



En revanche, pendant les évolutions rapides, à chaque trajet la pression finale est plus grande que ce qu'elle aurait été pendant un trajet lent :



Ainsi, les propriétés s'élèvent progressivement sur le diagramme pression-volume : l'excédent de travail investi pendant les compressions, et le défaut de travail récupéré pendant la détente, se traduisent par une augmentation de l'énergie interne du gaz, dont la température augmente continuellement.

2.4.4 La réversibilité

Prenons quelques instants pour réfléchir sur ce que nous venons de décrire. À chaque fois que nous comprimons un fluide « trop vite », il se passe quelque chose qui nous empêche de récupérer notre travail.

Du point de vue de l'ingénieur/e, une évolution lente est un cas limite : celui où les dissipations sont minimisées. Par exemple, le travail qu'il faut investir pour comprimer un gaz jusqu'à 10 bar est minimal lorsque la compression est réversible. De même, une turbine dans laquelle la détente est réversible extraîtra le maximum de travail d'un fluide comprimé. Et au contraire, dans un amortisseur automobile, on rend les évolutions très irréversibles pour qu'il fournisse lors du chemin retour un travail plus faible qu'à l'aller.

« D'où vient l'irréversibilité ? elle ne vient pas des lois de Newton. Si nous partons de l'idée que le comportement de toutes choses doit être en définitive compris en termes des lois de la physique, et s'il apparaît également que toutes les équations ont cette propriété fantastique d'avoir une autre solution [valide] lorsque nous remplaçons t par $-t$, alors chaque phénomène est réversible. Comment se fait-il alors que dans la nature, à une grande échelle, les choses ne soient pas réversibles ? »

Richard Feynman, 1963
The Feynman Lectures on Physics [11, 12]

Du point de vue de la physique, le phénomène d'irréversibilité est fascinant. En effet, nous partons de collisions de molécules, un phénomène tout à fait réversible, pour fabriquer une transformation irréversible : une évolution qui ne va que dans un sens ! Pour ramener le gaz dans l'état où il était avant de le comprimer brutalement, nous sommes obligés de lui prendre de la chaleur. Il est surprenant que sans aller à l'encontre des lois de Newton, nous ayons créé une situation où *on ne peut pas revenir en arrière en « faisant l'inverse »*. Existe-t-il d'autres transformations irréversibles ? Peut-on quantifier l'irréversibilité ? Nous tenterons de répondre à ces questions dans les chapitre 7 (*le second principe*) et chapitre 8 (*l'entropie*).

En attendant, nous admettrons qu'il faut respecter trois conditions pour qu'une évolution soit réversible :

1. L'évolution doit se faire sans friction. Il ne doit pas y avoir de frottement dans les éléments mécaniques (par exemple, entre piston et cylindre).

2. La pression dans le fluide doit être homogène. Le mouvement des parois doit donc être infiniment lent, et le fluide doit évoluer sans turbulence.
3. La différence de température entre le fluide et son environnement doit être infiniment petite. Si de la chaleur est fournie ou rejetée, elle doit donc être transférée de façon infiniment lente.

Ces trois conditions excluent évidemment toute évolution réelle – et en particulier, toute application pratique dans un moteur ! Toutefois, nous les utiliserons pour poser une limite théorique idéale à toutes les évolutions réelles que nous étudierons.

2.5 Quantifier la chaleur avec un système fermé

Au risque de frustrer l'étudiant/e, il nous faut tout de suite avouer que *nous ne savons pas quantifier les transferts de chaleur directement*. Nous allons toujours procéder par déduction : en quantifiant la variation d'énergie, et en y soustrayant les transferts sous forme de travail, on obtient la quantité de chaleur qui a été échangée. Mathématiquement, dans un système fermé, nous ne faisons que ré-utiliser l'équation 2/1 pour obtenir :

$$Q_{1 \rightarrow 2} = \Delta U - W_{1 \rightarrow 2} \quad (2/10)$$

$$q_{1 \rightarrow 2} = \Delta u - w_{1 \rightarrow 2} \quad (2/11)$$

pour un système fermé.

Toute la difficulté pour quantifier un transfert de chaleur est maintenant de prédire et quantifier le changement de l'énergie interne, ΔU . Pour les gaz, U est quasiment proportionnelle à la température ; pour les liquides et vapeurs, la relation est plus complexe. Nous apprendrons à quantifier l'énergie dans les fluides aux chapitre 4 (*le gaz parfait*) et chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

2.6 Un peu d'histoire : le moteur compound

Dans les années 1830, le moteur à vapeur vient de révolutionner le paysage et le réseau économique de la Grande-Bretagne. Tout y voyage alors par rail : passagers, récoltes, charbon, produits de l'industrie. Tout cela est tracté par des moteurs à vapeur, aux dimensions monumentales mais au rendement déplorable (on parle alors de trois pourcent). Ce n'est pas dramatique : le charbon et l'eau abondent, et il suffit d'arrêts ponctuels le long des lignes de chemin de fer pour réapprovisionner les machines.

Sur les océans, la situation n'est pas la même : c'est encore la voile qui mène le jeu. Pour pouvoir joindre deux continents au moteur (c'est à dire sans louvoyer !), il faut résoudre deux problèmes.

Le premier est que les moteurs consomment beaucoup d'eau. L'eau de mer, certes abondante, est inutilisable en l'état car les dépôts de sel et calcaire provoqués lors de son ébullition étouffent les chaudières et posent un grave risque d'explosion. Il faut donc la désaliner si l'on veut l'insérer dans la chaudière, ce qui est très coûteux en énergie.

Le problème sera résolu avec l'utilisation des *condenseurs*, dont les locomotives étaient dispensées par économie de place. Désormais, lorsque la vapeur a effectué son travail dans les cylindres, elle n'est plus simplement jetée dans l'atmosphère, mais refroidie dans de grands condenseurs avant d'être comprimée puis ré-insérée dans la chaudière. L'eau circule donc de façon cyclique à travers tout le moteur – il n'est plus besoin que de pallier aux fuites.

Le second problème est plus grave et plus difficile à résoudre : comment augmenter le rendement ? Ce n'est pas qu'une question financière : le premier navire transatlantique à vapeur, le *SS Savannah*, termine sa traversée à la voile, alors qu'il n'était rempli *que* du charbon de son moteur !

Pour augmenter le rendement d'un moteur de capacité donnée, on cherche à augmenter la quantité de travail générée par chaque kilo de vapeur, qui peut être approximée par la relation 2/9 :

$$w_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p \, dv$$

La première chose à faire est d'augmenter la pression p_A de la vapeur, c'est à dire sa pression avant qu'elle ne débute sa détente dans les cylindres. Ce n'est pas chose facile : augmenter la pression de la chaudière augmente les contraintes structurelles qu'elle subit, donc son coût, et réduit son efficacité car les parois doivent être épaissies.

On peut ensuite tenter d'augmenter le terme Δv , c'est-à-dire la variation totale de volume lors du mouvement du piston. Autrement dit, il faut augmenter le volume balayé par les cylindres. Là encore, ce n'est pas chose facile.



FIGURE 2.16 – *SS Savannah*, première traversée atlantique à vapeur en 1819, terminée à la voile.

Image domaine public par Hunter Wood, 1819

D'une part, lorsque l'on augmente le diamètre des cylindres – ce qui augmente l'aire S – on soumet les pistons à une plus grande force F_A , pour une pression p_A donnée (2/4) :

$$p \equiv \frac{F}{S}$$

En augmentant la force transmise, on atteint rapidement les limites structurales de la mécanique motrice.

D'autre part, lorsque l'on augmente la longueur des cylindres, on rallonge également le moteur et on alourdit considérablement le mécanisme de bielle/vilebrequin. D'autant que la pression et le volume de la vapeur sont liés l'un à l'autre : ils suivent approximativement une relation de type $pv^x = k$ pendant la détente. Autrement dit, plus le volume augmente, et plus la pression diminue : au fur et à mesure que l'on rallonge le cylindre, les gains en travail sont de plus en plus faibles.

Le moteur *compound* répond à ce problème en utilisant plusieurs cylindres *en série* (figure 2.17). La vapeur à haute pression déplace d'abord un piston de petit diamètre (limitant ainsi la force exercée sur le mécanisme). Ensuite, elle est transférée dans un autre cylindre, de plus grand diamètre. Celui-ci permet d'obtenir une force identique avec une pression plus basse ; il balaie un plus grand volume.

Ainsi, en augmentant le volume total balayé par la vapeur en expansion, on peut extraire plus de travail de la vapeur compressée, sans surdimensionner le vilebrequin ni surcharger les pistons.

Avec un tel moteur, la marine marchande est capable d'abandonner le cabotage : elle s'empare de la technologie qui connaît un succès immédiat. De deux cylindres en série (*double compound*) on passe à trois, et même parfois quatre

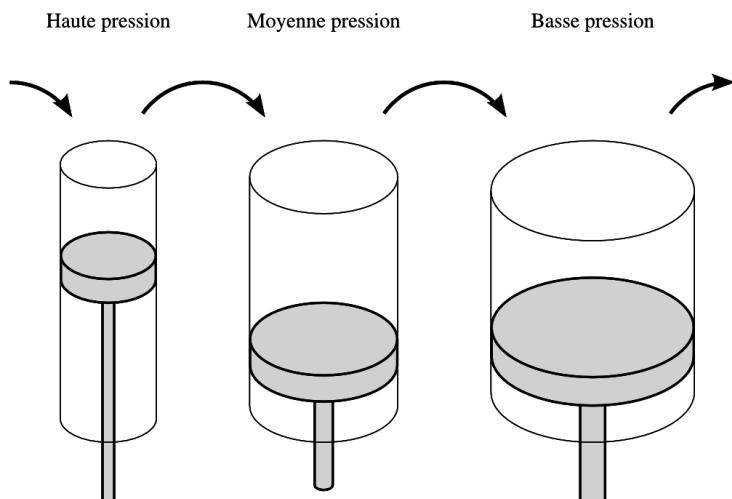


FIGURE 2.17 – Cylindres en série, dits *compound*.

(*quadruple compound!*), pour extraire à chaque fois plus d'énergie, sous forme de travail, de la vapeur.

L'enthousiasme gagne les armateurs, qui se targuent désormais ne plus devoir brûler qu'une feuille de papier pour déplacer une tonne de cargaison sur un mile. Même s'il s'entend que les tonnes sont unités impériales, et le papier, fort épais, l'avancée est faite. Voilà le thé des Indes bientôt dans les tasses londoniennes – l'empire britannique dispose des machines dont avait besoin son formidable réseau économique.

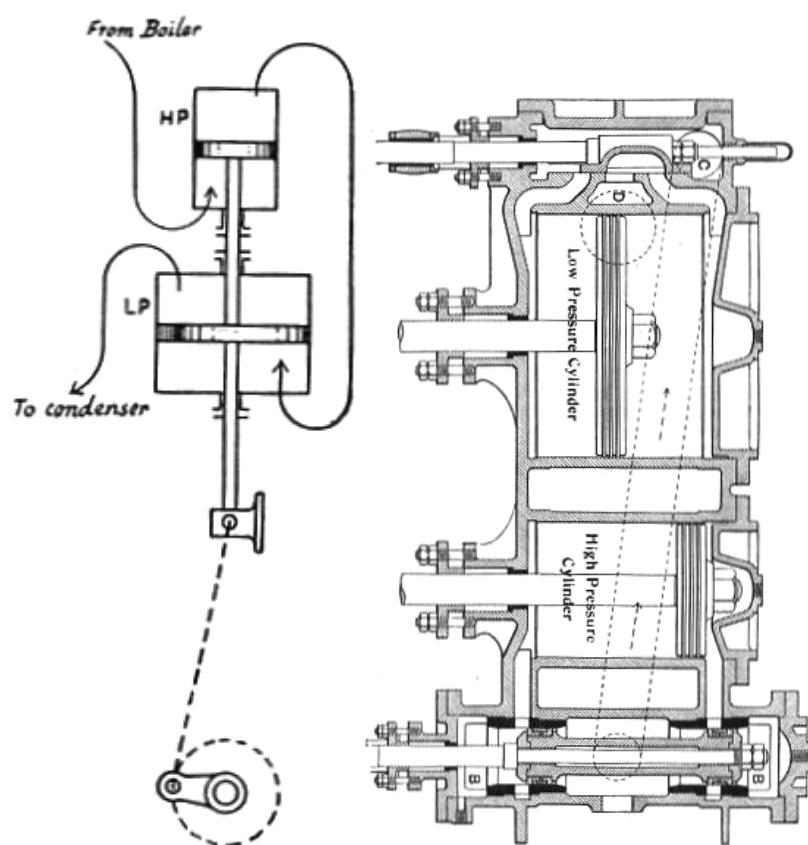


FIGURE 2.18 – Différents systèmes compound à vapeur.

Images domaine public Prof. William Ripper, 1889

2.7 Exercices

E2.1 Évolutions simples

(un exercice simplement destiné à mettre en pratique les conventions de signe et le vocabulaire du cours)

Une masse de 400 g d'eau est placée dans un réservoir hermétique. Elle suit une évolution pendant laquelle elle reçoit 50 kJ kg^{-1} de chaleur et voit son énergie interne augmenter de 4 kJ.

1. A-t-elle reçu ou fourni du travail, et en quelle quantité ?

On fournit ensuite à cette même masse un travail de 800 J de manière adiabatique.

2. Quelle est la variation de son énergie interne spécifique ?

E2.2 Évolutions arbitraires d'un gaz en laboratoire

Une masse de 80 g d'hélium est contenue dans un cylindre de $0,04 \text{ m}^3$. Le gaz est d'abord refroidi de façon réversible à pression constante jusqu'à $0,02 \text{ m}^3$ et 2 bar ; puis réchauffé à volume constant jusqu'à 4 bar.

1. Tracez l'évolution sur un diagramme pression-volume.
2. Quel est le travail fourni ou reçu par le gaz ?

E2.3 Suspension pneumatique de camion

Le système de suspension pneumatique d'une remorque de camion contient avec un réservoir d'air. Lorsque la remorque est chargée, les pistons qui la relient au chassis descendant, l'air qui du réservoir (figure 2.19).

Dans un premier temps on charge le camion très progressivement. L'air à l'intérieur du cylindre ne perd ni reçoit de chaleur. Ses caractéristiques évoluent alors selon la relation $p v^{1,4} = 5,438 \cdot 10^4$ (en unités SI).

La compression commence à $p_A = 2,5 \text{ bar}$. Lorsque le chargement est terminé, la pression est montée à $p_B = 10 \text{ bar}$.

1. Tracez qualitativement l'évolution du gaz pendant le chargement sur un diagramme pression-volume.
2. Le travail effectué par une force \vec{F} sur un déplacement \vec{l} s'exprime selon

$$W \equiv \vec{F} \cdot \vec{l} \quad (1/11)$$

À partir de cette équation, exprimez le travail effectué sur un corps de masse fixe en fonction de son volume spécifique et de sa pression interne.

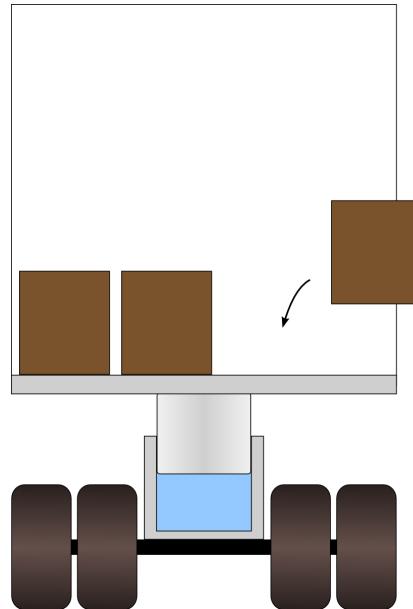


FIGURE 2.19 – Modélisation schématique d'un système de suspension pneumatique de camion. Le piston, au centre, comprime une masse d'air (en bleu) lorsque la remorque est chargée.

schéma CC-0 o.c.

3. Combien d'énergie le gaz a-t-il reçu pendant le chargement ?
4. Quelle énergie le gaz fournirait-il en retour si le camion était déchargé très progressivement ?

On décharge brutalement le camion et le piston remonte rapidement jusqu'à ce que la pression finale redescende à sa valeur initiale.

4. Tracez qualitativement l'évolution sur le diagramme pression-volume précédent.
5. Que peut-on faire pour ramener le gaz à l'état exact où il était avant le chargement ?

E2.4 Compresseur à air

Dans un petit compresseur à air (figure 2.20), un piston comprime lentement et sans frottement une masse fixe d'air. Le cylindre est muni d'aubes, qui permettent de dissiper de la chaleur. Ainsi, la compression se fait à énergie interne constante.

On dépense, pour la compression de l'air, un travail de 150 kJ kg^{-1} .

1. Quel est le transfert de chaleur pendant la compression ?

Avant de commencer la compression, l'air est à pression et masse volumique atmosphériques (1 bar ; $1,2 \text{ kg m}^{-3}$).

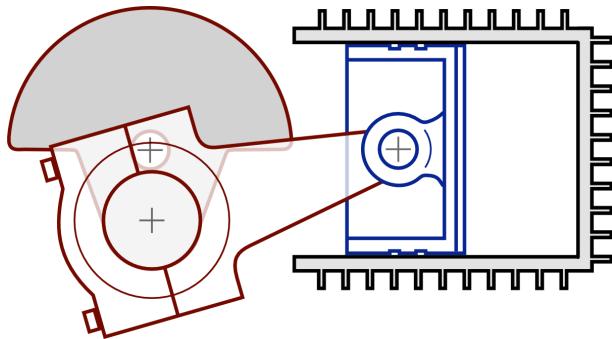


FIGURE 2.20 – Schéma de coupe d'un petit compresseur à air à piston. Les soupapes d'admission et de sortie ne sont pas représentées.

Schéma CC-BY-SA Christophe Dang Ngoc Chan & Olivier Cleynen

Le diamètre du cylindre est de 5 cm et sa profondeur intérieure est de 15 cm.

2. Quelle est la masse d'air incluse dans le cylindre ?

Pendant la compression, on observe que la pression et le volume spécifique sont liés par la relation $pv = k$ (où k est une constante).

3. À quelle pression va-t-on pouvoir mener l'air à la fin de la compression ?

E2.5 Cycle d'un moteur à essence

On souhaite étudier le fonctionnement d'un moteur à essence à quatre cylindres (figure 2.21). Comme tous les moteurs thermiques alternatifs, il dégage du travail en faisant varier la pression et le volume de petites quantités d'air emprisonnées dans ses cylindres. Nous simplifions ici les détails de son fonctionnement pour le réduire au cas idéal, dans lequel les évolutions sont toutes réversibles.

Le moteur a pour cylindrée 1,1 L ; il est muni de quatre cylindres de diamètre 7 cm et a un taux de compression (rapport entre volumes maximum et minimum dans un cylindre) de 7,9. L'air pénètre dans le moteur aux conditions atmosphériques (1 bar, $0,84 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$).

Nous pouvons décrire un cycle à l'intérieur d'un cylindre avec les quatre étapes suivantes :

De A à B l'air est comprimé de façon adiabatique réversible depuis le point mort bas jusqu'au point mort haut. Pendant cette évolution, nous savons que ses propriétés sont liées par la relation $p v^{k_1} = k_2$. En B, la pression a atteint 16,97 bar.

De B à C il est chauffé à volume constant (comme si le piston était immobilisé), jusqu'à ce que la pression atteigne 75 bar. En mesurant la température on constate que son énergie interne spécifique augmente de $1453,3 \text{ kJ kg}^{-1}$.



FIGURE 2.21 – Pistons et cylindres d'un moteur automobile découpé.

Photo CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Mj-bird

De C à D l'air est détendu de façon adiabatique réversible depuis le point mort haut jusqu'au point mort bas. Ses propriétés sont liés par la relation $p v^{k_1} = k_3$.

De D à A il est refroidi à volume constant (comme si le piston était immobilisé), jusqu'à retrouver ses propriétés en A.

(En pratique, cette phase de refroidissement a lieu hors du moteur, dans l'atmosphère. Elle peut toutefois être modélisée ainsi sans induire d'erreur.)

1. Tracez qualitativement le cycle suivi par l'air sur un diagramme pression-volume.
2. Quelle est la masse d'air présente dans un cylindre ?
indice : $V_{\text{cylindrée}} = 4(V_{\text{cylindre max.}} - V_{\text{cylindre min.}}) = 4(V_{\text{point mort bas}} - V_{\text{point mort haut}})$
3. Quel est le travail spécifique reçu par l'air pendant la compression (de A à B) ?
4. Quelle est la chaleur spécifique reçue par l'air pendant la combustion (de B à C) ?
5. Quel est le travail spécifique dégagé par l'air pendant la détente (de C à D) ?
6. Quelle est la chaleur spécifique rejetée par l'air pendant la phase de refroidissement ?
7. Quelle est l'efficacité du moteur, c'est à dire le rapport entre le travail net dégagé pendant le cycle et la chaleur fournie pendant la combustion ?
8. Combien faut-il effectuer de cycles par seconde pour que le moteur dégage une puissance de 80 ch (58,84 kW) ?

E2.6 Travail dans un moteur diesel

Nous étudions le fonctionnement d'un moteur alternatif à quatre cylindres en modélisant son fonctionnement dans le cas le plus favorable, c'est à dire avec des évolutions très lentes (parfaitement réversibles).

À l'intérieur du bloc moteur schématisé en figure 2.22, quatre pistons liés à l'axe moteur par un vilebrequin (non représenté) sont en mouvement. L'évolution est différente dans chaque cylindre :

Cylindre A : compression (l'air restant prisonnier du cylindre).

La compression de l'air débute à 0,8 bar et ses y sont liées par la relation $pV^{1,3} = k_1$.

Cylindre B : admission.

L'air est admis à pression constante de 0,8 bar.

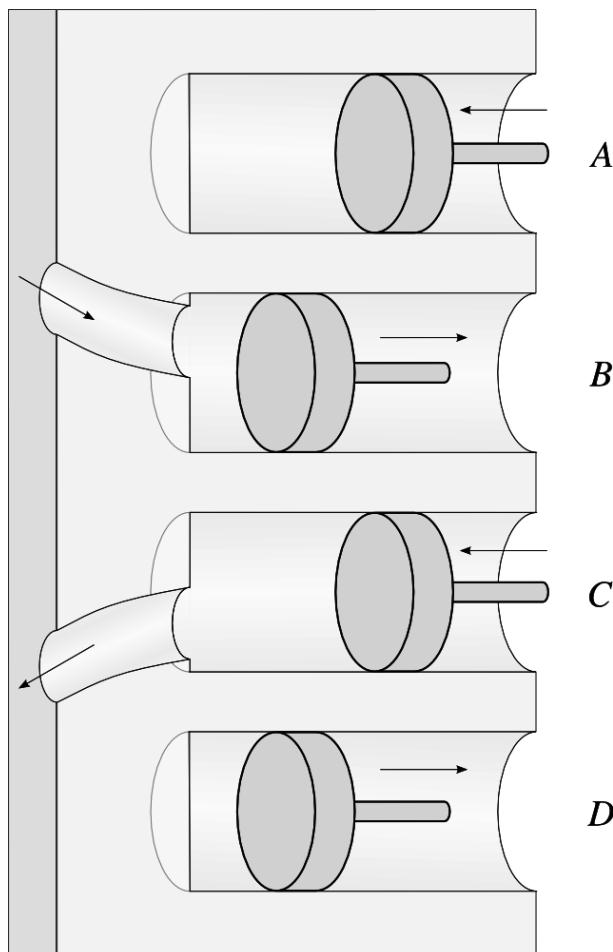


FIGURE 2.22 – Représentation schématique du fonctionnement d'un moteur à quatre cylindres. Les pistons A et C sont en remontée, et les pistons B et D sont en descente. Ils sont tous les quatre liés au même axe moteur, non représenté ici.

Schéma CC-BY-SA Olivier Cleynen

Cylindre C : échappement.

L'air est rejeté à pression constante de 1,1 bar.

Cylindre D : détente.

L'air à haute pression et température est prisonnier du cylindre ; ses propriétés sont aussi reliées par la relation $pV^{1,3} = k_2$.

Bien sûr, le rôle de chaque cylindre change deux fois par tour. Nous étudions ici les transferts de travail sur un demi-tour moteur.

Même si les cylindres B et C ne sont pas des systèmes fermés, nous pouvons ici modéliser leurs évolutions comme si c'était le cas, sans induire d'erreur.

Les conditions atmosphériques sont de 1 bar et $1,225 \text{ kg m}^{-3}$. La cylindrée du moteur est de 1,5 L et le taux de compression (c'est à dire le rapport des volumes minimal et maximal au sein de chaque cylindre) est de 22.

1. Représentez qualitativement l'évolution dans chacun des cylindres sur un même diagramme pression-volume.
2. Quelle est l'énergie nécessaire pour déplacer les cylindres B et C ?
3. Quelle est l'énergie reçue par le gaz dans le cylindre A ?

On souhaite que le moteur développe une puissance de 30 kW à vitesse de 2 000 tours/min. Ses pertes mécaniques sont de l'ordre de 15 %.

4. Quel est le travail qui doit être développé par le cylindre D pendant la détente ?
5. À quelle pression la combustion de l'essence dans le cylindre D doit-elle y porter l'air, pour que la détente puisse faire fonctionner le moteur ?

E2.7 Prendre de la chaleur où il fait plus froid

Un/e étudiant/e tente une expérience avec un peu d'air dans un cylindre, dont il/elle contrôle le volume avec un piston. Le but est de prélever de la chaleur à l'extérieur, où la température est basse, pour la rejeter à l'intérieur de la pièce.

La masse d'air emprisonnée dans le cylindre est de $6 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$.

Au départ, l'air dans le cylindre occupe un volume de 0,5 L. La pression et la température sont celles de la pièce (1 bar ; 18 °C).

de A à B L'étudiant/e isole bien le cylindre avec un isolant thermique, et détend lentement le gaz en augmentant son volume jusqu'à 4,5 L. Nous savons¹

1. Nous verrons d'où vient cette relation et apprendrons à calculer cette température au chapitre 4 (*le gaz parfait*).

que pendant ce type de détente, la pression et le volume sont liés par la relation

$$pv^{1,4} = k_2$$

où k_2 est une constante.

La température du gaz chute dramatiquement pendant la détente – en B le thermomètre indique finalement $T_B = 121\text{ K}$.

de B à C L'étudiant/e fixe le volume du cylindre en bloquant mécaniquement le piston, retire l'isolant thermique, et pose le cylindre au dehors du bâtiment (température extérieure : $-5\text{ }^\circ\text{C}$). La température et la pression du gaz remontent doucement.

de C à A Lorsque la pression atteint 1 bar précisément, la température de l'air est indiquée à $T_C = 262\text{ K}$. L'étudiant/e souhaite revenir aux conditions de départ (en réduisant le volume jusqu'au volume initial) en gardant la pression constante à 1 bar.

- Schématisez l'évolution sur un diagramme pression-volume.

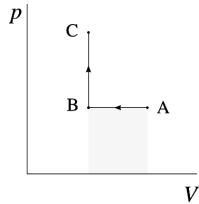
- Montrez que lors d'une évolution réversible d'un système fermé dont les propriétés sont liés par une relation de type $pv^{k_1} = k_2$ (où $k_1 \neq 1$ et k_2 sont des constantes), le travail spécifique développé est :

$$w_{A \rightarrow B} = \frac{p_B v_B - p_A v_A}{k_1 - 1}$$

- Quel est le travail spécifique fourni par le gaz pendant la détente ?
- La capacité thermique de l'air lorsque l'on bloque son volume est égale à $718\text{ J kg}^{-1}\text{ K}^{-1}$. Quelle quantité de chaleur a-t-elle été rejetée ou prélevée de l'air extérieur ?
- Quelle quantité de travail sera nécessaire pour effectuer le retour $C \rightarrow A$ à pression constante ?
- Sur l'entièreté du cycle, l'étudiant/e aura-t-il ou elle dépensé ou reçu du travail ?
- [question difficile] Le chemin du retour à pression constante nécessite un transfert de chaleur. Dans quel sens, et en quelle quantité ? Pourquoi ce transfert ne peut-t-il (malheureusement) pas être entièrement effectué à l'intérieur du bâtiment ?

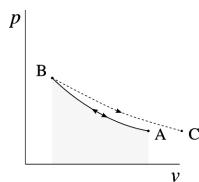
Résultats

E2.1 1) $W_{A \rightarrow B} = \Delta U - mq_{A \rightarrow B} = -16 \text{ kJ}$ (donc un travail fourni) 2) $\Delta u = q_{B \rightarrow C} + w_{B \rightarrow C} = 0 + \frac{W_{B \rightarrow C}}{m} = +2 \text{ kJ kg}^{-1}$.



E2.2

$$2) W_{A \rightarrow C} = W_{A \rightarrow B} + W_{B \rightarrow C} = -p_{\text{cste.}} [V]_{V_A}^{V_B} + 0 = +4 \text{ kJ}$$



E2.3

2) voir §2.4.1 & §1.4

$$3) v_A = 0,336 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ et } v_B = 0,125 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}; \text{ ainsi } w_{A \rightarrow B} = -k \left[\frac{1}{-0,4} v^{-0,4} \right]_{v_A}^{v_B} = +102,1 \text{ kJ kg}^{-1}.$$

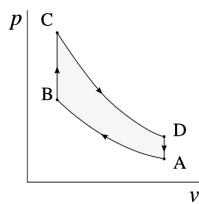
$$4) w_{B \rightarrow A} = -w_{A \rightarrow B}$$

5) Un refroidissement à pression constante, par exemple.

E2.4 1) $q_{A \rightarrow B} = \Delta u - w_{A \rightarrow B} = -w_{A \rightarrow B}$.

$$2) m = \frac{V_A}{v_A} = 3,534 \cdot 10^{-4} \text{ kg}$$

$$3) \frac{v_B}{v_A} = \exp \left[-\frac{w_{A \rightarrow B}}{k} \right]; \text{ ainsi } p_B = p_A \frac{v_A}{v_B} = 6,05 \text{ bar}$$



E2.5

$$2) V_A = 3,149 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3; \text{ ainsi } m_A = \frac{V_A}{v_A} =$$

$$3) k_1 = 1,3699 \text{ et } k_2 = 7,8753 \cdot 10^4 \text{ u.SI}; \text{ ainsi } w_{A \rightarrow B} =$$

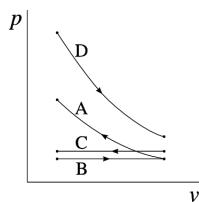
$$4) q_{B \rightarrow C} = \Delta u - w_{B \rightarrow C} = \Delta u - 0 = +1543,3 \text{ kJ kg}^{-1}$$

$$5) w_{C \rightarrow D} = -k_3 \left[\frac{1}{-k_1+1} v^{-k_1+1} \right]_{v_C}^{v_D} = -\frac{k_3}{k_2} w_{A \rightarrow B} = -\frac{p_C}{p_B} w_{A \rightarrow B} = -1152,2 \text{ kJ kg}^{-1}$$

$$6) q_{D \rightarrow A} = -w_{A \rightarrow B} - q_{B \rightarrow C} - w_{C \rightarrow D} = -651,8 \text{ kJ kg}^{-1}$$

$$7) \eta_{\text{moteur}} = \left| \frac{w_{A \rightarrow B} + w_{C \rightarrow D}}{q_{B \rightarrow C}} \right| = 57,8 \% \text{ (très honorable)}$$

$$8) f = \frac{\dot{W}_{\text{moteur}}}{m_A (w_{A \rightarrow B} + w_{C \rightarrow D})} = 176,1 \text{ Hz} \text{ (176 combustions par seconde), soit environ 5300 tours par minute avec un moteur quatre cylindres à quatre temps.}$$



E2.6

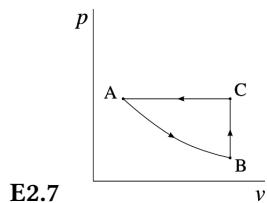
$$2) W_{\text{cyl. B}} = -p_B [V]_{V_{\min.}}^{V_{\max.}} = -p_B \left(\frac{V_{\text{cylindrée}}}{4} \right) = -30 \text{ J};$$

$$3) V_{A1} = \frac{22}{21 \times 4} V_{\text{cylindrée}} = 3,9286 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \text{ et } V_{A2} =$$

$$\frac{V_{A1}}{22} = 1,7857 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3. \text{ Ainsi, } k_1 = 2,9895 \text{ u.SI, et enfin } W_{\text{cyl. A}} = \frac{k_1}{0,3} (V_{A2}^{-0,3} - V_{A1}^{-0,3}) = +185,5 \text{ J.}$$

$$4) \dot{n} = 2000 \text{ rpm} = 33,3 \text{ rps : il y a donc 66,7 évolutions par seconde } (f = 66,7 \text{ Hz}). \text{ On obtient } W_4 \text{ cylindres} = \frac{1}{f} \frac{1}{\eta_{\text{méca}}} \dot{W}_{\text{moteur}}; \text{ et enfin } W_{\text{cyl. D}} = W_4 \text{ cylindres} - W_{\text{cyl. A}} - W_{\text{cyl. B}} - W_{\text{cyl. C}} = -726,2 \text{ J.}$$

$$5) \text{On calcule } k_2 \text{ à partir de } W_{\text{cyl. D}}, \text{ et on obtient } p_{D1} = 173,9 \text{ bar.}$$



E2.7

$$W_{A \rightarrow B} = \frac{p_B V_B - p_A V_A}{k_1 - 1} = -73,14 \text{ J.}$$

5) $W_{C \rightarrow A} = +400 \text{ J}$ (facile!)

diant/e.

7) C'est une histoire de température...

3) Ayant obtenu $p_B = 4,61 \cdot 10^{-2} \text{ bar}$, on calcule4) $Q_{B \rightarrow C} = mc_v \Delta T = +607,4 \text{ J}$ 5) $W_{\text{cycle}} = +326,86 \text{ J}$, donc une dépense de l'étudiant/e6) $Q_{C \rightarrow A} = -934,26 \text{ J}$

CHAPITRE 3

Les systèmes ouverts

3.1 Pourquoi utiliser un système ouvert ?	71
3.2 Conventions de comptabilité	71
3.2.1 Le système ouvert	71
3.2.2 Conventions de signe	72
3.3 Le premier principe dans un système ouvert	72
3.3.1 Rentrer et sortir du système : le travail d'écoulement	72
3.3.2 Bilan énergétique	74
3.3.3 L'enthalpie	76
3.4 Quantifier le travail avec un système ouvert	77
3.4.1 Travail d'un fluide en évolution lente	77
3.4.2 Travail d'un fluide en évolution rapide	82
3.5 Quantifier la chaleur avec un système ouvert	84
3.6 Exercices	86

LE CHAPITRE 3 EN BREF

Un système ouvert est traversé par un débit de masse. Les transferts de chaleur et travail y font varier l'*enthalpie* du fluide. Pour que le travail puisse être réversible, il faut un mouvement infiniment lent.

Introduction

Dans le précédent chapitre nous avons quantifié les échanges d'énergie au sein des systèmes fermés. Ce chapitre 3 (*les systèmes ouverts*) a pour but de répondre à une question similaire : comment quantifier les transferts d'énergie au sein d'un système lorsqu'il est traversé par un flux de masse ?

3.1 Pourquoi utiliser un système ouvert ?

Dans de nombreuses machines, le fluide utilisé pour échanger de la chaleur et du travail circule de façon continue. Il peut alors être difficile d'identifier une quantité de masse fixe pour comptabiliser les transferts d'énergie avec un système fermé. Par exemple, dans une tuyère de turboréacteur, l'air se détend et accélère continûment : à un instant donné il n'y a pas de volume identifiable qui aurait *une* vitesse ou *une* pression particulière.

Un système ouvert est un outil utile pour comptabiliser l'énergie dans les flux. Plutôt que de séparer les étapes dans le temps (avant/après la compression, etc.) nous allons quantifier les transferts de travail et de chaleur en séparant les étapes dans l'espace (en amont/aval du compresseur, etc.).

3.2 Conventions de comptabilité

3.2.1 Le système ouvert

Nous appelons *système ouvert* un sujet d'étude arbitraire dont les frontières sont perméables à la masse (figure 3.1). Son volume peut changer, et il peut posséder plusieurs entrées et sorties, chacune avec un débit et une pression différents.

Dans notre étude de la thermodynamique, nous n'allons utiliser que des systèmes ouverts :

- de volume fixe ;
- ne possédant qu'une seule entrée et qu'une seule sortie ;
- traversés par un débit de masse \dot{m} constant (positif par convention).

Ces systèmes sont dits en *régime continu*¹.

1. On dit aussi parfois *régime permanent* ou *stationnaire*

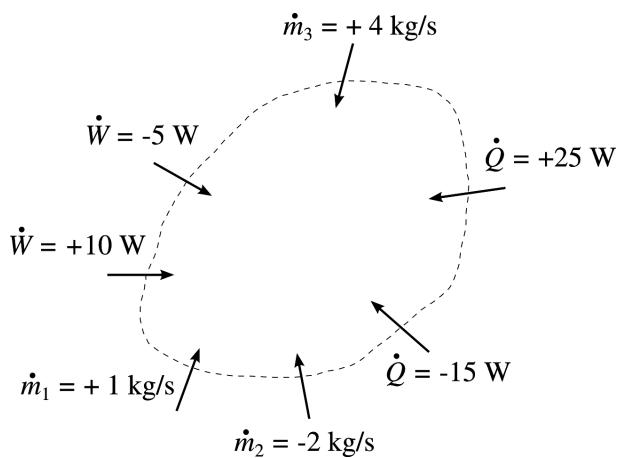


FIGURE 3.1 – Système ouvert. Le système peut recevoir ou émettre du travail ; en plus, il peut recevoir ou perdre de la masse.

schéma CC-0 o.c.

3.2.2 Conventions de signe

Tout comme pour les systèmes fermés, nous allons nous placer du point de vue du système pour quantifier les transferts :

- La réception d'énergie se traduit par un transfert *positif*;
- La perte d'énergie se traduit par un transfert *négatif*.

Nous additionnons donc tous les transferts comme sur un relevé de compte en banque.

3.3 Le premier principe dans un système ouvert

Nous avons vu que dans un système fermé le principe de conservation de l'énergie se traduisait par l'expression $q + w = \Delta u$ (2/1). Dans un système ouvert, la situation est un peu différente et nous devons tenir compte d'autres formes d'énergie.

3.3.1 Rentrer et sortir du système : le travail d'écoulement

Imaginons un système ouvert en régime continu contenant une petite pompe à eau. Pour insérer l'eau dans la pompe à une pression donnée, il faut fournir au système de l'énergie. Au contraire, pour repousser l'eau à l'extérieur (à une pression plus haute), le système doit fournir de l'énergie. Comment quantifier cette énergie ?

Considérons le cas d'un *élément de fluide* (figure 3.2), c'est-à-dire une petite quantité de fluide en transit, de volume V , et qui pénètre à l'intérieur de notre système à la pression p_1 .

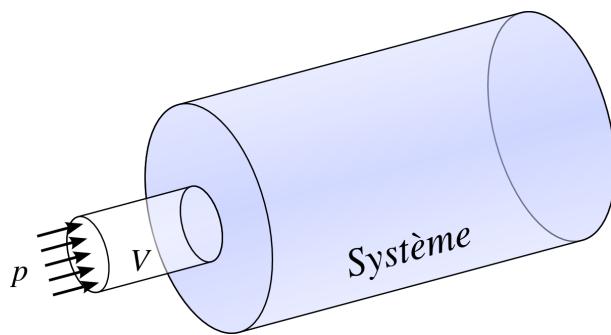


FIGURE 3.2 – Un élément de fluide de volume V pénétrant à la pression p dans le système ouvert.

schéma CC-0 o.c.

Le travail $W_{\text{insertion}}$ reçu par le système lorsque l'élément est poussé à travers l'insertion est:

$$W_{\text{insertion}} = p_1 V_{\text{élément}} \quad (3/1)$$

où $W_{\text{insertion}}$ est le travail d'insertion (J),
et $V_{\text{élément}}$ est le volume de l'élément de fluide (m^3).

Si un tel volume de fluide pénètre chaque seconde dans le système, alors ce dernier reçoit une puissance sous forme de travail, que nous nommons *puissance d'insertion*, $\dot{W}_{\text{insertion}}$. Nous l'exprimons parfois sous forme spécifique (§1.2.5) :

$$\dot{W}_{\text{insertion}} = p_1 \dot{V}_1 = \dot{m} p_1 v_1 \quad (3/2)$$

$$w_{\text{insertion}} = p_1 v_1 \quad (3/3)$$

où $\dot{W}_{\text{insertion}}$ est la puissance d'insertion (W),
 $w_{\text{insertion}}$ est la puissance spécifique d'insertion (J kg^{-1}),
 \dot{m} est le débit de masse (kg s^{-1}),
 \dot{V}_1 est le débit volumique de fluide ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)
et v_1 est le volume spécifique du fluide à l'entrée ($\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$).

De la même façon, pour que le fluide sorte du système à son autre extrémité, il faut que le système fournisse continûment une puissance nommée *puissance d'extraction* :

$$\dot{W}_{\text{extraction}} = -p_2 \dot{V}_2 = -\dot{m} p_2 v_2 \quad (3/4)$$

$$w_{\text{extraction}} = -p_2 v_2 \quad (3/5)$$

La somme nette de ces deux puissances aux frontières est nommée *puissance d'écoulement*, $\dot{W}_{\text{écoulement}} \equiv \dot{W}_{\text{insertion}} + \dot{W}_{\text{extraction}}$. Son signe dépend des conditions d'opération – l'étudiant/e est encouragé/e à se représenter et formuler

les conditions dans lesquelles la puissance d'écoulement peut être négative, nulle, ou positive.

3.3.2 Bilan énergétique

Essayons de concevoir un système ouvert en régime continu de la façon la plus générale possible, comme représenté en figure 3.3. Nous allons maintenant y comptabiliser tous les transferts d'énergie.

Lorsqu'il pénètre dans le système, le fluide possède déjà une énergie interne u_1 ; le système voit donc son énergie interne augmenter avec la puissance \dot{U}_1 :

$$\dot{U}_1 = \dot{m} u_1 \quad (3/6)$$

De même, le fluide possède une quantité d'énergie mécanique spécifique $e_{\text{méca}1}$ ($1/9$), et le système reçoit donc également une puissance $\dot{E}_{\text{méca}1}$:

$$\dot{E}_{\text{méca}1} = \dot{m} e_{\text{méca}1} = \dot{m} \left(\frac{1}{2} C_1^2 + g z_1 \right) \quad (3/7)$$

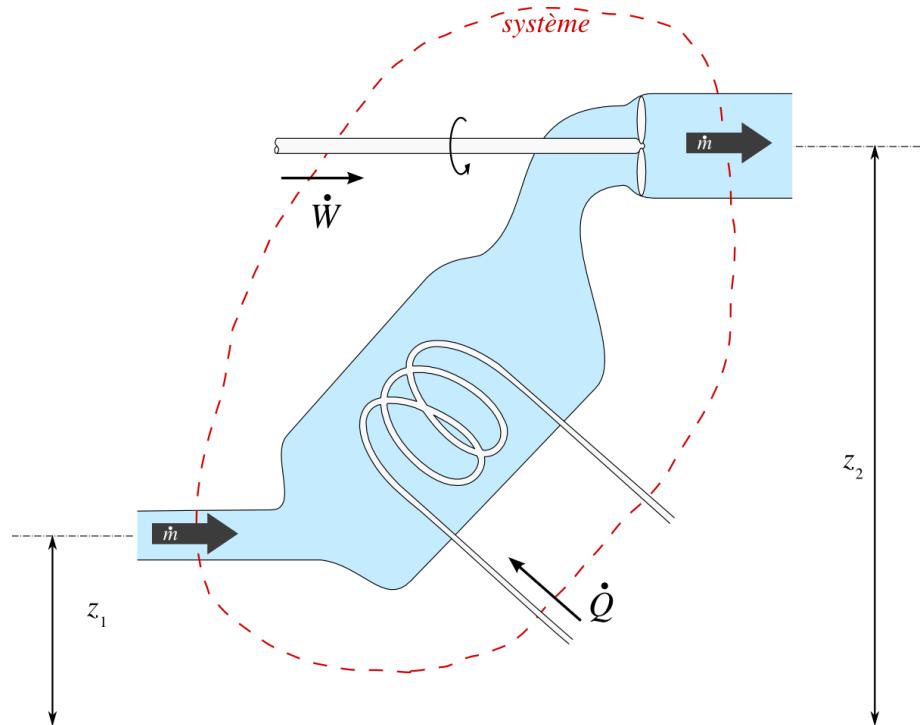


FIGURE 3.3 – Système ouvert arbitraire. Le système (dont les frontières sont en pointillés, en rouge) est traversé de gauche à droite par le fluide qui circule avec un débit de masse \dot{m} constant. Il reçoit une puissance $\dot{W}_{1 \rightarrow 2}$ sous forme de travail et une puissance $\dot{Q}_{1 \rightarrow 2}$ sous forme de chaleur.

schéma CC-0 o.c.

Ces expressions 3/6 et 3/7 sont de signe opposé à la sortie, où nous utilisons l'indice 2.

Nous avons donc fait le tour des formes d'énergie que l'on peut observer dans un système ouvert. Puisque le premier principe stipule que l'énergie est indestructible (§1.2.2), l'ajout d'une puissance \dot{Q} sous forme de chaleur ou \dot{W} sous forme de travail ne peut faire varier que ces formes-là. Cela se traduit par l'équation :

$$\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} + (\dot{W}_{\text{insertion}} + \dot{U}_1 + \dot{E}_{\text{méca}1}) + (\dot{W}_{\text{extraction}} + \dot{U}_2 + \dot{E}_{\text{méca}2}) = 0 \quad (3/8)$$

où tous les termes sont exprimés en watts.

Nous pouvons ré-exprimer cette section 3.3.2 en fonction de grandeurs directement mesurables :

$$\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} + \dot{m} \left(p_1 v_1 + u_1 + \frac{1}{2} C_1^2 + g z_1 \right) = \dot{m} \left(p_2 v_2 + u_2 + \frac{1}{2} C_2^2 + g z_2 \right) \quad (3/9)$$

ou encore :

$$\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} = \dot{m} \left[\Delta u + \Delta(pv) + \frac{1}{2} \Delta(C^2) + g \Delta z \right] \quad (3/10)$$

$$q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u + \Delta(pv) + \Delta e_{\text{méca}}. \quad (3/11)$$

où les symboles Δ indiquent la variation des propriétés entre les points 1 et 2 du système.

Les équations 3/9 et 3/11 sont extrêmement utiles en thermodynamique, puisqu'elles permettent de quantifier par déduction les puissances en jeu dans les écoulements. Elles nous permettent notamment de prédire les propriétés du fluide à la sortie d'un dispositif dont on connaît la puissance mécanique et les émissions de chaleur. Par exemple, on peut connaître l'énergie restante dans l'air à la sortie d'une turbine dont on connaît la puissance.

Exemple 3.1

Un compresseur de turboréacteur admet $1,5 \text{ kg s}^{-1}$ d'air à une pression de 0,8 bar, énergie interne de $192,5 \text{ kJ kg}^{-1}$, et volume spécifique de $0,96 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$. Il compresse l'air jusqu'à 30 bar, le restituant avec une énergie interne de $542,3 \text{ kJ kg}^{-1}$ et un volume spécifique de $6,19 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$. La vitesse et l'altitude de l'air sont inchangés.

Quelle est la puissance du compresseur, si ses transferts de chaleur sont négligeables ?

Nous appliquons l'section 3.3.2 pour obtenir : $\dot{W}_{1 \rightarrow 2} = -\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{m} [\Delta u + \Delta(pv) + \frac{1}{2} \Delta(C^2) + g \Delta z] = 0 + \dot{m} [\Delta u + \Delta(pv) + 0 + 0] =$

$$1,5 \left[(542,3 \cdot 10^3 - 192,5 \cdot 10^3) + (30 \cdot 10^5 \times 6,19 \cdot 10^{-2} - 0,8 \cdot 10^5 \times 0,96) \right] = \\ +6,881 \cdot 10^5 \text{ W} = +688,1 \text{ kW}$$

☞ La seule difficulté dans l'application de cette équation concerne la bonne conversion des unités. Il faut toujours convertir les pressions et énergies depuis leurs unités usuelles vers des unités si.

☞ La puissance est positive, ce qui ne nous surprend pas puisque l'air *reçoit* le travail. Dans une turbine, le travail serait négatif.

3.3.3 L'enthalpie

Dans de très nombreux cas, les termes u et pv varient de la même façon avec l'état du fluide¹. Pour simplifier leur utilisation dans les calculs, ils sont souvent regroupés en un seul terme.

Nous nommons la somme des termes u et pv l'*enthalpie spécifique*, et lui attribuons le symbole h :

$$h \equiv u + p v \quad (3/12)$$

où les termes sont exprimés en J kg^{-1} .

Bien sûr, l'*enthalpie* H se définit simplement comme :

$$H \equiv m h \quad (3/13)$$

où H est mesuré en joules (J).

En pratique, le terme *enthalpie* est souvent utilisé même s'il s'agit d'enthalpie massique ; le symbole et le contexte permettent de préciser de quelle variable il s'agit.

En faisant usage du concept d'enthalpie, les équations 3/9 et 3/11 s'allègent pour devenir :

$$\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} + \dot{W}_{1 \rightarrow 2} = \dot{m} (\Delta h + \Delta e_{\text{méca}}) \quad (3/14)$$

$$q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h + \Delta e_{\text{méca}}. \quad (3/15)$$

Nous voyons ainsi que dans un système ouvert, les transferts de chaleur et de travail font varier l'*enthalpie* du fluide, et non seulement son énergie interne comme dans un système fermé.

Exemple 3.2

Dans une tuyère, l'air est détendu sans transfert de travail ni de chaleur. Il entre avec une enthalpie spécifique de 776 kJ kg^{-1} et une vitesse de 30 km/h et ressort à même altitude, avec une enthalpie de 636 kJ kg^{-1} .

1. Nous verrons dans le prochain chapitre que dans le cas d'un gaz parfait, ils sont tous deux proportionnels à la température.

Quelle est la vitesse d'éjection de l'air ?

Nous partons de l'section 3.3.3 :

$$q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h + \Delta e_{\text{méca.}}$$

$$\Delta e_{\text{méca.}} = -\Delta h + 0 + 0$$

$$\frac{1}{2} (C_2^2 - C_1^2) = -\Delta h$$

$$C_2 = \left[-2 \Delta h + C_1^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{Ainsi } C_2 = \left[-2 \times (636 \cdot 10^3 - 776 \cdot 10^3) + \left(\frac{30}{3,6} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = 18,7 \text{ m s}^{-1} = 67,3 \text{ km h}^{-1}.$$

 Attention aux conversions : dans les équations, les vitesses et énergies sont toujours en unités SI.

3.4 Quantifier le travail avec un système ouvert

3.4.1 Travail d'un fluide en évolution lente

Nous avons vu que lorsque le fluide évolue lentement, le travail effectué par un système fermé est quantifiable en effectuant l'intégrale $-\int p dv$ (2/9). Avec un système ouvert, l'expression est un peu différente. Pour la développer, nous nous proposons d'étudier la compression en continu d'un fluide qui traverse un compresseur.

Pour cela, observons tout d'abord la transformation d'une quantité de masse fixe m_A circulant dans le compresseur (figure 3.4). En passant entre les pales en mouvement, sa pression varie de dp et son volume de dv . Il s'agit simplement d'un système fermé qui se déplace : comme le fluide évolue très lentement (évolution réversible), le travail dw_{m_A} qu'elle reçoit sera :

$$dw_{m_A} = -p dv \quad (3/16)$$

Maintenant, observons le déroulement de ce *même* phénomène du point de vue d'un système ouvert (figure 3.5). Quelle puissance spécifique $dw_{S,0}$ faut-il donner au compresseur pour que chaque particule de fluide reçoive un travail dw_{m_A} ?

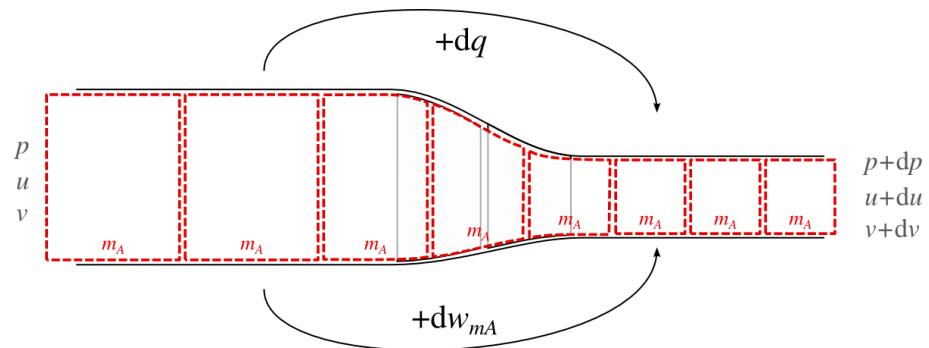


FIGURE 3.4 – Une quantité de masse fixe m_A circule de gauche à droite à travers un compresseur. Elle est comprimée : ses propriétés passent de p et v à $p + dp$ et $v + dv$. Si on se place du point de vue d'un système fermé en transit, le transfert de travail est $dw_{mA} = -p dv$.

schéma CC-0 o.c.

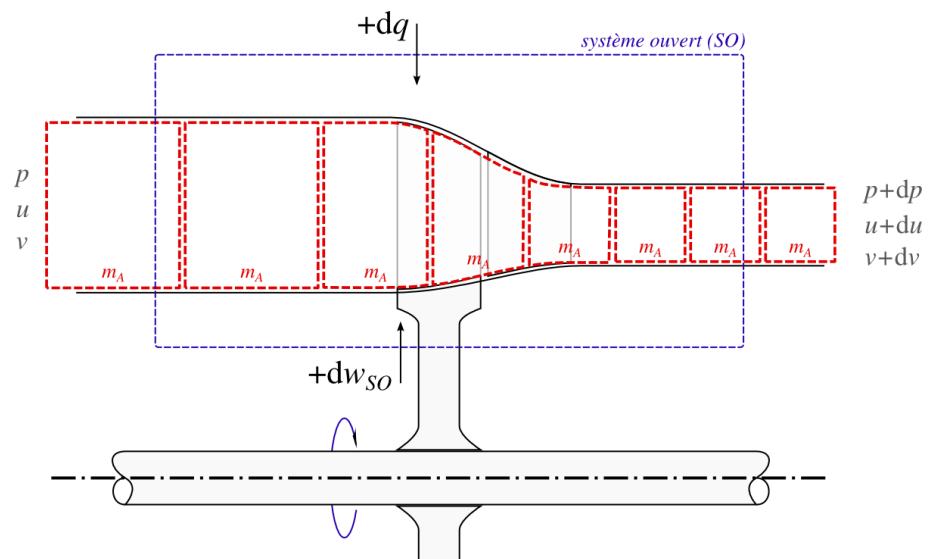


FIGURE 3.5 – Le même écoulement qu'en figure 3.4 observé du point de vue d'un système ouvert immobile traversé de gauche à droite par un flux continu. Nous cherchons à quantifier le travail dw_{SO} à fournir au système pour que chaque quantité de masse m_A reçoive un travail dw_{mA} .

Le système ouvert a, lui, quatre transferts sous forme de travail :

La puissance spécifique d'insertion $w_{\text{insertion}}$ (3/3) est due à l'arrivée permanente du fluide à l'entrée du système. On a, du point de vue du système ouvert :

$$w_{\text{insertion}} = +p v \quad (3/17)$$

La puissance spécifique de compression $-dw_{m_A}$ est le travail spécifique que le système ouvert doit transférer à chaque quantité de masse m_A pour qu'elle soit effectivement comprimée :

$$- dw_{m_A} = -(-p dv) \quad (3/18)$$

La puissance spécifique d'extraction $w_{\text{extraction}}$ est dépensé par le système ouvert pour faire sortir continûment le fluide.

À la sortie, les propriétés du fluide sont devenues $p + dp$ pour la pression, et $v + dv$ pour le volume. On a ainsi :

$$w_{\text{extraction}} = -(p + dp)(v + dv) \quad (3/19)$$

La puissance spécifique reçue de l'extérieur $dws.o.$ est la puissance qui alimente la compression, et la grandeur que nous souhaitons quantifier.

Ces quatre puissances s'annulent, car le transfert total de travail en jeu dans l'écoulement ne dépend pas du point de vue adopté :

$$dws.o. + w_{\text{insertion}} + dw_{m_A} + w_{\text{extraction}} = 0 \quad (3/20)$$

On peut donc quantifier la puissance spécifique $dws.o.$ qu'il faut donner au compresseur :

$$\begin{aligned} dws.o. &= -w_{\text{insertion}} - dw_{m_A} - w_{\text{extraction}} \\ dws.o. &= -p v + (-p dv) + (p + dp)(v + dv) \\ &= -p v - p dv + p v + p dv + dp v + dp dv \\ &= dp v + dp dv \end{aligned}$$

Et comme le multiple $dp \times dv$ tend vers zéro lorsque nous utilisons des quantités infinitésimales, nous obtenons l'expression surprenante :

$$dws.o. = v dp \quad (3/21)$$

Les termes dp et dv dans notre étude ne sont pas nécessairement positifs : cette expression s'applique aussi bien dans les détentes que dans les compressions, tant qu'elles sont réversibles.

En intégrant cette expression 3/21 pour l'appliquer au cas général en régime continu, nous obtenons :

$$w_{S.O.} = \int v dp \quad (3/22)$$

$$\dot{W}_{A \rightarrow B} = \dot{m} \int_A^B v dp \quad (3/23)$$

lors d'un écoulement en régime continu,
lorsque l'évolution est réversible,
et quel que soit l'apport de chaleur.

Ainsi, lorsque nous voulons quantifier le travail dans un système ouvert, c'est l'intégrale $\int v dp$, et non pas $-\int p dv$, qu'il nous faut calculer.

Sur un diagramme pression-volume, nous pouvons visualiser ce travail en ajoutant le travail d'insertion et le travail d'extraction au travail de compression, comme montré en figure 3.6.

Un travail réversible effectué en régime continu se visualise donc par l'aire incluse à gauche de la courbe, comme montré en figure 3.7.

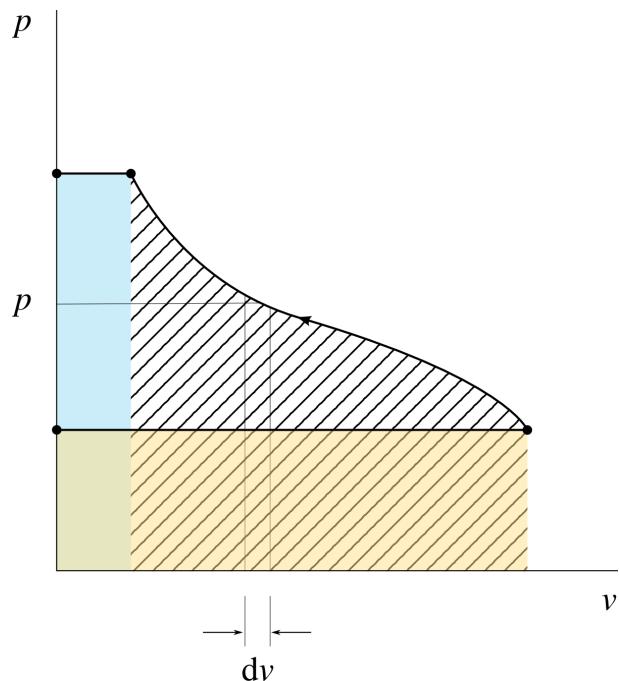


FIGURE 3.6 – Travail reçu par un système ouvert traversé par un fluide, pendant une évolution lente.

Le système reçoit d'abord le travail d'insertion ($p_{\text{ini}} v_{\text{ini}}$, en orange, positif) pour pénétrer dans le système, puis il dépense un travail de compression (aire hachurée, négative), et enfin il dépense le travail d'extraction ($p_{\text{fin}} v_{\text{fin}}$, en bleu, négative).

La somme nette de ces trois aires est la puissance spécifique à fournir au système ouvert.

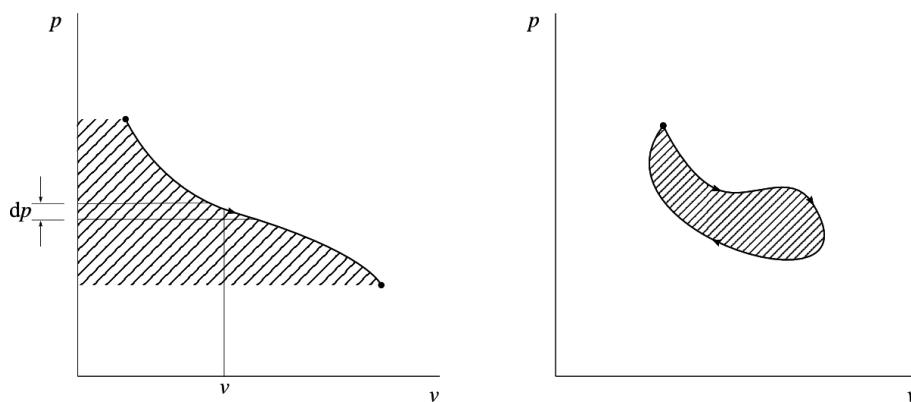


FIGURE 3.7 – Travail mesuré dans un système ouvert, pendant une évolution réversible.

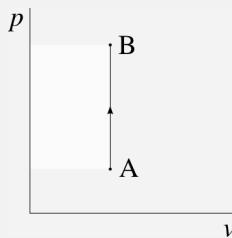
L'intégrale de $v \, dp$ est visualisée par l'aire à gauche de la courbe. Si le fluide revient à son état initial (ayant effectué un *cycle*), le travail développé est visualisé par l'aire incluse dans la courbe. Dans ce cas, la quantification est identique en système fermé et ouvert.

schéma CC-0 o.c.

Exemple 3.3

Une pompe à liquide compresse lentement un débit d'eau de 2 kg s^{-1} depuis 1 bar jusqu'à 20 bar. Pendant la compression, le volume spécifique de l'eau reste constant à $v_L = 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$. Quelle est la puissance consommée sous forme de travail ?

L'évolution peut être représentée qualitativement sur un diagramme pression-volume ainsi:



Nous utilisons l'section 3.4.1 en prenant garde aux unités. Comme v est indépendant de p , l'intégration se fait sans peine : $\dot{W}_{A \rightarrow B} = \dot{m} \int_A^B v \, dp = \dot{m} v_L \int_A^B dp = \dot{m} v_L [p]_{p_A}^{p_B} = 2 \times 10^{-3} (20 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^5) = +3,8 \cdot 10^3 \text{ W} = +3,8 \text{ kW}$.

☞ Cette puissance est bien positive : c'est le fluide dans le système qui reçoit du travail.

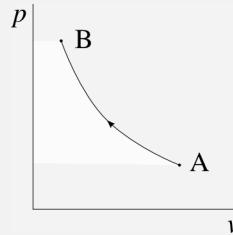
☞ Ici le volume spécifique v_L est constant (comme toujours avec l'eau liquide). Si c'était la pression qui était constante, alors le travail serait nul même si v était amené à varier.

Exemple 3.4

Un compresseur compresse lentement un débit d'air de 2 kg s^{-1} depuis 1 bar jusqu'à 20 bar. Pendant la compression, le volume spécifique et la pression de l'air sont liés par la relation $p v^{1,35} = k$. À l'entrée, le volume spécifique de l'air est de $v_A = 0,8 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$.

Quelle est la puissance consommée sous forme de travail ?

L'évolution peut être représentée qualitativement sur un diagramme pression-volume ainsi:



Ici le volume spécifique est fonction de la pression : nous avons $v = \left(\frac{k}{p}\right)^{\frac{1}{1,35}} = k^{\frac{1}{1,35}} p^{-\frac{1}{1,35}}$.

$$\begin{aligned} \text{Nous partons de l'section 3.4.1 : } \dot{W}_{A \rightarrow B} &= \\ \dot{m} \int_A^B v dp &= \dot{m} k^{\frac{1}{1,35}} \int_A^B p^{-\frac{1}{1,35}} dp \\ \dot{m} k^{\frac{1}{1,35}} \left[-\frac{1}{1,35+1} p^{-\frac{1}{1,35}+1} \right]_{p_A}^{p_B} &= \dot{m} (p_A v_A^{1,35})^{\frac{1}{1,35}} \frac{1}{0,25926} [p^{0,25926}]_{p_A}^{p_B} = \\ 2 (20 \cdot 10^5 \times 0,8^{1,35})^{\frac{1}{1,35}} \frac{1}{0,25926} \left[(20 \cdot 10^5)^{0,25926} - (1 \cdot 10^5)^{0,25926} \right] &= \\ +1,319 \cdot 10^3 \text{ W} &= +1,319 \text{ kW}. \end{aligned}$$

Ici la clé est de bien décrire la fonction $v(p)$ avant de procéder à l'intégration.

La puissance du compresseur est trois fois plus faible que celle de la pompe de l'exemple précédente. Par contre, le volume spécifique de l'air à l'entrée est 800 fois plus grand : il faudra une machine de taille beaucoup plus importante (elle doit absorber un débit volumique $\dot{V}_A = \dot{m} v_A = 1,6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} = 1600 \text{ L s}^{-1}$ à l'entrée).

3.4.2 Travail d'un fluide en évolution rapide

Lorsque le fluide évolue de façon rapide (ce qui est toujours le cas en pratique), nous retrouvons les phénomènes que nous avons décrit au chapitre précédent (§2.4.3) : la pression exercée sur les parois mobiles ne correspond plus à la pression « moyenne » à l'intérieur du fluide. Le travail à fournir dans les compressions est plus grand, et le travail réceptionné pendant les détentes plus faible, que lors des évolutions lentes.

Le fait d'utiliser un système ouvert pour comptabiliser les transferts d'énergie ne change bien sûr rien au problème. Nous n'avons pas les moyens de prédire analytiquement le travail à fournir pour une compression à une vitesse donnée.

Le problème (calculer la distribution spatiale de la pression à l'intérieur du fluide) relève de la mécanique des fluides, et sera de toute façon résolu au cas-par-cas.

Sur nos diagrammes pression-volume, nous représentons les évolutions irréversibles avec un trait en pointillés, pour bien les différencier des évolutions réversibles (figure 3.8).

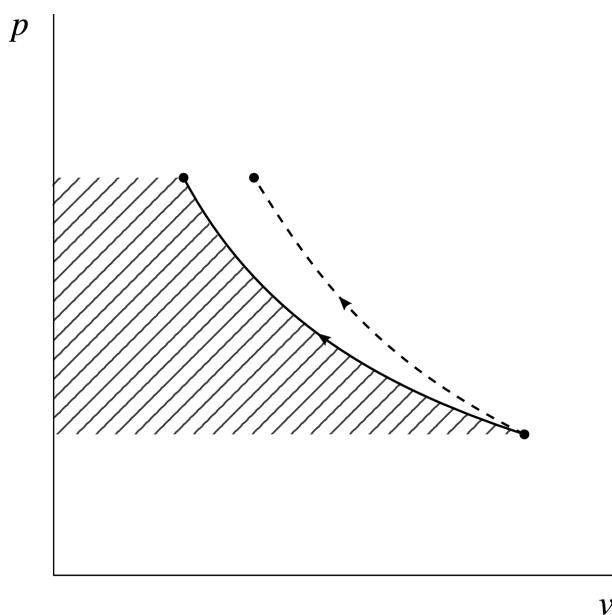


FIGURE 3.8 – Compressions réversible (trait continu) et irréversible (en pointillés) représentées sur un diagramme pression-volume. Dans un système ouvert, les transferts de travail peuvent être visualisés avec l'aire à gauche de la courbe, mais uniquement lorsque les évolutions sont réversibles.

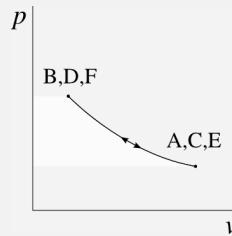
schéma CC-0 o.c.

Exemple 3.5

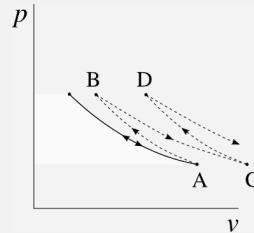
De l'air est compressé en continu de 1 à 20 bar dans un compresseur. Dès la sortie du compresseur l'air rentre dans une turbine qui le détend de 20 à 1 bar. Dès la sortie de la turbine, l'air est à nouveau inséré dans le compresseur.

Quelle sera l'allure des évolutions sur un diagramme pression-volume ?

Si les évolutions se font lentement, la pression et le volume spécifique passent toujours par les mêmes valeurs pendant les allers-retours :



En revanche, si les évolutions sont rapides, à chaque trajet le volume spécifique final est plus grand que ce qu'il aurait été pendant un trajet lent :



Ainsi, les propriétés se décalent progressivement sur le diagramme pression-volume. Si les évolutions ne se font pas lentement, le compresseur demande plus de travail que la turbine est capable de fournir au retour. Cet excédent de travail consommé par l'air augmente son énergie interne et sa température.

3.5 Quantifier la chaleur avec un système ouvert

Avec un système ouvert nous allons utiliser la même méthode qu'avec un système fermé : comme nous ne savons pas quantifier les transferts de chaleur directement, nous allons toujours procéder par déduction. Mathématiquement, nous ne faisons que ré-utiliser l'section 3.3.3 pour obtenir :

$$\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} = \dot{m} (\Delta h + \Delta e_{\text{méca.}}) - \dot{W}_{1 \rightarrow 2} \quad (3/24)$$

$$q_{1 \rightarrow 2} = \Delta h + \Delta e_{\text{méca.}} - w_{1 \rightarrow 2} \quad (3/25)$$

pour un système ouvert.

Là encore, toute la difficulté pour quantifier un transfert de chaleur est de prédire et quantifier le changement de l'enthalpie, Δh . Pour les gaz, h est quasiment proportionnelle à la température ; pour les liquides et vapeurs, la relation est plus complexe. Nous apprendrons à quantifier l'enthalpie dans les fluides aux chapitre 4 (*le gaz parfait*) et chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

3.6 Exercices

E3.1 Turbine à vapeur

Une turbine à vapeur (figure 3.9) équipe une petite centrale électrique alimentée par la combustion de matières organiques végétales.

À l'entrée de la turbine, la vapeur a les propriétés suivantes :

- Pression : 45 bar
- Température : 400 °C
- Volume spécifique : $0,06477 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
- Énergie interne : $2\,914,2 \text{ kJ kg}^{-1}$

À la sortie de la turbine, on mesure les propriétés suivantes :

- Pression : 0,75 bar
- Température : 91,61 °C
- Volume spécifique : $2,122 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
- Énergie interne : $2\,316,3 \text{ kJ kg}^{-1}$

Les pertes sous forme de chaleur sont négligeables.

1. Quelle est la puissance spécifique sous forme de travail qui est dégagée par la turbine ?
2. Quel débit de vapeur faut-il admettre pour générer une puissance de 4 MW ?

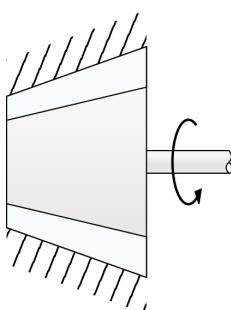


FIGURE 3.9 – Schéma de principe et photo d'une turbine à vapeur.

schéma CC-0 o.c.; photo CC-BY-SA Siemens Pressebild

E3.2 Générateur de courant électrique

Dans une installation portative génératrice d'électricité, le générateur électrique est entraîné par un axe mécanique. Le long de cet axe, on trouve un compresseur à air et une turbine (figure 3.10). Ce type d'installation, parfois simplement nommé « turbine à gaz », est particulièrement compact et efficace ; il nécessite par contre l'emploi de carburants raffinés.

Le compresseur porte l'air depuis les conditions atmosphériques jusqu'à une forte pression et une haute température.

Entrée du compresseur :

- Pression : 1 bar
- Volume spécifique : $0,751 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
- Énergie interne : $206,78 \text{ kJ kg}^{-1}$

Sortie du compresseur :

- Pression : 35 bar
- Volume spécifique : $6,602 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
- Énergie interne : $578,13 \text{ kJ kg}^{-1}$

Entre le compresseur et la turbine, la chambre de combustion porte les gaz à très haute température. La combustion se fait à pression constante ; elle porte les gaz à un volume spécifique de $0,1168 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$ et une énergie interne de $1\,028,8 \text{ kJ kg}^{-1}$.

À la sortie de la turbine, les gaz sont prêts à être refroidis dans un circuit d'échappement catalytique destiné, entre autres, à réduire les émissions de bruit.

Sortie de la turbine :

- Pression : 1,2 bar
- Volume spécifique : $1,526 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
- Énergie interne : $460,88 \text{ kJ kg}^{-1}$

Le débit d'air admis dans la machine est de 8 kg s^{-1} ; les variations de son énergie mécanique sont quasi-nulles. Les déperditions de chaleur par les parois de la machine sont négligeables. Les pertes mécaniques sont de l'ordre de 2 % de la puissance transmise au générateur. Le générateur électrique lui-même a une efficacité de 85 %.

1. Quelle puissance est perdue ou gagnée par l'air dans le compresseur ?

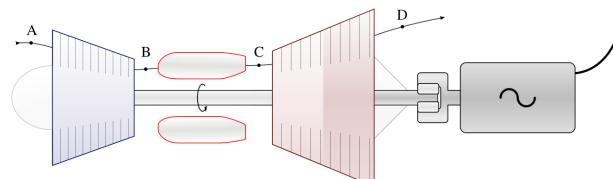


FIGURE 3.10 – Schéma de principe d'une turbo-machine génératrice d'électricité.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

2. Quelle puissance est perdue ou gagnée par l'air dans la turbine ?
3. Quelle est la puissance électrique générée par l'installation ?
4. Tracez qualitativement l'évolution suivie par l'air lorsqu'il traverse le moteur, sur un diagramme pression-volume.
5. Quelle est la puissance perdue sous forme de chaleur avec les gaz d'échappement ?
[indice : c'est la chaleur que les gaz devraient perdre pour retrouver leur état à l'entrée du compresseur]

E3.3 Chaudière à vapeur

Une centrale fournit de l'électricité ainsi que de la chaleur industrielle et domestique à partir de la combustion de déchets ménagers (installation dite *de cogénération*). Elle est équipée d'un circuit d'eau qui reçoit une partie de la chaleur dégagée par la combustion, à pression constante, dans une chaudière.

L'eau pénètre dans la chaudière (figure 3.11) à l'état liquide, pressurisée à 70,5 bar. Son énergie interne est alors de $1\,160,2 \text{ kJ kg}^{-1}$. On souhaite alimenter la turbine avec 317 t h^{-1} de vapeur à enthalpie de $3\,595,9 \text{ kJ kg}^{-1}$.

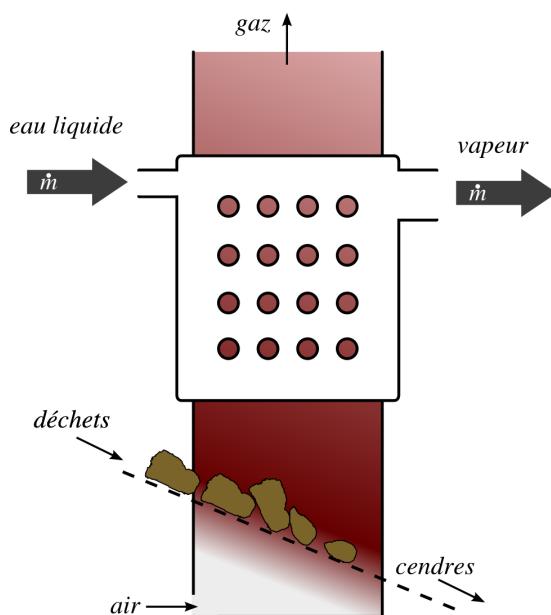


FIGURE 3.11 – Schéma de principe d'une chaudière fonctionnant à partir de la combustion de déchets.

schéma CC-0 o.c.

La combustion des déchets ménagers génère entre 9 et 11 MJ kg^{-1} de chaleur ; l'efficacité de la chaudière est de 76 %.

Quel est le débit minimum de déchets que la centrale doit recevoir pour assurer la production de vapeur ?

E3.4 Tuyère de turboréacteur

Dans la tuyère d'un petit turboréacteur, la pression de l'air chute tandis que sa vitesse augmente. La tuyère (figure 3.12) est un élément sans aucune pièce mobile : aucun transfert de travail n'y est effectué. Les pertes en chaleur y sont négligeables, et le débit d'air est de 26 kg s^{-1} .

À l'entrée, on mesure les caractéristiques suivantes :

• enthalpie spécifique	$1\,092 \text{ kJ kg}^{-1}$
• vitesse	10 m s^{-1}
• température	950 K
• volume spécifique	$1,36 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
• pression	$2,28 \text{ bar}$
• énergie interne	$781,85 \text{ kJ kg}^{-1}$

À la sortie, l'air est redescendu à pression atmosphérique (1 bar). On prédit¹ que les caractéristiques de l'air atteindront :

• température	$780,2 \text{ K}$
• volume spécifique	$2,55 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$

1. Il faut attendre le chapitre 4 (*le gaz parfait*) pour que nous puissions effectuer ces « prédictions ».

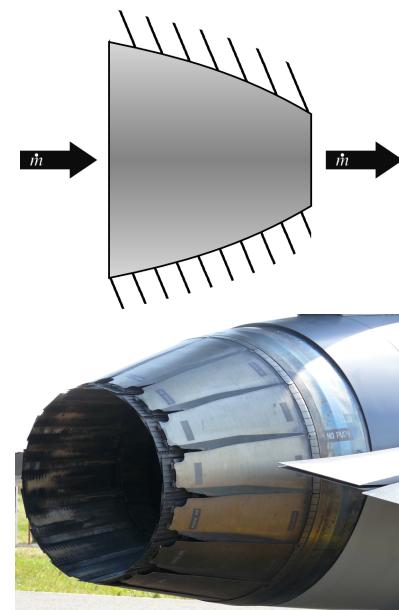


FIGURE 3.12 – Schéma de principe d'une tuyère et installation (avec géométrie variable) sur le moteur Pratt & Whitney F100 d'un F-16.

schéma CC-0 o.c.; Photo : CC-BY-SA Ad Meskens

- énergie interne $642,1 \text{ kJ kg}^{-1}$
1. À quelle vitesse les gaz sont-ils ejectés ?
 2. Quels sont les débits volumiques d'air à l'entrée et à la sortie de la tuyère ?

E3.5 Turbine à eau

Un/e ingénieur/e travaille sur un projet de petite installation hydroélectrique. L'objectif est d'exploiter la circulation d'un cours d'eau ($12 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) avec une turbine reliée à un générateur électrique (figure 3.13).

À l'état liquide, l'eau est essentiellement incompressible, c'est-à-dire que sa masse volumique ne varie pas lorsque sa pression change. Son énergie interne varie également de façon négligeable pendant les compressions et détentes adiabatiques.

L'ingénieur/e pense tout d'abord positionner la turbine au pied d'une retenue d'eau, où la pression est de 4 bar et la vitesse quasi-nulle. Le dénivelé parcouru par l'eau à travers la turbine est de 2 m et sa vitesse d'éjection est de 4 m s^{-1} , à pression atmosphérique (1 bar).

1. Quelle puissance la turbine pourrait-elle transmettre à la génératrice ?

L'ingénieur/e étudie ensuite une configuration différente (figure 3.14). La turbine garderait les mêmes caractéristiques, mais serait positionnée plus en aval de la retenue d'eau (décalage de 25 m horizontalement et autant verticalement).

2. Quelle serait alors la puissance transmise ?

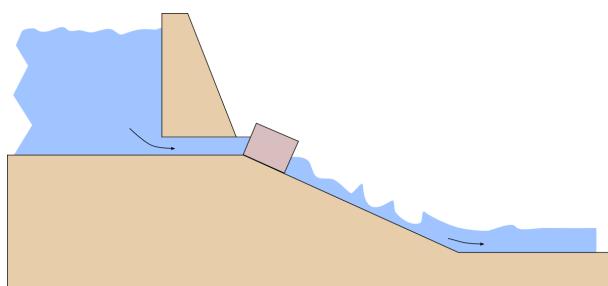


FIGURE 3.13 – Schéma de principe d'une installation génératrice hydraulique.

schéma CC-0 o.c.

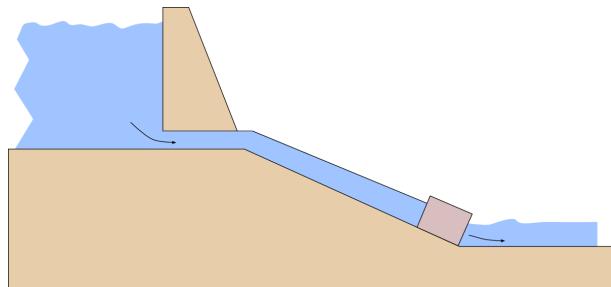


FIGURE 3.14 – Schéma de principe de l'installation modifiée. Une conduite rigide amène l'eau jusqu'à la turbine placée plus en contrebas.

schéma CC-0 o.c.

E3.6 Système de post-combustion

Pour augmenter la poussée qu'elle génère, on modifie la tuyère de l'exercice E3.4 pour y ajouter un système de réchauffe (souvent appelée *postcombustion*, cf. §10.5.2). Il s'agit d'un ensemble de brûleurs qui permettent une seconde combustion de carburant dans le moteur, juste avant que l'air entame sa détente dans la tuyère (figure 3.15). Après la seconde combustion, l'air effectue sa détente et son accélération jusqu'à pression atmosphérique.

À l'entrée, les conditions sont comme indiquées dans l'exercice E3.4.

La puissance spécifique apportée sous forme de chaleur par les brûleurs atteint $1\,322,5 \text{ kJ kg}^{-1}$. Le carburant brûlé a une capacité calorifique massique de 30 MJ kg^{-1} . La combustion se fait à pression constante et elle n'augmente pas l'énergie cinétique du gaz.

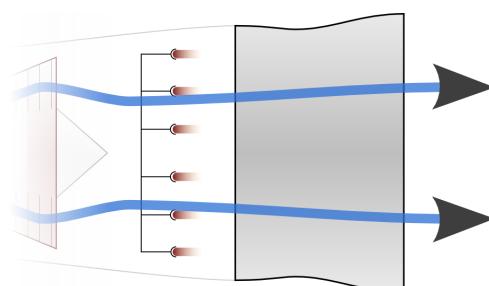


FIGURE 3.15 – Schéma de principe d'un système de postcombustion. Son fonctionnement est étudié en §10.5.2

CC-BY-SA Olivier Cleynen

Lorsque l'air termine son accélération, on peut prédire son énergie interne à $1\,412,8 \text{ kJ kg}^{-1}$ et son volume spécifique à $5,61 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$.

- Quelle est l'augmentation de la vitesse d'éjection (et ainsi de la poussée) générée par la postcombustion ?
- Quel débit de carburant doit-on injecter dans les brûleurs, en kg/h ?
- Quel est le débit volumique d'air après son accélération finale ?
- Quelle est l'efficacité de la postcombustion, c'est à dire le rapport entre l'augmentation de l'énergie cinétique des gaz et l'augmentation de la puissance à apporter sous forme de chaleur ?

E3.7 Turbine à vapeur

Une turbine à vapeur de petite taille dégage 500 kW de puissance, avec un débit massique de $1,35 \text{ kg s}^{-1}$.

La vitesse moyenne de la vapeur est de 60 m s^{-1} à l'entrée, 360 m s^{-1} à la sortie ; elle gagne 3 m d'altitude au cours du parcours. La perte de chaleur représente 3 kW .

- Quelles sont les variations d'énergie cinétique, d'énergie potentielle et d'enthalpie de la vapeur, lorsqu'elle traverse la turbine ?
- Puisque la perte de chaleur est de 3 kW , pourquoi ne pas isoler thermiquement la turbine pour pouvoir récupérer cette puissance sous forme de travail ?

E3.8 Turbines théorique et réelle

Dans la turbine libre du turbomoteur d'un hélicoptère, l'air est détendu pour extraire du travail transmis aux deux rotors. Les caractéristiques sont les suivantes :

- Débit de masse : 2 kg s^{-1}
- Pertes sous forme de chaleur négligeables
- Entrée : $4 \text{ bar et } 0,41 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
- Pression de sortie : $1,1 \text{ bar}$

Dans le cas le plus favorable, la détente se ferait de façon réversible, et l'air suivrait une relation de type $p v^{1,4} = k$ (où k est une constante).

- Quelles conditions devraient-elles être respectées pour que la détente soit réversible ?
- Quelle serait la puissance fournie par la turbine dans ce cas ?

En pratique, il est constaté que la puissance fournie par la turbine est de 20% inférieure à la valeur calculée plus haut. Un/e ingénieur/e installe des sondes à l'entrée et à la sortie de la turbine et constate que la pression y atteint pourtant bien les valeurs prévues en théorie. Il/elle

mesure également le transfert de chaleur de l'air vers la turbine et confirme qu'il est négligeable.

- Tracez qualitativement les chemins suivis par l'air dans le cas réversible et le cas réel sur un diagramme pression-volume.
- Sous quelle forme l'ingénieur/e pourra-t-il/elle retrouver (et mesurer) les 20% de puissance manquantes ?

E3.9 Compresseur et turbine de turbopropulseur

Le compresseur au sein d'un turbopropulseur (figure 3.16) fonctionne en régime permanent et admet un débit constant d'air aux conditions ambiantes ($0,8 \text{ bar}$ et $1 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$). Il est en charge d'amener cet air à pression finale de 11 bar , sans transfert de chaleur.

Au sein du compresseur l'air se comporte de façon telle que ses propriétés suivent la relation $p v^{1,4} = k$, où k est une constante.

- Quelle est la puissance spécifique minimale à fournir au compresseur pour qu'il puisse fonctionner ?
- Représentez qualitativement les propriétés du gaz lorsqu'il traverse le compresseur sur un diagramme pression-volume.
- Sur le schéma ci-dessus, représentez l'évolution que le gaz suivrait si le compresseur n'était pas réversible (compresseur réel, induisant un frottement interne au gaz) mais qu'il amenait tout de même l'air à sa pression finale de 11 bar .

Au sein du même moteur, la turbine, qui est adiabatique, est en charge d'alimenter non seulement le compresseur mais aussi l'hélice à l'avant du moteur. Elle est munie de nombreuses sondes qui permettent de mesurer les propriétés de l'air.

On mesure à l'entrée les propriétés suivantes :

- Pression 11 bar

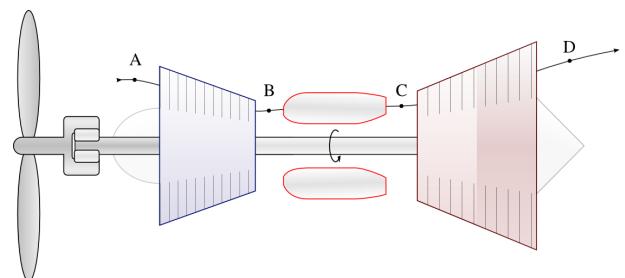


FIGURE 3.16 – Schéma de principe d'un turbopropulseur. Ces moteurs sont étudiés plus en détail au §10.4.4.

- Vitesse 12 m s^{-1}
- Volume spécifique $0,36 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$
- Énergie interne $985,8 \text{ kJ kg}^{-1}$

À la sortie les propriétés de l'air sont devenues :

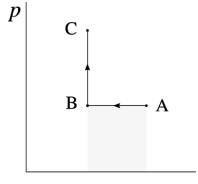
- Pression $0,8 \text{ bar}$
- Vitesse 12 m s^{-1}
- Enthalpie spécifique $652,5 \text{ kJ kg}^{-1}$

4. Quelle puissance spécifique la turbine développe-t-elle ?
5. Quelle condition doit-on respecter au sein du moteur pour qu'il fournisse à l'hélice une puissance de 600 kW ?

Résultats

E3.1 1) $w_{A \rightarrow B} = -730,3 \text{ kJ kg}^{-1}$

2) $\dot{m} = \frac{\dot{W}_{A \rightarrow B}}{w_{A \rightarrow B}} = 5,477 \text{ kg s}^{-1}$



E3.2

1) $\dot{W}_{A \rightarrow B} = +4,219 \text{ MW}$

2) $\dot{W}_{C \rightarrow D} = -6,349 \text{ MW}$

3) $\dot{E}_{\text{générateur}} = \eta_{\text{générateur}} \eta_{\text{transmission}} (\dot{W}_{A \rightarrow B} + \dot{W}_{C \rightarrow D}) = -1,774 \text{ MW}$

5) $\dot{Q}_{\text{refroidissement}} = -\dot{W}_{A \rightarrow B} - \dot{Q}_{\text{combustion}} - \dot{W}_{C \rightarrow D} = -2,897 \text{ MW}$ (soit plus de la moitié de la chaleur de combustion...)

E3.3 1) $\dot{m}_{\text{déchets}} \geq 93,59 \text{ t h}^{-1}$

E3.4 1) $C_2 = 626 \text{ m s}^{-1}$ (environ 1 700 km/h...)

2) $\dot{V}_1 = \dot{m} v_1 = 35,4 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ & $\dot{V}_2 = 66,3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

E3.5 1) $\dot{W}_{A \rightarrow B} = -3,5 \text{ MW}$

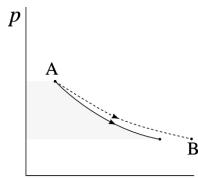
2) $\dot{W}_{A \rightarrow B_2} = -6,45 \text{ MW}$

E3.6 1) +52 % par rapport à la poussée sèche ($C_{3b} = 950,1 \text{ m s}^{-1}$) 2) $\dot{m}_{\text{carburant}} = \frac{\dot{m}_{\text{air}} q_{1 \rightarrow 2b}}{q_{\text{carburant}}} = 4,157 \text{ kg/h}$

3) $\dot{V}_{3b} = 145,9 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ 4) $\eta_{\text{postcombustion}} = \frac{\frac{1}{2}(C_{3b}^2 - C_2^2)}{q_{1 \rightarrow 2b}} = 19,3 \%$ (raison pour laquelle elle n'est jamais utilisée sur les appareils civils)

E3.7 1) $\Delta e_c = +63 \text{ kJ kg}^{-1}$, $\Delta e_p = +0,0294 \text{ kJ kg}^{-1}$ (!), $\Delta h = -435,6 \text{ kJ kg}^{-1}$.

2) Dans l'section 3.3.3, imposer $q_{1 \rightarrow 2} = 0$ ne garantit pas que $w_{1 \rightarrow 2}$ augmentera. Il est probable que les conditions de sortie soient modifiées : les 3 kW seront au moins en partie retrouvés dans les Δ calculés ci-dessus.



E3.8

1) cf. §2.4.4

2) $\dot{W}_{A \rightarrow B} = \dot{m} k^{\frac{1}{1,4}} \left[\frac{1}{-\frac{1}{1,4} + 1} p^{-\frac{1}{1,4} + 1} \right]_{p_A}^{p_B} = -354,1 \text{ kW}$

4) Sous forme de Δh (volume spécifique et température (énergie interne) plus importants). Peut-être également sous forme d'énergie cinétique.

E3.9 1) $w_{A \rightarrow B} \geq \int_A^B v dp = +312 \text{ kJ kg}^{-1}$

2) & 3) cf. figure 3.8

4) $w_{C \rightarrow D} = -729,3 \text{ kJ kg}^{-1}$

5) $\dot{m}_{\text{air}} = \frac{\dot{W}_{\text{hélices}}}{w_{\text{hélices}}} = \frac{\dot{W}_{\text{hélices}}}{w_{A \rightarrow B} + w_{C \rightarrow D}} = 1,438 \text{ kg s}^{-1}$.

CHAPITRE 4

Le gaz parfait

— *ou* —
L'invraisemblable thermomètre du savant Clapeyron

4.1 Définition	95
4.1.1 Le manomètre comme thermomètre	95
4.1.2 Définition : l'équation d'état	95
4.1.3 Que représente un gaz parfait ?	96
4.1.4 Que ne représente pas un gaz parfait ?	97
4.1.5 Limites du modèle	97
4.2 Propriétés des gaz parfaits	98
4.2.1 Deux capacités calorifiques importantes	98
4.2.2 Différence des chaleurs massiques	101
4.2.3 Quotient des chaleurs massiques	102
4.3 Énergie et température	102
4.3.1 La loi de Joule	102
4.3.2 Enthalpie d'un gaz parfait	104
4.3.3 Interlude : Que retenir du gaz parfait jusqu'ici ?	104
4.4 Transformations élémentaires réversibles	105
4.4.1 À quoi sert cette section de chapitre ?	105
4.4.2 Évolutions à pression constante	105
4.4.3 Évolutions à volume constant	107
4.4.4 Évolutions à température constante	110
4.4.5 Évolutions adiabatiques réversibles	112
4.4.6 Évolutions arbitraires	116
4.5 Exercices	117

LE CHAPITRE 4 EN BREF

Le gaz parfait est un modèle mathématique qui permet de prévoir les propriétés (énergie interne, enthalpie) d'un gaz simplement en fonction de sa température. Par approximation, l'air est un gaz parfait.

Introduction : à quoi sert ce chapitre sur le gaz parfait ?

Avec les chapitres 2 et 3 nous avons appris à quantifier les transferts d'énergie, mais nous ne pouvons le faire que si l'on connaît les valeurs de u ou de h , des propriétés qu'il est impossible de mesurer directement en pratique.

Ce chapitre 4 (*le gaz parfait*) se propose de répondre à deux questions :

- Comment peut-on décrire le comportement de l'air lorsqu'on le chauffe ou le comprime ?
- Comment peut-on prévoir les valeurs de u et de h lorsqu'on utilise de l'air ?

Ce chapitre est incompatible avec le chapitre 5 (*liquides et vapeurs*), où nous devrons oublier tout ce qui est appris ici.

4.1 Définition

4.1.1 Le manomètre comme thermomètre

Nous retiendrons de prime abord la définition suivante :

Le gaz parfait est un *modèle mathématique*,
permettant de prédire la température d'un gaz en fonction de sa
pression.

Le gaz parfait est une proposition de définition de la température. On propose simplement de mesurer la température absolue T avec un manomètre, en stipulant qu'elle est directement proportionnelle à la pression p et inversement proportionnelle à la masse volumique ρ .

On peut ainsi dire que le gaz parfait ne décrit pas la réalité des choses, que ce n'est pas un principe physique, mais bien simplement un modèle simplifié du comportement des gaz. Sa plage de validité est limitée et floue.

4.1.2 Définition : l'équation d'état

Nous appellerons *gaz parfait* un fluide à l'état gazeux dont le multiple de la pression et du volume, pv , reste proportionnel à sa température. La constante de proportionnalité est nommée *constante du gaz*, et notée R ; elle dépend de la nature du gaz.

$$pv = RT \quad (4/1)$$

par définition pour un gaz parfait,
où p est la pression (Pa),
 v le volume spécifique ($\text{m}^3 \text{ kg}^{-1}$),
 T la température (K),

et R la constante du gaz considéré ($\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$).

L'équation 4/1 est nommée *équation d'état des gaz parfaits*. Elle peut également être exprimée en fonction de la masse :

$$pV = mRT \quad (4/2)$$

où V est le volume (m^3),
et m la masse de gaz considérée (kg).

Parce qu'elle est étroitement liée à la définition de la température (pour laquelle elle définit un degré zéro), il a fallu 150 ans pour que cette équation prenne sa forme définitive, telle qu'énoncée par Émile Clapeyron en 1834.

4.1.3 Que représente un gaz parfait ?

Le gaz parfait est le modèle le plus simple que l'on puisse imaginer pour représenter le comportement d'un gaz.

Selon ce modèle, les molécules se comportent comme des sphères rebondissant les unes contre les autres (figure 4.1). On peut imaginer un grand nombre de très petites boules de billard en mouvement chaotique, qui se percutent et rebondissent les unes contre les autres sans jamais s'attirer ni dissiper leur énergie par frottement.

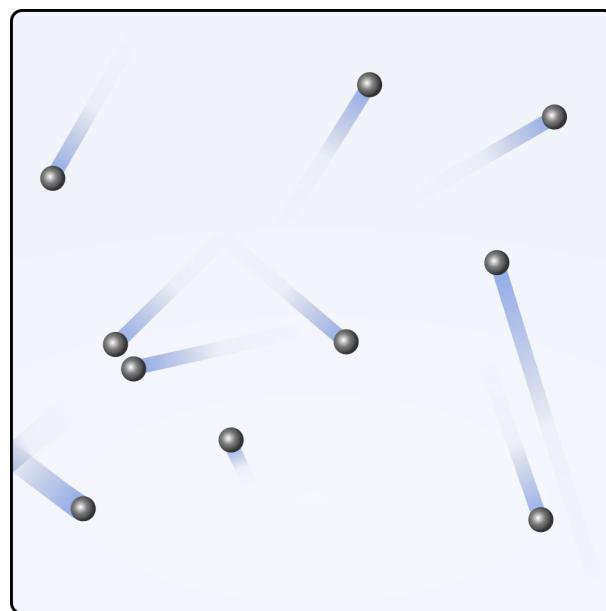


FIGURE 4.1 – Un gaz parfait peut être visualisé comme un ensemble de boules en mouvement désordonné. Elles se percutent sans frottement et sans attraction mutuelle. La vitesse de chaque boule change à chaque heurt.

Dérivé d'un schéma CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Sharayanan

Dans ce chaos, la température est une mesure de l'énergie cinétique des molécules. On la quantifie en mesurant la force résultant de l'impact des molécules sur une paroi du récipient – c'est-à-dire avec la pression. Avec ce modèle, nous pouvons proposer une échelle de température telle que $T \propto p$.

Maintenant, pour générer une pression donnée, plus le nombre de molécules impactant la surface est faible, et plus il faut qu'elles l'impactent fortement. Ainsi, lorsque la masse volumique ρ diminue à une pression donnée, c'est que la température augmente. On peut donc également proposer $T \propto \frac{1}{\rho}$.

Traduisons ces deux propositions en une équation, et nous obtenons un modèle simple pour quantifier la température : $T \propto pv$.

4.1.4 Que ne représente pas un gaz parfait ?

Le comportement réel des molécules lorsqu'elles sont proches les unes des autres est en réalité très complexe, car les forces d'attraction y jouent un rôle déterminant. L'influence de ces forces d'attraction augmente aussi lorsque les molécules sont structurellement complexes¹ et lentes.

Les conséquences à l'échelle macroscopique de ces interactions, et les conditions dans lesquelles elles ne sont plus négligeables, font l'objet du chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

Nous retiendrons pour l'instant que le modèle du gaz parfait fonctionne mieux :

- Lorsque les molécules se percutent à grande vitesse, c'est-à-dire que la température du gaz est haute ;
- Lorsque l'espace moyen entre les molécules est grand, c'est-à-dire lorsque le volume spécifique du gaz est grand.

Ces conditions permettent de s'assurer que les forces d'attraction entre molécules gardent un rôle mineur dans le comportement global du gaz. Elles sont respectées pour l'air dans la grande majorité des applications en ingénierie. Nous utiliserons la valeur $R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour l'air pur dans nos machines.

4.1.5 Limites du modèle

Il ne faudra pas longtemps à l'étudiant/e pour trouver les limites de l'équation 4/2, qui indique qu'une masse non-nulle de gaz parfait occupe *un volume nul* à température nulle. Strictement parlant, le gaz parfait ne peut exister – le modèle mathématique ci-haut perd son sens à très basse température puisqu'il ne tient pas compte du volume des molécules lui-même.

1. Ainsi par exemple, l'interaction entre deux molécules d'hydrocarbone est plus difficile à modéliser que l'interaction entre deux molécules d'hélium.

Plusieurs autres équations d'état peuvent être utilisées pour correspondre aux gaz réels sur une plus grande plage de propriétés.

Ainsi, l'équation de *Van der Waals*, proposée dès la fin du XVIII^e siècle, est formulée selon :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad (4/3)$$

où a et b sont deux constantes.

Cette équation a l'intérêt de tenir compte de deux facteurs ignorés dans l'équation d'état 4/2 : la force d'attraction entre les molécules (le terme a/v^2 , qui devient partie de l'expression de la pression) et le volume occupé par les molécules elles-mêmes (le terme b qui se retranche au volume disponible).

Malgré les difficultés inhérentes à la quantification des termes a et b , ces modifications ont considérablement étendu la plage d'application des équations d'état. Elles ont valu à leur auteur, Johannes Diderik van der Waals, le prix Nobel de physique en 1910.

La recherche de modèles mathématiques pour décrire l'état des gaz réels est un thème important de recherche en mécanique des fluides. L'étudiant/e curieux/se pourra consulter les équations d'état de Beattie-Bridgeman, de Benedict-Webb-Rubin ou encore de Strobridge pour se faire un aperçu de la complexité croissante de cette branche. Nous resterons quant à nous à l'équation 4/1.

4.2 Propriétés des gaz parfaits

4.2.1 Deux capacités calorifiques importantes

Nous avons déjà abordé la notion de capacité calorifique (ou « chaleur massique »), au premier chapitre (1/13). Elle se définit comme la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter d'un Kelvin¹ la température d'un kilo du corps. On a ainsi :

$$c = \frac{dq}{dT} \quad (4/4)$$

où c est la capacité calorifique spécifique ($\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$),
 dq la quantité infinitésimale de chaleur spécifique fournie (J kg^{-1}),
et dT la variation infinitésimale de température provoquée (K).

Comme la température d'un gaz varie aussi lorsqu'il reçoit ou fournit du travail, il existe une infinité de façons de faire varier sa température d'un degré, en combinant chaleur et travail (figure 4.2). Chacune nécessite une quantité de chaleur unique ; il y a donc *une infinité de chaleurs massiques* correspondantes.

Pourtant, deux valeurs particulières (figure 4.3) suffisent pour décrire l'ensemble de ces comportements pour un gaz parfait :

1. Ou d'un degré Celsius, ces différences de température étant égales.

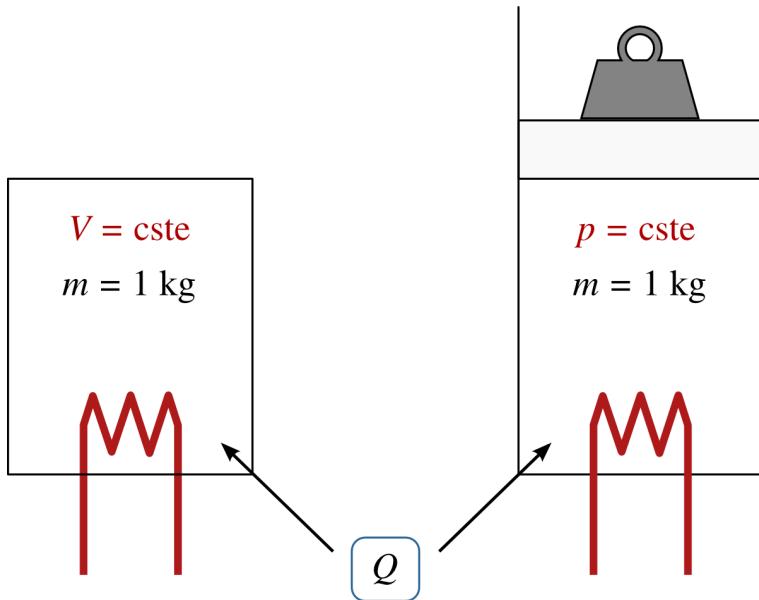


FIGURE 4.2 – Deux quantités identiques de gaz reçoivent la même quantité de chaleur Q . L'élévation de température sera plus faible à droite à cause du travail effectué sur le piston.

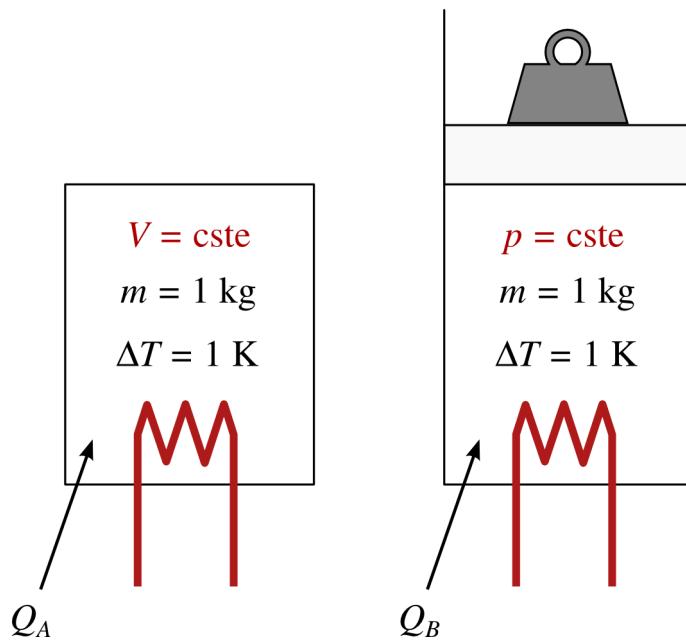


FIGURE 4.3 – Définitions des chaleurs massiques. À gauche, le volume est fixé et la capacité calorifique massique sera c_v . À droite, la pression est constante et la capacité sera c_p .

la chaleur massique à volume constant : c_v ,

la chaleur massique à pression constante : c_p .

Par définition, pour un gaz parfait, c_v et c_p sont indépendantes de la température. Pour les gaz réels, elles varient avec la température (figure 4.4), mais pour la plupart des applications une valeur moyenne peut être utilisée sans grande imprécision. Nous retiendrons les valeurs $c_{v(air)} = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $c_{p(air)} = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour l'air.

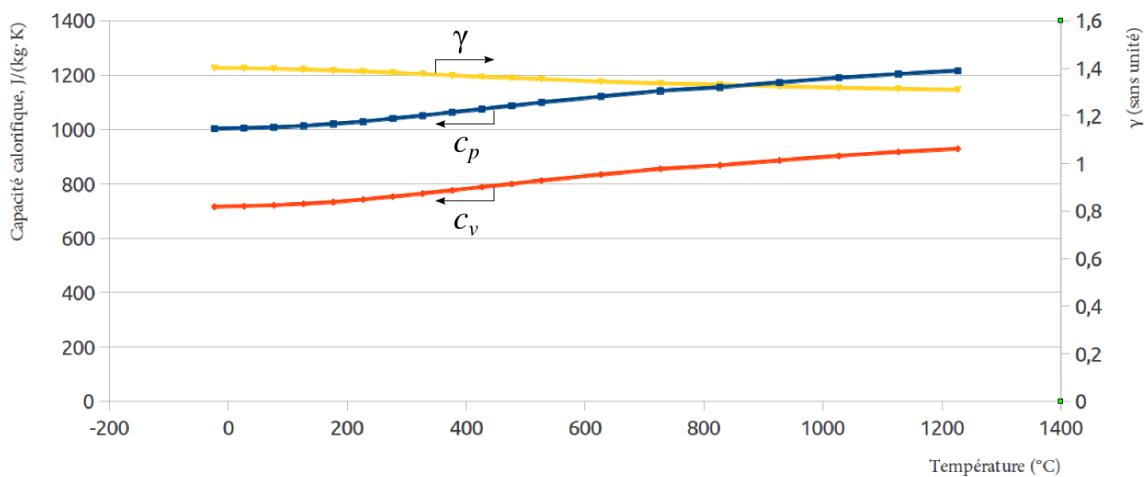


FIGURE 4.4 – Capacité calorifique de l'air en fonction de sa température. On note une variation sensible des valeurs dans la gamme de températures utilisée en ingénierie, que nous négligerons dans le cadre de notre étude de la thermodynamique.

Données issues du circulaire NBS 564 "Tables of Thermal Properties of Gases" (1955) jusqu'à 1 000 K, calculées selon le modèle de B. G. Kyle in "Chemical and Process Thermodynamics" (1984) ensuite, et publiées par Israel Urieli (ohio.edu/mechanical/thermo/)

4.2.2 Différence des chaleurs massiques

Le grand nombre d'équations que nous abordons rend utile, mais pas indispensable, cette courte section. Pour l'ingénieur/e, il n'a d'autre intérêt que de permettre d'alléger l'écriture des relations de la section suivante.

Observons les quantités d'énergie en jeu dans l'expérience décrite en figure 4.3. Nous fournissons à chaque corps une quantité de chaleur différente pour obtenir la même variation de température. La différence entre les deux quantités de chaleur requises provient du fait que le gaz à pression constante (à droite) a fourni un travail pendant l'évolution.

Quelle est la différence entre les chaleurs massiques de chacun des gaz ? Dans chacun des deux cas, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$ (2/2). Pour le corps A à gauche, comme aucun travail n'est effectué et que l'évolution est à volume constant, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} q_A = c_v \Delta T \\ \Delta u = q_A \end{cases} \quad (4/5)$$

Pour le corps B à droite, comme la pression p_{cste} est constante, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} q_B = c_p \Delta T \\ \Delta u = q_B + (-p_{\text{cste}} \Delta v) \end{cases} \quad (4/6)$$

En combinant les deux systèmes 4/5 et 4/6¹, nous obtenons

$$c_v \Delta T = c_p \Delta T - p_{\text{cste}} \Delta v \quad (4/7)$$

qui stipule simplement que la différence entre les deux chaleurs fournies est retrouvée dans le travail fourni par le gaz de droite.

Une brève manipulation amène :

$$\begin{aligned} (c_p - c_v) \Delta T &= p_{\text{cste}} \Delta v \\ (c_p - c_v) &= \frac{p v_2 - p v_1}{\Delta T} = \frac{R T_2 - R T_1}{\Delta T_B} = \frac{R \Delta T}{\Delta T} \\ c_p - c_v &= R \end{aligned} \quad (4/8)$$

1. En étant véritablement rigoureux, pour affirmer que Δu_A et Δu_B sont égaux, il nous faudrait attendre l'équation 4/11 qui arrive à la section suivante.

Cette expression a pour seul intérêt de nous permettre de simplifier l'équation 4/13 que nous allons écrire plus bas.

4.2.3 Quotient des chaleurs massiques

Le ratio des chaleurs massiques à pression et à volume constants est nommé γ . Ainsi :

$$\gamma \equiv \frac{c_p}{c_v} \quad (4/9)$$

En retournant à la figure 4.3 il apparaît rapidement que c_p doit être supérieur à c_v ; ainsi γ est toujours supérieur à 1. La valeur de γ est d'environ 1,4 pour l'air.

4.3 Énergie et température

4.3.1 La loi de Joule

Alors qu'il se pose des questions sur la nature de la chaleur et du travail¹, James Prescott Joule étudie dans les années 1840 la relation entre l'énergie interne d'un gaz et sa température.

Lors d'une de ses expériences les plus remarquables, il cherche à faire varier la pression et le volume d'un gaz *sans lui transférer de chaleur ou de travail*. Pour cela, il laisse un gaz comprimé se détendre dans un second récipient vide (figure 4.5), et mesure le flux de chaleur vers le gaz. Le travail effectué est nul², et... il ne se passe rien ! Joule ne mesure ni flux de chaleur, ni variation de température.

Joule effectue une multitude d'expériences différentes au cours desquelles il observe que quel que soit le travail fourni, la relation entre énergie interne (qui ne varie qu'avec travail et chaleur) et température reste sensiblement la même – et il suggère que pour un gaz parfait, elle reste toujours identique.

Ce postulat est connu sous le nom de *principe de Joule* et est posé comme vrai pour tout gaz parfait. On peut le résumer ainsi :

La température d'un gaz parfait ne varie qu'avec son énergie interne.

Mathématiquement, nous pouvons l'écrire ainsi :

$$u = f(T) \quad (4/10)$$

1. Ces questions surviennent au cours d'une série de travaux soignés qui mèneront à la première expression formelle du premier principe de la thermodynamique, et à la fin de la théorie du *calorique* selon laquelle la chaleur était un fluide très peu dense et invisible. Ils vaudront à son nom de famille l'utilisation que l'on sait aujourd'hui.

2. Le travail effectué est nul car l'évolution est parfaitement irréversible : aucune surface n'a été déplacée.

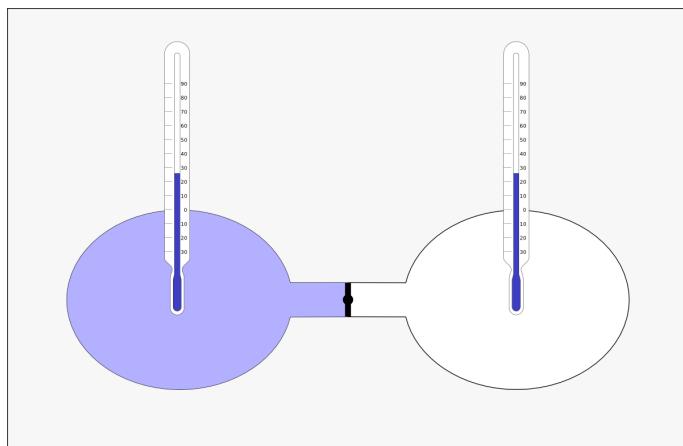


FIGURE 4.5 – La détente de Joule, parfois appelée détente de Joule et Gay-Lussac.

Un gaz est initialement prisonnier d'un réservoir à gauche ; on le laisse se détendre en ouvrant la vanne (au centre) qui le sépare d'un réservoir entièrement vide à droite.

Joule s'intéresse aux variations de température mesurées dans chaque réservoir. Plus les propriétés du gaz rapprochent son comportement du modèle des gaz parfaits (§4.1.4), et plus les variations de température qu'il mesure sont faibles, jusqu'à devenir indétectables pour certains gaz simples à haute température).

La fonction f peut être évaluée avec une expérience dans laquelle la variation de u est quantifiée. Par exemple, lors d'une évolution à volume constant $q = \Delta u$ et $q = c_v \Delta T$. On peut ainsi affirmer que la fonction f est une simple relation de proportionnalité. L'énergie interne pouvant être arbitrairement posée comme nulle à température nulle ($u = 0 \text{ J kg}^{-1}$ lorsque $T = 0 \text{ K}$), on obtient :

$$u = c_v T \quad (4/11)$$

pour tout gaz parfait,
quelle que soit l'évolution (réversible ou non),
où u est l'énergie interne spécifique (J kg^{-1});
 T est la température (K);
et c_v est la capacité calorifique massique à volume constant ($\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Pour une masse m de gaz parfait, on a bien sûr :

$$U = m c_v T \quad (4/12)$$

Tant que notre fluide se comporte comme un gaz parfait, cette relation 4/11 reste vraie. Elle fonctionne pendant toute évolution, réversible ou non, et quelles que soient les contraintes de volume, de pression ou température.

Par contre, il faut bien noter que cette équation 4/11, qui découle du principe de Joule, n'est pas du tout valable dans le cas des liquides et vapeurs. On peut, par exemple, ajouter de l'énergie à une masse d'eau bouillante, sans que sa température n'augmente. Nous étudierons les liquides et vapeurs dans le chapitre 5.

4.3.2 Enthalpie d'un gaz parfait

Parce que nous venons de lier l'énergie interne u à la température, et que le produit pv dépend lui aussi de la température, nous pouvons désormais facilement exprimer l'enthalpie h d'un gaz parfait en fonction de la température uniquement.

En effet, nous avons $h \equiv u + pv$ (3/12) ; avec une rapide insertion des équations 4/1 et 4/11 il vient, pour tout gaz parfait :

$$h = u + pv = c_v T + RT = (c_v + R) T \quad (4/13)$$

Avec l'section 4.2.2 que nous avons développée plus haut, nous pouvons simplifier cette expression pour obtenir :

$$h = c_p T \quad (4/14)$$

Pour tout gaz parfait,
quelle que soit l'évolution (réversible ou non),
où h est l'enthalpie spécifique (J kg^{-1}) ;
 T est la température (K) ;
et c_p est la capacité calorifique massique à pression constante ($\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

4.3.3 Interlude : Que retenir du gaz parfait jusqu'ici ?

Le gaz parfait est un modèle pour quantifier la température d'un gaz. Selon ce modèle, les trois principales formes d'énergie que nous avons utilisées jusqu'à présent — l'énergie interne u , l'enthalpie spécifique h et le terme pv — sont directement proportionnelles à la température T :

$$\begin{aligned} u &= c_v T & (\text{J kg}^{-1}) \\ h &= c_p T & (\text{J kg}^{-1}) \\ pv &= RT & (\text{J kg}^{-1}) \end{aligned}$$

Si l'on contrôle la température d'un gaz (par exemple avec un transfert de chaleur), alors on affecte directement et simultanément ces trois formes d'énergie.

4.4 Transformations élémentaires réversibles

Nous nous proposons ici de calculer les propriétés d'un gaz parfait, ainsi que les transferts d'énergie en jeu, lorsque l'on le comprime ou détend selon des contraintes entièrement arbitraires de volume, pression ou température.

4.4.1 À quoi sert cette section de chapitre ?

Les évolutions de gaz que nous étudions ici sont très hypothétiques et pas nécessairement passionnantes, mais elles méritent l'attention de l'étudiant/e pour deux raisons :

1. Le comportement d'un gaz, même avec le modèle du gaz parfait, est intrinsèquement complexe. Ces évolutions élémentaires font figure de gymnastique et permettent d'apprendre à le décrire étape par étape ;
2. Ces évolutions élémentaires sont des outils conceptuels que nous assemblerons plus tard, d'abord pour quantifier les limites théoriques des machines (au chapitre 7), et enfin pour décrire le comportement des gaz à l'intérieur des machines réelles (au chapitre 10).

4.4.2 Évolutions à pression constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un gaz en maintenant sa pression constante (figure 4.6). Une évolution à pression constante est parfois dite *isobare*. Pour générer une telle transformation, nous pouvons :

- avec un système fermé, chauffer ou refroidir le gaz en maintenant une force constante sur les parois ;
- avec un système ouvert, chauffer ou refroidir le gaz en le laissant simplement s'écouler dans un conduit, sans pièce mobile. C'est le cas par exemple dans la chambre de combustion d'un turboréacteur.

Lorsque la pression est constante, les propriétés du gaz varient selon la relation

$$\frac{T}{v} = \text{constante} \quad (4/15)$$

En système fermé, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être facilement reliés à la température :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= - \int_1^2 p \, dv = -p_{\text{cste}} \int_1^2 dv = -p_{\text{cste}} \Delta v \\ w_{1 \rightarrow 2} &= -R \Delta T \end{aligned} \quad (4/16)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante p_{cste} , en système fermé.

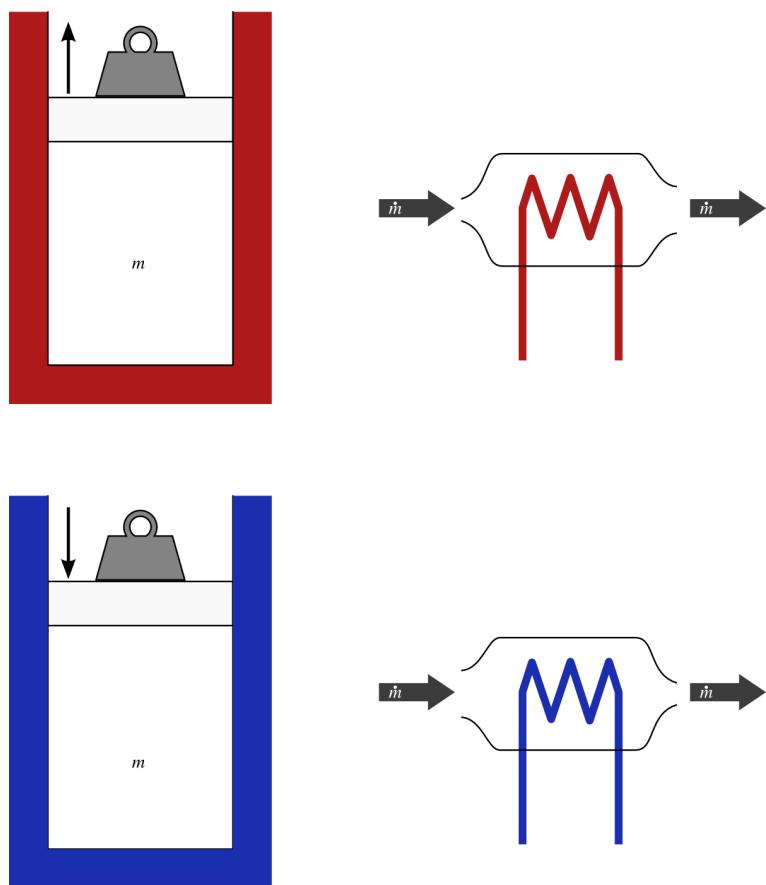


FIGURE 4.6 – Évolution à pression constante (isobare) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche), le piston exerce une force constante tout au long de l'évolution. En système ouvert (à droite), aucun travail n'est effectué.

On remarque que le travail est de signe opposé à la variation de température. La chaleur peut être quantifiée aisément :

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u - w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u + p_{\text{cste}} \Delta v = \Delta h \\ q_{1 \rightarrow 2} &= c_p \Delta T \end{aligned} \quad (4/17)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système fermé.
Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail se quantifient sans peine :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= \int_1^2 v \, dp \\ w_{1 \rightarrow 2} &= 0 \end{aligned} \quad (4/18)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

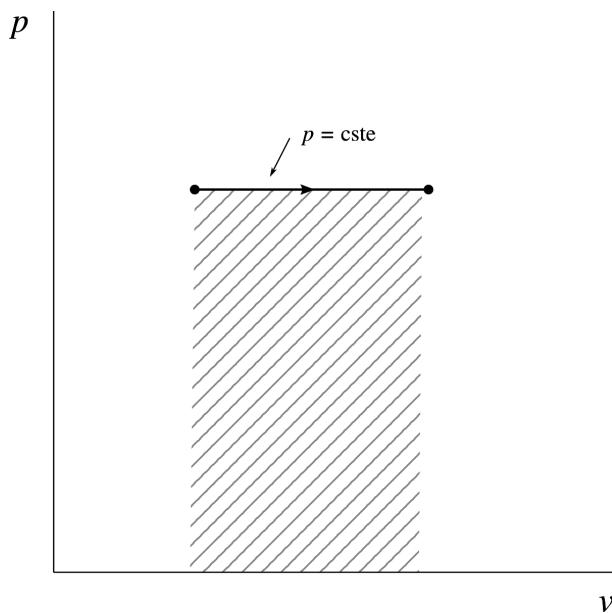


FIGURE 4.7 – Réchauffement à pression constante d'un gaz parfait, représenté sur un diagramme pression-volume.

Le travail est bien sûr nul, puisqu'aucune pièce mobile n'est présente pour extraire de l'énergie mécanique du gaz.

La chaleur est alors responsable de l'entièreté de la variation de température :

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h - w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h \\ q_{1 \rightarrow 2} &= c_p \Delta T \end{aligned} \quad (4/19)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

4.4.3 Évolutions à volume constant

Il est possible de chauffer ou refroidir un gaz en maintenant son volume constant (figure 4.8). Une évolution à volume constant est parfois dite *isochore*.

- Avec un système fermé, nous pouvons chauffer ou refroidir un gaz dans un réservoir fixe et fermé. C'est le cas par exemple pendant la phase de combustion (« explosion ») dans un moteur à essence.
- Avec un système ouvert, la manipulation est plus complexe. Nous devons compresser le gaz pendant qu'on le réchauffe pour éviter que son volume n'augmente ; À l'inverse, pendant un refroidissement, il faut le détendre pour éviter que son volume ne baisse. Cette manipulation n'a pas d'application pratique courante.

Lorsque le volume spécifique d'un gaz parfait est constant, ses propriétés varient selon la relation

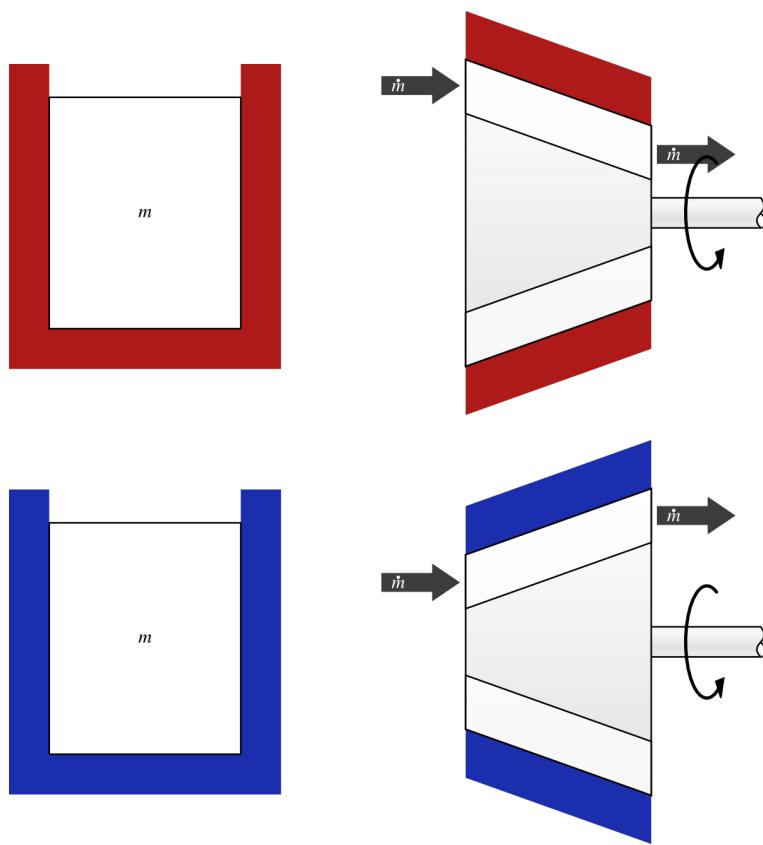


FIGURE 4.8 – Évolution à volume constant (isochore) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche), le volume est bloqué et aucun travail n'est effectué. En système ouvert (à droite), on doit comprimer le gaz pendant qu'on le chauffe et le détendre pendant qu'on le refroidit, pour pouvoir maintenir le volume spécifique constant.

$$\frac{T}{p} = \text{constante} \quad (4/20)$$

En système fermé, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être facilement reliés à la température.

Le volume ne variant pas, le travail est bien sûr nul :

$$w_{1 \rightarrow 2} = - \int_1^2 p \, dv \\ w_{1 \rightarrow 2} = 0 \quad (4/21)$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système fermé.

La chaleur peut être quantifiée aisément :

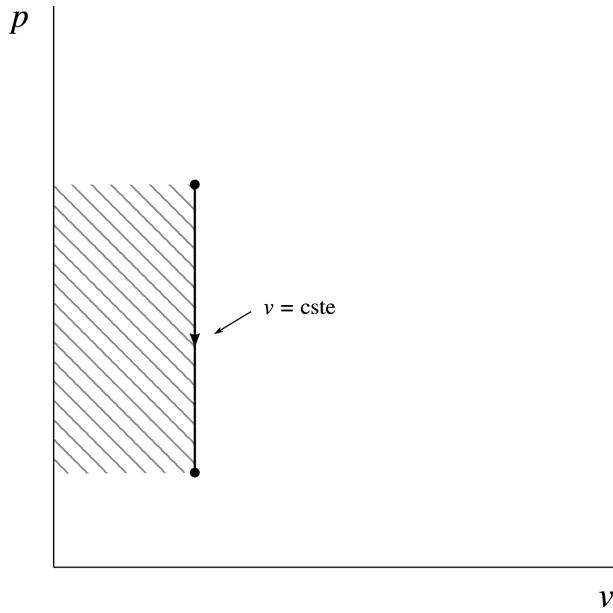


FIGURE 4.9 – Refroidissement à volume constant d'un gaz parfait, représenté sur un diagramme pression-volume.

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u - w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u \\ q_{1 \rightarrow 2} &= c_v \Delta T \end{aligned} \quad (4/22)$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être quantifiés, bien qu'avec un peu plus de difficulté :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= \int_1^2 v dp = v_{\text{cste}} \int_1^2 dp = v_{\text{cste}} \int_1^2 \frac{R}{v_{\text{cste}}} dT = R \int_1^2 dT \\ w_{1 \rightarrow 2} &= R \Delta T \end{aligned} \quad (4/23)$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

On peut alors quantifier facilement la chaleur à fournir :

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h - w_{1 \rightarrow 2} = c_p \Delta T - R \Delta T \\ q_{1 \rightarrow 2} &= c_v \Delta T \end{aligned} \quad (4/24)$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

4.4.4 Évolutions à température constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un gaz en maintenant sa température constante (figure 4.10). Une évolution à température constante est parfois dite *isotherme*.

Pour un gaz parfait, une évolution à température constante se fait toujours à énergie constante. Pour chaque joule de chaleur que l'on fournit au gaz, il faut lui prendre un joule sous forme de travail ; inversement chaque prélèvement de chaleur doit être compensé par un apport égal de travail.

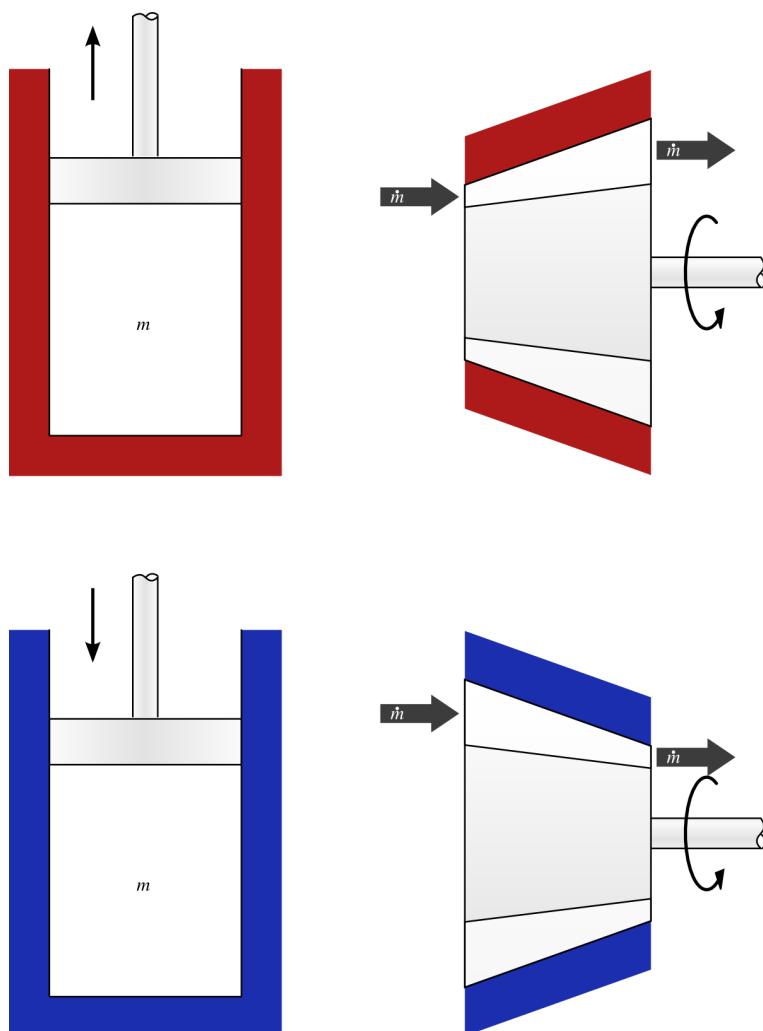


FIGURE 4.10 – Évolution à température constante (isotherme) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche), on laisse travailler le gaz sur un piston pendant qu'on le chauffe, et à l'inverse, on lui fournit du travail lorsqu'on le refroidit. En système ouvert (à droite), les mêmes manipulations sont effectuées en flux continu.

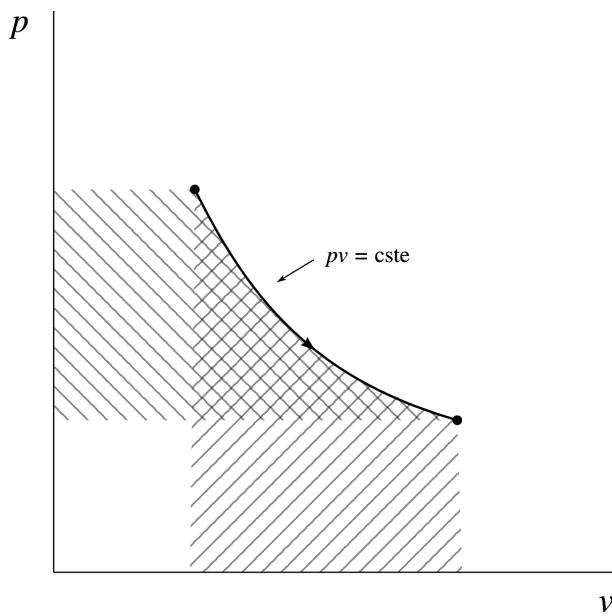


FIGURE 4.11 – Détente (réchauffement) à température constante d'un gaz parfait, représenté sur un diagramme pression-volume.

En pratique, cette complexité fait que les transferts de chaleur isothermes sont rarement utilisés dans l'industrie. Ils revêtent par contre une importance théorique capitale, que nous étudierons au chapitre 7 (*le second principe*).

Lorsque la température d'un gaz parfait reste constante, ses propriétés varient selon la relation

$$p v = \text{constante} \quad (4/25)$$

En système fermé, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être reliés aux propriétés du gaz, non sans une certaine difficulté.

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= - \int_1^2 p \, dv = - \int \frac{RT_{\text{cste}}}{v} \, dv = -RT_{\text{cste}} \int_1^2 \frac{1}{v} \, dv = -RT_{\text{cste}} [\ln v]_{v_1}^{v_2} \\ w_{1 \rightarrow 2} &= RT_{\text{cste}} \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right) \end{aligned} \quad (4/26)$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système fermé.

On peut aussi exprimer le travail en fonction de la pression, puisqu'avec l'équation 4/25 on a :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}$$

ainsi :

$$w_{1 \rightarrow 2} = RT_{\text{cste}} \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad (4/27)$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système fermé.

La chaleur peut être quantifiée aisément. En effet, l'énergie interne ne varie pas :

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u - w_{1 \rightarrow 2} = 0 - w_{1 \rightarrow 2} \\ q_{1 \rightarrow 2} &= -w_{1 \rightarrow 2} \end{aligned} \quad (4/28)$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être quantifiés de la même façon :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= \int_1^2 v \, dp = \int_1^2 \frac{RT_{\text{cste}}}{p} \, dp = RT_{\text{cste}} \int_1^2 \frac{1}{p} \, dp = RT_{\text{cste}} [\ln v]_{p_1}^{p_2} \\ w_{1 \rightarrow 2} &= RT_{\text{cste}} \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) = RT_{\text{cste}} \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right) \end{aligned} \quad (4/29)$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système ouvert.

Cette relation, identique à l'section 4.4.4, n'aura pas surpris l'étudiant/e perspicace, puisque la relation $pv = \text{cste}$ assure que pour deux points donnés en figure 4.11, l'aire sous la courbe soit toujours égale à l'aire à gauche de la courbe.

La chaleur à fournir se quantifie bien sûr sans peine :

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h - w_{1 \rightarrow 2} = 0 - w_{1 \rightarrow 2} \\ q_{1 \rightarrow 2} &= -w_{1 \rightarrow 2} \end{aligned} \quad (4/30)$$

lors d'une évolution réversible à température constante, en système ouvert.

4.4.5 Évolutions adiabatiques réversibles

Une évolution *adiabatique* est une évolution au cours de laquelle il n'y a aucun échange de chaleur (figure 4.12). On peut forcer cela en recouvrant le récipient ou le conduit de gaz que l'on compresse ou détend avec une épaisse couche d'isolant thermique.

Bien sûr, même s'il n'y a strictement aucun transfert de chaleur, la température est nécessairement amenée à varier dans une telle évolution, puisque le travail

est non-nul. Cette variation de température est d'ailleurs très souvent l'effet escompté, comme nous pourrons le voir au chapitre 7 (*le second principe*).

Une évolution *adiabatique réversible* est effectuée infiniment lentement. Un piston dans un cylindre devra pour cela être déplacé infiniment lentement, et un compresseur en flux continu devra pour cela être infiniment long. Plus tard, dans le chapitre 8 (*l'entropie*), nous appellerons ces transformations *isen-tropiques*.

En système fermé, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$, et, si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail sont quantifiés sans la moindre difficulté :

$$q_{1 \rightarrow 2} = 0 \quad (4/31)$$

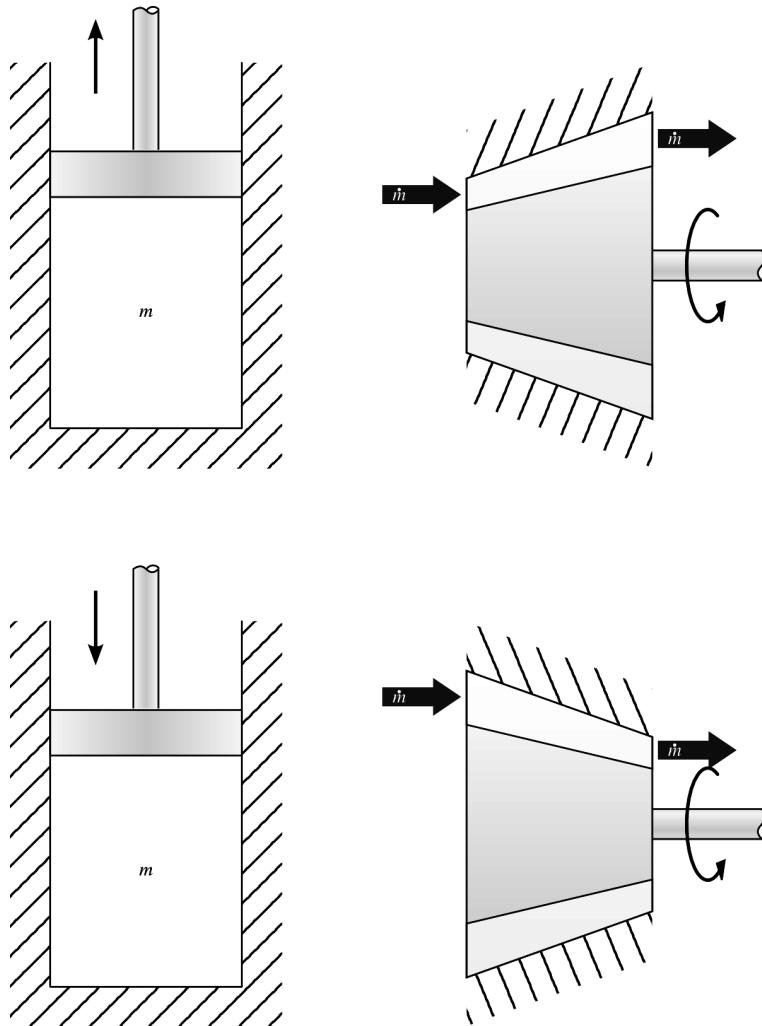


FIGURE 4.12 – Évolution adiabatique réversible (isen-tropique) d'un gaz parfait. En système fermé (à gauche) comme en système ouvert (à droite), l'appareil est parfaitement isolé, de sorte qu'il n'y ait aucun transfert de chaleur, même si la température du gaz varie.

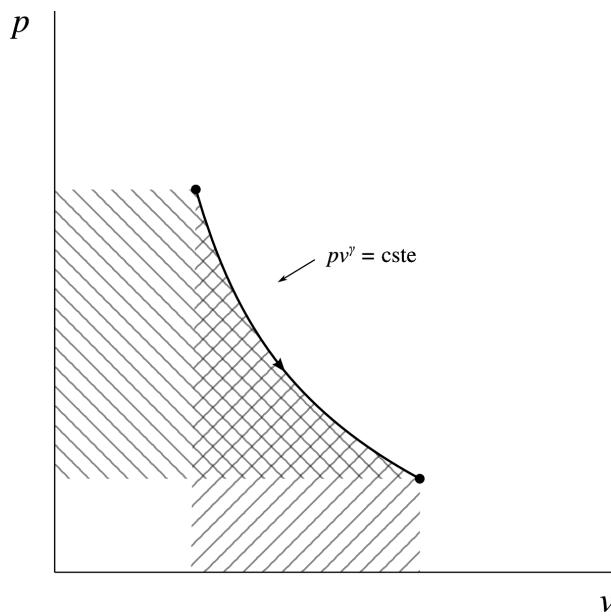


FIGURE 4.13 – Détente adiabatique réversible d'un gaz parfait, représentée sur un diagramme pression-volume.

lors d'une évolution adiabatique réversible, par définition.

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u - q_{1 \rightarrow 2} = \Delta u \\ w_{1 \rightarrow 2} &= c_v \Delta T \end{aligned} \quad (4/32)$$

lors d'une évolution adiabatique réversible en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$, et nous pouvons de même écrire :

$$q_{1 \rightarrow 2} = 0 \quad (4/33)$$

$$w_{1 \rightarrow 2} = c_p \Delta T \quad (4/34)$$

lors d'une évolution adiabatique réversible, en système ouvert.

Malheureusement, ces deux équations 4/32 et 4/34 ne sont d'aucune utilité tant que l'on a pas prédit la température T_2 à la fin de l'évolution. Or, dans une évolution adiabatique réversible, rien ne reste constant : le volume spécifique, la pression et la température varient tous les trois. Comment quantifier ces propriétés ?

Partons d'une évolution adiabatique infiniment courte dans un système fermé. Lorsque l'évolution est réversible, $dw = -p dv$ et alors :

$$\begin{aligned} dq &= du - dw = 0 \\ du + p dv &= 0 \end{aligned}$$

Comme $du = c_v dT$ pour un gaz parfait et que $p = RT/v$, on peut ré-écrire cette équation ainsi :

$$\begin{aligned} c_v dT + \frac{RT}{v} dv &= 0 \\ \frac{1}{T} dT + \frac{R}{c_v} \frac{1}{v} dv &= 0 \end{aligned}$$

En intégrant entre deux états 1 et 2 :

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + \frac{R}{c_v} \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) &= 0 \\ \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\frac{R}{c_v}} &= 0 \\ \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) &= \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\frac{R}{c_v}} \end{aligned} \tag{4/35}$$

Et comme $R = c_p - c_v$ (4/8) et $\gamma \equiv c_p/c_v$ (4/9), on a $\frac{R}{c_v} = \gamma - 1$, ce qui permet de reformuler l'section 4.4.5 ci-dessus :

$$\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1}$$

Nous avons donc lié température et volume spécifique lorsque l'évolution est adiabatique réversible (privée d'échange de chaleur, et infinitement lente).

Quelques manipulations algébriques, qu'il est laissé à l'étudiant/e de réviser, nous permettent de décliner cette expression en fonction de la pression, et on obtient donc les trois relations :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \tag{4/36}$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \tag{4/37}$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \tag{4/38}$$

pour toute évolution adiabatique réversible.

Cette dernière section 4.4.5 équivaut à l'expression :

$$pv^\gamma = \text{constante} \quad (4/39)$$

pour toute évolution adiabatique réversible.

Nous disposons donc d'une relation simple entre pression et volume pour un gaz parfait suivant une évolution réversible adiabatique ; chaque gaz possédant sa propre valeur de γ . Remarquons une dernière fois que même si par définition aucune chaleur n'est échangée, la température varie systématiquement, comme l'indique la relation 4/36.

4.4.6 Évolutions arbitraires

Il faut bien garder en tête que l'on peut en pratique faire évoluer les propriétés d'un gaz *de n'importe quelle façon arbitraire* (figure 4.14).

Nous nous sommes concentrés sur quatre évolutions particulières des gaz parfaits, parce qu'elles jouent chacune un rôle important, pour les physiciens et pour les ingénieurs, dans la conception des machines thermiques. En contrôlant astucieusement les transferts de chaleur et de travail, on peut bien sûr provoquer n'importe quelle évolution arbitraire.

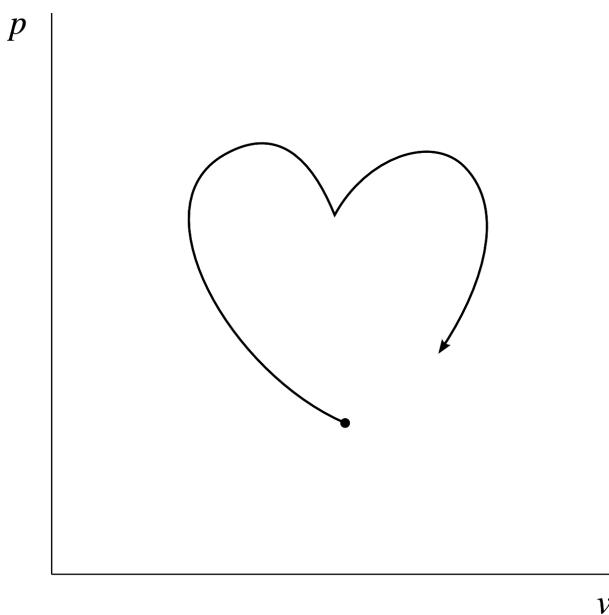


FIGURE 4.14 – Évolution entièrement arbitraire d'un gaz parfait représentée sur un diagramme pression-volume. Une telle évolution requiert une combinaison complexe de transferts de chaleur et de travail, que l'étudiant/e est invité/e à se représenter.

4.5 Exercices

L'air est considéré comme un gaz parfait.

$$c_v(\text{air}) = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_p(\text{air}) = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{air}} = 1,4$$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infinitement lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma-1} \quad (4/36)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (4/37)$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2} \right) = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma} \quad (4/38)$$

Nous admettons également que lors d'une évolution isotherme réversible (à température constante et infinitement lente) d'un gaz parfait, le transfert de travail engendré en système ouvert ou fermé s'exprime selon la relation :

$$w_{1 \rightarrow 2} = RT_{\text{cste.}} \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) = RT_{\text{cste.}} \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right) \quad (4/29)$$

E4.1 Air dans un réservoir

Une masse de 5 kg d'air est enclose dans un réservoir de 2 m³.

1. Quelles sont sa masse volumique et son volume spécifique ?
2. Quelle est la pression si la température est de 20 °C ?

E4.2 Évolutions complexes d'un gaz parfait

De l'air dans un compartiment flexible est à pression de 3 bar. Son énergie interne est de 836 kJ kg⁻¹.

Il est chauffé à pression constante jusqu'à 900 °C ; il est ensuite refroidi et détendu selon $p v^{1,1} = \text{cste.}$ jusqu'à ce que sa température atteigne 25 °C.

[Question piège] Combien d'énergie a-t-il reçu ou perdu depuis le début de l'évolution ?

E4.3 Pompe à air

Une pompe à air comprime de l'air en régime permanent, de façon adiabatique. L'air voit sa température augmenter depuis 15 °C vers 100 °C.

Quelle est la puissance spécifique consommée ?

E4.4 Réservoir d'air

Un réservoir hermétique d'air comprimé en béton a un volume fixe de 1,2 m³. L'air y est stocké à pression de 2 bar.

Le réservoir est placé au soleil et le réchauffement solaire provoque une augmentation de température depuis 5 °C vers 60 °C.

1. Quelles sont la masse, le volume spécifique, la masse volumique et la pression à l'intérieur du réservoir, avant et après le réchauffage ?

Une fois la température finale atteinte, on laisse de l'air s'échapper pour faire redescendre la pression dans le réservoir jusqu'à la pression initiale de 2 bar. Pendant l'échappement, la température de l'air dans le réservoir reste constante.

2. Quelle masse d'air faudrait-il laisser échapper ?

On referme la soupape d'échappement et le réservoir, de nouveau hermétique, se refroidit lentement à volume constant. La température finale revient à 5 °C.

3. Quelle est la pression finale dans le réservoir ?

E4.5 Turbine de turboréacteur

Un/e étudiant/e démonte le turboréacteur de son Fouga Magister pour en étudier et en modifier le fonctionnement.

Il/elle fait désormais fonctionner son moteur sur banc d'essai.

À l'entrée de la turbine, les conditions sont mesurées à 110 m s⁻¹ et 1 000 °C. À la sortie de la turbine, ces propriétés sont mesurées à 125 m s⁻¹ et 650 °C.

L'étudiant/e mesure que la turbine perd de la chaleur avec une puissance spécifique de 75 kJ kg⁻¹.

1. Quelle est la puissance mécanique spécifique développée par la turbine ?
2. Quelle condition l'étudiant/e doit-il/elle maintenir pour obtenir une puissance de 1 MW ?

E4.6 Évolutions élémentaires : Compression isotherme

Une masse de 3,5 kg d'air est comprimée de façon réversible isotherme (à température constante) depuis 2 bar et 15 °C jusqu'à 45 bar.

1. Tracez qualitativement l'évolution sur un diagramme pression-volume.
2. Quelles sont les quantités de travail et de chaleur mises en jeu ?
3. Si la compression était effectuée de façon adiabatique réversible, le volume final serait-il modifié ?

E4.7 Évolutions élémentaires : Réservoir déformable

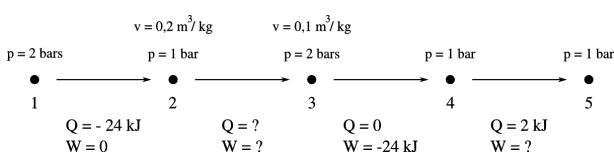
Une masse de 2 kg d'air dans un réservoir déformable est à pression de 4,5 bar et occupe un volume de 800 L. Elle est refroidie et le réservoir maintient la pression constante jusqu'à ce que le volume ait été réduit de 40 %.

Ensuite, le refroidissement est continué à volume constant jusqu'à ce que la température atteigne 25 °C.

1. Tracez l'évolution suivie sur un diagramme pression-volume.
2. Quel est le travail effectué par l'air ?
3. Quel est le coût total en chaleur pour l'entièreté de l'évolution ?

E4.8 Exercice bête et méchant de vocabulaire

Une masse fixe de gaz parfait suit les évolutions réversibles suivantes :



Parmi les évolutions ci-dessus, identifiez la ou les évolution(s) :

- à température constante (isotherme) ;
- à volume constant (isochore).

E4.9 Évolutions élémentaires d'un gaz parfait

Parmi les évolutions décrites en figure 4.15, identifiez l'évolution à température constante, à pression constante, adiabatique réversible, et à volume constant. Aucune justification n'est demandée.

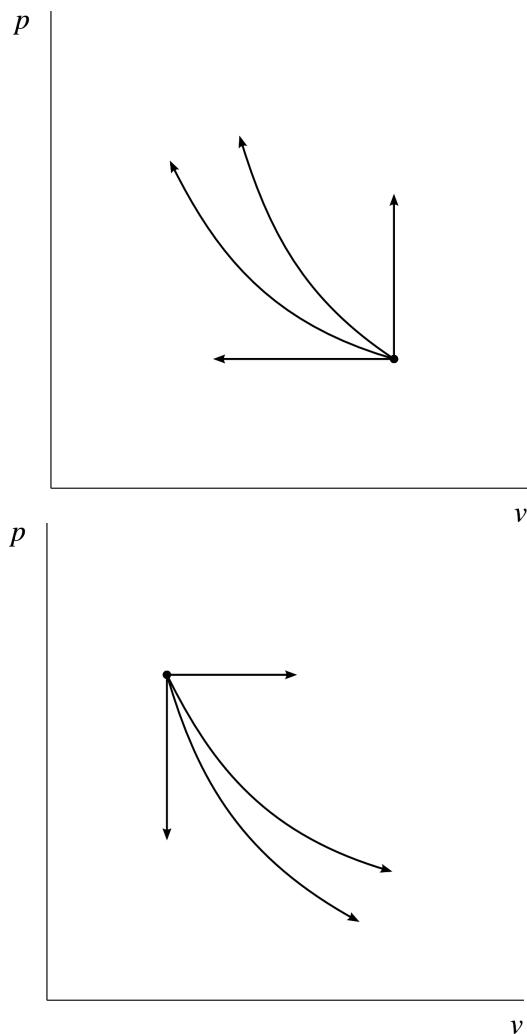


FIGURE 4.15 – Évolutions élémentaires d'un gaz parfait

E4.10 Compression et combustion au sein d'un moteur Diesel

En 1890 un jeune ingénieur allemand épris de thermodynamique met au point un moteur de faible puissance, faible vitesse et haute efficacité dans un laboratoire (figure 4.16). Le moteur n'a qu'un cylindre¹. Nous étudions ici une partie de son cycle de fonctionnement.

Le piston au sein du cylindre fait varier périodiquement le volume entre 3 L (*point mort bas*, piston en bas de sa course) et 0,3 L (*point mort haut*, piston en haut de sa course).

Le moteur débute son cycle au point mort bas, alors qu'il est rempli d'air à 20 °C et 1 bar. Le piston comprime cet air jusqu'au point mort haut.

La compression se fait de façon réversible (très lente), mais non-adiabatique : l'air reçoit de la chaleur au travers

¹ Mais cela ne l'empêchera pas de conquérir le monde...

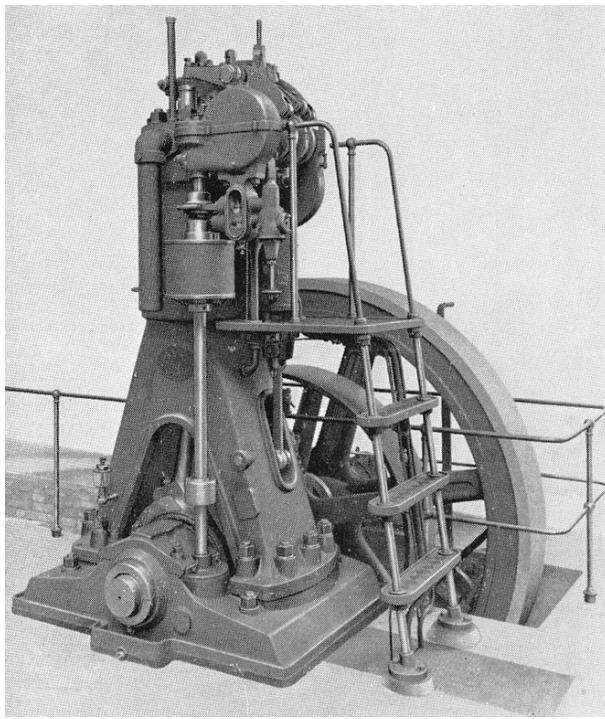


FIGURE 4.16 – Moteur Diesel de 1898, fabriqué sous licence par Sulzer en Suisse

Photo CC-BY-SA Sulzer AG

des parois tout au long de l'évolution. L'ingénieur prédit que ses propriétés varieront selon la relation $pv^{1,5} = \text{cste.}$

1. À partir de la définition du travail,

$$W_{F/I} \equiv \vec{F} \cdot \vec{l} \quad (1/11)$$

exprimez le travail effectué sur un corps de masse fixe en fonction de son volume spécifique et de sa pression interne.

2. Combien d'énergie sous forme de travail la compression du gaz aura-t-elle coûté ?
3. Combien d'énergie sous forme de chaleur le gaz aura-t-il reçu pendant la compression ?

Lorsque le piston est arrivé en haut de sa course, on procède à l'injection progressive de carburant dans le cylindre pour permettre la combustion. La quantité de carburant injectée permet un apport total de chaleur de 2 kJ. La combustion se déroule à pression constante.

4. Tracez qualitativement l'évolution suivie par le gaz pendant la compression et la combustion sur un diagramme pression-volume.
5. Quelle sera la température maximale atteinte au sein du moteur ?
6. Pour éviter une défaillance structurelle, l'ingénieur doit s'assurer que la force transmise par

le piston n'excède pas 10 kN. Quelle contrainte doit-il respecter pour cela ?

E4.11 Compresseur de turboréacteur

À l'intérieur d'un des moteurs d'un petit avion de ligne, le compresseur (figure 4.17) est approximativement adiabatique.

Pendant la croisière (atmosphère : 33 000 ft ; -50°C ; 0,25 bar), le compresseur est entraîné par la turbine par le biais d'un arbre mécanique. Il reçoit 7 kg s^{-1} d'air aux conditions atmosphériques, qu'il compresse jusqu'à une pression de 8 bar.

1. À partir de la relation suivante,

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^y \quad (4/38)$$

valable pour une évolution adiabatique réversible d'un gaz parfait, montrez (sans utiliser l'section 4.4.5) que :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{y-1}{y}} \quad (4/37)$$

2. Quelle est la puissance minimale théorique que la turbine doit fournir au compresseur ?
3. À quelle(s) condition(s) obtiendrait-on cette puissance ?



FIGURE 4.17 – Compresseur d'un turboréacteur simple flux SNECMA Atar (1948) découpé. L'air s'écoule depuis le coin gauche vers le centre de l'image.

Photo CC-BY-SA Olivier Cleynen

En réalité, le compresseur demande une puissance bien plus grande pour fonctionner. On modélise l'évolution réelle au sein du compresseur par deux phases distinctes :

- Un réchauffement à pression constante, effectué par frottement, avec une puissance représentant 15 % de la puissance mécanique théorique calculée plus haut ;
- Puis, une compression idéale jusqu'à 8 bar.

4. Comparez la compression théorique de la question 2 et cette nouvelle évolution sur un diagramme pression-volume. Représentez-y graphiquement le travail consommé sur l'une des évolutions.
5. Quelle est la puissance désormais consommée par le compresseur ?

E4.12 Turboréacteur simple flux

Un avion militaire des années 1960 est équipé d'un turboréacteur simple flux (figure 4.18). Nous souhaitons calculer la vitesse maximale théorique à laquelle il pourrait accélérer l'air en sortie de tuyère.

Le moteur est testé sur un banc d'essai, à l'immobile. Lorsque l'air passe dans le turboréacteur, il traverse quatre composants que nous modéliserons comme s'ils étaient idéaux :

Le compresseur comprime l'air de façon adiabatique réversible.

À l'entrée, l'air est à 0,9 bar et 5 °C ; à la sortie la pression est portée à 19 bar.

La chambre de combustion permet d'effectuer un réchauffement de l'air en maintenant sa pression constante.

À la sortie de la chambre de combustion, la température est portée à 1 100 °C.

La turbine extrait de l'énergie de l'air pour pouvoir alimenter le compresseur. Dans la turbine, l'air est détendu de façon adiabatique réversible.

La tuyère est un composant dans lequel aucune puissance n'est apportée ou prélevée à l'air. Lorsqu'il la traverse, l'air se détend de façon adiabatique réversible ; sa vitesse augmente fortement. À la

sortie de la tuyère, il a retrouvé la pression atmosphérique et est rejeté dans l'atmosphère.

Le but de l'exercice est de calculer la vitesse à laquelle le turboréacteur est capable de repousser l'air qu'il admet.

1. À partir de la relation suivante,

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma}$$

valable pour une évolution adiabatique réversible d'un gaz parfait, montrez (sans utiliser l'section 4.4.5) que :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

2. Quelle est la température de l'air à la sortie du compresseur ?
3. Quelle est ainsi la puissance spécifique consommée par le compresseur ?
4. Quelle est la puissance spécifique apportée sous forme de chaleur dans la chambre de combustion ?
5. Quelle doit être la température à la sortie de la turbine pour qu'elle puisse alimenter le compresseur ?
6. Quelle sera alors la pression à la sortie de la turbine ?
7. Quelle sera la température des gaz d'échappement, à la sortie de la tuyère ?
8. Quelle sera enfin la vitesse d'éjection des gaz à la sortie de la tuyère ?
9. Tracez qualitativement l'évolution suivie par le gaz à travers le moteur sur un diagramme pression-volume.
10. Sur le diagramme pression-volume plus haut, tracez qualitativement l'évolution qui serait suivie par le gaz si le compresseur ne pouvait pas effectuer une compression réversible (compresseur réel, compression avec frottement interne).

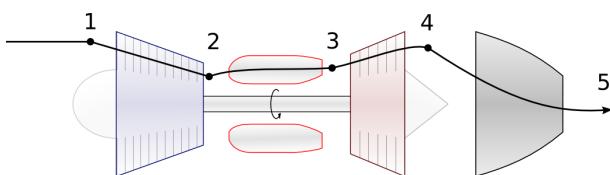


FIGURE 4.18 – Schéma de principe d'un turboréacteur. L'air traverse la machine de gauche à droite.

Résultats

- 4.1** 1) $\rho_1 = 2,5 \text{ kg m}^{-3}$; $v_1 = 0,4 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$ 2) $p_1 = 2,103 \text{ bar}$
- 4.2** $\Delta u = -536 \text{ kJ kg}^{-1}$ (se calcule simplement avec la température finale)
- 4.3** $w_{1 \rightarrow 2} = +85,4 \text{ kJ kg}^{-1}$ (SFEE & 4/14)
- 4.4** 1) $m_1 = 3,006 \text{ kg}$, $v_1 = 0,3991 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$, $\rho_1 = 2,505 \text{ kg m}^{-3}$, $p_1 = 2 \text{ bar}$;
 $m_2 = m_1$, $v_1 = v_2$, $\rho_1 = \rho_2$, $p_2 = 2,395 \text{ bar}$.
2) $m_3 = 2,51 \text{ kg}$, ainsi $m_{\text{échap.}} = 0,4959 \text{ kg}$; 3) $p_4 = 1,67 \text{ bar}$.
- 4.5** 1) $w_{\text{turbine}} = -275 \text{ kJ kg}^{-1}$ 2) $3,64 \text{ kg s}^{-1}$
- 4.6** 2) $w_{1 \rightarrow 2} = +257,58 \text{ kJ kg}^{-1}$, $W_{1 \rightarrow 2} = +901,2 \text{ kJ}$, $Q_{1 \rightarrow 2} = -W_{1 \rightarrow 2}$
3) Oui, on aurait $v_{2ad.} > v_{2isoth..}$.
- 4.7** 2) $W_{1 \rightarrow 3} = +153,6 \text{ kJ}$ 3) $Q_{1 \rightarrow 3} = -625,3 \text{ kJ}$
- 4.8** Isotherme $2 \rightarrow 3$, isochore $1 \rightarrow 2$.
- 4.9** Dans le sens horaire, en débutant à l'horizontale, sur les deux graphiques : isobare (p cste.), isotherme (T cste.), adiabatique réversible, isochore (v cst.).
- 4.10** 2) $W_{B \rightarrow H} = +1,298 \text{ kJ}$ 3) $Q_{B \rightarrow H} = +0,3254 \text{ kJ}$
4) $1483,7 \text{ K}$ 5) $S < 3,164 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$
- 4.11** 2) $\dot{W}_{1 \rightarrow 2} = +2,654 \text{ MW}$ 3) $T_{2b} = 279,6 \text{ K}$, $T_3 = 752,6 \text{ K}$, $\dot{W}_{\text{comp. réel}} = +3,726 \text{ MW (+40 %)}$
- 4.12** 2) $T_2 = 664,83 \text{ K}$ 3) $w_{\text{comp.}} = +338,61 \text{ kJ kg}^{-1}$
4) $T_3 = 1373,15 \text{ K}$; ainsi $q_{\text{comb}} = +711,86 \text{ kJ kg}^{-1}$ 5) $T_4 = 986,47 \text{ K}$
6) $p_4 = 5,97 \text{ bar}$ 7) $T_5 = 574,49 \text{ K}$
8) $C_5 = 909,98 \text{ m s}^{-1}$

Bien sûr, ces valeurs ne tiennent pas compte des irréversibilités dans un turboréacteur réel. Ces effets sont étudiés dans le chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*).

CHAPITRE 5

Liquides et vapeurs

5.1 Ébullition et liquéfaction	125
5.1.1 Qu'est-ce qu'un liquide ?	125
5.1.2 Changements de phase	126
5.1.3 Comment se représenter la liquéfaction et l'ébullition ?	126
5.1.4 Utilisation industrielle de l'eau et des liquides/vapeurs	128
5.2 Description qualitative des propriétés de l'eau	129
5.2.1 Les limites du gaz parfait	129
5.2.2 Le diagramme température-volume ($T-v$)	130
5.2.3 Le diagramme pression-volume ($p-v$)	133
5.2.4 Pièges pour l'étudiant/e	135
5.2.5 L'eau dans la vie courante	135
5.3 Quantification des propriétés de l'eau	136
5.3.1 Liquide comprimé et vapeur sèche	136
5.3.2 Points de saturation	139
5.3.3 Le mélange liquide-vapeur	141
5.4 Transformations élémentaires réversibles	145
5.4.1 À quoi sert cette section de chapitre ?	145
5.4.2 Évolutions à pression constante	145
5.4.3 Évolutions à volume constant	148
5.4.4 Évolutions à température constante	150
5.4.5 Évolutions adiabatiques réversibles	152
5.4.6 Évolutions arbitraires	155
5.5 Un peu d'histoire : le cheval-vapeur	156
5.6 Exercices	160

LE CHAPITRE 5 EN BREF

L'eau suit globalement les mêmes tendances qu'un gaz parfait, mais lorsqu'elle se condense ou s'évapore, ses propriétés changent très brutalement. On ne peut pas les *calculer* comme celles d'un gaz parfait : il faut les tabuler.

Introduction

Ce chapitre 5 a exactement les mêmes objectifs que le chapitre 4 (*le gaz parfait*), appliqués à l'étude des fluides qui se liquéfient et se vaporisent. Il se propose ainsi de répondre à deux questions :

- Comment peut-on décrire le comportement d'un liquide ou d'une vapeur lorsqu'on les chauffe ou les comprime ?
- Comment peut-on prévoir les valeurs de u et de h lorsqu'on utilise de l'eau ?

Ce chapitre est incompatible avec le chapitre 4 (*le gaz parfait*), et nous devons ici oublier tout ce qui y a été appris.

5.1 Ébullition et liquéfaction

5.1.1 Qu'est-ce qu'un liquide ?

Un liquide est un fluide (c'est-à-dire un corps sans forme définie) dont les molécules sont très rapprochées, mais libres de se déplacer les unes par rapport aux autres.

Concrètement, on obtient un liquide à partir d'un gaz en ralentissant et rapprochant ses molécules. Il n'y a pas de réaction chimique en jeu. Ainsi, de l'eau liquide et de la vapeur d'eau sont constituées de la même matière (des mêmes molécules) : elle est seulement assemblée différemment.

Par rapport aux gaz, les liquides présentent deux différences importantes :

- Ils sont pratiquement *incompressibles*, c'est-à-dire que leur volume spécifique v varie très peu lorsqu'on les compresse¹ ;
- Ils sont sujets aux effets de la tension de surface, ce qui comble les esthètes et les mécanicien/nes des fluides (figure 5.1) mais est sans conséquence en thermodynamique.

1. Piège classique, le terme *incompressible* ne veut pas dire que la pression est constante ou uniforme (bien au contraire). Il veut seulement dire que le volume spécifique v (et *de facto* la masse volumique ρ) restent constants.



FIGURE 5.1 – La tension de surface donne aux liquides des propriétés fascinantes mais sans aucune conséquence en thermodynamique. Il s'agit pour nous de « la même eau » qu'elle soit à l'état gazeux ou liquide.

Photo CC-BY par l'utilisateur·rice Commons Fcb981

5.1.2 Changements de phase

En chauffant de l'eau à pression ambiante (par exemple dans une casserole), il est facile de s'apercevoir que le passage de l'état liquide à l'état gazeux se fait avec une très grande variation de volume. Ainsi, à 1 bar et 100 °C le volume spécifique de l'eau est multiplié par mille environ avant que la température puisse augmenter à nouveau.

La variation brutale d'une propriété physique par rapport à une autre est nommée *changement de phase*. Dans ce chapitre nous nous concentrerons sur les deux phases liquide et gazeuse.

La notion de phase est délicate à définir¹ ; il existe de nombreuses phases différentes (liquide, solide, gazeuse, plasma) et leurs frontières ne sont pas toujours distinctes. Nous allons voir par exemple qu'il est possible de transformer un liquide en vapeur sans jamais observer d'ébullition ni de changement brutal de propriété.

5.1.3 Comment se représenter la liquéfaction et l'ébullition ?

Lorsque nous avions exploré le modèle du gaz parfait en §4.1.3, nous nous étions représentés les molécules comme de très petites boules de billard en mouvement chaotique, se percutant sans jamais s'attirer (figure 4.1). En réalité, les molécules sont soumises à des forces d'attraction respectives, et cela modifie leur comportement.

Imaginons, pour commencer, deux très petites boules de billard attirées respectivement par une force magnétique, et qui se percutent sans frottement

1. En fait, un changement de phase est bien plus facile à reconnaître qu'à définir. Nous nous contenterons de stipuler qu'à l'intérieur d'une phase, les propriétés varient continûment (condition nécessaire mais pas suffisante).

à très grande vitesse (figure 5.2). La force d'attraction modifie la trajectoire lorsque les boules sont très proches ; mais une fois qu'elles se sont éloignées, l'influence devient négligeable.

Maintenant, reproduisons l'expérience en donnant aux deux boules une vitesse plus faible (figure 5.3). En dessous d'une vitesse seuil, les boules n'auront plus assez d'énergie cinétique pour se séparer durablement. Elles formeront une paire, rebondissant périodiquement l'une contre l'autre en occupant un volume moyen nettement plus faible.

Ce modèle simpliste est une bonne première approche pour décrire le phénomène de liquéfaction. Lorsque l'on réduit l'énergie cinétique des molécules d'un gaz (par refroidissement), passé un seuil critique elles s'assemblent de façon beaucoup plus compacte, tout en continuant à se percuter à la même vitesse moyenne (température inchangée). Plus l'on prélève de chaleur au gaz, plus le nombre de molécules en interaction compacte augmente. Elles forment de petits groupes ; les groupes de 10^{14} molécules¹ deviennent visibles à l'œil nu (car ils diffusent la lumière) s'ils sont suffisamment nombreux ; dès que le nombre de molécules atteint 10^{21} on peut identifier des gouttes de liquide.

On peut ainsi liquéfier n'importe quel gaz en le refroidissant et réduisant son volume. La température et la pression à atteindre pour la liquéfaction dépendent de la taille et de la géométrie des molécules qui le composent.

1. c'est-à-dire seulement cent mille milliards de molécules...

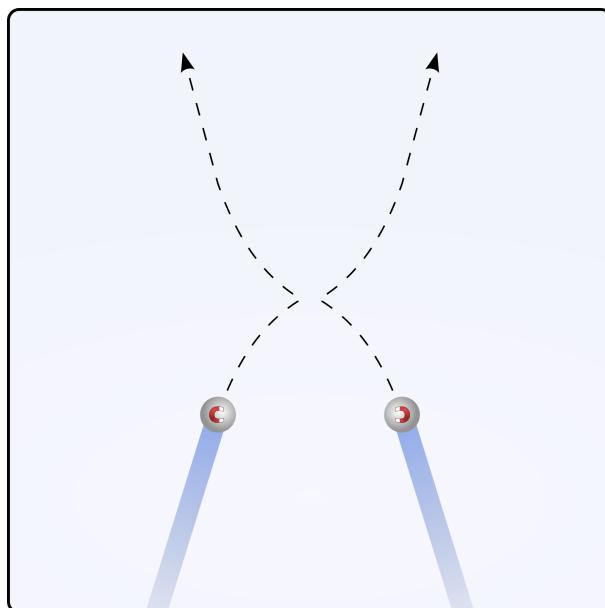


FIGURE 5.2 – Deux boules de billard aimantées se percutant sans frottement à grande vitesse. La force d'attraction réciproque modifie la trajectoire et le comportement des deux boules, mais seulement pour un court instant et sur une courte distance.

Schéma CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Sharayanan & Olivier Cleynen

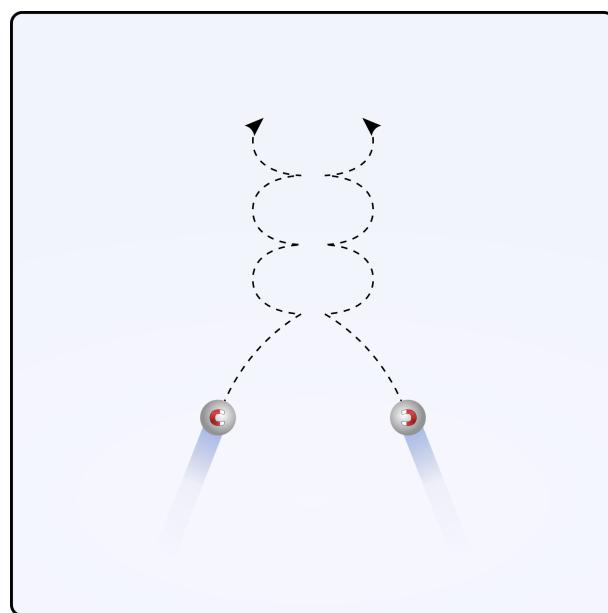


FIGURE 5.3 – Deux boules de billard aimantées se percutant sans frottement à faible vitesse. En dessous d'une vitesse seuil, les deux boules continueront leur trajectoire de façon groupée.

Schéma CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Sharayanan & Olivier Cleynen

Dans les sections suivantes, nous allons quantifier précisément les quantités d'énergie et les gammes de propriétés nécessaires pour vaporiser et liquéfier l'eau.

5.1.4 Utilisation industrielle de l'eau et des liquides/vapeurs

Lorsque l'on utilise un fluide pour transformer du travail et de la chaleur, il peut être judicieux d'exploiter les phénomènes de changement de phase.

Sous forme de vapeur, un fluide a le comportement d'un gaz et occupe spontanément tout le volume qui lui est accordé. On l'utilise souvent sous cette forme pour déplacer des pièces mécaniques (piston dans un cylindre, pales de turbine).

Sous forme liquide, le fluide a une densité très nettement supérieure. On l'utilise souvent sous cette forme pour transférer de la chaleur (réchauffement ou refroidissement) car la taille des conduits peut être très faible¹.

Historiquement, l'eau a été utilisée dans les tous premiers moteurs de l'histoire pour ces raisons, et parce que les variations de volume lors des changements de phase permettent un contrôle plus aisés des machines avec une technologie

¹. Par exemple, un radiateur rempli d'air ou de vapeur devrait être environ mille fois plus grand qu'un radiateur rempli de liquide pour avoir la même puissance.

faible. De nos jours, les liquides/vapeurs sont surtout utilisés dans deux grands types d'applications :

Dans les centrales électriques où les liquides/vapeurs permettent un prélèvement de chaleur efficace depuis des sources externes (combustion de déchets, réactions nucléaires, géothermie). On y utilise de l'eau, liquide abondant même s'il doit être purifié pour éviter les dépôts calcaires. Le chapitre 9 (*Cycles moteurs à vapeur*) est tout entier dédié à ces machines.

Dans les réfrigérateurs où les liquides/vapeurs permettent l'utilisation de composants compacts, notamment les pompes¹. On y utilise une variété de fluides (dits alors « frigorigènes » même s'ils n'ont rien d'extraordinaire), choisis en fonction de leur plage de propriétés, leur coût, leur influence sur la couche d'ozone et leur contribution au réchauffement climatique.

Nous nous concentrerons ici sur l'eau, mais les phénomènes décrits et méthodes de calcul s'appliquent tout aussi bien aux autres liquides/vapeurs.

5.2 Description qualitative des propriétés de l'eau

5.2.1 Les limites du gaz parfait

Au fur et à mesure que l'on ralentit et rapproche les molécules d'un gaz les unes des autres, le modèle du gaz parfait décrit de plus en plus mal ses propriétés. On observe un seuil en dessous lequel on observe la liquéfaction et l'ébullition, c'est-à-dire la coexistence des deux phases liquide et gazeuse ; ce seuil est décrit en termes de température et de pression qui sont dites *critiques*. Les températures et pressions critiques de quelques fluides courants sont indiquées dans le tableau 5.1. Notons que l'air, mélange de plusieurs gaz, verra différentes substances de sa composition se condenser à différentes températures.

Lorsqu'on le maintient à une température et une pression nettement supérieures à ses valeurs critiques, un fluide se comporte comme un gaz parfait. Tous les fluides que nous assimilons traditionnellement à des liquides (par exemple, le mercure) ou des gaz (par exemple, le CO_2) peuvent passer d'un état à l'autre.

1. L'utilisation des liquides/vapeurs permet aussi de faire chuter la température du fluide sans utiliser de pièce mobile (une simple soupape suffit), ce qu'un gaz parfait ne permet pas (§4.3.1).

		$T_{\text{cr.}} \text{ (K)}$	$p_{\text{cr.}} \text{ (MPa)}$
Air	-	132	3,8
Chlore	Cl_2	417	7,71
Dioxyde de carbone	CO_2	304,2	7,39
Eau	H_2O	647,1	22,06
Hélium	He	5,3	0,23
Oxygène	O_2	154,8	5,08
R-134a	CF_3CH_2F	374,2	4,059
Xénon	Xe	289,8	5,88

TABLEAU 5.1 – Température et pression critiques de quelques substances. En pratique dans l'industrie, l'ingénieur/e fera surtout usage des propriétés de deux corps : l'eau (dans les moteurs à vapeur) et le réfrigérant R-134a (dans les thermopompes et réfrigérateurs). Dans ce chapitre, nous n'utiliserons que l'eau, mais les principes restent identiques pour tous les corps.

5.2.2 Le diagramme température-volume ($T-v$)

Observons la température et le volume d'une masse d'eau pure que l'on chauffe continûment, alors qu'elle est placée dans un récipient à pression constante (figure 5.4). On mesure alors la température de l'eau en fonction de son volume (figure 5.5).

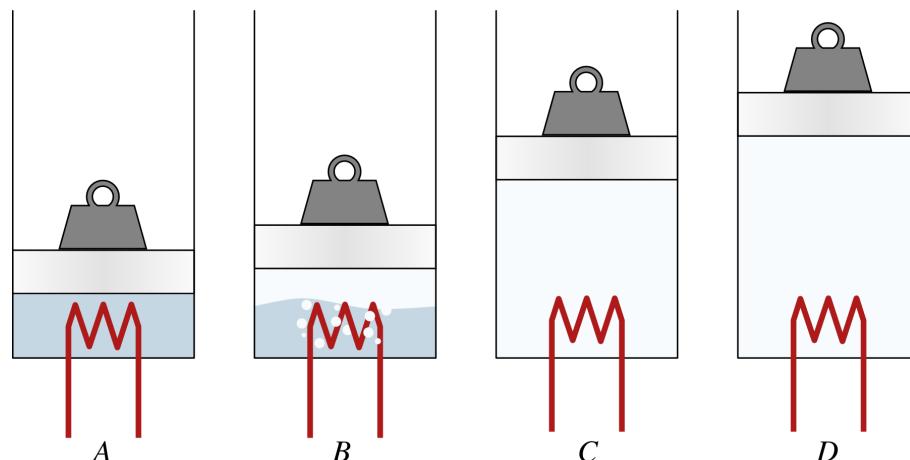


FIGURE 5.4 – Réchauffement d'une quantité fixe d'eau à pression constante.

A : liquide comprimé ; B : mélange liquide-vapeur ; C : vapeur saturée ; D : vapeur sèche.

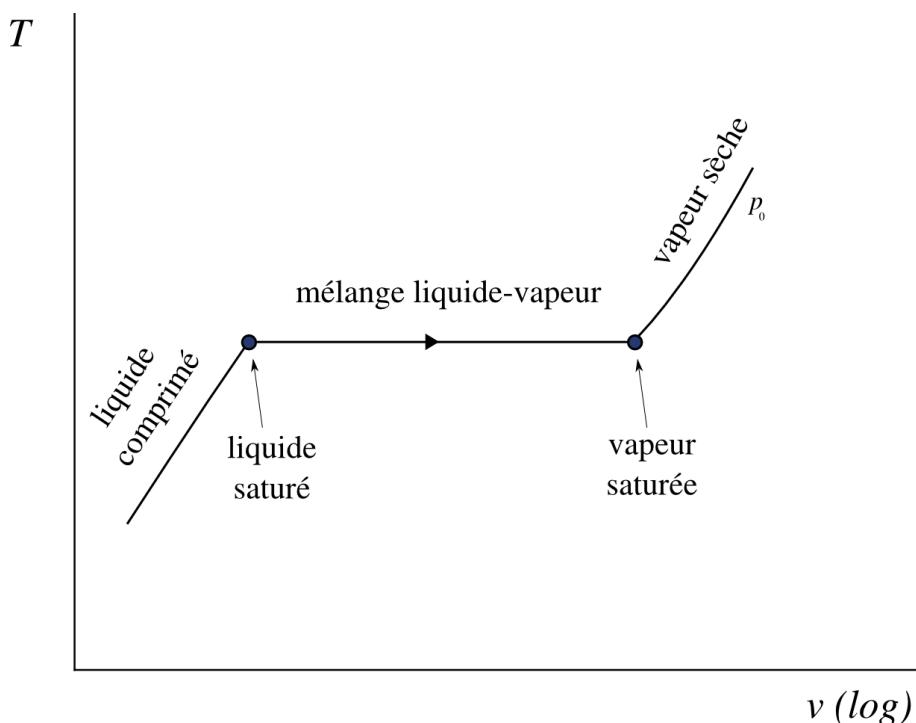


FIGURE 5.5 – Vocabulaire : état de l'eau pendant une évolution à pression constante.

Au départ, lorsque l'eau est liquide, la température augmente linéairement avec le volume, avec un fort gradient. On parle alors de *liquide comprimé*¹.

Puis, soudainement, alors que le volume continue de croître, la température cesse d'augmenter. Le mélange dans le cylindre est alors di-phasique : une partie est liquide, et l'autre gazeuse. L'ajout de chaleur ne provoque aucune augmentation de température (contrairement à un gaz parfait), mais seulement la transformation de liquide en vapeur : c'est l'ébullition.

Dans cet état, la substance est appelée *mélange liquide-vapeur*².

Enfin, lorsque la dernière goutte de liquide a été transformée en vapeur, la température reprend son augmentation au fur et à mesure que l'on apporte de la chaleur. Le fluide est alors dans un état dit de *vapeur sèche*³.

L'expérience peut être renouvelée à des pressions différentes (figure 5.6). Lorsque la pression que l'on impose augmente, on observe deux faits importants :

- La température de changement de phase augmente ;
- La plage de volume parcourue pendant le changement de phase diminue.

1. *Liquide comprimé* ou *sous-refroidi* (en anglais : *unsaturated, compressed or subcooled liquid*)

2. Rigoureusement, le mélange est nommé *mélange liquide-vapeur saturé*, puisqu'il est composé de *liquide saturé* (parfois dit *saturant*) et de *vapeur saturée* (parfois dite *saturante*). En anglais : *wet vapour*.

3. *Vapeur surchauffée* ou *sèche* (en anglais : *superheated* ou *dry vapour*).

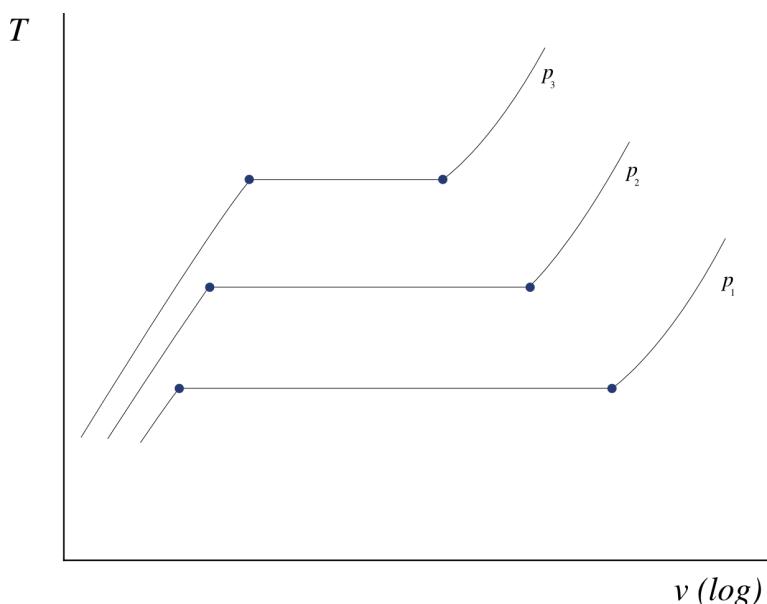


FIGURE 5.6 – Propriétés de l'eau tracées sur un diagramme température-volume, lorsque l'on effectue l'expérience décrite en figure 5.4 à différentes pressions. On observe que plus la pression est grande, et plus la plage d'ébullition est petite.

Au-dessus d'une certaine pression nommée *pression critique* p_{cr} , le changement de phase se fait de façon indistincte et il n'y a plus de plage de température constante. Le liquide devient vapeur sans bouillir !

Au final, on peut relier entre eux tous les points de changement de phase, à toutes les pressions différentes : on obtient une courbe nommée *courbe de saturation*¹. Toutes ces informations peuvent être regroupées sur un diagramme température-volume (T - v) représenté en figure 5.7, qui décrit bien les propriétés des mélanges liquide-vapeur. L'étudiant/e est encouragé/e à s'entraîner à le reproduire.

1. Parfois divisée en deux parties peu judicieusement nommées *courbe de rosée* à droite et *courbe d'ébullition* à gauche.

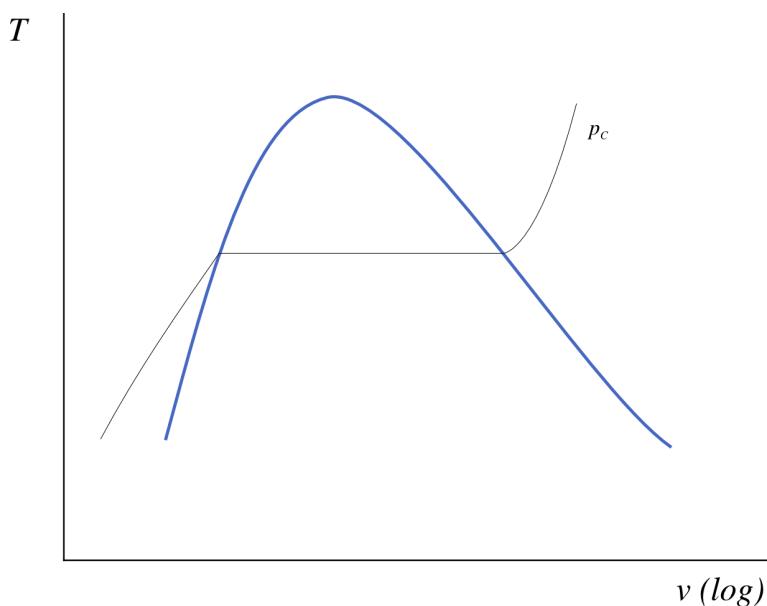


FIGURE 5.7 – Diagramme température-volume de l'eau, représenté avec une évolution à pression constante (isobare). La courbe de saturation est représentée en bleu.

5.2.3 Le diagramme pression-volume (p - v)

Pour bien cerner le phénomène de changement de phase, imaginons maintenant une expérience légèrement différente.

On se propose de faire varier le volume d'une masse donnée d'eau, en maintenant sa température constante (par exemple en plongeant le récipient dans un bain-marie). On observe ainsi la pression à l'intérieur du récipient (figure 5.8).

Tant que l'eau est liquide, on observe que la pression chute très fortement au fur et à mesure que l'on augmente son volume. Puis, soudainement, la pression reste parfaitement constante, alors que volume continue d'augmenter : à l'intérieur du cylindre, l'eau se met à bouillir et on a un mélange liquide-vapeur. Enfin, lorsque la dernière goutte d'eau liquide s'est évaporée, la pression reprend sa décroissance.

Si l'on reproduit l'expérience à différentes températures, on constate que plus la température est haute, et plus la plage de changement de phase est courte. Au-dessus d'une température, dite critique ($T_{\text{cr.}}$), la plage disparaît tout à fait.

Le comportement d'un liquide-vapeur peut être ainsi décrit sur un diagramme pression-volume (p – v) comme montré en figure 5.9. L'étudiant/e est également encouragé/e à savoir reproduire ce schéma.

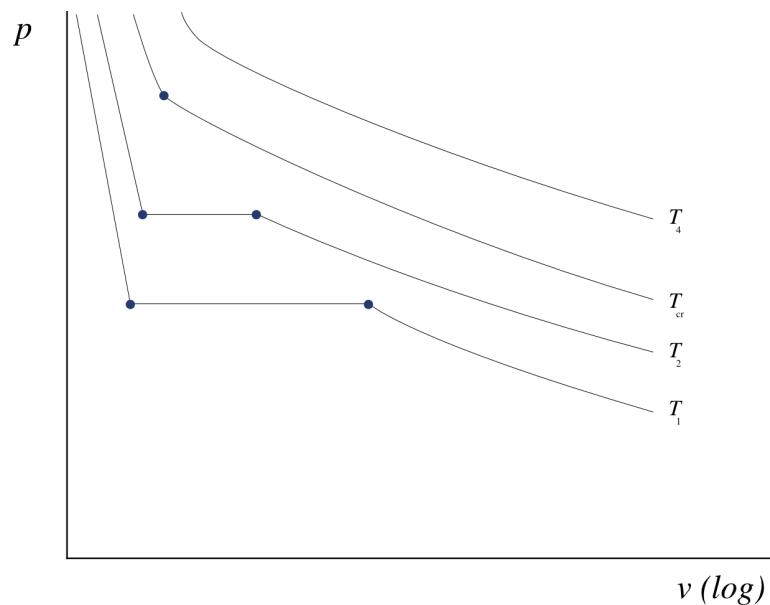


FIGURE 5.8 – Propriétés de l'eau tracées sur un diagramme pression-volume, lorsque l'on maintient la température constante en faisant varier le volume.

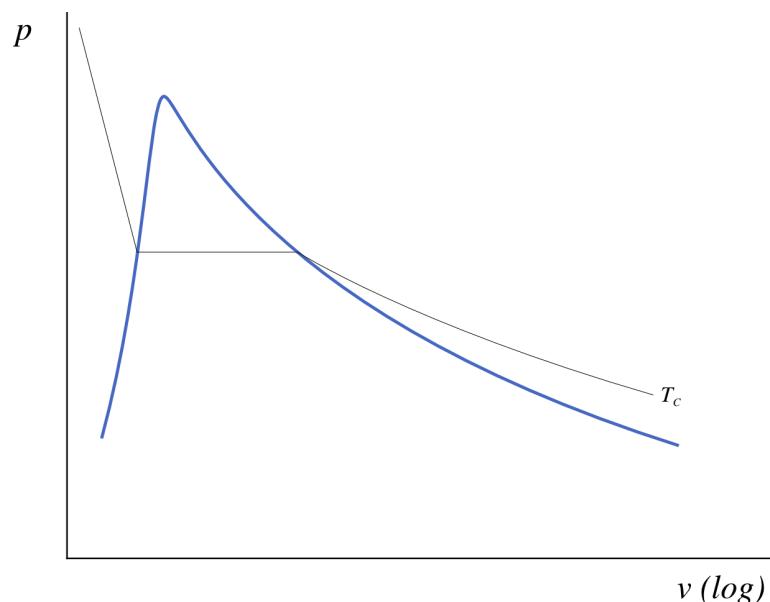


FIGURE 5.9 – Diagramme pression-volume de l'eau, représenté avec une évolution à température constante (isotherme). La courbe de saturation est représentée en bleu.

5.2.4 Pièges pour l'étudiant/e

La notion la plus importante à retenir du comportement des liquides-vapeurs est que contrairement aux gaz parfaits, *la température y est complètement déréglée*. Elle ne dicte plus simplement les autres propriétés.

Insistons bien. Pour un fluide proche d'un changement de phase :

$$pv \not\propto T \quad (5/1)$$

$$u \not\propto T \quad (5/2)$$

$$h \not\propto T \quad (5/3)$$

Presque tout ce qui a été vu au chapitre 4 (*le gaz parfait*) doit être oublié lorsque l'on utilise un liquide/vapeur. Heureusement, les trois premiers chapitres n'ont rien perdu de leur utilité.

5.2.5 L'eau dans la vie courante

Les phénomènes que nous décrivons ici sont facilement observables et reproductibles avec de l'eau dans la vie courante. Toutefois, il faut noter que :

- La vapeur d'eau est transparente et quasiment invisible. Ce que l'on observe au-dessus d'une casserole d'eau en ébullition ou sous la forme de nuages est de l'eau *liquide* en suspension dans l'air (figure 5.10). Ces fines gouttelettes liquides peuvent s'assembler pour former des gouttes¹ ou bien s'évaporer à nouveau et redevenir ainsi invisibles.

1. Au fur et à mesure qu'une gouttelette croît, la surface offrant une résistance par frottement augmente moins vite que son poids ; elle finit par chuter.



FIGURE 5.10 – L'eau visible au-dessus d'un récipient de liquide chaud, parfois nommée *buée*, est à l'état liquide et non gazeux. Ces gouttelettes sont observables à l'œil nu.

Photo domaine public par Jorge Barrios (recadrée)

- L'air est partiellement constitué de vapeur d'eau (et sa capacité massique à porter de l'eau augmente avec la température). Lorsque l'on fait bouillir de l'eau liquide à l'air libre, il ne faut pas oublier que c'est l'air qui accueille la vapeur d'eau ; l'ébullition se déroule donc sensiblement différemment de l'expérience décrite en figure 5.4¹.

5.3 Quantification des propriétés de l'eau

Pour un liquide/vapeur, il n'existe pas de moyen simple de quantifier l'énergie interne u et l'enthalpie h qui nous intéressent tant. En effet, à partir de p et v , on ne peut pas calculer la température ($pv \not\propto T$) et à partir de T , on ne peut pas calculer u et h ($u \not\propto T$ et $h \not\propto T$).

- La mauvaise nouvelle est qu'il va nous falloir, pour cela, utiliser des tableaux de propriétés déjà mesurées, nommés *abaques de vapeur*, ce qui est parfois fastidieux ;
- La bonne nouvelle est que ces abaques nous dispensent des effroyables relations mathématiques (du type $(T_1/T_2)^{1/\gamma-1} = \dots$) qui décrivaient les propriétés des fluides au chapitre 4 (*le gaz parfait*).

5.3.1 Liquide comprimé et vapeur sèche

Commençons par chauffer une quantité fixe d'eau liquide en maintenant sa pression constante, comme nous l'avons fait en figure 5.4. Pour chaque température, nous mesurons v , u , et h ². L'expérience est ensuite reconduite pour une pression différente.

L'ensemble des mesures est tabulé dans l'abaque n°1, dont un extrait est présenté en tableau 5.2.

1. On peut noter, par exemple, que la température de l'eau liquide chute sensiblement lors d'une évaporation à pression constante dans l'air. Autre différence, la condensation est catalysée par la présence de particules de poussière dans l'air.

2. Ainsi que s , mais c'est une surprise que nous gardons pour le chapitre 8...

$^{\circ}\text{C}$	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$
T	v	u	h	s
$p = 1,6 \text{ MPa}$ ($T_{\text{sat}} = 201,37 \text{ }^{\circ}\text{C}$)				
10	0,001	42	43,6	0,1509
20	0,001001	83,8	85,4	0,2962
50	0,001011	209,1	210,7	0,7031
100	0,001043	418,6	420,3	1,306
200	0,001156	850,4	852,3	2,3305
300	0,15866	2 781,5	3 035,4	6,8863
500	0,22029	3 120,1	3 472,6	7,5409
600	0,24999	3 293,9	3 693,9	7,81
700	0,2794	3 473,5	3 920,5	8,0557
800	0,30865	3 659,5	4 153,3	8,2834
900	0,3378	3 852,1	4 392,6	8,4965
1 000	0,36687	4 051,2	4 638,2	8,6974
1 100	0,39589	4 256,6	4 890	8,8878
1 200	0,42487	4 467,9	5 147,7	9,0689
1 500	0,51169	5 133,7	5 952,4	9,5656
2 000	0,65615	6 326,8	7 376,6	10,272

TABLEAU 5.2 – Extrait de l'abaque n°1. Ici les mesures sont faites à 1,6 MPa, c'est-à-dire 16 bar. On observe une discontinuité entre 200 °C et 300 °C : c'est le changement d'état qui a eu lieu à $T_{\text{sat}} = 201,37 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Cet abaque nous permet de répondre à de nombreuses questions. Quelques exemples :

Exemple 5.1

À 16 bar et 600 °C, quel volume occupent 2 kg d'eau ?

La pression est de 1,6 MPa. Dans l'abaque n°1, pour cette pression, à 600 °C, on peut lire son volume spécifique à $v = 0,24999 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$. Le volume total sera donc de $V = m v = 0,49998 \text{ m}^3$, que nous arrondissons sans hésiter à 0,5 m³.

☞ On remarque que la température est supérieure à la température de saturation (201,37 °C), l'eau sera donc à l'état de vapeur sèche.

☞ Avec un gaz parfait, nous pouvions simplement *calculer* le résultat ($v = \frac{RT}{p}$) ; mais cela ne fonctionne plus pour un liquide/-vapeur.

Exemple 5.2

Combien d'énergie cette eau perd-elle lorsqu'elle évolue depuis 600 °C et 16 bar jusqu'à 20 °C et 6 bar ?

Dans l'abaque n°1, à 1,6 MPa puis 600 °C, on lit $u_1 = 3\,293,9 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Pour une pression de 0,6 MPa à 20 °C, on lit $u_2 = 83,9 \text{ kJ kg}^{-1}$.

On peut donc quantifier la variation d'énergie à $\Delta U = m(u_2 - u_1) = -6\,420 \text{ kJ kg}^{-1}$ (donc une perte par l'eau).

☞ Nous avons pu quantifier ΔU mais nous ne pouvons pas savoir quelle est la proportion de chaleur ($Q_{1 \rightarrow 2}$) et de travail ($W_{1 \rightarrow 2}$) dans cette variation. Moins l'évolution est réversible, et plus la part de travail sera faible ^a.

a. Après le chapitre 8 (*l'entropie*), nous pourrons utiliser l'*entropie* pour quantifier la quantité maximale de travail qu'il est possible d'obtenir entre 1 et 2.

Exemple 5.3

Une petite turbine fonctionne avec un débit de vapeur de 3 kg s^{-1} et une perte de chaleur de 200 kW . À l'entrée la vapeur est à 600°C et 16 bar ; à la sortie la vapeur est à 1 bar et 300°C . Quelle est la puissance développée sous forme de travail ?

À l'entrée (1,6 MPa puis 600°C), on lit $h_1 = 3\,693,9 \text{ kJ kg}^{-1}$.

À la sortie (0,1 MPa puis 300°C), on lit $h_2 = 3\,074,5 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Maintenant, en régime continu (système ouvert), en négligeant les variations d'énergie mécanique, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$ (3/15). Ainsi, $\dot{W}_{1 \rightarrow 2} = \dot{m} \Delta h - \dot{Q}_{1 \rightarrow 2} = 3 \times (3\,074,5 \cdot 10^3 - 3\,693,9 \cdot 10^3) - (-200 \cdot 10^3) = -1,6582 \cdot 10^6 \text{ W} = -1\,658,2 \text{ kW}$.

☞ En cas de déroute, il est toujours bon de se raccrocher à l'essentiel ; le premier principe (2/2 et 3/15) est souvent un bon point de départ.

☞ Attention aux ordres de grandeur. Dans les abaques, les valeurs sont en kJ kg^{-1} .

☞ Attention aux signes. Les transferts sont comptabilisés du point de vue du fluide, on attend (et obtient) donc un travail négatif.

Exemple 5.4

Quelle est l'énergie interne spécifique de l'eau à 16 bar et 585°C ?

On interpole entre deux lignes de l'abaque n°1. On a $u_{500^\circ\text{C}} = 3\,210,1 \text{ kJ kg}^{-1}$ et $u_{600^\circ\text{C}} = 3\,293,9 \text{ kJ kg}^{-1}$. Nous avons « progressé » d'un facteur $y = \frac{585-500}{600-500} = 0,85$ entre les deux lignes.

On obtient par interpolation $u_{585^\circ\text{C}} = u_{500^\circ\text{C}} + y \times (u_{600^\circ\text{C}} - u_{500^\circ\text{C}}) = 3\,281,33 \text{ kJ kg}^{-1}$.

☞ Après une interpolation, toujours vérifier rapidement l'ordre de grandeur des résultats. Ici $u_{585^\circ\text{C}}$ est bien entre $u_{500^\circ\text{C}}$ et $u_{600^\circ\text{C}}$, et plus proche de $u_{600^\circ\text{C}}$.

5.3.2 Points de saturation

Pour quantifier précisément les propriétés de l'eau lorsqu'elle change de phase, nous utilisons les abaques n°2 et n°3. Les propriétés de l'eau sous forme de liquide saturé (indice L) et de vapeur saturée (indice V) y sont tabulées pour chaque température.

Dans l'abaque n°2, les données sont triées par pression (à chaque pression correspond une seule température de saturation). L'abaque n°3 présente exactement les mêmes données, mais triées par température. Des extraits de ces abaques sont présentés dans les tableaux 5.3 et 5.4.

°C	MPa	kJ kg ⁻¹			kJ kg ⁻¹			m ³ kg ⁻¹	
		u_L	u_V	u_{LV}	h_L	h_V	h_{LV}	v_L	v_V
...
115	0,16918	482,4	2 523,4	2 041	482,6	2 698,6	2 216	0,001056	1,0358
120	0,19867	503,6	2 528,8	2 025,2	503,8	2 705,9	2 202,1	0,00106	0,89121
125	0,23224	524,8	2 534,3	2 009,4	525,1	2 713,1	2 188	0,001065	0,77003
130	0,27028	546,1	2 539,6	1 993,5	546,4	2 720,1	2 173,7	0,00107	0,668
...

TABLEAU 5.3 – Extrait de l'abaque n°2. L'indice L correspond au liquide saturé, et l'indice V correspond à la vapeur saturée. Les indices LV correspondent à la différence entre ces valeurs.

MPa	°C	kJ kg ⁻¹			kJ kg ⁻¹			m ³ kg ⁻¹			
		p_{sat}	T_{sat}	u_L	u_V	u_{LV}	h_L	h_V	h_{LV}	v_L	v_V
...
0,2	120,21	504,5	2 529,1	2 024,6	504,7	2 706,2	2 201,5	0,001061	0,88568		
0,25	127,41	535,1	2 536,8	2 001,8	535,3	2 716,5	2 181,1	0,001067	0,71866		
0,3	133,52	561,1	2 543,2	1 982,1	561,4	2 724,9	2 163,5	0,001073	0,60576		
0,35	138,86	583,9	2 548,5	1 964,7	584,3	2 732	2 147,7	0,001079	0,52418		
...		

TABLEAU 5.4 – Extrait de l'abaque n°3. Il s'agit des mêmes données que dans l'abaque n°2 ; elles sont seulement triées par pression.

Nous pouvons tout d'abord répondre à des questions simples avec ces abaques :

Exemple 5.5

À quelle température bout l'eau à une pression de 3 bar ?

L'eau bout, elle est donc à saturation (mélange liquide-vapeur). On se dirige vers l'abaque n°3 (extrait en tableau 5.4) où les données sont triées par pression. À 0,3 MPa, la température de saturation est de 133,52 °C.

 Tant que l'eau bouillira ou se condensera, elle restera à 133,52 °C. Pour obtenir une ébullition à une autre température, il faut changer la pression.

Exemple 5.6

Quel est l'augmentation de volume lorsque l'on vaporise de l'eau à 130 °C ?

L'eau passe d'un volume v_L (liquide sur le point de bouillir) à un volume v_V (dernière goutte évaporée).

On se dirige vers l'abaque n°2 (extrait en tableau 5.3) où les données sont triées par température. À 130 °C, le volume spécifique augmente de $v_{LV} = v_V - v_L = 0,668 - 0,00107 = 0,66693 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$ (il est multiplié par 600 environ).

 Ici l'évaporation se fait intégralement à 130 °C (ce qui est assez facile à obtenir en pratique, puisqu'il suffit de maintenir la pression constante, cf. figure 5.7). Si la température et la pression n'étaient pas maintenues constantes, le volume final serait différent.

Exemple 5.7

Combien faut-il de chaleur pour vaporiser entièrement (et lentement) 4 L d'eau liquide saturée à 3 bar ?

L'eau va recevoir de la chaleur mais elle va aussi travailler (en « gonflant » à pression constante de 3 bar). Nous allons rechercher $q_{\text{évac.}} = q_{1 \rightarrow 2} = (u_2 - u_1) - w_{1 \rightarrow 2}$ (2/2).

Nous passons d'un liquide saturé (état 1 = indice L) à une vapeur saturée (état 2 = indice V).

Comme l'évolution est lente et à pression constante, le travail $w_{1 \rightarrow 2} = - \int_1^2 p \, dv$ devient simplement $-p_{\text{cste}}(v_2 - v_1)$.

Rassemblons tout cela : $q_{\text{évac.}} = (u_V - u_L) + p_{\text{cste}}(v_V - v_L) = h_V - h_L = h_{LV} = 2\,163,5 \text{ kJ kg}^{-1}$.

À 3 bar, nos 4 L d'eau liquide saturée correspondent à une masse

$$m = \frac{V}{v_L} = \frac{4 \cdot 10^{-3}}{0,001073} = 3,7279 \text{ kg. On a donc au final } Q_{\text{évap.}} = m q_{\text{évap.}} = 8\,065,2 \text{ kJ.}$$

☞ Si nous avions utilisé l'approximation usuelle de 1 000 litres par mètre cube d'eau liquide ($v_L \approx 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$), nous aurions commis une erreur de +7,3%.

On note au passage que le terme $h_{LV} \equiv h_L - h_V$ est parfois nommé *chaleur de vaporisation*¹.

5.3.3 Le mélange liquide-vapeur

Nous voulons également quantifier les propriétés de l'eau *entre* les points de saturation, c'est-à-dire lorsqu'elle n'est que partiellement liquide. L'expérience montre que l'eau se comporte alors de façon linéaire, et ses propriétés peuvent être quantifiées simplement.

Pour « positionner » un mélange liquide-vapeur entre les deux points de saturation, on définit *le titre* :

Le titre x est la proportion massique de vapeur saturée contenue dans un mélange liquide-vapeur.

Par exemple, une masse de 1 kg d'eau avec un titre de 0,2 contient 0,8 kg de liquide saturé et 0,2 kg de vapeur saturée (ces 0,2 kg occupent toutefois la majorité du volume disponible).

On pourrait ainsi dire que le titre quantifie la progression d'un mélange liquide-vapeur entre ses deux points de saturation (figure 5.11).

Nous pouvons maintenant exprimer les propriétés u , h , et v en fonction du titre :

L'**enthalpie** h d'un mélange liquide-vapeur est égale à la somme de l'enthalpie du liquide et de celle du gaz. On a ainsi, comme illustré en figure 5.12 :

$$\begin{aligned} h_x &= (1 - x)h_L + x h_V \\ &= h_L + x(h_V - h_L) \\ h_x &= h_L + x h_{LV} \end{aligned} \tag{5/4}$$

où h_x est l'enthalpie spécifique du mélange étudié (J kg^{-1}),
 x son titre (sans unité),

1. En effet, pour une évaporation en système fermé à une température donnée, $q_{\text{évap.}} = \Delta u - w_{\text{évap.}} = (u_V - u_L) - p_{\text{sat}}(v_V - v_L) = h_{LV}$ (on obtient le même résultat en système ouvert).

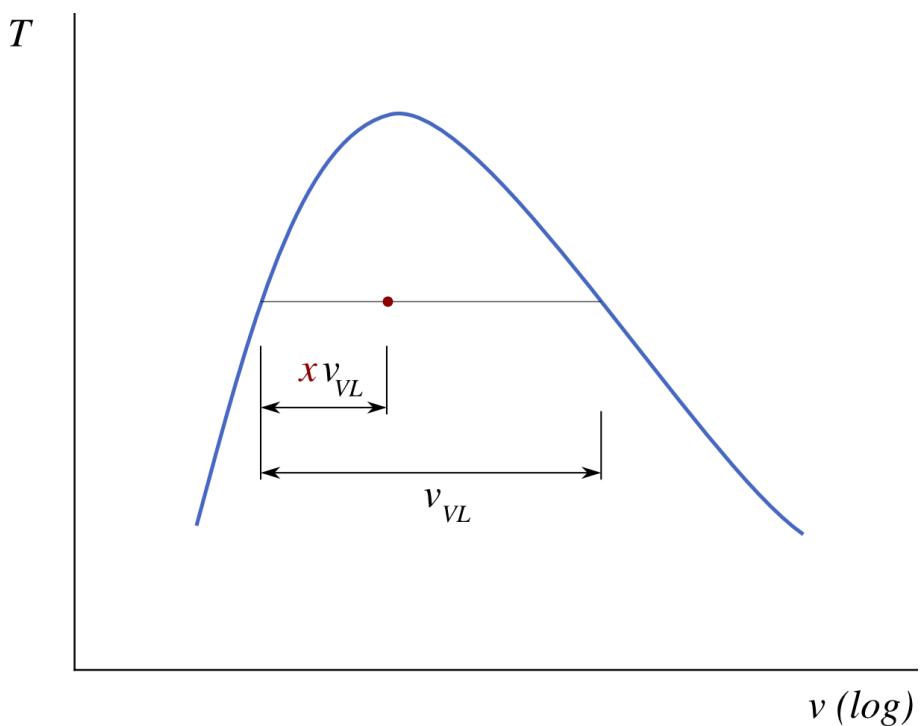


FIGURE 5.11 – Le titre de la vapeur représenté par la position du point sur un diagramme $T - v$.

et $h_{LV} \equiv h_V - h_L$

(valeur tabulée) l'enthalpie spécifique de vaporisation à sa température (J kg^{-1}).

L'énergie interne u d'un mélange liquide vapeur se quantifie exactement de la même manière :

$$u_x = u_L + x u_{LV} \quad (5/5)$$

où u_x est l'énergie spécifique du mélange étudié (J kg^{-1}),

x son titre (sans unité),

et $u_{LV} \equiv u_V - u_L$ (valeur tabulée) la différence des énergies internes spécifiques à saturation, à sa température (J kg^{-1}).

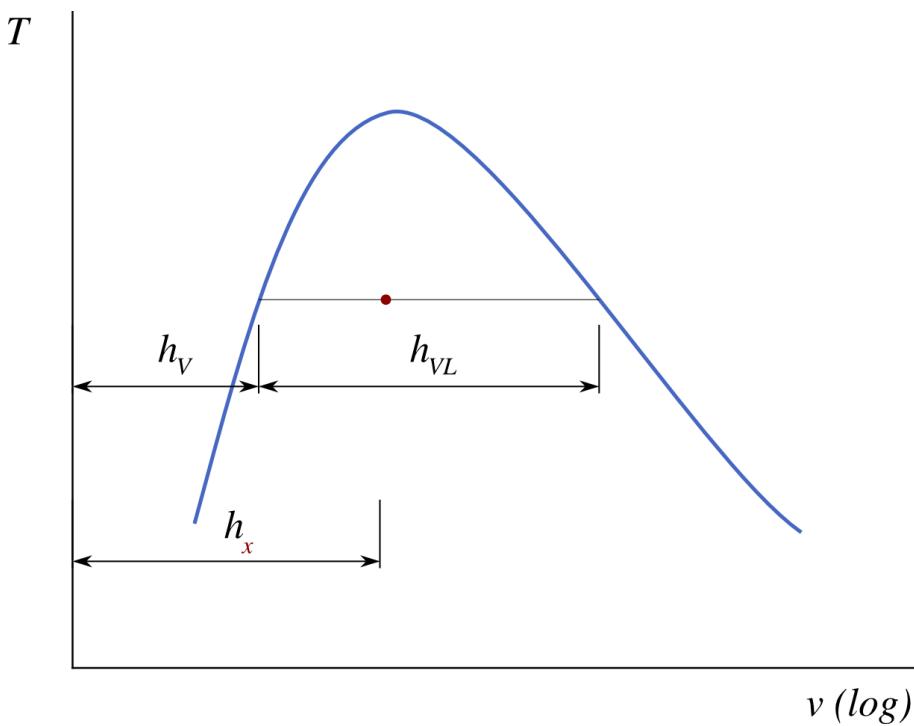


FIGURE 5.12 – Enthalpie h_x d'un mélange en fonction des enthalpies à l'état saturé et de vaporisation.

Le volume spécifique d'un mélange liquide-vapeur, enfin, se quantifie encore plus simplement. Le volume total du mélange est égal au volume du gaz plus celui du liquide, et donc :

$$v_x = (1 - x)v_L + x v_V$$

Toutefois, le volume spécifique v_L du liquide saturé étant très petit devant celui de la vapeur¹, il peut être négligé et nous pouvons simplement écrire :

$$v_x \approx x v_V \quad (5/6)$$

où v_x est le volume spécifique du mélange étudié ($\text{m}^3 \text{ kg}^{-1}$),
 x son titre (sans unité),
et v_V (valeur tabulée) le volume spécifique de la vapeur saturée, à sa température ($\text{m}^3 \text{ kg}^{-1}$).

Cette approximation est illustrée en figure 5.13.

1. Un court examen de l'abaque n°2 révélera qu'il s'agit approximativement d'un facteur 10^3 . Il faut noter que ce facteur est très mal mis en évidence par les diagrammes $T - v$ et $p - v$ de ce chapitre, dont l'échelle des abscisses est logarithmique.

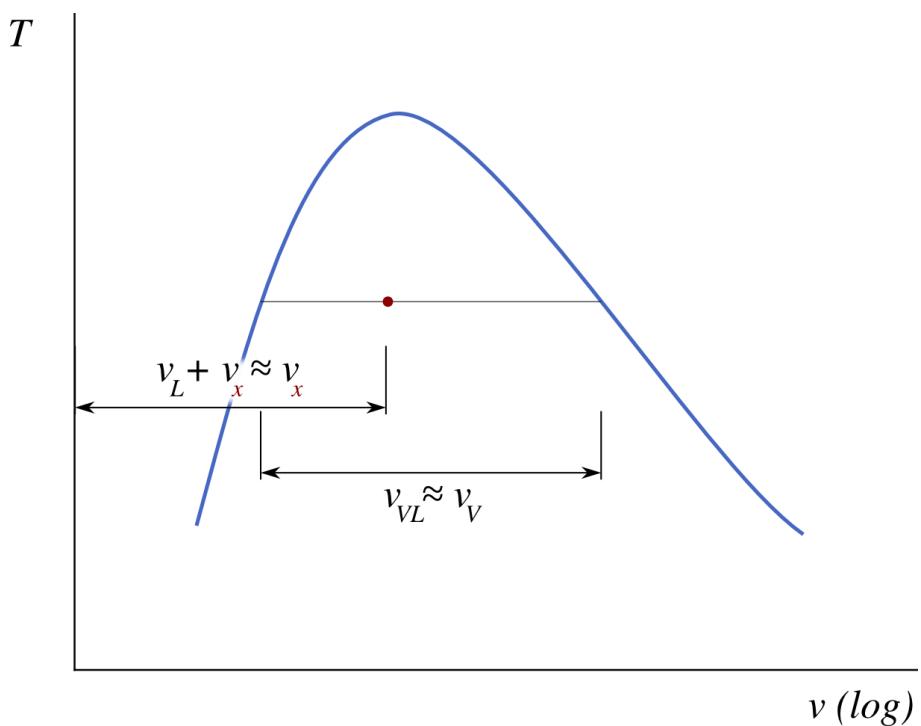


FIGURE 5.13 – Approximations utilisées dans le calcul du volume occupé par un mélange liquide-vapeur. Il faut noter que l'échelle en abscisse est logarithmique : l'approximation n'est pas mise en valeur graphiquement.

Nous pouvons maintenant utiliser les mêmes abaques n°2 et n°3 pour quantifier ce qui se passe entre les points de saturation.

Exemple 5.8

Quels sont l'énergie interne et le volume occupé par une masse de 3 kg d'eau au trois-quarts vaporisée, à 115 °C ?

Nous avons un mélange liquide-vapeur et le titre est de 0,75. Nous allons à l'abaque n°2 (extrait en tableau 5.3) pour trouver la température de saturation 115 °C.

De là, on applique simplement l'équation 5/5 : $u_x = u_L + 0,75 \times u_{LV} = 482,4 + 0,75 \times 2\,041 = 2\,013,15 \text{ kJ kg}^{-1}$.

De même, avec l'équation 5/6 : $v_x = 0,75 \times v_V = 0,75 \times 1,0358 = 0,77685 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$.

On a donc $U = m u = 8\,052,6 \text{ kJ}$ et $V = m v = 3,1074 \text{ m}^3$.

Exemple 5.9

Quel est le titre de l'eau à 2,5 bar dont l'enthalpie est de 1 500 kJ kg^{-1} ?

Nous avons un mélange liquide-vapeur ; on cherche dans l'abaque n°3 (extrait en tableau 5.4) la ligne correspondant à $p_{\text{sat}} = 0,25 \text{ MPa}$. Nous nous armons de l'section 5.3.3.

$$\text{De là, on obtient : } x = \frac{h_x - h_L}{h_{LV}} = \frac{1500 - 535,3}{2181,1} = 0,442.$$

☞ Une courte vérification à la volée : à 1500 kJ kg^{-1} nous sommes bien au milieu environ du chemin entre $h_L \approx 500$ et $h_V \approx 2700 \text{ kJ kg}^{-1}$.

5.4 Transformations élémentaires réversibles

Nous savons désormais quantifier les termes pv , u et h d'un liquide/vapeur dans tous les cas. Maintenant, nous nous proposons de faire comme au chapitre précédent (§4.4) : calculer les transferts d'énergie en jeu lorsqu'on comprime ou détend un liquide/vapeur selon des contraintes entièrement arbitraires de volume, pression ou température.

5.4.1 À quoi sert cette section de chapitre ?

La réponse est la même qu'au chapitre 4 (§4.4.1). Les évolutions de liquides/-vapeurs que nous étudions ici sont très hypothétiques mais intéressantes pour deux raisons :

1. Le comportement d'un liquide/vapeur est intrinsèquement complexe. Ces évolutions élémentaires font figure de gymnastique et permettent d'apprendre à le décrire étape par étape ;
2. Ces évolutions élémentaires sont des outils conceptuels que nous assemblerons plus tard, d'abord pour quantifier les limites théoriques des machines (au chapitre 7), et enfin pour décrire le comportement des gaz à l'intérieur des machines réelles (au chapitre 9).

5.4.2 Évolutions à pression constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un liquide/vapeur en maintenant sa pression constante (figure 5.14). Une évolution à pression constante est parfois dite *isobare*.

- Dans un système fermé, on doit le contraindre avec une surface qui exerce une force constante quel que soit le volume ;
- Dans un système ouvert, il suffit de chauffer ou refroidir le gaz en le laissant s'écouler dans un conduit sans pièce mobile. C'est ce qui se passe dans une chaudière, par exemple.

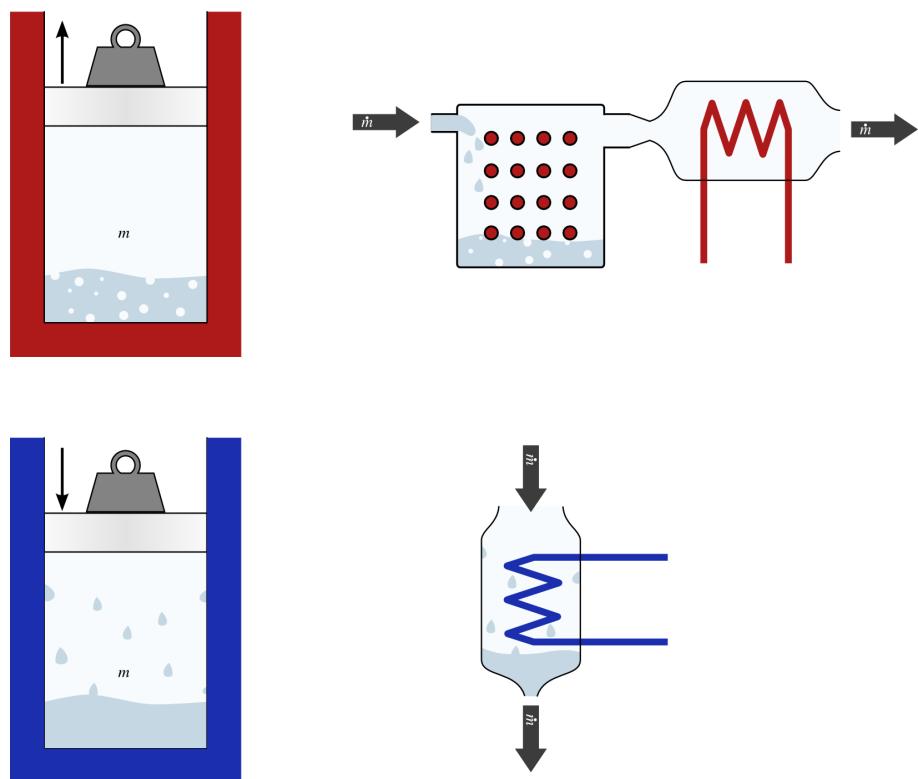


FIGURE 5.14 – Évolution à pression constante (isobare) d'un liquide/vapeur. En système fermé (à gauche), le piston exerce une force constante tout au long de l'évolution. En système ouvert (à droite), aucun travail n'est effectué.

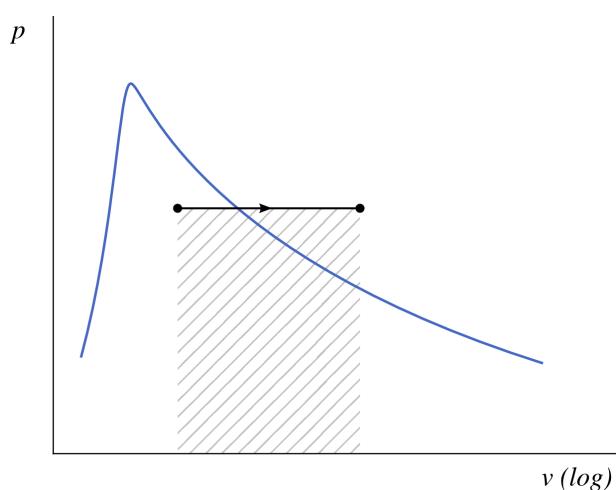


FIGURE 5.15 – Réchauffement à pression constante d'un liquide/vapeur, représenté sur un diagramme pression-volume.

En système fermé, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$ (2/2). Si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= - \int_1^2 p \, dv = -p_{\text{cste}} \int_1^2 dv \\ w_{1 \rightarrow 2} &= -p_{\text{cste}} \Delta v \end{aligned} \quad (5/7)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante p_{cste} , en système fermé.

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u - w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u + p_{\text{cste}} \Delta v \\ q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h \end{aligned} \quad (5/8)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$ (3/15). Si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= \int_1^2 v \, dp \\ w_{1 \rightarrow 2} &= 0 \end{aligned} \quad (5/9)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h - w_{1 \rightarrow 2} \\ q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h \end{aligned} \quad (5/10)$$

lors d'une évolution réversible à pression constante, en système ouvert.

Exemple 5.10

Combien de travail et de chaleur faut-il pour chauffer lentement 2 kg d'eau liquide saturée à pression constante (3 bar), jusqu'à ce que le volume atteigne 1 m³ ?

Nous partons de l'état liquide saturé, à $v_1 = v_L$ et $h_1 = h_L$. Nous avons besoin du volume spécifique et de l'enthalpie finaux pour pouvoir quantifier $W_{1 \rightarrow 2}$ et $Q_{1 \rightarrow 2}$. Le volume final sera $v_2 = \frac{V_2}{m} = 0,5 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$.

☞ On remarque que v_2 est inférieur à v_V à notre température. À la fin du réchauffement, l'eau sera toujours partiellement liquide et nous allons devoir calculer son titre.

☞ Mélange liquide-vapeur ? On se dirige vers les abaques n°2 et n°3. Nous connaissons la pression (0,3 MPa), c'est donc l'abaque n°3 qu'il nous faut.

Le titre final est $x_2 \approx \frac{v_x}{v_V} = \frac{0,5}{0,60576} = 0,825$ (5/6). On a donc $h_2 = h_L + x_2 h_{LV} = 561,4 + 0,825 \times 2163,5 = 2347,2 \text{ kJ kg}^{-1}$ (5/4).

On obtient le travail avec l'section 5.4.2 : $W_{1 \rightarrow 2} = m w_{1 \rightarrow 2} = -m p_{\text{cste}} \Delta v = -2 \times 0,3 \cdot 10^6 \times (0,5 - 0,001073) = -2,994 \cdot 10^5 \text{ J} = -299,4 \text{ kJ}$.

Enfin, la chaleur avec l'section 5.4.2 : $Q_{1 \rightarrow 2} = m q_{1 \rightarrow 2} = m \Delta h = 2 \times (2347,2 \cdot 10^3 - 561,4 \cdot 10^3) = +3,5715 \cdot 10^6 \text{ J} = +3571,5 \text{ kJ}$.

☞ Le transfert de chaleur mis en jeu est dix fois plus important que le travail. Ici, nous chauffons beaucoup et le fluide, à basse pression, travaille peu.

☞ Il est probablement plus simple et moins risqué de retrouver ces équations 5/9 et 5/10 à la main que de tenter de les mémoriser.

On peut remarquer que lorsqu'on chauffe l'eau en mélange liquide/vapeur (sous la courbe de saturation), l'augmentation de volume est formidable. Concrètement, il suffit de quelques millilitres d'eau liquide pour obtenir une expansion de plusieurs litres à pression constante, avec une température très modérée et constante. C'est la raison pour laquelle tous les premiers moteurs, au XIX^e siècle, ont fonctionné à l'eau plutôt qu'avec de l'air. La grande démultiplication du volume permettait des moteurs plus compacts et avec de grands débattements (mécanismes plus simples), la pression constante évitait les à-coups, et les faibles températures permettaient l'usage de matériaux simples : une combinaison de facteurs avantageuse avec une technologie peu avancée.

Nous verrons aux chapitre 7 (*le second principe*) et chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) que ces avantages se traduisent hélas par une inefficacité pharaonique. Pour s'en affranchir, il faudra monter en température : ce sera pour le XX^e siècle.

5.4.3 Évolutions à volume constant

Il est possible de chauffer ou refroidir un liquide/vapeur en maintenant son volume constant (figure 5.16). Une évolution à volume constant est parfois dite *isochore*.

- Dans un système fermé, on peut chauffer ou refroidir le liquide/vapeur dans un réservoir fixe et fermé ;
- Dans un système ouvert, la situation est plus complexe. On doit compresser le liquide/vapeur pendant qu'on le réchauffe pour éviter que son volume n'augmente ; de même, pour éviter que son volume ne baisse en le refroidissant, il faut le détendre.

En système fermé, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$. La chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= - \int_1^2 p \, dv \\ w_{1 \rightarrow 2} &= 0 \end{aligned} \tag{5/11}$$

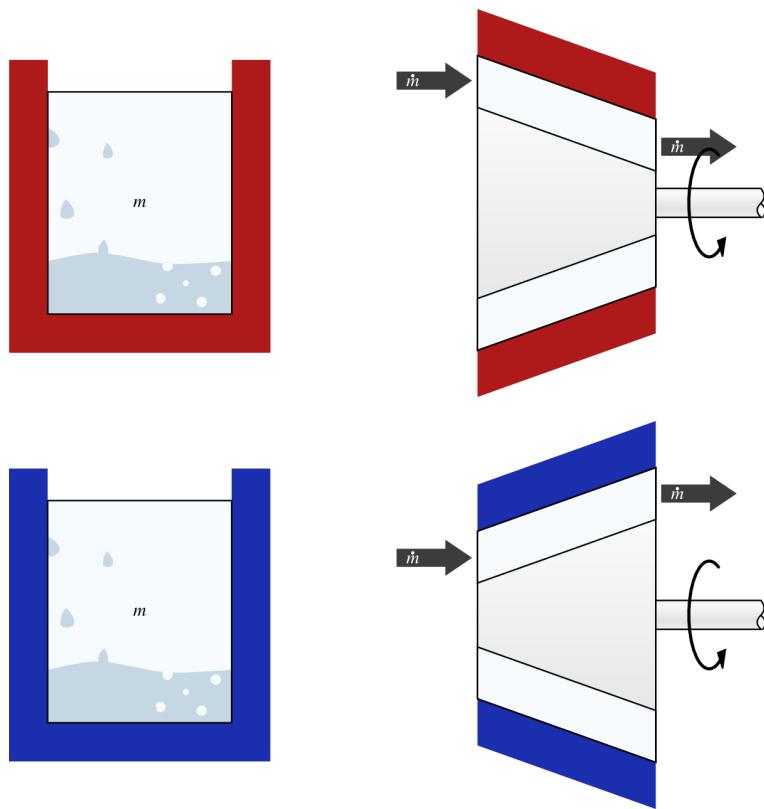


FIGURE 5.16 – Évolution à volume constant (isochore) d'un liquide/-vapeur. En système fermé (à gauche), le volume est bloqué et aucun travail n'est effectué. En système ouvert (à droite), on doit comprimer le fluide pendant qu'on le chauffe et le détendre pendant qu'on le refroidit, pour pouvoir maintenir le volume spécifique constant.

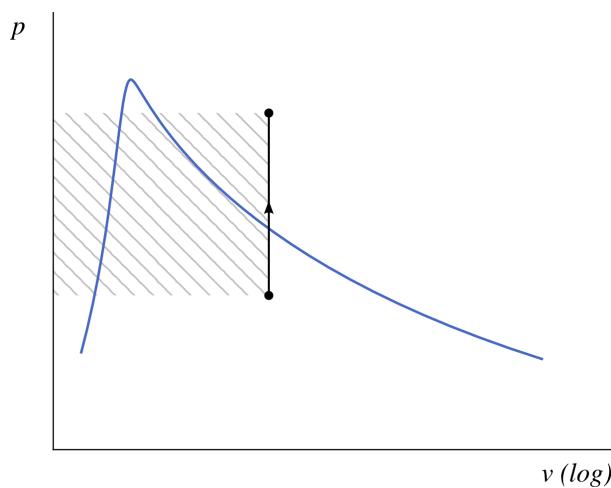


FIGURE 5.17 – Refroidissement à volume constant d'un liquide/vapeur, représenté sur un diagramme pression-volume.

lors d'une évolution à volume constant, en système fermé.

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u - w_{1 \rightarrow 2} \\ q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u \end{aligned} \quad (5/12)$$

lors d'une évolution à volume constant, en système fermé.

Lorsque l'évolution se fait en système ouvert, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$. Si l'évolution est réversible, la chaleur et le travail peuvent être chacun quantifiés :

$$\begin{aligned} w_{1 \rightarrow 2} &= \int_1^2 v \, dp = v_{\text{cste}} \int_1^2 dp \\ w_{1 \rightarrow 2} &= v_{\text{cste}} \Delta p \end{aligned} \quad (5/13)$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

$$\begin{aligned} q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta h - w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h - v_{\text{cste}} \Delta p \\ q_{1 \rightarrow 2} &= \Delta u \end{aligned} \quad (5/14)$$

lors d'une évolution réversible à volume constant, en système ouvert.

Remarquons qu'en fonction de son titre au départ, un mélange liquide-vapeur peut devenir entièrement liquide ou bien entièrement gazeux, lorsqu'il est chauffé à volume constant.

5.4.4 Évolutions à température constante

Il est possible de chauffer ou refroidir un liquide/vapeur en maintenant sa température constante (figure 5.18). Une évolution à température constante est parfois dite *isotherme*.

Lorsque le fluide est en mélange de phases (au centre de la courbe de saturation), l'évolution à température constante se fait aussi à pression constante, comme décrit en section §5.4.2 plus haut. Pour quantifier les transferts d'énergie, nous n'avons qu'à nous référer aux équations 5/9 et 5/10.

Par contre, dès que l'on franchit la courbe de saturation, rien ne va plus. Lorsque la saturation est atteinte, la pression se met à décroître et nous n'avons pas de moyen analytique de décrire cette évolution.

La conséquence est que pour l'instant, nous ne pouvons pas quantifier le travail et la chaleur mis en jeu lorsque l'on fait évoluer de la vapeur à température constante !

Lorsque nous aurons introduit le concept de l'*entropie* dans le chapitre 8, nous disposerons d'un moyen simple de quantifier le flux de chaleur dans une évolution à température constante.

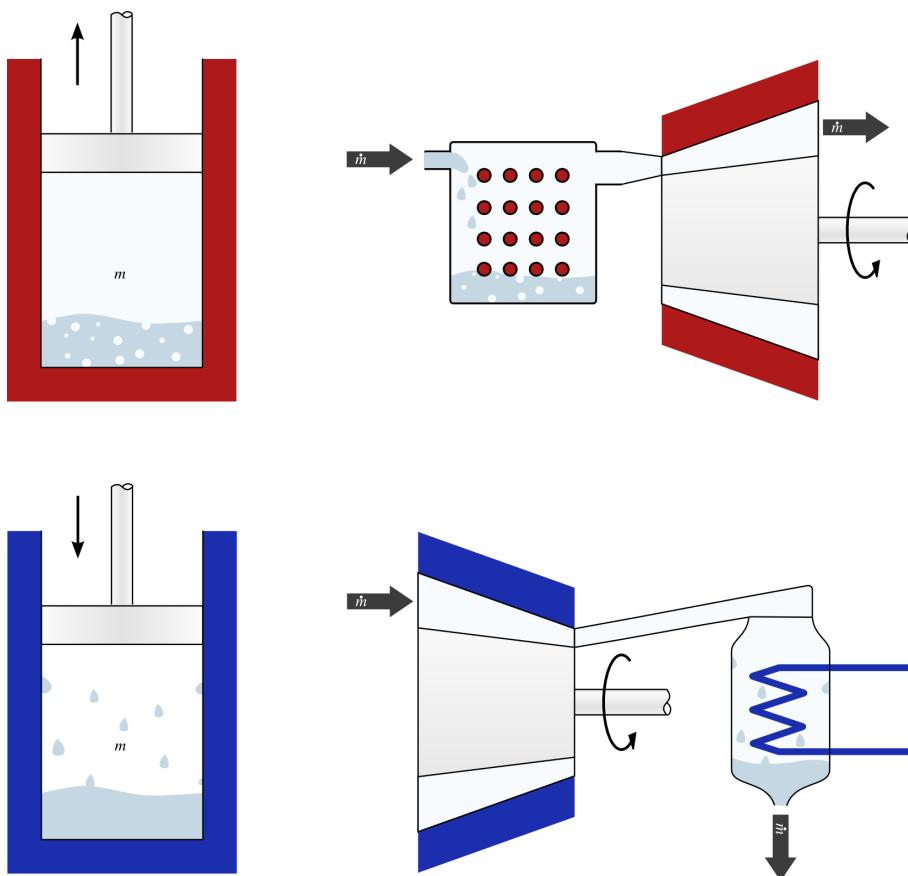


FIGURE 5.18 – Évolution à température constante (isotherme) d'un liquide/vapeur. En système fermé (à gauche), on laisse travailler le gaz sur un piston pendant qu'on le chauffe, et à l'inverse, on lui fournit du travail lorsqu'on le refroidit. En système ouvert (à droite), les mêmes manipulations sont effectuées en flux continu.

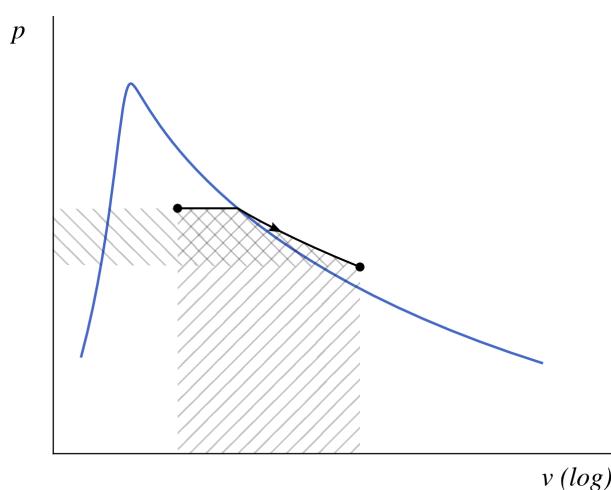


FIGURE 5.19 – Détente (réchauffement) à température constante d'un liquide/vapeur, représenté sur un diagramme pression-volume.

Exemple 5.11

Combien de travail et de chaleur faut-il pour chauffer lentement 2 kg d'eau liquide saturée à température constante (130°C), jusqu'à ce que son volume atteigne 1 m^3 ?

On observe d'abord l'état final. Le volume final sera $v_2 = \frac{V_2}{m} = 0,5 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$, ce qui est inférieur à v_V à notre température. Conclusion : même à la fin du réchauffement, l'eau sera toujours partiellement liquide.

L'évolution se fera donc aussi à pression constante (la pression de saturation, $p_{\text{sat},130^\circ\text{C}} = 0,27028 \text{ MPa}$). Le calcul est exactement le même que pour l'exemple développé en §5.4.2. On obtient un titre de 0,749, une quantité de travail $W_{1 \rightarrow 2} = -269,7 \text{ kJ}$ et de chaleur $Q_{1 \rightarrow 2} = +3\,256,2 \text{ kJ}$.

☞ Tant que l'on est en mélange liquide/vapeur (sous la courbe de saturation), température constante = pression constante. Aucun problème.

Exemple 5.12

On reprend la même question avec un volume final plus grand : 2 m^3 . Combien faut-il de chaleur et de travail ?

On ne peut pas encore répondre simplement à cette question ! Le volume spécifique final dépasse v_V et la pression chute donc sur la fin de l'évolution (figure 5.19).

Pour répondre, il nous faudrait un moyen de prédire la pression à la fin de l'évolution. Sinon, nous sommes condamnés à interpoler entre les lignes *et les colonnes* de l'abaque n°1 (en cherchant un volume v_2 à 130°C), ce qui serait imprécis et malcommode.

☞ Avec le modèle du gaz parfait, nous pouvions écrire que $pv = \text{cste}$ à température constante, et donc prédire toutes les propriétés à la fin de la détente. Mais avec un liquide/vapeur, cela ne fonctionne plus.

☞ Après le chapitre 8, nous saurons utiliser le génial concept de l'*entropie* pour répondre à cette question.

5.4.5 Évolutions adiabatiques réversibles

Une évolution adiabatique est une évolution au cours de laquelle il n'y a aucun échange de chaleur (figure 5.20). On peut obtenir cela en recouvrant le récipient ou le conduit avec une épaisse couche d'isolant thermique.

Comme pour un gaz parfait, la température est nécessairement amenée à varier dans une telle évolution, puisque le travail est non-nul.

Une évolution adiabatique *réversible* est effectuée infiniment lentement. Un piston dans un cylindre devra pour cela être déplacé infiniment lentement, et une turbine en flux continu devra pour cela être infiniment longue. Les évolutions adiabatiques servent de référence, d'objectif théorique, pour quantifier les performances des turbines réelles, que nous étudierons au chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*).

Dans n'importe quelle évolution adiabatique, l'échange de chaleur est nul :

$$q_{1 \rightarrow 2} = 0 \quad (5/15)$$

pour toute évolution adiabatique.

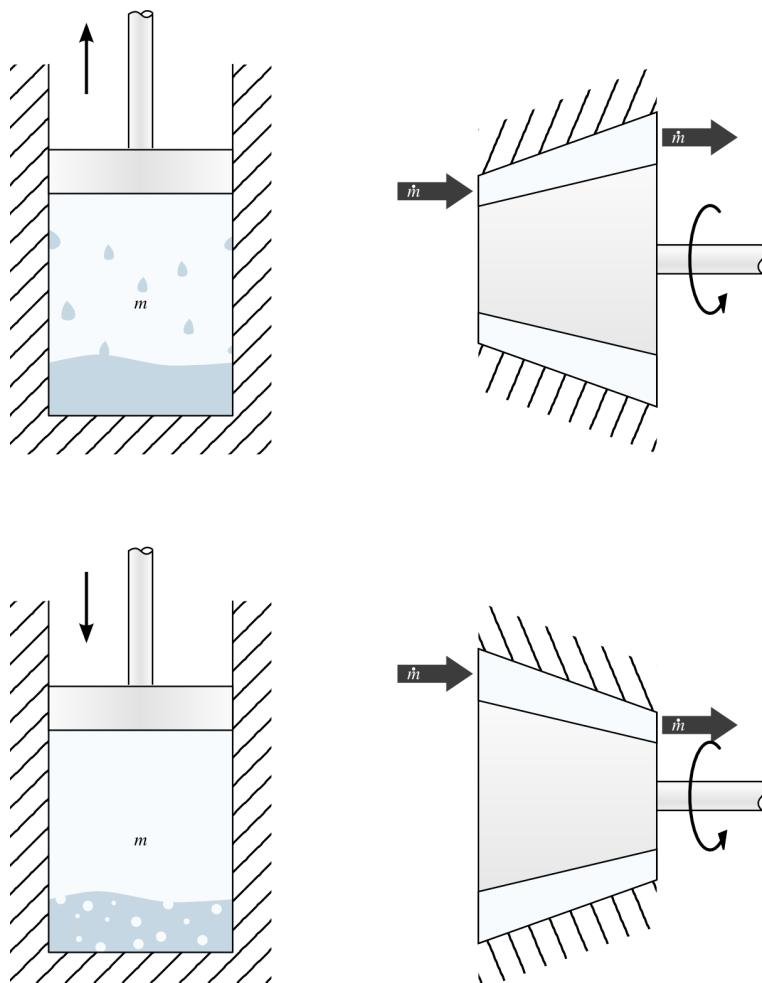


FIGURE 5.20 – Évolution adiabatique réversible (isentropique) d'un liquide/vapeur. En système fermé (à gauche) comme en système ouvert (à droite), le fluide est parfaitement isolé, de sorte qu'il n'y ait aucun transfert de chaleur, même si sa température varie.

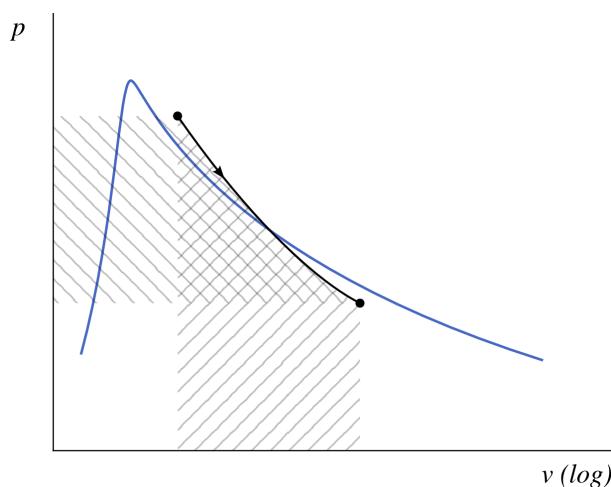


FIGURE 5.21 – Détente adiabatique réversible d'un liquide/vapeur, représentée sur un diagramme pression-volume.

Le travail s'exprime donc simplement :

$$w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u \quad (5/16)$$

pour toute évolution adiabatique en système fermé ;

$$w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h \quad (5/17)$$

pour toute évolution adiabatique en système ouvert.

Comment quantifier ce Δu ou ce Δh ? Prenons l'exemple d'une détente adiabatique, en partant de 40 bar et 500 °C. On tente d'extraire le maximum de travail de la vapeur avant de la rejeter à pression atmosphérique (1 bar).

- Si la détente est complètement irréversible (très brutale), alors le travail est de zéro. La vapeur est rejetée avec la même quantité d'énergie (u , h) qu'à l'entrée.
- Plus on effectue la détente lentement, et plus on reçoit de travail.
- Le meilleur cas – le travail maximal – correspond à une détente adiabatique réversible (infiniment lente).

Malheureusement, nous sommes encore incapables de quantifier cette quantité maximale de travail ! Il nous faudrait pour cela pouvoir quantifier l'énergie au sein de la vapeur au fur et à mesure qu'elle se détend. Nous savions faire cela avec un gaz parfait (et les angoissantes relations de type $(T_1/T_2)^{1/\gamma-1} = \dots$) mais nous n'avons pas de tel outil avec les liquides/vapeurs.

Plus tard, dans le chapitre 8 (*l'entropie*), nous verrons qu'une évolution adiabatique réversible se fait à **entropie** constante (c'est pour cela que nous ap-

pellerons ces transformations *isentropiques*), et nous nous servirons de ce phénoménal outil pour répondre à ces questions.

5.4.6 Évolutions arbitraires

Il faut bien garder en tête que l'on peut en pratique faire évoluer les propriétés d'un liquide/vapeur *de n'importe quelle façon arbitraire* (figure 5.22), exactement comme un gaz.

Nous nous sommes concentrés sur quatre évolutions particulières, parce qu'elles jouent chacune un rôle important, pour les physiciens et pour les ingénieurs, dans la conception des machines thermiques. En contrôlant astucieusement les transferts de chaleur et de travail, on peut bien sûr provoquer n'importe quelle évolution arbitraire.

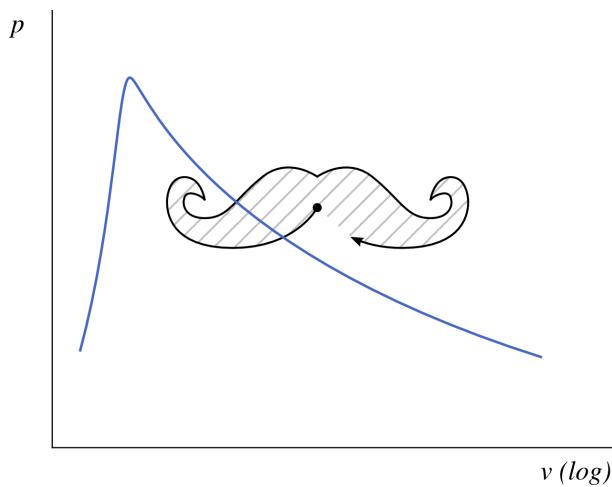


FIGURE 5.22 – Évolution entièrement arbitraire d'un liquide/vapeur représentée sur un diagramme pression-volume. Outre un sens de l'humour déplorable, une telle évolution requiert une combinaison extrêmement complexe de transferts de chaleur et de travail que l'étudiant/e est invité/e à se représenter.

5.5 Un peu d'histoire : le cheval-vapeur

Nous associons traditionnellement le mot *moteur* à la propulsion automobile : des machines fonctionnant avec de l'air et de l'essence. Pourtant, les tous premiers moteurs étaient tout autres. Lourds, lents, incroyablement volumineux, fonctionnant au charbon et à l'eau, ils ne servaient qu'à pomper de l'eau.

Revenons au début du XIX^e siècle. À cette époque, l'Europe se chauffe au charbon, que l'on extrait à grand peine des mines sans cesse inondées. On les désengorge en faisant travailler des chevaux, au travers d'un mécanisme de pompage primitif. Les premiers moteurs sont installés pour remplacer ces chevaux – mais ils ne sont pas moins coûteux, et demandent au moins autant d'attention !

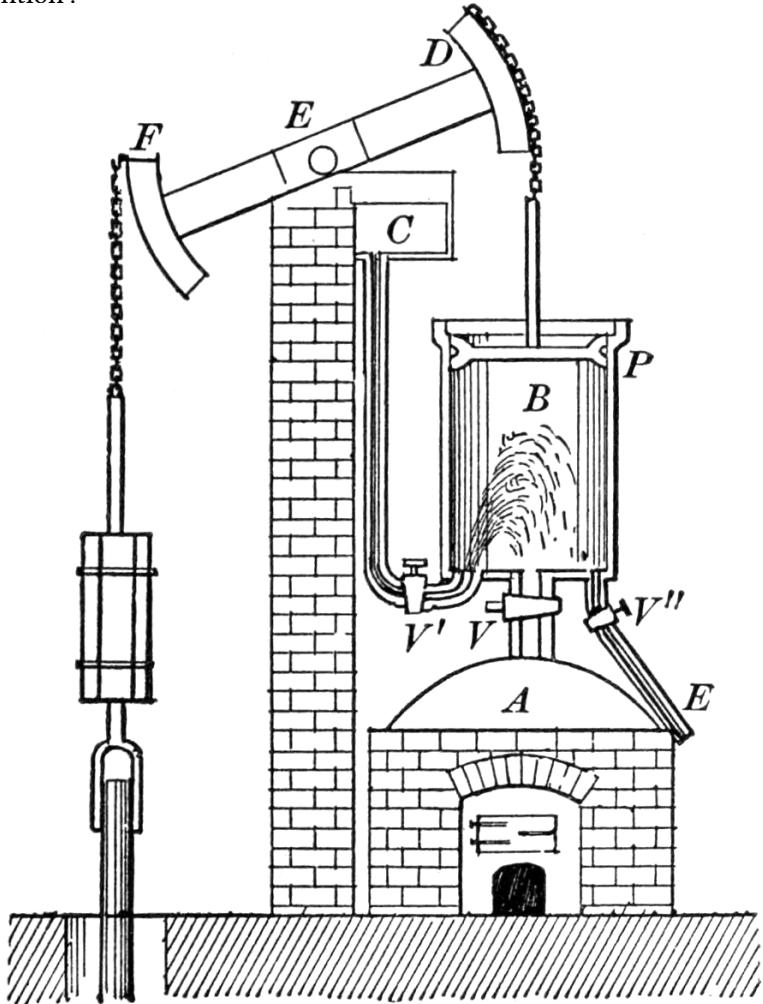


FIGURE 5.23 – Schéma de coupe d'un des premiers moteurs à vapeur (moteur Newcomen, ~1720). La condensation provoquée par injection d'eau dans le cylindre provoquait une chute de pression interne.

Dessin domaine public par Newton Henry Black & Harvey Nathaniel Davis, publié en 1913

Les technologies métallurgique (les cylindres sont en cuivre et travaillés à la main) et mécanique (les vannes doivent être ouvertes et fermées une à une manuellement tout au long du fonctionnement), toutes deux balbutiantes, cantonnent ces moteurs à des pressions de fonctionnement très faibles.

Pour ces moteurs, l'eau convient parfaitement. Lorsque la vapeur à pression modérée est refroidie (par exemple en y mêlant de l'eau liquide froide), elle se condense et sa pression chute brutalement (figure 5.23). C'est l'occasion d'entraîner un piston qui, soumis à la pression atmosphérique sur son autre face, pourra produire du travail. Ainsi, on pourrait presque parler de « moteurs à implosion », puisqu'ils font travailler l'atmosphère sur un cylindre de vapeur dépressurisée pour produire du travail.

Avec ce mode de fonctionnement, la différence de pression obtenue atteint au plus 1 bar, et la cadence est lamentablement faible. Mais l'ensemble fonctionne à température et pressions raisonnables, et les exploitants ne manquent ni de charbon, ni d'eau.

C'est un jeune employé de l'université de Manchester qui réalise le premier le potentiel de développement formidable qui s'offre au moteur. En étudiant un modèle réduit de moteur appartenant à l'université, il apporte une série de modifications qui vont doubler son rendement.

La première et la plus importante va être de séparer dans l'espace les phases de réchauffement et de refroidissement de la vapeur. Auparavant, la condensation par injection d'eau froide abaissait aussi la température du piston et du cylindre métalliques, qu'il fallait, à chaque cycle, réchauffer, avec un coût en chaleur important. Désormais, la vapeur est refroidie dans une chambre maintenue à basse température par immersion dans l'eau (figure 5.24), tandis que le cylindre moteur est maintenu à haute température au-dessus de la chaudière.

La seconde modification va être d'exploiter les deux faces du piston. En utilisant un système de conduites contrôlées par des vannes, il devient possible d'augmenter la différence de pression animant le mouvement du piston. Tandis que la vapeur se condense à 0,2 bar d'un côté, l'autre face subit désormais la pression de la vapeur à 1,4 bar. Non seulement le travail fourni à chaque mouvement de piston est augmenté, mais en plus, la cadence (et ainsi la puissance) est doublée, puisque le piston est moteur en se déplaçant vers le haut comme vers le bas.

Pour finir, une série d'automatismes mécaniques réduisent l'attention qu'il est nécessaire d'apporter à la formidable machinerie ainsi assemblée. Le volant d'inertie maintient la cadence, l'ouverture des vannes est mécaniquement liée à l'avancement du moteur, et le régulateur centrifuge à boules, hérité des moulins à eau et ainsi devenu célèbre, évite l'emballage ou le calage.

Le jeune laborantin, qui porte le nom de James Watt, trouve la fortune en s'associant avec un fabricant de canons expert en chaudronnerie, Matthew

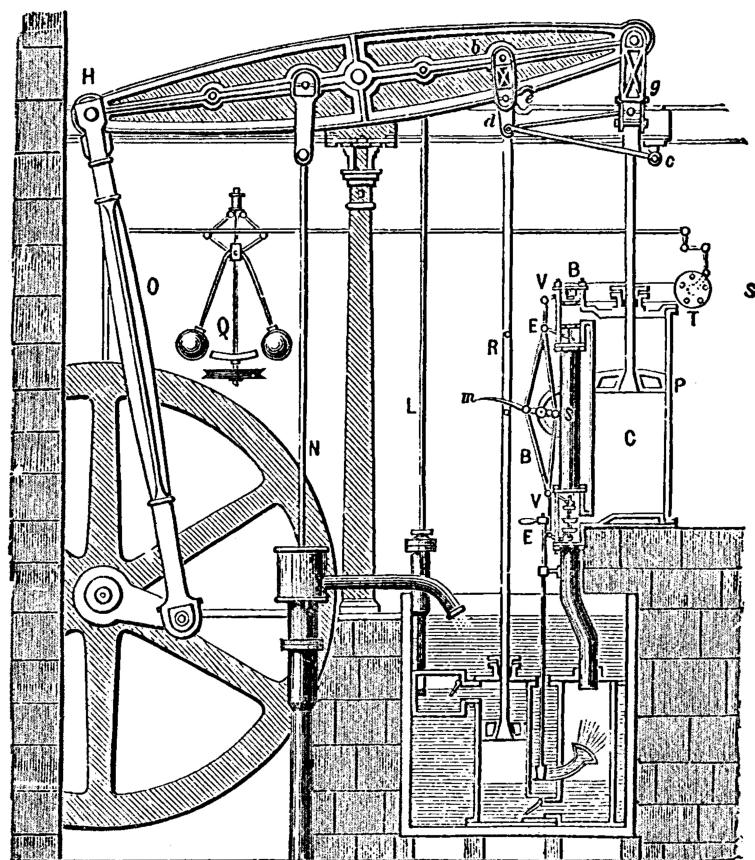


FIGURE 5.24 – Le moteur de *Boulton & Watt* avec condensation séparée et piston double-face.

Dessin domaine public par Robert Henry Thurston (1878)

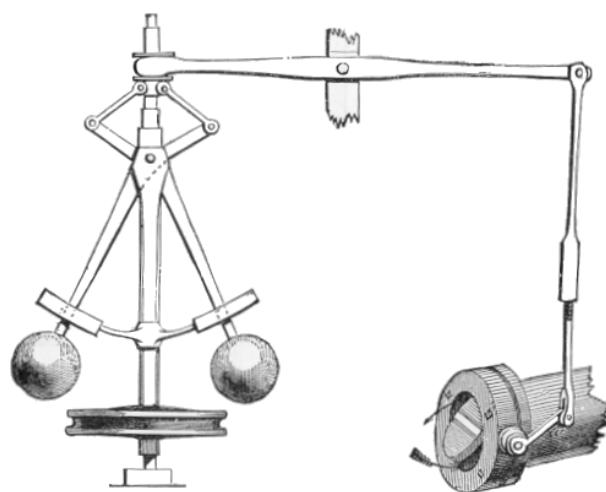


FIGURE 5.25 – Le régulateur à boules, mécanisme provenant des moulins à vent et intégré aux moteurs à vapeur par James Watt.

Dessin domaine public par R. Routledge (1900)

Boulton. La suite est sans équivoque : *Boulton & Watt* s'arrogeront une part énorme du marché naissant des machines thermiques.

Leur succès, hélas viendra bien moins des innovations technologiques apportées que des procès retentissants menés pour les monétiser. Car les deux partenaires excellent dans le relationnel politique, et surtout dans l'univers particulier des brevets et des *royalties* qui en tombent. Les deux écossais à haut-de-forme touchent par exemple un pourcentage sur les économies de charbon engendrées par les machines qu'ils vendent au travers le pays. Et il faudra près d'une quinzaine d'années pour que s'ouvre enfin à tous la possibilité légale, au Royaume-Uni, d'utiliser la « puissance expansive de la vapeur », procédé sournoisement breveté par les deux associés !

Quoi qu'il en soit, le comité SI attribua à la puissance l'unité *watt* en 1960. Elle détrôna alors le *cheval-vapeur* (*horsepower*)... introduit par ledit James près d'un siècle plus tôt, pour comparer ses machines aux chevaux de trait qu'elles remplaçaient.

$$\begin{aligned}1 \text{ ch}_{\text{impérial}} &\equiv 33\,000 \text{ ft lb}_f \text{ min}^{-1} \\&= 745,6999 \text{ W}\end{aligned}$$

5.6 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

E5.1 Température et pression d'ébullition

Un/e étudiant/e voyage à bord d'un avion de ligne et se voit servir une boisson chaude (figure 5.26) par l'équipage ; la boisson est presque à ébullition. Il/elle en mesure la température à 88,2 °C.

1. Quelle est la pression dans la cabine ?

L'avion subit une dépressurisation rapide et la pression de la cabine s'égalise avec la pression atmosphérique locale (17,2 kPa). L'étudiant/e enfile son masque à oxygène et constate avec déplaisir que la boisson, qui refroidit, s'est mise à bouillir.

2. À quelle température l'ébullition cessera-t-elle ?

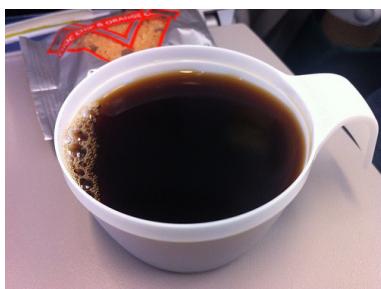


FIGURE 5.26 – Boisson chaude aérienne au goût non identifié.

photo CC-BY par l'utilisateur·rice Flickr notbrucelee

E5.2 Évaporation d'eau

1. Combien faut-il de chaleur pour évaporer entièrement une casserole d'eau ? Le récipient contient 2,5 L d'eau à 10 °C, et la pression atmosphérique ambiante est de 1 bar.
2. Représentez qualitativement l'évolution de l'eau sur un diagramme température-volume (en y représentant la courbe de saturation).
3. Le réchauffement est effectué avec une plaque électrique de 1 500 W. Combien de temps faut-il pour vaporiser l'eau, et quel est le coût engendré par l'expérience ? L'opérateur facture 0,15€ par kWh et les pertes de la plaque dans la pièce sont de l'ordre de 10 %.



FIGURE 5.27 – Expérience de physique ordinaire

photo CC-BY par Indi Samarajiva

E5.3 Exercice simple de cours

Décrivez très brièvement une expérience permettant de réchauffer à température constante une masse fixe d'eau liquide sous-refroidie. Représentez qualitativement l'évolution sur un diagramme pression-volume (en y représentant la courbe de saturation).

E5.4 Génération de vapeur à haute pression

Un procédé industriel chimique nécessite l'apport d'un débit de vapeur de 2 kg s^{-1} à 6 bar et 875 °C. La machine en charge de fournir cette vapeur est alimentée par une canalisation d'eau liquide pressurisée à 10 °C et 6 bar.

1. Quelles puissances sous forme de travail et de chaleur sont nécessaires pour générer ce débit ?
2. Tracez qualitativement l'évolution subie par l'eau sur un diagramme température-volume.

E5.5 Tout est dans le bouchon

Un/e étudiant/e décide de maintenir une alimentation équilibrée, et fait cuire des aliments dans un autocuiseur (couramment appelé « cocotte-minute », figure 5.28).

La soupape (couramment appelée « bouchon ») de l'autocuiseur pèse 216 g ; elle est posée sur un conduit d'échappement de diamètre 5 mm. La pression atmosphérique ambiante est de 1,1 bar.

1. À quelle température l'autocuiseur permet-il de faire cuire les aliments ?
2. Quelle température et quelle pression une personne pourrait-elle générer à l'intérieur de l'autocuiseur en appuyant sur la soupape ? Comment empêcher un accident ?



FIGURE 5.28 – Autocuiseur ou cuiseur à pression, couramment appelé « cocotte-minute » en France.

Photo CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons rama

E5.6 Un premier moteur à vapeur

Un/e ingénieur/e expérimente avec de la vapeur d'eau, dans l'idée de mettre au point un petit moteur très simple (figure 5.29)

Il/elle insère 2 L d'eau liquide à 20 °C dans un grand cylindre. L'eau est comprimée à 2 bar par un piston.

Il/elle chauffe l'eau, et le piston se déplace en maintenant la pression constante, jusqu'à ce que le volume ait atteint 300 L.

1. Tracez qualitativement l'évolution suivie par le fluide sur un diagramme pression-volume ou température-volume.
2. Quel a été le travail effectué ?
3. Combien de chaleur a-t-il fallu apporter ?
4. Quels seraient les transferts de travail et de chaleur si la détente était poursuivie jusqu'à 4 500 L ?

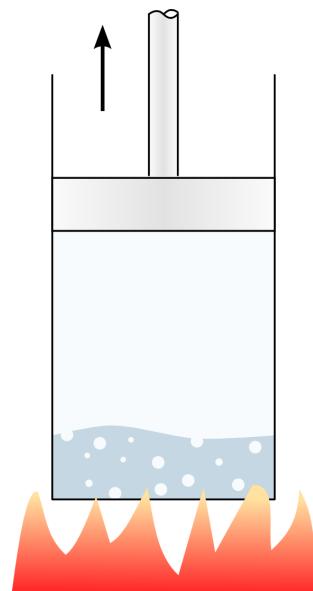


FIGURE 5.29 – Un concept très simple de moteur à vapeur

E5.7 Pompage d'eau

Une pompe à eau est installée pour prélever de l'eau à 5 °C située dans un réservoir en contrebas (figure 5.30).

1. Jusqu'à quelle hauteur peut-on effectuer le pompage ?
2. Comment pourrait-on procéder pour pomper l'eau à plus grande hauteur ?

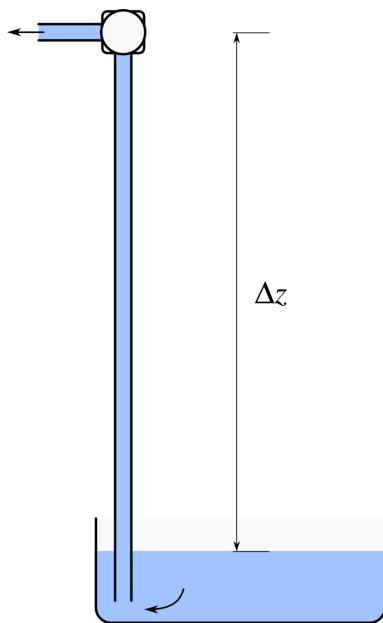


FIGURE 5.30 – Pompage d'un réservoir d'eau situé en contrebas. La première observation de la limite de hauteur calculée dans cet exercice est faite en 1630 par Giovanni Battista Baliani.

CC-0

E5.8 Turbine à vapeur sur installation légère

Une entreprise développe une petite centrale à vapeur pouvant être embarquée dans un container de taille standard. Une fois reliée à une chaudière externe, elle est capable de convertir de la chaleur provenant de combustibles peu raffinés (comme le bois, le papier ou le charbon) en électricité, avec une efficacité intéressante.

Au sein de cette centrale, la turbine est adiabatique et admet 5 t h^{-1} de vapeur à 90 bar et 510°C en provenance de la chaudière. La pression de sortie est (à peine supérieure à) la pression atmosphérique (nous prendrons 1 bar). Un/e ingénieur prévoit¹ que l'énergie interne spécifique de la vapeur sera alors de $2\,676,6 \text{ kJ kg}^{-1}$.

La turbine est mécaniquement connectée à une génératrice de courant d'efficacité 85 %.

- Quelle est la puissance électrique dégagée par la génératrice ?

À l'autre extrémité du container, une pompe électrique (seul autre élément mécanique de l'installation) récupère l'eau condensée à l'état de liquide saturé (1 bar) et augmente à nouveau sa pression jusqu'à 90 bar pour alimenter la chaudière. On considère que lors du pompage, le

1. Nous pourrons aussi faire cela après le chapitre 8 (*l'entropie*).

volume spécifique de l'eau varie de façon négligeable, et que la compression est réversible.

- Quelle puissance électrique est prélevée pour alimenter la pompe ?

E5.9 Le baril écrasé

Pour effectuer une démonstration de physique, un groupe d'étudiants porte de l'eau dans un ancien baril de pétrole (contenance 208 L, hauteur 88 cm) à ébullition, à pression ambiante.

Le baril est retiré de la source de chaleur et est fermé de façon hermétique. Le but de l'expérience est bien sûr de le voir se contracter suite au changement d'état de l'eau à l'intérieur.

- Quelle dépression peut-on atteindre à l'intérieur du baril en le laissant se refroidir ?
- Quelle serait alors la force verticale s'appliquant sur la paroi supérieure du baril ?

Et pour ceux qui souhaitent poursuivre :

- Il reste 5 L de liquide au fond du baril à la fermeture du bouchon. Quel est le titre de la vapeur ?
- Quelle masse de vapeur s'est condensée pendant le refroidissement ?
- Combien a-t-il fallu retirer de chaleur pour atteindre la dépression finale ?

E5.10 Moteur Newcomen

À leur époque, autour de 1720, les moteurs Newcomen (figure 5.23) étaient à la pointe de la technologie. On insérait dans un grand cylindre (hauteur 1 m, diamètre 1,5 m) de la vapeur à peine surchauffée (1 bar, 250 °C). Puis, on refroidissait cette vapeur (en faisant rentrer de l'eau liquide à pression et température atmosphériques), en maintenant la pression interne à 0,1 bar. Le piston redescendait ainsi en fournissant du travail.

1. Tracez l'évolution suivie par l'eau sur un diagramme pression-volume ou température-volume, en y indiquant la courbe de saturation.
2. Quelle quantité de travail est dégagée par le moteur pendant la descente du piston ?
3. Avant de pouvoir effectuer la descente, quelle quantité de chaleur a-t-il fallu pour amener l'eau dans le cylindre (l'eau disponible étant à 1 bar, 10 °C) ?
4. Quel est ainsi le rendement du moteur, si l'on néglige toutes les autres pertes de chaleur ?

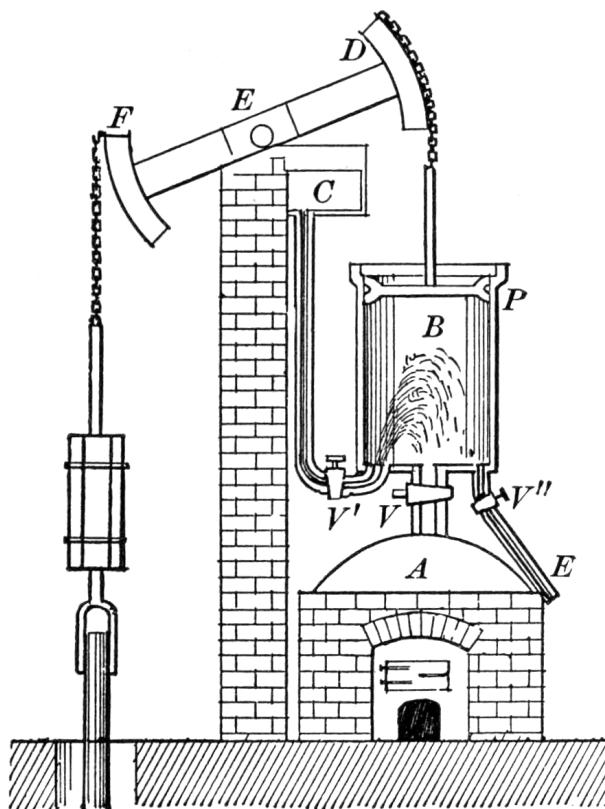


FIGURE 5.31 – L'ingénieux moteur atmosphérique de Newcomen, premier véritable succès de la motorisation vapeur.

schéma domaine public (pub. 1913 in Practical physics for secondary schools. Fundamental principles and applications to daily life) par Newton Henry Black et Harvey Nathaniel Davis

E5.11 Condenseur de centrale à vapeur

Dans une centrale électrique de grande puissance, le condenseur est en charge de récupérer l'eau à la sortie des turbines, et de lui retirer de l'énergie pour qu'elle puisse retourner à l'état liquide et ré-intégrer le circuit pompes → chaudières → turbines. L'eau du circuit (180 t h^{-1}) arrive à 0,5 bar avec un volume spécifique de $3,1247 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$; elle doit repartir à la même pression, à l'état de liquide saturé.

Pour extraire de la chaleur à l'eau de la centrale, les condenseurs utilisent un circuit d'eau secondaire provenant directement d'une rivière. On y préleve de l'eau à 10 °C.

Pour réduire l'impact écologique de la centrale, on souhaite rejeter l'eau secondaire dans la rivière à une température égale ou inférieure à 35 °C.

1. Quel débit d'eau secondaire doit-on prélever en rivière ?
2. Pour limiter les rejets de chaleur en rivière, où (et comment) rejette-t-on aussi la chaleur du condenseur ?

E5.12 Catapulte de porte-avions

Une catapulte à avions est montée sur un navire militaire (figure 5.32). Elle est constituée d'un réservoir de vapeur connecté à un long cylindre, dans lequel glisse un piston entraînant l'avion au décollage.

Au début du catapultage, la vapeur est à 140 bar et 700 °C. Après une brève course de 50 m, l'avion a quitté le pont et la vapeur est à 4 bar et 410 °C.

1. Quelle énergie la catapulte a-t-elle fourni à l'avion par kilo de vapeur ?
2. Quelles doivent être le diamètre du piston, et la masse totale de vapeur, pour que la poussée fournie à l'avion soit toujours supérieure à 2,5 t ?
3. (question à laquelle nous ne savons pas encore répondre) Quelle est la quantité maximale d'énergie que la catapulte aurait pu fournir à l'avion en laissant la vapeur se détendre ?

E5.13 Turbine de centrale nucléaire

Dans une centrale nucléaire, la génératrice d'électricité est entraînée par une turbine à vapeur (figure 5.33). La majorité de la vapeur (chauffée par le réacteur nucléaire) traverse l'entièreté de la turbine. Toutefois, au milieu de la turbine, on procède à un prélèvement de vapeur. Il permet, d'une part, de réchauffer l'eau d'une autre partie du circuit, et d'autre part, de contrôler précisément le débit de masse en circulation. La turbine est ainsi divisée en deux sections en série. Le débit total à l'entrée est de 317 th^{-1} de vapeur.

On mesure les propriétés de vapeur suivantes :

Entrée : 120 bar ; 565°C

Prélèvement : 10 bar ; 250°C ; $1,2 \text{ kg s}^{-1}$

Sortie : 1 bar ; 115°C

Quelle est la puissance mécanique fournie par la turbine ?

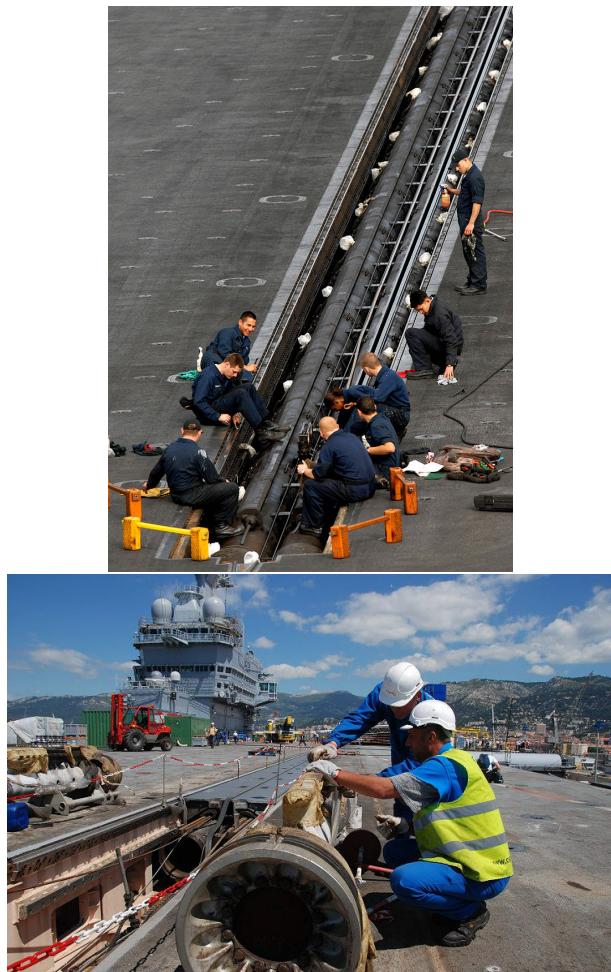


FIGURE 5.32 – Cylindre d'une catapulte à vapeur du USS Abraham Lincoln (gauche), et piston d'une catapulte à vapeur du Charles de Gaulle (droite).

*Photo 1 domaine public par Geoffrey Lewis, U.S. Navy
Photo 2 CC-BY-SA par Jean-Michel Roche, Netmarine.net*



FIGURE 5.33 – Une des turbines de la centrale nucléaire russe de Balakovo (puissance approx. 1 GW), en maintenance (haut) et en installation (bas).

photo 1 et 2 CC-BY-SA The Centre of the Public Information Balakovo NPP

Résultats

5.1 0,67 bar ; 56,8 °C (berk!)

5.2 0,29€ (en 1 h et 21 min)

5.4 $\dot{Q}_{1 \rightarrow 2} = +8,59 \text{ MW}$, $\dot{W}_{1 \rightarrow 2} = 0 \text{ W}$

5.5 1) 121,37 °C (ne pas oublier la pression atmosphérique)

5.6 2) $W_{2 \rightarrow 4} = -59,6 \text{ kJ}$

3) $Q_{1 \rightarrow 2} = +1\,585,2 \text{ kJ}$ (on a $x_4 = 0,1697$)

4) $W_{2 \rightarrow 5} = -899,6 \text{ kJ}$ et $Q_{2 \rightarrow 5} = +7\,694,3 \text{ kJ}$

5.7 $\Delta p_{\text{ébullition}} = 9,9127 \cdot 10^4 \text{ Pa}$, $\Delta z_{\text{ébullition}} = 10,1 \text{ m}$

5.8 $\dot{W}_{\text{électrique}} = -605,8 \text{ kW}$; $\dot{W}_{\text{pompe}} = +12,9 \text{ kW}$

5.9 1) Si on atteint $T_{\text{final}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta p_{\text{max}} = -9,575 \cdot 10^4 \text{ Pa}$

2) 22,6 kN (le baril sera bien sûr écrasé avant)

4) $x_1 = 0,02408$, $x_2 = 7,328 \cdot 10^{-4}$; $Q_{1 \rightarrow 2} = -1,878 \text{ MJ}$

5.10 2) $W_{\text{piston} \rightarrow \text{arbre}} = -159 \text{ kJ}$

3) $Q_{\text{réchauff}} = +2\,185 \text{ kJ}$

4) $\eta = 7,28 \%$.

5.11 $\dot{m}_{\text{secondaire}} = 1\,062,4 \text{ kg s}^{-1}$

5.12 1) $w_{1 \rightarrow 2} = -433,1 \text{ kJ kg}^{-1}$

2) $D_{\text{min.}} = 32,26 \text{ cm}$, $m = 5,243 \text{ kg}$ (attention à tenir

compte de la pression atmosphérique)

5.13 $\dot{W}_{1 \rightarrow 3} = -71 \text{ MW}$

CHAPITRE 6

Cycles thermodynamiques

— *ou* —
Concis de sorcellerie mécano-thermique

6.1	Conventions de signe	169
6.2	Transformer chaleur et travail	171
6.2.1	Construire des cycles thermodynamiques	171
6.2.2	Produire un travail à partir de chaleur	171
6.2.3	Extraire de la chaleur avec du travail	174
6.3	Rendement des cycles	176
6.3.1	Rendement d'un moteur	177
6.3.2	Rendement d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur	178
6.3.3	Rendement d'une pompe à chaleur	179
6.3.4	De la faible performance des machines	181
6.4	Exercices	182

LE CHAPITRE 6 EN BREF

Lorsqu'on chauffe un fluide comprimé, il fournit plus de travail à la détente qu'on en avait dépensé à la compression. En détendant un fluide, on fait chuter sa température et on peut ainsi absorber de la chaleur d'un corps plus « froid ». Avec ces deux méthodes, on transforme chaleur en travail et inversement.

Introduction

Grâce aux chapitres 4 et 5, nous avons appris à quantifier les propriétés des fluides en fonction de leur état. Nous pouvons désormais les utiliser dans des cycles dans lesquels nous transformons chaleur en travail. Ce chapitre 6 (*cycles thermodynamiques*) se propose d'étudier cette notion de cycle, en répondant à deux questions :

- Comment fonctionnent les moteurs, réfrigérateurs et pompes à chaleur ?
- Comment quantifier leur efficacité ?

6.1 Conventions de signe

Il nous faut, hélas, une fois de plus convenir de quelques notations graphiques et de signe avant de s'attaquer au corps du sujet.

Dans ce chapitre, nous étudierons tant des machines thermiques à l'intérieur desquelles une quantité fixe de fluide est captive (mieux étudiées à l'aide d'un système fermé, *cf.* le chapitre 2), que des machines à l'intérieur desquelles le fluide circule en continu (mieux étudiées à l'aide d'un système ouvert, *cf.* le chapitre 3).

Nos conventions graphiques pour représenter ces machines sont décrites en figures 6.1 et 6.2.

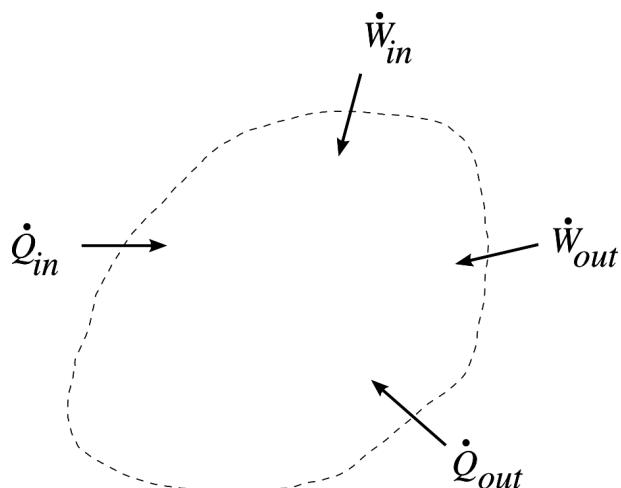


FIGURE 6.1 – Convention graphique utilisée jusqu'à présent. La quantité de masse à l'intérieur de la machine est fixe, et elle fonctionne de façon continue. Nous avons $\dot{W}_{in} + \dot{W}_{out} + \dot{Q}_{in} + \dot{Q}_{out} = 0$

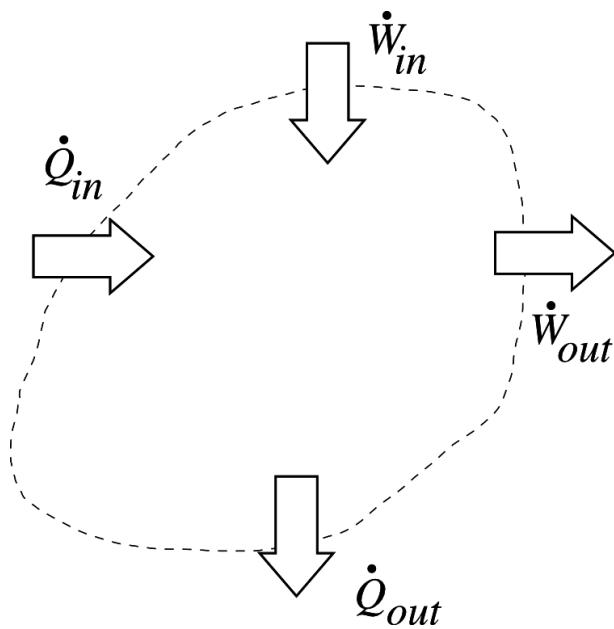


FIGURE 6.2 – Nouvelle convention graphique. **Les larges flèches blanches indiquent le sens physique des transferts.**

Par exemple, W_{out} étant négatif (car sortant), il est représenté par une large flèche sortante. Cette convention est plus intuitive pour décrire le fonctionnement des machines, mais également moins commode pour quantifier mathématiquement les transferts.

La somme du travail reçu et fourni par une machine est nommé le *travail net*¹. Le concept est illustré en figure 6.3.

$$\begin{aligned} W_{\text{net}} &\equiv W_{\text{in}} + W_{\text{out}} \\ \dot{W}_{\text{net}} &\equiv \dot{W}_{\text{in}} + \dot{W}_{\text{out}} \\ w_{\text{net}} &\equiv w_{\text{in}} + w_{\text{out}} \end{aligned} \tag{6/1}$$

On définit la *chaleur nette* de la même façon :

$$\begin{aligned} Q_{\text{net}} &\equiv Q_{\text{in}} + Q_{\text{out}} \\ \dot{Q}_{\text{net}} &\equiv \dot{Q}_{\text{in}} + \dot{Q}_{\text{out}} \\ q_{\text{net}} &\equiv q_{\text{in}} + q_{\text{out}} \end{aligned} \tag{6/2}$$

Ainsi, par exemple, un moteur automobile reçoit une chaleur nette positive et produit un travail net négatif.

1. Attention, il est aisément de confondre le travail net (en anglais, *net work*) avec le travail brut (*gross work*), soit $\dot{W}_{\text{brut}} \equiv |\dot{W}_{\text{out}}|$). Le travail net peut être positif ou négatif, en fonction du type de machine.

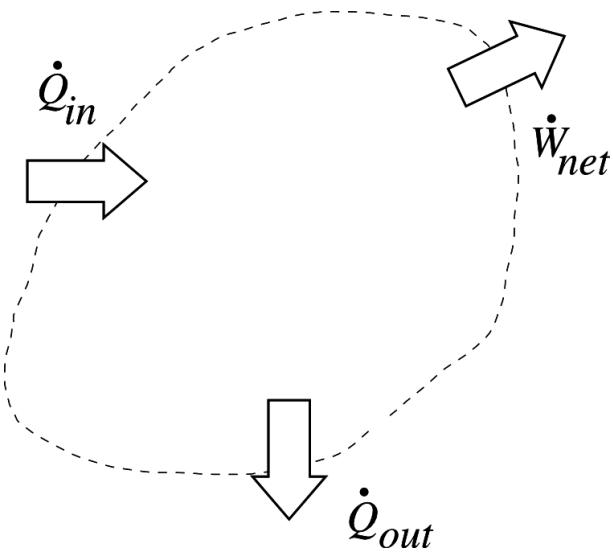


FIGURE 6.3 – Les transferts de la figure 6.2 représentés différemment. Le travail rentrant \dot{W}_{in} et le travail sortant \dot{W}_{out} sont regroupés en un seul transfert, le travail net \dot{W}_{net} .

6.2 Transformer chaleur et travail

6.2.1 Construire des cycles thermodynamiques

Si nous voulons qu'une machine fonctionne en continu, il faut qu'elle ramène le fluide qu'elle contient dans l'état où il était au début de son fonctionnement.

Par exemple, il est aisément de refroidir une pièce avec une bouteille d'air comprimé (il suffit de la laisser travailler dans une détente pour que sa température chute) ; mais si nous voulons refroidir la pièce en continu, alors il nous faut aussi tenir compte de l'énergie nécessaire pour *ramener* l'air dans la bouteille, à sa température initiale, à la fin du processus.

Lorsque le fluide est ramené à son état initial (même température, même pression, même énergie interne), on dit qu'il a parcouru un cycle thermodynamique complet (§2.3). Tous les cycles ne sont pas équivalents. Nous allons assembler différentes évolutions pour les construire.

6.2.2 Produire un travail à partir de chaleur

Le raisonnement à l'origine du fonctionnement de n'importe quel moteur est assez simple. Lorsque l'on chauffe un fluide, sa pression et son volume ont tendance à augmenter ; on peut exploiter cela en lui faisant fournir un travail.

Avant de ramener le fluide à son volume initial, on le refroidit. Ainsi, on dépense moins de travail au chemin retour que l'on en a obtenu à l'aller. L'ensemble aura donc *produit* du travail et absorbé (plus exactement, *transformé*) de la chaleur.

Il existe de multiples façons de faire évoluer un fluide pour transformer de la chaleur en travail, mais toutes comportent quatre transferts énergétiques, comme représenté en figures 6.4 et 6.5. En fonction des contraintes technologiques et pratiques, certains de ces transferts peuvent être effectués simultanément.

La machine requiert un investissement extérieur sous forme de travail, \dot{W}_{in} , pour la compression ; elle fournira, sous forme de travail également, une puissance \dot{W}_{out} plus grande, lors de la détente.

Il est bien sûr possible de relier mécaniquement les sections consommant et fournissant de l'énergie, comme représenté en figures 6.6 et 6.7. L'ensemble fournit alors directement une puissance nette \dot{W}_{net} .

En fonction des applications, certaines modifications sont apportées, par exemple :

- Dans un moteur à explosion, le cycle n'est pas effectué de façon continue mais par brèves évolutions successives ;
- La plupart des moteurs à air ne contiennent pas de « refroidisseur » proprement dit. En effet, l'air étant disponible en abondance, il est plus simple de le rejeter dans l'atmosphère plutôt que de le laisser refroidir à l'intérieur du moteur¹. Le refroidissement a alors lieu en dehors du moteur physique. Le moteur perd de la chaleur avec l'air qu'il rejette ; cette perte est quantifiée exactement comme si on utilisait un refroidisseur interne².

1. On pourra aussi mentionner que cela permet de ré-alimenter les cylindres avec de l'air oxygéné et sans déchets de combustion.

2. En termes thermodynamiques, on pourrait dire que l'atmosphère fait partie du moteur : elle ramène le fluide à son état initial en le refroidissant à pression constante.

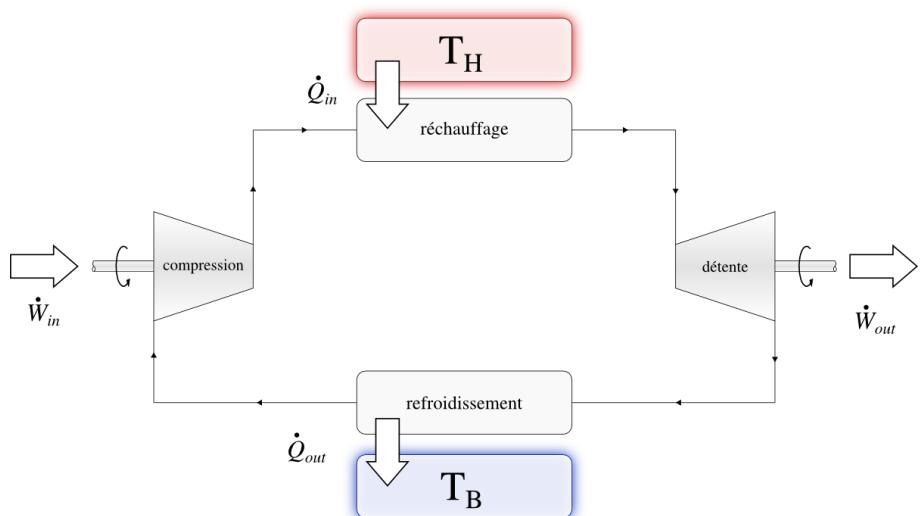


FIGURE 6.4 – Cycle thermodynamique moteur, avec un circuit continu. La somme nette du travail (soit $\dot{W}_{in} + \dot{W}_{out}$) est négative, c'est-à-dire que le fluide fournit une puissance \dot{W}_{net} à l'extérieur..

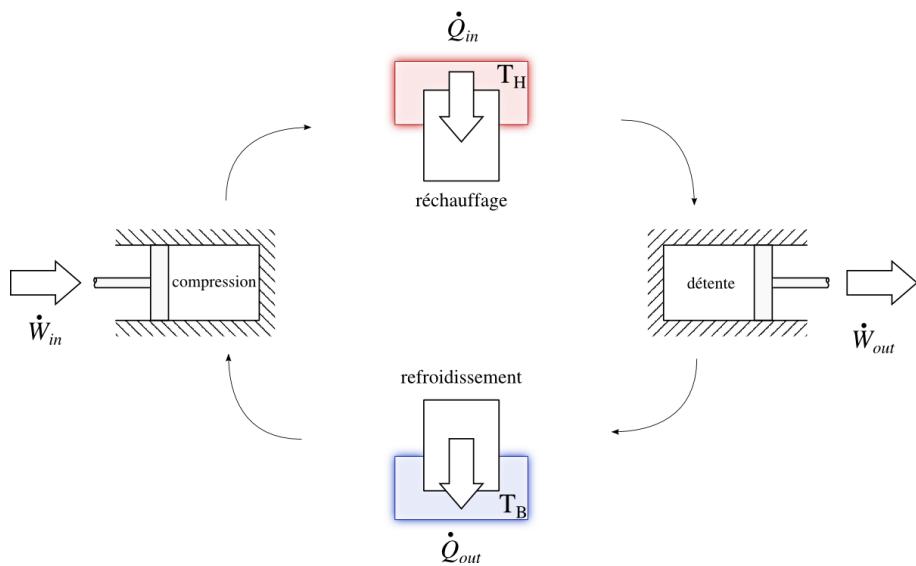


FIGURE 6.5 – Cycle thermodynamique moteur avec quatre évolutions successives.

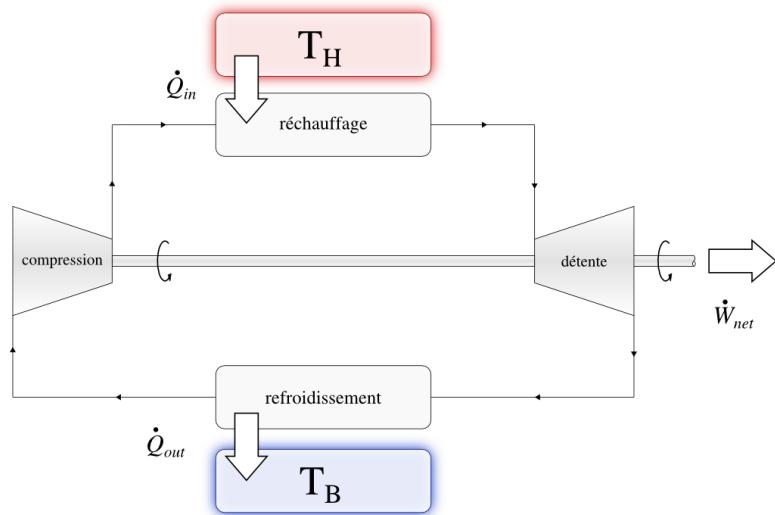


FIGURE 6.6 – Cycle thermodynamique moteur, pour lequel le compresseur et la turbine sont reliés mécaniquement. La somme nette du travail (soit $\dot{W}_{in} + \dot{W}_{out}$) est négative, c'est-à-dire que le fluide fournit une puissance \dot{W}_{net} à l'extérieur.

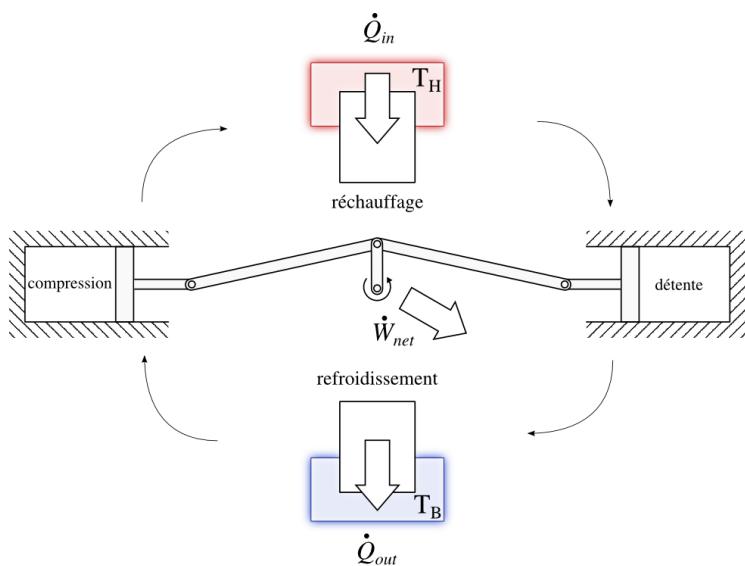


FIGURE 6.7 – Dans le moteur de la figure 6.5, on peut relier mécaniquement la phase de compression et de détente, comme schématisé ici.

6.2.3 Extraire de la chaleur avec du travail

Lorsque l'on fournit du travail à un fluide, sa température augmente,¹ et il peut ainsi fournir de la chaleur à un corps qui était initialement plus « chaud » que lui.

À l'inverse, lorsque l'on détend un fluide, sa température baisse,² et il peut ainsi capter de la chaleur à un corps qui était initialement plus « froid » que lui.

Lorsque ces étapes sont combinées en un cycle, nous obtenons le principe de fonctionnement d'un *réfrigérateur* : on *extrait de la chaleur de l'intérieur* d'un récipient (basse température) et on la rejette à l'extérieur (à plus haute température). Le fonctionnement d'un réfrigérateur est décrit en figures 6.8 et 6.9.

On peut aussi positionner la machine différemment. La chaleur est alors *extraite de l'extérieur* (milieu à basse température) d'un bâtiment, et rejetée à l'intérieur de l'habitation (milieu à plus haute température). C'est le principe de la *pompe à chaleur*, que l'on appelle parfois *thermopompe*.

On voit qu'une pompe à chaleur n'est rien de plus qu'un réfrigérateur positionné de sorte qu'il « refroidisse l'extérieur ».

1. C'est strictement vrai pour un gaz parfait. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5 (*liquides et vapeurs*), les liquides/vapeurs suivent aussi cette tendance mais connaissent une phase à température constante entre leurs points de saturation.

2. La même remarque s'applique ici.

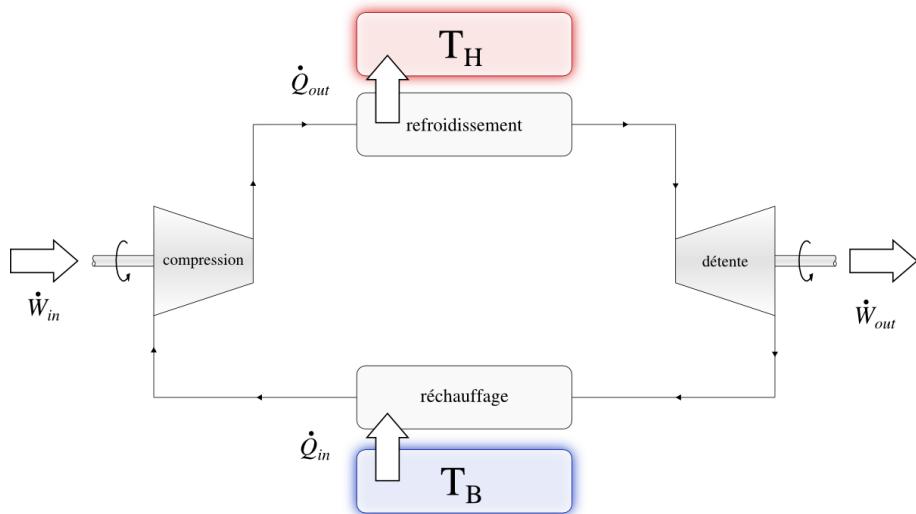


FIGURE 6.8 – Cycle thermodynamique de refroidissement en cycle continu.

Le travail net \dot{W}_{net} est positif, c'est-à-dire que la machine doit être alimentée en travail par l'extérieur. De la chaleur \dot{Q}_{in} est captée du corps « froid » à température T_B , et de la chaleur \dot{Q}_{out} est transmise au corps « chaud » (à température T_H).

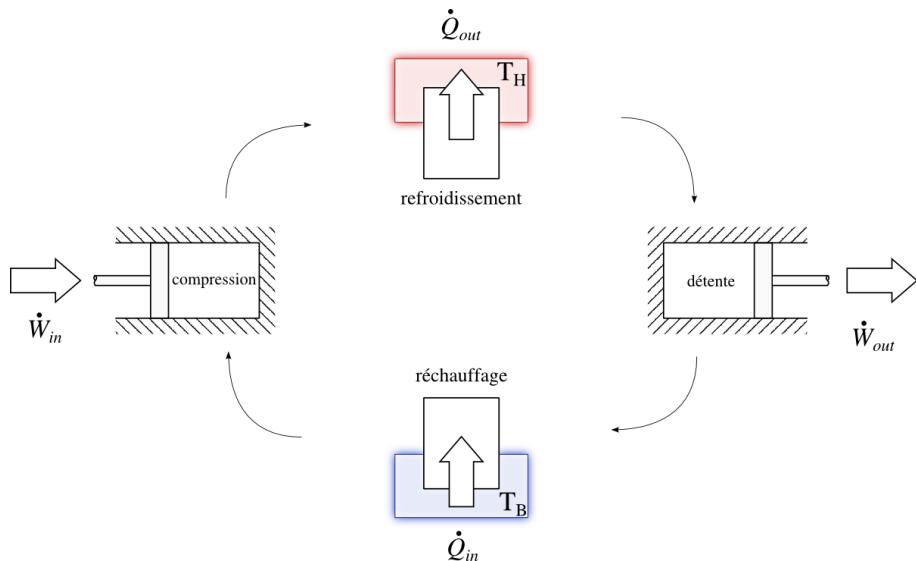


FIGURE 6.9 – Cycle thermodynamique de refroidissement en évolutions successives.

En pratique dans les systèmes de réfrigération, on ne cherche pas toujours à produire un travail dans la phase de détente. Il est en effet souvent plus économique d'utiliser une simple soupape que d'extraire et acheminer du travail mécanique au travers de la machine.

Cette soupape, en termes thermodynamiques, permet d'effectuer une détente irréversible, augmentant le volume et baissant la pression sans extraire de travail. Dans le cas d'un gaz parfait, cela n'aura aucun effet sur la température¹ (et donc aucun intérêt pratique) ; mais pour les mélanges liquide-vapeur, c'est un moyen technologiquement simple de faire chuter la température. Cette modification est décrite en figure 6.10.

6.3 Rendement des cycles

Le *rendement* d'une machine thermique compare le transfert ou la transformation utile qu'elle effectue, avec le coût énergétique qu'elle engendre. Nous retiendrons la définition de principe suivante :

$$\eta \equiv \left| \frac{\text{transfert utile}}{\text{dépense énergétique}} \right| \quad (6/3)$$

Pour chacun des trois types de machines thermiques, nous allons définir et quantifier ce « transfert utile » et cette « dépense énergétique ».

1. Revoir à ce propos le principe de Joule étudié en section §4.3.1

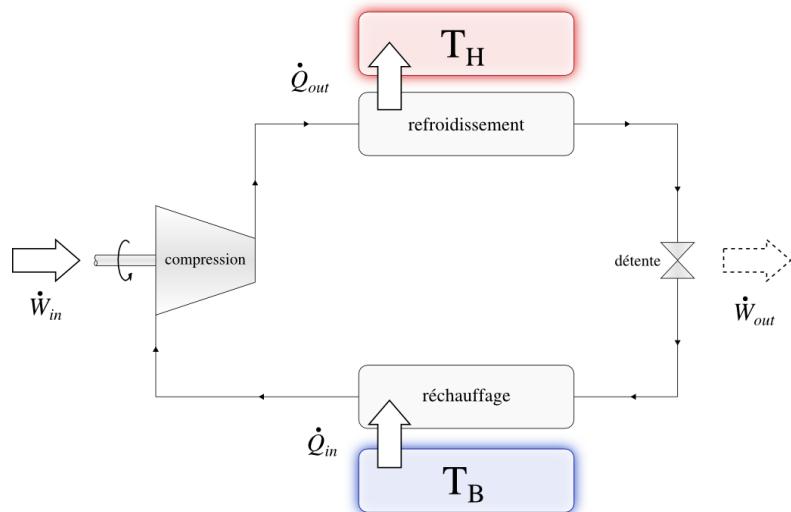


FIGURE 6.10 – Cycle de refroidissement modifié. Dans le cas de mélanges liquide-vapeur, il est possible de se dispenser d'extraire du travail lors de la détente. L'utilisation d'une simple soupape suffit pour faire baisser la température du fluide.

6.3.1 Rendement d'un moteur

La fonction d'un moteur thermique standard, comme ceux que l'on trouve à bord des automobiles ou dans les centrales électriques, est de produire du travail, c'est-à-dire une quantité \dot{W}_{net} négative (figure 6.11). La dépense engendrée pour générer ce travail est la chaleur qu'il reçoit, c'est-à-dire la quantité \dot{Q}_{in} (provenant usuellement de la combustion de carburant ou de la fission de noyaux atomiques).

D'après la définition 6/3 le rendement du moteur thermique est donc :

$$\eta_{\text{moteur}} \equiv \left| \frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} \right| \quad (6/4)$$

Exemple 6.1

Un moteur automobile reçoit une puissance de 100 kW sous forme de chaleur issue de la combustion d'essence ; il fournit 55 kW sous forme de travail à l'arbre de transmission. Quel est son rendement ?

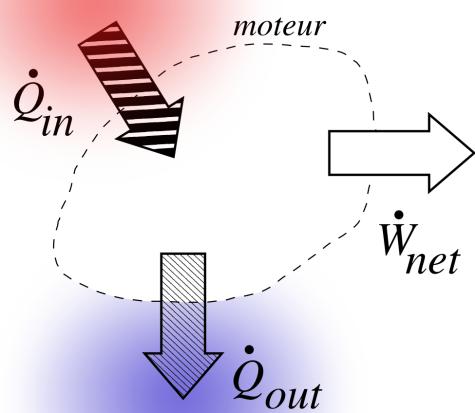


FIGURE 6.11 – Schématisation d'un moteur standard. On souhaite obtenir un grand transfert \dot{W}_{net} (résultat) à partir du transfert \dot{Q}_{in} (coût). Le rejet \dot{Q}_{out} est indésirable.

Le rendement est de $\eta_{\text{moteur}} = \left| \frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} \right| = \left| \frac{-55 \cdot 10^3}{+100 \cdot 10^3} \right| = 0,55 = 55\%$.

☞ Ce moteur effectue un rejet $\dot{Q}_{\text{out}} = -\dot{W}_{\text{net}} - \dot{Q}_{\text{in}} = -(-55 \cdot 10^3) - 100 \cdot 10^3 = -45 \text{ kW}$. Cette chaleur est usuellement évacuée par le pot d'échappement.

☞ On se doute bien qu'il faudra toujours fournir au moins autant de chaleur \dot{Q}_{in} que le moteur ne fournit de travail \dot{W}_{net} ; le rendement d'un moteur sera donc toujours nécessairement inférieur à 1.

Par exemple, un moteur recevant 100 W sous forme de chaleur issue de la combustion d'essence, et fourni 60 W sous forme mécanique à l'arbre de transmission, a un rendement (dit parfois *efficacité*) de 60 %.

Le travail net \dot{W}_{net} peut être exprimé en fonction des autres transferts énergétiques, et ainsi :

$$\begin{aligned}\dot{W}_{\text{net}} &= \dot{W}_{\text{in}} + \dot{W}_{\text{out}} = -\dot{Q}_{\text{in}} - \dot{Q}_{\text{out}} \\ \eta_{\text{moteur}} &= 1 - \left| \frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} \right|\end{aligned}\quad (6/5)$$

Cette section 6.3.1 nous sera fort utile au chapitre prochain, car nous saurons alors lier les transferts de chaleur \dot{Q}_{in} et \dot{Q}_{out} aux températures auxquels ils sont effectués (7/6).

6.3.2 Rendement d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur

La fonction d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur est d'extraire de la chaleur, c'est-à-dire générer une puissance \dot{Q}_{in} (chaleur extraite chaque seconde du compartiment à refroidir) de signe positif (figure 6.12). Ce transfert est rendu possible par l'apport au réfrigérateur d'un travail, \dot{W}_{net} , « dépense » nécessairement positive¹.

D'après la définition 6/3 le rendement (dit aussi parfois *coefficient of performance*, ou *COP*_{réf.}) d'un réfrigérateur ou d'un climatiseur est donc :

$$\eta_{\text{réfrigérateur}} = \eta_{\text{climatiseur}} \equiv \left| \frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\dot{W}_{\text{net}}} \right| \quad (6/6)$$

Exemple 6.2

Un réfrigérateur consomme une puissance électrique de 100 W ; il extrait de la chaleur de la chambre froide avec une puissance de 120 W. Quel est son rendement ?

1. Nous explorerons à loisir la « nécessité » de cet apport de travail au chapitre 7 (*le second principe*).

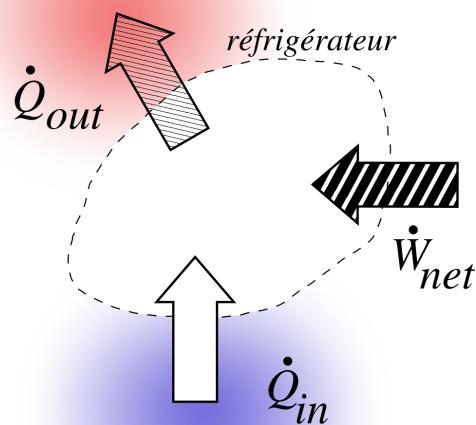


FIGURE 6.12 – Schématisation d'un réfrigérateur ou climatiseur. On souhaite obtenir un grand transfert \dot{Q}_{in} (résultat) à partir du transfert \dot{W}_{net} (coût).

Le rendement est de $\eta_{\text{réfrigérateur}} = \left| \frac{\dot{Q}_{in}}{\dot{W}_{net}} \right| = \left| \frac{+120}{+100} \right| = 1,2 = 120\%$.

☞ Ce réfrigérateur effectue un rejet $\dot{Q}_{out} = -\dot{W}_{net} - \dot{Q}_{in} = -100 - 120 = -220 \text{ W}$ à l'extérieur de la chambre froide (usuellement, dans l'habitation elle-même).

☞ Les réfrigérateurs et climatiseurs domestiques ont souvent un rendement supérieur à 1 mais en fonction des températures demandées, le rendement peut tout à fait y être inférieur.

En prenant garde aux pièges algébriques qu'amènent les valeurs absolues, pour préparer le chapitre prochain nous pouvons exprimer ce rendement en fonction des quantités de chaleur uniquement :

$$\eta_{\text{réfrigérateur}} = \eta_{\text{climatiseur}} = \frac{1}{\left| \frac{\dot{Q}_{out}}{\dot{Q}_{in}} \right| - 1} \quad (6/7)$$

6.3.3 Rendement d'une pompe à chaleur

Une pompe à chaleur fonctionne exactement de la même manière qu'un climatiseur – il s'agit d'ailleurs souvent de la même machine¹. Sa fonction est

1. Une pompe à chaleur dite *réversible* devient facilement climatiseur – il suffit de retourner l'installation sur elle-même, ou d'inverser le sens de circulation

de générer un transfert \dot{Q}_{out} vers la section « chaude » (usuellement l'intérieur d'une habitation). Ce transfert, représenté en figure 6.13 est rendu possible par l'apport à la thermopompe d'un travail, \dot{W}_{net} , « dépense » nécessairement positive.

Le rendement (dit aussi *coefficient of performance* ou COP_{TP}) de la thermopompe est donc défini par :

$$\eta_{\text{thermopompe}} \equiv \left| \frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{W}_{\text{net}}} \right| \quad (6/8)$$

Exemple 6.3

Une pompe à chaleur consomme une puissance électrique de 100 W ; elle chauffe l'intérieur d'une pièce avec une puissance de 350 W. Quel est son rendement ?

$$\text{Le rendement est de } \eta_{\text{thermopompe}} = \left| \frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{W}_{\text{net}}} \right| = \left| \frac{-350}{+100} \right| = 3,5.$$

☞ La pompe à chaleur rejette plus de chaleur qu'elle ne consomme de travail – c'est tout son intérêt. Si le COP était égal

du fluide. Attention, ces machines n'en sont pas pour autant réversibles au sens thermodynamique du terme, comme nous le verrons au chapitre 7 (*le second principe*).

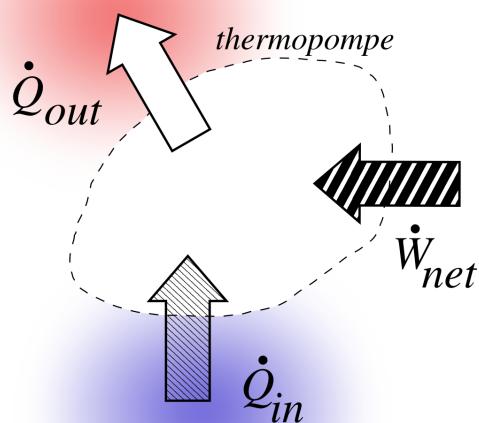


FIGURE 6.13 – Schématisation d'une pompe à chaleur. On souhaite obtenir un grand transfert \dot{Q}_{out} (résultat) à partir du transfert \dot{W}_{net} (coût).

ou inférieur à 1, il serait plus économique et bien plus simple d'utiliser un radiateur électrique.

De la même façon que pour les sections précédentes, on peut exprimer ce rendement en fonction des débits de chaleur uniquement :

$$\eta_{\text{thermopompe}} = \frac{1}{1 - \left| \frac{\dot{Q}_{\text{in}}}{\dot{Q}_{\text{out}}} \right|} \quad (6/9)$$

6.3.4 De la faible performance des machines

Dans tous les cas que nous avons étudiés plus haut, pour chaque cycle, nous avons inclus un transfert indésirable. Dans le cycle moteur, une partie de l'énergie est gâchée sous forme de rejet de chaleur (\dot{Q}_{out}). Dans les cycles de réfrigération, on doit apporter du travail (\dot{W}_{in}).

L'étudiant/e en ingénierie s'indignera inévitablement de la place accordée à ces pertes dans ce chapitre – et des timides rendements atteints par les machines décrites en exemple. Pourquoi les rendements calculés dans les exemples sont-ils si faibles, et surtout, comment concevoir des cycles de plus grande efficacité ? Nous aurons soin et à cœur de répondre à ces questions au chapitre 7 (*le second principe*).

6.4 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est considéré comme un gaz parfait.

$$c_v(\text{air}) = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_p(\text{air}) = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{air}} = 1,4$$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infinitéiment lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \quad (4/36)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (4/37)$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \quad (4/38)$$

E6.1 Efficacité d'un moteur

Le moteur Diesel d'une excavatrice a une efficacité de 40 % et développe une puissance continue de 80 ch (c'est-à-dire 60 kW). Il est alimenté par du carburant de capacité calorifique 35 MJ kg⁻¹.

1. Quelle est la consommation horaire de carburant de la machine ?
2. Quelle est la puissance qu'elle rejette sous forme de chaleur dans le conduit d'échappement ?

E6.2 Efficacité d'un réfrigérateur

Un réfrigérateur dont le COP est de 1,2 doit extraire 100 kJ d'un aliment placé dans l'enceinte à basse température. Combien d'énergie électrique consommera-t-il pour cela ? Quelle quantité de chaleur aura-t-il rejeté à la fin du refroidissement ?

E6.3 Efficacité d'une pompe à chaleur

Une pompe à chaleur dont le COP est de 3,1 fournit une puissance de 4 000 W à une habitation. Quelle est la puissance électrique consommée ? Quelle est la puissance absorbée à l'atmosphère ?

E6.4 Thermodynamique de soirée

Un/e étudiant/e assoiffé/e par un cours de thermodynamique interminable prépare son week-end en plaçant un bidon d'eau minérale de 15 L (capacité thermique 4,2 kJ kg⁻¹ K⁻¹, figure 6.14) au réfrigérateur. Le bidon est à température ambiante (19 °C) et il est ainsi refroidi jusqu'à 5 °C.

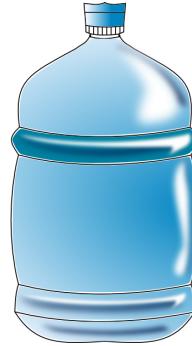


FIGURE 6.14 – Ingrédient primaire d'un week-end d'intégration réussi.

Le réfrigérateur a un rendement de 95 %. Les parois du réfrigérateur, imparfaitement isolées, absorbent de la chaleur de la pièce avec une puissance de 10 W.

Au bout de deux heures, la température du bidon a atteint celle de l'intérieur du réfrigérateur.

1. Quelle quantité d'énergie électrique le réfrigérateur a-t-il consommée pendant ce temps ?
2. La pièce s'est-t-elle refroidie, ou réchauffée ?
3. La pièce se refroidira-t-elle si la porte du réfrigérateur est laissée ouverte ?

E6.5 Pompe à chaleur

Décrivez le cycle thermodynamique suivi par le fluide à l'intérieur d'une pompe à chaleur, en indiquant le sens des flux de chaleur et l'emplacement (intérieur/extérieur) des différents composants.

Pourquoi laisse-t-on le fluide se détendre dans une souape, au lieu d'utiliser une turbine qui pourrait fournir du travail ?

Cet exercice peut être reproduit en remplaçant « pompe à chaleur » par « climatiseur », « réfrigérateur », ou « moteur »

E6.6 Algèbre

Montrez, à partir de la définition du rendement du climatiseur, que celui-ci peut s'exprimer selon la relation :

$$\eta_{\text{climatiseur}} = \frac{1}{\left|\frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{Q}_{\text{in}}}\right| - 1} \quad (6/7)$$

Cet exercice peut être reproduit en s'attaquant de la même manière aux équations 6/5 et 6/9. Attention aux valeurs absolues !

E6.7 Refroidissement d'une soufflerie

La soufflerie ETW (pour *European Transonic Windtunnel*) permet la circulation d'azote dans un circuit fermé pour observer les écoulements autour de maquettes. Elle permet d'atteindre Mach 0,8 à 4 bar et -200°C , à l'aide d'une soufflante de 50 MW.

Les parois de la soufflerie sont fortement isolées, de sorte que ses transferts thermiques avec l'extérieur sont négligeables devant les autres transferts énergétiques. Le système de refroidissement de l'azote a un COP de 0,8.

Lorsque la soufflerie fonctionne à plein régime, quelle puissance mécanique est consommée par le système de refroidissement ? Quelle puissance est rejetée sous forme de chaleur dans l'atmosphère ?

E6.8 Générateur d'électricité à turbine

Un turbomoteur est configuré en génératrice de courant électrique (figure 6.15) ; il fonctionne avec de l'air atmosphérique.

- L'air pénètre dans la machine à 20°C et 1 bar avec un débit de $0,5 \text{ kg s}^{-1}$; il est comprimé ($A \rightarrow B$) jusqu'à 30 bar dans le compresseur.
- L'air reçoit ensuite de la chaleur par combustion, à pression constante ($B \rightarrow C$), jusqu'à ce que sa température atteigne $1\,000^{\circ}\text{C}$.
- L'air est enfin détendu dans une turbine ($C \rightarrow D$) jusqu'à retrouver la pression atmosphérique et être rejeté à l'extérieur.

Le compresseur est alimenté mécaniquement par la turbine ; et l'arbre qui les relie entraîne également la génératrice de courant.

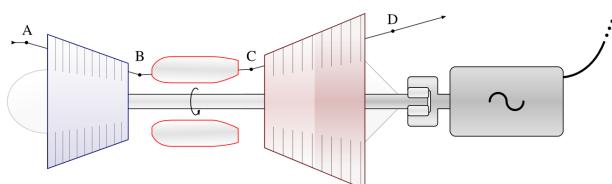


FIGURE 6.15 – Turbomoteur alimentant une génératrice électrique. On tente généralement de détendre le gaz (dans la turbine, entre C et D) jusqu'à pression atmosphérique.

schéma CC-0 o.c.

Pour étudier le rendement maximal qui pourrait être atteint par la machine, nous considérons que le compresseur et la turbine sont adiabatiques réversibles (c'est-à-dire que la compression et la détente se font de façon très lente et sans transfert de chaleur).

1. À quelle température l'air sort-il du compresseur ?
2. Quelle est la puissance du compresseur ? Est-ce une puissance fournie ou une puissance consommée ?
3. À quelle température l'air est-il rejeté dans l'atmosphère ? Quelle puissance est rejetée sous forme de chaleur dans l'atmosphère ?
4. Quelle est l'efficacité de la machine ?
5. Comment les quatre transferts énergétiques de cette machine théorique se comparent-ils à ceux d'une machine réelle, dans laquelle le compresseur et la turbine ne peuvent pas être réversibles ?

E6.9 Réfrigération industrielle

Une chaîne de supermarchés fait appel à votre expertise pour évaluer la rentabilité d'un projet de remplacement de système de réfrigération.

Tous les supermarchés de l'entreprise utilisent le même modèle de réfrigérateur. Son efficacité est de 100 %.

En vous déplaçant jusqu'à un supermarché représentatif, vous effectuez des mesures et étudiez les transferts thermiques du bâtiment, et découvrez que :

- La puissance absorbée sous forme de chaleur par la chambre froide des réfrigérateurs, moyennée sur l'année, est de 80 kW.
- L'hiver, le bâtiment perd de la chaleur avec une puissance moyenne de 400 kW. Il est réchauffé avec une batterie de pompes à chaleur de COP 4.
- L'été, le bâtiment吸吸收 de la chaleur avec une puissance moyenne de 160 kW. Il est refroidi avec une batterie de climatiseurs de COP 0,9.
- Pendant l'automne et le printemps, les besoins en chauffage/refroidissement sont quasi-nuls.

L'entreprise envisage de remplacer toute sa flotte de réfrigérateurs avec un modèle d'efficacité 120 %, ce qui demande un investissement important. Elle compte 100 supermarchés au total, et paie l'électricité 0,15 € par kWh en moyenne.

Quelle serait l'économie financière annuelle générée par le changement de réfrigérateur ?

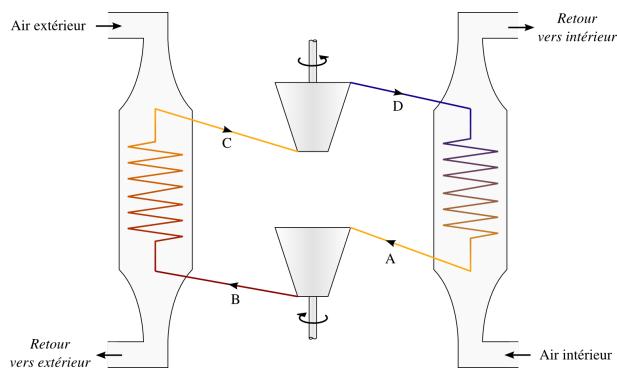


FIGURE 6.16 – Schéma de principe d'un climatiseur. L'air du circuit du climatiseur tourne en continu ($A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow A$), sans jamais quitter la machine.

schéma CC-0 o.c.

E6.10 Fonctionnement d'un climatiseur

Un climatiseur fonctionne selon le circuit schématisé en figure 6.16. Le fluide utilisé dans le circuit est de l'air¹.

L'air à l'intérieur du circuit y tourne de façon continue. Le compresseur et la turbine sont tous les deux adiabatiques et nous considérons qu'ils sont réversibles. Les échanges de chaleur se font à pression constante.

Lorsqu'on met en route le climatiseur, la température extérieure et la température intérieure sont égales à 30 °C.

Les températures de l'air à l'intérieur du circuit sont $T_A = 20^\circ\text{C}$, $T_B = 60^\circ\text{C}$, et $T_C = 40^\circ\text{C}$.

1. Représentez l'évolution de l'air du circuit sur un diagramme pression-volume, en y représentant les transferts de travail et de chaleur.
2. Quel est le rapport des pressions entre A et B ?
3. Quelle est la température de l'air du circuit en D ?
4. Calculez les puissances spécifiques pour chacun des quatre transferts énergétiques, et calculez ainsi l'efficacité du climatiseur.
5. Le/la propriétaire souhaite obtenir un flux d'air frais à 10 °C de débit $0,25 \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$. Quelle puissance électrique faut-il fournir au climatiseur pour cela ?
6. Quel sera alors le débit minimal d'air extérieur à faire circuler dans la section extérieure du climatiseur ?
7. Pendant l'hiver, le/la propriétaire souhaite modifier le climatiseur pour le transformer en pompe à chaleur. Décrivez (qualitativement) une modification du circuit pour cela, et tracez l'évolution

1. On utilise souvent, en pratique, des fluides qui se liquent et s'évaporent dans la machine ; mais le principe de fonctionnement reste le même.

de l'air du circuit sur un nouveau diagramme pression-volume en y indiquant les transferts énergétiques.

E6.11 Performances d'un réfrigérateur domestique

Un/e ingénieur/e fait l'achat d'un réfrigérateur domestique (figure 6.17) et se surprend de ne pas trouver mention de son efficacité dans le copieux manuel d'utilisation. Il/elle tente de l'estimer à l'aide des caractéristiques indiquées au dos du réfrigérateur :

- Puissance 90 W (interprétation : puissance électrique maximale)
- Consommation 0,548 kWh/24h (interprétation : puissance électrique moyenne)
- Capacité de congélation : 2 kg/24h. (interprétation : puissance de congélation maximale, pour de l'eau pure)
- Contenance : congélateur 40 L, réfrigérateur 112 L

La capacité calorifique massique de l'eau liquide est de $4,2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Son changement de phase nécessite en outre 300 kJ kg^{-1} . Une fois solide, sa capacité calorifique massique est de $2,04 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

1. Si la puissance maximale de congélation du réfrigérateur est atteinte lorsqu'il fonctionne à puissance maximale, et que l'on néglige les défauts d'isolation, quelle est son efficacité ?
2. On suppose que la consommation électrique moyenne annoncée (0,548 kWh/24h) est mesurée en mode de fonctionnement normal (toutes températures stabilisées), sans ouvrir la porte. Dans ce cas, quelle est la puissance des pertes de la chambre froide sous forme de chaleur ?
3. En estimant le volume d'air renouvelé lors de l'ouverture de la porte, calculez le coût électrique d'une brève ouverture de la porte du réfrigérateur.

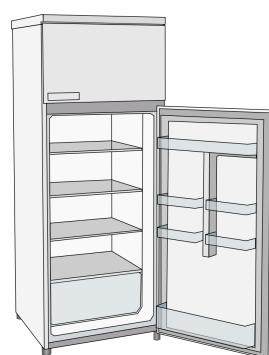


FIGURE 6.17 – Fascinante machine thermodynamique

E6.12 Cycle moteur à vapeur

Dans une centrale à vapeur, l'eau circule en continu en traversant quatre composants :

- Une pompe quasi-adiabatique dans laquelle elle rentre à l'état de liquide saturé et qui porte sa pression depuis 0,5 bar jusqu'à 40 bar ;
- Une chaudière dans laquelle sa température est portée à 620 °C, à pression constante ;
- Une turbine quasi-adiabatique qui laisse l'eau retourner jusqu'à 0,5 bar en perdant de l'énergie sous forme de travail ;
- Un condenseur qui refroidit l'eau à pression constante (0,5 bar) jusqu'à son retour dans la pompe.

Nous supposons en outre que :

- À la sortie de la turbine, la vapeur est¹ à température de 110 °C.
- La pompe est quasi-réversible et que la masse volumique de l'eau ne varie pas lorsqu'elle la traverse.

Quelle est l'efficacité du moteur ?

6. si la pièce est chauffée avec une thermopompe de COP 3,5 ?

(la chaleur dégagée par le réfrigérateur ne doit alors pas être dégagée par la thermopompe)

7. si la pièce est climatisée à l'aide d'un climatiseur d'efficacité 0,8 ?

(la chaleur dégagée par le réfrigérateur devant alors être extraite par le climatiseur)

E6.13 Calculs thermodynamiques de cuisine

Il est souvent dit qu'il ne faut pas placer d'aliments encore « chauds » au réfrigérateur. Le but de cet exercice est d'identifier et de quantifier le surcoût engendré.

On place un aliment (1 kg) de capacité thermique 6 kJ kg⁻¹ K⁻¹ encore « chaud » (température 30 °C) au réfrigérateur (5 °C).

1. Quelle quantité de chaleur le réfrigérateur devra-t-il lui soutirer pour l'amener à température de conservation ?
2. Quel est l'excédent par rapport au cas où l'aliment aurait été inséré à température ambiante (20 °C) ?

Cet excédent énergétique devra être inutilement extrait de la chambre froide par le réfrigérateur, et représente ainsi un coût électrique que l'on souhaite quantifier.

Nous supposons que le réfrigérateur, ancien, a un rendement de 65 %, et nous négligeons ses défauts d'isolation, tout comme ceux de la pièce qui le contient.

3. Quelle quantité supplémentaire d'énergie électrique est consommée par le réfrigérateur ?
4. Quelle quantité supplémentaire de chaleur est rejetée dans la pièce par le réfrigérateur ?

Le tarif d'électricité local est de 0,15 €/(kW h). Quel aura été le coût total engendré par le fait d'avoir placé l'aliment encore « chaud » au réfrigérateur :

5. si la pièce est chauffée avec un radiateur électrique ?

(la chaleur dégagée par le réfrigérateur ne doit alors pas être dégagée par le radiateur)

1. Après le chapitre 8 (*l'entropie*) nous saurons prédire cette température de sortie.

Résultats

- 6.1** 1) $\dot{m} = 15,4 \text{ kg h}^{-1}$ 2) $\dot{Q}_{\text{out}} = -90 \text{ kW}$
- 6.2** $W_{\text{net}} = +83,3 \text{ kJ}$; $Q_{\text{out}} = -183,3 \text{ kJ}$
- 6.3** $\dot{W}_{\text{net}} = +1,29 \text{ kW}$; $\dot{Q}_{\text{in}} = +2,71 \text{ kW}$
- 6.4** 1) $W_{\text{net}} = +1\,004,2 \text{ kJ}$ 2) réchauffée
3) non, elle se réchauffera également
- 6.7** $\dot{W}_{\text{net ref.}} = +62,5 \text{ MW}$ (sacré réfrigérateur); $\dot{Q}_{\text{out ref.}} = -112,5 \text{ MW}$
- 6.8** 1) $T_B = 774,3 \text{ K}$ 2) $\dot{W}_{A \rightarrow B} = +241 \text{ kW}$
3) $T_D = 581,7 \text{ K}$; $\dot{Q}_{D \rightarrow A} = -94,8 \text{ kW}$ 4) 62,3 %
5) voir §2.4.3
- 6.9** Économie annuelle de $-21,32 \text{ k}\text{\euro}$ par supermarché. Les nouveaux réfrigérateurs permettent d'économiser 13,3 kW au printemps/automne, 10,1 kW en hiver, 28,2 kW en été.
- 6.10** 3) $\frac{P_B}{P_A} = 1,565$ 4) $T_D = 275,4 \text{ K}$
5) $w_{\text{in}} = +40,2 \text{ kJ kg}^{-1}$; $q_{\text{out}} = -20,1 \text{ kJ kg}^{-1}$; $w_{\text{out}} = +37,79 \text{ kJ kg}^{-1}$; $q_{\text{in}} = +17,69 \text{ kJ kg}^{-1}$; $\eta = 7,326$
6) $\dot{W}_{\text{net}} = +845 \text{ W}$; $\dot{m}_{\text{circuit}} = 0,35 \text{ kg s}^{-1}$
- 6.11** 1) $\eta = 0,101$ (en pratique plus haut) 2) $\dot{Q}_{\text{parois}} = 2,31 \text{ W}$
3) En estimant 56 L : 0,42 ct
- 6.12** 31,47 %
- 6.13** 1) 150 kJ 2) 60 kJ
3) 92,3 kJ 4) $-152,3 \text{ kJ}$
5) 0 J 6) 41,53 kJ
7) 282,7 kJ soit un coût effarant de 0,012 €.

CHAPITRE 7

Le second principe

— *ou* —
L'inquiétante découverte de l'ingénieur Carnot

7.1 Le second principe	189
7.1.1 Énoncé	189
7.1.2 De l'évidence du second principe	189
7.1.3 Tous les moteurs rejettent de la chaleur	190
7.2 Le second principe et les machines	191
7.3 Le cycle de Carnot	195
7.3.1 Un peu d'histoire	195
7.3.2 Concept de machine réversible	195
7.3.3 Clés du fonctionnement de la machine de Carnot	197
7.3.4 Fonctionnement du moteur de Carnot	197
7.3.5 Le réfrigérateur de Carnot	201
7.4 L'échelle de température thermodynamique	202
7.4.1 L'essentiel à retenir	202
7.4.2 Qu'est-ce qu'une échelle en physique ?	203
7.4.3 Les limites des thermomètres de Celsius et Fahrenheit	203
7.4.4 Le thermomètre de William Thomson	204
7.4.5 Zéro absolu et synchronisation des échelles	206
7.5 Efficacité maximale des machines	207
7.5.1 Efficacité du moteur de Carnot	207
7.5.2 Efficacité du réfrigérateur de Carnot	208
7.5.3 Efficacité de la thermopompe de Carnot	209
7.6 Exercices	210

LE CHAPITRE 7 EN BREF

La chaleur ne se déplace que vers un corps de température plus basse. Cela pose une limite fondamentale à l'efficacité des transformations travail-chaleur. Elle est dictée par les températures extrêmes des machines, et usuellement très basse (~50 %). Carnot décrit un moteur de rendement maximal.

Introduction

Lors du chapitre 6 (*Cycles thermodynamiques*), nous avons étudié la nature de différents cycles transformant chaleur en travail et vice-versa. Nous nous proposons désormais d'étudier, d'expliquer et de quantifier leurs limites. Ce chapitre 7 (*le second principe*) se propose de répondre à deux questions :

- Pourquoi les moteurs thermiques ont-ils tous un rendement inférieur à 100 % ?
- Comment maximiser le rendement d'une machine thermique ?

7.1 Le second principe

7.1.1 Énoncé

Le *second principe de la thermodynamique* s'exprime ainsi :

■ La chaleur ne se déplace spontanément que vers une température plus basse. ■

On peut préciser cette affirmation de la façon suivante :

Le transfert de chaleur vers une température plus haute ne peut se faire sans apport d'énergie.

Nous allons voir que ce simple constat a des conséquences multiples et profondes pour l'ingénieur/e. En particulier, il détermine l'efficacité maximale de tous les moteurs et réfrigérateurs !

7.1.2 De l'évidence du second principe

Il est facile de s'offusquer tant l'énoncé ci-dessus paraît évident. Deux remarques s'imposent ici.

- Le second principe peut être énoncé de multiples façons. On parle plus souvent d'« accroissement de l'entropie » que du comportement spontané de la chaleur ; pourtant ces différents énoncés, que nous aborderons progressivement, sont tous équivalents.
- L'apparente évidence manifeste du postulat – on se doute que nul n'a jamais vu de tasse de thé chaud se réchauffer spontanément, ni de boisson fraîche se refroidir seule à température ambiante – s'effrite dès que l'on étudie les phénomènes à l'échelle microscopique.

En effet, si la température n'est que le niveau d'agitation des particules, alors rien n'empêche *a priori* celle-ci d'augmenter localement même si la température ambiante est plus faible¹. Il a fallu un demi-siècle de travail ardu aux thermodynamiciens pour répondre à cela de façon satisfaisante². Il ne s'agit pas d'un problème trivial.

Dans notre étude et depuis notre point de vue d'ingénieur/e, nous accepterons le postulat ci-dessus comme une évidence, sans chercher ni à le justifier, ni à l'expliquer.

7.1.3 Tous les moteurs rejettent de la chaleur

Imaginons vouloir créer du travail en prenant de la chaleur à un objet « chaud », c'est-à-dire à haute température : par exemple, 100 °C, comme montré en figure 7.1. On y accole un fluide dans un cylindre, que l'on laisse pousser sur un piston au fur et à mesure qu'il reçoit de la chaleur.

Une fois qu'une quantité de travail a été fournie (en B sur la figure 7.1), le fluide a augmenté de volume. Si nous souhaitons continuer à transformer de

1. L'étudiant/e curieux/se pourra explorer cette idée en étudiant l'expérience fascinante du Démon de Maxwell, qui ouvre les portes à de nombreux nouveaux concepts.

2. C'est l'application des probabilités à la thermodynamique (même si l'on parle bien de thermodynamique statistique) qui permettra de la réconcilier avec la vision Newtonienne du monde, au cours du xx^e siècle.

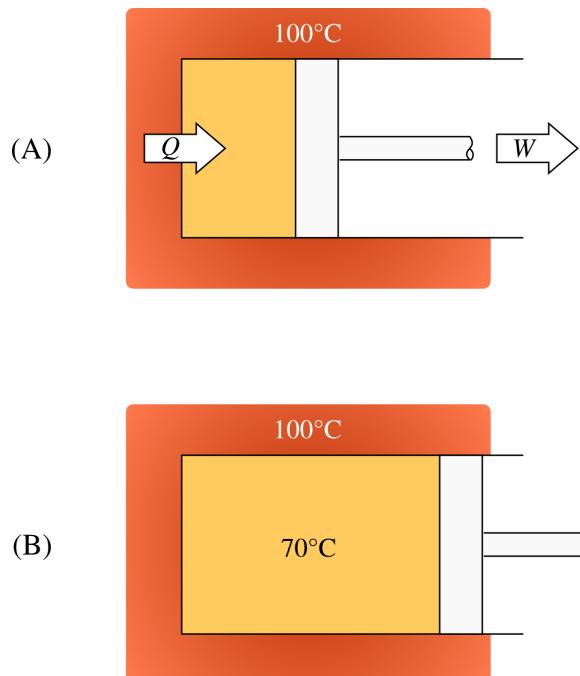


FIGURE 7.1 – Production d'un travail avec de la chaleur issue d'un corps à 100 °C.

la chaleur en travail, et que nous ne souhaitons pas que le moteur « gonfle » indéfiniment, il nous faut refroidir ce gaz pour le ramener à son volume initial.

Malheureusement, *la seule façon* d'extraire de la chaleur du gaz est de le mettre en contact avec un corps plus « froid », comme montré en figure 7.2. Il est notamment impossible de restituer la chaleur accumulée dans le gaz au corps « chaud » – il faudrait pour cela que la température du gaz soit plus grande que lui¹.

Ainsi, pour qu'un moteur fonctionne en continu, il faut qu'en plus d'une source à haute température où capter de la chaleur, il dispose d'un « puits » à faible température, où rejeter la chaleur dont il ne peut plus rien faire.

7.2 Le second principe et les machines

Pour étudier plus rigoureusement les transformations de chaleur et de travail, nous utiliserons la notation suivante pour décrire les machines thermiques :

- T_H et T_B représenteront les températures haute et basse respectivement ;
- Nous appellerons toujours \dot{Q}_{TH} la puissance sous forme de chaleur transmise à haute température, et \dot{Q}_{TB} son équivalente à basse température (elles peuvent chacune être de signe positif ou négatif) .

Ainsi la machine thermique dans sa représentation la plus générale ressemble à la figure 7.3.

Il est très important de souligner que quels que soient le mode de fonctionnement de la machine et son efficacité, elle ne peut ni créer ni détruire de

1. Notons qu'en poussant le raisonnement à ses limites, le moteur pourrait recevoir et fournir la chaleur à température constante. Mais alors, le travail à fournir pour ramener le fluide à son état initial serait exactement le même que celui développé pendant la détente : le cycle ne transformerait effectivement pas de chaleur en travail, et ne présenterait alors pas d'intérêt pratique.

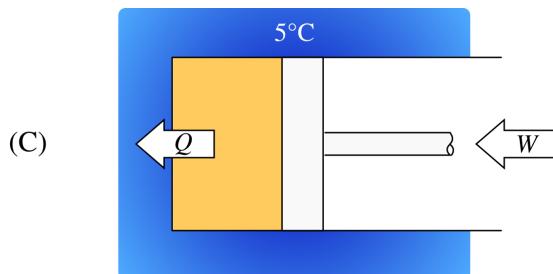


FIGURE 7.2 – Le refroidissement inévitable du moteur. La seule manière de ramener le fluide à son état initial (A) dans l'expérience en figure 7.1 est de lui prélever de la chaleur, ce qui ne peut se faire qu'avec un « puits » à chaleur de température plus basse. Les transferts de chaleur et de travail sont ici plus faibles qu'à l'aller, mais tous deux non nuls.

l'énergie (§1.2.2) ; et nous aurons toujours :

$$\dot{Q}_{TH} + \dot{Q}_{TB} + \dot{W}_{\text{net}} = 0 \quad (7/1)$$

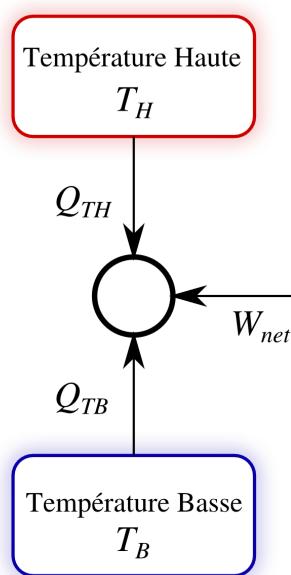


FIGURE 7.3 – Machine thermique transformant travail et chaleur, dans sa représentation la plus générale.

Le second principe a des conséquences particulières pour chacun deux grands types de machines thermiques :

Un moteur prélève de la chaleur d'une source à haute température ($\dot{Q}_{TH} > 0$) et produit un travail ($\dot{W}_{net} < 0$). Nous venons de voir que si l'on veut effectuer cette transformation en continu, nous n'avons d'autre choix que de rejeter de la chaleur dans un réservoir à basse température ($\dot{Q}_{TB} < 0$).

Dans les centrales électriques, les deux zones de température sont identifiables facilement : la vapeur prélève de la chaleur au cœur de la centrale (réacteur nucléaire, chaudière à gaz ou à charbon) et rejette de la chaleur par les larges cheminées de refroidissement.

Les moteurs automobiles et aéronautiques, quant à eux, doivent vider l'air qui leur sert de fluide de travail à cause des produits de combustion qui empêchent leur ré-utilisation. Pour cette raison, le refroidissement a lieu dans l'atmosphère, en dehors de la carcasse du moteur. Leur « zone de refroidissement » n'est pas distinguable facilement.

Appliqué au moteur, le second principe peut s'exprimer ainsi :

Aucun moteur ne peut transformer continûment
de la chaleur en travail
à partir d'une seule source de chaleur.

Tous les moteurs rejettent de la chaleur à plus faible température.

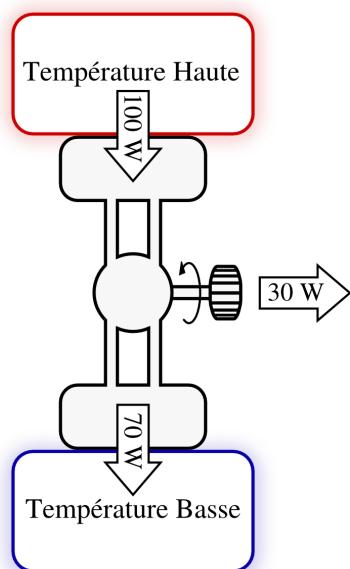


FIGURE 7.4 – Exemple de moteur.

Le fonctionnement en continu d'un moteur nécessite deux réservoirs de chaleur, de température différente.

Les puristes exprimeront ce corollaire, dit *de Kelvin-Planck*, avec l'inéquation suivante :

$$\dot{Q}_{TH} > -\dot{W}_{net} \quad (7/2)$$

pour tout moteur thermique.

Un réfrigérateur fonctionne dans le sens inverse. Il extrait de la chaleur d'une source à basse température ($\dot{Q}_{TB} > 0$) pour la rejeter dans un réservoir à plus haute température ($\dot{Q}_{TH} < 0$). Une conséquence inévitable est qu'il consomme pour cela du travail ($\dot{W}_{net} > 0$).

Nous parlons ici de réfrigérateur mais le même principe de fonctionnement s'applique aux climatiseurs ainsi qu'aux pompes à chaleur, comme nous l'avons vu au chapitre 6 (*Cycles thermodynamiques*).

Appliquée à un réfrigérateur, la seconde loi s'exprime ainsi :

Toute machine transférant de la chaleur depuis un corps vers un autre de température plus haute consomme du travail.

Les puristes se plairont à traduire ce corollaire (dit *de Clausius*) ainsi :

$$\dot{W}_{net \text{ réfrigérateur}} > 0 \quad (7/3)$$

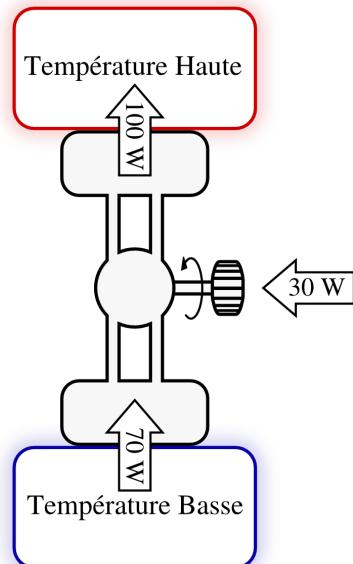


FIGURE 7.5 – Exemple de réfrigérateur (parfois nommé « machine thermique inversée »)

7.3 Le cycle de Carnot

7.3.1 Un peu d'histoire

Au début du XIX^e siècle, un jeune polytechnicien parisien nommé Sadi Carnot s'est intéressé au fonctionnement des moteurs thermiques dont on assistait alors à la naissance.

La démarche de Carnot a ceci d'intéressant qu'il a fait entièrement abstraction de l'aspect technologique, pour rechercher les principes sous-jacents des moteurs. C'est d'autant plus difficile qu'à l'époque ceux-ci fonctionnent en utilisant l'ébullition et la condensation de la vapeur, et que la notion de *cycle* n'était pas encore acquise – pas plus que la notion de conservation de l'énergie.

Carnot recherchait *la quantité maximale de travail* qu'il est possible de générer à partir d'une quantité donnée de charbon. Ses travaux (*Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*, 1824) n'ont jamais été reconnus de son vivant ; sa conception de la chaleur était profondément erronée¹; et pourtant, le moteur théorique qu'il a décrit, passage incontournable pour l'étudiant/e en ingénierie, sert de référence dans les bureaux d'études de tous les motoristes aujourd'hui.

7.3.2 Concept de machine réversible

Carnot recherche le moteur théorique dont l'efficacité est maximale. Il imagine une façon unique de transformer chaleur en travail, et travail en chaleur. Sa machine peut fonctionner dans les deux sens : en tant que moteur ou bien en tant que réfrigérateur.

En termes thermodynamiques, le moteur qu'il conceptualise est *réversible*. En inversant son fonctionnement, tous les flux de chaleur seront inversés. De cette façon, si son réfrigérateur est alimenté par son moteur, alors les flux seront compensés, comme représenté en figure 7.6.

Pourquoi une telle machine serait-elle la plus efficace que l'on puisse concevoir ?

On peut montrer par l'absurde qu'un moteur ayant une efficacité supérieure à un moteur réversible ne peut exister (figure 7.7). Le travail fourni par cette machine hypothétique pourrait être utilisé pour alimenter un réfrigérateur réversible. Ces deux machines réunies, ensemble, ne consommeraient alors aucun travail, mais provoqueraient tout de même un flux de chaleur depuis le réservoir froid vers le réservoir chaud. Selon Carnot, et d'après le second principe dont nous avons admis la validité, c'est impossible.

1. Il s'agit encore et toujours de la théorie du *calorique*, due à Lavoisier, qui sera démontée brique par brique par James Prescott Joule ; mais il faudra attendre encore vingt années...

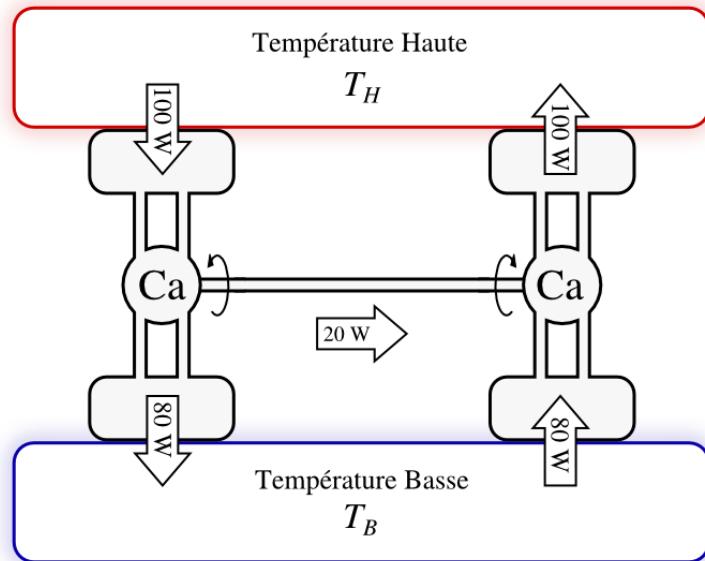


FIGURE 7.6 – Deux machines de Carnot, un moteur (à gauche) et un réfrigérateur (à droite). La première alimente la seconde, et comme elles sont réversibles, les flux de chaleur sont compensés.

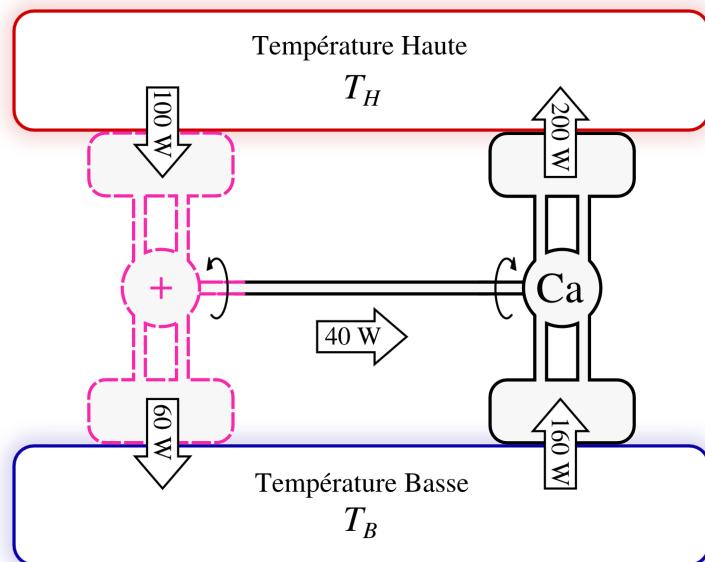


FIGURE 7.7 – Démonstration par l'absurde du fait que le meilleur moteur possible est réversible. Un hypothétique moteur irréversible (à gauche) qui aurait une plus grande efficacité qu'un réfrigérateur réversible (à droite) pourrait simplement alimenter ce dernier. Ainsi, on obtiendrait un flux net spontané de chaleur (de 100 W) depuis la source froide vers la source chaude, sans apport net de travail : selon le second principe, c'est impossible.

Cette méthode de raisonnement par combinaison de machines hypothétiques et théoriques, même s'il peut dérouter, est une excellente façon d'approcher la théorie des moteurs. L'étudiant/e est vivement encouragé/e à expérimenter ainsi, en se posant par exemple les questions suivantes :

- Pourquoi le meilleur réfrigérateur possible fonctionne-t-il de façon réversible ?
- Peut-on améliorer un moteur en ré-injectant ses rejets de chaleur à la source chaude à l'aide d'une pompe à chaleur réversible ?

7.3.3 Clés du fonctionnement de la machine de Carnot

L'efficacité maximale est donc obtenue avec une machine réversible. À partir de ce constat, Carnot raisonne de la façon suivante :

1. Un moteur thermique fonctionne avec la dilatation et la contraction d'un corps soumis alternativement à deux températures ;
2. Pour qu'ils soient réversibles, c'est-à-dire pour pouvoir être effectués dans le sens inverse, tous les échanges de chaleur doivent être effectués avec des différences de température infinitésimales : ces transformations seront alors *isothermes* ;
3. Pour qu'elles soient réversibles, les phases où le corps change de température (pour passer d'un réservoir de chaleur à un autre) doivent se faire sans échange de chaleur : ces transformations seront alors *adiabatiques*.
4. Pour permettre un retour en arrière avec chaque évolution, il faut qu'elles soient toutes *réversibles* (infiniment lentes).

L'essentiel est dit. Carnot vient ici de dessiner un cycle thermodynamique théorique, composé de deux évolutions isothermes et deux évolutions adiabatiques. Il n'a pas eu besoin de quantifier le moindre transfert ; et ne s'est pas encore soucié du moindre détail technologique. Pourtant, il est certain que le cycle thermodynamique qu'il décrit est le plus efficace – le moins inefficace ! – qu'il soit possible d'effectuer.

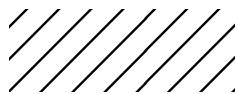
7.3.4 Fonctionnement du moteur de Carnot

Il est possible de décrire le *cycle de Carnot* avec un système piston-cylindre¹ que l'on peut alternativement isoler ou mettre en contact avec les sources chaude et froide. Le cycle comporte quatre étapes réversibles² et le fluide

1. Il est également possible de décrire ce cycle avec un système turbine-compresseur fonctionnant en régime permanent, mais l'évolution est moins intuitive visuellement.

2. Il ne faut pas confondre ces quatre étapes avec les quatre temps du moteur à explosion usuel. En théorie, ces quatre étapes sont réalisables avec deux temps (compression, détente) seulement.

oscille entre les températures T_H (source « chaude » à haute température) et T_B (source « froide » à basse température).



Compression adiabatique réversible de 1 à 2

Le cycle débute en 1, lorsque le fluide est dans le cylindre à température basse T_B .

Pour l'amener à température haute (et ainsi permettre un transfert de chaleur réversible en phase 2 → 3), le fluide est compressé de façon adiabatique réversible¹. La température du fluide augmente de T_B à T_H .

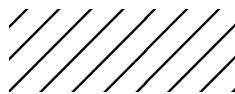
Cette phase est *consommatrice* de travail ($W_{1 \rightarrow 2} > 0$). Le but de l'évolution est d'amener le fluide à haute température.

T_H

Chauffage isotherme de 2 à 3

En 2, le fluide se trouve donc compressé dans le piston, à la température T_H . Le cylindre alors est mis au contact de la source chaude (température T_H) et on fournit de la chaleur avec une différence de température infinitésimale : c'est une détente isotherme².

Cette phase est productrice de travail ($W_{2 \rightarrow 3} < 0$). Le but de l'évolution est de capter de la chaleur (quantité Q_{TH}) de la source chaude.



Détente adiabatique de 3 à 4

Le transfert de chaleur isotherme ci-dessus est stoppé en 3.

Le cylindre est alors isolé thermiquement. Le but est désormais de réduire la température du fluide jusqu'à T_B en produisant le maximum de travail. Pour cela une détente adiabatique réversible a lieu : le piston poursuit son recul infiniment lent, et cette fois le fluide voit sa température descendre progressivement.

Cette phase est productrice de travail ($W_{3 \rightarrow 4} < 0$).

T_B

Refroidissement isotherme de 4 à 1

En 4, le fluide est à température basse T_{TB} .

Pour le ramener à son volume initial, il faut lui retirer de la chaleur. Pour cela un refroidissement isotherme a lieu ; le piston est avancé progressivement, et la température du fluide est maintenue constante à T_{TB} .

1. Les compressions et détentes adiabatiques réversibles sont détaillées aux sections §4.4.5 et §5.4.5

2. Les échanges de chaleur isothermes sont détaillés aux sections §4.4.4 et §5.4.4

Cette phase est *consommatrice* de travail ($W_{4 \rightarrow 1} > 0$) ; la chaleur rejetée par le fluide vers la source froide est Q_{TB} .

Au final, le moteur a reçu une quantité de chaleur $|Q_{TH}|$ à haute température, et rejeté une quantité $|Q_{TB}|$ plus faible à basse température. La différence entre ces deux quantités est le travail produit, $|W_{\text{net}}|$.¹ Parce que le cycle est réversible, $|W_{\text{net}}|$ est le maximum qu'il soit possible d'obtenir.

1. Nous avons bien sûr $W_{\text{net}} = W_{1 \rightarrow 2} + W_{2 \rightarrow 3} + W_{3 \rightarrow 4} + W_{4 \rightarrow 1} = -(Q_{TH} + Q_{TB})$ (6/1).

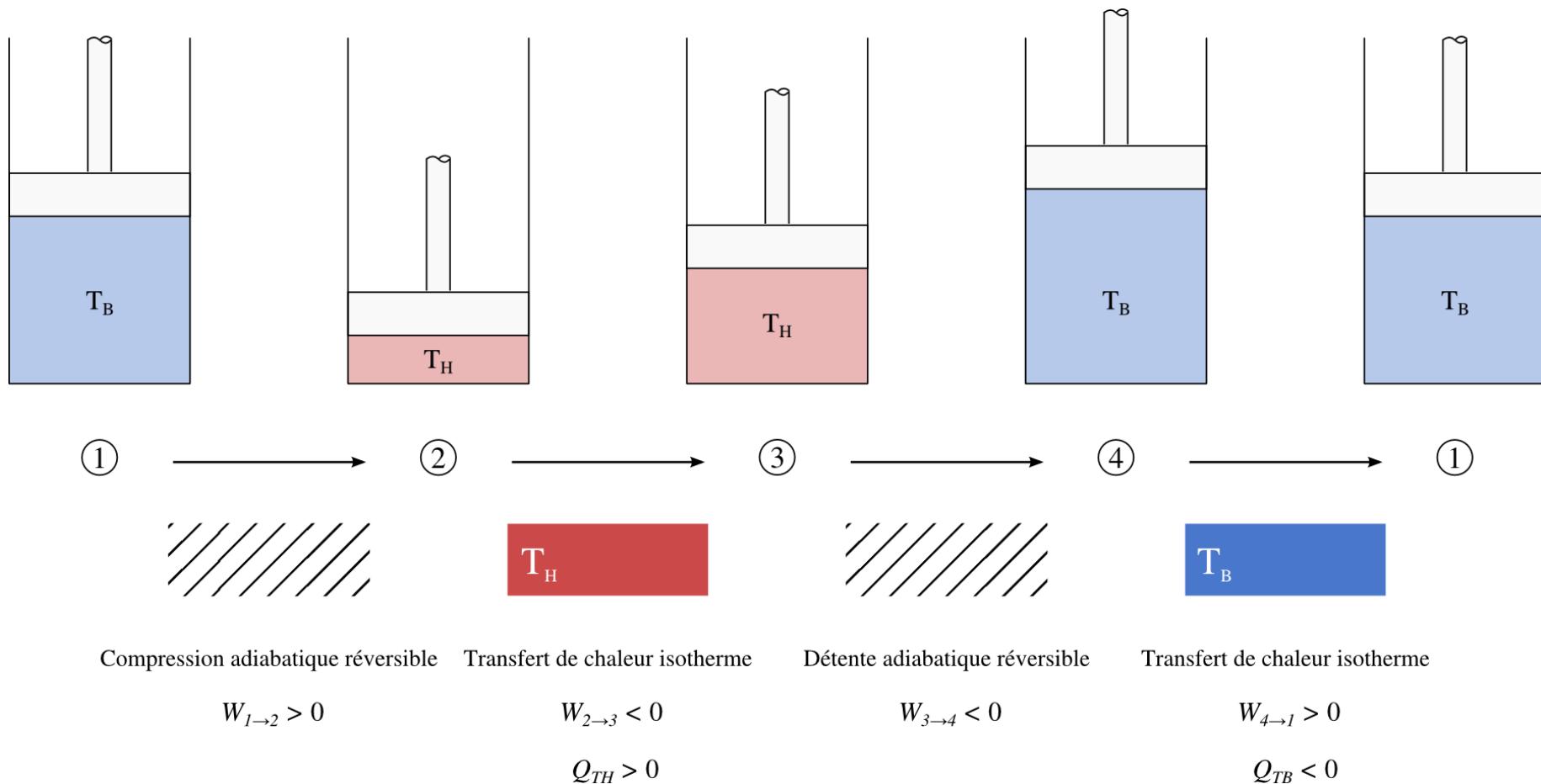


FIGURE 7.8 – Les quatre étapes du moteur de Carnot.

Le cycle du moteur de Carnot peut être tracé sur un diagramme pression-volume (comme par exemple en figure 7.9 avec un gaz parfait). On observe notamment que les phases de compression se font à plus basses pression et volume que les phases de détente : le cycle est producteur de travail. L'aire circonscrite dans le parcours 1-2-3-4-1 représente la quantité de travail produite.

Le fait qu'aucune de ces étapes ne soit réalisable en pratique n'aura pas échappé à l'étudiant/e perspicace : pour que toutes ces phases soient réversibles, il faut que le mouvement du piston soit infiniment lent.

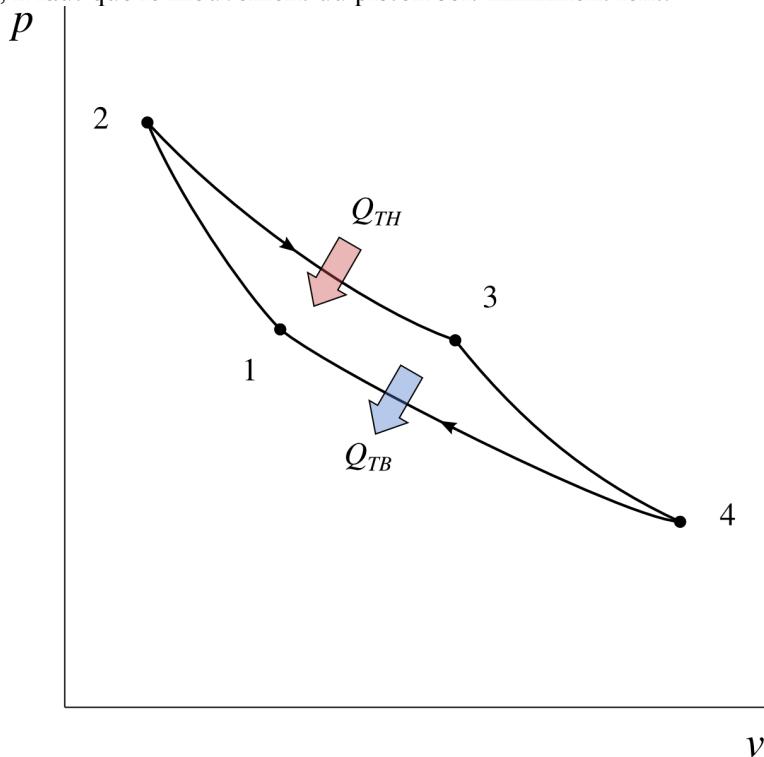


FIGURE 7.9 – Diagramme pression-volume d'un cycle de Carnot, pour un moteur, avec un gaz parfait. Dans le cas d'une machine thermique inversée (réfrigérateur ou pompe à chaleur), le sens de l'évolution est simplement inversé.

7.3.5 Le réfrigérateur de Carnot

En inversant le sens de fonctionnement, on crée un système de réfrigération de même efficacité. Le fluide passe alors par les mêmes états, mais en parcourant le chemin inverse (1-4-3-2-1) comme montré en figure 7.10. La chaleur $|Q_{TB}|$ est *captée* de la source froide, le travail $|W_{net}|$ est *reçu* par la machine, et la chaleur $|Q_{TH}|$ est *rejetée* par la machine vers la source à haute température.

Ce cycle permet d'obtenir le rendement maximal (le moins mauvais rendement, car il n'est pas infini) d'un système de climatisation ou d'une pompe à chaleur.

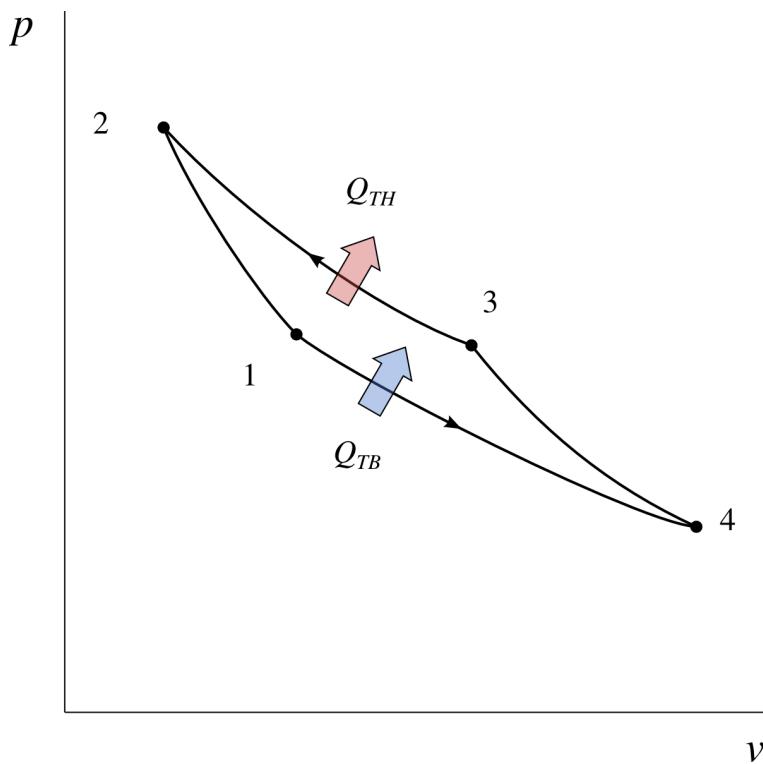


FIGURE 7.10 – Diagramme pression-volume pour un cycle de Carnot inversé, c'est-à-dire en mode de réfrigération (réfrigérateur ou pompe à chaleur), avec un gaz parfait.

7.4 L'échelle de température thermodynamique

7.4.1 L'essentiel à retenir

Kelvin définit une échelle de température, dite de *température absolue*. À l'intérieur d'une machine de Carnot, le rapport des températures maximale T_H et minimale T_B est défini comme égal au rapport des débits sous forme de chaleur, c'est-à-dire :

$$\left| \frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}} \right| \equiv \frac{T_H}{T_B} \quad (7/4)$$

par définition, dans une machine de Carnot,
où \dot{Q}_{TH} est le débit de chaleur absorbé ou rejeté à haute température (\dot{Q}_{TB} ,
à basse température),
et où les températures sont absolues (mesurées en K).

Cette équation 7/4 est une définition. On peut donc déterminer la température d'un corps sans devoir utiliser un fluide en particulier. Kelvin étalonne son échelle de sorte que $0^\circ\text{C} = 273,15\text{ K}$.

Les paragraphes qui suivent sont destinés aux lecteurs curieux, et peuvent être survolés sans danger par l'étudiant/e ou l'ingénieur/e pressé/e.

7.4.2 Qu'est-ce qu'une échelle en physique ?

Pour quantifier une propriété en physique (par exemple, quantifier « la masse » ou « la couleur »), il faut avoir défini trois choses :

Un degré zéro qui définit ce que représente zéro propriété (zéro masse, zéro longueur, etc.) ;

Un étalon arbitraire qui sert de calibre (par exemple, un objet de masse une livre, de longueur un mètre) ;

Une échelle qui permet de définir la propriété entre le degré zéro et l'étalon (par exemple, ce qu'est « deux fois plus » ou « deux fois moins » de masse, de lumière, etc.).

7.4.3 Les limites des thermomètres de Celsius et Fahrenheit

Au début du XIX^e siècle, les deux échelles de température que nous utilisons aujourd'hui dans la vie courante, celles du suédois Anders Celsius et de l'allemand Gabriel Fahrenheit, sont déjà en usage. Qu'en est-il de ces deux échelles d'un point de vue physique ?

- Le degré zéro est plutôt facile à définir (c'est le point où les corps sont entièrement figés, incapables de fournir de la chaleur) mais ni Fahrenheit ni Celsius ne sont capables de le situer avec certitude ;
- Les étalons de Celsius et Fahrenheit sont sensiblement différents. Celsius choisit le gel de l'eau pure, Fahrenheit de l'eau salée, à pression atmosphérique, et lui attribuent chacun la graduation relative « zéro ».
- Les échelles de Celsius et Fahrenheit, en revanche, sont strictement identiques. En effet, pour *mesurer* les températures autour de leurs étalons, les deux scientifiques mesurent la contraction et la dilatation d'un liquide dans un tube. Entre son zéro et l'ébullition de l'eau à pression atmosphérique, Celsius trace 100 graduations¹ ; Fahrenheit, 212 graduations².

Le principal problème avec ces deux échelles est que la température n'est bien définie que dans le domaine d'existence des thermomètres à liquide. Quel que soit le fluide utilisé (mercure, alcool, eau), il finit toujours par geler ou bouillir quelque part ; et les graduations ne donnent alors plus d'information utile. Par exemple, Celsius ne peut pas *définir* ou même décrire ce qui permet de reconnaître une température de 1 200 °C.

1. En fait, Celsius utilise initialement une échelle inversée, allant de 100 °C au gel jusqu'à 0 °C à l'ébullition !

2. Cette graduation est probablement choisie pour se recaler facilement sur sa première graduation, étalonnée sur le gel de l'eau pure (32) et la température du corps humain (96). Des étalons fort difficiles à reproduire !

En plus de cela, les deux échelles sont peu intuitives à utiliser en dessous du gel de l'eau. Pour peu que l'on admette, par exemple, que 40 °C puisse être « deux fois plus de température » que 20 °C, alors à quoi correspondrait une température deux fois plus haute que −10 °C ?¹

7.4.4 Le thermomètre de William Thomson

William Thomson, ingénieur et physicien écossais, a bien compris ces limites. Il va proposer une échelle de température qui, elle, ne dépend pas du comportement d'un fluide dans un tube.

Thomson s'intéresse de près au cycle de Carnot et il raisonne de la façon suivante. La seule propriété qui confère l'efficacité maximale au moteur de Carnot est le fait qu'il soit réversible. Autrement dit, toutes les machines fondées sur ce cycle et opérant entre deux températures données auront la même efficacité — quels que soient leur carburant, leur cylindrée, leur configuration, ou leur puissance². On pourrait donc se servir de l'efficacité d'un moteur de Carnot comme mesure de la température.

La proposition de Thomson est la suivante : soit un corps à une température T_1 (par exemple de mille unités, comme montré en figure 7.11). On y attache un moteur de Carnot, qui va fournir du travail et rejeter de la chaleur à température plus basse T_2 . Cette température T_2 est deux fois plus faible que T_1 si le moteur rejette la moitié de la chaleur qu'il reçoit ; elle est quatre fois plus faible lorsqu'il en rejette le quart, etc. En termes mathématiques, Thomson propose³ :

$$\left| \frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}} \right| \equiv \frac{T_H}{T_B} \quad (7/4)$$

dans une machine de Carnot (en fait, pour toute machine effectuant une transformation réversible),
où \dot{Q}_{TH} est le débit de chaleur absorbé ou rejeté à haute température (\dot{Q}_{TB} , à basse température),
et où les températures sont *absolues* (mesurées en K).

Avec une simple manipulation des équations 7/4 et 7/1, on peut reformuler la définition de Kelvin comme suit :

1. Cela revient à poser la question : peut-on écrire $\frac{40\text{ }^{\circ}\text{C}}{20\text{ }^{\circ}\text{C}}$ et est-ce égal à $\frac{80\text{ }^{\circ}\text{C}}{40\text{ }^{\circ}\text{C}}$? (la réponse moderne à cette question est non.)

2. On pourrait par exemple « allonger » tant qu'on veut les phases de détente isotherme : rien ne fixe *a priori* l'état 3 décrit en figure 7.8).

3. En fait, ce n'est pas si simple. Thomson propose d'abord (en 1848) une échelle dans laquelle $\frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}}$ est proportionnel à la *différence* des températures ; ce qui en fait une échelle logarithmique de notre point de vue actuel. Il se ravise avec la proposition 7/4 six ans plus tard.

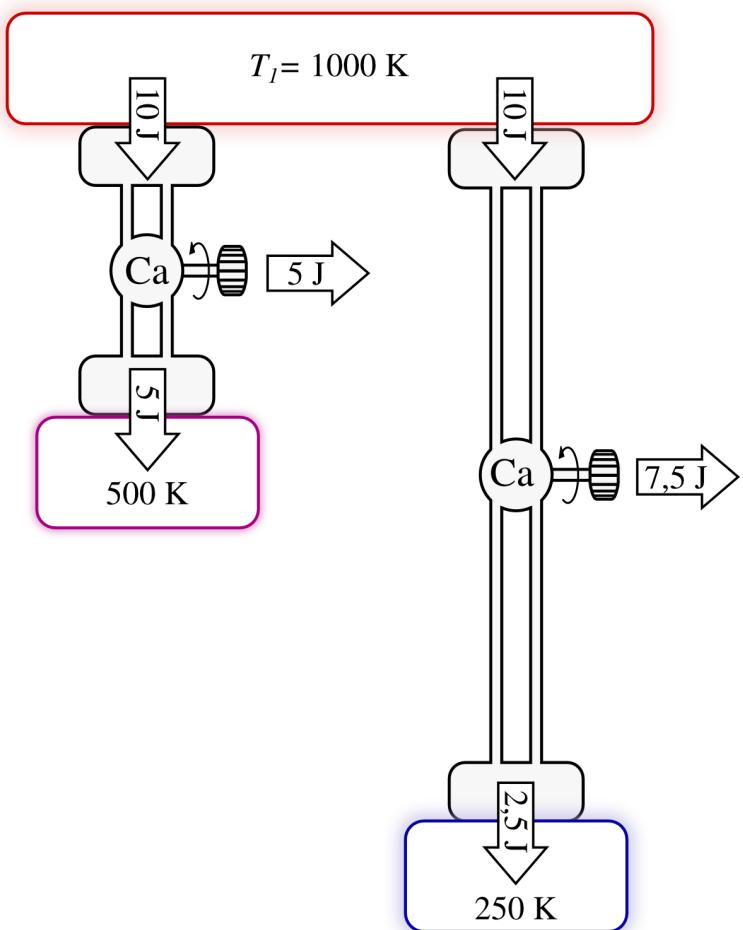


FIGURE 7.11 – Expérience permettant d'illustrer l'échelle de température absolue proposée par William Thomson. Un moteur de Carnot fonctionnant entre $1\ 000 \text{ K}$ et 500 K rejette $\frac{1\ 000}{500} = 50\%$ de la chaleur qu'il reçoit. Si la température basse est quatre fois plus faible, ce rejet est quatre fois plus faible ($\frac{1\ 000}{250}$) que la chaleur reçue.

Soit une machine de Carnot fonctionnant entre deux réservoirs thermiques séparés d'un degré de température (1 K), et à laquelle on fournit une quantité de chaleur Q_H de 1 Joule ;

La température de la source chaude est définie comme l'inverse du travail produit.

Les températures dans cette échelle, dite *échelle de température absolue ou de température thermodynamique*, sont toujours positives et varient de zéro à l'infini.

7.4.5 Zéro absolu et synchronisation des échelles

Thomson dispose donc d'une *échelle* — une méthode permettant de définir une température « deux fois plus élevée ».

Le zéro de cette échelle correspond bien au degré zéro de température, puisqu'avec l'expérience de la figure 7.11 on dispose alors d'un « gouffre » de température zéro qui permet de détendre les gaz jusqu'à zéro température (on peut ainsi convertir toute l'énergie interne d'un fluide en travail¹).

Reste le choix d'un étalon. Thomson revient au thermomètre de Celsius et prend le même point de référence (gel de l'eau à pression atmosphérique). Observant que la contraction et la dilatation des fluides reste proportionnelle à leur variation de température absolue, il attribue à ce point de référence une valeur qui permet de conserver la même graduation thermométrique. Pour cela, il faut que les températures $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, dont on sait qu'elles permettent un rendement maximal de $28,8\%$, correspondent à des températures en K espacées de 100 unités. Le calcul est simple² et Thomson obtient la relation :

$$0\text{ }^{\circ}\text{C} = 273,15\text{ K} \quad (7/5)$$

William Thomson a trente ans lorsqu'il publie son échelle de température en 1854, lancé dans une carrière de scientifique époustouflante. En 1892 il sera sacré *Premier Baron Kelvin*³ ; c'est sous ce nom qu'il est connu aujourd'hui. L'unité *Kelvin* (K) est officiellement attribuée à la température absolue en 1948.

Le travail de Kelvin permet donc de séparer définitivement le concept de température des fluides réels ou imaginaires (ébullition de l'eau, volume

1. On peut prendre une machine de Carnot avec $T_B = 0\text{ K}$. Le transfert de chaleur à la source froide est alors inutile puisque l'on a effectué une détente infinie ($3 \rightarrow 4$) pour obtenir une température de zéro. Q_{TB} est alors nul, et on retrouve bien un rendement de 100% .

2. L'étudiant/e est encouragé/e à le reproduire.

3. On dira même *The Right Honourable First Lord Kelvin* (*OM, GCVO, PC, PRS, PRSE*)!

des gaz parfaits¹⁾; la voilà rattachée à une expérience physique précise et quantitative.

7.5 Efficacité maximale des machines

La définition de la température détaillée en 7/4 nous permet de revenir aux machines thermiques et d'apporter une réponse simple aux questions que se posait Carnot.

7.5.1 Efficacité du moteur de Carnot

Lors du chapitre précédent (§6.3.1), nous avons vu que le rendement d'un moteur était le rapport entre le travail produit (transfert utile, \dot{W}_{net}) et la chaleur reçue (dépense énergétique, \dot{Q}_{in}). Nous avions transformé cette expression en une autre moins appréhensible :

$$\eta_{\text{moteur}} = 1 - \left| \frac{\dot{Q}_{TB}}{\dot{Q}_{TH}} \right| \quad (6/5)$$

pour tout moteur thermique.

Dans le cas d'une machine de Carnot, avec la relation 7/4, cette expression prend tout son sens en devenant :

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} \quad (7/6)$$

pour un moteur thermique réversible,
et où les températures sont absolues (K).

Cette expression 7/6 est si remarquable qu'il nous faut nous y arrêter quelques instants.

La réponse à la question « quelle quantité maximale de travail, en théorie, peut-on obtenir de la combustion d'une quantité donnée de charbon ? », que se posait Carnot, est ici – et elle est stupéfiante : **cela ne dépend que des températures haute et basse du moteur !**

Deux remarques importantes s'imposent ici.

- Premièrement, cette efficacité n'est pas de 100 %. Pourtant, nous parlons bien ici de machines sans frottement, sans perte, et aux mouvements infiniment lents. Par contraste, rien n'empêche un moteur électrique ou un alternateur d'atteindre une efficacité de 100 % si l'on peut s'affranchir de tous frottements.

Ainsi, avant même d'avoir abordé les inévitables difficultés technologiques dans la mise en place des moteurs réels, le motoriste est limité par la nature

1. Nous avions esquivé deux fois la définition de la température dans ces chapitres (§1.5.1 et §4.1.1).

fondamentale de la chaleur dans ce qu'il peut obtenir de sa machine. Dans les chapitres suivants, nous aborderons les irréversibilités observées dans les moteurs réels, qui réduiront encore le rendement calculé ci-dessus.

- Secondelement, cette équation est un argument fort pour augmenter la température de combustion dans les moteurs.

En effet, en pratique la température basse T_B est fixée par celle de l'air ambiant. Le seul paramètre restant pour augmenter le rendement d'un moteur idéal est la température T_H . Cette relation explique les efforts surprenants déployés par les concepteurs de moteurs pour utiliser de grandes températures (et de façon correspondante, de grandes pressions), même si les moteurs réels sont loin d'être réversibles.

Pour résumer, nous répondrons ainsi à la question de Carnot :

Plus la température à laquelle est brûlé le charbon est haute, plus la température ambiante est basse, et moins les pertes en chaleur – *inévitables* – du moteur seront grandes.

7.5.2 Efficacité du réfrigérateur de Carnot

Nous avons vu au (§6.3.2) que l'efficacité d'un réfrigérateur était la comparaison entre la chaleur extraite de la source froide (transfert utile, \dot{Q}_{in}) et le travail consommé (dépense énergétique, \dot{W}_{net}). Nous avions exprimé cette efficacité avec l'obscur expression :

$$\eta_{\text{réfrigérateur}} = \frac{1}{\left| \frac{\dot{Q}_{TH}}{\dot{Q}_{TB}} \right| - 1} \quad (6/7)$$

pour tout réfrigérateur.

Lorsqu'il s'agit d'un réfrigérateur de Carnot, cette efficacité est fonction de la température uniquement (7/4) et l'on a ainsi :

$$\eta_{\text{réfrigérateur Carnot}} = \frac{1}{\frac{T_H}{T_B} - 1} \quad (7/7)$$

pour un réfrigérateur réversible,
et où les températures sont absolues (K).

Les mêmes remarques que plus haut s'appliquent ici.

Non seulement le rendement d'un réfrigérateur n'atteint jamais l'infini¹, même s'il est parfaitement isolé et doté d'un mécanisme idéal ; mais en plus, cette

1. Un réfrigérateur de rendement (ou COP) infini fonctionnerait sans apport de travail, §6.3.2

efficacité est d'autant plus faible que la température de réfrigération T_B est basse.

7.5.3 Efficacité de la thermopompe de Carnot

De même que ci-dessus, rappelons que nous avons défini le rendement (ou « coefficient de performance ») de la pompe à chaleur comme le rapport de la chaleur fournie à la source chaude sur le travail mécanique consommé (6/8) :

$$\eta_{\text{thermopompe}} = COP_{\text{thermopompe}} = \frac{1}{1 - \left| \frac{\dot{Q}_{TB}}{\dot{Q}_{TH}} \right|} \quad (6/9)$$

pour toute thermopompe.

Avec la relation 7/4, on peut exprimer cette efficacité uniquement en fonction des températures haute et basse :

$$\eta_{\text{thermopompe Carnot}} = COP_{\text{thermopompe Carnot}} = \frac{1}{1 - \frac{T_B}{T_H}} \quad (7/8)$$

pour une thermopompe réversible,
et où les températures sont absolues (K).

Les températures auxquelles sont soumises les machines réversibles fixent donc ainsi fermement les rendements qu'il est possible d'attendre d'elles.

7.6 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est considéré comme un gaz parfait.

$$c_v(\text{air}) = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_p(\text{air}) = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{air}} = 1,4$$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infinitement lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma-1} \quad (4/36)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (4/37)$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2} \right) = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma} \quad (4/38)$$

E7.1 Efficacité maximale d'un moteur

Quelle est l'efficacité maximale qu'un moteur puisse atteindre en opérant dans de l'air à température ambiante (15°C), et dont la température maximale est de 800°C ?

E7.2 Efficacité maximale d'un réfrigérateur

Quelle est l'efficacité maximale théorique qu'un congélateur domestique pourrait atteindre en fonctionnant entre les températures de -6°C et 20°C ?

Pour quelle(s) raison(s) les rendements atteints par les congélateurs usuels (environ 3) sont-ils inférieurs ?

E7.3 Efficacité maximale d'une pompe à chaleur

Une personne souhaite installer une thermopompe pour chauffer son domicile avec une puissance de 10 kW .

- Expliquez brièvement pourquoi la performance d'une pompe à chaleur s'exprime selon :

$$\eta_{\text{thermopompe}} = \left| \frac{\dot{Q}_{\text{out}}}{\dot{W}_{\text{net}}} \right| \quad (7/9)$$

- Estimez la consommation minimale théorique de la pompe un soir de grand froid ($T_{\text{ext.}} = -2^\circ\text{C}$; $T_{\text{int.}} = 20^\circ\text{C}$)

- Quelle sera la consommation minimale de la pompe à chaleur lorsque les températures interne et externe seront de 17°C et 16°C respectivement ?
- Quelle sera la consommation minimale théorique de la pompe dans le cas où les températures interne et externe sont identiques ? Que se passe-t-il en théorie si la température externe est plus grande qu'à l'intérieur ?

E7.4 Cycle de Carnot

- Décrivez brièvement les quatre phases d'un cycle moteur de Carnot, en indiquant le sens des transferts de chaleur.
- Pourquoi les transferts de chaleur sont-ils isothermes ?
- Est-il préférable d'utiliser un gaz parfait ou un mélange liquide-vapeur pour effectuer ce cycle ?
- Quels problèmes pratiques le cycle de Carnot pose-t-il ?

E7.5 Moteur de Carnot à vapeur

On tente de mettre en place une centrale à vapeur basée sur le cycle de Carnot pour fabriquer de l'électricité. La chaudière fonctionne à température maximale de 275°C et admet de l'eau à l'état de liquide saturé. Lorsque l'eau sort de la chaudière et rentre dans la turbine, elle est à l'état de vapeur saturée.

- Tracez le cycle suivi par l'eau sur un diagramme pression-volume, en indiquant la courbe de saturation (prendre garde aux particularités des mélanges liquide-vapeur !)
- À quelle pression environ faudrait-il refroidir la vapeur pour obtenir un rendement de 40 % ?
- Quelle serait la puissance fournie par l'installation si son débit massique était de 3 kg s^{-1} ?
- [Question difficile¹] À quoi ressembleraient le cycle et la machine si l'on continuait à chauffer la vapeur à température constante de 275°C à la sortie de la chaudière ? Comment varierait alors l'efficacité du moteur ?

E7.6 Réversibilité des machines

De la même façon qu'en figure 7.7, démontrez par l'absurde qu'on ne peut concevoir une pompe à chaleur (ou un réfrigérateur) de rendement supérieur à une machine thermique réversible.

1. Il peut être utile de se référer au §5.4.4 ici.

E7.7 Moteur à turbine idéal

Un groupe d'ingénieurs dans un bureau d'études travaille sur la conception d'un moteur à air, fonctionnant en régime continu à l'aide de turbines et de compresseurs.

Les ingénieurs utilisent le cycle de Carnot pour point de départ. Ils prévoient de pouvoir effectuer l'apport de chaleur à température de 600 °C et le rejet de chaleur à température de 20 °C. La pression est de 1 bar à l'entrée du compresseur adiabatique et de 30 bar à l'entrée de la turbine adiabatique. Ces caractéristiques confèrent au moteur une puissance mécanique spécifique de 70 kJ kg⁻¹.

1. Représentez l'agencement général de ce moteur hypothétique, en y représentant le circuit suivi par l'air, et tous les transferts de chaleur et de travail.
2. À partir de la définition du rendement d'un moteur, montrez que l'efficacité d'un moteur réversible est quantifiable selon l'équation

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_H} \quad (7/6)$$

3. Quelle puissance sous forme de chaleur faudra-t-il fournir au moteur ?
4. Quelle sera alors la puissance rejetée sous forme de chaleur ?

Bien sûr, le cycle de Carnot est impraticable dans une application industrielle et le groupe d'ingénieurs adopte une modification, car pour pouvoir effectuer l'apport de chaleur par combustion interne, il faut pouvoir ensuite renouveler l'air du moteur. Ils décident ainsi d'interrompre la détente dans la turbine adiabatique lorsque la pression atteint 1 bar, et de rejeter l'air « usagé » dans l'atmosphère.

Ainsi, dans ce nouveau moteur :

- La turbine adiabatique fonctionne désormais entre 30 bar 1 bar ;
- Le rejet de chaleur s'effectue dans l'atmosphère à pression constante de 1 bar.

Le reste du moteur n'est pas affecté.

5. Représentez le nouveau cycle sur un diagramme pression-volume, en le comparant au cycle de Carnot plus haut.
6. Quelle est la température de l'air lorsqu'il est rejeté du moteur à la sortie de la turbine adiabatique ?
7. Quelle est ainsi la réduction de la puissance de la turbine adiabatique par rapport au moteur idéal ?
8. Quelle puissance mécanique est économisée par la suppression du compresseur qui effectuait le rejet de chaleur ?
9. Quelle est désormais l'efficacité du moteur ?

E7.8 Cycle idéal et réel d'un réfrigérateur

Nous nous proposons d'étudier le fonctionnement d'un réfrigérateur en partant d'un cycle théorique permettant un rendement maximal.

Le réfrigérateur fonctionne strictement sur un cycle de Carnot, en régime permanent, avec un mélange liquide-vapeur.

- Représentez le cycle de réfrigération sur un diagramme température-entropie ou pression-volume, en indiquant le sens des transferts de chaleur et de travail.
- Bien sûr, en pratique, la compression et la détente ne peuvent se faire de façon réversible.
- Représentez le cycle irréversible sur le diagramme température-entropie ou pression-volume.
- De quelle façon variera chacun des transferts de chaleur et de travail par rapport au cas théorique ?
- Montrez brièvement que ces variations conduisent à une baisse du rendement (« COP ») du réfrigérateur.

E7.9 Cycle réversible de réfrigération

Une usine chimique utilise un système de réfrigération pour contrôler la température de produits dangereux. Nous cherchons à étudier le système de réfrigération le moins inefficace pour l'équiper, ici basé sur le cycle de Carnot.

La température minimale de réfrigération est de -50 °C et la chaleur est rejetée à 40 °C.

1. Représentez un cycle de réfrigération basé sur un cycle de Carnot sur un diagramme pression-volume ou température-entropie.

En étudiant le cycle, un/e ingénieur/e constate que le rendement du réfrigérateur augmente si la température de rejet de chaleur est abaissée.

Il/elle propose de configurer le réfrigérateur de telle sorte à ce qu'il rejette de la chaleur à 10 °C seulement. Cette chaleur à 10 °C serait captée par une pompe à chaleur qui la mènerait enfin à 40 °C.

2. Montrez que le si le réfrigérateur fonctionne sur un cycle réversible, la modification proposée ne pourra qu'augmenter (ou au mieux, garder identique) la consommation totale du système de réfrigération.
3. Représentez le cycle de la pompe à chaleur telle que le propose l'ingénieur/e, sur le diagramme pression-volume ou température-entropie plus haut.
4. Représentez, sur un diagramme température-entropie ou pression-volume, les cycles suivis par les deux machines si leurs phases de détentes étaient adiabatiques (sans transfert de chaleur) mais non-réversibles.

E7.10 Moteur essence basé sur un cycle de Carnot

On souhaite quantifier la consommation d'essence minimale que pourrait engendrer un moteur automobile générant 100 kW de puissance (environ 130 ch), étant données quelques contraintes pratiques imposées par le faible volume disponible et les limites de poids :

- Le taux de compression (c'est-à-dire le rapport $\frac{v_{\max}}{v_{\min}}$) est de 12 lors des phases adiabatiques (afin de limiter les contraintes mécaniques) ;
- La température maximale est de 1 300 K (imposée par la résistance des matériaux) ;
- Le moteur aurait quatre cylindres effectuant chacun 400 cycles par minute.

Le moteur est alimenté par de l'essence dont la chaleur spécifique de combustion est de 40 MJ kg^{-1} .

Si l'on considère le meilleur moteur que l'on puisse concevoir :

1. À quelle température la chaleur serait-elle rejetée ?
2. Quel serait le rendement du moteur ?
3. Quelle serait la quantité de chaleur à fournir pour chaque combustion, et la masse de carburant correspondante ?
4. Quelle serait la consommation horaire d'essence ?

Résultats

7.1 73,1 %

7.2 $COP_{\text{réf.}} = 10,3$

7.3 1) cf. §6.3.3

$$2) \dot{W}_{\text{net}} = 750,8 \text{ W}$$

$$3) \dot{W}_{\text{net}} = 34,5 \text{ W} (!)$$

4) $\dot{W}_{\text{net}} = 0 \text{ W}$; travail net négatif : la pompe devient moteur...

7.5 2) 0,1285 bar
1,889 W

3) $q_{\text{in}} = h_{LV} = 1574,3 \text{ kJ kg}^{-1}$: on obtient $\dot{W}_{\text{net}} =$
4) Efficacité inchangée

7.7 3) $q_{\text{in}} = 105,4 \text{ kJ kg}^{-1}$
6) $T_E = 330,4 \text{ K}$
8) $w_{\text{économisée}} = +35,4 \text{ kJ kg}^{-1}$

4) $q_{\text{out}} = -35,4 \text{ kJ kg}^{-1}$
7) $w_{\text{perdue}} = 37,54 \text{ kJ kg}^{-1}$
9) 64,38 %

7.10 1) $T_{\text{rejet}} = 208 \text{ }^{\circ}\text{C}$
2) 63 %
3) $\dot{Q}_{\text{in}} = 158,8 \text{ kW}$ donc $Q_{\text{comb.}} = 5,955 \text{ kJ}$ à chaque combustion. $m_{\text{carb.comb.}} = 0,148 \text{ g}$
4) $\dot{m}_{\text{carb.}} = 14,3 \text{ kg h}^{-1}$

CHAPITRE 8

L'entropie

— *ou* —
L'effroyable prophétie du professeur Clausius

8.1 Définition	217
8.1.1 L'entropie est une propriété	217
8.1.2 Définition	217
8.1.3 Remarques	218
8.2 Les variations d'entropie	219
8.2.1 Analogie avec le volume	219
8.2.2 Les diagrammes Température-entropie	221
8.2.3 Variations d'entropie d'un gaz parfait	225
8.2.4 Variations d'entropie d'un liquide/vapeur	229
8.3 Prédire le sens des transformations	233
8.3.1 Irréversibilités lors des transferts de chaleur	233
8.3.2 Irréversibilités lors des compressions et détentes adiabatiques	235
8.3.3 Le second principe et l'entropie	237
8.3.4 Prédire le sens des transformations	237
8.4 L'entropie et l'univers	239
8.4.1 À quoi sert l'entropie ?	239
8.4.2 Contexte	240
8.4.3 Pour aller plus loin	240
8.4.4 L'entropie et l'univers	241
8.5 Exercices	242

LE CHAPITRE 8 EN BREF

L'entropie est une propriété des corps. Ses variations permettent de mesurer l'irréversibilité des transferts d'énergie (toujours indésirable pour l'ingénieur). L'entropie totale augmente toujours au cours des transferts irréversibles : de travail (avec mouvement brutal), de chaleur (avec gradient de température).

Introduction

L'entropie est indiscutablement l'épine de toute étude de la thermodynamique. Pour l'ingénieur/e, elle est un concept très utile dans l'étude des transferts de chaleur et de réversibilité.

Ce chapitre 8 (*l'entropie*) se propose d'aborder le concept de la façon la plus pragmatique possible, à partir de deux questions :

- Qu'est-ce que l'entropie et que permet-elle de représenter ?
- Quel usage l'ingénieur/e peut-il/elle en faire ?

8.1 Définition

8.1.1 L'entropie est une propriété

Commençons par admettre le fait que l'entropie est une *propriété* physique,¹ c'est-à-dire quelque chose qui caractérise l'état d'un système. Dit autrement : si l'on considère une portion de l'univers à un moment donné (un système), nous trouvons que ce système a une masse, un volume, une température, etc. : ce sont ses propriétés, des descriptions absolues de son état. L'entropie est une de ces propriétés.

Par contraste, nous pourrions dire que la chaleur, le travail, le courant électrique etc. ne sont pas des propriétés : ce ne sont pas des quantités qui décrivent un objet, mais plutôt, un transfert entre deux objets.

Nous penserons donc toujours à l'entropie comme étant l'entropie « *de quelque chose* » (peut-être comme nous dirions la couleur, la température « *de quelque chose* »). Nous dirons par exemple « *ce corps a de l'entropie* » ou « *l'entropie de ce corps augmente/diminue* », et non pas « *nous prenons/donisons de l'entropie à ce corps* ».

8.1.2 Définition

On nomme *entropie* une propriété physique notée *S*.

- Lorsqu'un système suit une évolution réversible, son entropie varie de façon à ce que :

$$dS \equiv \left(\frac{dQ}{T} \right)_{\text{rév.}} \quad (8/1)$$

où l'indice *rév.* spécifie que le calcul se fait le long d'un chemin réversible ;
 dS est la variation infinitésimale d'entropie (J K^{-1}) ;
 dQ est la quantité infinitésimale de chaleur fournie de façon réversible (J) ;
et T est la température à laquelle a lieu le transfert de chaleur (K).

1. On dit aussi *variable physique* ou *variable thermodynamique*.

En passant d'un état A à un état B de façon réversible, l'entropie varie donc d'une quantité ΔS :

$$\Delta S = \int_A^B \left(\frac{dQ}{T} \right)_{\text{rév.}} \quad (8/2)$$

où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

- Lorsqu'un système suit une évolution irréversible entre A et B (comme pour la majorité des évolutions réelles), alors *il faut trouver un chemin réversible entre ces deux états* et y effectuer l'intégration 8/2 pour calculer ΔS .

Il existe toujours une façon réversible de faire évoluer un système entre n'importe quels deux états¹. Pour cela, il faut lui fournir ou lui faire fournir du travail de façon infiniment lente, et lui fournir ou lui prendre de la chaleur avec une différence de température infinitésimale.

Attention : si l'on intègre la quantité $\frac{dQ}{T}$ le long d'une évolution où la température ou la pression ne sont pas homogènes (par exemple lors d'une détente rapide, d'un réchauffement hétérogène, d'un gradient interne de température²), alors on obtiendra un résultat plus faible que ΔS , la variation d'entropie réelle.

L'unité de l'entropie, S , est le JK^{-1} (Joule par Kelvin) ; et de façon correspondante, on définit l'*entropie spécifique* s :

$$s \equiv \frac{S}{m} \quad (8/3)$$

où m est la masse considérée (kg),
et s est son entropie spécifique ($\text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$).

En pratique, le terme « entropie » est souvent utilisé même s'il s'agit d'entropie spécifique ; le symbole et le contexte permettent de préciser de quelle variable il s'agit.

8.1.3 Remarques

Ajoutons trois remarques avant de poursuivre.

1. Le calcul de l'équation 8/2 ne permet pas de calculer l'entropie d'un système, mais seulement *sa variation* lorsqu'il évolue. En fait, on ne sait pas calculer l'entropie d'un corps arbitraire ! Nous verrons que cela n'a pas d'importance pour l'ingénieur/e.
2. L'entropie est invisible, inodore, inaudible. Il n'existe pas d'instrument capable de la mesurer. Nous ne pouvons que calculer ses variations.

1. Il existe même une infinité de façons.
2. La notion de réversibilité a été approchée au §2.4.3

3. On ne peut calculer les variations d'entropie que le long d'évolutions réversibles, ce qui est une limitation très importante (aucune évolution réelle intéressante pour l'ingénieur/e n'est réversible). Cependant, il existe toujours une façon réversible de reproduire l'état final d'une évolution irréversible.

8.2 Les variations d'entropie

8.2.1 Analogie avec le volume

Nous avons vu au chapitre 2 (*les systèmes fermés*) que lorsque l'évolution est réversible, le travail fourni par un fluide lorsque son volume varie s'exprime selon l'section 2.4.1 :

$$W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p \, dV \quad (8/4)$$

pour un système fermé lorsque les variations de volume sont infiniment lentes.

On pourrait ainsi proposer de *définir* le volume comme étant « ce qui varie avec la pression lorsque l'on fournit un travail, lorsque l'évolution est réversible », ce qui reviendrait à définir :

$$dV = - \left(\frac{dW}{p} \right)_{\text{rév.}} \quad (8/5)$$

où l'indice *rév.* spécifie que le calcul se fait le long d'un chemin réversible.

ou encore l'expression plus appréhensible :

$$\Delta V = - \int_A^B \left(\frac{dW}{p} \right)_{\text{rév.}} \quad (8/6)$$

où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

On peut voir que l'entropie est définie de façon similaire, c'est-à-dire comme étant la variable *S* qui lors d'un transfert de chaleur réversible nous permet de lier la chaleur à la température avec la relation 8/2 :

$$\Delta S = \int_A^B \left(\frac{dQ}{T} \right)_{\text{rév.}}$$

où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

Nous avons alors

$$Q_{A \rightarrow B} = \int_A^B (T dS)_{\text{rév.}} \quad (8/7)$$

$$q_{A \rightarrow B} = \int_A^B (T ds)_{\text{rév.}} \quad (8/8)$$

pour toute évolution,
où l'indice *rév.* spécifie que l'intégration se fait le long d'un chemin réversible.

Nous pouvons alors représenter un flux de chaleur réversible par l'aire balayée par un fluide sur un diagramme température-entropie (figure 8.2).

Pour appréhender l'entropie, que l'on ne peut ni visualiser, ni mesurer directement, cette analogie avec le volume pourra peut-être aider l'étudiant/e.

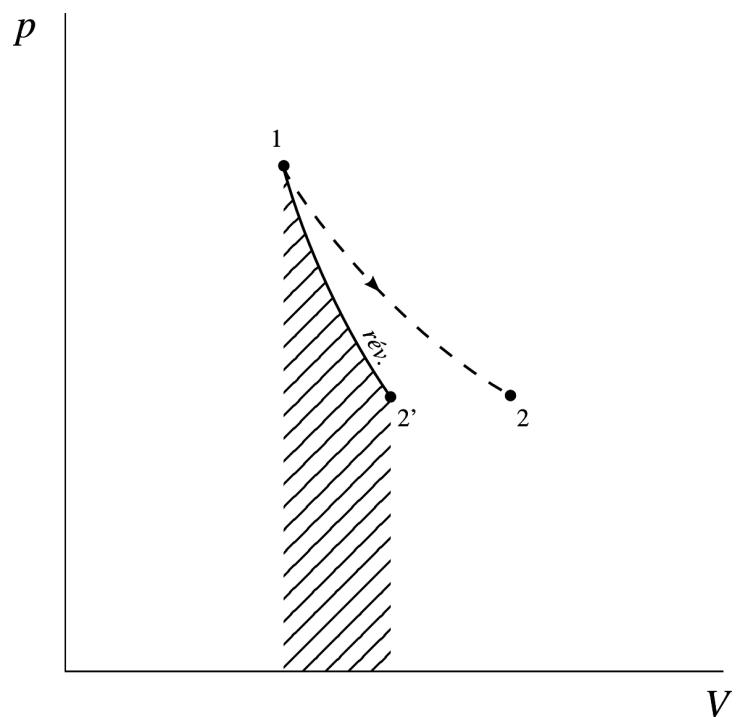


FIGURE 8.1 – Évolution du volume lors de détentes adiabatiques. L'augmentation du volume ne correspond à l'intégrale $\int (dW/p)_{\text{rév.}}$ que dans le cas d'un parcours réversible (1 → 2'), mais pas pour un parcours irréversible (1 → 2).

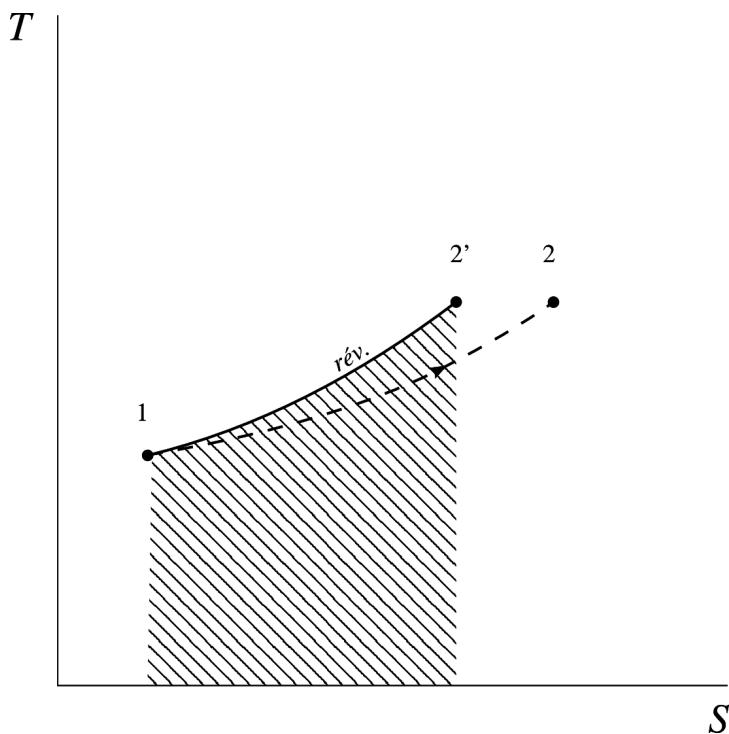


FIGURE 8.2 – Diagramme température-entropie. Lors d'une transformation réversible, l'aire sous la courbe d'un diagramme $T - S$ représente la chaleur transmise $Q_{1 \rightarrow 2'}$; mais pas lorsqu'elle est irréversible.

8.2.2 Les diagrammes Température-entropie

Il est important pour nous de tracer les évolutions des fluides dans les machines sur un diagramme température-entropie. Cela nous permet de visualiser les transformations en jeu, exactement comme avec un diagramme pression-volume. À quoi ressemblent alors les principales évolutions sur un diagramme $T - s$?

Lorsque le fluide reçoit ou fournit du travail de façon adiabatique réversible, alors $\Delta s = \int \frac{dq}{T} = 0$ puisque l'évolution est réversible et que $dq = 0$. Une transformation adiabatique réversible se fait donc à entropie constante – elle est iso-entropique, ce que nous appelons *isentropique*. Nous la représenterons ainsi par un trajet vertical sur les diagrammes température-entropie (figure 8.3).

Les transferts de chaleur, quant à eux, provoquent une variation de l'entropie du système (positive lorsque la chaleur est reçue, et négative lorsqu'elle est perdue). Sur les diagrammes $T - s$, nous nous déplacerons de gauche à droite lors des réceptions de chaleur ou bien lorsqu'il y a irréversibilité dans une compression ou une détente.

Lorsque le système perd de la chaleur, son entropie décroît et nous nous déplacerons de droite à gauche sur les diagrammes $T - s$ (figure 8.3).

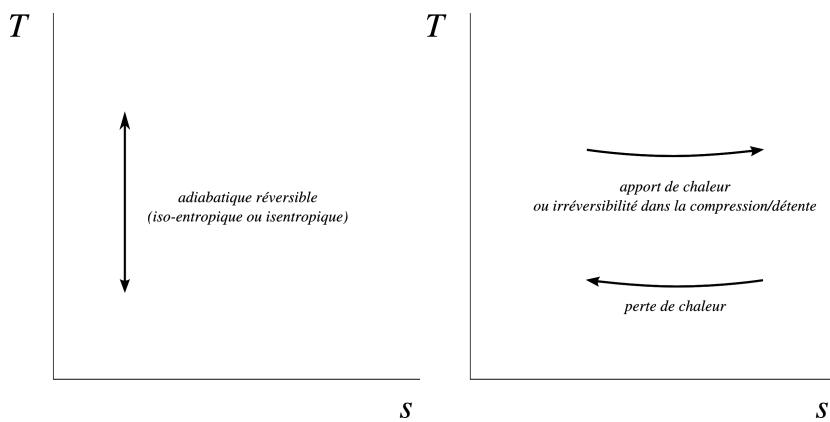


FIGURE 8.3 – Évolutions élémentaires sur les diagrammes température-entropie.

Notons aussi que, tout comme pour le volume, lorsqu'un fluide parcourt un cycle complet, il peut perdre son entropie à une température plus faible qu'il ne l'avait gagnée. La chaleur nette brassée est alors négative : le fluide a *absorbé* de la chaleur¹.

Lorsque les évolutions sont réversibles, cette chaleur nette est représentée par l'aire enclose par le trajet sur un diagramme température-entropie (figure 8.4).

1. Cette chaleur aura été transformée en travail. En suivant le circuit inverse, le fluide produira une chaleur nette : c'est le principe du réfrigérateur (§6.2.3)

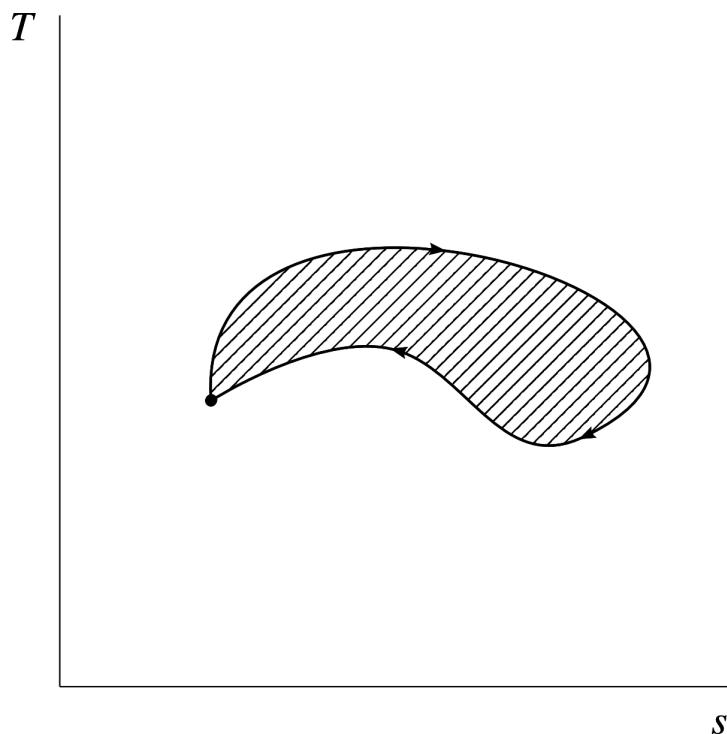


FIGURE 8.4 – Cycle thermodynamique au cours duquel de la chaleur a été absorbée. Lorsque le trajet est effectué dans le sens inverse, de la chaleur est rejetée (transformée à partir de travail) par le fluide.

Le cycle de Carnot, constitué de deux phases isothermes ($T = cst$) séparées par deux phases isentropiques ($s = cst$), gagne beaucoup à être représenté sur un diagramme température-entropie (figure 8.5).

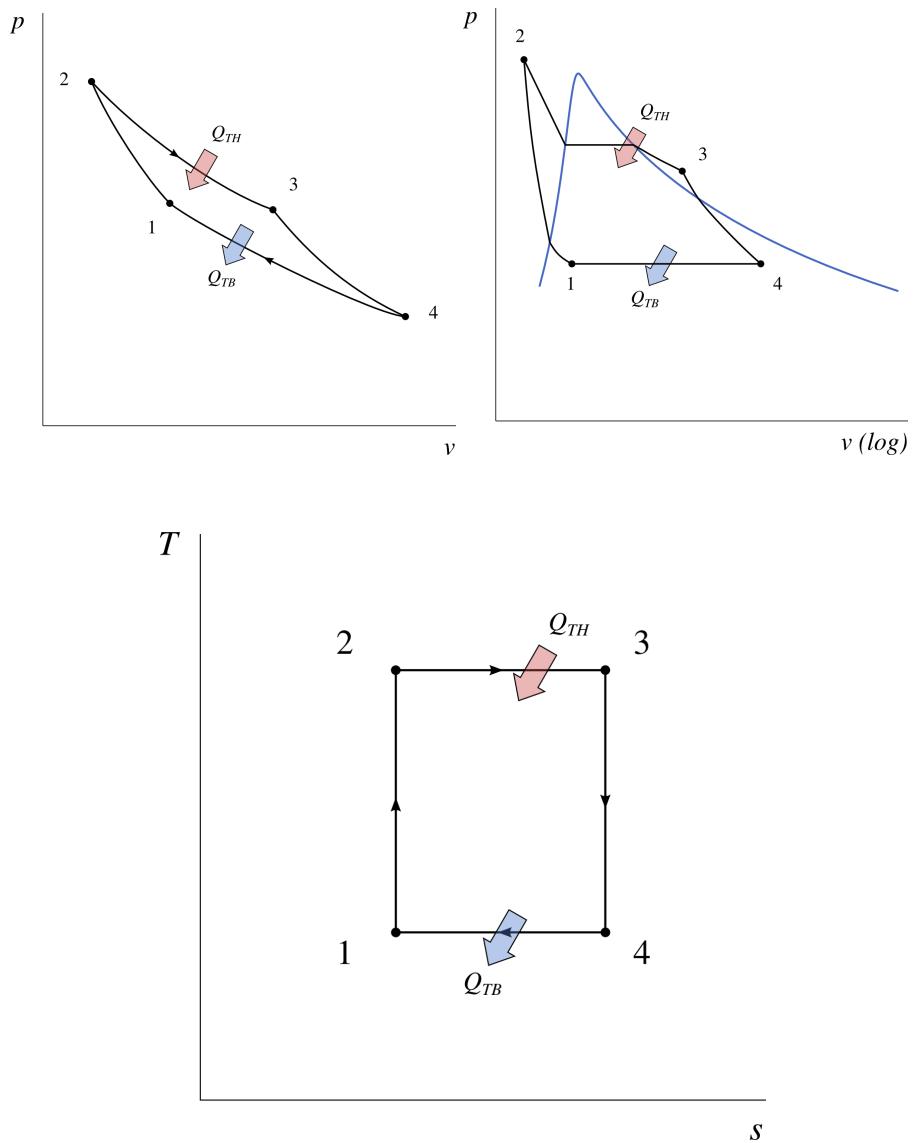


FIGURE 8.5 – Cycle moteur de Carnot, sur un diagramme $p - v$ pour un gaz parfait (gauche), sur un diagramme $p - v$ pour un liquide-vapeur (droite), et sur un diagramme $T - s$ (bas). Quel que soit le fluide utilisé, le diagramme température-entropie reste le même.

8.2.3 Variations d'entropie d'un gaz parfait

Pour n'importe quelle évolution d'une quantité fixe de fluide, nous avons (2/2) :

$$q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta u$$

Lorsque cette évolution est réversible, nous avons $q_{1 \rightarrow 2} = - \int_1^2 T \, ds$ (8/8) et $w_{1 \rightarrow 2} = - \int_1^2 p \, dv$ (2/9), et nous pouvons donc écrire :

$$\begin{aligned} \int_1^2 T \, ds - \int_1^2 p \, dv &= \Delta u \\ T \, ds - p \, dv &= du \\ ds &= \frac{du}{T} + \frac{p}{T} \, dv \end{aligned} \tag{8/9}$$

pour toute évolution réversible¹.

Or, si nous utilisons un gaz parfait, nous avons $u = c_v T$ (4/11) et $\frac{p}{T} = \frac{R}{v}$ (4/1), ainsi :

$$\begin{aligned} ds &= \frac{c_v \, dT}{T} + \frac{R}{v} \, dv \\ &= c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \end{aligned} \tag{8/10}$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \tag{8/11}$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \tag{8/12}$$

pour un gaz parfait,
pour toute évolution de 1 à 2, réversible ou non.

Cette équation est intéressante parce qu'elle nous indique que la variation d'entropie Δs pendant une évolution de 1 à 2 ne dépend que des états finaux. Même si nous avons commencé cette démonstration avec une évolution réversible nous obtenons une expression 8/11 dans laquelle le chemin utilisé n'apparaît pas.

Il est donc possible de calculer la variation d'entropie d'un gaz parfait si l'on connaît ses autres propriétés. Contrairement à l'énergie interne u qui ne dépend que de la température, l'entropie s dépend aussi de la pression du gaz.

Dans le cas où la pression ou le volume spécifique sont maintenus constants, il est facile de montrer que ces équations 8/11 et 8/12 deviennent respectivement :

1. Cette section 8.2.3 est même vraie pour toute évolution, mais cette généralisation est plus simple à aborder après les équations 8/11 et 8/12.

$$\Delta s_{v\text{cst.}} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (8/13)$$

$$\Delta s_{p\text{cste}} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (8/14)$$

pour un gaz parfait,
pour toute évolution à volume constant ou respectivement à pression constante.

Ces deux équations 8/13 et 8/14 nous permettent de tracer des courbes isochores (à volume constant) et isobares (à pression constante) pour un gaz parfait sur un diagramme $T - s$, comme montré en figure 8.6.

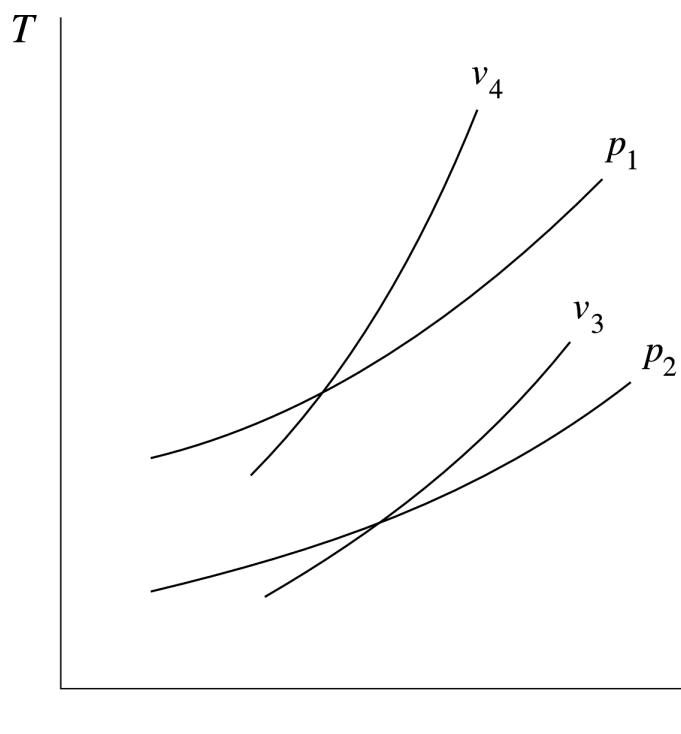
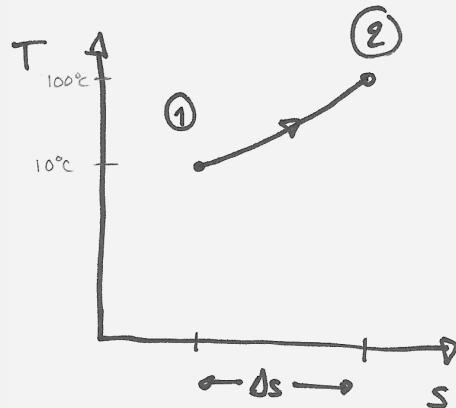


FIGURE 8.6 – Courbes isobares et isochores sur un diagramme $T - s$, pour un gaz parfait. Ici $p_1 > p_2$ et $v_3 > v_4$.

Exemple 8.1

Quelle est la variation d'entropie spécifique d'une masse de 2 kg d'air, lorsqu'elle est chauffée à pression constante de 2 bar, depuis 10 °C jusqu'à 100 °C ?

L'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Pour calculer ΔS nous partons de l'section 8.2.3, $\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$ et ici $p_2 = p_1$. Nous avons donc $\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = 1\,005 \ln \frac{100+273,15}{10+273,15} = +277,4 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

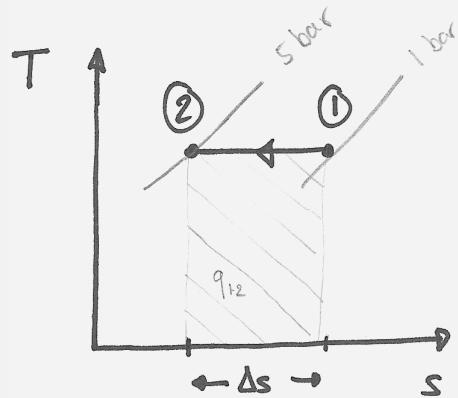
L'entropie varie donc de $\Delta S = m \Delta s = 2 \times 277,4 = +554,8 \text{ J K}^{-1}$.

Nous écrivons bien que « l'entropie de l'air augmente » et non pas qu'« on lui donne de l'entropie » (§8.1.1).

Exemple 8.2

De combien varie l'entropie d'une masse d'air de 0,5 kg refroidie lentement à température constante depuis 1 bar et 50 °C jusqu'à 5 bar ? Combien faut-il lui prendre de chaleur pour cela ?

L'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Pour quantifier ΔS nous partons de l'section 8.2.3, $\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$ et ici $T_2 = T_1$. Nous avons donc $\Delta s = -R \ln \frac{p_2}{p_1} = 287 \ln \frac{5}{1} = -461,9 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

L'entropie varie donc de $\Delta S = m\Delta s = 0,5 \times -461,9 = -231 \text{ J K}^{-1}$.

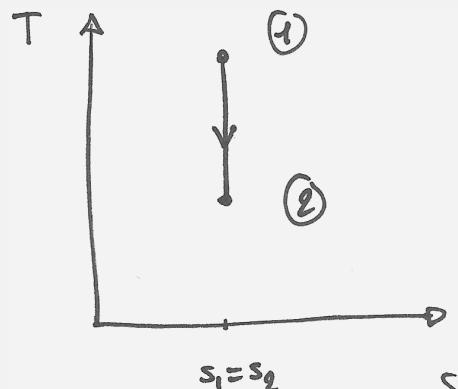
Comme l'évolution est réversible, la chaleur prélevée s'obtient avec l'section 8.2.1 : $Q_{1 \rightarrow 2} = \int_1^2 T dS = T_{\text{cste}} \int_1^2 dS = T_{\text{cste}} \Delta S = (50 + 273,15) \times -231 = -74,6 \text{ kJ}$.

Nous savions déjà quantifier $Q_{1 \rightarrow 2}$ sans utiliser l'entropie, à l'aide des équations 4/27 et 4/28.

Exemple 8.3

De combien varie la température d'une masse d'air détendue de façon adiabatique réversible depuis 30 bar et 600 K jusqu'à 1 bar ?

L'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Pour quantifier ΔS nous partons encore de l'section 8.2.3 : $\Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$ et ici $\Delta s = 0$:

$$0 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{R}{c_p} \ln \frac{p_2}{p_1}$$

$$\left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{R}{c_p}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Nous reconnaissons ainsi l'section 4.4.5 que nous savons déjà appliquer : $T_2 = 600 \times \frac{1}{30}^{0,4} = 227$ K, soit environ -46 °C.

 L'utilisation du raisonnement « adiabatique réversible = isentropique » ne nous a, en vérité, rien apporté que nous ne savions déjà ici, car le modèle du gaz parfait est déjà extrêmement simple et puissant. Ce ne sera pas le cas avec les liquides/vapeurs.

8.2.4 Variations d'entropie d'un liquide/vapeur

Pour un liquide/vapeur, les variations ne peuvent pas être calculées car il n'existe pas de modèle mathématique simple pour modéliser la température. La courbe de saturation et le chemin d'une évolution à pression constante sont représentés en figure 8.7 ; cette figure ressemble très fortement au diagramme température-volume que nous avions tracé en figure 5.7. Pour quantifier les valeurs de s , nous allons procéder exactement comme avec l'énergie interne u au chapitre 5 (*liquides et vapeurs*): en les tabulant.

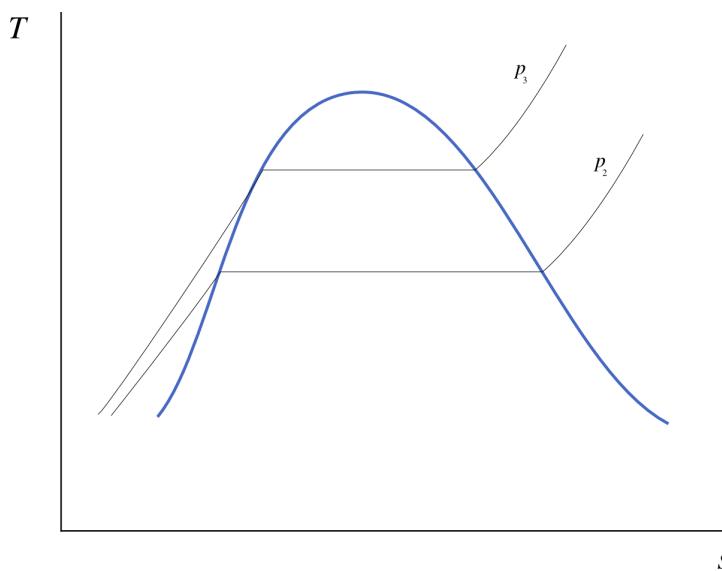


FIGURE 8.7 – Diagramme température-entropie d'un liquide/vapeur. Cette figure est très similaire à la figure 5.7.

En dehors des phases de mélange (c'est-à-dire lorsque l'eau est à l'état de liquide comprimé ou de vapeur sèche) l'entropie¹ peut simplement être lue en dernière colonne dans l'abaque n°1, dont un extrait est répété en tableau 8.1.

À l'intérieur de la courbe de saturation les valeurs de s s'interpolent entre celles de s_L (liquide saturé) et s_V (vapeur saturée) à l'aide de la notion de *titre*, exactement comme avec l'équation 5/5 :

$$s_x = s_L + x s_{LV} \quad (8/15)$$

1. En réalité, *toutes* les valeurs tabulées de l'entropie sont relatives à un point de référence pour lequel la valeur de s est arbitrairement posée à $0 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$; dans notre cas, c'est le point triple de l'eau. Cela n'a pas d'importance dans nos calculs puisque seules les variations de l'entropie nous intéressent.

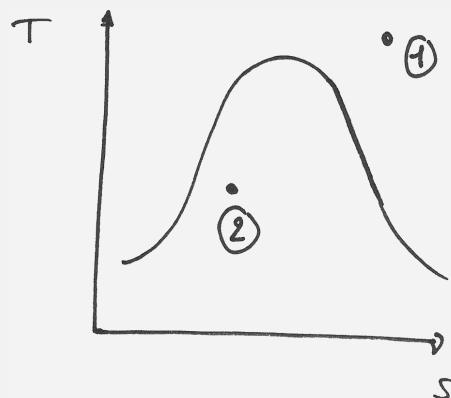
$^{\circ}\text{C}$	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$
T	v	u	h	s
$p = 1,6 \text{ MPa}$ $(T_{\text{sat}} = 201,37 \text{ }^{\circ}\text{C})$				
10	0,001	42	43,6	0,1509
20	0,001001	83,8	85,4	0,2962
50	0,001011	209,1	210,7	0,7031
100	0,001043	418,6	420,3	1,306
200	0,001156	850,4	852,3	2,3305
300	0,15866	2 781,5	3 035,4	6,8863
500	0,22029	3 120,1	3 472,6	7,5409
600	0,24999	3 293,9	3 693,9	7,81
700	0,2794	3 473,5	3 920,5	8,0557
800	0,30865	3 659,5	4 153,3	8,2834
900	0,3378	3 852,1	4 392,6	8,4965
1 000	0,36687	4 051,2	4 638,2	8,6974
1 100	0,39589	4 256,6	4 890	8,8878
1 200	0,42487	4 467,9	5 147,7	9,0689
1 500	0,51169	5 133,7	5 952,4	9,5656
2 000	0,65615	6 326,8	7 376,6	10,272

TABLEAU 8.1 – Extrait de l'abaque n°1. L'entropie peut être lue en dernière colonne et ses valeurs interpolées comme les autres propriétés.

Exemple 8.4

Quelle est la variation de l'entropie de l'eau lorsqu'elle part d'un état à 240 °C et 6 bar, pour arriver à 130 °C avec une énergie interne de 1 000 kJ kg⁻¹ ?

Après un coup d'œil aux abaques, l'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Nous lisons s_1 par interpolation dans l'abaque n°1 à 0,6 MPa entre 200 °C et 300 °C : $s_1 = 6,9683 + \frac{40}{100} \times (7,374 - 6,9683) = 7,1306 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

À l'arrivée, l'eau est en mélange liquide-vapeur (puisque $u_2 < u_{V130^\circ\text{C}}$), nous lisons donc en abaque n°2 (5/5) : $x_2 = \frac{u_2 - u_L}{u_{LV}} = \frac{1000 - 546,1}{1993,5} = 0,228$; ainsi avec l'équation 8/15 nous pouvons calculer l'entropie : $s_2 = s_L + x_2 s_{LV} = 1,6346 + 0,228 \times 5,3918 = 2,8623 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

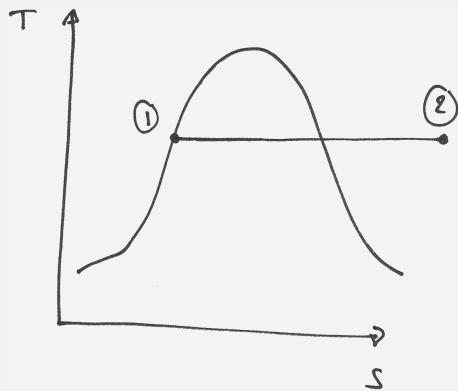
Nous voyons que l'entropie a diminué : $\Delta s = s_2 - s_1 = -4,268 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

Nous ne savons pas quelle transformation a eu lieu. Moins elle a été réversible, et plus il aura fallu retirer de la chaleur à la vapeur pour l'amener de 1 à 2.

Exemple 8.5

On réchauffe lentement 2 kg d'eau liquide saturée à 300 °C, en maintenant sa température constante, jusqu'à ce que le volume atteigne 2 m³. Combien faut-il apporter de chaleur pour cela ?

Après un coup d'œil aux abaques, l'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Comme l'évolution est réversible nous allons pouvoir calculer $Q_{1 \rightarrow 2}$ en intégrant le terme $T \, ds$ entre 1 et 2.

Nous lisons s_1 dans l'abaque n°2 : $s_1 = s_{L300^\circ\text{C}} = 3,2552 \text{ kJ kg}^{-1}$.

À l'arrivée le volume spécifique est $v_2 = \frac{V_2}{m} = \frac{\frac{2}{2}}{2} = 1 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$; pour obtenir s_2 il faut interpoler entre deux blocs de l'abaque n°1 (entre 0,2 MPa et 0,4 MPa à 300 °C). Nous posons $y \equiv \frac{v_2 - v_{300^\circ\text{C} \& 0,2 \text{ MPa}}}{v_{300^\circ\text{C} \& 0,4 \text{ MPa}} - v_{300^\circ\text{C} \& 0,2 \text{ MPa}}} = \frac{1 - 1,3162}{0,65489 - 1,3162} = 0,4781$ et de façon correspondante, $s_2 = s_{300^\circ\text{C} \& 0,2 \text{ MPa}} + y(s_{300^\circ\text{C} \& 0,4 \text{ MPa}} - s_{300^\circ\text{C} \& 0,2 \text{ MPa}}) = 7,8941 + 0,4781(7,5677 - 7,8941) = 7,738 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

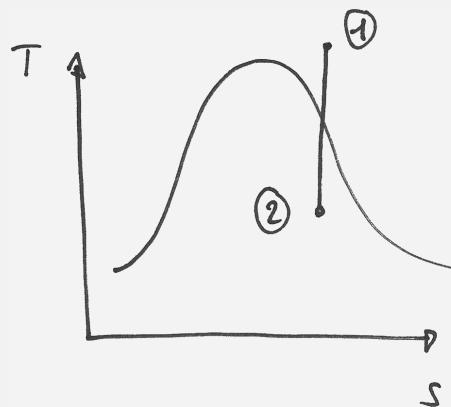
Nous pouvons donc enfin calculer $q_{1 \rightarrow 2}$ avec l'section 8.2.1 : $Q_{1 \rightarrow 2} = \int_1^2 T \, ds = m \, T \Delta s = 2 \times (300 + 273,15) \times (7,738 - 3,2552) = +5,139 \text{ kJ}$.

Ce calcul un peu laborieux n'est pas nécessairement spectaculaire, mais il faut bien voir que sans l'utilisation de l'entropie, nous n'avions pas de moyen de quantifier $Q_{1 \rightarrow 2}$ sans effectuer d'expérience.

Exemple 8.6

Dans une turbine la vapeur est détendue de façon adiabatique réversible (isentropique). La vapeur entre à 40 bar et 500 °C ; elle est détendue jusqu'à 0,5 bar. Quelle est la puissance spécifique fournie ?

Après un coup d'œil aux abaques, l'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Ici $q_{1 \rightarrow 2} = 0$ car la turbine est adiabatique, et nous cherchons $w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h$. Il nous faut donc trouver un moyen de quantifier h_2 .

En 1 nous lisons dans l'abaque n°1, à 4 MPa : $h_1 = 3\,446 \text{ kJ kg}^{-1}$ et $s_1 = 7,0922 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

En 2 nous savons que $s_2 = s_1$ car l'évolution est isentropique ; cette information va nous permettre de calculer h_2 . Dans l'abaque n°2 à 0,05 MPa, avec l'équation 8/15 nous obtenons $x_2 = \frac{s_x - s_L}{s_{LV}} = \frac{7,0922 - 1,0912}{6,5018} = 0,923$. Avec le titre nous pouvons simplement calculer l'enthalpie (5/4) : $h_2 = h_L + x_2 h_{LV} = 340,5 + 0,923 \times 2\,304,7 = 2\,467,7 \text{ kJ kg}^{-1}$.

La puissance spécifique de la turbine est donc de $w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h = -978,3 \text{ kJ kg}^{-1}$.

Ce procédé est extrêmement utile en ingénierie. L'idée que l'entropie reste constante pendant une évolution adiabatique nous permet (enfin!) de prédire l'état d'un liquide-vapeur à la sortie d'un compresseur ou d'une turbine. Jusqu'à présent, nous pouvions le faire avec un gaz parfait (et les encombrantes relations de type $\frac{T_1}{T_2} = \dots$), mais pas pour un liquide/vapeur.

8.3 Prédire le sens des transformations

En quantifiant les variations d'entropie, nous sommes capables de décrire le sens des transformations, c'est-à-dire de prouver par exemple qu'un état B vient *après* un état A. C'est un progrès majeur en physique.

8.3.1 Irréversibilités lors des transferts de chaleur

Pour poursuivre convenablement le chapitre, munissons-nous d'une tasse brûlante et insipide de café allemand. Notre intérêt pour la thermodynamique

primant sur la boisson, nous collerons notre tasse à une bouteille d'eau fraîche. Ce que nous avons sous les yeux n'est autre qu'une source d'entropie – et elle mérite toute notre attention.

Notre tasse A est à température T_A , plus haute que T_B , la température de la bouteille d'eau (figure 8.8). Les deux corps sont mis en contact et une quantité de chaleur infinitésimale dq passe de A vers B.

Si nous supposons que la température du corps A est homogène,¹ sa perte de chaleur se fait de façon réversible. Ainsi la variation d'entropie de A est :

$$ds_A = -\frac{dq}{T_A}$$

De même, on peut considérer que la température du corps B est homogène : son évolution est réversible intérieurement et la variation de son entropie est :

$$ds_B = +\frac{dq}{T_B}$$

Par contre, la température du système entier [A+B] n'est pas du tout homogène : son évolution n'est pas réversible intérieurement. Même si l'ensemble ne reçoit aucune chaleur nette, l'équation 8/2 ne peut s'appliquer. La variation totale de l'entropie du système [A+B] est :

$$ds_{[A+B]} = ds_A + ds_B = \frac{dq}{T_B} - \frac{dq}{T_A} \quad (8/16)$$

Cette variation est non-nulle ; de l'entropie a été créée lors du transfert thermique irréversible. L'irréversibilité n'a lieu ni dans la tasse A, ni dans la bouteille B, mais dans la frontière qui les sépare.

1. Cette « supposition » est parfaitement valide dans le cas où dq est infiniment petit. Une intégration permet de prendre en compte la variation de température de A au cours de l'échange de chaleur.

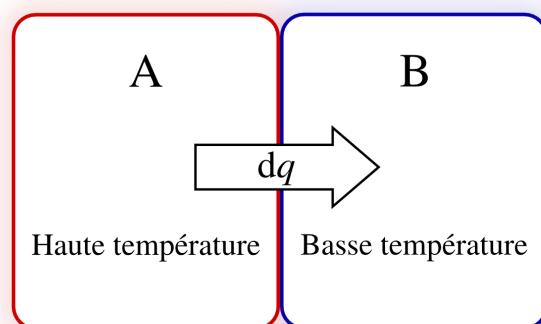


FIGURE 8.8 – Création d'entropie par transfert de chaleur. La transformation est réversible intérieurement pour chacun des deux corps A et B, mais irréversible pour le système [A+B].

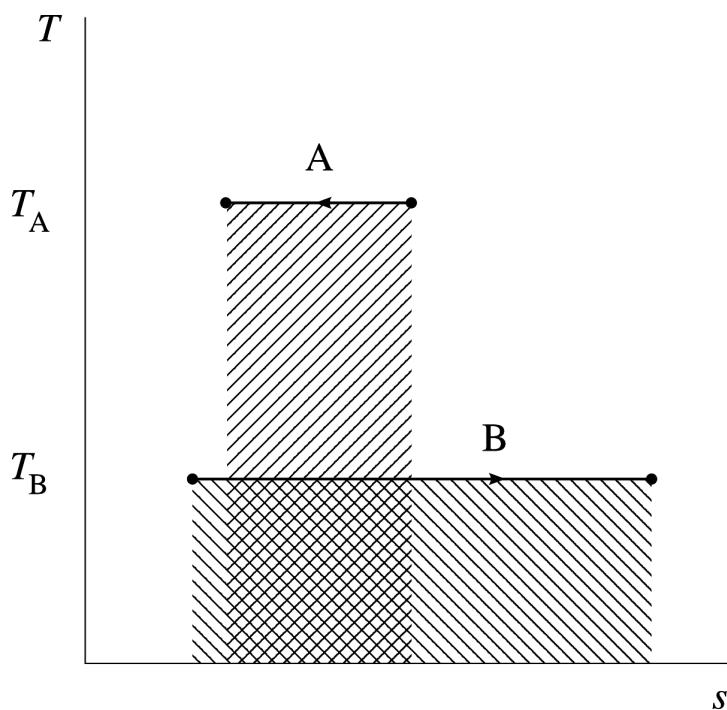


FIGURE 8.9 – Variation d’entropie des corps A et B. Les deux aires hachurées sont égales (représentant la quantité de chaleur dq), mais la somme des deux entropies augmente.

Tout gradient de température donne lieu à une irréversibilité, et se traduit par une augmentation de l’entropie totale. On peut se représenter un flux de chaleur entre deux sources de températures différentes par une opportunité perdue de produire un travail¹. Ainsi, en plaçant une machine de Carnot entre les corps A et B, aucune irréversibilité n’aurait eu lieu et $ds_{[A+B]}$ serait nul. En plaçant une machine thermique de faible rendement, $ds_{[A+B]}$ serait faible ; le cas ci-haut où le transfert de chaleur se fait sans machine est le cas limite où aucun travail n’est produit.

8.3.2 Irréversibilités lors des compressions et détentes adiabatiques

En pratique, toute détente ou compression se fait en présence d’irréversibilités internes. Comme la durée de l’évolution est finie (contrairement aux évolutions prescrites par Carnot), il y aura nécessairement des déséquilibres de pression au sein du fluide. Ces déséquilibres font apparaître de la turbulence interne, qui provoque la transformation d’énergie cinétique en chaleur, par frottement.

Ainsi, une compression adiabatique réelle provoque plus d’échauffement du fluide qu’une compression adiabatique réversible (figure 8.10) : une partie du

1. Et nul ne doute que l’étudiant/e studieux/se, à l’instar de Carnot, trouvera cette situation insupportable...

travail fourni est entièrement convertie en chaleur, au travers des frottements internes.

Par le même phénomène, une détente adiabatique réelle abaisse moins la température qu'une détente adiabatique réversible. À chaque fois, l'entropie est augmentée bien qu'aucun transfert de chaleur dq n'ait eu lieu.

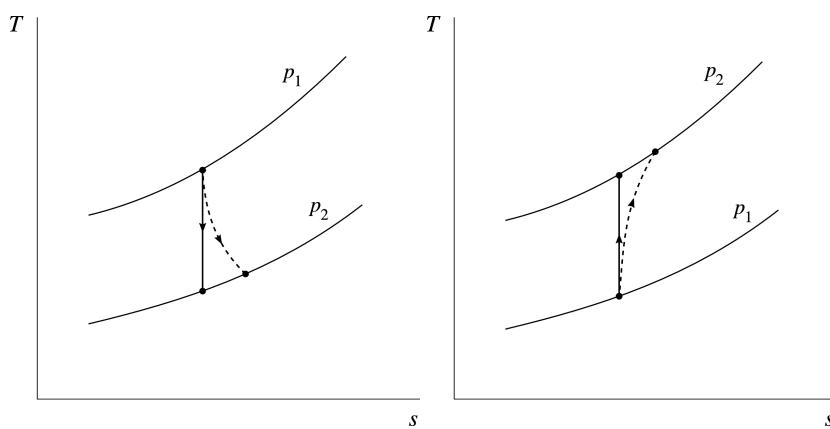


FIGURE 8.10 – Détente et compression adiabatiques théoriques (isen-tropiques, traits continus) et réelles (traits pointillés).

Il faut bien noter que l'accroissement de l'entropie n'est en rien lié à un transfert de chaleur « dq ». Le parcours sur le diagramme $T - s$ n'est pas continu et l'aire en dessous ne représente pas un flux de chaleur au travers des frontières du système.

8.3.3 Le second principe et l'entropie

Nous avons admis au chapitre 7 (*le second principe*) que la chaleur ne se déplaçait spontanément que vers une température plus basse – un postulat que nous nommons *second principe*. Nous pouvons maintenant formuler cette affirmation avec une expression mathématique.

Lors d'un échange de chaleur d'un corps à température T_A vers un autre à température T_B , la variation d'entropie $\Delta s = \frac{-q}{T_A} + \frac{q}{T_B}$ est nécessairement nulle ou positive car T_A est nécessairement égale ou supérieure à T_B .

Lors d'un échange de travail toute irréversibilité donne lieu à une température finale plus haute qu'elle n'aurait pu l'être¹. L'obtention du même état final avec un chemin réversible demande donc un apport de chaleur, c'est-à-dire un terme $\int \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{rév.}}$ positif. Une irréversibilité se traduit donc par une augmentation de l'entropie du système.

Ainsi, nous pouvons traduire le second principe de la façon suivante :

Pour tout système isolé, pour n'importe quelle évolution,

$$\Delta s \geq 0 \quad (8/17)$$

On peut toujours réduire l'entropie d'un système pour la ramener à sa valeur initiale (il suffit pour cela de le ramener à son état initial), mais cela se fera nécessairement au prix d'une augmentation *au moins aussi grande* de celle d'un autre système.

8.3.4 Prédire le sens des transformations

Si l'on veut montrer qu'un système ne peut aller que d'un état A à un état B, c'est-à-dire que l'évolution est irréversible, il nous faut procéder de la façon suivante :

1. Il faut trouver un chemin réversible A → B, c'est-à-dire un procédé pour aller de A à B en gardant toujours la pression et la température homogènes même si elles varient ;
2. Le long de ce chemin réversible, nous calculons Δs (c'est-à-dire que nous effectuons l'intégrale $\int \frac{dq}{T}$ pour ce chemin).
3. Nous comparons avec l'intégrale $\int \frac{dq}{T}$ le long du chemin *réel*, qui elle ne correspond pas à la variation d'entropie.

Il y a trois possibilités :

- Si les deux intégrales sont égales, alors la transformation réelle est *réversible* : elle peut avoir lieu dans les deux sens.

1. La notion de travail irréversible est étudiée au §2.4.3.

- Si $\int \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{chemin réel}} < \int \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{rév.}}$, alors la transformation réelle est *irréversible*. Elle ne peut avoir lieu que dans ce sens.
- Si $\int \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{chemin réel}} > \int \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{rév.}}$, alors la transformation « réelle » décrite est *impossible*. Elle ne peut avoir lieu que dans le sens inverse ($B \rightarrow A$).

Même si dans ce chapitre nous ne savons calculer ces intégrales que pour des transformations et des fluides simples, cette démarche reste valide pour toute évolution (une pierre jetée dans un étang, une assiette qui se casse en tombant). C'est une étape majeure en physique, que nous n'avons franchie qu'en 1865 (grâce à Rudolf Clausius).

Exemple 8.7

Une masse d'air suit une évolution sans apport de chaleur. Il y a deux états :

- Un état X à 5 bar et 100°C ;
- Un état Y à 1 bar et 5°C .

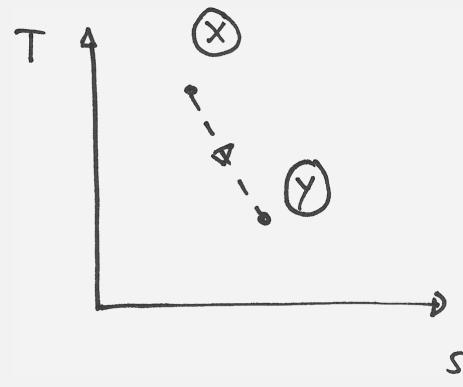
Quel est le seul sens ($X \rightarrow Y$ ou $Y \rightarrow X$) dans lequel l'évolution peut avoir lieu ?

Proposons le sens $X \rightarrow Y$ et vérifions s'il est physiquement possible.

La variation d'entropie est égale à l'intégrale $\int_X^Y \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{rév.}}$. Avec l'section 8.2.3, $\Delta s = c_p \ln \frac{T_Y}{T_X} - R \ln \frac{p_Y}{p_X} = 1\,005 \ln \frac{5+273,15}{100+273,15} - 286 \ln \frac{1}{5} = +166,6 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

De l'autre côté, l'intégrale $\int_X^Y \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{chemin réel}}$ est égale à zéro car en réalité il n'y a pas eu de transfert de chaleur ($dq = 0$).

Nous avons donc $\Delta s > \int_X^Y \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{chemin réel}}$ et l'évolution est irréversible. Si nous voulions revenir en arrière, de Y à X , nous serions obligés de retirer de la chaleur. L'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Exemple 8.8

De l'eau suit une évolution pendant laquelle on lui apporte 1 MJ kg^{-1} de chaleur (sa température étant alors figée à 130°C). Il y a deux états, un au début et l'autre à la fin :

- Un état X à l'état de liquide saturé à 130°C ;
- Un état Y à l'état de vapeur saturée à 170°C .

Quel est le seul sens ($X \rightarrow Y$ ou $Y \rightarrow X$) dans lequel l'évolution peut avoir lieu ?

Proposons le sens $X \rightarrow Y$ et vérifions s'il est physiquement possible.

Nous lisons les valeurs de l'entropie dans l'abaque n°2 : $s_X =$

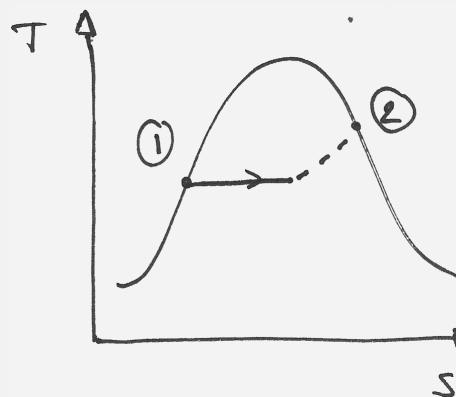
$$s_{L130^\circ\text{C}} = 1,6346 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$$

$$s_Y = s_{V170^\circ\text{C}} = 6,665 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}.$$

$$\text{Ainsi, } \Delta s = \int_X^Y \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{rév.}} = +5,03 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}.$$

De l'autre côté, nous pouvons calculer l'intégrale $\int_X^Y \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{chemin réel}}$ car nous savons que la chaleur a été apportée lorsque la température était fixée à 130°C . Ainsi $\int_X^Y \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{chemin réel}} = \frac{1}{T} \int_X^Y (dq)_{\text{chemin réel}} = \frac{q_{X \rightarrow Y}}{T} = \frac{1 \cdot 10^6}{170+273,15} = +2,26 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

L'évolution peut être dessinée de façon approximative sur un diagramme $T - s$:



Ici, nous avons $\Delta s > \int_X^Y \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{chemin réel}}$ et l'évolution est irréversible.

Si nous voulions revenir en arrière, de Y à X , nous serions obligés de refroidir le gaz en lui retirant *nécessairement* une quantité plus grande que 1 MJ kg^{-1} .

8.4 L'entropie et l'univers

8.4.1 À quoi sert l'entropie ?

C'est une question légitime mais qui n'a pas beaucoup plus de sens que la question « à quoi sert l'énergie ? ». Tout comme l'énergie, l'entropie est une notion difficile à appréhender et conceptualiser, et dont l'utilité vient lorsqu'on quantifie ses variations.

Pour l'ingénieur/e, nous retiendrons que la quantification des variations d'entropie permet deux choses :

1. L'entropie est « ce qui ne varie pas lorsque l'on comprime et détend les fluides de façon idéale ». Elle nous permet de quantifier les propriétés que devrait avoir un liquide/vapeur à la sortie d'un compresseur ou d'une turbine.
2. L'entropie est « ce qui ne peut qu'augmenter dans un système isolé lorsqu'il se transforme ». Elle nous permet de prédire dans quel *sens* une transformation peut ou ne peut pas avoir lieu.

8.4.2 Contexte

L'entropie a été introduite par Rudolf Clausius en 1865 pour exprimer de façon mathématique ce que nous connaissons aujourd'hui sous le nom de second principe. Clausius résume l'ensemble des connaissances contemporaines dans une publication magistrale – *Über verschiedene für die Anwendung bequeme Formen der Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie* – dans laquelle il conclut une décennie de travail autour de la grandeur $\frac{Q}{T}$.

Sa référence étymologique au grec et les explications à propos du « contenu de changement¹ » qu'il utilise pour créer le terme *entropie* ne l'aident pas beaucoup. La notion d'entropie, vite détestée (à tort !) de tous les étudiants, est pourtant universellement acceptée. Pour l'ingénieur/e, la science de « savoir ce qu'est la chaleur », fraîchement nommée *thermodynamique*, vient juste d'être conclue.

8.4.3 Pour aller plus loin

Il est difficile de conclure un chapitre sur l'entropie avant d'avoir mentionné la quantification que propose Ludwig Boltzmann en 1875 :

$$S = k \ln \lambda \quad (8/18)$$

où λ est le nombre de configurations possibles du système qui correspondent à son état,
et k est une constante.

Ainsi pour Boltzmann l'entropie est une mesure de la probabilité du système d'être dans cet état. Plus la configuration est probable (homogénéité de la pression et de la température), plus l'entropie est grande.

Il reste des difficultés inhérentes liées à la quantification de k et surtout de λ ; mais le pont est établi avec le monde des probabilités et statistiques. On

1. *Verwandlungsinhalt*, de ses propres mots.

parle alors de *thermodynamique microscopique* ou *statistique*, domaines de la physique qui ne concernent plus directement l'ingénieur/e.

8.4.4 L'entropie et l'univers

Dans la mesure où l'on pense à l'univers comme à un ensemble fini, c'est-à-dire comme à un système isolé contenant une quantité fixe d'énergie, on ne peut que se demander si l'on ne peut lui appliquer l'équation 8/17. Clausius est sans équivoque : il termine son article de 1865 par l'affirmation :

Si l'on imagine que l'on ait calculé d'une manière conséquente pour l'univers entier [...] la quantité que j'ai nommée *entropie* pour un corps particulier, ainsi que la quantité désignée sous le nom d'*énergie* et dont le sens est plus facile à saisir, on pourra exprimer très simplement, sous la forme suivante, les lois fondamentales de l'univers qui correspondent aux deux principes essentiels de la théorie mécanique de la chaleur :

1. L'énergie de l'univers est constante.
2. L'entropie de l'univers tend vers un maximum.

On voit qu'en partant du fonctionnement des moteurs, on est arrivé à des notions extrêmement puissantes. L'univers se comporte-t-il comme la vapeur d'eau de nos centrales ? Pour explorer cette question de façon ludique, l'étudiant/e pourra lire *The Last Question* d'Isaac Asimov ou *L'entropie et tout ça* de Philippe Depondt. Pour une réponse plus formelle, il faudra se reporter à un bon manuel de physique.

8.5 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est considéré comme un gaz parfait.

$$c_v(\text{air}) = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_p(\text{air}) = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{air}} = 1,4$$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infiniment lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma-1} \quad (4/36)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right) = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (4/37)$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2} \right) = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\gamma} \quad (4/38)$$

Nous admettons également que la variation d'entropie d'un gaz parfait, pour n'importe quelle évolution, est quantifiée par les relations suivantes :

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (8/11)$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (8/12)$$

E8.1 Détente d'un liquide/vapeur

Une masse de 10 kg d'eau est à 45 bar et 600 °C.

1. Quelle est la quantité maximale de travail qu'il est possible d'extraire de cette masse d'eau, sans lui fournir de chaleur, si on peut la détendre jusqu'à 4 bar ?
2. Si la détente était poursuivie jusqu'à une pression plus basse, à quelle température l'eau se condenserait-elle ?
3. Tracez qualitativement l'évolution suivie sur un diagramme température-entropie, en y représentant la courbe de saturation.

E8.2 Variations élémentaires d'un gaz parfait

Parmi les évolutions d'un gaz parfait décrites en figure 8.11, identifiez l'évolution à température constante, à pression constante, isentropique, et à volume constant.

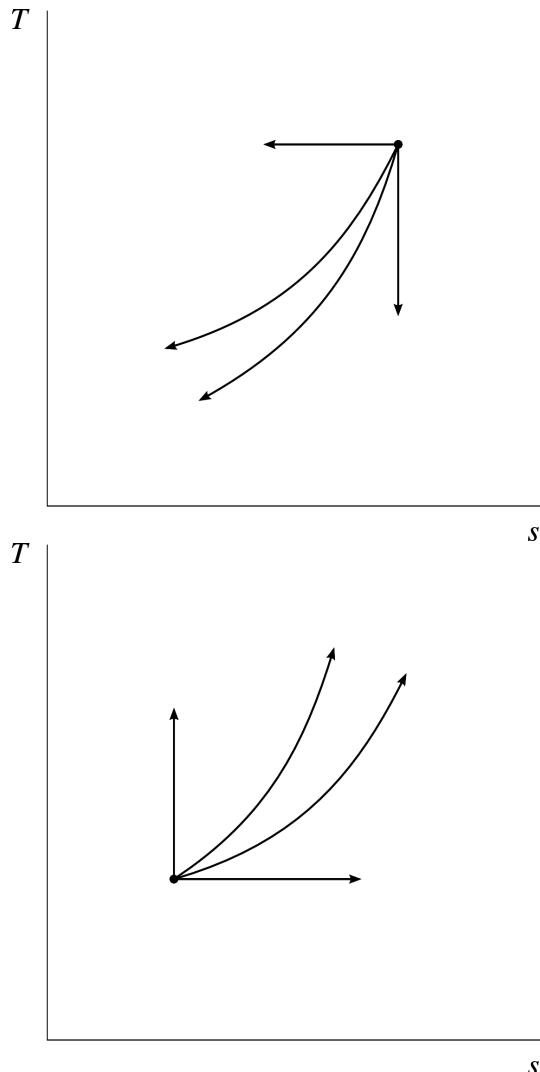


FIGURE 8.11 – Évolutions élémentaires d'un gaz parfait

E8.3 Chauffage à température constante

On fournit lentement une quantité de chaleur 3000 kJ kg^{-1} à une masse d'eau liquide saturée à 200 °C. La température est maintenue constante pendant toute l'évolution.

Quelle est la quantité de travail développée par l'eau pendant l'évolution ? Tracez qualitativement l'évolution suivie sur un diagramme température-entropie et un diagramme pression-volume, en y représentant la courbe de saturation.

E8.4 Cycle de Carnot

Représentez qualitativement le cycle suivi par le fluide à l'intérieur d'une pompe à chaleur opérant selon le cycle de Carnot sur un diagramme température-entropie, en y représentant les deux transferts de chaleur.

Comment le cycle serait-il modifié si la compression et la détente restaient adiabatiques mais n'étaient pas réversibles ?

E8.5 Turbine à vapeur

Dans une centrale à vapeur, un débit de 250 t h^{-1} de vapeur rentre à 55 bar et 660°C dans la turbine.

La turbine détend la vapeur de façon adiabatique réversible. Lorsque la pression atteint 10 bar, on prélève de la vapeur avec un faible débit (1 kg s^{-1}), pour réchauffer une autre partie de la centrale. La vapeur restant dans la turbine est détendue jusqu'à une pression de 0,18 bar.

Quelle est la puissance mécanique développée par la turbine ?

E8.6 Sens des transformations (1)

Une masse d'air suit une évolution sans apport de chaleur. Il y a deux états :

- Un état X à 5 bar et 500°C ;
- Un état Y à 1 bar et 300°C .

Quel est le seul sens ($X \rightarrow Y$ ou $Y \rightarrow X$) dans lequel l'évolution peut avoir lieu ?

Représentez qualitativement l'évolution sur un diagramme pression-volume et température-entropie.

E8.7 Sens des transformations (2)

De l'eau suit une évolution pendant laquelle on lui retire 2 MJ kg^{-1} de chaleur (sa température étant alors figée à 250°C). Il y a deux états, un au début et l'autre à la fin :

- Un état X à l'état de vapeur saturée à 200°C ;
- Un état Y à l'état de liquide saturé à 240°C .

Quel est le seul sens ($X \rightarrow Y$ ou $Y \rightarrow X$) dans lequel l'évolution peut avoir lieu ?

E8.8 Détente d'air comprimé

L'air dans un cylindre isolé thermiquement est détendu depuis 6,8 bar et 430°C jusqu'à 1 bar.

À la sortie, la température est mesurée à 150°C .

La détente est réversible ? Tracez qualitativement l'évolution sur un diagramme température-entropie.

E8.9 Questions de cours

1. Quelle est la différence entre l'entropie et la capacité calorifique, qui ont toutes les deux les mêmes unités ?
2. À quoi ressemblerait la figure 8.9 si le transfert de chaleur était poursuivi au-delà d'une quantité infinitésimale de chaleur dQ ?

E8.10 Pompe à air

De l'air rentre dans une petite pompe centrifuge avec un débit de 4 kg min^{-1} . La pompe n'est pas isentropique, mais on peut négliger ses pertes de chaleur.

À l'entrée, l'air est à 1 bar et 15°C .

À la sortie, la pression est à 2 bar et on mesure la température à 97°C .

1. Quelle est la puissance requise pour alimenter le compresseur ?
2. Quelle serait la puissance si la compression se faisait de façon isentropique ?
3. Quels seraient les transferts de chaleur et de travail nécessaires pour ramener l'air à ses conditions initiales (en minimisant les transferts de chaleur) ?

E8.11 Centrale électrique théorique

Pendant la conception d'une centrale électrique on étudie la possibilité de faire suivre à l'eau un cycle de Carnot. La chaleur dégagée par la combustion du charbon est transmise à une chaudière à vapeur. La vapeur est détendue dans une turbine, qui alimente une génératrice électrique.

De A à B L'eau est compressée dans une pompe isentropique.

En A, le mélange liquide-vapeur est à pression de 0,04 bar.

En B, l'eau est à l'état de liquide saturé, à pression de 40 bar.

De B à C L'eau est chauffée à pression constante (40 bar) dans la chaudière. En C, l'eau est à l'état de vapeur saturée.

De C à D L'eau est détendue dans la turbine isentropique. En D, l'eau est à la pression initiale, c'est-à-dire 0,04 bar.

De D à A L'eau est refroidie dans un condenseur à pression constante (0,04 bar).

1. Schématissez les éléments du circuit suivi par la vapeur, et tracez qualitativement le cycle suivi sur un diagramme température-entropie, en y représentant la courbe de saturation.

2. Quel est le titre de l'eau lorsque la condensation est interrompue (en A) ? Quelle est alors l'enthalpie spécifique ?
3. Quel est le titre à la sortie de la turbine (en D) et l'enthalpie spécifique en ce point ?
4. Quelle est la puissance développée par la turbine ?
5. Quelle est la puissance de la chaudière ?
6. Quelle est la puissance de la pompe ?
7. Quel est le rendement de l'installation ?

E8.12 Transferts de chaleur irréversibles

Un moteur à vapeur fonctionne sur un cycle de Carnot, avec un flux continu (débit : 2 kg s^{-1}), entre les points de saturation de l'eau. Le moteur est conçu pour exploiter une source de chaleur à moyenne température (400°C), issue de la combustion de déchets industriels, et rejeter de la chaleur dans une rivière à basse température (10°C).

La chaudière a des parois épaisses pour réduire l'impact des imperfections de fabrication et pour soutenir la pression élevée de l'eau. Cette épaisseur impose un gradient de température important à travers les parois (10°C). Il en va de même dans le condenseur (gradient : 5°C de gradient).

1. De combien l'entropie de l'ensemble {source de chaleur + eau} augmente-t-elle ?
2. De combien l'entropie de l'ensemble {puits de chaleur + eau} augmente-t-elle ?
3. Quelle est la perte de puissance associée à cette augmentation d'entropie ?
4. Quelle(s) propriété(s) du matériau constituant la chaudière sont-elles les plus désirables pour minimiser ce problème ?

E8.13 Compressions et détentes irréversibles

L'équipe d'ingénieurs en charge du moteur de l'exercice précédent (cycle de Carnot fonctionnant entre 290°C et 15°C) découvre que les phases de compression et détente ne se font pas de façon réversible.

Le compresseur amène bien l'eau à température haute mais sa consommation de travail est 10 % plus importante que prévu. La turbine amène bien l'eau à température basse, mais elle fournit 10 % d'énergie mécanique en moins que prévu.

1. De combien l'entropie de la vapeur augmente-t-elle dans chacun de ces deux composants ?
2. De combien augmentent les rejets de chaleur ?
3. Quelle est la perte en efficacité de l'installation par rapport à une installation réversible ?

Résultats

- 8.1** 1) $u_1 = 3\,276,4 \text{ kJ kg}^{-1}$ et $u_2 = 2\,703,3 \text{ kJ kg}^{-1}$: $W_{\max.} = -5,731 \text{ MJ}$.
 2) $T_3 = 103,51^\circ\text{C}$
- 8.2** Dans le sens horaire, en partant de la verticale, sur les deux graphiques : isentropique, isochore, isobare, isotherme.
- 8.3** $s_2 = 8,671 \text{ kJ K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$; ainsi $u_2 = 2\,660,89 \text{ kJ kg}^{-1}$; enfin $w_{1 \rightarrow 2} = -1,19 \text{ MJ kg}^{-1}$.
- 8.5** $h_1 = 3\,803,5 \text{ kJ kg}^{-1}$; $h_2 = 2\,677,7 \text{ kJ kg}^{-1}$; $h_3 = 2\,413,6 \text{ kJ kg}^{-1}$: on a donc $\dot{W}_{\text{turbine}} = -96,26 \text{ MW}$.
- 8.6** $s_Y - s_X = +161,08 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ ainsi le sens est $X \rightarrow Y$.
- 8.7** On suppose $X \rightarrow Y$, alors $\Delta s = -3,728 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ mais $\int_X^Y \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{chemin réel}} = -3,823 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ ainsi le sens est bien $X \rightarrow Y$ (encore!).
- 8.8** $\Delta s = +39,77 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ mais $\int_1^2 \left(\frac{dq}{T}\right)_{\text{chemin réel}} = 0 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$, ainsi la transformation est irréversible.
- 8.10** 1) $\dot{W}_{\text{pompe}} = +5,493 \text{ kW}$ 2) $\dot{W}_{\text{idéal}} = +4,231 \text{ kW}$
 3) Détente lente pour obtenir $\dot{W}_{2 \rightarrow 1} = -4,231 \text{ kW}$ en refroidissant avec $\dot{Q}_{2 \rightarrow 1} = -1,262 \text{ kW}$.
- 8.12** 1) $\dot{S}_{\text{haute température}} = +91,77 \text{ W K}^{-1}$ (ou J/(K s)) 2) $\dot{S}_{\text{basse température}} = +92,4 \text{ W K}^{-1}$
 3) $\dot{W}_{\text{perdue}} = +52,14 \text{ kW}$
- 8.13** 1) $\Delta s_{\text{compresseur}} = +1,454 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$; $\Delta s_{\text{turbine}} = +0,382 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
 2) $+14,6 \%$ 3) -9 pt (jusqu'à $39,82 \%$)

CHAPITRE 9

Cycles moteurs à vapeur

— *ou* —
Le mystère de la machine à eau

9.1 Pourquoi utiliser un moteur à vapeur ?	249
9.2 Critères de performance	250
9.2.1 Rendement thermodynamique et coût final	250
9.2.2 La consommation spécifique	251
9.3 Composants des installations à vapeur	251
9.3.1 Expression des puissances en jeu	251
9.3.2 Compresseurs et pompes	252
9.3.3 Chaudière	254
9.3.4 Turbine	256
9.3.5 Condenseur	257
9.4 Cycles moteurs à vapeur	259
9.4.1 Le cycle de Carnot	259
9.4.2 Le cycle de Rankine	260
9.4.3 La surchauffe	262
9.4.4 La resurchauffe	264
9.4.5 La régénération	266
9.5 Exercices	270

LE CHAPITRE 9 EN BREF

Les moteurs à vapeur sont efficaces à faible température, coûteux et lourds. De nombreuses modifications sont apportées aux cycles idéaux pour réduire le coût et augmenter la puissance des machines.

Introduction

Maintenant que nous nous sommes armés de solides notions théoriques, nous pouvons étudier de plus près les cycles thermodynamiques utilisés dans l'industrie. Ce chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) a pour objectif de répondre à deux questions :

- Pourquoi et comment utiliser un moteur avec de l'eau aujourd'hui ?
- Pour quelles raisons s'éloigne-t-on des cycles idéaux et comment quantifie-t-on ces compromis ?

9.1 Pourquoi utiliser un moteur à vapeur ?

L'utilisation de l'eau comme fluide moteur dans une machine a indubitablement de nombreux inconvénients. En particulier, contrairement aux moteurs à combustion interne :

- Il est nécessaire soit de recycler l'eau dans la machine (et donc de la refroidir), soit de trouver une source continue d'eau pure pour la faire fonctionner ;
- Il y a une perte inévitable d'une partie de la chaleur fournie à la machine au-dessus de la chaudière.

Pourquoi, alors, s'intéresser au fonctionnement des moteurs à vapeur ?

Certaines sources de chaleur ne permettent pas d'apporter de la chaleur directement à l'intérieur du fluide moteur. La combustion du charbon, des déchets ménagers ou de l'agriculture, par exemple, laisse en fin de combustion des résidus importants. Les réactions nucléaires, quant à elles, ne peuvent pas être effectuées directement au sein de l'air. Il faut donc, si l'on veut exploiter ces sources, aller prélever la chaleur à l'extérieur du moteur.

Les liquides ont une excellente capacité calorifique volumique en comparaison à celle de l'air (celle de l'eau est environ mille fois supérieure¹) : ils représentent donc un moyen compact de prélever de la chaleur d'une source externe. Parmi eux, l'eau est la plus abondante et certainement la moins difficile à manipuler.

On arrive ainsi à utiliser l'eau pour la grande majorité des moteurs pour lesquels l'apport de chaleur ne peut être fait à l'intérieur de l'air. Ils sont généralement lourds et encombrants, ce qui les relègue aux applications statiques (centrales électriques notamment).

1. Il est laissé à l'étudiant/e l'exercice de retrouver ces valeurs, à l'aide des chapitre 4 (*le gaz parfait*) et chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).

9.2 Critères de performance

Nous nous proposons ici d'étudier plusieurs des paramètres à prendre en compte lors de l'élaboration d'un circuit thermodynamique destiné à fournir une puissance mécanique.

9.2.1 Rendement thermodynamique et coût final

Le premier paramètre est bien sûr l'efficacité thermodynamique du cycle. Depuis deux siècles¹, nous savons que l'efficacité d'un moteur est toujours inférieure à 100 %, et maximale lorsque le moteur est réversible. Rappelons que dans le cas d'une machine idéale, l'efficacité est fonction uniquement des températures haute et basse :

$$\eta_{moteur Carnot} = 1 - \frac{T_{\text{basse}}}{T_{\text{haute}}} \quad (7/6)$$

pour un moteur thermique idéal (réversible).

Lorsque pour des raisons pratiques, on ne suit plus les recommandations de Carnot, le cycle a une efficacité inférieure. On peut prévoir cette efficacité en comparant la chaleur apportée au moteur au travail net fourni :

$$\eta_{\text{moteur}} \equiv \left| \frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} \right| \quad (6/4)$$

pour tout moteur.

L'ingénieur/e aura évidemment intérêt à maximiser ce rendement, c'est-à-dire obtenir le maximum d'énergie mécanique de son moteur, pour une quantité de chaleur donnée. La valeur de η_{moteur} quantifie effectivement *le coût énergétique marginal* du kilowatt-heure utile généré.

Pourtant, de multiples raisons inciteront l'ingénieur/e à s'éloigner sciemment du rendement maximal théorique. Pour minimiser le coût *final* du kilowatt-heure de puissance, il faudra tenir compte d'au moins deux autres coûts :

- Le coût marginal *économique* – et non simplement énergétique – du kilowatt-heure généré. Un circuit thermodynamique efficace mais difficile à mettre en œuvre en pratique pourra engendrer une grande complexité d'entretien et de contrôle de la machine.
- Le coût d'investissement initial. Une installation lourde et complexe demandera un temps d'amortissement plus long, et une meilleure efficacité ne fournira pas nécessairement d'avantage financier.

1. Une brève re-lecture du chapitre 7 (*le second principe*) rappellera à l'étudiant/e qu'un jeune et studieux Parisien avait énoncé ce principe en 1810...

Nous veillerons donc à ne pas réserver toute notre attention au rendement thermodynamique dans l'élaboration des cycles.

9.2.2 La consommation spécifique

Un paramètre d'importance pour la conception de machines est le rapport entre la taille de l'installation et de la puissance effective fournie. De nombreuses propriétés, telles que le poids, le volume, ou la surface frontale, sont usuellement prises en compte pour comparer les machines¹. Elles sont souvent propres à une technologie ou une application particulière.

L'un de ces paramètres est calculable très tôt lors de la phase de conception et très souvent utilisé dans les installations à vapeur : il s'agit de la *consommation spécifique* de fluide de travail. Elle indique le débit de vapeur nécessaire pour fournir un watt de puissance utile.

Elle se note SSC (pour *Specific Steam Consumption*) et est simplement l'inverse de la puissance spécifique :

$$SSC \equiv \frac{1}{|w_{\text{net}}|} \quad (9/1)$$

où SSC est la consommation spécifique (kg J^{-1}),
et w_{net} , la puissance spécifique développée par la machine (J kg^{-1}).

La consommation spécifique se mesure en kg/J (c'est-à-dire des kg/s par W), mais l'usage dans l'industrie est souvent de convertir cette valeur en kilo par kilowatt-heure (kg/(kW h)).

Plus le débit massique est grand, plus les composants – la chaudière et la turbine en particulier – devront être volumineux et coûteux. La consommation spécifique permet ainsi de comparer sommairement le coût et la taille d'installations.

9.3 Composants des installations à vapeur

9.3.1 Expression des puissances en jeu

Tous les systèmes à vapeur utilisés aujourd'hui fonctionnent avec un débit continu. En outre, la vapeur y subit des variations d'énergie mécanique qui sont très faibles au regard des autres puissances (chaleur, travail) mises en jeu.

Nous nous servirons donc exclusivement des notions abordées au chapitre 3 (*les systèmes ouverts*) et nous pourrons relier les puissances en jeu avec l'état de la vapeur grâce à la simple équation :

$$q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h \quad (3/15)$$

1. On pensera par exemple au moteur deux-temps, au rendement thermodynamique exécrable mais dont la simplicité mécanique et la légèreté ont fait le succès dans toutes les installations ultra-légères.

pour toute évolution (réversible ou non) en système ouvert,¹ lorsque les variations d'énergie mécanique sont négligées.

Il est utile de rappeler du chapitre 3 (*les systèmes ouverts*) que le travail mécanique fourni en système ouvert, entre deux points A et B, lorsqu'il est réversible, s'exprime selon :

$$w_{A \rightarrow B} = \int_A^B v \, dp \quad (3/22)$$

en système ouvert,

et lorsque l'évolution est réversible.

Notons enfin que d'une façon générale, dans les équipements fonctionnant en régime permanent, nous espacions physiquement les transferts de chaleur et de travail. Cela réduit grandement la complexité des machines.

- L'apport ou l'extraction de chaleur se fait donc préférablement sans transfert de travail, c'est-à-dire à pression constante (transformations isobares). Idéalement, ces transferts se feront à température constante (transformations isothermes).
- L'apport ou l'extraction de travail, nécessitant une variation de pression et le mouvement de pièces mécaniques au sein du fluide, se fait donc préférablement sans transfert de chaleur (transformations adiabatiques). Idéalement, ces transferts se feront sans augmentation d'entropie (transformations isentropiques).

9.3.2 Compresseurs et pompes

La compression d'un fluide en régime permanent, si elle se fait de façon adiabatique, demandera une puissance mécanique :

$$\dot{W}_{\text{comp.}} = \dot{m}(h_2 - h_1) \quad (9/2)$$

La compression des mélanges liquide-vapeur est particulière. La compression d'un gaz est déjà un défi majeur en mécanique des fluides, et cette compression est rendue particulièrement difficile s'il est mélangé à du liquide (c'est-à-dire qu'il est en mélange di-phasique). Pour cette raison, en ingénierie nous préférons en général nous concentrer soit sur la compression de vapeur sèche, soit sur la compression de liquide saturé.

Comme le volume spécifique de l'eau liquide est environ mille fois plus faible que celui de la vapeur d'eau, une brève re-lecture de l'section 3.4.1 nous pousse à préférer la compression des liquides à celle des gaz. C'est pour cela que les phases de compression, dans les installations industrielles, se font toujours à l'état liquide, à l'aide de pompes (figures 9.1 et 9.2). Ce sont des équipements relativement compacts et technologiquement simples.



FIGURE 9.1 – Photo d'une pompe du fabricant KSB menant $2\ 500\ \text{t h}^{-1}$ d'eau à 350 bar dans une centrale à vapeur.

Les pompes à liquide sont usuellement alimentées par un moteur électrique, mais ce modèle est alimenté mécaniquement par la turbine et doit ainsi fonctionner sur une plus grande plage de vitesses. Sa puissance maximale est de 38 MW ; la puissance de la turbine entraînée dépasse 800 MW.

Photo CC-BY-SA KSB Aktiengesellschaft, Frankenthal

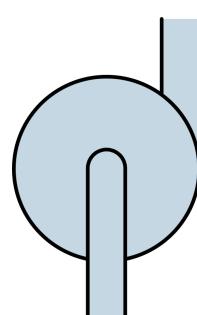


FIGURE 9.2 – Schéma de principe d'une pompe à eau.

La puissance spécifique requise pour comprimer un débit de fluide d'une pression p_A à une pression p_B , lorsque l'évolution est réversible, s'exprime à partir de la relation 3/22. Comme le volume massique v_L de l'eau liquide pure saturée (environ $v_L = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1}$) varie très peu avec sa pression, nous pouvons écrire :

$$w_{\text{pompe liquide}} \approx v_L \int_A^B dp = v_L(p_B - p_A) \quad (9/3)$$

dans le cas d'une pompe réversible à eau liquide.

9.3.3 Chaudière

Dans les centrales à vapeur, les apports de chaleur se font à pression constante. L'eau du circuit thermodynamique est réchauffée par contact avec une autre canalisation : d'air dans le cas des centrales à combustion (déchets, charbon, gaz), ou d'eau (d'un circuit secondaire) dans le cas des centrales nucléaires¹.

L'extraordinaire comportement des fluides lorsqu'ils changent de phase tourne ici à notre avantage : en mélange di-phasique, une évolution à pression constante se fait aussi à température constante,² ce qui nous permet de nous rapprocher des conditions prescrites par Carnot sans avoir recours à la moindre pièce mobile.

Parce qu'elle fonctionne à haute pression (jusqu'à 60 bar pour les installations modernes), et qu'elle est le théâtre de transferts de chaleur et gradients de température importants, la chaudière est un élément coûteux et lourd (figures 9.3 et 9.4), même si son fonctionnement est simple.

Lorsque la chaleur de la centrale provient d'une combustion, l'énergie thermique des gaz ne peut être transmise à l'eau du circuit que lorsque la température de cette dernière est plus faible. Ainsi, il est rejeté au-dessus de la chaudière une quantité de chaleur d'autant plus grande que la température minimale de l'eau y est haute. Le rendement d'une chaudière à gaz performante avoisine usuellement les 80 %.

Comme aucun travail mécanique n'est fourni à l'eau dans la chaudière, la puissance fournie par la chaudière à l'eau s'exprime selon :

$$\dot{Q}_{\text{chaudière}} = \dot{m}(h_2 - h_1) \quad (9/4)$$

La différence de masse volumique entre les deux phases dans la chaudière fait qu'il est difficile de surchauffer la vapeur en présence de liquide³. Nous consi-

-
1. Plus exactement, en système ouvert en régime permanent ($\dot{m} = \text{cste.}$).
 1. Nous utilisons un deuxième circuit d'eau pour éviter de faire passer l'eau du circuit thermodynamique à haute pression dans le cœur même du réacteur.
 2. Bien revoir à ce propos le chapitre 5 (*liquides et vapeurs*).
 3. Le liquide, plus dense et donc au fond de la chaudière, est en effet plus à même d'absorber la chaleur à haute température.



FIGURE 9.3 – Transport d'une chaudière de centrale à bois capable de soutenir une pression de 100 bar.

Photo CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Sensenschmied

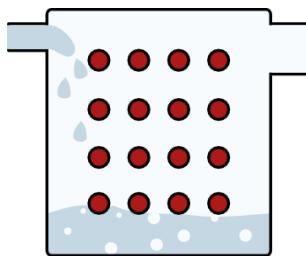


FIGURE 9.4 – Représentation schématique d'une chaudière.
Dans une chaudière, l'eau pénètre à l'état liquide à gauche, et ressort en haut à droite à l'état de vapeur saturée. L'apport de chaleur est assuré par le contact avec les traverses des gaz de combustion.

dérerons ainsi toujours que l'eau est sous forme de vapeur saturée (indice V) à la sortie de la chaudière.

9.3.4 Turbine

La turbine (figures 9.5 et 9.6) est la pièce maîtresse de toute centrale à vapeur. Longue de plusieurs dizaines de mètres dans les installations modernes, elle est équilibrée avec grand soin, mise en place dans son coffrage et, si elle fait l'objet d'attention adéquate (minimisation des gradients de température, lubrification avancée), peut délivrer de la puissance mécanique pendant plusieurs dizaines d'années sans interruption.

L'efficacité d'une turbine se mesure en comparant sa puissance avec celle d'une turbine idéale (une turbine qui serait isentropique). Nous nommons ce paramètre l'*efficacité isentropique* :

$$\eta_T \equiv \frac{\dot{W}_{\text{Turbine réelle}}}{\dot{W}_{\text{Turbine isentropique}}} \quad (9/5)$$

pour une turbine,

où $\dot{W}_{\text{Turbine réelle}}$

est la puissance réelle fournie par la turbine,
et $\dot{W}_{\text{Turbine isentropique}}$

la puissance d'une turbine isentropique fonctionnant avec le même débit de masse et entre les deux mêmes pressions.

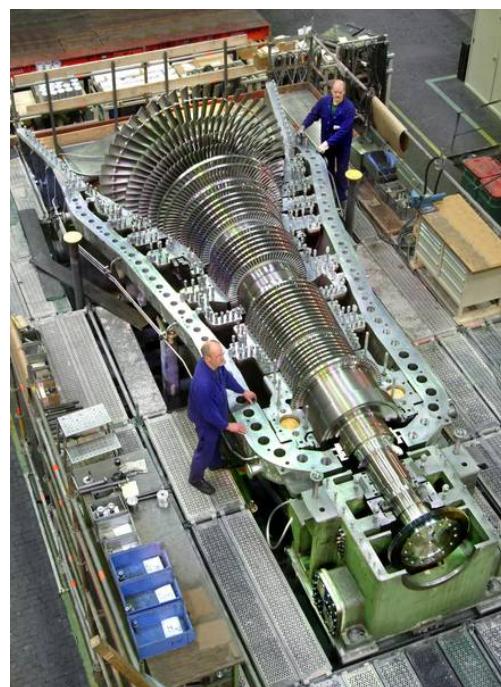


FIGURE 9.5 – Turbine d'une centrale à vapeur de taille moyenne.
Au fur et à mesure que l'eau traverse la turbine, elle perd de l'énergie sous forme de travail et son volume spécifique augmente, ce qui nécessite des pales toujours plus grandes.

Photo CC-BY-SA MAN SE

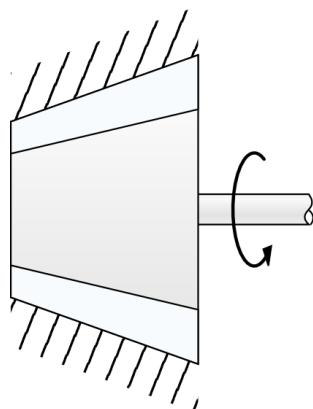


FIGURE 9.6 – Représentation schématique d'une turbine à vapeur.

La puissance réelle, quant à elle, s'exprime toujours en fonction des propriétés du fluide à l'entrée et à la sortie de la turbine :

$$\dot{W}_{\text{Turbine réelle}} = \dot{m}(h_{2\text{réel}} - h_1) \quad (9/6)$$

Avec une combinaison des équations 9/5 et 9/6, on peut ainsi prévoir l'état de la vapeur à la sortie de n'importe quelle turbine dont on connaît la puissance et l'efficacité isentropique.

Un paramètre important qui doit être surveillé est le titre de l'eau, en particulier dans les derniers étages. Les gouttelettes liquides, beaucoup plus denses que la vapeur qui les entoure, percutent en effet violemment les pales et en provoquent l'érosion. L'ingénieur/e thermodynamicien/ne veillera ainsi à garder un haut titre, usuellement sans descendre en deçà de 95 %.

9.3.5 Condenseur

Le condenseur (figures 9.7 et 9.8), composant le moins glorieux de l'installation, est en charge de rejeter toute la chaleur dont l'ingénieur/e ne sait plus faire usage¹. L'eau y est toujours refroidie à pression constante, ce qui ne nécessite pas de pièce mobile.

Technologiquement, c'est un élément simple : on met la canalisation de vapeur en contact avec un circuit de température basse. Usuellement, ce circuit de refroidissement est constitué d'eau extérieure provenant d'une rivière ou de la mer,² qui sera refroidie ensuite par évaporation dans les larges cheminées

1. On relira, pour comprendre l'inéluctabilité de ce rejet phénoménal, le chapitre 7 (*le second principe*).

2. Il y a deux intérêts à l'utilisation d'un circuit de refroidissement secondaire. D'une part, on peut abaisser la pression dans le condenseur plus bas que la pression atmosphérique et ainsi réduire la température minimale du cycle. D'autre part, l'eau du circuit thermodynamique, épurée au prix d'efforts considérables, n'est pas perdue dans l'atmosphère.



FIGURE 9.7 – Condenseur avec cheminées de refroidissement intégrées.

Photo CC-BY-SA Cenk Endustri

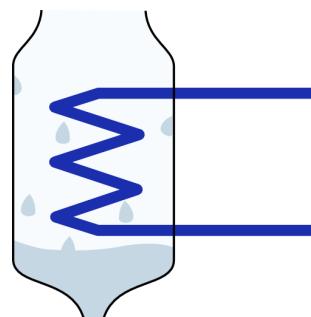


FIGURE 9.8 – Représentation schématique d'un condenseur.

L'eau du circuit thermodynamique y pénètre par le haut, dans un état proche de la vapeur saturée. Elle en ressort par le bas à l'état liquide. L'extraction de chaleur est usuellement assurée par un circuit d'eau secondaire (schématisé en bleu) qui est mise en contact avec l'atmosphère.

que l'on aperçoit aux abords des centrales. Comme la pression de la vapeur à l'intérieur du condenseur est souvent très basse (jusqu'à 1 bar) pour abaisser la température minimale du cycle de la centrale, il faut veiller à l'étanchéité du condenseur pour éviter que de l'air ou de l'eau extérieurs ne s'insèrent dans le circuit principal.

La puissance perdue par la vapeur dans le condenseur s'exprime selon :

$$\dot{Q}_{\text{condenseur}} = \dot{m}(h_2 - h_1) \quad (9/7)$$

9.4 Cycles moteurs à vapeur

9.4.1 Le cycle de Carnot

Comme la température d'un mélange liquide-vapeur reste constante lorsqu'on le chauffe à pression constante, la réalisation d'échanges de chaleur isotherme (caractéristique importante du cycle de Carnot) est relativement aisée avec la vapeur. Une machine à vapeur basée sur un cycle de Carnot est schématisée en figures 9.9 et 9.10.

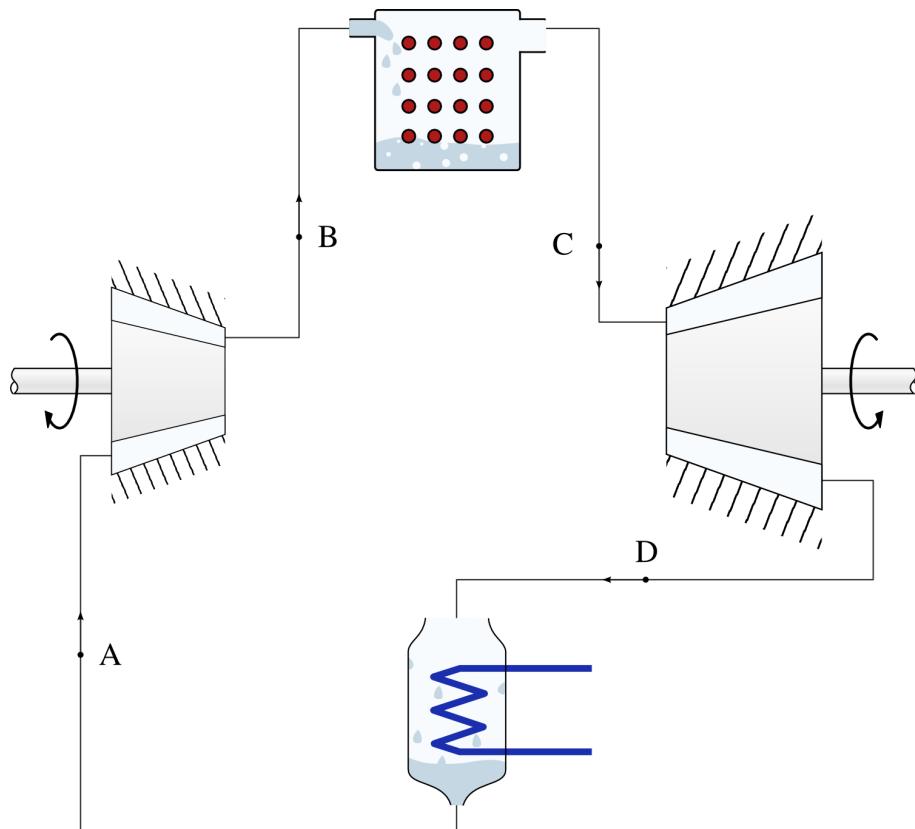


FIGURE 9.9 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Carnot.

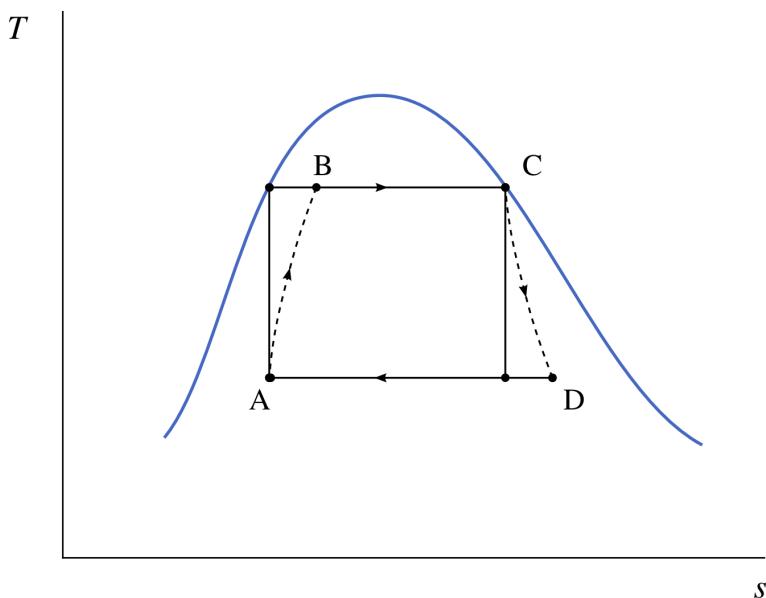


FIGURE 9.10 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Carnot. Les trajets en pointillés représentent les évolutions réelles (irréversibles) du fluide pendant les compressions et détentes.

L'efficacité du cycle moteur de Carnot (7/6) n'est atteinte que lorsque la turbine et le compresseur fonctionnent de façon isentropique. En pratique, comme nous l'avons vu, la puissance de la turbine est toujours plus faible et celle du compresseur toujours plus grande qu'elles ne pourraient l'être.

Si l'on connaît l'efficacité isentropique η_T de la turbine (9/5), on peut exprimer sa puissance en fonction des propriétés de la vapeur :

$$w_{\text{Turbine réelle}} = w_{C \rightarrow D_{\text{réel}}} = (h_{D_{\text{réel}}} - h_C) = \eta_T (h_D - h_C) \quad (9/8)$$

9.4.2 Le cycle de Rankine

En pratique, l'utilisation du cycle de Carnot comme ci-haut pose plusieurs difficultés :

- La compression d'un mélange diphasique est technologiquement difficile (§9.3.2) ;
- Dans le condenseur, il est difficile d'interrompre la condensation à un endroit précis (le point A en figures 9.9 et 9.10 plus haut, dont le titre est proche mais différent de 0).

William Rankine, ingénieur anglo-saxon digne de ses compatriotes, propose en 1859 une modification du cycle en poursuivant la condensation jusqu'à saturation et en ne compressant l'eau qu'à l'état liquide. Une machine basée sur ce cycle est décrite en figures 9.11 et 9.12.

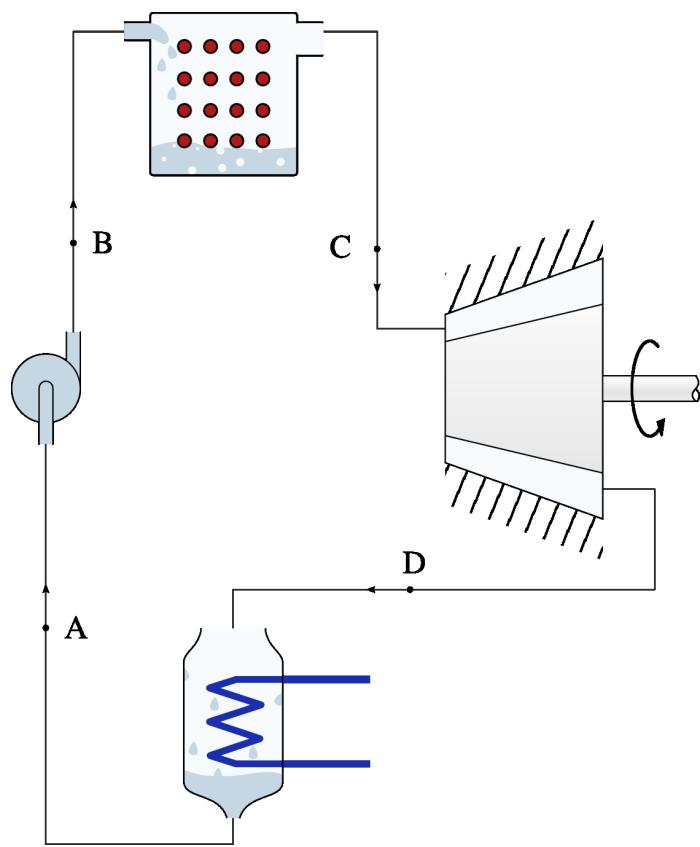


FIGURE 9.11 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine. L'eau à la sortie du condenseur est sous forme de liquide saturée ; elle rentre dans la chaudière à plus faible température.

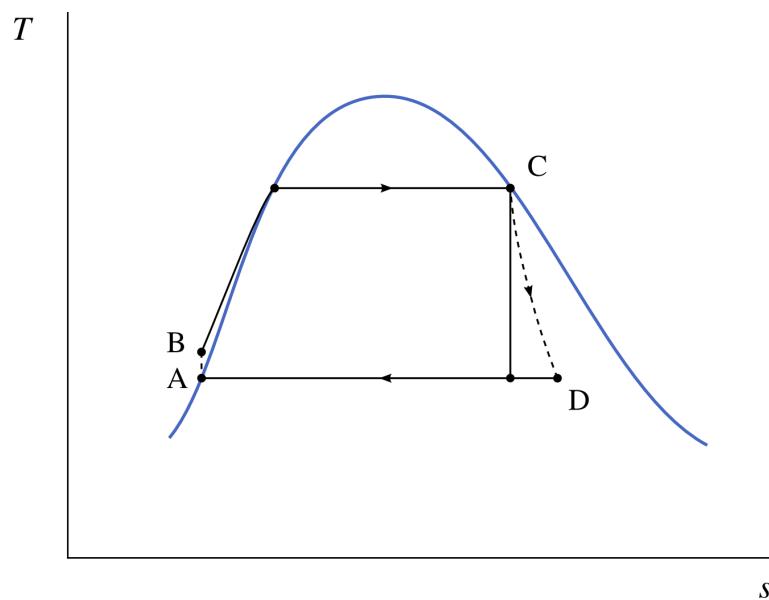


FIGURE 9.12 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine.

Le *cycle de Rankine* utilise donc une pompe à eau liquide plutôt qu'un compresseur en mélange liquide/vapeur. Technologiquement, une pompe est plus simple à concevoir, fabriquer, et opérer qu'un compresseur. Autre avantage, la compression d'un liquide est plusieurs dizaines de fois plus économique en énergie que celle du mélange (§9.3.2).

Toutefois, cette économie d'énergie n'est pas sans contrepartie : à la sortie de la pompe (point B), l'eau est à température bien plus faible qu'elle ne l'était à la sortie du compresseur en figure 9.9. C'est *la chaudière* qui devra ramener l'eau à l'état de liquide saturé. Autrement dit, il faut fournir une dépense supplémentaire considérable sous forme de chaleur pour compenser la baisse de puissance de compression.

On peut remarquer qu'une partie importante de la chaleur apportée par la chaudière (c'est-à-dire $q_{ch.} = h_C - h_B$) n'est plus apportée à température constante. Nous avons vu aux chapitres 7 et 8 qu'un apport de chaleur à basse température se traduit toujours par un rendement plus faible.

Toutefois, en pratique, cet apport de chaleur peut rendre possible l'exploitation de sources de chaleur à basse température, comme les gaz d'échappement rejetés au-dessus de la chaudière. Ainsi, dans certains cas, la chute du rendement thermodynamique (η_{moteur}) peut être compensée par une augmentation du rendement de la chaudière ($\eta_{chaudière}$), qui peut extraire plus d'énergie au combustible pour le transmettre à la vapeur.

Rankine s'est ainsi écarté volontairement du cycle de Carnot, et a ce faisant réduit le rendement thermodynamique global (même si cette baisse peut souvent être compensée par une augmentation du rendement de la chaudière). Par contre, en faisant disparaître le compresseur, sa modification permet de réduire fortement la taille et la complexité de l'installation.

9.4.3 La surchauffe

Pour réduire la consommation spécifique (SSC) d'une centrale, il est souhaitable d'augmenter la puissance développée par la turbine pour un débit de vapeur donné. Pour cela, il existe plusieurs options :

- Augmenter l'enthalpie à l'entrée de la turbine (c'est-à-dire augmenter la pression de saturation dans la chaudière).

Malheureusement, cela impose à la chaudière d'être plus résistante et plus coûteuse ; et de plus, cela réduit la quantité de chaleur spécifique qu'il est possible d'y apporter, puisque l'enthalpie de vaporisation h_{LV} décroît avec la température ;

- Réduire l'enthalpie à la sortie de la turbine (c'est-à-dire diminuer la pression dans le condenseur).

Cela nécessite une turbine de plus grande taille, favorise l'insertion de bulles d'air dans le circuit de vapeur, et surtout, réduit le titre de l'eau en sortie de turbine ;

- Augmenter l'enthalpie (et donc la température de la vapeur) *après* sa sortie de la chaudière.

Cela permet d'utiliser pleinement les capacités de la turbine, dont les limites métallurgiques (généralement autour de 1 000 K) dépassent déjà souvent celles des chaudières.

C'est cette dernière option qui est très souvent choisie. On nomme cette modification la *surchauffe* : la vapeur est surchauffée à la sortie de la chaudière¹, à pression constante, à travers une série de tubes portés à plus haute température (figures 9.13 et 9.14).

L'avantage principal de la modification est la diminution de la consommation spécifique : la puissance fournie est augmentée pour un débit de vapeur donné, grâce à une modification relativement peu complexe à mettre en œuvre. Autre avantage, l'augmentation de la température moyenne à laquelle la chaleur est

1. La surchauffe pourrait théoriquement être effectuée dans la chaudière même ; cependant, la densité de la vapeur surchauffée étant relativement faible, il est plus aisément de la mettre en contact avec les gaz les plus chauds en dehors (et en dessous) de la chaudière.

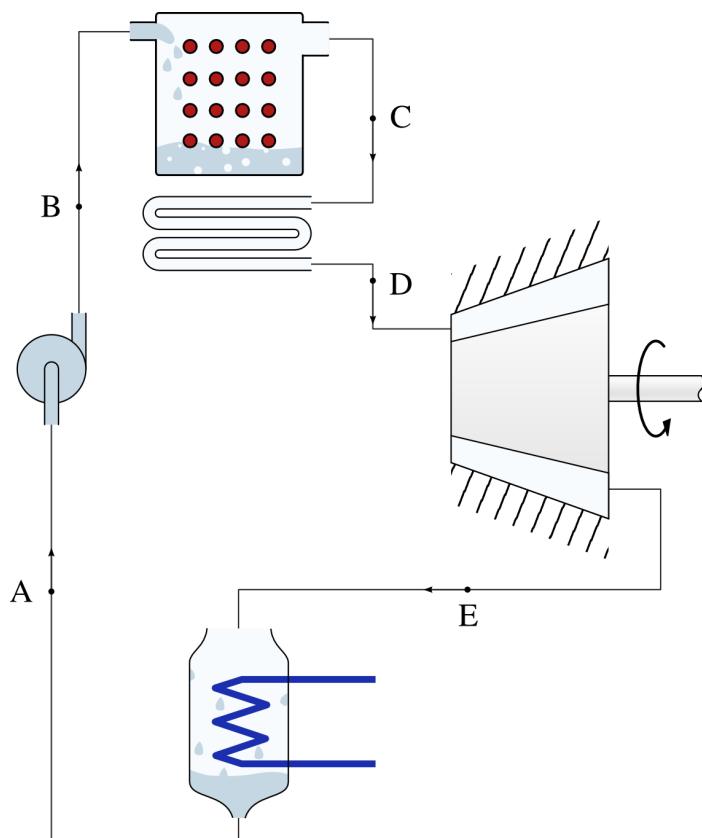


FIGURE 9.13 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine surchauffé. L'eau à la sortie de la chaudière est portée à plus haute température (section C → D) avant de pénétrer dans la turbine.

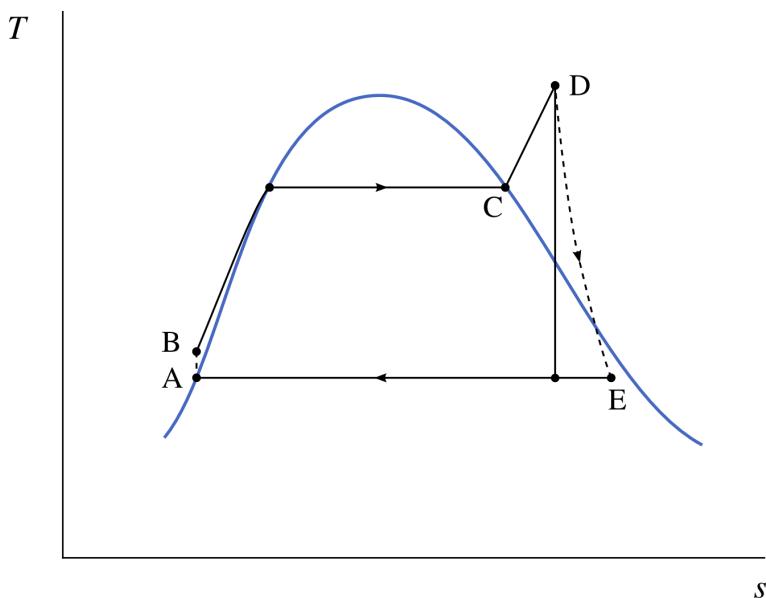


FIGURE 9.14 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine surchauffé.

apportée tend à augmenter le rendement thermodynamique. Enfin, il devient possible de décaler la plage d'utilisation de la turbine entièrement dans le domaine de la vapeur surchauffée : l'érosion des pales par l'eau liquide est ainsi évitée.

9.4.4 La resurchauffe

Pour augmenter à nouveau la puissance de l'installation sans augmenter le débit de vapeur (et donc sa taille globale et le coût de la chaudière), il est possible de chauffer une deuxième fois la vapeur avant sa sortie de la turbine (figures 9.15 et 9.16). C'est ce que l'on appelle la **resurchauffe**.

Avec cette modification, la détente dans la turbine est interrompue ; et la vapeur est conduite dans une nouvelle série de tubes pour porter à nouveau sa température à haute température (usuellement aux limites métallurgiques de la turbine). La détente est alors complétée jusqu'à la pression du condenseur.

Le rendement global de l'installation est augmenté si la température moyenne de chauffage l'est aussi ; il faut donc choisir avec soin la pression de la resurchauffe. La consommation spécifique, elle, est diminuée dans tous les cas, avec les avantages décrits plus haut.

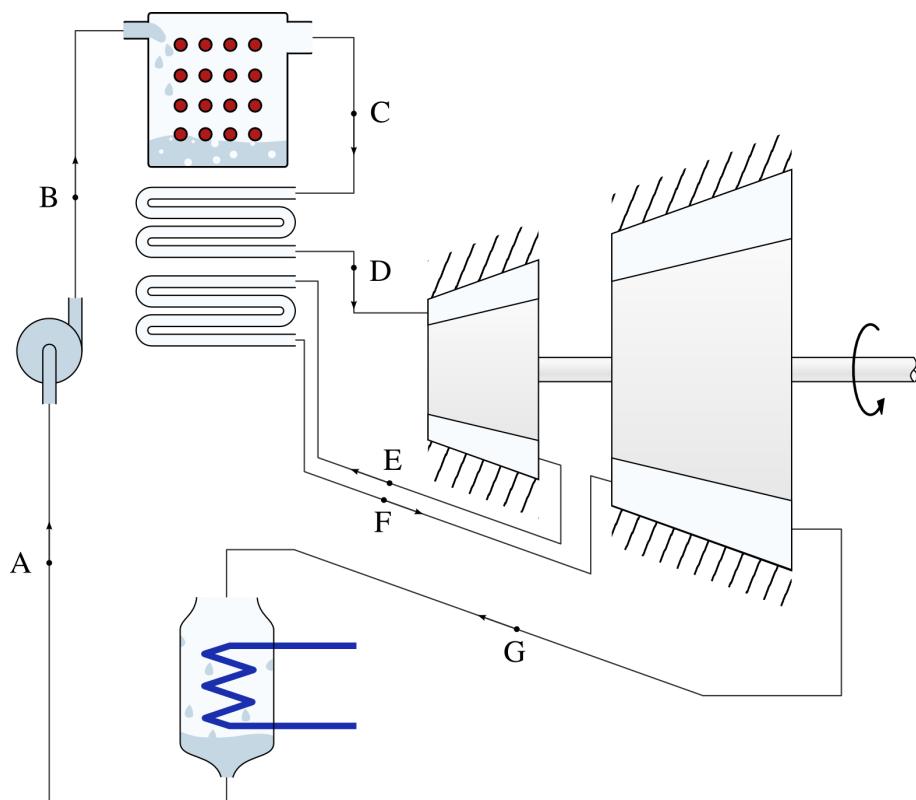


FIGURE 9.15 – Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine resurchauffé.

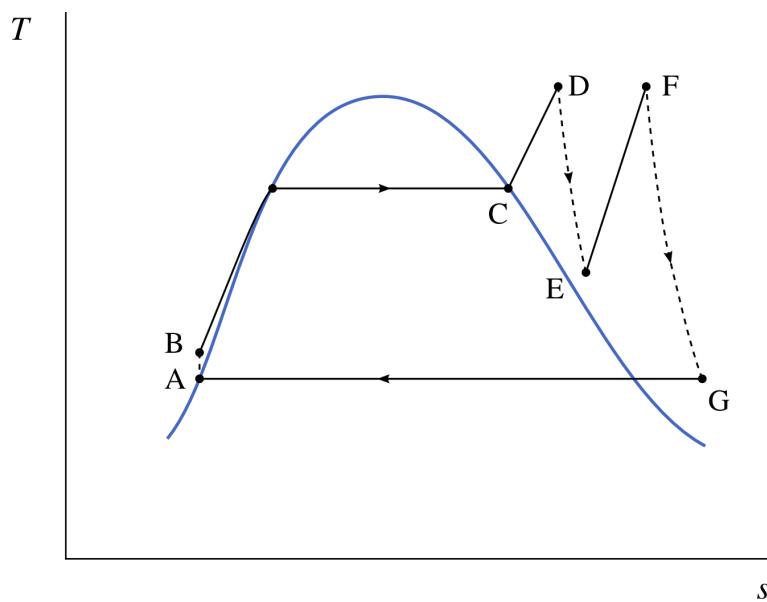


FIGURE 9.16 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine resurchauffé.

9.4.5 La régénération

Lorsque Rankine a modifié le cycle de Carnot, il a réduit le travail fourni pour compresser l'eau, et augmenté la chaleur nécessaire pour l'amener en entrée de turbine. En contrepartie, le rendement thermodynamique a diminué : en effet, lorsque l'eau pénètre dans la chaudière, sa température est faible. Elle reçoit de la chaleur de façon non-réversible.

Pour augmenter la réversibilité du cycle (et donc son rendement), il est possible de réchauffer l'eau progressivement, en utilisant la chaleur en provenance de la turbine (où la température de la vapeur varie). Cette technique est nommée *régénération*. On peut ainsi imaginer un cycle comme décrit en figures 9.17 et 9.18 ci-dessous, où l'eau liquide en sortie de pompe est réchauffée progressivement en refroidissant la turbine.

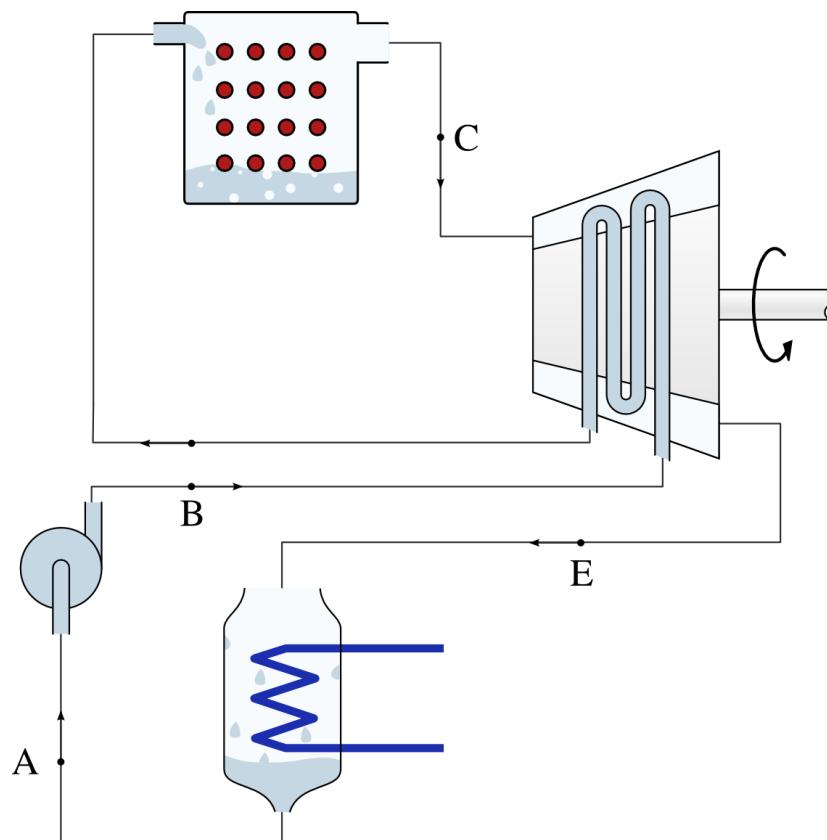


FIGURE 9.17 – Circuit d'une centrale à vapeur avec régénération. On prélève de la chaleur à la turbine pour réchauffer l'eau liquide avant qu'elle ne pénètre dans la chaudière. Idéalement, l'échange de chaleur se fait de façon réversible.

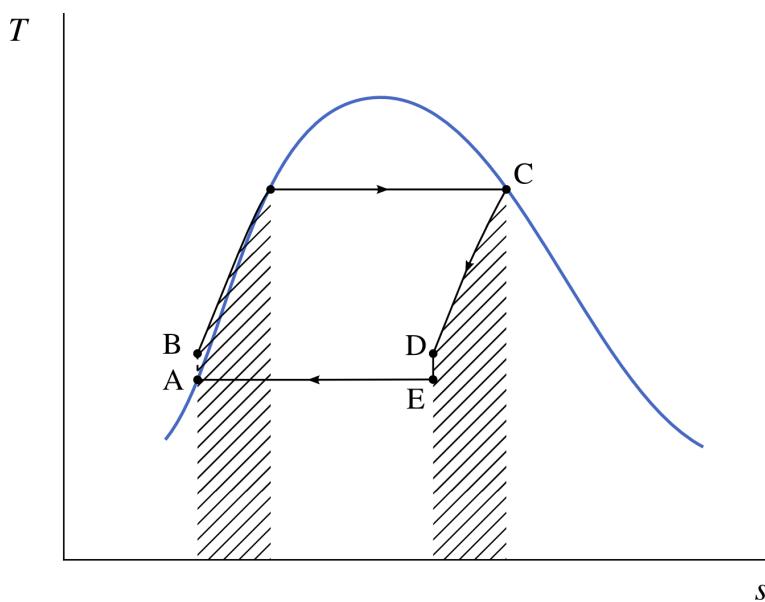


FIGURE 9.18 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur avec régénération.

Dans le cas limite où toute la chaleur utilisée lors de la régénération est transmise avec une différence de température infiniment faible, le cycle est réversible et le rendement du moteur de Carnot est atteint¹.

En pratique hélas, un tel dispositif est difficile à réaliser. En effet, la transmission réversible de chaleur est complexe à mettre en place dans la turbine, élément dont la conception et la fabrication sont déjà très coûteuses. De plus, le refroidissement de la vapeur réduit son titre, augmentant la quantité d'eau liquide érodant les pièces de la turbine.

Pour mettre en place la régénération, on a donc recours à la technique de *prélèvement turbine*. De la vapeur est ponctionnée depuis la turbine, et mélangée à l'eau liquide en sortie de pompe (figures 9.19 et 9.20). On obtient ainsi un transfert de chaleur qu'il est aisé de mettre en œuvre.

En pratique, de nombreux prélèvements (judicieusement appelés *bleeds* en anglais) sont effectués dans les circuits de centrale à vapeur, pour contrôler les flux de chaleur (figure 9.21). Ils permettent accessoirement, par le biais de vannes de décharge, de réguler précisément les débits de masse et adapter ainsi rapidement la puissance de l'installation à la demande.

1. Cela est vrai même si le cycle ne suit pas à proprement parler le cycle de Carnot. Il suffit qu'il soit parfaitement réversible.

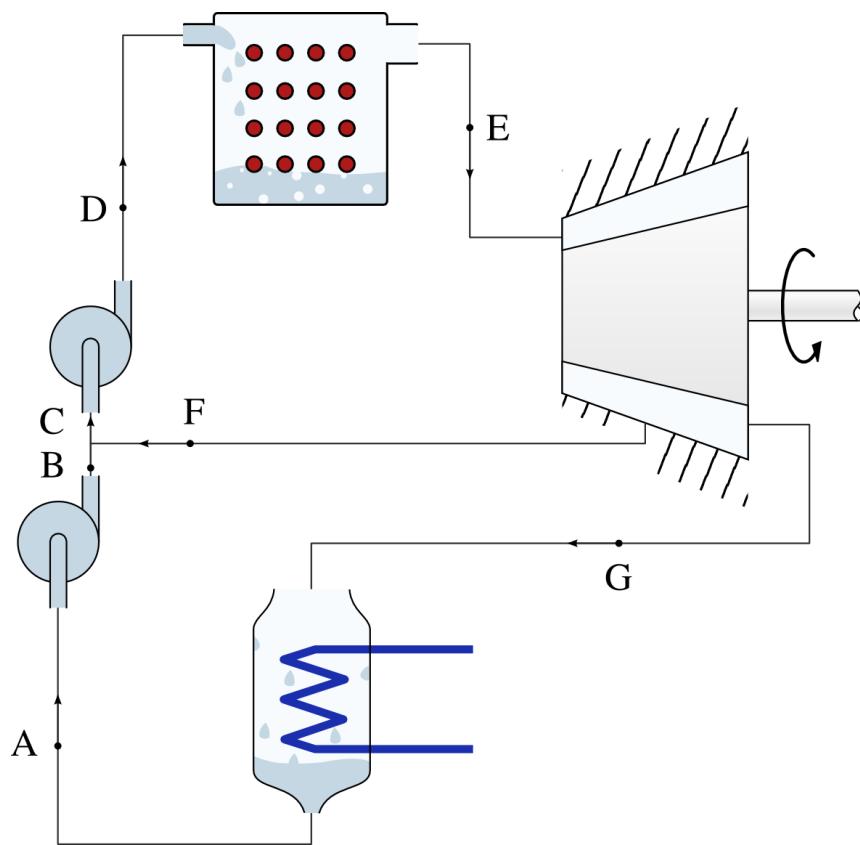


FIGURE 9.19 – Circuit d'une centrale à vapeur avec prélèvement de vapeur. La vapeur extraite prématûrement de la turbine est utilisée pour réchauffer l'eau liquide pendant le pompage.

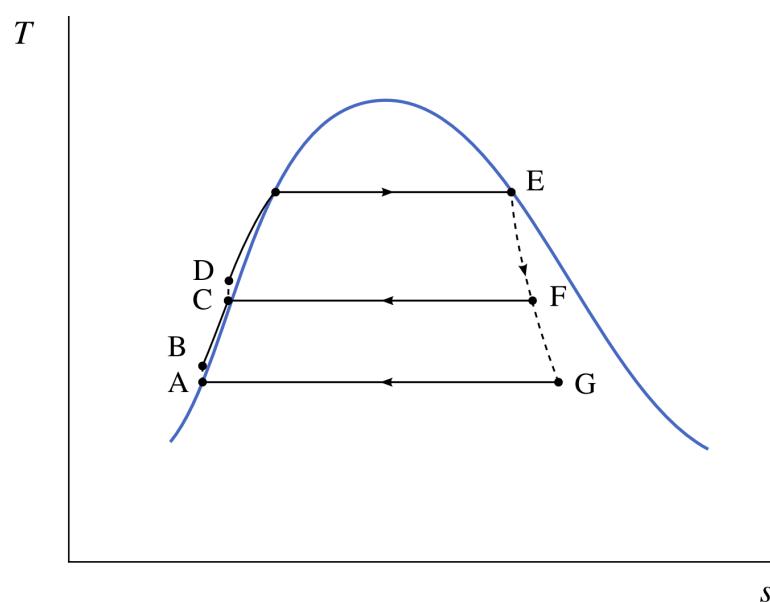


FIGURE 9.20 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur avec prélèvement de vapeur.

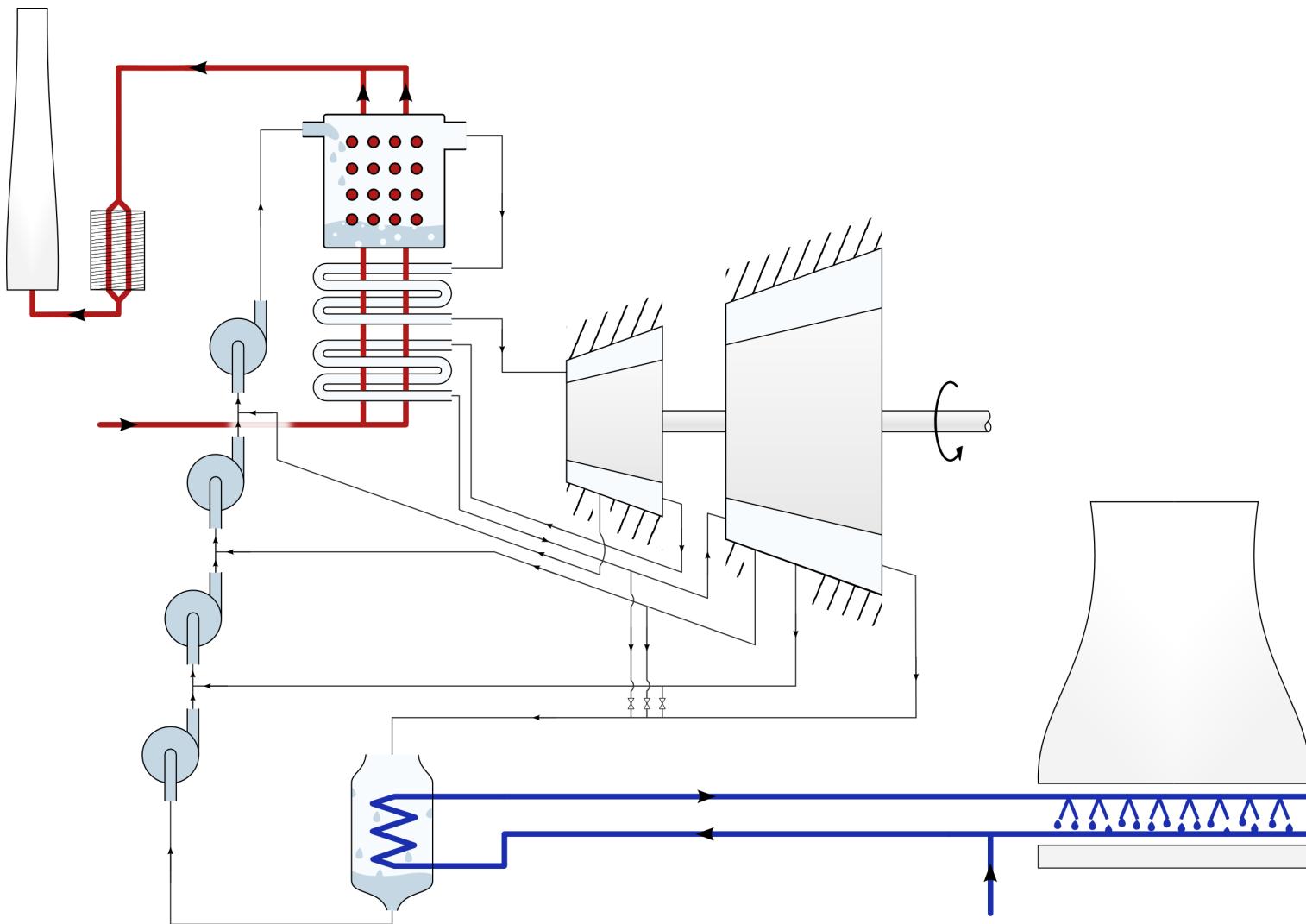


FIGURE 9.21 – Installation à vapeur mêlant surchauffe, resurchauffe, régénération, et conduits de décharge. Il est laissé à l'étudiant/e curieux/se le loisir de tracer les évolutions sur un diagramme température-entropie, et de s'imaginer aux commandes de l'installation alimentant sa cafetière en électricité.

9.5 Exercices

Les propriétés de l'eau sont toutes tabulées dans les abaques n°1, 2 et 3.

L'air est considéré comme un gaz parfait.

$$c_v(\text{air}) = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_p(\text{air}) = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{air}} = 1,4$$

E9.1 Cycle de Rankine

La centrale EDF de Porcheville (figure 9.22), en bordure de l'A13 à Mantes-la-Jolie, reçoit de la chaleur issue de la combustion de fioul, et utilise un cycle à vapeur pour alimenter une génératrice électrique.

Dans la centrale l'eau évolue entre les pressions de 0,1 bar et 140 bar. La vapeur atteint 545 °C, et les turbines ont une efficacité isentropique de 80 %.

Dans cet exercice, nous considérons que le cycle est basé sur un cycle de Rankine surchauffé.

1. Schématissez le circuit physique de l'eau dans la centrale ; tracez le cycle suivi sur un diagramme température-entropie.
2. Quelle est l'enthalpie spécifique de l'eau à la sortie de la turbine ?
3. Quelle est l'enthalpie spécifique de l'eau à la sortie des pompes ?
4. Quel est le rendement thermodynamique de l'installation ?
5. Quelle est la consommation spécifique de l'installation, c'est-à-dire la masse de vapeur ayant traversé la turbine lorsque l'installation a généré 1 kWh d'énergie mécanique ?
6. Quel débit horaire de vapeur faut-il faire circuler dans le circuit pour obtenir une puissance mécanique de 60 MW ?



FIGURE 9.22 – Centrale électrique de Porcheville, alimentée au charbon jusqu'en 1987 et fonctionnant désormais au fioul. Elle sert principalement les demandes de pointe.

Photo schéma CC-0 o.c.

E9.2 Chaudière de centrale à vapeur

Dans une centrale à vapeur, la chaudière fonctionne avec la combustion de bois dans de l'air prélevé dans l'atmosphère. Les briquettes utilisées pour la combustion sont faites de résidus de bois et de biomasse (figure 9.23) ; elles ont une capacité calorifique massique de 15 MJ kg⁻¹.

L'air pénètre dans la chaudière à température de 15 °C et pression de 1 bar. Il est porté à température de 1 000 °C par combustion à pression constante, avant de passer autour des conduits d'eau. Lorsqu'il quitte la chaudière, sa température est de 180 °C.



FIGURE 9.23 – La sciure de bois, produite en très grande quantité dans l'industrie, peut être utilisée comme source d'énergie dans une centrale à vapeur.

Photo CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Eivindmy

L'eau pénètre dans la chaudière à 50 bar et 20 °C. Elle y circule à pression constante. On souhaite la porter jusqu'à une température de 850 °C, avec un débit de 3 kg s^{-1} .

- Quel débit d'air faut-il admettre dans la chaudière pour respecter le cahier des charges ?
- Quelle est l'efficacité de la chaudière ?
- Un/e ingénieur/e propose de faire passer le conduit d'air d'admission au travers des gaz d'échappement (sans pourtant les mélanger) pour augmenter la température de l'air avant combustion. Cela vous paraît-il être une bonne idée ?

E9.3 Cycle avec resurchauffe

L'installation de Porcheville décrite dans l'exercice E9.1 est modifiée pour accueillir une série de tubes de resurchauffe. La détente de l'eau est interrompue à 18 bar dans la turbine, et la vapeur est ramenée à la température maximale du cycle (c'est-à-dire 545 °C).

La centrale est alimentée au fioul lourd dit « TBTS », de masse volumique $1\,050 \text{ kg m}^{-3}$ et de pouvoir calorifique $40,2 \text{ MJ kg}^{-1}$. La chaudière a une efficacité de 80 %.

- Quel est le nouveau rendement de l'installation ?
- Quelle est la nouvelle consommation spécifique ?
- Quel est le débit volumique horaire de carburant nécessaire pour générer 60 MW électriques ?

E9.4 Cycle avec régénération

Dans un navire brise-glace polaire (figure 9.24), une installation à vapeur alimente les hélices à partir d'un réacteur nucléaire.

Le cycle est basé sur un cycle de Rankine surchauffé à 310 °C (par contact avec les conduites d'eau pressurisée qui, elle, traverse le réacteur), entre les pressions de 30 et 0,5 bar¹. Nous considérons que la turbine est parfaitement isolée et isentropique.

- Quel est le rendement thermodynamique de l'installation ?
- On définit la consommation spécifique de vapeur comme l'inverse de la puissance nette de l'installation. C'est la masse de vapeur ayant traversé la turbine lorsque l'installation a généré 1 kWh d'énergie mécanique.

Quelle est la consommation spécifique de l'installation ?

- En réalité, entre 29 et 0,75 bar, valeurs qui ne sont pas tabulées dans nos abaques.



FIGURE 9.24 – Le 50 Let Podeby, brise-glace de 25 000 t à propulsion nucléo-turbo-électrique (deux réacteurs de 171 MW_{chaleur}, trois moteurs de 17,6 MW_{méch.}). Sa construction a débuté en 1989 mais il n'est entré en service qu'en 2007.

Photo CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Kiselev d

Un/e ingénieur/e propose de modifier le cycle pour le rendre régénératif, en prélevant de la vapeur de la turbine pour l'insérer dans le circuit de compression.

Il/elle propose de séparer la compression en deux étapes, l'une de 0,5 à 6 bar, et la seconde de 6 à 30 bar ; et d'insérer la vapeur prélevée entre les deux pompes. Le débit de vapeur prélevé est tel que l'eau à la sortie du mélangeur est exactement à saturation.

Pour alléger nos calculs, nous considérons que la puissance de pompage n'est pas modifiée par la régénération.

- Schématisez l'installation proposée (c'est-à-dire le circuit physique suivi par la vapeur).
- Représentez le cycle thermodynamique sur un diagramme température-entropie, en traçant la courbe de saturation de l'eau.
- Quelle proportion du débit de vapeur faudrait-il prélever à 6 bar dans la turbine, pour chauffer l'eau à saturation entre les deux pompes ?
- La puissance aux hélices augmente-t-elle ou diminue-t-elle, et de combien ?
- Le rendement de l'installation augmente-t-il ou diminue-t-il, et de combien ?

Résultats

9.1 2) $h_D = 2\,287,7 \text{ kJ kg}^{-1}$

4) $\eta_{\text{inst.}} = 35,29 \%$

6) $\dot{m}_{\text{eau}} = 52,5 \text{ kg s}^{-1}$

3) $h_B = 205,9 \text{ kJ kg}^{-1}$

5) $SSC = 3,15 \text{ kg/(kW h)}$

9.2 1) $\dot{m}_{\text{air}} = 15,2 \text{ kg s}^{-1}$

2) $\eta_{\text{chaud.}} = 83,25 \%$

9.3 1) $h_{D2} = 2\,960,8 \text{ kJ kg}^{-1}$, $h_{E2} = 3\,570,3 \text{ kJ kg}^{-1}$, $h_F = 2\,642,7 \text{ kJ kg}^{-1}$: $\eta_{\text{inst.2}} = 36,31 \%$ (+1 pt)

2) $\dot{V}_{\text{carb.}} = 17,6 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$.

9.4 1) $h_A = 340,5 \text{ kJ kg}^{-1}$, $h_B = 343,54 \text{ kJ kg}^{-1}$, $h_C = 3\,017,4 \text{ kJ kg}^{-1}$, $h_D = 2\,284,5 \text{ kJ kg}^{-1}$: $\eta_{\text{inst.}} = 27,294 \%$.

2) $SSC = 4,93 \text{ kg/(kW h)}$

5) $h_{\text{prélèvement}} = 2\,673,9 \text{ kJ kg}^{-1}$, $h_{\text{pré-mélangé}} =$

$341,1 \text{ kJ kg}^{-1}$, $h_{\text{post-mélangé}} = 670,4 \text{ kJ kg}^{-1}$: $z = 14,1 \%$

6) $w_{\text{net 2}} = -674,87 \text{ kJ kg}^{-1}$ (-9,2 %)

7) $q_{\text{chaud.}} = 2\,344,4 \text{ kJ kg}^{-1}$: $\eta_{\text{inst. 2}} = 28,786 \%$ (+1,49 pt)

CHAPITRE 10

Cycles moteurs à gaz

— *ou* —
Les mugissements de la machine à air

10.1 Performance des moteurs à gaz	275
10.1.1 Intérêt de l'utilisation de l'air	275
10.1.2 Importance relative du rendement	276
10.1.3 Le rapport des puissances	276
10.1.4 Masse et encombrement	278
10.2 Motorisations à pistons	278
10.2.1 Intérêt des moteurs à pistons	278
10.2.2 Le cycle d'Otto	279
10.2.3 Le cycle de Diesel	281
10.2.4 Cycles thermodynamiques réels	282
10.3 Composants des turbomachines	284
10.3.1 Compresseur	284
10.3.2 Chambre de combustion	286
10.3.3 Turbine	287
10.3.4 Tuyère	288
10.4 Les configurations des turbomachines	290
10.4.1 Intérêt des turbomachines	290
10.4.2 Le cœur du moteur, ou le « générateur à gaz »	290
10.4.3 Turboréacteur	292
10.4.4 Turbopropulseur et turbomoteur	293
10.4.5 Turbofan	295
10.4.6 Turbine libre et turbines multiples	296
10.5 Modification des cycles des turbomachines	298
10.5.1 Refroidissement intermédiaire et réchauffe	298
10.5.2 Postcombustion	300
10.5.3 Refroidissement de la turbine	302
10.6 Exercices	305

LE CHAPITRE 10 EN BREF

Les moteurs à gaz sont moins complexes et plus légers. De nombreux compromis thermodynamiques sont apportés pour s'adapter aux limites de vitesse, de température, et de pression des composants moteur.

Introduction

Nous abordons pour ce dernier chapitre les moteurs utilisés dans l'aéronautique, le naval et l'automobile. Ce chapitre 10 (*cycles moteurs à gaz*) a pour objectif de répondre aux deux mêmes questions que son prédecesseur avec les liquides/vapeurs :

- Pourquoi et comment utilise-t-on les moteurs à air aujourd'hui ?
- Pour quelles raisons s'éloigne-t-on des cycles idéaux et comment quantifie-t-on ces compromis ?

10.1 Performance des moteurs à gaz

10.1.1 Intérêt de l'utilisation de l'air

L'utilisation de l'air comme fluide moteur, plutôt que la vapeur, apporte plusieurs avantages.

- D'une part, il est possible de se dispenser entièrement des condenseurs et refroidisseurs. La phase de refroidissement (§6.2.2 et §7.1.3) a lieu directement dans l'atmosphère, qui accueille aisément tous les gaz chauds que l'on rejette, et où l'air frais abonde¹.

À puissance égale, la masse, le volume et souvent le coût des moteurs à gaz sont donc très fortement réduits par rapport à leurs homologues à vapeur. Ceci est particulièrement intéressant lorsque le moteur doit participer à la portée de son propre poids.

- D'autre part, l'apport de chaleur se fait sans perte. En effet, il est possible d'effectuer une combustion *directement à l'intérieur* du fluide de travail – c'est ce que l'on nomme la combustion interne.

Alors que les installations à vapeur laissent s'échapper de grandes quantités de chaleur au-dessus de la chaudière (§9.3.3), les moteurs à air perdent très peu de chaleur dans les phases de combustion.

La combustion interne impose cependant une qualité de carburant élevée. Il n'est pas question ici d'utiliser des déchets, du bois, ou même du charbon comme combustible – les résidus de combustion doivent en effet circuler à l'intérieur même de la partie thermodynamique de la machine.

1. Il nous faudra toutefois bien reconnaître que ce ne sera pas nécessairement toujours le cas...

Au final, la légèreté relative des moteurs à air par rapport à leurs homologues à vapeur font qu'ils sont systématiquement utilisés dans les transports où la masse joue un rôle important, tels que l'aviation ou les transports routiers.

10.1.2 De l'importance relative du rendement thermodynamique

Nous nous risquerons à rappeler du chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) que le rendement thermodynamique ne dicte pas seul le choix des cycles thermodynamiques. Il nous faut toujours tenir compte du coût économique marginal du travail produit (c'est-à-dire la facilité technologique de fonctionnement de la machine) et du coût initial d'investissement.

Nous ferons ainsi le pari que lors de l'acquisition de son premier véhicule, l'étudiant/e favorisera le coût d'achat à la consommation de carburant – de même qu'il/elle n'optera pas pour une motorisation de compétition nécessitant une maintenance incessante.

10.1.3 Le rapport des puissances

Lorsque les compressions et détentes ne sont pas réversibles, le rendement d'un moteur descend en dessous de celui d'un moteur de Carnot fonctionnant entre les mêmes températures¹. Ces irréversibilités peuvent même réduire le rendement à zéro, le moteur tournant alors sans produire de travail utile (exactement comme un moteur automobile débrayé).

Dans de nombreux moteurs, l'efficacité des composants varie fortement avec la vitesse de fonctionnement. Ainsi, il est important de connaître le comportement du moteur lorsque ses composants fonctionnent hors de leurs conditions optimales. Le rapport des puissances est un concept qui permet de quantifier cela – la « robustesse » du cycle thermodynamique, en quelque sorte.

Pour l'aborder, étudions le cas d'une machine dont la compression et la détente sont réversibles. Les puissances en jeu sont comme décrites en figure 10.1.

Si maintenant la turbine se voyait soudainement affublée d'un rendement isentropique de 95 %, elle ne fournirait plus que 95 W. La puissance effective du moteur passerait alors de 10 à 5 W – une réduction de 50 %.

Comparons maintenant ce cas avec un cycle de même rendement, même puissance, mais dont les puissances n'ont pas le même rapport, comme en figure 10.2.

Le cycle a le même rendement global, mais le rapport entre la puissance de la turbine et celle que fournit la machine est beaucoup plus grand. Si l'efficacité isentropique de la turbine passait de 100 % à 95 %, la puissance effective du moteur passerait de 10 à 9 W – une baisse de 10 % seulement.

1. Rappelons que le rendement de ce moteur idéal est *déjà très bas* : voir le chapitre 7 (*le second principe*).

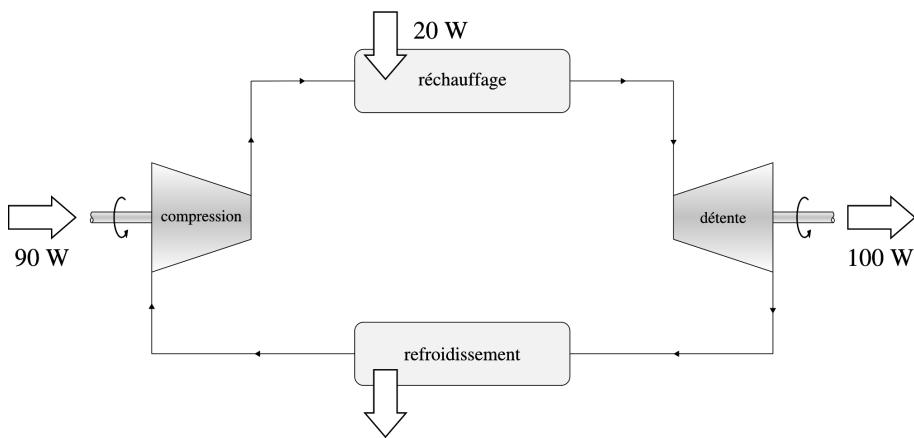


FIGURE 10.1 – Cycle idéal d'une machine à faible rapport de puissances.

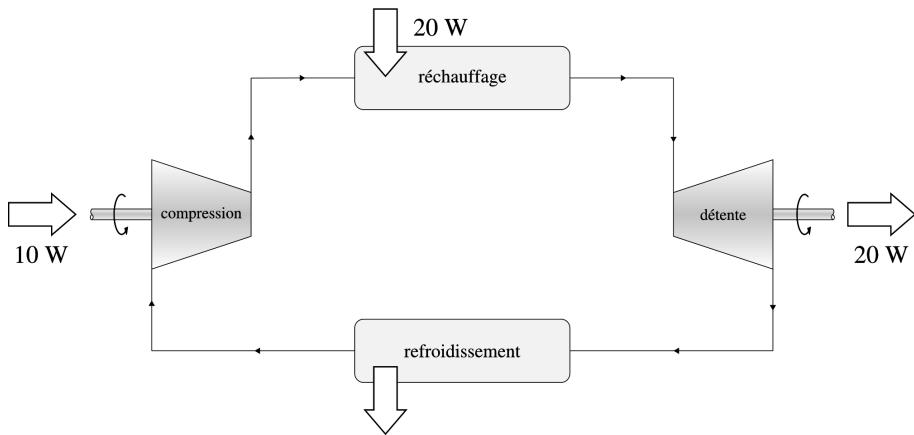


FIGURE 10.2 – Cycle idéal d'une machine à fort rapport de puissances.

On peut ainsi voir l'intérêt d'une machine dont ce rapport est grand. Lorsque l'efficacité des turbines et compresseurs est réduite (par exemple parce qu'ils ne fonctionnent pas à vitesse optimale), sa puissance et son efficacité baissent beaucoup moins vite que celles d'une machine dont le rapport est plus faible¹.

On définit formellement le *rapport des puissances* (en anglais : *work ratio*) d'un moteur comme le rapport entre sa puissance nette et sa puissance brute :

$$r_w \equiv \frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{W}_{\text{brut}}} \quad (10/1)$$

$$r_w = \frac{\dot{W}_{\text{détente}} + \dot{W}_{\text{compression}}}{\dot{W}_{\text{détente}}} \quad (10/2)$$

où r_w est le rapport des puissances (sans unité) ;

1. On peut faire l'analogie avec la notion de *marge* en économie, qui est un paramètre tout aussi important que le bénéfice pour mesurer la viabilité financière d'une organisation.

$\dot{W}_{\text{détente}}$ est la puissance fournie pendant les détentes (ex. par la turbine) ; et $\dot{W}_{\text{compression}}$ la puissance consommée lors des compressions (ex. par le compresseur ou la pompe).

Le moteur de Carnot est l'exemple-type d'un cycle thermodynamique à haut rendement mais dont le rapport des puissances est très faible. En traçant le cycle sur un diagramme pression-volume (figure 7.9) cette faiblesse ressort bien : les courbes lors des phases de compression et détente sont très proches l'une de l'autre. Rankine, lorsqu'il modifie ce cycle (§9.4.2), augmente considérablement le rapport des puissances.

D'une façon générale, une grande efficacité thermodynamique globale requiert un grand taux de compression (afin d'obtenir une haute température avant que le transfert de chaleur ne soit initié). Un grand rapport de puissances requiert un faible travail de compression (afin de minimiser la sensibilité du moteur aux irréversibilités).

Ces deux objectifs sont donc souvent contradictoires et il redviendra à l'ingénieur/e thermodynamicien/ne de concevoir un cycle avec ces deux paramètres en tête.

10.1.4 Masse et encombrement

Le contexte dans lequel le moteur est utilisé impose souvent de sacrifier son efficacité au profit d'autres caractéristiques.

Ainsi, sur un moteur aéronautique, une augmentation du rendement n'est pas toujours justifiée si elle provoque une augmentation du poids ou de l'encombrement. Un aéronef plus lourd doit fournir une plus grande portance, ce qui augmente la traînée... et donc la demande en énergie.

Les constructeurs aéronautiques utilisent les concepts de *poussée et puissance spécifiques*, $\frac{P}{m}$ et w_{net} , c'est-à-dire la poussée et la puissance du moteur divisées par le débit d'air qui le traverse, pour comparer sommairement les moteurs entre eux. Un moteur avec un grand rapport puissance/poids est souvent caractérisé par une grande puissance spécifique.

10.2 Motorisations à pistons

10.2.1 Intérêt des moteurs à pistons

Les moteurs à mouvement alternatif (souvent dits « à pistons/cylindres ») ne fonctionnent pas en régime continu. Ils admettent une quantité d'air finie, et le cycle moteur est effectué sur cette masse. Le cycle est répété plusieurs fois dans le temps pour fournir une puissance continue (un moteur automobile effectue usuellement une cinquantaine de cycles par seconde).

Le principal avantage de ces moteurs est que d'un point de vue thermodynamique, la manipulation d'une masse fixe d'air est beaucoup plus aisée que celle d'un flux continu. Il est possible, par exemple, d'effectuer une combustion à température constante (tel que le préconise Carnot) en faisant varier le volume pendant la combustion. La même opération en régime continu requerrait que la combustion s'effectue au sein d'une turbine, ce que l'on ne sait encore pas faire à l'échelle industrielle.

Ainsi, à taux de compression égal, un compresseur de turboréacteur requiert une vitesse élevée et une géométrie très complexe, tandis qu'un moteur à mouvement alternatif ne requiert qu'un simple piston dans un cylindre.

Un second avantage des moteurs à pistons est que la température maximale du cycle n'y est atteinte que sporadiquement (périodiquement, mais toujours brièvement). Il est ainsi possible, lors de la combustion, de faire atteindre au gaz des températures qui dépassent les limites métallurgiques du moteur, avec les avantages pour le rendement que nous avons abordés au chapitre 7 (*le second principe*).

Le poids de ses mécanismes (bielles, vilebrequin, soupapes, circuits divers), en revanche, défavorise le moteur à pistons lorsque de très grandes puissances et vitesses de rotation sont requises.

10.2.2 Le cycle d'Otto

On doit à l'allemand Nikolaus Otto, en 1876, la mise au point du moteur que l'on connaît aujourd'hui sous le nom de « *moteur à essence* ». Le cycle de ce moteur, appellé *cycld'Otto*, est décrit en figure 10.3. En théorie, les échanges de chaleur se font à volume constant et la compression et la détente sont isentropiques.

Le rendement du cycle d'Otto théorique est calculable sans grande difficulté.

La chaleur est reçue par l'air à volume constant :

$$q_{\text{combustion}} = c_v(T_C - T_B) \quad (10/3)$$

Le rejet de chaleur est effectué à volume constant¹ (hors du moteur) :

$$q_{\text{refroidissement}} = c_v(T_A - T_D) \quad (10/4)$$

Ainsi, puisqu'en théorie aucun transfert de chaleur n'a lieu dans les phases de compression et détente, et si l'on considère que les propriétés (c_v) du gaz ne

1. Le refroidissement, en pratique, est effectué hors du moteur (à la sortie du pot d'échappement). D'un point de vue thermodynamique, l'air poursuit son cycle dans l'atmosphère avant de pénétrer à nouveau dans le moteur.

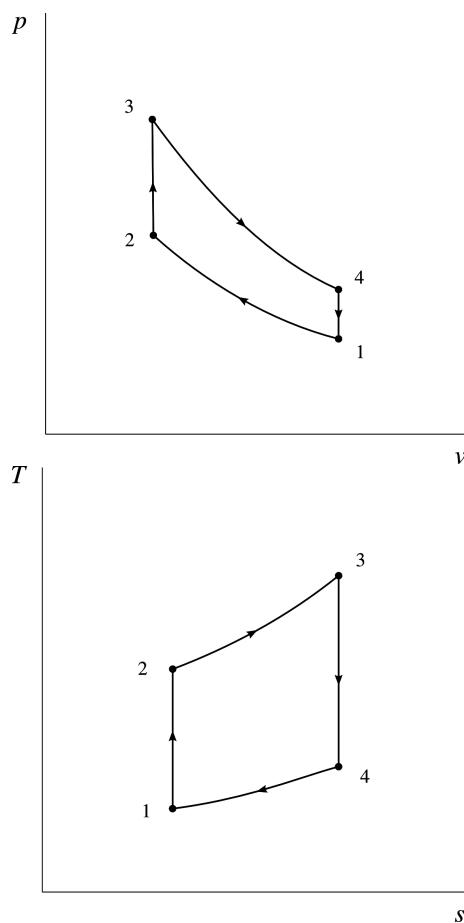


FIGURE 10.3 – Cycle théorique d’Otto (diagrammes pression-volume et température-entropie). Ces graphiques représentent le trajet idéal, sans irréversibilité de compression ou détente.

changent pas pendant la combustion, avec l’équation 6/4 le rendement η_{Otto} du cycle théorique est simplement :

$$\eta_{Otto} = \left| \frac{q_{\text{comb.}} + q_{\text{refr.}}}{q_{\text{comb.}}} \right| = 1 + \frac{q_{\text{refr.}}}{q_{\text{comb.}}} = 1 + \left(\frac{T_A - T_D}{T_C - T_B} \right)$$

En définissant le taux de compression r_v comme :

$$r_v \equiv \frac{v_A}{v_B} \quad (10/5)$$

il est possible de montrer que le rendement s’exprime seulement selon

$$\eta_{Otto} = 1 - \frac{1}{r_v^{\gamma-1}} \quad (10/6)$$

On constate ainsi que le rendement du moteur d’Otto dépend uniquement du taux de compression – et non de la quantité de chaleur apportée pendant

la combustion¹. Toutefois, cette équation n'est valide qu'en négligeant le changement des propriétés de l'air pendant la combustion, ainsi que les irréversibilités lors de la compression et de la détente. Il ne faut donc l'interpréter qu'avec la plus grande prudence.

Pour augmenter l'efficacité de leurs moteurs, les motoristes cherchent perpétuellement à en augmenter le taux de compression. Une limite immédiate à ce taux est la température à laquelle le mélange air-carburant s'enflamme spontanément, provoquant une combustion prématuée.

10.2.3 Le cycle de Diesel

Fruit du travail patient et soigneux de son inventeur, Rudolf Diesel, le *moteur Diesel* propulse aujourd'hui l'écrasante majorité des transports commerciaux sur route et sur mer.

Le cycle Diesel diffère de celui d'Otto par le fait que l'apport de chaleur se fait à pression constante et non à volume constant (figure 10.4).

La chaleur fournie au gaz s'exprime cette fois selon :

$$q_{\text{combustion}} = c_p(T_C - T_B) \quad (10/7)$$

et du travail est fourni pendant cet apport de chaleur.

Il n'existe pas d'expression simple pour le rendement, qui ne dépend plus uniquement du taux de compression – il faudra le calculer en étudiant le cycle pas à pas (6/4).

À taux de compression égal (c'est-à-dire pour un piston-cylindre de géométrie donnée), le cycle Diesel a un rendement plus faible que celui d'Otto. Ce n'est bien sûr pas une comparaison utile pour comprendre le moteur de Rudolf Diesel, qui s'intéressait à deux possibilités :

- augmenter le taux de compression (pour cela, il lui fallait attendre la fin de la compression pour injecter le carburant, afin d'éviter un allumage prématué),
- et apporter la chaleur à une température moyenne plus grande².

La pression maximale que peut soutenir le moteur est donc atteinte dès la fin de la compression, et la combustion se fait ainsi, en théorie, à pression constante.

1. L'étudiant/e n'aura pas tort de se surprendre de ce résultat – la température maximale du cycle n'a pas d'influence sur le rendement ! Dans ce cycle, l'augmentation de la température moyenne d'apport de chaleur est exactement compensée par l'augmentation de la température moyenne de refroidissement.

2. La publication fascinante de Diesel en 1893, *Theorie und Construktion eines rationnelles Wärmemotors zum Ersatz der Dampfmaschinen und der bis heute bekannten Verbrennungsmotoren*, est sans équivoque : le but est d'imiter au plus près le cycle décrit par Carnot.

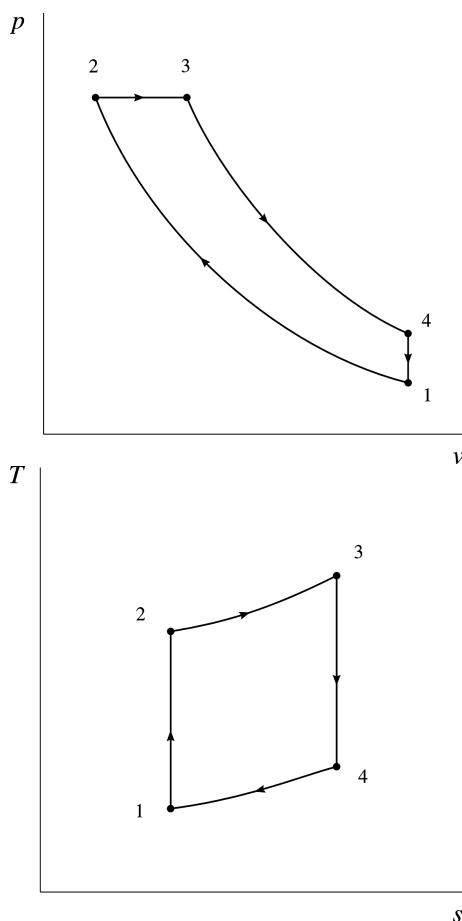


FIGURE 10.4 – Cycle théorique de Diesel (diagrammes pression-volume et température-entropie). Ces graphiques représentent le trajet idéal, sans irréversibilité de compression ou détente.

Une particularité du fonctionnement du moteur Diesel est que la masse d'air admise dans le cylindre ne dépend pas de la puissance demandée (elle est constante à chaque cycle – seule la quantité de carburant injectée est variée). L'efficacité du cycle, contrairement à celui d'Otto, est peu affectée lorsque le moteur fonctionne en charge partielle.

Notons que d'un point de vue thermodynamique, le carburant utilisé n'a pas d'importance. Par exemple, Rudolf Diesel travaillait initialement avec de la poudre de charbon, et les moteurs Diesel maritimes fonctionnent avec des produits proches du pétrole brut.

10.2.4 Cycles thermodynamiques réels

L'étude des cycles moteurs réels peut faire l'objet de toute une année d'études. Nous nous contenterons de remarquer que les cycles décrits plus haut ne sont que des cycles idéaux – ils servent principalement d'étalons pour comparer les moteurs réels entre eux.

Tout d'abord, l'adoption de l'injection de carburant contrôlée par électronique dans les moteurs a considérablement réduit la différence entre les cycles des moteurs dits « essence » et « Diesel », en permettant un très bon contrôle de la pression et de la température pendant les phases de combustion.

En pratique, de nombreux autres facteurs éloignent les cycles réels des cycles théoriques que nous avons dessinés (figure 10.5), parmi lesquels :

- La nécessité de vidanger l'air et les produits de combustion à l'intérieur du cylindre après le cycle, et l'impossibilité de le faire complètement ;
- Le fait que le volume occupable par le gaz soit lié à la rotation du moteur,¹ et donc qu'il n'est pas possible de le contrôler indépendamment de la vitesse du moteur ;
- Les irréversibilités lors des compressions et détentes causées par les mouvements rapides des pistons ;
- Les transferts de chaleur vers et depuis les cylindres pendant le cycle ;
- Les fuites des gaz dans les interstices entre pistons et cylindres.

Bien sûr, comme pour tout autre moteur, de nombreux autres facteurs sont à prendre en compte pendant la mise au point d'un cycle thermodynamique, parmi lesquels le poids et la taille des mécanismes entourant la chambre de

1. Dans tous les moteurs usuels, le piston est lié à l'axe de transmission par l'intermédiaire d'une bielle et d'un vilebrequin. Impossible alors d'effectuer une combustion à volume constant sans arrêter le moteur...

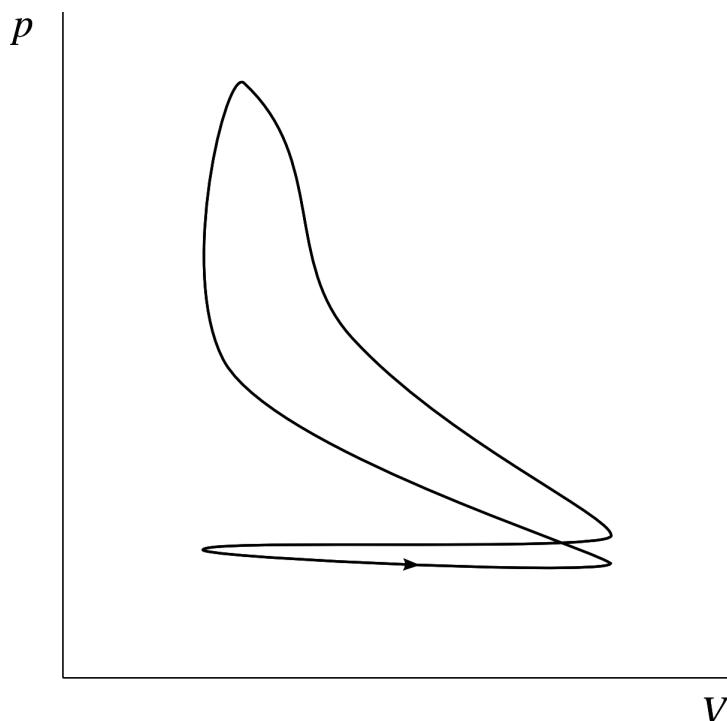


FIGURE 10.5 – Évolution réaliste de la pression et du volume pendant un cycle dans un moteur essence.

combustion, le comportement du moteur à différents régimes, et ses émissions dans l'atmosphère.

10.3 Composants des turbomachines

Avant de nous plonger dans les cycles des moteurs à turbines, nous nous proposons de rappeler brièvement le fonctionnement des composants principaux. Comme les turbomachines fonctionnent en régime permanent, nous ferons à partir d'ici systématiquement appel aux notions du chapitre 3 (*les systèmes ouverts*).

Pour les raisons évoquées en §9.3.1, les transferts de travail et de chaleur sont espacés physiquement dans le moteur.

10.3.1 Compresseur

Les phases de compression et de détente dans les moteurs se font très souvent de façon adiabatique et toujours de façon irréversible. L'écoulement des fluides au sein du compresseur des moteurs modernes est extrêmement complexe et la compression y est difficile à effectuer¹. C'est un composant lourd, volumineux, et dont la géométrie est complexe (figures 10.6 et 10.7)

Pour quantifier l'efficacité de la phase de compression, on utilise le concept de l'**efficacité isentropique** η_C , comme pour la turbine (9/5). Nous comparons

1. Au sein d'un bon cours de mécanique des fluides, l'étudiant/e aura l'occasion de découvrir que le gradient de pression au sein d'un compresseur favorise la séparation de la *couche limite*. Ainsi, on utilise toujours un plus grand nombre d'étages dans un compresseur que dans turbine de même puissance, où le gradient est favorable.



FIGURE 10.6 – Caisson de statos accueillant le compresseur axial d'un turboréacteur.

Photo CC-BY-SA Olivier Cleynen

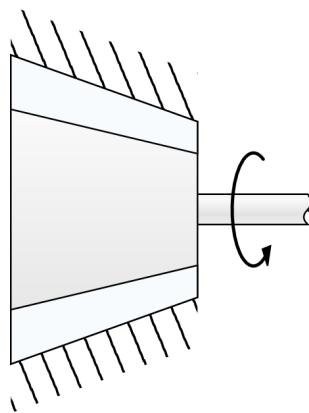


FIGURE 10.7 – Représentation schématique d'un compresseur à air.

ainsi la puissance minimale, consommée dans le cas théorique isentropique, avec la puissance consommée en réalité :

$$\eta_C \equiv \frac{\dot{W}_{\text{Compresseur isentropique}}}{\dot{W}_{\text{Compresseur réel}}} \quad (10/8)$$

pour un compresseur ;

où $\dot{W}_{\text{Compresseur réel}}$

est la puissance réelle consommée par le compresseur,

et $\dot{W}_{\text{Compresseur isentropique}}$

la puissance d'un compresseur isentropique qui fonctionnerait avec le même débit de masse, entre les deux mêmes pressions.

Comme celle d'une turbine, l'efficacité isentropique d'un compresseur est toujours inférieure à 1.

En négligeant les variations de l'énergie mécanique, nous pouvons relier la puissance à la température :

$$w_{\text{compresseur}} = c_p(T_B \text{ réel} - T_A) = \frac{c_p(T_B \text{ is.} - T_A)}{\eta_C} \quad (10/9)$$

où $w_{\text{compresseur}}$ est la puissance spécifique consommée par le compresseur (J kg^{-1}),

$T_B \text{ is.}$ est la température idéale de sortie (compresseur isentropique),

et $T_B \text{ réel}$ est la température à la sortie du compresseur réel.

Notons qu'en pratique, de nombreux prélèvements d'air sont effectués au sein du compresseur, pour alimenter d'autres équipements et pour refroidir la turbine.

10.3.2 Chambre de combustion

L'apport de chaleur se fait dans une ou plusieurs chambres de combustion (figures 10.8 et 10.9). L'air y est réchauffé à pression constante par combustion ; sa température et son volume spécifique augmentent brutalement.

Aucun travail n'est apporté, et, en théorie, la pression y reste constante.

Comme l'apport de chaleur se fait au sein du gaz même, la température maximale du cycle n'est pas limitée par la transmission de chaleur à travers une paroi. La température maximale de l'air peut donc dépasser celle de fonte de la chambre, qui est isolée avec plusieurs couches d'air comprimé. Cela permet un gain de température par rapport aux installations à vapeur qui avoisine usuellement 200 K.

La puissance délivrée dans la chambre de combustion s'exprime simplement par :

$$q_{\text{chambre}} = c_p(T_B - T_A) \quad (10/10)$$

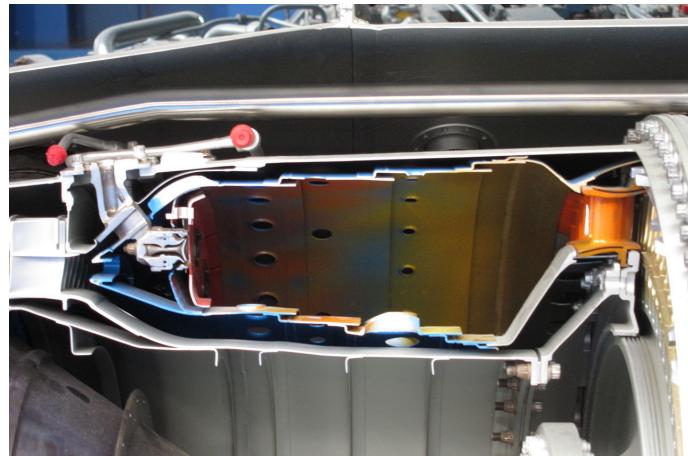


FIGURE 10.8 – Section d'une chambre de combustion annulaire. La photo montre une découpe d'un petit turboréacteur (Rolls-Royce Turboméca Adour) dans lequel l'écoulement se faisait de gauche à droite.

Photo CC-BY-SA Olivier Cleynen



FIGURE 10.9 – Représentation schématique d'une chambre de combustion.

En pratique, la chambre de combustion, siège d'écoulements très complexes,¹ provoque une légère perte de pression des gaz. De plus, les propriétés de l'air changent avec la combustion – la valeur de c_p augmente de 10 % environ.

L'influence du débit de masse du carburant $m_{carburant}$, toujours beaucoup plus faible que celui de l'air, peut être négligée sans danger.

10.3.3 Turbine

Le rôle de la turbine (figure 10.10 et 10.11) est d'alimenter le compresseur : elle doit donc extraire de l'air une puissance suffisante pour faire fonctionner ce dernier et compenser d'éventuelles pertes de transmission (usuellement autour de 1 %). En fonction de la configuration de la turbomachine, la turbine pourra ensuite extraire encore de l'énergie, pour alimenter d'autres composants (hélice, générateur électrique, etc.).

1. Les écoulements au sein de la chambre de combustion dépendent de façon corrélée de la chimie de combustion, de la variation de la température, et de la vitesse des particules.

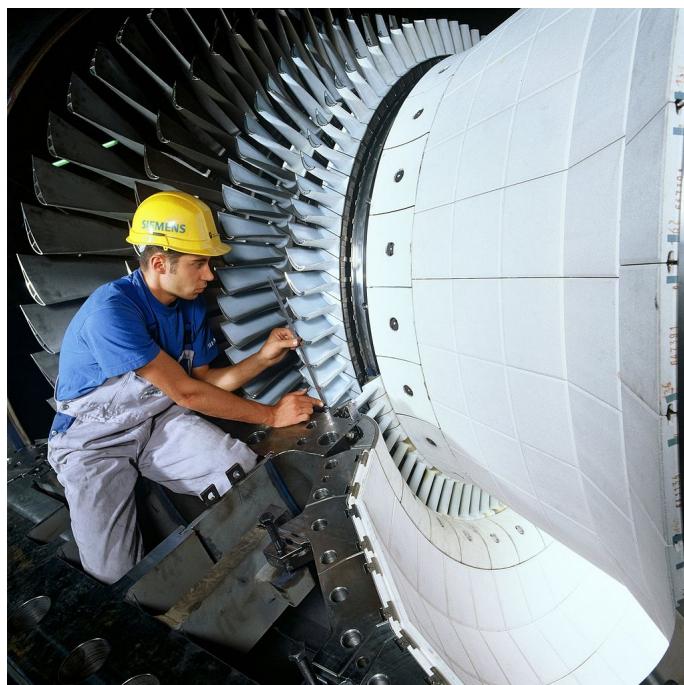


FIGURE 10.10 – Turbine d'un turbomoteur générateur.
La turbine photographiée (Siemens SGT5) peut accepter un débit d'air et d'eau de 690 kg s^{-1} . Elle transmet une puissance à l'arbre d'environ 500 MW.

Photo CC-BY-SA Siemens Pressebild

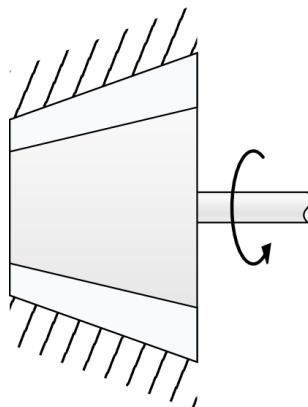


FIGURE 10.11 – Représentation schématique d'une turbine à gaz.

Nous avons vu au chapitre 9 (*cycles moteurs à vapeur*) que l'efficacité isentropique de la turbine s'exprime selon :

$$\eta_T \equiv \frac{\dot{W}_{\text{Turbine réelle}}}{\dot{W}_{\text{Turbine isentropique}}} \quad (9/5)$$

La puissance extraite par la turbine s'exprime donc aisément :

$$w_T = c_p(T_2 \text{ réel} - T_1) = \eta_T c_p (T_2 \text{ is.} - T_1) \quad (10/11)$$

Au fur et à mesure que le gaz circule vers l'aval de la turbine, il est détendu et son volume augmente¹. La taille des pales (donc leur poids et leur coût) doit donc aussi augmenter, tandis que la puissance qu'elles peuvent extraire, elle, diminue. Il arrive ainsi souvent que l'on rejette de l'air encore comprimé à la sortie d'une turbomachine, faute de pouvoir en extraire de l'énergie de façon économique.

10.3.4 Tuyère

La *tuyère* est un simple conduit sans pièce mobile (figures 10.12 et 10.13). Elle permet au gaz de se détendre, et ainsi d'accélérer vers l'arrière du moteur. C'est cette augmentation de la vitesse de l'air (différence entre vitesse à l'entrée et à la sortie) qui est à l'origine de la poussée fournie par un moteur.

Il n'y a aucun apport de chaleur ou de travail dans la tuyère : si l'on néglige les frottements, l'énergie du gaz est conservée. La tuyère est le seul élément du moteur pour lequel la variation d'énergie cinétique doit être impérativement prise en compte.

Un rapide rappel de l'équation énergétique en régime permanent, SFEE (3/15), nous permet de quantifier la vitesse finale des gaz en fonction de la différence de pression disponible :

1. Ces comportements sont décrits au chapitre 4 (*le gaz parfait*).



FIGURE 10.12 – Tuyères de deux GE F404.
La géométrie de la tuyère, d'importance capitale en mécanique des fluides, n'est pas abordée dans ce document.

Photo CC-BY-SA par Peng Chen

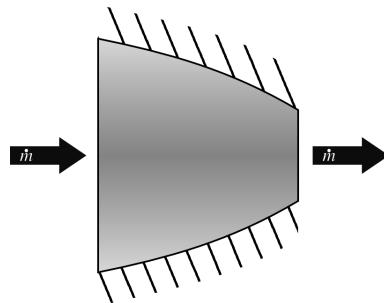


FIGURE 10.13 – Représentation schématique d'une tuyère.

$$q_{1 \rightarrow 2} + w_{1 \rightarrow 2} = \Delta h + \Delta e_m \quad (10/12)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} C_{\text{moy.1}}^2 = h_2 + \frac{1}{2} C_{\text{moy.2}}^2 \quad (10/13)$$

Dans le cas d'une tuyère idéale, la détente est isentropique et nous pouvons relier les températures T_1 et T_2 tout comme au sein d'une turbine ou d'un compresseur, par les abominables relations 4/36 à 4/38.

Si les conditions fixent h_1 et p_1 (sortie de turbine) ainsi que p_2 (pression atmosphérique), on peut donc quantifier la variation de vitesse du gaz :

$$C_{\text{moy.2}}^2 - C_{\text{moy.1}}^2 = 2c_p(T_2 - T_1) \quad (10/14)$$

Idéalement, la tuyère détend les gaz jusqu'à pression ambiante, et convertit toute la variation d'enthalpie des gaz en énergie cinétique. En pratique, bien sûr, une partie de cette énergie est convertie en chaleur par frottement. L'efficacité des tuyères est mesurée de façon similaire à celle des compresseurs et turbines, et n'est pas étudiée dans ce document.

La conception des tuyères est bien plus complexe que cette section laisse paraître, surtout lorsque les composants avoisinent la vitesse du son. L'étudiant/e aurait tort de n'y voir qu'un simple « tuyau thermodynamique » même si c'est l'usage que nous en faisons ici.

Notons pour finir que l'*entrée d'air* des moteurs aéronautiques joue souvent le rôle de diffuseur, c'est-à-dire l'inverse de la tuyère – elle ralentit l'air pour augmenter sa pression. Sur les moteurs supersoniques, un taux de compression de 2 est ainsi souvent atteint avant même l'entrée dans le compresseur, avec une augmentation correspondante de la température.

10.4 Les configurations des turbomachines

10.4.1 Intérêt des turbomachines

Les turbomachines, c'est-à-dire les moteurs fonctionnant avec une turbine (parfois simplement appelés « turbines à gaz »¹), présentent deux grands avantages par rapport à leurs homologues à pistons-cylindres :

- Le rapport puissance-poids des turbomachines est environ trois fois supérieur. Lorsque de grandes puissances sont requises avec contrainte d'espace ou de poids, les turbomachines sont incontournables ;
- Dans le cas de la propulsion aéronautique, le fluide moteur peut être utilisé comme médium de propulsion lui-même. Il suffit de laisser l'air sortir de la turbine avec une pression résiduelle et de le laisser se détendre dans une tuyère. On obtient alors une poussée par réaction (égale au débit de masse multiplié par sa vitesse) : c'est le principe du turboréacteur.

Parmi les inconvénients associés, on remarquera que l'efficacité et la réactivité des turbomachines chutent très rapidement à faible puissance. En effet, à charge partielle, le taux de compression et l'efficacité isentropique des turbines et compresseurs s'effondrent (pour des raisons qui seront étudiées en cours de mécanique des fluides).

Les turbomachines sont donc utilisées lorsque de hautes puissances sont requises de façon soutenue. Par exemple, le secteur automobile, où les variations de puissance sont nombreuses et doivent être actées instantanément, leur est inaccessible.

10.4.2 Le cœur du moteur, ou le « générateur à gaz »

Le cœur de tout moteur à turbine, souvent appelé *générateur à gaz*, ne comporte qu'un arbre et qu'une seule turbine (figure 10.14). Cette section de machine n'a pas d'utilité en elle-même, mais l'air à sa sortie, dont la pression

1. Cette appellation est particulièrement utilisée en anglais : « *gas turbine* » est souvent synonyme de « *turbomachine* ».

est plus haute que la pression d'entrée, peut être utilisé dans une multitude d'applications.

Dans cette configuration la turbine extrait exactement assez de puissance pour alimenter le compresseur. À sa sortie, l'air est encore comprimé et peut être exploité d'une multitude de façons.

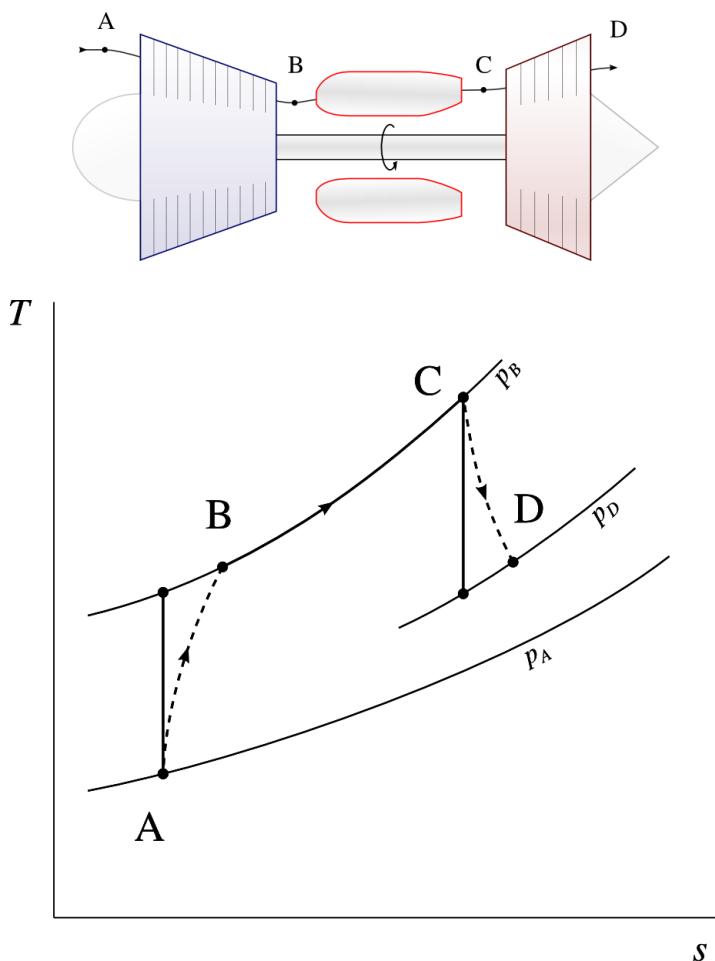


FIGURE 10.14 – Cœur de turbomachine, ou « générateur à gaz » (schéma de fonctionnement et diagramme température-entropie).

Cette installation n'a pas d'intérêt en elle-même mais a de nombreuses applications dérivées.

10.4.3 Turboréacteur

Le *turboréacteur* (figure 10.15) est la première application qui ait été faite du moteur décrit plus haut.

À la sortie de la turbine, l'air est détendu dans une tuyère, ce qui l'accélère et fournit une poussée nette. C'est le fluide moteur lui-même qui est utilisé pour générer la poussée.

Les turboréacteurs sont extrêmement compacts et utilisés principalement sur les appareils militaires.

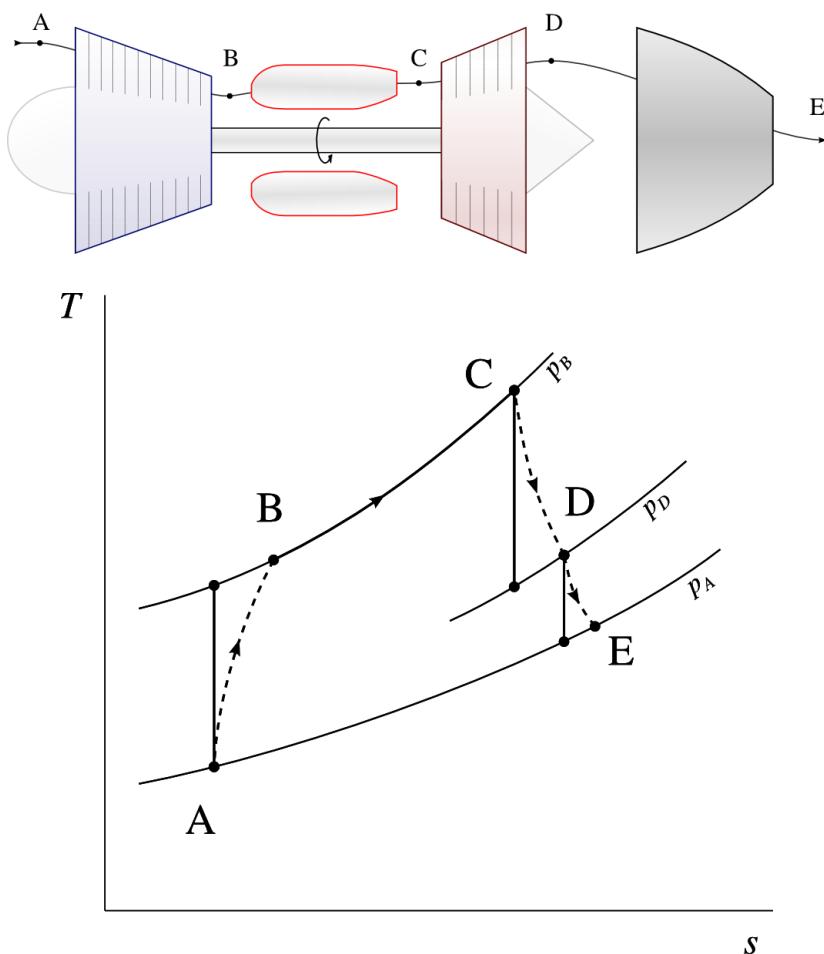


FIGURE 10.15 – Turboréacteur (schéma de principe et diagramme température-entropie). À la sortie de la turbine, l'air est encore pressurisé ; il est détendu dans une tuyère pour y être accéléré.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

10.4.4 Turbopropulseur et turbomoteur

Plutôt que d'utiliser une tuyère comme dans un turboréacteur, il est possible de poursuivre la détente dans la turbine jusqu'à la pression atmosphérique. La puissance fournie par la turbine est alors supérieure à la puissance consommée par le compresseur.

L'arbre moteur fournit alors du travail, que l'on peut utiliser pour alimenter une hélice (cas d'un *turbopropulseur*) ou un élément externe comme une génératrice ou une pompe (cas d'un *turbomoteur*), comme montré en figure 10.16.

L'alimentation d'une hélice de turbopropulseur, ou de la soufflante d'un turbofan, présente des avantages considérables en efficacité de propulsion que l'étudiant/e pourra étudier lors d'un cours de propulsion aéronautique. Les désavantages associés sont bien sûr l'encombrement et le poids : le diamètre des hélices et soufflantes dépasse souvent trois mètres, et elles imposent de grandes contraintes structurelles et mécaniques sur le moteur.

Les turbomoteurs, quant à eux, ont de multiples applications (hélicoptères, navires militaires, générateurs électriques d'appoint, centrales génératrices à gaz...). Ils sont plus souvent déclinés dans les variantes détaillées plus bas.

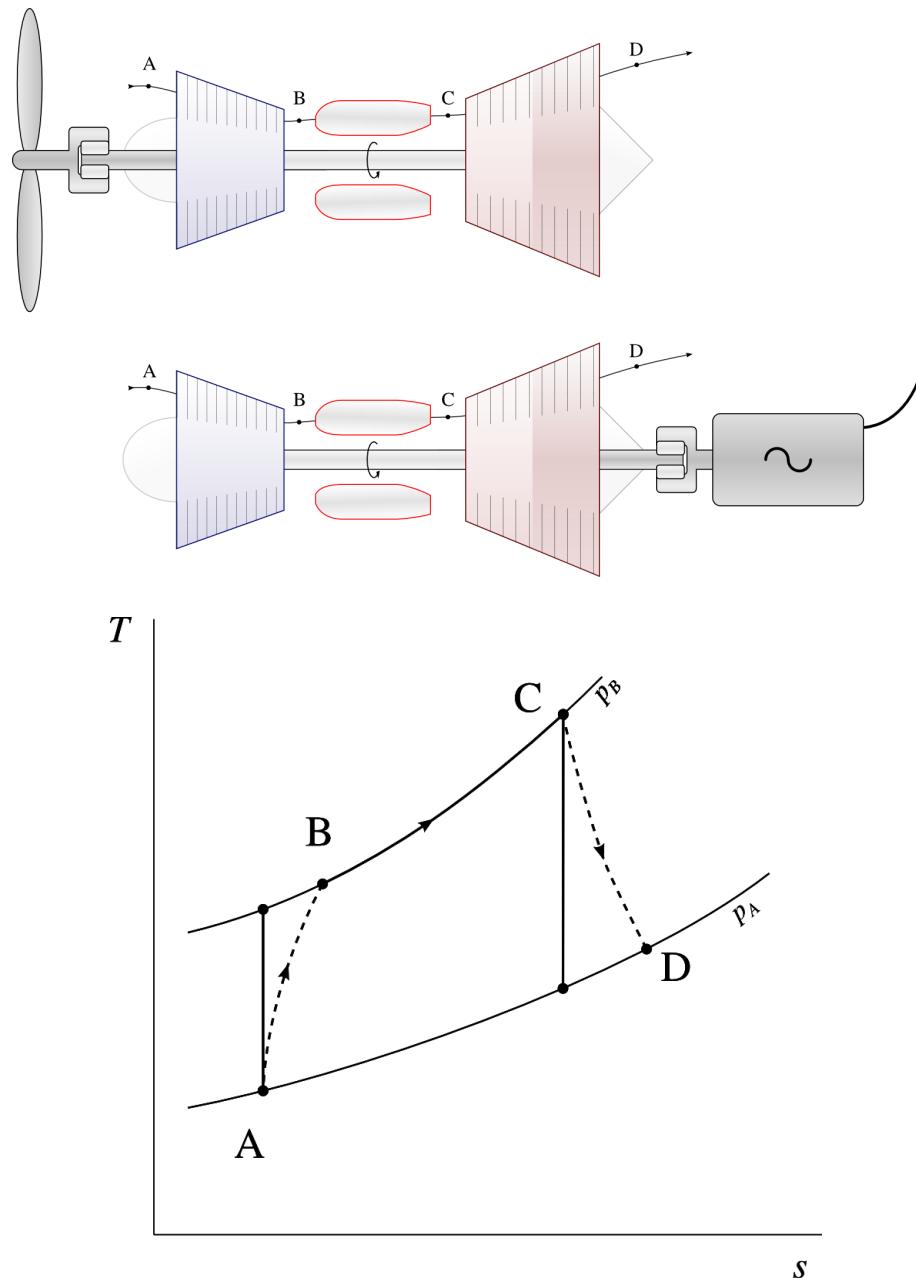


FIGURE 10.16 – Schémas de principe et diagramme température-entropie d'un turbopropulseur (haut) et d'un turbomoteur (bas). La puissance extraite de la turbine dépasse celle consommée par le compresseur, et est utilisée pour alimenter l'hélice ou bien une génératrice.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

10.4.5 Turbofan

D'un point de vue thermodynamique, un *turbofan*¹ (figure 10.17), est équivalent à un turbopropulseur caréné, c'est-à-dire autour duquel on aurait placé un fuselage (nommé carène)².

Il y a deux flux d'air séparés au sein d'un turbofan :

- le flux central, dit parfois « flux chaud », est le flux du moteur proprement dit. Après combustion, il traverse une turbine dont la puissance excède largement celle du compresseur. Cet excès de puissance est transmis à la soufflante ;
- le flux externe, dit parfois « flux froid », est faiblement compressé par la soufflante (ou « fan ») et directement détendu dans la tuyère qui englobe le corps chaud du moteur. Il n'est jamais chauffé.

C'est cet air « froid » qui fournit la plus grande part de la poussée³.

1. Un turbofan est parfois nommé *turboréacteur à soufflante* ou à *double flux*.

2. Le subtil effet d'une carène et la différence exacte entre turbofan et turbopropulseurs pourront étudiés dans un cours de propulsion aéronautique.

3. On montre que plus le rapport air froid / air chaud, (nommé *taux de dilution*) est grand, plus le moteur est efficace. Le taux de dilution des moteurs modernes avoisine 10.

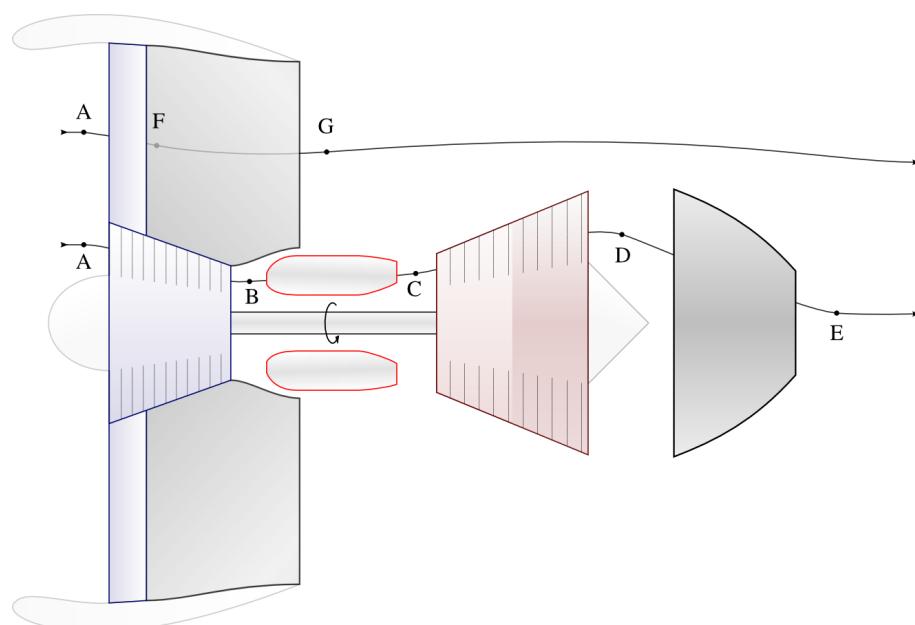


FIGURE 10.17 – Schéma de principe d'un turbofan. Le circuit central du moteur ($A \rightarrow E$) alimente mécaniquement la soufflante, qui permet au circuit externe ($A \rightarrow G$) de fournir la majorité de la poussée.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

10.4.6 Turbine libre et turbines multiples

En fonction des applications, plusieurs agencements de turbines et compresseurs peuvent être considérés.

Avec une configuration à *turbine libre*¹, la puissance mécanique fournie par le moteur est transmise par une turbine dédiée (figure 10.18). Cela permet de maintenir chacun des deux axes à des vitesses différentes.

La vitesse de l'axe turbine/compreseur n'étant pas contrainte par la charge imposée à l'axe libre, il peut évoluer à des vitesses plus proches de son point optimum, et accélérer plus aisément. Cet avantage compense la plus grande complexité mécanique lorsque les applications requièrent de grandes variations de puissance (en particulier la motorisation des hélicoptères).

1. En anglais, *free turbine* ou *split-shaft system*

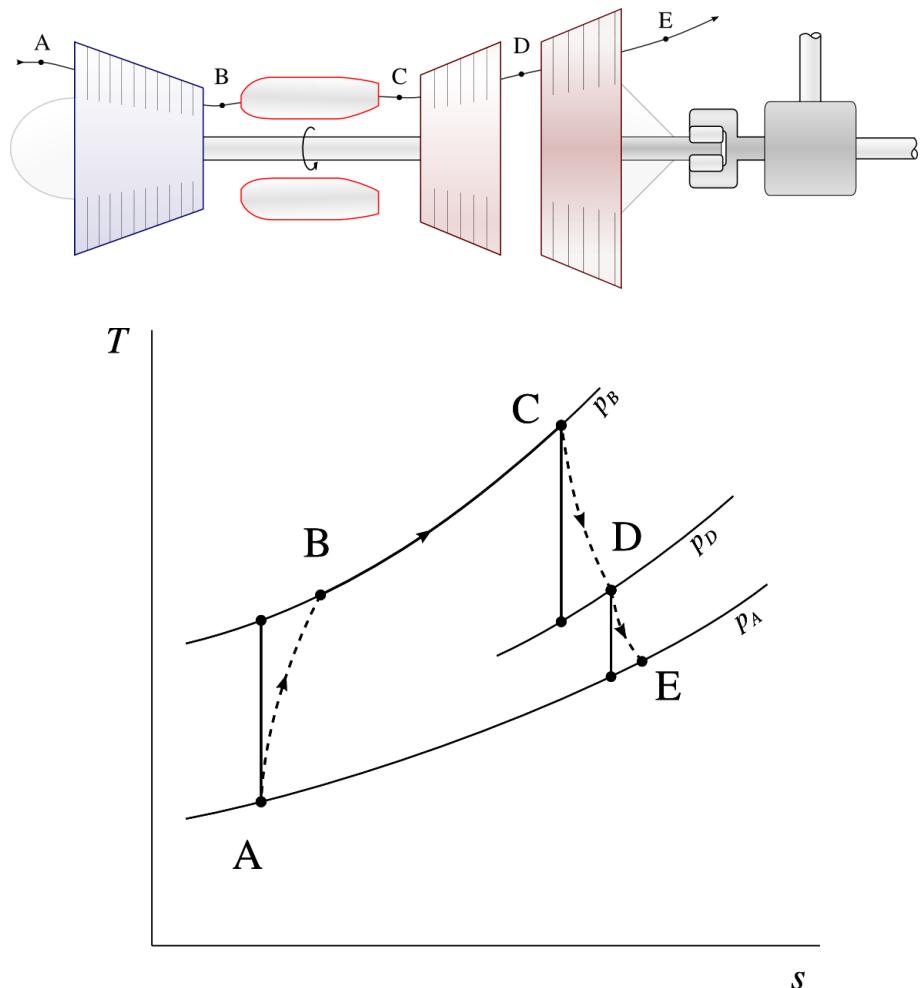


FIGURE 10.18 – Turbomoteur à turbine libre (schéma de principe et diagramme température-entropie). La puissance fournie par le moteur provient exclusivement de la turbine libre.

Avec une configuration à *axes multiples*¹, on divise compresseur et turbine en deux parties chacun, formant ainsi deux systèmes co-axiaux incorporés l'un dans l'autre (figure 10.19).

C'est la turbine haute pression qui alimente le compresseur haute pression (axe à grande vitesse), et la turbine basse pression qui alimente le compresseur basse pression (axe à faible vitesse).

L'objectif de l'agencement est le même que pour la turbine libre : permettre à chaque axe d'évoluer à sa vitesse propre. En effet, au fur et à mesure que la pression augmente dans le compresseur, la densité et la température augmentent. On peut alors faire évoluer les pales à plus grande vitesse et réduire ainsi leur taille.

1. En anglais, *multiple-spool system* (notamment *twin-* et *triple-spool systems*).

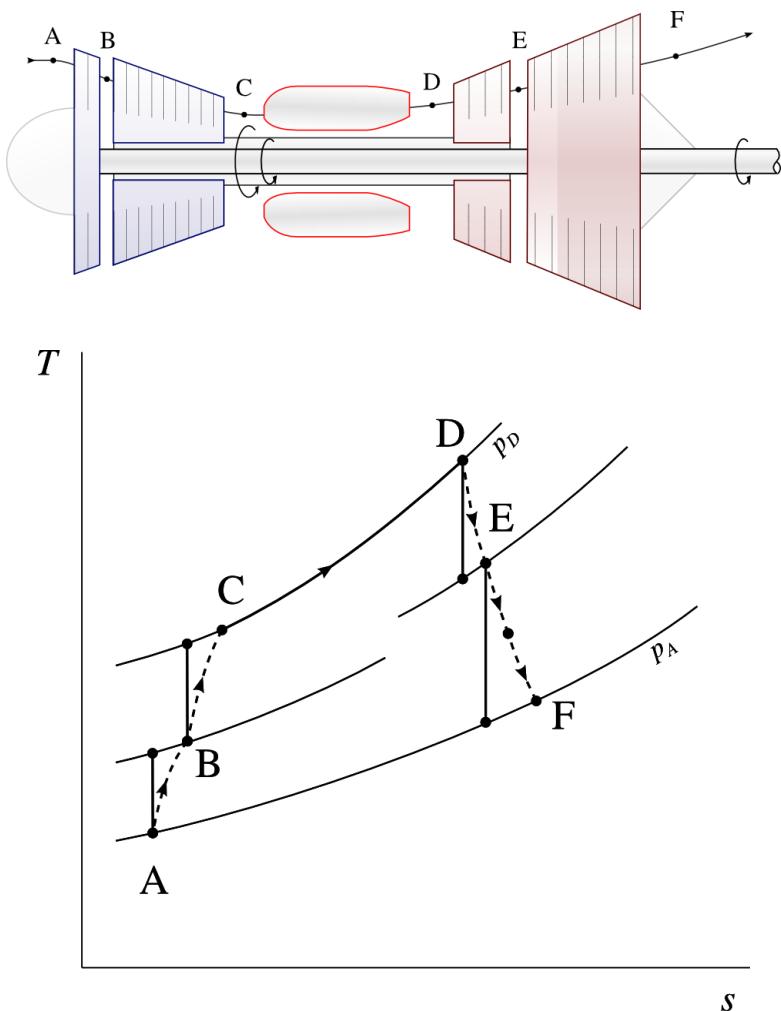


FIGURE 10.19 – Turbomoteur à axes multiples (schéma de principe et diagramme température-entropie). Chaque axe tourne à une vitesse différente.

10.5 Modification des cycles des turbomachines

10.5.1 Refroidissement intermédiaire et réchauffe

Pour les raisons citées en section §10.1.3 plus haut, il est souvent souhaitable d'augmenter le rapport des puissances, même au prix d'une baisse du rendement total.

Pour réduire la puissance consommée par le compresseur, on a parfois recours au *refroidissement intermédiaire* (ou *intercooling*). La compression est interrompue, et l'air est refroidi avant de poursuivre la compression (figure 10.20).

La compression d'un gaz entre deux pressions données impose un *rapport* entre les températures initiale et finale (4/36). Par contre, la puissance demandée pour compresser un gaz entre ces deux pressions dépend de la *différence* entre ces deux températures (10/9). Ainsi, plus la température de départ est faible, et plus la puissance nécessaire pour atteindre une pression donnée sera faible.

Dans la même optique, on peut augmenter la puissance spécifique fournie par la turbine en procédant au réchauffement des gaz avant la fin de la détente : c'est la *réchauffe*. Le principe et le procédé sont identiques à la resurchauffe des centrales à vapeur (§9.4.4).

Il n'aura pas échappé à l'étudiant/e que le rendement est inévitablement réduit par l'utilisation du refroidissement intermédiaire. La chambre de combustion doit en effet fournir plus de chaleur, à température moyenne plus basse. Cette réduction du rendement fera l'objet d'un compromis avec la réduction de la taille du compresseur (usuellement la pièce la plus volumineuse d'un moteur) et l'augmentation de la puissance spécifique. Refroidissement intermédiaire et réchauffe sont caractéristiques des installations où le rapport puissance/encadrement doit être maximisé.

Pour réduire la perte de rendement, il est parfois possible, dans les moteurs au sol, de récupérer de la chaleur des gaz d'échappement pour réchauffer l'air à la sortie du compresseur, et ainsi soulager la chambre de combustion à moindres frais énergétiques. L'échangeur de chaleur est parfois appelé *économiseur* (figure 10.21) ; il est laissé à l'étudiant/e le loisir de retracer le cycle suivi sur un diagramme température-entropie et de retrouver les conditions nécessaires à son fonctionnement.

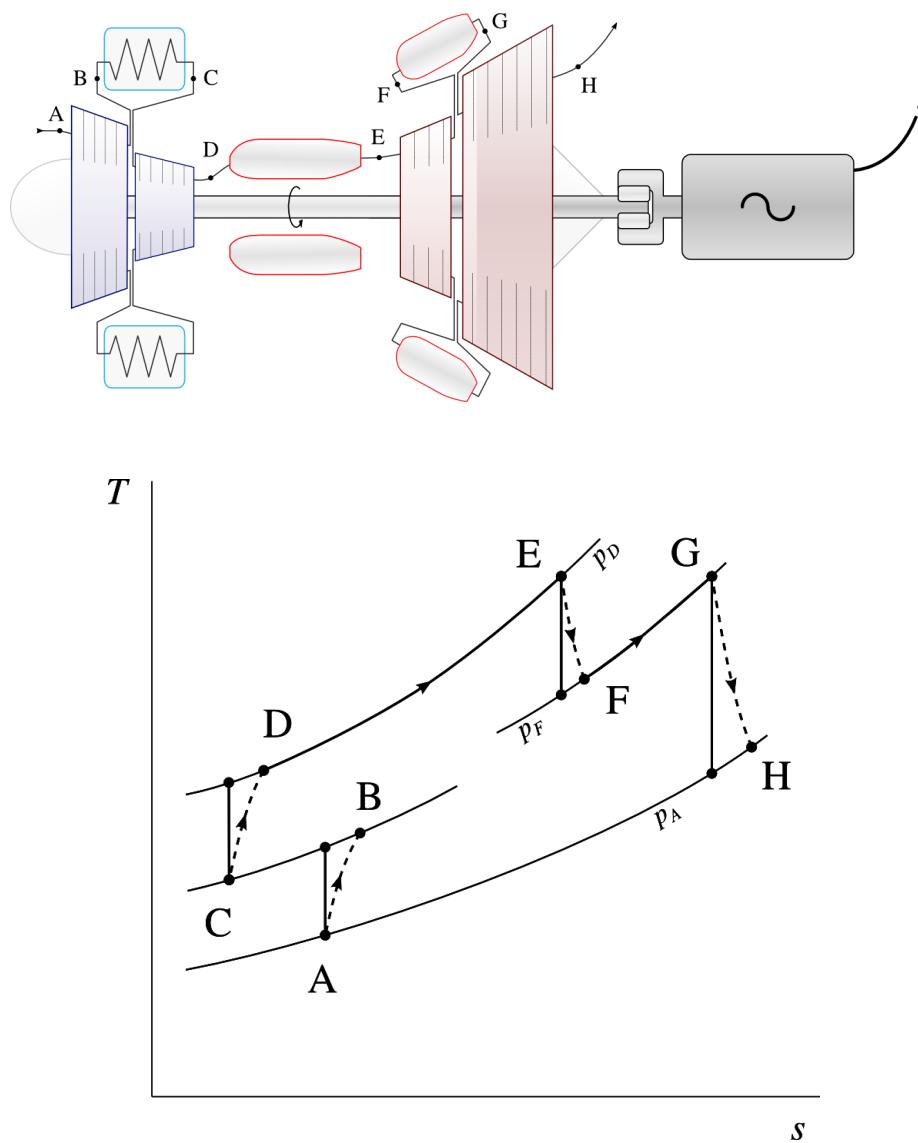


FIGURE 10.20 – Turbomoteur générateur avec refroidisseur et réchauffe (schéma de principe et diagramme température-entropie)

Le refroidisseur (« *intercooler* ») refroidit l'air au milieu de sa compression ; tandis que la deuxième chambre de combustion le réchauffe au milieu de la détente. Les deux modifications sont indépendantes l'une de l'autre et peuvent être installées séparément.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

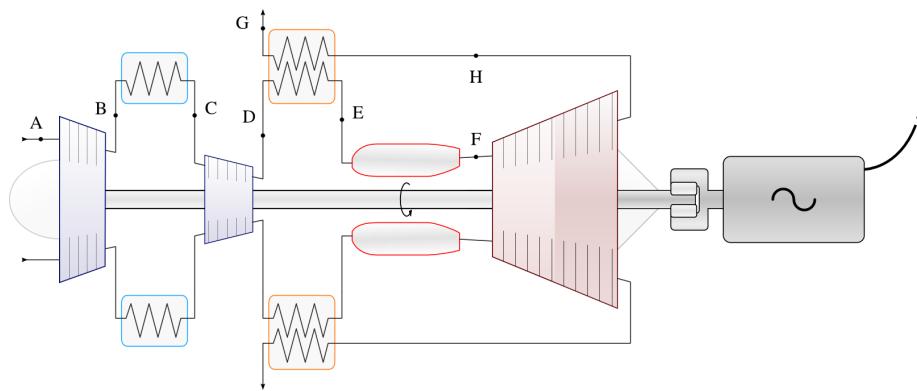


FIGURE 10.21 – Turbomoteur générateur avec refroidisseur et échangeur économique (schéma de principe)

Les gaz d'échappement sont redirigés vers l'intérieur du moteur pour fournir de la chaleur aux gaz à l'entrée de la chambre de combustion. Il est laissé à l'étudiant/e le soin de déterminer les limites du procédé.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

10.5.2 Postcombustion

La *postcombustion*¹ est l'ajout d'une seconde phase de combustion dans un turboréacteur, après la turbine et avant l'entrée dans la tuyère (figure 10.22). Le principe est exactement le même que celui de la réchauffe : augmenter la poussée spécifique de la machine (au détriment de son rendement).

Tout comme la réchauffe, la postcombustion modifie les propriétés (le volume spécifique en particulier) de l'air et impose un redimensionnement des pièces en aval. La géométrie de la tuyère est ainsi modifiée en fonction de l'activation ou non de la postcombustion.

L'ajout d'un système de postcombustion à un turboréacteur ne nécessite que l'installation de brûleurs ainsi que d'un système de variation de la géométrie sur la tuyère. L'augmentation du poids engendrée est faible au regard de l'augmentation de la puissance.

La perte outrageante de rendement engendrée par l'utilisation de la postcombustion, ainsi que les niveaux fracassants de bruit et de pollution qu'elle engendre, la limitent au seul domaine militaire (sur les avions de combat en particulier).

1. En anglais, *afterburning*.

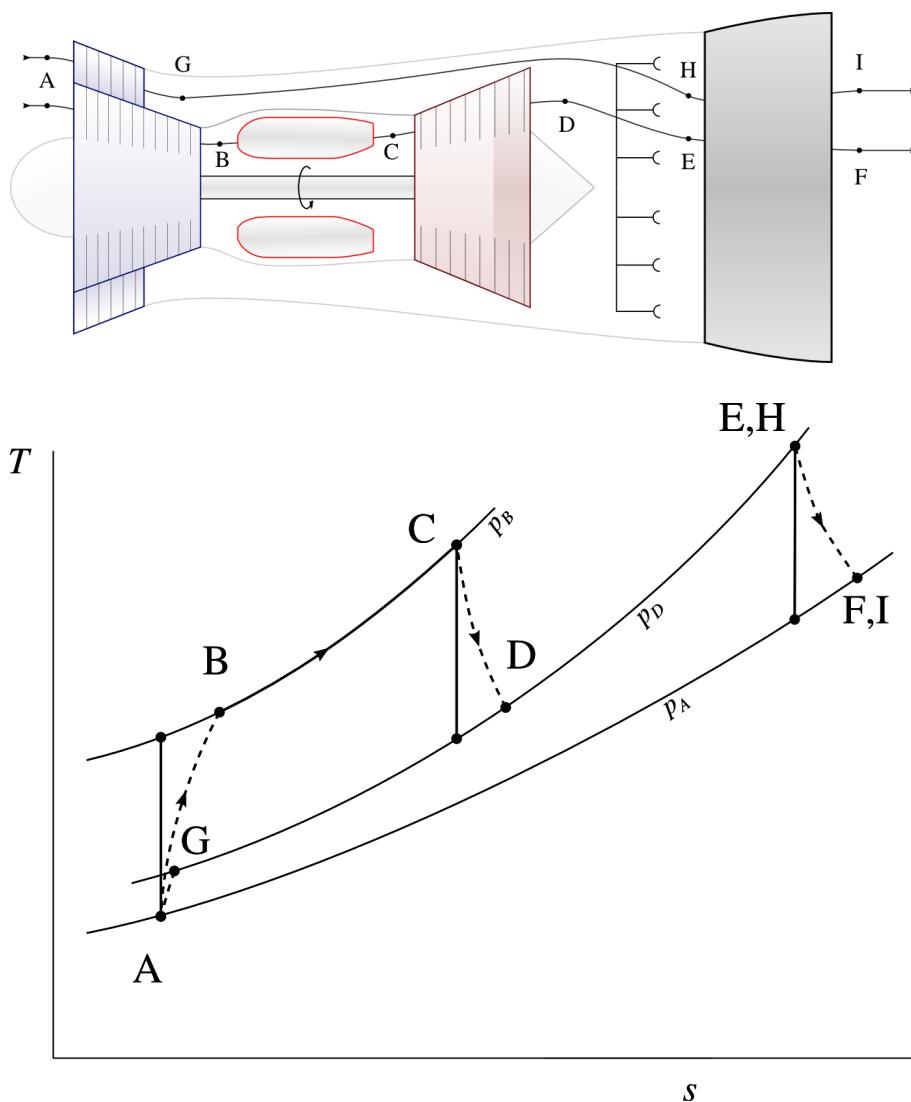


FIGURE 10.22 – Postcombustion sur un turboréacteur double-flux (schéma de principe et diagramme température-entropie).

Les états E et H ne sont en pratique pas nécessairement confondus.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

10.5.3 Refroidissement de la turbine

L'intérêt présenté par l'obtention de hautes températures dans la chambre de combustion pousse les constructeurs à développer toute une série de technologies pour maximiser la température en sortie de chambre de combustion (TET, pour *Turbine Entry Temperature*).

Le principal stratagème employé est de refroidir la turbine avec de l'air prélevé sur le compresseur (figure 10.23). L'air prélevé est conduit à l'intérieur des pales de la turbine et permet d'élever la température de combustion sans risquer d'endommager les pales.

Les systèmes de refroidissement les plus efficaces et les plus avancés enrobent l'extérieur des pales de turbine avec une couche d'air plus froid, tiré du

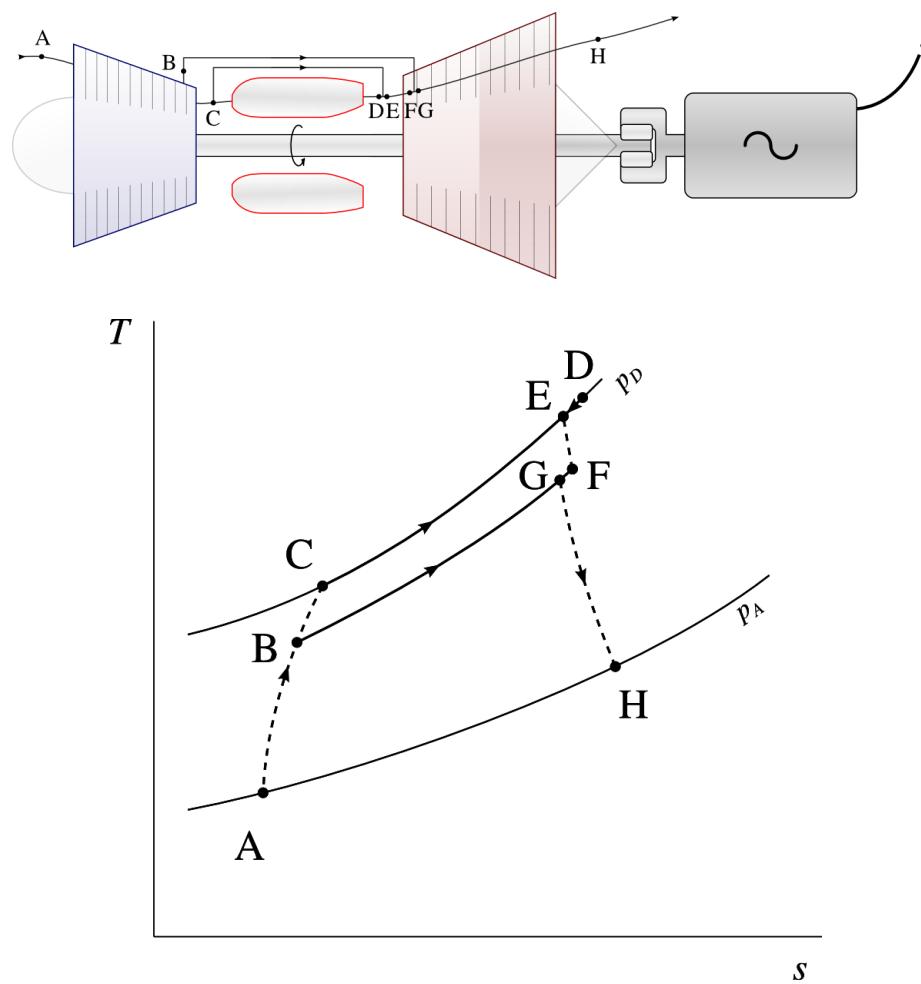


FIGURE 10.23 – Refroidissement de la turbine à l'aide d'air prélevé sur le compresseur (schéma de principe et diagramme température-entropie). Cet air, à température modérée, contourne la chambre de combustion et n'entre jamais en contact avec le carburant. Ici le moteur représenté est un turbomoteur, mais le refroidissement turbine est utilisable sur toute configuration.

compresseur. La température TET peut ainsi dépasser la température de fonte des pales de plus d'une centaine de degrés Celsius !

Le refroidissement de la turbine a un coût conséquent.

D'une part, dans un moteur réel, la détente de l'air de refroidissement dans la turbine fournit moins d'énergie que n'en consomme sa compression dans le compresseur¹. La circulation de cet air est donc une charge énergétique qui doit être compensée par l'augmentation de l'efficacité qu'elle engendre.

D'autre part, le compresseur et la turbine doivent être sur-dimensionnés pour admettre un débit d'air plus grand, avec les conséquences décrites en début de chapitre.

Le refroidissement des turbines est un axe majeur de recherche en propulsion aéronautique. Il faut maîtriser de nombreux domaines (matériaux, mécanique des fluides, agencement mécanique, chimie de combustion) pour remplir ces objectifs de nature thermodynamique.

1. Dans le cas limite où la compression et la détente sont isentropiques, ce coût énergétique est nul.

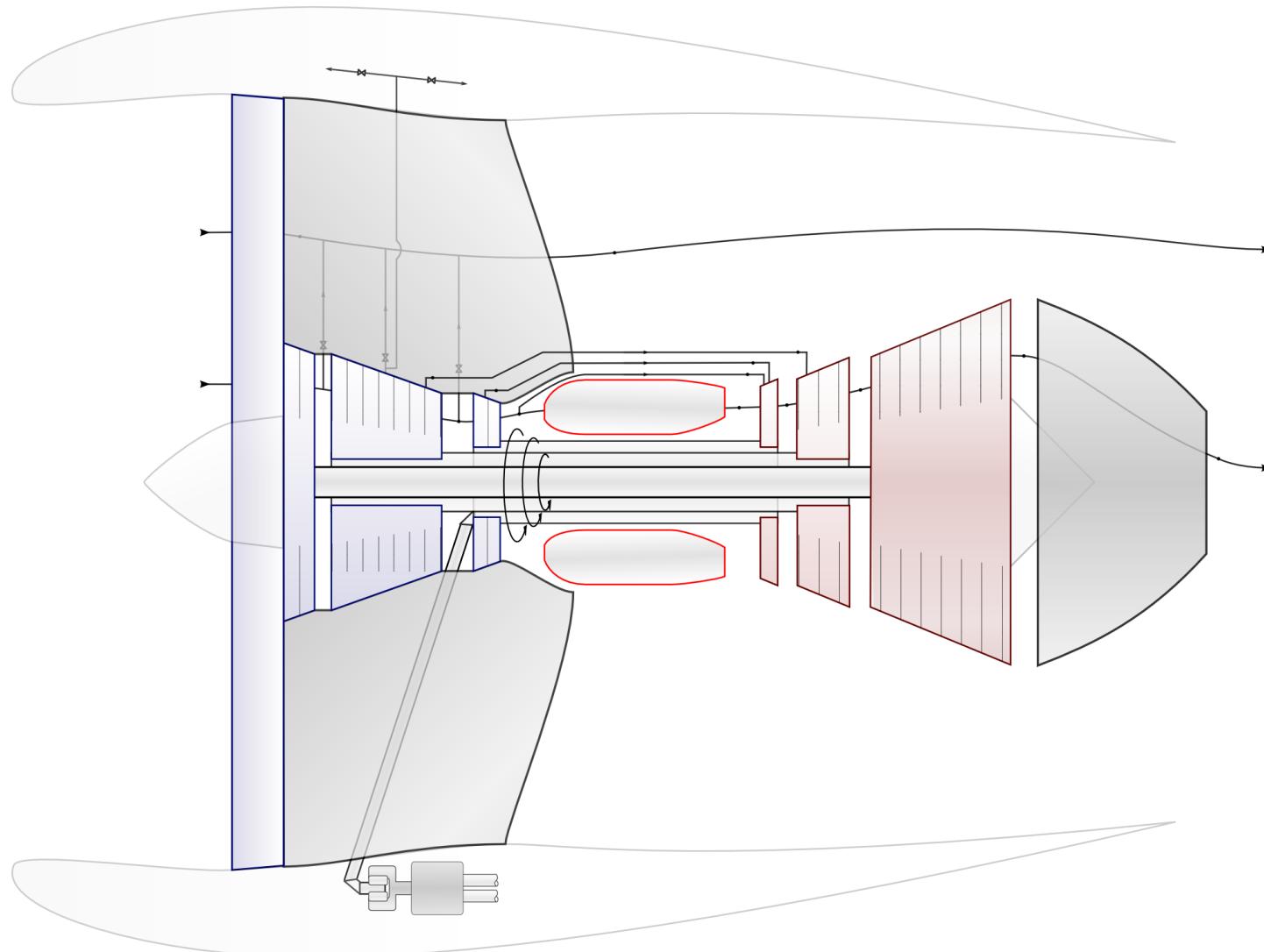


FIGURE 10.24 – Schéma du circuit thermodynamique d'un turbofan moderne. L'installation combine axes multiples, extractions de puissance mécanique et pneumatique, prélevements de refroidissement turbine, et deux flux d'air principaux (il est laissé encore à l'étudiant/e le loisir de tracer le cycle sur un diagramme température-entropie). Sur les bimoteurs qualifiés ETOPS, chaque moteur doit pouvoir assurer seul le vol de l'appareil et l'alimentation de nombreux systèmes (pressurisation, chauffage, génération électrique et pneumatique) pendant plusieurs heures avec une fiabilité démontrée.

10.6 Exercices

L'air est considéré comme un gaz parfait.

$$c_v(\text{air}) = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_p(\text{air}) = 1\,005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{air}} = 1,4$$

$$c_v(\text{gaz}) = 823 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{gaz}} = 327 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_p(\text{gaz}) = 1\,150 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{gaz}} = 1,333$$

Nous admettons que pour une évolution adiabatique réversible (sans apport de chaleur et infinitement lente) les propriétés de l'air suivent les trois relations suivantes :

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1} \quad (4/36)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right) = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (4/37)$$

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma} \quad (4/38)$$

- Schématisez le circuit suivi par l'air dans le moteur, et tracez le cycle thermodynamique sur un diagramme température-entropie.

- Quelle est la puissance mécanique développée par l'installation ?

- Quels sont son rendement et son rapport des puissances ?

On décide d'améliorer le moteur en séparant la compression en deux étapes, et en insérant un refroidisseur (intercooler) entre ces deux étapes.

Désormais, la compression est interrompue à 3,21 bar, et l'air est alors refroidi à pression constante jusqu'à 370 K. La compression est ensuite poursuivie et le même rapport de pressions global $\frac{p_{\text{max}}}{p_{\text{min}}}$ est obtenu.

- Schématisez le nouveau circuit suivi par l'air et le diagramme température-entropie correspondant.

- Quelle est la nouvelle puissance fournie ?

- Quelles sont les nouvelles valeurs du rendement et du rapport des puissances ?

E10.3 Turbopropulseur

Un avion de ligne régional est motorisé par deux turbopropulseurs (figure 10.26). Dans chacun d'entre eux, une turbine unique alimente un compresseur axial, ainsi que l'hélice par l'intermédiaire d'un réducteur (figure 10.25).

Pendant la croisière, le débit d'air au sein du moteur est de $4,9 \text{ kg s}^{-1}$, et le circuit est le suivant :

- L'air à pression et température ambiantes (0,8 bar, -5°C) est admis dans le compresseur ;
- Le compresseur porte l'air à pression de 7,6 bar avec une efficacité isentropique de 80 % ;
- L'air est ensuite chauffé dans la chambre de combustion jusqu'à $1\,070^\circ\text{C}$;
- Les gaz de combustion sont ensuite détendus dans la turbine et rejetés dans l'atmosphère ; La turbine a une efficacité isentropique de 80 %.

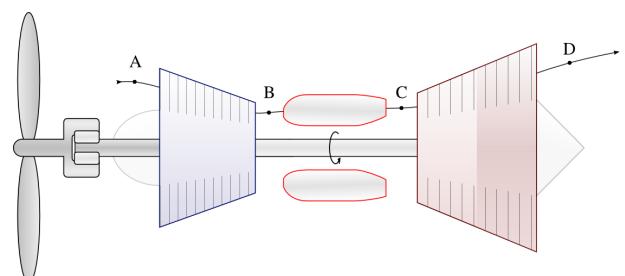


FIGURE 10.25 – Circuit de principe d'un turbopropulseur.

CC-BY-SA Olivier Cleynen

E10.1 Quelques questions de cours

- Représentez le cycle suivi par l'air dans un turbo-réacteur simple flux monoturbine sur un diagramme pression-volume et température-entropie.
- Pourquoi utilise-t-on deux arbres moteur concentriques (et donc deux ensembles compresseur+turbine) dans certaines turbomachines ?
- Représentez le cycle suivi par l'air dans un turbomoteur à refroidisseur intermédiaire et échangeur économiseur (figure 10.21) sur un diagramme température-entropie.

E10.2 Générateur à refroidissement intermédiaire

Une installation portative légère est conçue pour générer de l'électricité de façon autonome. Elle comporte un seul axe (compresseur et turbine uniques) et a les propriétés suivantes :

- Rapport de pressions $\frac{p_{\text{max}}}{p_{\text{min}}}$: 10
- Efficacité compresseur : 78 %
- Température d'entrée turbine : 1 200 K
- Efficacité turbine : 88 %
- Efficacité mécanique de l'axe : 95 %
- Entrée compresseur : 295 K et 1,015 bar

La turbine alimente le compresseur (par l'intermédiaire d'un axe aux frottements négligeables), et l'hélice (par l'intermédiaire d'une boîte de transmission de rendement 92 %).

Nous souhaitons quantifier la puissance effectivement reçue par l'hélice au cours du vol.

1. Tracez le cycle suivi par l'air sur un diagramme température-entropie.
2. Quelle est la température à la sortie du compresseur ?
3. Quelle est la température à la sortie de la turbine ?
4. Quelle est la puissance reçue par l'hélice ?

Afin de procéder au dégivrage des ailes, on propose d'effectuer un petit prélèvement de gaz au sein du compresseur. Le débit du prélèvement est de $0,1 \text{ kg s}^{-1}$, et la température de l'air est de 200°C .

5. Proposez et quantifiez une modification au cycle pour pouvoir maintenir la même puissance à l'hélice.



FIGURE 10.26 – Un turbopropulseur *Pratt & Whitney Canada PWC123* équipant un *Bombardier Dash 8*. Le PWC123 est équipé de deux arbres et d'une turbine libre, mais son agencement de principe reste similaire à celui décrit en figure 10.25.

Photo moteur dérivée d'une photo CC-BY par l'utilisateur/rice flickr cliff1066;

Photo Dash 8 CC-BY-SA par l'utilisateur/rice Flickr Björn

E10.4 Modification de turboréacteur

Un turboréacteur fonctionne avec un seul axe moteur (compresseur unique, et turbine unique). Ses caractéristiques de fonctionnement sont les suivantes :

- Débit d'air : 4 kg s^{-1} ;
- Conditions atmosphériques : 10°C et 0,95 bar
- Rapport de pression $\frac{p_{\max}}{p_{\min}}$: 25
- Température maximale : 1 300 K
- Efficacité isentropique du compresseur et de la turbine : 85 %

On cherche à quantifier ses performances avant modification.

1. Représentez les composants du turboréacteur, et le cycle thermodynamique suivi par l'air sur un diagramme température-entropie ou pression-volume.
2. Quelle est la pression disponible à la sortie de la turbine ?
3. Quelle serait la vitesse atteinte par les gaz en sortie de tuyère si la détente y était isentropique ?

L'équipe d'ingénieurs en charge de la conception des composants propose de modifier le moteur, en utilisant deux axes plutôt qu'un seul (figure 10.27). L'axe au centre de la turbine pouvant tourner à plus grande vitesse, l'efficacité isentropique des composants est augmentée :

- Efficacité isentropique du compresseur et de la turbine basse pression (axe BP) : 85 %
(rapport des pressions : 2)
- Efficacité isentropique du compresseur et de la turbine haute pression (axe HP) : 90 %
(rapport des pressions : 12,5)

Toutes les autres caractéristiques de fonctionnement du moteur restent inchangées.

4. Quelle est la nouvelle pression disponible à la sortie de la turbine ?
5. Quelle est la nouvelle vitesse d'éjection des gaz ?

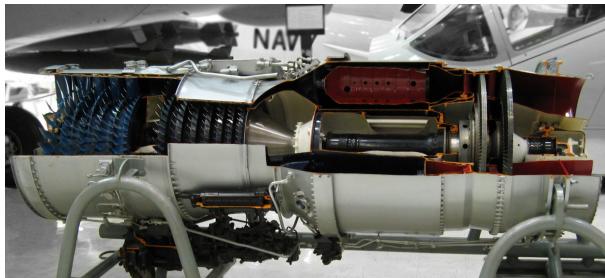


FIGURE 10.27 – Un turboréacteur à simple flux et deux arbres Pratt & Whitney J52 (ou JT8A), construit en 4500 exemplaires. Il équipe encore le EA-6B *Prowler*.

Photo gauche dérivée d'une photo CC-BY par Greg Goebel ; Photo droite dérivée d'une photo domaine public par Sgt.G. Robinson, U.S. Navy



FIGURE 10.28 – Moteur six cylindres essence injection Continental IO-550 de 300 ch, en fabrication depuis 1983. Il équipe entre autres le Cirrus SR22.

Photo gauche CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons FlugKerl2 ; Photo droite CC-BY-SA par l'utilisateur·rice Commons Airman7474.

E10.5 Moteur à essence

Nous nous proposons d'étudier le cycle théorique du moteur à pistons/cylindres d'un avion de tourisme (figure 10.28). Le moteur est dit « à essence » et est basé sur le cycle théorique d'Otto. La compression et la détente sont isentropiques ; l'apport et le rejet de chaleur se font à volume constant.

- Au début du cycle, l'air est à 21 °C et 1 bar ;
- La chaleur spécifique fournie chaque cycle est de 500 kJ kg⁻¹ ;
- Le taux de compression $\frac{V_{\max}}{V_{\min}}$ est de 7.

1. Tracez le cycle suivi sur un diagramme pression-volume ou température-entropie, en y indiquant tous les transferts de chaleur et de travail.
2. Quelles sont les températures de l'air au début et à la fin de la combustion ?
3. Quelle est la quantité de chaleur rejetée lors du refroidissement ?
4. Quel est le rendement de ce cycle théorique ?
5. En pratique, l'évolution de l'air sur le diagramme pression-volume est fort différente du cycle décrit par Otto. Proposez deux raisons expliquant cela.
6. On constate que lorsque l'appareil gagne de l'altitude, la puissance que le moteur peut fournir

baisse très significativement. Quelle modification peut-on apporter au moteur pour compenser cela ?

E10.6 Moteur Diesel

Un moteur à pistons-cylindres fonctionne sur le cycle théorique de Diesel, avec les caractéristiques suivantes :

- La compression et la détente sont isentropiques ;
 - La combustion est à pression constante ;
 - Le rejet de chaleur est à volume constant.
 - Au début du cycle, l'air est à 15 °C et 1 bar ;
 - La chaleur spécifique fournie chaque cycle est de 400 kJ kg⁻¹ ;
 - Le taux de compression $\frac{V_{\max}}{V_{\min}}$ est de 16.
1. Tracez le cycle thermodynamique suivi sur un diagramme pression-volume ou température-entropie, en indiquant tous les transferts de chaleur et de travail.
 2. Quelle est la température de l'air après la compression ?



FIGURE 10.29 – Moteurs Diesel six cylindres de 1 100 kW électrogène (gauche) et sept cylindres de 25 MW propulsif (droite) d'un pétrolier de 290 000 t.

Photo 1 et 2 CC-BY-SA par Hervé Cozanet

3. Quelle est la température de l'air après la combustion ?
4. Montrez que lors de l'apport de chaleur, le rapport des volumes est égal au rapport des températures, et calculez ainsi la température à la fin de la détente.
5. Quel est le rendement du moteur ?
6. Il est aisément de montrer qu'à taux de compression égal, un cycle Diesel est moins efficace qu'un cycle dit « à essence » (cycle d'Otto). Pourquoi est-il alors utilisé ?

Résultats

- 10.2** 2) $T_{\text{entrée cc}} = 647,1 \text{ K}$, $T_{\text{échap}} = 738,1 \text{ K}$, $w_{\text{net}} = -168,45 \text{ kJ kg}^{-1}$
3) $\eta_{\text{mot.}} = 26,49\%$; $r_w = 31,71\%$ 5) $w_{\text{comp.}} = +333,7 \text{ kJ kg}^{-1}$;
 $w_{\text{net}} = -187,6 \text{ kJ kg}^{-1}$ 6) $\eta_{\text{mot.}} = 25,28\% (-1,2 \text{ pt})$.
- 10.3** 2) $T_B = 570,7 \text{ K}$ 3) $T_D = 880,9 \text{ K}$
4) $\dot{W}_{\text{hélices}} = 1,025 \text{ MW}$ 5) Une possibilité : augmenter \dot{m}_{moteur} sans modifier les températures. Alors, $\dot{m}_{\text{entrée moteur 2}} = 5,096 \text{ kg s}^{-1}$.
- 10.4** 2) $T_2 = 785,2 \text{ K}$, $T_{4is.} = 783,6 \text{ K}$: $p_4 = 3,13 \text{ bar}$ 3) $C_5 = 714,3 \text{ m s}^{-1}$ (mais les tuyères ne sont jamais isentropiques...)
isentropiques...) 4) $p_6 = 4,684 \text{ bar}$
5) $C_7 = 811,3 \text{ m s}^{-1}$ (idem).
- 10.5** 2) $T_2 = 640,3 \text{ K}$ et $T_3 = 1257,8 \text{ K}$ 3) $q_{4 \rightarrow 1} = -295,2 \text{ kJ kg}^{-1}$
4) $\eta_{\text{moteur}} = 41\%$
- 10.6** 2) $T_2 = 873,1 \text{ K}$ 3) $T_3 = 1271,1 \text{ K}$
4) $T_4 = 572,2 \text{ K}$ 5) $\eta_{\text{moteur}} = 41,5\%$

Annexes

0.1 Abaques de vapeur

Les données suivantes présentent les propriétés de l'eau pure sur une large plage de propriétés.

Elles sont calculées à partir du modèle NIST-IAPWS 1995.

L'énergie interne spécifique u et l'entropie spécifique s sont arbitrairement posées comme nulles au point triple de l'eau.

Licence: Mise en page CC-0 (Olivier Cleynen) ; données domaine public (USA NIST).

0.2 Distinction entre pression indiquée et pression réelle

La pression indiquée sur un baromètre n'est pas toujours la pression réelle du fluide.

En effet, on mesure souvent la pression à l'aide de manomètres qui sont calibrés sur la pression atmosphérique. Par exemple, lorsque l'on regonfle un pneu en station-service, le manomètre indique 0 bar à pression ambiante – toutes les pressions qu'il indiquera seront décalées de la valeur de la pression atmosphérique. Nous nommons cette valeur indiquée la **pression jaugée**.

La pression jaugée se définit comme :

$$p_j \equiv p_{\text{réelle}} - p_{\text{atm.}}$$

où p_j est la pression jaugée, indiquée au cadran (Pa),
 $p_{\text{réelle}}$ est la pression réelle au sein du réservoir où nous mesurons la pression (Pa),
et $p_{\text{atm.}}$ est la pression atmosphérique ambiante (Pa).

Un manomètre jaugé indique donc 0 bar quelle que soit la pression ambiante, s'il est laissé à l'air libre. La pression indiquée lors d'une mesure dépendra de la pression atmosphérique ambiante ; elle peut être positive (pneu) ou parfois négative (conduit d'eau ou de pétrole).

La pression jaugée est intéressante parce qu'elle indique *la différence* de pression entre chacun des côtés des parois du réservoir (pneu, canalisation) ; elle révèle donc les contraintes qu'elles subissent. La pression réelle de l'air à l'intérieur du pneu n'a pas d'intérêt en tant que telle pour l'automobiliste.

En revanche, c'est la pression réelle dont nous avons besoin pour prédire l'état des fluides. Nous utilisons donc **toujours la pression réelle** dans nos calculs.

0.3 Conventions de notation

- ≡ Par définition. Le symbole \equiv pose la définition du terme à sa gauche (qui ne dépend donc pas d'équations antérieures).
- (point au dessus d'un symbole) Débit dans le temps : $\dot{\cdot} \equiv \frac{d}{dt}$. Par exemple \dot{Q} est le débit de chaleur (en watts) représentant une quantité Q (en joules) par seconde.
- Δ dénote une différence nette entre deux valeurs : $(\Delta X)_{A \rightarrow B} = X_B - X_A$. Elle peut être négative.

italiques Propriétés physiques (masse m , température T).

droit Point dans le temps ou dans l'espace (température T_A au point A) sauf pour l'opérateur différentielle d . « cste. » abrège « constante », « in » dénote « entrant » et « out » « sortant ».

minuscules Valeurs spécifiques (énergie ou puissance). Voir §1.2.5.

unités Les unités sont en caractères droits et en gris (1 kg). Dans les phrases les unités sont en toutes lettres et conjuguées (cent watts). Les unités des équations sont celles du système international d'unités (si) sauf indication.

nombres Le séparateur de décimale est la virgule, le multiplicateur d'exposant est un point, les chiffres des entiers sont groupés par trois ($1,234 \cdot 10^3 = 1\,234$). Les zéros de début et de fin ne sont jamais indiqués.

Bibliographie

Pour étudier la thermodynamique de l'ingénieur :

- Pour compléter ce livre et aller plus loin, en français : Çengel, Boles & Lacroix 2007 [17, 18], une couverture accessible, exhaustive et solide des sujets abordés ici ;
- Pour compléter ce livre et aller plus loin, en anglais : Eastop & McConkey 1993 [14], incontournable référence (lui-même basé sur le très robuste Rogers & Mayhew 1992 [13]) ;
- Pour approfondir : Watzky 2007 [16], une approche plus analytique et rigoureuse que celle qui est menée ici.

Pour découvrir la thermodynamique en physique :

- Depondt 2001 [15], une exploration ludique, intelligente et modeste de notre discipline préférée ;
- Feynman 1963 [11, 12], aborde la thermodynamique à plusieurs reprises dans son livre introductif de physique (devenu une référence), en particulier avec une belle exploration de la notion d'irréversibilité.

Pour voyager dans le temps :

- Gay-Lussac 1807 [1] et Joule 1845 [5] pour un acompte du travail minutieux et méticuleux qui a permis de poser les bases de ce que l'on appelle aujourd'hui *premier principe* ;
- Carnot 1824 [2], le livret d'une modernité époustouflante du premier ingénieur thermodynamicien de l'histoire ;
- Clausius 1854 [9] pour voir naître le terme « entropie » et voir l'aplomb de son papa.

Références

- [1] Louis Joseph GAY-LUSSAC. « Premier essai pour déterminer les variations de température qu'éprouvent les gaz en changeant de densité, et considérations sur leur capacité pour le calorique ». Dans : *Mémoires de physique et de chimie de la Société d'Arcueil* 1 (1807), p. 180–203.
- [2] Sadi CARNOT. *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance*. Paris, France : Bachelier, 1824.
- [3] François-Marie Guyonneau de PAMBOUR. *Traité théorique et pratique des machines locomotives*. 1^{re} éd. Paris, France : Bachelier, 1835.

-
- [4] François-Marie Guyonneau de PAMBOUR. *Théorie de la machine à vapeur*. 1^{re} éd. Paris, France : Bachelier, 1839.
 - [5] James Prescott JOULE. « On the Changes of Temperature Produced by the Rarefaction and Condensation of Air ». Anglais. Dans : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 26.174 (1845), p. 369–383.
 - [6] William Thomson Baron KELVIN. « On an Absolute Thermometric Scale founded on Carnot's Theory of the Motive Power of Heat and calculated from Regnaut's observations ». Anglais. Dans : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* (1848).
 - [7] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « Über die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus für die Wärmelehre selbst ableiten lassen ». Allemand. Dans : *Annalen der Physik* 79 (1850), p. 368–397, 500–524.
 - [8] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « On the Moving Force of Heat, and the Laws regarding the Nature of Heat itself which are deducible therefrom ». Anglais. Trad. de l'allemand par John TYNDALL. Dans : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 4^e sér. 2 (1851), p. 1–21, 102–119.
 - [9] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. « Über eine veränderte Form des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie ». Allemand. Dans : *Annalen der Physik* 169.12 (1854), p. 481–506.
 - [10] Rudolf Julius Emanuel CLAUSIUS. *Sur la force motrice de la chaleur et les lois qui s'en déduisent pour la théorie de la chaleur*. Trad. de l'allemand par F. FOLIE. Paris, France : Eugène Lacroix, 1868.
 - [11] Richard FEYNMAN, Robert Benjamin LEIGHTON et Matthew SANDS. *The Feynman Lectures on Physics*. Anglais. 3 t. Reading, Mass., USA : Addison-Wesley Pub. Co, 1963. ISBN : 0201020106. URL : <http://feynmanlectures.caltech.edu/>.
 - [12] Richard FEYNMAN, Robert Benjamin LEIGHTON et Matthew SANDS. *Le cours de physique de Feynman*. Trad. de l'anglais par Goéry DELACOTE. 3 t. Paris, France : InterEditions, 1979. ISBN : 2729600272.
 - [13] Gordon Frederick Crichton ROGERS et Yon Richard MAYHEW. *Engineering Thermodynamics. Work and Heat Transfer*. Anglais. 4^e éd. Harlow, UK & New York, USA : Longman Scientific & Technical Wiley, 1992. ISBN : 0582045665.
 - [14] Thomas D. EASTOP et Allan McCONKEY. *Applied Thermodynamics for Engineering Technologists*. Anglais. 5^e éd. Essex, UK : Prentice Hall, 1993. ISBN : 0582091934.
 - [15] Philippe DEPONDT. *L'Entropie et tout ça. Le roman de la thermodynamique*. Paris, France : Cassini, 2001. ISBN : 2842250443.
 - [16] Alexandre WATZKY. *Thermodynamique macroscopique. À l'usage des étudiants en sciences de l'ingénieur*. Avec une préf. par Jean COIRIER. Bruxelles, Belgique et Paris, France : De Boeck, 2007. ISBN : 9782804152383.
 - [17] Yunus A. ÇENGEL et Michael A. BOLES. *Thermodynamics. An Engineering Approach*. Anglais. 6^e éd. New York, USA : McGraw-Hill, 2008. ISBN : 0073305375.

-
- [18] Yunus A. ÇENGEL et Michael A. BOLES. *Thermodynamique. Une approche pragmatique*. Trad. de l'anglais par Marcel LACROIX. Montréal, Québec & Bruxelles, Belgique : Chenelière McGraw-Hill et De Boeck, 2008. ISBN : 9782765105114.

À propos de ce livre

Ajouter ici deux paragraphes concernant le livre et la démarche derrière

Ajouter ici deux paragraphes sur Framasoft et la collection Framabook

Et peut être un petit dessin pour finir?



« Nous avons étudié ce sujet avec tout l'intérêt, nous pourrions dire, avec tout l'entraînement qu'il excitait en nous. Quel tableau admirable en effet que ce triomphe de l'intelligence humaine ! Quel imposant spectacle que celui d'une locomotive se mouvant sans effort apparent et tirant derrière elle un train de 40 ou 50 voitures chargées, pesant chacune dix milliers de livres ! Que sont désormais les plus lourds fardeaux avec des machines qui peuvent mouvoir des poids si énormes ; que sont les distances avec des moteurs qui franchissent jurement un intervalle de 12 lieues en $1\frac{1}{2}$ heure ? Le sol disparaît en quelque sorte sous vos yeux ; les arbres, les maisons, les montagnes, sont entraînés derrière vous avec la rapidité d'un trait, et lorsque vous croisez un autre train avec une vitesse relative de 15 à 20 lieues à l'heure, vous l'apercevez en un moment poindre, grandir et vous toucher ; et à peine l'avez-vous vu passer avec effroi, que déjà il est emporté loin de vous, devenu un point, et disparu de nouveau dans le lointain. »

François-Marie Guyonneau de Pambour

Traité théorique et pratique des machines locomotives [3], 1835

