

République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'Enseignement supérieur et de la Recherche scientifique
Université d'El Oued
Faculté de technologie
Département Génie Mécanique



Module: Thermodynamique Approfondie

Niveau : Master 1 – Energies renouvelables

Langue : Français

Préparé par : Dr Meneceur Redha

Code UE Fondamentale : UEF 1.1.1

Sommaire

Resumé

Chapitre 1 Introduction.....	3
Chapitre 2 Energie et Première Loi de la Thermodynamique.....	24
Chapitre 3 Transformations Quasi statiques, Entropie et 2ème principe de la thermodynamique...	35
Chapitre 4 : Les Centrales à Vapeur.	42
Chapitre 5 : Les Centrales à gaz.....	62

Résumé:

Ce support de cours traite des **principes fondamentaux de la thermodynamique** appliqués à la conversion et à la production d'énergie. Il présente les différentes formes d'énergie et les lois qui régissent leurs transformations, notamment la **première loi de la thermodynamique**, qui concerne la conservation de l'énergie, et le **deuxième principe**, qui introduit la notion d'**entropie** et d'irréversibilité des processus.

L'étude des **transformations thermodynamiques quasi statiques** permet de mieux comprendre le comportement des systèmes au cours de ces processus. Une attention particulière est portée aux **systèmes de production d'énergie**, tels que les **centrales à vapeur**, basées sur le cycle de Rankine, et les **centrales à gaz**, qui fonctionnent selon le cycle de Brayton. Ces systèmes sont analysés du point de vue de leur fonctionnement, de leur efficacité énergétique et des composants qui les constituent.

Mots-clés :

Thermodynamique, énergie, transformation, entropie, première loi, deuxième principe, cycle de Rankine, cycle de Brayton, centrale thermique, production d'électricité.

Absrtact:

This course material focuses on the **fundamental principles of thermodynamics** applied to energy conversion and production. It introduces the various forms of energy and the laws governing their transformations, particularly the **First Law of Thermodynamics**, related to energy conservation, and the **Second Law**, which introduces the concept of **entropy** and process irreversibility.

The study of **quasi-static thermodynamic transformations** provides insight into how systems behave during energy exchanges.

Special emphasis is placed on **energy production systems**, such as **steam power plants** operating with the Rankine cycle and **gas power plants** using the Brayton cycle. These systems are examined in terms of operation, energy efficiency, and key components.

Keywords:

Thermodynamics, energy, transformation, entropy, first law, second law, Rankine cycle, Brayton cycle, thermal power plant, electricity generation.

Chapitre 1 Introduction (2 semaine)

La thermodynamique, utilisation, importance, Définition d'un système thermodynamique, Volume Spécifique et Pression, La Température.

1.1. Définition de la thermodynamique

La thermodynamique est une branche de la physique qui étudie les échanges d'énergie et les transformations de la matière à travers des systèmes thermiques. Elle se concentre sur les relations entre la chaleur, le travail, la température et l'énergie, en s'appuyant sur des lois fondamentales qui régissent ces interactions.

1.2. Histoire de la thermodynamique

La thermodynamique a émergé au XIXe siècle, avec des contributions majeures de scientifiques tels que Sadi Carnot, Rudolf Clausius et William Thomson (Lord Kelvin). L'étude des machines à vapeur a été un catalyseur clé pour le développement de cette discipline. La publication de "Réflexions on the Motive Power of Fire" par Carnot en 1824 a établi les bases de la compréhension des cycles thermodynamiques.

Applications

Moteurs : La thermodynamique est essentielle dans la conception des moteurs à combustion interne et des turbines. Elle permet d'optimiser l'efficacité énergétique, de comprendre le rendement des cycles thermodynamiques (comme le cycle de Carnot) et d'améliorer les performances des véhicules.

Réfrigérateurs : Les principes thermodynamiques sont à la base du fonctionnement des systèmes de réfrigération, qui utilisent des cycles de compression et d'expansion de fluides frigorigènes pour extraire la chaleur et maintenir une température basse. Le [cycle de Carnot](#) est souvent utilisé comme référence pour évaluer l'efficacité de ces systèmes.

Centrales électriques : La thermodynamique est cruciale pour les centrales électriques, qu'elles soient thermiques (brûlant des combustibles fossiles) ou nucléaires. Elle permet de comprendre les transformations d'énergie et d'optimiser le rendement des cycles thermiques, comme [le cycle Rankine](#).

Importance dans l'ingénierie

La thermodynamique est fondamentale dans divers domaines de l'ingénierie :

Ingénierie mécanique : Pour le design et l'analyse de moteurs et de systèmes énergétiques.

Ingénierie chimique : Dans la conception de réactions chimiques et de processus industriels, en tenant compte des échanges thermiques.

Ingénierie environnementale : Pour le développement de technologies durables et la gestion des ressources énergétiques.

1.3. Types de systèmes thermodynamiques

Les systèmes thermodynamiques se classifient en trois catégories selon leurs échanges d'énergie et de matière avec l'environnement : **ouverts**, **fermés** et **isolés**.

Système ouvert : Un système qui peut échanger à la fois de l'énergie (sous forme de chaleur ou de travail) et de la matière avec son environnement.

Exemple pratique : Une chaudière dans une centrale électrique. Elle brûle du combustible (matière) et produit de la vapeur (matière), tout en libérant de la chaleur et du travail sous forme d'énergie mécanique pour faire tourner une turbine.

Système fermé : Un système qui peut échanger de l'énergie avec son environnement, mais pas de matière. La quantité de matière dans le système reste constante.

Exemple pratique : Un piston dans un moteur à combustion interne. Le gaz brûlé peut se dilater et effectuer un travail en poussant le piston (échange d'énergie), mais le volume de gaz à l'intérieur du cylindre ne change pas au cours du cycle de fonctionnement.

Système isolé : Un système qui n'échange ni matière ni énergie avec son environnement. Il est complètement séparé du reste de l'univers.

Exemple pratique : Une bouteille thermos bien conçue. Elle minimise les échanges de chaleur avec l'environnement, conservant ainsi la température de son contenu, que ce soit pour maintenir une boisson chaude ou froide.

Résumé des exemples

Système ouvert : Chaudière dans une centrale électrique (échanges de chaleur et de matière).

Système fermé : Piston dans un moteur à combustion (échanges d'énergie sans échange de matière).

Système isolé : Bouteille thermos (aucun échange d'énergie ou de matière).

Tableau 1.1. Echanges d'énergie et de masse entre système et milieu extérieur.

Nature du système	Echange d'énergie	Echange de matière
Ouvert	Oui	Oui
Fermé	Oui	Non
Isolé	Non	Non

Le processus de variation de l'état du système à cause des échanges avec le milieu extérieur s'appelle une **transformation** ou **évolution** thermodynamique.

1.4. Etat du système

Un état d'équilibre est caractérisé par les valeurs prises par un jeu de paramètres ou **variables d'état** sont des propriétés qui caractérisent l'état d'un système thermodynamique. Les principales variables d'état incluent le volume spécifique, la pression et la température. Ces variables d'état sont dépendantes

les unes aux autres. Cette dépendance de variables d'état est gouvernée par une relation dite **équation d'état** (Equation 1.1).

$$(P, V, T) = 0 \quad (1.1)$$

Une mole est un nombre précis qui correspond à une certaine quantité de matière, ainsi une mole de gaz contient $6,07 \cdot 10^{23}$ molécules de gaz.

Une relation, indépendante de la nature du gaz étudié, relie la pression, le volume et la température. C'est la Loi d'Avogadro :

Loi d'Avogadro :

$$P.V = n.R.T \quad (1.2)$$

Où :

P : La pression exprimée en pascals, Pa .

V : Le volume exprimé en mètres cubes, m^3 .

T : La température exprimée en kelvins, K .

n : Le nombre de mole de gaz exprimé en mol .

R : Constante des gaz parfaits égale à $8,31 \text{ J/K.mol}$.

Cette loi ne s'applique pas à tous les gaz, seuls les gaz parfaits la vérifient, ainsi la loi précédente est souvent appelée, loi des gaz parfaits. Pour les corps purs et homogènes, seuls trois variables principales sont considérées, à savoir P , V et T . L'équation d'état permet d'exprimer une variable d'état en fonction des deux autres, pour les gaz parfaits ;

$$1^\circ \text{ En termes de pression : } P = \frac{nRT}{V} \quad (1.3)$$

$$2^\circ \text{ En termes de volume : } V = \frac{nRT}{P} \quad (1.4)$$

$$3^\circ \text{ En termes de température : } T = \frac{PV}{nR} \quad (1.5)$$

$$4^\circ \text{ En termes de masse : } m = \frac{MPV}{RT} \quad (1.6)$$

5° En termes de la constante universelle des gaz parfaits :

$$T = \frac{PV}{mr} \quad (1.7)$$

$$6^\circ \text{ En termes de densité : } \rho = \frac{m}{V} = \frac{MP}{RT} \quad (1.8)$$

1. Volume spécifique (m³/kg)

Le volume spécifique (v) est effectivement défini comme le volume occupé par unité de masse. Il peut être exprimé par la formule suivante :

Formule :

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

- v : est le volume spécifique (en m³/kg),
- V : est le volume total (en m³),
- m : est la masse du corps ou de la substance (en kg).

Le volume spécifique est inversement proportionnel à la densité (ρ) d'une substance, car la densité est définie par la relation :

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

La masse volumique [densité] : Elle est notée ρ , s'exprime en kilogrammes par mètre cube, Kg/m³.

Ainsi, le volume spécifique peut aussi être écrit en fonction de la densité comme suit :

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

Donc, si vous connaissez la densité d'une substance, vous pouvez calculer son volume spécifique en prenant l'inverse de la densité.

Prenons un exemple concret pour mieux comprendre le calcul du volume spécifique.

Exemple :

Imaginons que nous avons un objet métallique dont la masse est de 5 kg, et son volume est de 0,002 m³. Calculons son volume spécifique.

Étape 1 : Utiliser la formule du volume spécifique

La formule du volume spécifique est :

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

Étape 2 : Remplacer les valeurs données

- Masse $m=5 \text{ kgm}$
- Volume $V=0,002 \text{ m}^3$

Nous remplaçons dans la formule :

$$v = \frac{0,002 \text{ m}^3}{5 \text{ kgm}}$$

Étape 3 : Effectuer le calcul

$$v = 0,004 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Résultat :

Le volume spécifique de l'objet est de $0,0004 \text{ m}^3/\text{kg}$.

Si vous connaissez la densité de l'objet, vous pourriez aussi calculer le volume spécifique en prenant l'inverse de la densité.

Exemple avec la densité :

Imaginons que la densité de l'objet est de 2500 kg/m^3 .

Le volume spécifique serait alors :

$$v = \frac{1}{2500 \text{ kg/m}^3} = 0,0004 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ce qui confirme le résultat précédemment obtenu.

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

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

Exemple : Tableau I.1 : Masse volumique relative à 0°C

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

2. La pression P (N/m²)

La pression (P) est effectivement la force exercée par unité de surface. Elle est exprimée en pascals (Pa), qui est l'unité du Système international.

$$P = \frac{F}{A}$$

Où :

- P : est la pression (en pascals, Pa),
- F : est la force exercée (en newtons, N),
- A : est la surface sur laquelle la force est appliquée (en mètres carrés, m²).

Unité de la pression :

Le pascal (Pa) est l'unité de pression du Système international, et il est défini comme un newton par mètre carré :

$$1 \text{ atm} = 760 \text{ mm Hg} = 1013 \text{ mb} = 10^5 \text{ Pa} = 10^5 \text{ N/m}^2$$

Exemple concret pour calculer la pression :

Imaginons que nous appliquons une force de **200 N** sur une surface de **0,1 m²**. Calculons la pression exercée.

Étape 1 : Utiliser la formule

La formule de la pression est :

$$P = \frac{F}{A}$$

Étape 2 : Remplacer les valeurs données

- Force $F=200\text{ N}$,
- Surface $A=0,1\text{ m}^2$.

Nous remplaçons ces valeurs dans la formule :

$$P = \frac{200\text{ N}}{0,1\text{ m}^2}$$

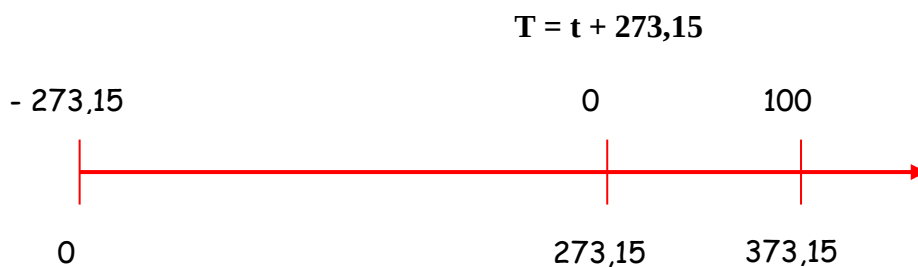
Étape 3 : Effectuer le calcul

$P=2000\text{ N/m}^2$ ou 2000 Pa

Résultat :

La pression exercée sur la surface est de **2000 Pa** (pascals) ou **2000 N/m²**.

3. **La température** : Elle est notée T , lorsqu'elle s'exprime en Kelvin, K , lorsqu'elle est notée t , elle est donnée en $^{\circ}\text{C}$, sachant que :



Exemples :

1. Si la température est de **25 $^{\circ}\text{C}$** , elle correspond à :

$$T(K)=25+273,15=298,15\text{ K}$$

2. Si la température est de **300 K**, elle correspond à :

$$t(^{\circ}\text{C})=300-273,15=26,85^{\circ}\text{C}$$

Donc, la conversion entre les deux unités de température est simple : **ajouter 273,15** pour passer de Celsius à Kelvin, et **soustraire 273,15** pour passer de Kelvin à Celsius.

1.5. Transformation du système

Dans les états pour lesquels les variables ne changent pas dans le temps, le système est dit en **équilibre**. Lorsque l'état énergétique d'un système change avec le temps sous influence des échanges d'énergie avec le milieu extérieur en conséquence les variables d'état du système sont modifiées, on dit que le système subit une **transformation** ou **évolution thermodynamique**. Lors d'une évolution, le système passe d'un état d'équilibre initial (1) à un autre état d'équilibre final (2).

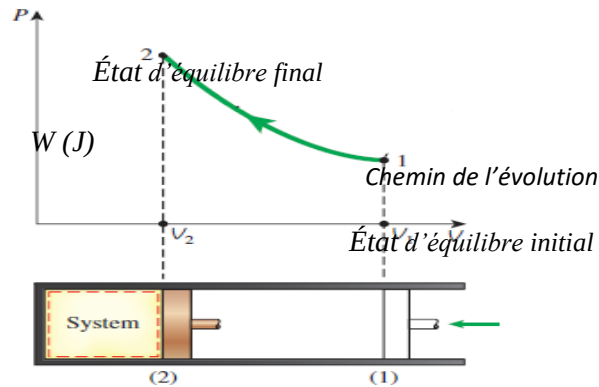


Figure 1.2. Transformation du système sous influence du travail extérieur

Une transformation qui s'effectue très lentement, permet au système de rétablir son état d'équilibre à chaque instant de son évolution, cette transformation est appelée **transformation réversible** ou **équilibrée**. Dans le cas du gaz dans un cylindre à volume variable (Figure 1.2.), on obtient une transformation réversible en faisant tendre la vitesse de déplacement du piston vers zéro. En effet, dans ces conditions, l'écoulement du gaz généré dans le cylindre devient négligeable, et la pression tend vers une répartition uniforme. En conséquence, la durée nécessaire pour obtenir un déplacement fini du piston devient infinie ; c'est pourquoi, en pratique, une telle transformation est impossible à réaliser. La transformation qui ne remplit pas les conditions d'équilibre (réversibilité) est appelée **transformation irréversible**. Parmi toutes les transformations possibles en thermodynamique, considérons d'abord les principales. Ce sont :

- 1- Transformation **isotherme** : transformation s'effectuant à température constante ($T=c_{te}$).
- 2- Transformation **isobare** : transformation s'effectuant à pression constante ($P=c_{te}$).
- 3- Transformation **isochore** : transformation s'effectuant à volume constant ($V=c_{te}$).
- 4- Transformation **adiabatique** : transformation au cours de laquelle le système n'échange pas de chaleur avec le milieu extérieur ($Q=0$).

1.6. Le cycle thermodynamique

Lorsqu'un système thermodynamique effectue un ensemble de transformations successives et revient à son état d'équilibre initial, cet ensemble de transformations est dit cycle thermodynamique, voir figure 1. 3. c'est un cycle thermodynamique pour moteur à combustion interne.

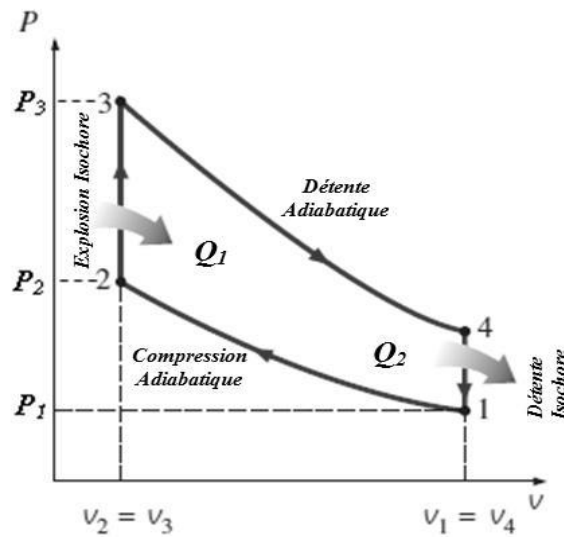


Figure 1.3. Exemple de cycle thermodynamique

Exercices corrigés

Exercice 01 :

En utilisant l'équation d'état du gaz parfait, démontrer que la masse volumique relative de tous les gaz par rapport à l'hydrogène n'est égale qu'à la moitié de sa masse molaire.

Solution :

Nous allons démontrer que la **masse volumique relative** de tous les gaz par rapport à l'hydrogène est égale à la **moitié de leur masse molaire**, en utilisant l'équation d'état du gaz parfait.

1. Équation d'état des gaz parfaits

L'équation des gaz parfaits est :

$$PV = nRT$$

En remplaçant $n = \frac{m}{M}$ (où m est la masse du gaz et M sa masse molaire) :

$$PV = \frac{m}{M}RT$$

On exprime la **masse volumique** (ρ) comme :

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

En isolant ρ dans l'équation des gaz parfaits :

$$\rho = \frac{MP}{RT}$$

2. Définition de la masse volumique relative

La **masse volumique relative** d'un gaz X par rapport à l'hydrogène H_2 est définie comme :

$$\rho_{\text{rel},X} = \frac{\rho_X}{\rho_{H_2}}$$

En utilisant l'expression de la masse volumique pour chaque gaz :

$$\rho_{\text{rel},X} = \frac{\frac{M_X P}{RT}}{\frac{M_{H_2} P}{RT}}$$

Les termes P et RT se simplifient :

$$\rho_{\text{rel},X} = \frac{M_X}{M_{H_2}}$$

On sait que la **masse molaire de l'hydrogène** est :

$$M_{H_2} = 2 \text{ g/mol}$$

Nous avons démontré que :

$$\rho_{\text{rel},X} = \frac{M_X}{2}$$

Exercice 02 :

Un gaz parfait à la température $T_0=0^\circ\text{C}$. A quelle température faut-il l'échauffer pour que sous la même pression son volume sera doublé ?

Solution :

Nous allons utiliser **l'équation des gaz parfaits** pour résoudre ce problème.

1. Équation des gaz parfaits

L'équation d'état des gaz parfaits est :

$$PV = nRT$$

Si la **pression** et la **quantité de matière** restent constantes, alors :

$$\frac{V}{T} = \text{constante}$$

Ce qui donne la **loi de Gay-Lussac** :

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

où :

- V_1 et T_1 sont le volume et la température initiale,

- V_2 et T_2 sont le volume et la température finale.

2. Application du problème

On nous dit que **le volume double**, donc :

$$V_2 = 2 \cdot V_1$$

La température initiale est :

$$T_1 = 0^\circ\text{C} = 273.15 \text{ K}$$

En appliquant la loi de Gay-Lussac :

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$$

$$\frac{V_1}{273.15} = \frac{2V_1}{T_2}$$

Les volumes se simplifient :

$$\frac{1}{273.15} = \frac{2}{T_2}$$

En résolvant pour T_2 :

$$T_2 = 2 \times 273.15 = 546.3 \text{ K}$$

En degrés Celsius :

$$T_2 = 546.3 - 273.15 = 273.15^\circ\text{C}$$

Pour **doubler le volume** du gaz à **pression constante**, il faut chauffer le gaz à : 273.15°C

Exercice 03 :

Quel volume occupe 01 kg d'air à 15°C sous la pression de 100 bars absolus ?

A quelle température faut-il porter cet air pour que sous la même pression, son volume sera doublé ?

On donne : $r_{\text{air}} = 287,1 \text{ J/kg.deg}$

Solution :

Nous allons résoudre cet exercice en utilisant l'**équation des gaz parfaits** :

$$P \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

ou sous la forme spécifique aux gaz parfaits en fonction de la masse et du volume massique :

$$P \cdot v_m = R \cdot T$$

où :

- $P = 100 \text{ bars} = 100 \times 10^5 \text{ Pa}$,
- $T = 15^\circ\text{C} = 15 + 273.15 = 288.15 \text{ K}$,
- $R_{\text{air}} = 287.1 \text{ J/(kg.K)}$,
- $m = 1 \text{ Kg}$.

1ère partie : Calcul du volume occupé par 1 kg d'air

L'équation devient :

$$v_m = \frac{RT}{P}$$

$$v_m = \frac{287.1 \times 288.15}{100 \times 10^5}$$

$$v_m = \frac{82781.57}{10^7} = 0.00828 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Donc, le **volume occupé par 1 kg d'air** est :

$$V = mv_m = 1 \times 0.00828 = 0.00828 \text{ m}^3$$

Le volume occupé par 1 kg d'air à 15°C sous 100 bars est 0.00828 m^3 .

2ème partie : Détermination de la température pour doubler le volume

On cherche la température T' pour que le volume soit **doublé**, soit :

$$V' = 2V = 2 \times 0.00828 = 0.01656 \text{ m}^3$$

D'après l'équation des gaz parfaits :

$$Pv'_m = RT'$$

$$T' = \frac{Pv'_m}{R}$$

$$T' = \frac{100 \times 10^5 \times 0.01656}{287.1}$$

$$T' = \frac{1.656 \times 10^6}{287.1} = 576.8 \text{ K}$$

En degrés Celsius :

$$T' = 576.8 - 273.15 = 303.65^\circ\text{C}$$

Pour que ce volume double sous la même pression, il faut chauffer l'air à 303.65°C .

Exercice 04 :

Quel est le volume massique du gaz propane C_3H_8 dans les conditions normales ?

$P=760 \text{ mmHg}$, $m=1 \text{ kg}$, $R=8,314 \cdot 10^{-3} \text{ J/Kmole. Deg}$

Solution :

Pour déterminer le **volume massique** du propane C_3H_8 dans les conditions normales (CNTP : $P = 1$ atm, $T = 273.15$ K), on utilise l'équation des gaz parfaits :

$$P.V = n.R.T$$

Étape 1 : Calcul de la quantité de matière n

On commence par calculer la **masse molaire** du propane :

$$M(C_3H_8) = (3 \times 12) + (8 \times 1) = 44 \text{ g/mol}$$

La **quantité de matière** correspondante à une masse de 1 kg :

$$n = \frac{m}{M} = \frac{1000}{44} = 22 \text{ mol}$$

Étape 2 : Calcul du volume occupé par 1 kg de propane

Avec $P = 1$ atm, $T = 273,15$ K, et la constante des gaz parfaits $R = 8,314 \text{ J}/(\text{mol.K}) = 0,0821 \text{ L.atm}/(\text{mol.K})$:

$$V = \frac{nRT}{P}$$
$$V = \frac{22 \times 0,0821 \times 273,15}{1}$$
$$V = \frac{508}{1} = 508 \text{ L}$$

Étape 3 : Calcul du volume massique

Le **volume massique** est défini comme :

$$v_m = \frac{V}{m}$$
$$v_m = \frac{508}{1000} = 0,508 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Le volume massique du propane C_3H_8 dans les conditions normales est : $0,508 \text{ m}^3/\text{kg}$

Exercice 05 :

❖ Quelle est le volume massique du gaz d'éthane C_2H_6 dans les conditions normales ?

On donne la chaleur molaire à pression constante : $P = 760 \text{ mm Hg} = 101325 \text{ N/m}^2$, $T = 48^\circ F$, $m = 5 \text{ kg}$
 $R = 8,314.103 \text{ J/Kmole deg}$

Et la masse molaire de l'éthane : $M_{C_2H_6} = 30.07 \text{ g/mole}$.

$T (^\circ F)$: température d'éthane en degré Fahrenheit.

On donne : la relation entre la température en degré Celsius et en degré Fahrenheit.

$$T (^\circ C) = \frac{5}{9}(T (^\circ F) - 32).$$

❖ Quelle est la chaleur absorbée par l'échauffement du gaz.

Cinq 5kg d'éthane sont chauffé à de $48^{\circ}F$ à $96^{\circ}F$.

On suppose que la chaleur massique d'un éthane peut être écrite en fonction de la température en degré Kelvin $T (^{\circ}K)$ sous la forme : $C_{mp}=2.247+ (38.210*10^{-03}).T - (11.049*10^{-06}).T^2$,

Pour : $T > 0$.

Solution :

Nous allons résoudre cet exercice en plusieurs étapes.

1ère partie : Calcul du volume massique de l'éthane dans les conditions normales

L'équation des gaz parfaits est :

$$PV = nRT$$

Ou sous forme massique :

$$Pv_m = RT$$

Étape 1 : Conversion de la température en Kelvin

On nous donne $T = 48^{\circ}F$. Utilisons la relation de conversion :

$$T(^{\circ}C) = \frac{5}{9}(T(^{\circ}F) - 32)$$

$$T(^{\circ}C) = \frac{5}{9}(48 - 32) = \frac{5}{9} \times 16 = 8.89^{\circ}C$$

$$T(K) = T(^{\circ}C) + 273.15 = 8.89 + 273.15 = 282.04K$$

Étape 2 : Calcul du volume massique

On nous donne :

- $P = 101325 \text{ Pa}$
- $R = 8.314 \text{ J/(mol.K)}$
- $M_{C_2H_6} = 30.07 \text{ g/mol} = 0.03007 \text{ kg/mol}$

On utilise la relation :

$$v_m = \frac{RT}{P} \times \frac{1}{M}$$

$$v_m = \frac{8.314 \times 282.04}{101325} \times \frac{1}{0.03007}$$

$$v_m = \frac{2344.2}{101325} \times 33.25$$

$$v_m = 0.02313 \times 33.25 = 0.769 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Le volume massique de l'éthane dans les conditions normales est environ $0.769 \text{ m}^3/\text{kg}$.

2ème partie : Calcul de la chaleur absorbée lors de l'échauffement

On nous donne la capacité thermique massique C_p sous la forme :

$$C_{mp} = 2.247 + (38.210 \times 10^{-3})T - (11.049 \times 10^{-6})T^2$$

où T est en Kelvin.

Nous devons calculer la chaleur absorbée lorsque l'éthane est chauffé de **48°F à 96°F**.

Étape 1 : Conversion des températures en Kelvin

$$T_1(K) = 282.04$$

Pour $T_2 = 96^\circ F$:

$$T_2(^{\circ}C) = \frac{5}{9}(96 - 32) = \frac{5}{9} \times 64 = 35.56^{\circ}C$$

$$T_2(K) = 35.56 + 273.15 = 308.71K$$

Étape 2 : Calcul de la chaleur absorbée

La chaleur absorbée est donnée par :

$$Q = m \int_{T_1}^{T_2} C_{mp} dT$$

Substituons C_{mp} :

$$Q = 5 \int_{282.04}^{308.71} (2.247 + 0.03821T - 0.000011049T^2) dT$$

Effectuons l'intégration :

$$\int (2.247) dT = 2.247T$$

$$\int (0.03821T) dT = 0.03821 \frac{T^2}{2} = 0.019105T^2$$

$$\int (-0.000011049T^2) dT = -0.000011049 \frac{T^3}{3} = -3.683 \times 10^{-6}T^3$$

Appliquons ces résultats aux bornes $T_1 = 282.04$ et $T_2 = 308.71$:

$$Q = 5[(2.247 \times T + 0.019105T^2 - 3.683 \times 10^{-6}T^3) \Big|_{282.04}^{308.71}]$$

Calculons chaque terme aux bornes $T_2 = 308.71$ et $T_1 = 282.04$:

$$Q = 5[(2.247 \times 308.71 + 0.019105 \times 308.71^2 - 3.683 \times 10^{-6} \times 308.71^3) - (2.247 \times 282.04 + 0.019105 \times 282.04^2 - 3.683 \times 10^{-6} \times 282.04^3)]$$

Effectuons les calculs numériques :

$$Q = 5 \times [(694.00 + 181.71 - 108.07) - (633.88 + 151.81 - 84.10)]$$

$$Q = 5 \times [(767.64) - (701.59)]$$

$$Q = 5 \times 66.05 = 330.25 \text{ kJ}$$

La chaleur absorbée par l'échauffement de 5 kg d'éthane de 48 °F à 96 °F est d'environ 330.25 kJ.

Exercice 06 :

Dans un cylindre de 200 mm de diamètre est emprisonnée une certaine masse d'azote sous une pression de 30 bars absolus et à la température de 17 °C. Le piston, qui se trouvait initialement à 100 mm du fond du cylindre, est brusquement libéré et son déplacement stoppé après une course de 100 mm

On demande de déterminer :

1° la température finale du gaz ;

2° la variation d'énergie interne ;

3° la variation d'enthalpie ;

4° le travail utile recueilli sur la tige du piston, la pression atmosphérique du moment étant de 1 bar. On néglige les frottements ainsi que la masse du piston.

On donne : $R=8,32 \text{ J/K.mol}$, $C_p=6,94 \text{ cal/K.mole}$,

Solution :

Données:

- Diamètre du cylindre : $D = 200 \text{ mm} = 0.2 \text{ m}$
- Pression initial: $P_1 = 30 \text{ bar absolus}$
- Température initiale : $T_1 = 17^\circ\text{C} = 290.15 \text{ K}$
- Longueur initiale du volume enfermé : $L_1 = 100 \text{ mm} = 0.1 \text{ m}$
- Longueur finale du volume enfermé : $L_2 = L_1 + 0.1 = 0.2 \text{ m}$
- Pression atmosphérique : $P_{\text{atm}} = 1 \text{ bar}$
- Constante des gaz pour l'azote : $R = 8.32 \text{ J/(K}\cdot\text{mol)}$
- Capacité thermique molaire à pression constante : $C_p = 6.94 \text{ cal/(K}\cdot\text{mol)}$
- Conversion : $C_p = 6.94 \times 4.18 = 29 \text{ J/(K}\cdot\text{mol)}$
- Relation entre C_p et C_v :

$$C_v = C_p - R = 29 - 8.32 = 20.68 \text{ J/(K.mol)}$$

1° Détermination de la température finale du gaz

La transformation étant une **détente adiabatique réversible**, on applique la relation de Laplace :

$$P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma$$

Avec:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{29}{20.68} \approx 1.4$$

Le volume d'un cylindre est donné par :

$$V = S \times L$$

$$\text{Avec } S = \frac{\pi D^2}{4}.$$

Le rapport volumique est :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{0.2}{0.1} = 2$$

On utilise la loi de Poisson pour la température :

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1}$$

$$T_2 = 290.15 \times 2^{(1.4-1)}$$

$$T_2 = 290.15 \times 2^{0.4}$$

$$T_2 = 290.15 \times 1.32 \approx 383 \text{ K}$$

Donc, la température finale est $T_2 \approx 383 \text{ K}$ (soit environ 110°C).

2° Variation d'énergie interne ΔU

L'énergie interne pour un gaz parfait dépend uniquement de la température :

$$\Delta U = nC_v(T_2 - T_1)$$

Or, le nombre de moles est donné par :

$$n = \frac{P_1 V_1}{RT_1}$$

$$n = \frac{30 \times 10^5 \times \left(\frac{\pi(0.2)^2}{4} \times 0.1 \right)}{8.32 \times 290.15}$$

$$n = \frac{30 \times 10^5 \times 3.14 \times 0.01}{8.32 \times 290.15}$$

$$n \approx 40.7 \text{ moles}$$

$$\Delta U = 40.7 \times 20.68 \times (383 - 290)$$

$$\Delta U = 40.7 \times 20.68 \times 93$$

$$\Delta U \approx 78350 \text{ J} = 78.35 \text{ kJ}$$

Variation d'énergie interne : $\Delta U \approx 78.35 \text{ kJ}$

3° Variation d'enthalpie ΔH

L'enthalpie est donnée par :

$$\begin{aligned}\Delta H &= nC_p(T_2 - T_1) \\ \Delta H &= 40.7 \times 29 \times (383 - 290) \\ \Delta H &= 40.7 \times 29 \times 93 \\ \Delta H &\approx 109900 \text{ J} = 109.9 \text{ kJ}\end{aligned}$$

Variation d'enthalpie : $\Delta H \approx 109.9 \text{ kJ}$

4° Travail utile sur la tige du piston

Le travail total effectué par le gaz est donné par :

$$W = \Delta U + P_{\text{ext}}\Delta V$$

Avec :

$$\begin{aligned}\Delta V &= S(L_2 - L_1) = \frac{\pi(0.2)^2}{4} \times 0.1 \\ \Delta V &= \frac{3.14 \times 0.04}{4} \times 0.1 \\ \Delta V &= 3.14 \times 0.001 = 0.00314 \text{ m}^3\end{aligned}$$

Le travail contre l'atmosphère est :

$$\begin{aligned}W_{\text{atm}} &= P_{\text{atm}}\Delta V \\ W_{\text{atm}} &= 1 \times 10^5 \times 0.00314 \\ W_{\text{atm}} &= 314 \text{ J}\end{aligned}$$

Le travail utile est alors :

$$\begin{aligned}W_{\text{utile}} &= W - W_{\text{atm}} \\ W_{\text{utile}} &= 78.35 \text{ kJ} - 0.314 \text{ kJ} \\ W_{\text{utile}} &\approx 78.04 \text{ kJ}\end{aligned}$$

Travail utile : $W_{\text{utile}} \approx 78.04 \text{ kJ}$

Exercice 07 :

Un réchauffeur est traversé par un débit horaire de 1000 kg d'air qui, entrant à +15 °C, sort chauffer à 75 °C, sous une pression constante de 10 bars absolus.

Calculer :

1°/ la variation d'énergie interne du gaz ;

2°/ la chaleur absorbée par son échauffement ;

3°/ le travail fournit par sa dilatation.

L'air sera supposé sec et l'on prendra : $C_p = 1.005 \text{ kJ/kg.K}$, $C_v = 0.718 \text{ kJ/kg.K}$

Solution :

Données:

- Débit massique de l'air : $\dot{m} = 1000 \text{ kg/h}$
- Température d'entrée : $T_1 = 15^\circ\text{C} = 288.15 \text{ K}$
- Température de sortie : $T_2 = 75^\circ\text{C} = 348.15 \text{ K}$
- Pression constante : $P = 10 \text{ bar}$ (mais pas nécessaire pour les calculs sauf pour vérifier l'approximation d'un gaz parfait)
- Capacité thermique massique de l'air à pression constante : $C_p = 1.005 \text{ kJ/kg.K}$
- Capacité thermique massique de l'air à volume constant : $C_v = 0.718 \text{ kJ/kg.K}$
- Constante des gaz pour l'air : $R = C_p - C_v = 0.287 \text{ kJ/kg.K}$

1°/ Variation d'énergie interne du gaz

L'énergie interne d'un gaz parfait dépend uniquement de la température et est donnée par :

$$\Delta U = m \cdot C_v \cdot (T_2 - T_1)$$

En remplaçant les valeurs:

$$\Delta U = 1000 \times 0.718 \times (348.15 - 288.15)$$

$$\Delta U = 1000 \times 0.718 \times 60$$

Variation d'énergie interne : $\Delta U = 43080 \text{ kJ/h}$

2°/ Chaleur absorbée par l'air lors de son échauffement

À pression constante, la chaleur échangée est donnée par :

$$Q = m \cdot C_p \cdot (T_2 - T_1)$$

$$Q = 1000 \times 1.005 \times (348.15 - 288.15)$$

$$Q = 1000 \times 1.005 \times 60$$

Chaleur absorbée : $Q = 60300 \text{ kJ/h}$

3°/ Travail fourni par la dilatation du gaz

Le travail de dilatation à pression constante est donné par :

$$W = m \cdot R \cdot (T_2 - T_1)$$

$$W = 1000 \times 0.287 \times (348.15 - 288.15)$$

$$W = 1000 \times 0.287 \times 60$$

Travail fourni par la dilatation: $W = 17220 \text{ kJ/h}$

Exercice 08 :

Au cours d'une transformation isobarique à 7 bars absolus, le volume d'une certaine masse de gaz passe de 70 à 100 dm^3 . Au cours de cette évolution, l'énergie interne du gaz augmente de 20 kcal. On demande la grandeur et le sens de la quantité de chaleur qui accompagne l'évolution.

Solution :

Pour résoudre cet exercice, nous allons utiliser le **premier principe de la thermodynamique**, qui s'écrit sous la forme :

$$Q = \Delta U + W$$

où :

- Q est la quantité de chaleur échangée,
- ΔU est la variation de l'énergie interne,
- W est le travail effectué par le gaz.

1. Travail effectué par le gaz (W)

Dans une **transformation isobare** ($P = \text{constant}$), le travail effectué par un gaz parfait est donné par :

$$W = P \cdot \Delta V$$

Avec:

- $P = 7 \text{ bars} = 7 \times 10^5 \text{ Pa}$,
- $V_1 = 70 \text{ dm}^3 = 0.070 \text{ m}^3$,
- $V_2 = 100 \text{ dm}^3 = 0.100 \text{ m}^3$,
- $\Delta V = V_2 - V_1 = 0.100 - 0.070 = 0.030 \text{ m}^3$.

$$W = (7 \times 10^5) \times 0.030$$

$$W = 2.1 \times 10^4 \text{ J} = 21 \text{ kJ}$$

2. Variation de l'énergie interne (ΔU)

On nous donne :

$$\Delta U = 20 \text{ kcal}$$

Convertissons en kJ :

$$\Delta U = 20 \times 4.184 = 83.68 \text{ KJ}$$

3. Calcul de la chaleur échangée Q

D'après le premier principe:

$$Q = \Delta U + W$$

$$Q = 83.68 + 21$$

$$Q = 104.68 \text{ kJ}$$

La quantité de chaleur échangée est 104.68 kJ.

4. Sens de la chaleur Q

- $Q > 0$ signifie que le système reçoit de la chaleur.
- Ici, $Q = 104.68 \text{ kJ}$ est positif, donc la chaleur est fournie au gaz.
- Le gaz reçoit de la chaleur (échange positif).

Chapitre 2 Energie et Première Loi de la Thermodynamique (2 semaine)

Les Concepts de l'Energie dans la Mécanique, Travail, Energie, Transfert de la Chaleur, Bilan Energétique pour un Système Fermé, Analyse Energétique des Cycles

1. Les Concepts de l'Énergie dans la Mécanique

L'énergie est une quantité fondamentale en physique, qui se manifeste sous différentes formes dans les systèmes mécaniques :

- **Énergie cinétique** : liée au mouvement d'un corps. Elle est exprimée par la formule :

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2$$

où m est la masse du corps et v sa vitesse.

- **Énergie potentielle** : liée à la position d'un corps dans un champ de forces (gravitationnel, électrique, etc.). Par exemple, l'énergie potentielle gravitationnelle est :

$$E_p = mgh$$

Où m est la masse, g l'accélération due à la gravité et h la hauteur par rapport à un niveau de référence.

- **Énergie mécanique** : la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle dans un système. Elle se conserve dans un système isolé où aucune force dissipative n'est présente (comme les frottements).

2. Travail, Énergie et Transfert de la Chaleur

La chaleur et le travail sont les deux formes dont l'énergie peut être transférée d'un système vers le milieu extérieur et vice versa. Une des découvertes les plus importantes de la thermodynamique était que le travail pourrait être converti en une quantité équivalente de chaleur et que la chaleur pourrait être transformée en travail.

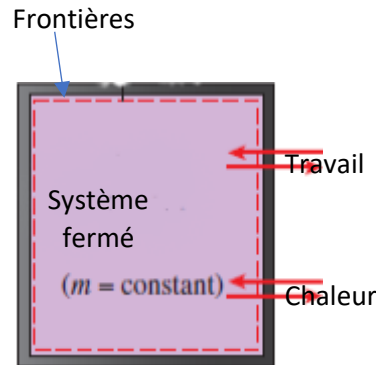


Figure 1.4 : Transfert d'énergie entre un système et le milieu extérieur

2.1- Travail (W) :

Le **travail** est une forme d'énergie transférée lorsqu'une force est appliquée à un objet et que cet objet se déplace. La relation mathématique pour le travail est :

$$W = F \cdot d \cdot \cos(\theta)$$

Où:

- W : est le travail effectué (en joules, J),
- F : est la force appliquée (en newtons, N),
- d : est la distance parcourue par l'objet (en mètres, m),
- θ : est l'angle entre la direction de la force et la direction du déplacement.

Lorsque l'angle θ est de 0° , le travail est maximal, car la force et le déplacement sont dans la même direction. Si $\theta = 90^\circ$, alors aucun travail n'est effectué car la force est perpendiculaire au déplacement.

La force F de pression exercée par le gaz est parallèle au déplacement dx et elle est en sens opposé avec ce déplacement, le travail fourni par la force est donc négatif (travail résistant). La force F est décomposée en ses deux composantes planes et par conséquent, on écrit :

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{x} = F \cdot dx \cdot \cos(180^\circ) = -F \cdot dx = -P \cdot S \cdot d\vec{x}$$

Avec : $dV = S \cdot dx$ variation du volume lors du déplacement du piston.

On obtient alors : $dW = -P \cdot dV$

Remarque :

1°/ Dans le cas d'une compression : $dV < 0$, le volume diminue et $dW > 0$, le gaz reçoit du travail du milieu extérieur.

2°/ Dans le cas d'une détente : $dV > 0$, le volume augmente et $dW < 0$, le gaz fournit du travail au milieu extérieur.

Le travail est une forme de transfert d'énergie, réalisée lorsque qu'une force agit sur un corps et qu'il se déplace sous l'effet de cette force. En thermodynamique, le travail (W) effectué par ou sur un système peut être défini comme :

$$W = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

Où :

P : est la pression,

dV : est le changement de volume.

Le travail peut être positif ou négatif, selon que le système effectue un travail sur son environnement (travail positif) ou que l'environnement effectue un travail sur le système (travail négatif).

2.2- Énergie (J) :

L'énergie est définie comme la capacité d'un système à effectuer des travaux ou de produire de la chaleur. L'énergie potentielle et l'énergie cinétique sont des formes macroscopiques d'énergie. Elles peuvent être visualisées en fonction de la position et de la vitesse d'objets. En plus de ces formes macroscopiques de l'énergie, une substance possède plusieurs formes microscopiques d'énergie. Qui sont notamment ceux liés à la rotation, les vibrations et les interactions entre les molécules d'une substance. Aucune de ces formes d'énergie ne peut être mesurée ou évaluée directement, mais les techniques ont été développées pour évaluer la variation de la somme totale de toutes ces formes d'énergie.

Ces formes microscopiques d'énergie sont appelées **l'énergie interne**, habituellement représentés par le symbole U .

Au cours d'une transformation, la variation d'énergie interne ΔU est égale à l'énergie totale échangée avec l'extérieur.

$$\Delta U = W + Q$$

L'énergie interne n'est pas directement mesurable, elle donc une fonction d'état. Elle ne dépend que de l'état initial et l'état final du système. Pour un cycle, la variation d'énergie interne, $\Delta U = 0$.

La quantité d'énergie est positive si l'énergie est donnée au système.

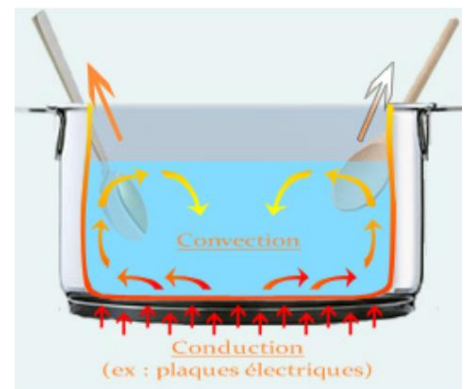
Si le système cède de l'énergie au milieu extérieur elle sera comptée négativement.

2.3- Transfert de la Chaleur

Le **transfert de chaleur (Q)** est effectivement une forme d'énergie qui se déplace d'un corps à un autre en raison d'une différence de température. Cela se produit naturellement pour équilibrer les températures entre les corps en contact ou à proximité. Voici les trois mécanismes principaux de transfert de chaleur :

❖ Conduction thermique

La conduction est le transfert d'énergie thermique par contact direct entre les particules. Elle se produit généralement dans les **solides**, où les particules sont rapprochées et peuvent facilement transférer de l'énergie thermique les unes aux autres par collisions.



Exemple : Lorsqu'une extrémité d'une barre métallique est chauffée, l'énergie thermique se propage progressivement vers l'autre extrémité par conduction, car les particules à l'extrémité chaude vibrent davantage et transmettent cette énergie aux particules voisines.

Le transfert de chaleur par conduction peut être quantifié par la **loi de Fourier** :

$$Q = -k \cdot A \cdot \frac{\Delta T}{L}$$

Où :

Q : est la quantité de chaleur transférée (en watts, W),

k : est la conductivité thermique du matériau (en W/m·K),

A : est la surface de contact à travers laquelle la chaleur est transférée (en m²),

ΔT : est la différence de température entre les deux côtés du matériau en (K ou °C),

L : est l'épaisseur du matériau en (mètres).

❖ Convection

La convection est le transfert d'énergie thermique par le mouvement des **fluides** (liquides ou gaz). Lorsque le fluide est chauffé, il devient moins dense et monte, tandis que le fluide plus froid et plus dense descend, créant des courants de convection qui favorisent le transfert de chaleur.

Exemple : Lorsqu'une casserole d'eau est chauffée sur un feu, l'eau chaude monte à la surface tandis que l'eau plus froide descend, formant un cycle continu de circulation de la chaleur dans l'ensemble du liquide.

- **Convection naturelle et forcée:**

- **Convection naturelle :** Elle se produit sans intervention externe, uniquement en raison des différences de température. Par exemple, l'air chaud qui monte et l'air froid qui descend.
- **Convection forcée :** Elle est causée par un agent externe qui fait circuler le fluide, comme un ventilateur qui souffle de l'air chaud ou froid.

Le transfert de chaleur par convection peut être calculé à l'aide de l'équation suivante, appelée **loi de Newton de refroidissement :**

$$Q = h \cdot A \cdot (T_s - T_{\infty})$$

Où :

Q : est la quantité de chaleur transférée (en watts, W),

h : est le coefficient de transfert de chaleur par convection (en $W/m^2 \cdot K$),

A : est la surface d'échange thermique (en m^2),

T_s : est la température de la surface chaude (en K ou $^{\circ}C$),

T_{∞} : est la température du fluide environnant (en K ou $^{\circ}C$).

Exemple Numérique : Convection dans une Casserole d'Eau Chauffée

Imaginons que nous chauffons une casserole d'eau sur un feu. Lorsqu'une partie de l'eau au fond de la casserole est chauffée, elle devient moins dense et monte vers la surface. L'eau plus froide de la surface descend pour remplacer l'eau chaude, ce qui crée des courants de convection.

Données :

- **Masse de l'eau :** $m = 1 \text{ kg}$ (quantité d'eau dans la casserole).

- **Température initiale de l'eau** : $T_{\text{initial}} = 20^{\circ}\text{C} = 293 \text{ K}$.
- **Température finale de l'eau** : $T_{\text{final}} = 100^{\circ}\text{C} = 373 \text{ K}$.
- **Capacité thermique spécifique de l'eau** : $c = 4186 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ (la quantité de chaleur nécessaire pour élever la température d'un kilogramme d'eau de 1 degré Celsius).
- **Chaleur transférée** : Q (chaleur nécessaire pour chauffer l'eau).

1. Calcul de la chaleur nécessaire pour chauffer l'eau

La formule pour calculer la chaleur Q transférée à l'eau lors du chauffage est la suivante :

$$Q = m \cdot c \cdot \Delta T$$

Où :

- m : est la masse de l'eau,
- c : est la capacité thermique spécifique de l'eau,
- ΔT : est la différence de température ($T_{\text{final}} - T_{\text{initial}}$).

En remplaçant les valeurs :

$$Q = 1 \text{ kg} \cdot 4186 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K}) \cdot (373 \text{ K} - 293 \text{ K})$$

$$Q = 1 \cdot 4186 \cdot 80$$

$$Q = 334880 \text{ J}$$

2. Interprétation du résultat

Cela signifie qu'il faut **334 880 joules** pour chauffer 1 kg d'eau de 20°C à 100°C .

❖ Rayonnement (Soleil)

Le rayonnement thermique, tel que celui émis par le Soleil ou par n'importe quel objet à température non nulle, peut être décrit par la **loi de Stefan-Boltzmann**, qui stipule que la puissance émise par un **corps noir** (un objet idéal qui absorbe et émet toute la lumière incidente) est proportionnelle à la quatrième puissance de la température absolue du corps.

Loi de Stefan-Boltzmann

La **loi de Stefan-Boltzmann** est formulée ainsi :

$$P = \sigma \cdot A \cdot T^4$$

Où :

- P : est la puissance totale émise par le corps noir (en watts, W),
- σ : est la constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/\text{m}^2 \text{ K}^4$,

- A : est l'aire de la surface du corps (en mètres carrés, m^2),
- T : est la température absolue du corps (en kelvins, K).

Exemple Numérique : Calcul de la Puissance Émise par la Terre

Imaginons que nous voulons calculer la **puissance rayonnée** par la Terre, considérée comme un corps noir. Pour cela, nous allons utiliser la loi de Stefan-Boltzmann.

Données :

- La température moyenne de la Terre est d'environ $T = 288$ K.
- Le rayon moyen de la Terre est $r = 6.37 \times 10^6$ m, donc l'aire de la surface de la Terre est donnée par la formule de l'aire d'une sphère :

$$A = 4\pi r^2$$

Calcul de l'aire de la surface de la Terre :

$$A = 4\pi(6.37 \times 10^6)^2$$

$$A = 4\pi \times 4.06 \times 10^{13}$$

$$A \approx 5.1 \times 10^{14} m^2$$

Calcul de la puissance rayonnée par la Terre :

Maintenant, nous appliquons la loi de Stefan-Boltzmann pour calculer la puissance émise par la Terre :

$$P = \sigma AT^4$$

$$P = (5.67 \times 10^{-8}) \times (5.1 \times 10^{14}) \times (288)^4$$

Calculons étape par étape :

1. **Calcul de T^4 :**

$$T^4 = 288^4 = 6.75 \times 10^9 K^4$$

2. **Calcul de la puissance P :**

$$P = (5.67 \times 10^{-8}) \times (5.1 \times 10^{14}) \times (6.75 \times 10^9)$$

$$P \approx 2.5 \times 10^{17} W$$

Résultat :

La puissance totale rayonnée par la Terre (en tant que corps noir) est d'environ 2.5×10^{17} W.

Interprétation du Résultat :

Ce calcul donne une estimation de la quantité d'énergie thermique que la Terre émet sous forme de rayonnement thermique. Cela correspond à la chaleur qui est transmise dans l'espace et qui joue un rôle important dans le **balancement énergétique** de la Terre, en contrepartie de l'énergie solaire reçue.

Exemple de la Chaleur du Soleil

L'énergie du Soleil, quant à elle, suit également la même loi, mais avec des températures bien plus élevées et une surface beaucoup plus grande. En prenant la **température du Soleil** à environ $T = 5778 \text{ K}$ et son rayon à environ $r = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$, on pourrait aussi calculer la puissance totale émise par le Soleil.

3. Bilan Energétique pour un Système Fermé

Un **système fermé** est un système qui peut échanger de l'énergie avec son environnement sous forme de travail ou de chaleur, mais ne peut pas échanger de matière.

Le **bilan énergétique** pour un système fermé est basé sur la conservation de l'énergie, et il est formulé par la **première loi de la thermodynamique**, qui stipule que l'énergie totale d'un système isolé est constante, mais peut se transférer sous différentes formes.

La première loi de la thermodynamique s'écrit comme suit : $\Delta U = Q - W$

ΔU : est la variation de l'énergie interne du système.

Q : est la chaleur échangée avec l'environnement.

W : est le travail effectué par le système.

Si $Q > 0$, de la chaleur est ajoutée au système, et si $W > 0$, le système effectue un travail sur son environnement. En revanche, si $Q < 0$, de la chaleur est retirée du système, et si $W < 0$, le système subit un travail.

Le **bilan énergétique** permet de suivre l'évolution de l'énergie dans un système au cours d'un processus donné (par exemple, une compression ou une détente de gaz). Dans un **système fermé**, la masse du système reste constante, et l'énergie ne peut entrer ou sortir que sous forme de chaleur ou de travail.

Exemples de systèmes fermés :

- **Moteur thermique** : Lorsque le moteur reçoit de la chaleur, une partie est convertie en travail et l'autre est rejetée sous forme de chaleur.
- **Chambre de compression** : Un gaz comprimé dans un cylindre reçoit de la chaleur et effectue un travail, ce qui modifie son énergie interne.

3.1. Système fermé évoluant entre deux états thermodynamiques à volume total constant.

Lorsque le volume total du système est constant, il n'y a pas de travail contre les forces de pression et, en l'absence d'échange d'énergie mécanique avec l'extérieur, et, en l'absence de variation d'énergie cinétique et d'énergie potentielle, donc :

$$(\delta Q)_V = (dU)_V$$

C'est ainsi qu'est définie la capacité thermique à volume constant pour un système fermé :

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V$$

3.2. Système fermé évoluant entre deux états thermodynamiques à pression totale constante

Dans les applications, on rencontre souvent des cas de transformations au cours desquelles la pression totale reste constante. Supposant qu'il n'y a pas de modifications de l'énergie cinétique ni de l'énergie potentielle, le premier principe s'écrit simplement :

$$\begin{aligned} \delta Q &= dU - \delta W \\ Q_{\{1 \rightarrow 2\}} &= (U_2 - U_1) - W_{\{1 \rightarrow 2\}} \end{aligned}$$

Le travail réversible contre les forces de pression est donné par :

$$W_{\{1 \rightarrow 2\}} = - \int_1^2 P dV = -P(V_2 - V_1)$$

En combinant ces équations, on obtient :

$$Q_{\{1 \rightarrow 2\}} = (U_2 + PV_2) - (U_1 + P V_1)$$

On voit que, dans ce cas très particulier, la quantité de chaleur transférée pendant la transformation est donnée par la variation de la quantité $U + PV$ entre les états initial et final. Il est donc utile de définir une nouvelle fonction d'état, l'enthalpie, qui est également une grandeur extensive :

$$H = U + PV$$

$$\text{Donc } (Q_{\{1 \rightarrow 2\}})_P = \Delta H$$

On définit une capacité thermique à pression constante :

$$C_P = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_P = \left(\frac{dH}{dT} \right)_P$$

Pour un gaz parfait donnons la relation de Mayer :

$$C_p - C_v = R$$

En définissant $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ cela donne (toujours pour un gaz parfait)

$$C_v = \frac{nR}{\gamma - 1} \quad \text{et} \quad C_p = \frac{nR\gamma}{\gamma - 1}$$

4. Analyse Energétique des Cycles

Les **cycles thermodynamiques** font référence à des séries de transformations par lesquelles un système passe, revenant à son état initial à la fin de chaque cycle. Ces cycles peuvent être utilisés pour convertir de la chaleur en travail ou pour réfrigérer un espace.

4.1 Cycle de Carnot

Le **cycle de Carnot** est un exemple classique de cycle thermodynamique qui illustre l'efficacité maximale théorique pour un moteur thermique. Ce cycle comprend deux transformations adiabatiques (sans transfert de chaleur) et deux transformations isothermes (à température constante).

Un **cycle thermodynamique** est un processus où le système revient à son état initial, ce qui implique que la variation de l'énergie interne sur le cycle est nulle : $\Delta U = 0$.

Exemple : Le cycle de Carnot est un modèle théorique d'un moteur thermique idéal constitué de deux réservoirs thermiques à des températures différentes. Il est composé de quatre étapes : deux compressions et deux expansions, une isotherme (à température constante) et une adiabatique (sans échange de chaleur).

4. Lors de l'expansion isotherme, de la chaleur est absorbée par le système à température T_1 .
5. Lors de la compression isotherme, de la chaleur est rejetée à température T_2 .
6. Le rendement d'un moteur de Carnot est donné par :

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

où T_1 et T_2 sont les températures respectivement des réservoirs chaud et froid (en Kelvin).

Les cycles thermodynamiques sont essentiels pour comprendre le fonctionnement des moteurs à combustion interne, des réfrigérateurs, des centrales thermiques, etc.

4.2 Cycle de Rankine

Le **cycle de Rankine** est un cycle thermodynamique utilisé principalement dans les centrales thermiques et nucléaires. Ce cycle comprend l'évaporation d'un fluide de travail (généralement de l'eau), sa compression dans une pompe, sa détente dans une turbine et son refroidissement dans un condenseur.

4.3 Cycle de Brayton

Le **cycle de Brayton** est utilisé dans les moteurs à gaz (comme ceux des avions ou des turbines à gaz). Ce cycle comprend des processus d'admission, de compression, de combustion et d'échappement à haute pression et température.

Chapitre 3 Transformations Quasi statiques, Entropie et 2^{ème} principe de thermodynamique (2 semaines).

Le chapitre que vous mentionnez couvre des concepts fondamentaux en thermodynamique, en particulier les **transformations quasi-statiques**, l'**entropie** et la **deuxième loi de la thermodynamique**. Ce chapitre est crucial pour comprendre les processus réversibles et irréversibles et la façon dont l'entropie est utilisée pour quantifier l'irréversibilité et les limitations des systèmes thermodynamiques. Voici un aperçu détaillé des concepts qui seront abordés dans ce chapitre.

3. 1. Transformation quasi statique

3.1.1. Définition

Une transformation thermodynamique pour un système est le passage d'un état d'équilibre initial à un autre final. On sait que les variables d'état du système sont bien définies dans l'état initial et dans l'état final du système. Elles ne le sont pas en général au cours de la transformation, sauf si on suppose que les états intermédiaires du système constituent une **succession d'états infiniment voisins d'un état d'équilibre** : on dit alors que les états intermédiaires sont en **quasi-équilibre** et que la **transformation est quasi-statique**.

Remarque :

Une transformation quasi statique est une notion idéale. Elle exclut tout frottement, elle est infiniment lente. Une représentation commode d'une telle transformation est le **diagramme de Clapeyron**, soit la trajectoire décrite dans le système de coordonnées (P, V) le long de laquelle tous les points sont définis.

Les **transformations quasi-statiques** (ou réversibles) sont des processus qui se déroulent de manière suffisamment lente pour que le système soit toujours à l'équilibre thermodynamique. Cela signifie qu'à chaque instant de la transformation, les propriétés du système (pression, température, volume, etc.) sont uniformes et en équilibre.

Exemple typique : Un gaz qui se dilate lentement dans un cylindre à parois mobiles, de manière à ce que le système soit à l'équilibre thermodynamique à chaque instant. Cela contraste avec un processus irréversible où des gradients de pression, température ou autre propriété peuvent exister.

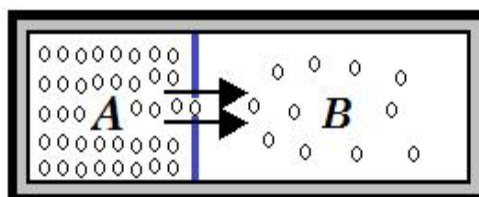


Figure 3. 1. Transformation quasi statique

On a $P_A > P_B$, il existe une micro fuite de **A** vers **B** qui sont des cylindre à parois mobiles. Donc **A** subit une transformation quasi statique (**B** extérieur pour **A**) et **B** subit une transformation quasi statique (**A** extérieur pour **B**). Par contre, le système (**A+B**) n'est pas en état d'équilibre interne à tout instant. Il ne l'est qu'au bout d'un temps infiniment long. Le système (**A+B**) ne subit donc pas une transformation quasi statique.

La transformation réversible

Les transformations réversibles sont idéalisées et n'existent pas complètement dans la réalité, mais elles servent de modèle pour analyser les systèmes réels, car elles définissent des limites théoriques de performance (par exemple, l'efficacité maximale d'une machine thermique).

2. Introduction à l'Entropie

L'**entropie** (S) est une fonction d'état qui mesure le degré de désordre ou de dispersion de l'énergie dans un système. C'est une mesure de la répartition de l'énergie dans les différentes configurations possibles du système.

7. Formule de la variation d'entropie :

Pour un système fermé, la variation d'entropie d'un processus peut être calculée comme suit :

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T}$$

Où :

- 7.1. dS est la variation d'entropie,
- 7.2. δQ_{rev} est la chaleur échangée de manière réversible,
- 7.3. T est la température à laquelle la chaleur est transférée.

Exemple Pratique : Transfert de chaleur réversible à température constante

Imaginons que nous avons un **réservoir de chaleur** maintenu à une température constante de $T = 300 \text{ K}$, et nous transférons **500 J** de chaleur réversiblement à un gaz dans un cylindre (l' gaz est supposé idéal et n'effectue pas de travail dans ce cas). Nous souhaitons calculer augmentation d'entropie dans ce processus.

Données:

$$T = 300 \text{ K},$$

$$Q_{\text{rev}} = 500 \text{ J}.$$

Calcul de la Variation d'Entropie :

En appliquant la formule de la variation d'entropie :

$$\Delta S = \frac{Q_{\text{rev}}}{T} = \frac{500 \text{ J}}{300 \text{ K}} = 1.67 \text{ J/K}$$

Cela signifie que lorsque 500 J de chaleur sont transférés réversiblement à température constante de 300 K, la variation d'entropie du système est de **1.67 J/K**.

Interprétation Physique:

L'entropie du système **augmente** de **1.67 J/K**. Cela est dû au transfert de chaleur dans un processus réversible à température constante.

Si le transfert de chaleur avait lieu à température constante mais de manière **irréversible** (par exemple, un transfert brusque), l'entropie augmenterait également, mais cette augmentation serait plus importante en raison de l'irréversibilité du processus (avec plus de dissipation d'énergie dans le système).

3. Utilisation des Données pour l'Entropie à partir des Tables Thermodynamiques

Les tables thermodynamiques fournissent des valeurs de l'entropie pour diverses substances à différentes températures et pressions. Pour des systèmes réels, comme les gaz ou les liquides, ces tables sont essentielles pour effectuer des calculs pratiques.

Table des propriétés thermodynamiques : Une table de vapeur, par exemple, fournit des valeurs de l'entropie pour différentes températures et pressions de la vapeur saturée ou de l'eau.

1. Propriétés de la vapeur saturée

À une température donnée, l'eau peut exister sous forme liquide ou vapeur. Lorsque l'eau est à la température de saturation, elle peut se transformer en vapeur ou en liquide sans changer la température (le processus de changement de phase). La **vapeur saturée** correspond à la vapeur qui est en équilibre avec l'eau liquide à une température donnée (ou une pression donnée).

Les propriétés de la vapeur saturée sont présentées pour les deux phases (liquide et vapeur) dans les tables.

- 8. Température de saturation :** La température à laquelle un liquide devient de la vapeur saturée à une pression donnée.
- 9. Pression de saturation :** La pression à laquelle un liquide devient de la vapeur saturée à une température donnée.

2. Entropie dans les tables de vapeur

L'**entropie** est une propriété importante dans le cadre des transformations thermodynamiques, en particulier pour les processus où l'entropie varie (comme dans les moteurs thermiques ou les cycles thermodynamiques). Dans les tables de vapeur, l'entropie est fournie pour les deux phases (liquide et vapeur saturée).

Les tables montrent souvent l'entropie à différentes conditions (température ou pression de saturation). L'entropie spécifique (s) est mesurée en **kJ/kg·K**.

- 10. Entropie du liquide saturé (s_f) :** C'est l'entropie de l'eau à l'état liquide à la température ou à la pression de saturation.
- 11. Entropie de la vapeur saturée (s_g) :** C'est l'entropie de la vapeur saturée à la température ou à la pression de saturation.
- 12. Entropie de mélange ($s_f + x(s_g - s_f)$) :** Dans un mélange de liquide et de vapeur, l'entropie totale est calculée en fonction de la qualité (x), qui représente la fraction de la masse du mélange sous forme de vapeur. La qualité est un paramètre important dans les systèmes où la phase liquide et vapeur coexistent.

Exemple d'utilisation de la table de vapeur pour l'entropie :

Supposons que vous ayez une table de vapeur pour l'eau, et vous voulez déterminer l'entropie de la vapeur saturée à 100 °C.

- 13.** À 100 °C (la température de saturation), l'entropie du liquide saturé s_f pourrait être de 0,419 kJ/kg·K.
- 14.** L'entropie de la vapeur saturée s_g pourrait être de 7,358 kJ/kg·K.

Ainsi, pour une qualité de vapeur $x = 0.6$, l'entropie du mélange est calculée comme suit :

$$s = s_f + x(s_g - s_f) = 0,419 + 0.6(7,358 - 0,419) = 4,546 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Structure typique d'une table de vapeur

Les tables sont souvent organisées en colonnes et lignes. Par exemple:

Température (°C)	Pression (bar)	v_f (m³/kg)	v_g (m³/kg)	h_f (kJ/kg)	h_g (kJ/kg)	s_f (kJ/kg·K)	s_g (kJ/kg·K)
100	1.013	0.001043	1.673	419.1	2676.0	0.419	7.358
120	1.985	0.00106	1.599	504.2	2727.7	0.433	7.639

Chaque ligne représente une température (ou une pression) de saturation, et les différentes propriétés (volume spécifique v , enthalpie h , entropie s) sont données pour les deux phases (liquide et vapeur).

4. La Variation d'Entropie d'un Processus Interne et Réversible

La **variation d'entropie** d'un processus réversible peut être obtenue en intégrant la chaleur échangée à température constante. Dans un processus réversible, l'entropie totale (du système + de l'environnement) reste constante, car il n'y a pas de dissipation d'énergie.

15. Pour un gaz qui subit une **expansion isotherme** (température constante) par exemple, la variation d'entropie peut être calculée en utilisant la relation :

$$\Delta S = nR \ln \frac{V_2}{V_1}$$

où n est le nombre de moles, R est la constante des gaz parfaits, V_1 et V_2 sont les volumes initiaux et finaux, respectivement.

5. Bilan d'Entropie pour les Systèmes Fermés

Le **bilan d'entropie** pour un système fermé implique l'analyse des flux d'entropie entrant et sortant du système, ainsi que des variations internes. Le principe de conservation de l'entropie dans un système fermé, en l'absence de dissipation, stipule que l'entropie est conservée dans des processus réversibles.

16. Expression du bilan d'entropie :

$$\Delta S_{\text{tot}} = \Delta S_{\text{système}} + \Delta S_{\text{environnement}}$$

La variation d'entropie totale est la somme des variations d'entropie dans le système et dans son environnement. Dans le cas d'un processus réversible, $\Delta S_{\text{tot}} = 0$, mais dans un processus irréversible, $\Delta S_{\text{tot}} > 0$.

6. Introduction à la Seconde Loi de la Thermodynamique

La **seconde loi de la thermodynamique** introduit la notion d'irréversibilité dans les processus naturels. Elle stipule que l'entropie d'un système isolé ne peut que croître au cours des processus irréversibles.

17. Formulation : Dans un processus réversible, la variation d'entropie totale est nulle, mais dans un processus irréversible, l'entropie totale augmente.

$$\Delta S_{\text{tot}} \geq 0$$

Exemple Numérique

Supposons qu'un gaz parfait subisse une détente irréversible d'un volume $V_1 = 1 \text{ m}^3$ à $V_2 = 5 \text{ m}^3$, et que la température initiale du gaz soit $T_1 = 300 \text{ K}$. Si la quantité de gaz est $n = 1 \text{ mol}$, la variation d'entropie peut être estimée par la formule suivante :

$$\Delta S = nR \ln \frac{V_2}{V_1} = 1 \times 8.314 \text{ J/mol} \cdot \text{K} \times \ln \frac{5}{1}$$

$$\Delta S = 8.314 \times \ln(5) \approx 8.314 \times 1.609 = 13.36 \text{ J/K}$$

La variation d'entropie pour ce processus irréversible serait donc 13.36 J/K , ce qui reflète l'augmentation du désordre du système en raison de la dissipation de l'énergie lors de l'expansion rapide.

7. Identification des Irréversibilités

Les **irréversibilités** se manifestent par des pertes d'énergie, souvent sous forme de chaleur, qui ne peuvent pas être entièrement récupérées pour effectuer un travail. Ces irréversibilités augmentent l'entropie du système et de son environnement.

18. Sources d'irréversibilités:

- 18.1. Frottement
- 18.2. Mélange de fluides de températures différentes
- 18.3. Détente rapide d'un gaz (expansion libre)

8. Application de la Seconde Loi aux Cycles Thermodynamiques

La seconde loi peut être appliquée aux **cycles thermodynamiques** pour établir des limites sur l'efficacité des machines thermiques. Un cycle idéal qui fonctionne entre deux réservoirs thermiques à température différente est appelé **cycle de Carnot**.

9. Performance Maximale d'un Cycle Opérant entre Deux Réservoirs de Chaleur

La performance maximale d'un cycle thermique réversible est déterminée par le **cycle de Carnot**, qui est un cycle réversible à température constante. L'efficacité de Carnot (η) est donnée par :

$$\eta = 1 - \frac{T_{\text{froid}}}{T_{\text{chaud}}}$$

Où T_{froid} et T_{chaud} sont les températures absolues des réservoirs froid et chaud respectivement.

10. Le Cycle de Carnot

Le **cycle de Carnot** est constitué de deux transformations adiabatiques (sans échange de chaleur) et de deux transformations isothermes (à température constante). C'est un modèle idéal qui détermine l'efficacité maximale d'un moteur thermique.

19. Processus du cycle:

- a. **Expansion isotherme** à température T_{chaud} : Le gaz absorbe de la chaleur.
- b. **Détente adiabatique** : Le gaz se détend sans échanger de chaleur.
- c. **Compression isotherme** à température T_{froid} : Le gaz libère de la chaleur.
- d. **Compression adiabatique** : Le gaz est comprimé sans échange de chaleur.

Chapitre 4 : Les Centrales à Vapeur (3 semaines)

Modélisation des Centrales à Vapeur, Analyse des Centrales à Vapeur, Cycle de Rankine, Amélioration des Performances, Surchauffe et réchauffage, Amélioration des Performances, Cycles à Régénération de Vapeur, Autres Aspects des Cycles à Vapeur, Le Cycle de Kalina.

4.1 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.

4.2 Critères d'évaluation des moteurs

Plusieurs paramètres sont pris en compte dans l'évaluation de la performance et de la valeur des moteurs à vapeur.

4.2.1 Rendement thermique et rendement global

Le paramètre que nous avons appris à quantifier jusqu'ici est bien sûr l'efficacité

$$\eta_{\text{moteur}} \equiv \left| \frac{\dot{W}_{\text{net}}}{\dot{Q}_{\text{in}}} \right|$$

Il ne faut toutefois pas oublier que la transformation de chaleur en travail n'est qu'une des nombreuses opérations en jeu dans la production d'électricité :

$$\eta_{\text{moteur Carnot}} = 1 - \frac{T_{\text{min.}}}{T_{\text{max.}}}$$

- La préparation du combustible (raffinement et réchauffement de mazout, pulvérisation du charbon, séparation des sables bitumeux) peut elle-même demander de l'énergie, ce que nous pouvons évaluer avec une efficacité $\eta_{\text{préparation}}$;
- Dans la chaudière, le transfert énergétique depuis la source de chaleur vers l'eau peut se faire incomplètement (une partie de la chaleur étant éventuellement perdue avec les gaz d'échappement), ce que nous pouvons évaluer avec une efficacité $\eta_{\text{chaudière}}$;
- La transmission d'énergie mécanique depuis la turbine vers la génératrice, éventuellement à l'aide d'un multiplicateur, entraîne des pertes par frottement que nous évaluons avec une $\eta_{\text{transmission}}$.
- La génération de puissance électrique à partir de travail mécanique se fait elle aussi avec des pertes aboutissant à la production de chaleur, que nous évaluons avec une efficacité $\eta_{\text{génératrice}}$.

- Ainsi, l'efficacité globale η_{globale} de la production d'énergie électrique à la sortie de la centrale, qui compare l'énergie électrique produite à la chaleur effectivement dépensée pour la générer, est le produit de toutes ces efficacités :

$$\eta_{\text{globale}} \equiv \eta_{\text{préparation}} \eta_{\text{chaudière}} \eta_{\text{moteur}} \eta_{\text{transmission}} \eta_{\text{génératrice}}$$

4.2.1 Puissance et consommation spécifiques

L'efficacité d'un moteur n'est pas le seul paramètre dont nous tenons compte dans l'évaluation économique de son utilisation : les coûts associés à son entretien ou à la supervision de son opération, et bien sûr les frais d'acquisition, sont également déterminants. Ces dépenses ne sont calculables que si nous rentrons dans des détails technologiques qui dépassent le cadre de notre étude de la thermodynamique.

4.2.2 Impact écologique

La production de chaleur dans les motrices thermodynamiques est au centre des grands défis écologiques de notre siècle. Une étude approfondie dépasse le cadre de ce livre, aussi retiendrons-nous seulement que l'impact écologique de cet approvisionnement en chaleur peut être réparti en trois grandes familles :

- La pollution par émission de particules nocives issues de la combustion, qui concerne en particulier la combustion des solides (notamment le charbon et les déchets ménagers et agricoles). Avec un système de filtrage ces émissions peuvent généralement être réduites à un très faible niveau ;
- L'émission de gaz à effets de serre, en particulier le CO_2 , un produit inévitable du processus de combustion des hydrocarbures, et dont on sait aujourd'hui qu'ils provoquent une altération importante des mécanismes climatiques planétaires. Ces émissions concernent toutes les sources de chaleur basées sur la combustion;
- L'émission de déchets radioactifs, qui concerne les sources de chaleur nucléaires. Ces déchets sont en faible quantité mais ils restent nocifs sur des durées de temps se comptant en millénaires.

4.3 Composants des installations à vapeur

Avant d'étudier la construction des cycles thermodynamiques à vapeur, nous révisons brièvement le mode de fonctionnement des composants les plus courants des centrales.

4.3.1 Calcul des puissances des composants

Tous les systèmes à vapeur utilisés aujourd'hui fonctionnent avec un débit continu. En outre, la vapeur y subit des variations d'énergie cinétique et potentielle qui sont très faibles au regard des transferts de chaleur et de travail. Nous nous servons donc exclusivement des notions abordées au (les systèmes ouverts) et nous pourrions relier les puissances en jeu avec l'état de la vapeur grâce à la simple équation :

$$q_{1\rightarrow 2} + w_{1\rightarrow 2} = \Delta h$$

Pour les évolutions (réversibles ou non) en système ouvert en régime continu ($\dot{m} = \text{cste.}$), lorsque les variations d'énergie mécanique sont négligées.

Dans ce cas, nous nous souvenons de notre étude, lorsque l'évolution est réversible, le travail $w_{A\rightarrow B}$ entre deux points A et B s'exprime avec l'intégrale :

$$w_{A\rightarrow B} = \int_A^B v \, dp$$

- 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).

4.3.2 Compresseurs et pompes

La compression sans transfert de chaleur d'un fluide en régime continu nécessite un transfert de travail :

$$\dot{W}_{\text{compression}} = \dot{m} (h_2 - h_1)$$

La compression des mélanges liquide-vapeur est un exercice particulier. La compression d'un gaz est déjà un défi majeur en mécanique des fluides, et cette compression est rendue nettement plus difficile s'il est mélangé à du liquide.

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. 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 :

Dans le cas d'une pompe approximativement réversible et fonctionnant avec de l'eau liquide.

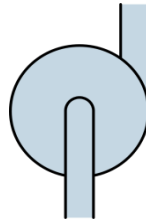


Figure 5.1 : Schéma de principe d'une pompe à eau.



Figure 4.2 : Photo d'une pompe 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.

4.3.3 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 nucléaires.

L'extraordinaire comportement des fluides lorsqu'ils changent de phase tourne ici à notre avantage : en mélange diphasique, une évolution à pression constante se fait aussi à température constante, ce qui nous permet de nous rapprocher des conditions prescrites par Carnot sans avoir recours à la moindre pièce mobile.

Comme aucun travail mécanique n'est fourni à l'eau dans la chaudière, la puissance $\dot{Q}$ chaudière fournie par la chaudière à l'eau s'exprime selon :

$$\dot{Q}_{\text{chaudière}} = \dot{m} (h_2 - h_1)$$

- La différence de masse volumique entre les deux phases dans la chaudière fait qu'il est difficile de surchauffer la vapeur en présence de liquide (le liquide, plus dense et donc au fond de la chaudière, est en effet plus à même d'absorber la chaleur)
- 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.



Figure 4.3 : Transport d'une chaudière de centrale à bois capable de soutenir une pression de 100 bars

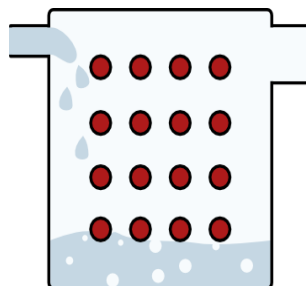


Figure 4.4 : Représentation schématique d'une chaudière à tubes de fumée.

4.3.4 Turbine

La turbine (figures 5.5 et 5.6) 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 aucune interruption.



Figure 4.5 : 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.

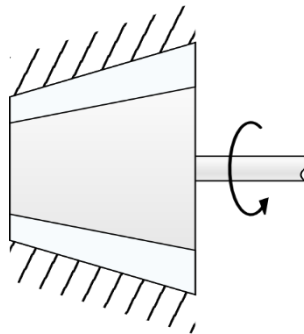


Figure 4.6 : Représentation schématique d'une turbine à vapeur.

L'efficacité d'une turbine se mesure en comparant sa puissance avec celle d'une turbine idéale. Nous nommons ce paramètre l'efficacité isentropique η_t :

$$\eta_T \equiv \frac{\dot{W}_{\text{turbine réelle}}}{\dot{W}_{\text{turbine isentropique}}}$$

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 :

$$\dot{W}_{\text{turbine réelle}} = \dot{m} (h_{2\text{réel}} - h_1) = \dot{m} \eta_T (h_{2'} - h_1)$$

Nous utilisons l'équation pour prévoir l'état de la vapeur à la sortie de n'importe quelle turbine dont la puissance et l'efficacité isentropique sont connues.

4.3.4 Condenseur

Le condenseur (figures 4.7 et 4.8), composant le moins glorieux de l'installation, est en charge de rejeter toute la chaleur dont l'ingénieur/e ne sait plus faire usage. L'eau y est toujours refroidie à pression constante, ce qui ne nécessite pas de pièce mobile.

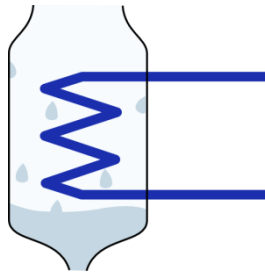


Figure 4.7 : Représentation schématique d'un condenseur.

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, elle, est mise en contact avec l'atmosphère.



Figure 4.8 : Un condenseur dans lequel la chaleur est évacuée directement dans l'atmosphère, par conduction forcée à l'aide de ventilateurs.

- 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 à un niveau plus bas que celui de la pression que l'on aperçoit aux abords des centrales.



Figure 4.9 : Cheminées de refroidissement de la centrale à charbon.

Comme la pression de la vapeur à l'intérieur du condenseur est souvent très basse (jusqu'à 0,1 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 :

$$\dot{Q}_{\text{condenseur}} = \dot{m} (h_2 - h_1)$$

4.4 Cycles moteurs à vapeur

4.4.1 Le cycle de Carnot

Comme le cycle de Carnot que nous avons étudié au nous sert de référence dans la conception des moteurs, nous débutons notre étude par celui-ci. La température d'un mélange liquide-vapeur reste constante lorsqu'on le chauffe à pression constante, aussi la réalisation de transferts de chaleur isothermes (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 4.10 et 4.11.

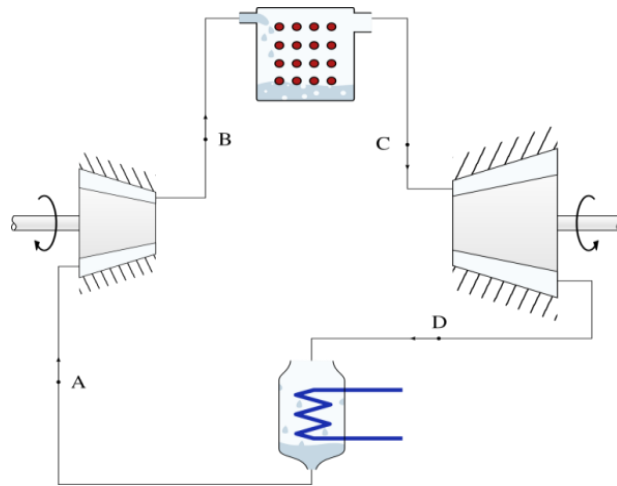


Figure 4.10 : Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Carnot.

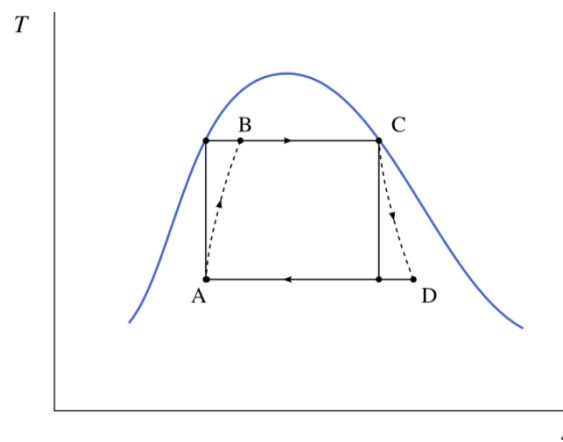


Figure 4.11 – Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur Fonctionnant sur un cycle de Carnot.

Le cycle de Rankine En pratique, l'utilisation du cycle de Carnot comme décrit plus haut pose plusieurs difficultés :

- La compression d'un mélange diphasique est technologiquement difficile ;
- Dans le condenseur, il est difficile d'interrompre la condensation à un endroit précis (le point A en figures 4.10 et 4.11 plus haut, dont le titre est proche mais différent de zéro).

4.4.2 La surchauffe

Pour réduire la consommation spécifique 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).
- Réduire l'enthalpie à la sortie de la turbine (c'est-à-dire diminuer la pression dans le condenseur).

- Augmenter l'enthalpie (et donc la température de la vapeur) après sa sortie de la chaudière.

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 chaudière, à pression constante, à travers une série de tubes portés à plus haute température (figures 4.14 et 4.15).

1. La surchauffe pourrait théoriquement être effectuée dans la chaudière même ; cependant, la densité de la vapeur sèche étant relativement faible, il est plus aisé de la mettre en contact avec les gaz les plus chauds en dehors (et en dessous) de la chaudière.

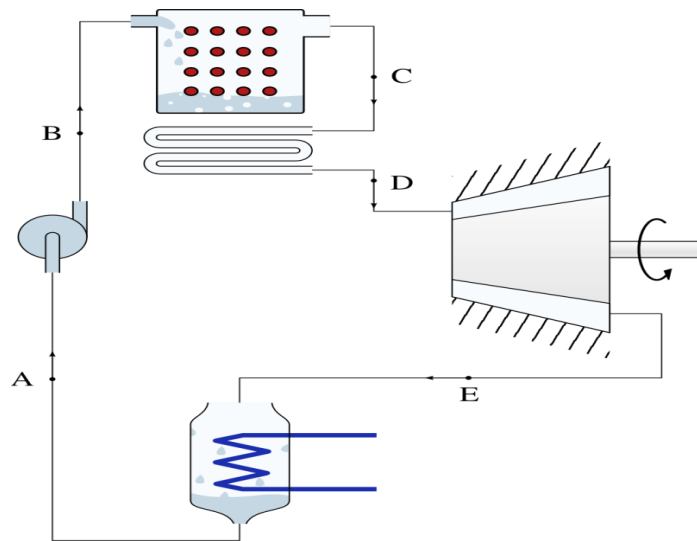


Figure 4.14 : Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine surchauffé.

L'eau à la sortie de la chaudière est portée à plus haute température (section $C \rightarrow D$) avant de pénétrer dans la turbine.

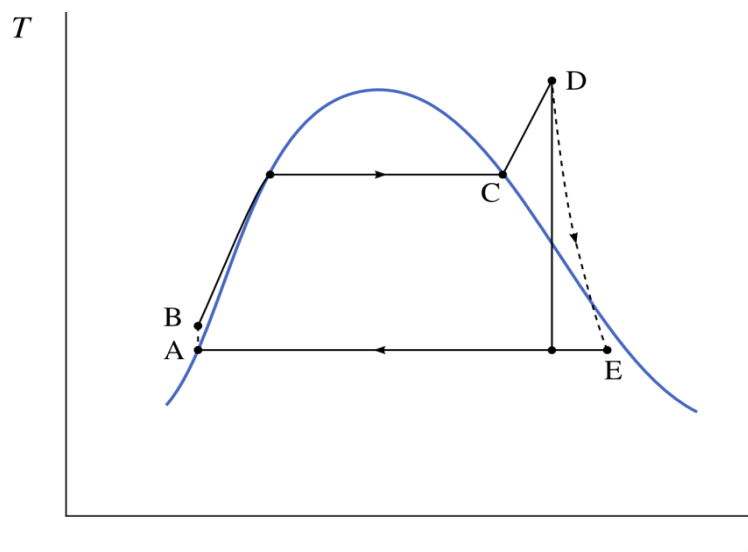


Figure 4.15 : Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine surchauffé.

4.4.3 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 4.16 et 4.17). C'est ce que l'on appelle la resurchauffe.

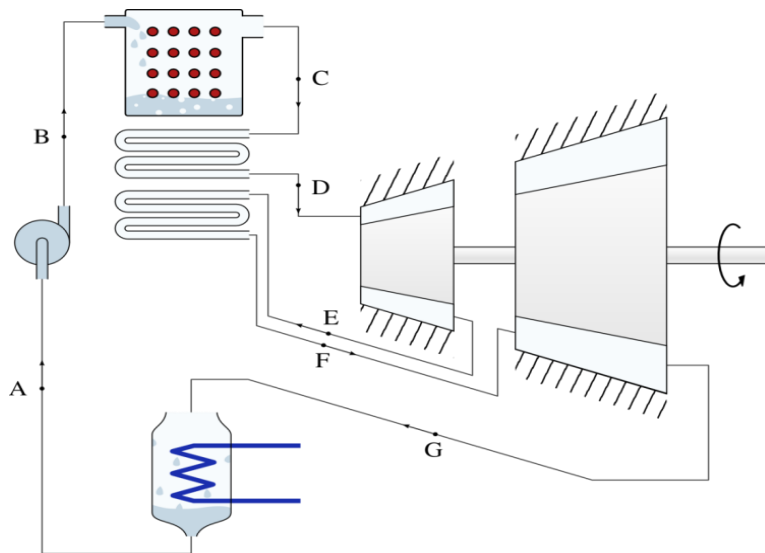


Figure 4.16 : Circuit d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine resurchauffé.

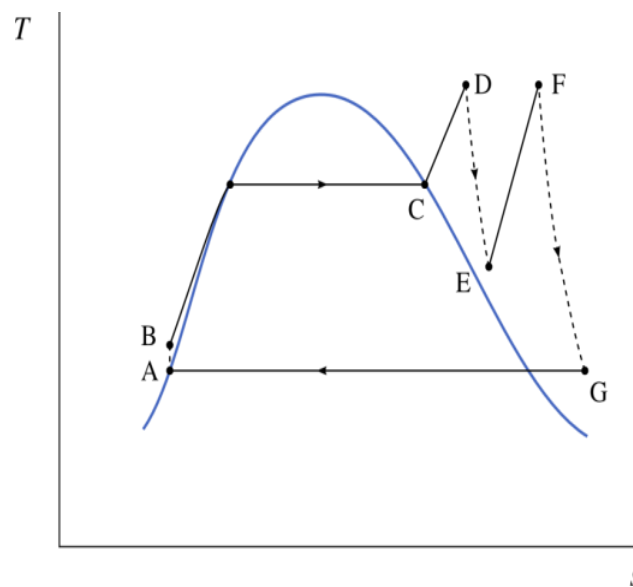


Figure 4.17 : Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur fonctionnant sur un cycle de Rankine resurchauffé.

4.4.4 La régénération

Lorsque Rankine a modifié le cycle de Carnot, il a réduit le travail à fournir 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 désormais très 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 4.18 et 4.19 ci-dessous, où l'eau liquide en sortie de pompe est réchauffée progressivement en refroidissant la turbine.

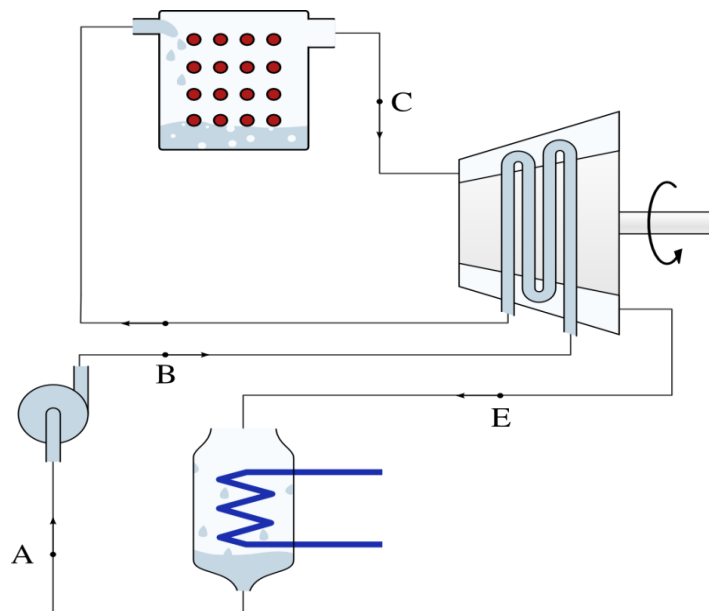


Figure 4.18 : Circuit d'une centrale à vapeur avec régénération.

On prélève de la chaleur à la turbine pour réchauffer l'eau liquide avant qu'elle ne pénètre dans la chaudière. Idéalement, le transfert de chaleur se fait de façon réversible.

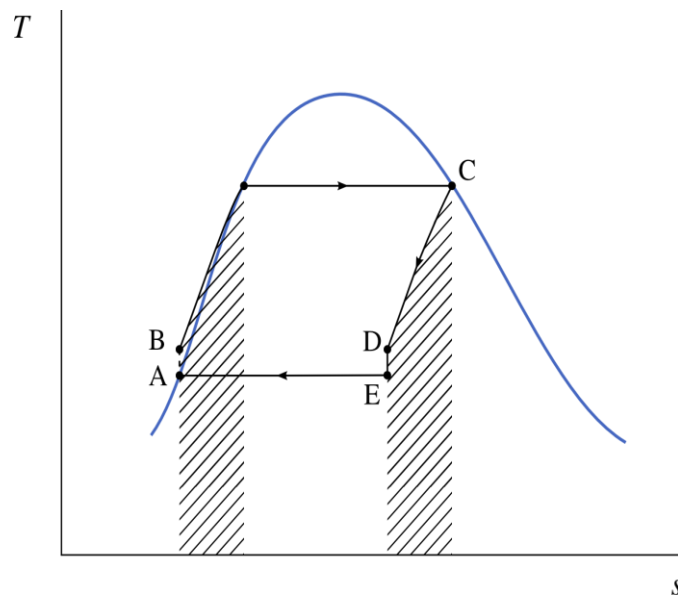


Figure 4.19 : Diagramme température-entropie d'une centrale à vapeur avec régénération.

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 4.20 et 4.21). On obtient ainsi un transfert de chaleur plus facile à mettre en œuvre.

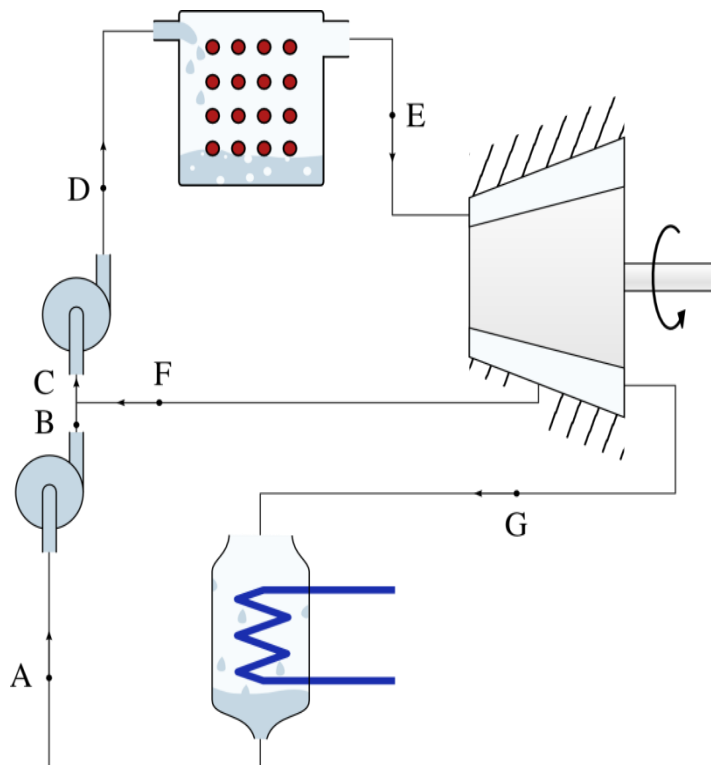


Figure 4.20 : Circuit d'une centrale à vapeur avec prélèvement de vapeur.

La vapeur extraite prématurément de la turbine est utilisée pour réchauffer l'eau liquide pendant le pompage.

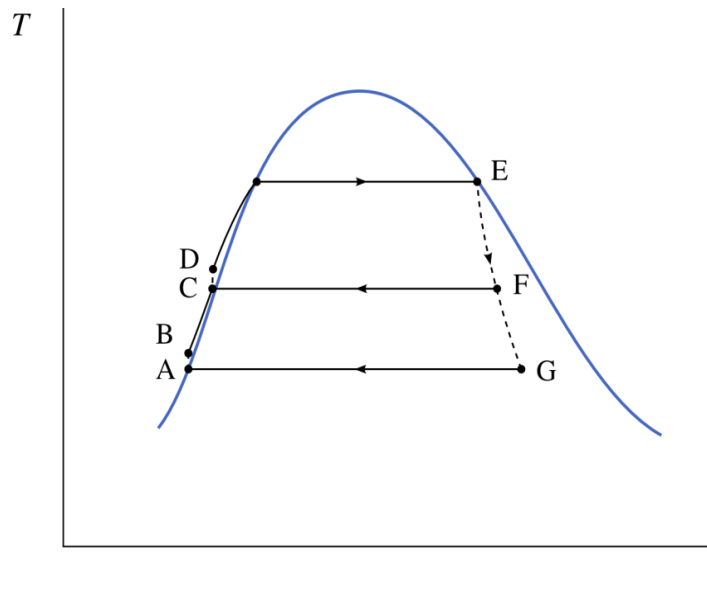


Figure 4.21 : Diagramme température-entropie d'une centrale avec prélèvement de vapeur.

En pratique, de nombreux prélèvements sont effectués dans les circuits de centrale à vapeur, pour contrôler les flux de chaleur (figure 4.22). 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.

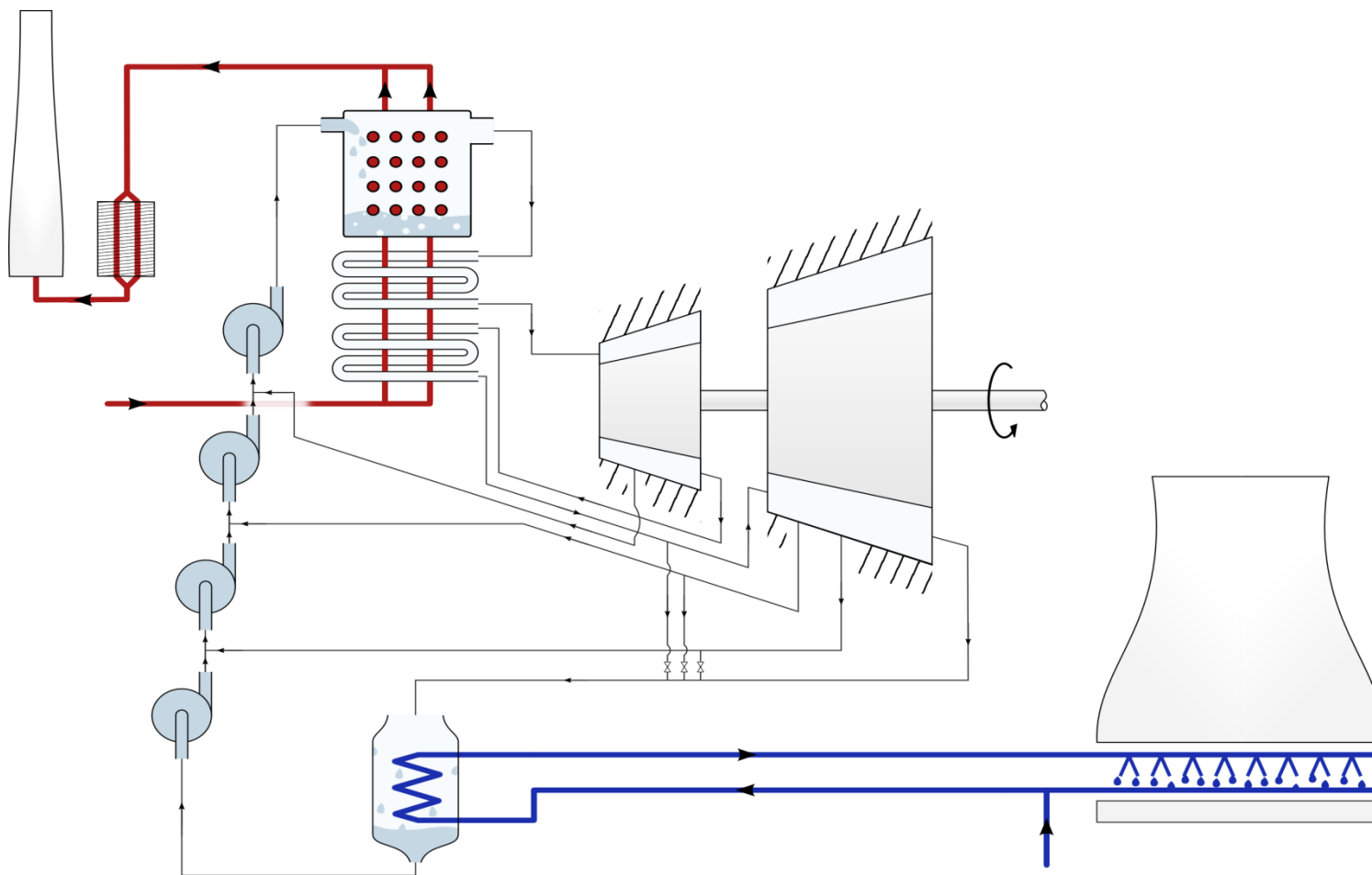


Figure 4.22 : Installation à vapeur mêlant surchauffe, resurchauffe, régénération, et conduits de décharge.

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.

4.6 Un peu d'histoire : De la turbine à vapeur à la turbine à gaz

Une turbine est une pièce de géométrie complexe, sensible aux imperfections de fabrication, ce qui rend sa construction plus délicate que celle de pistons cylindriques. En contrepartie, on obtient un moteur d'agencement simple, vibrant peu, et plus facile à assembler, entretenir et lubrifier, ce qui permet d'augmenter sa puissance ou de réduire son volume.

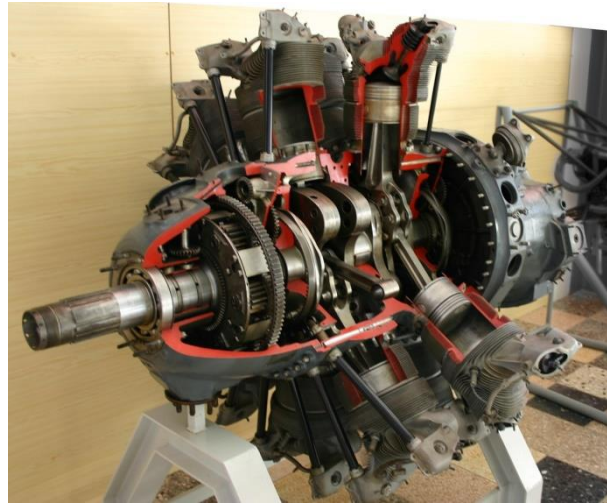


Figure 4.23 : Découpe d'un moteur.

Compresser de l'eau à 10°C de 1 à 10 bar, par exemple, ne requiert que $w_{A \rightarrow B} \approx v_L(p_B - p_A) = 0,001(10 - 1) \times 10^5 = 900 \text{ J kg}^{-1}$

Par contraste, faire de même avec de l'air demande une puissance spécifique minimale de $w_{A \rightarrow B} = c_p \Delta T = c_p \left(T_A (p_B/p_A)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - T_A \right) = 1\,005 \left(283,15 (10)^{\frac{0,4}{1,4}} - 283,15 \right) = 265 \text{ kJ kg}^{-1}$

Nous avons vu en que la compression liquide n'est pas sans contrepartie elle doit être compensée par une plus grande puissance à la chaudière et réduit le rendement thermodynamique mais elle facilite grandement la mise au point du moteur. Comme la quasi-totalité de la puissance nette du moteur provient de la turbine, une détente peu réversible ou incomplète n'affecte que la puissance et le rendement du moteur.

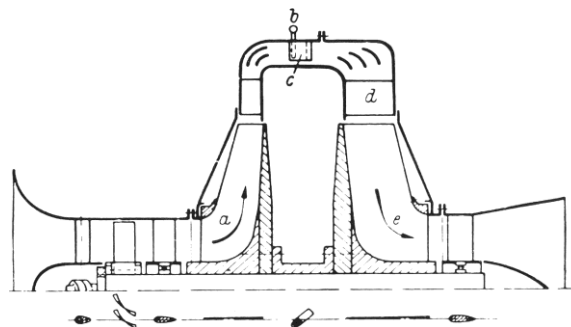


Figure 4.24 : Schéma de coupe

Ainsi, le gracieux Lockheed Constellation, culmination de l'ère de l'aviation à hélice, est rendu instantanément obsolète par l'arrivée en 1949 du De Havilland Comet, prodigieux quadriréacteur de même taille mais beaucoup plus rapide (figure 4.25). Même s'il ne peut initialement franchir la même distance et que sa consommation kilométrique de carburant est plus haute, le Comet ne laisse aucune chance à ses concurrents. Sa rapidité est une qualité évidente pour les passagers, mais aussi pour les compagnies dont il augmente nettement la productivité.



Figure 4.25 : De l'ère de l'aviation à hélice.

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.

$$c_{v(\text{air})} = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad R_{\text{air}} = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$c_{p(\text{air})} = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad \gamma_{\text{air}} = 1,4$$

Pénétré la turbine lorsque l'installation a généré 1 kWh d'énergie mécanique ?

1. Quel débit horaire de vapeur faut-il faire circuler dans le circuit pour obtenir une puissance mécanique de 60 MW ?

4.6.1 Cycle de Rankine surchauffé

La centrale EDF de Porcheville (figure 4.26) reçoit de la chaleur issue de la combustion de fioul, et utilise un cycle à vapeur pour alimenter une génératrice électrique.

Pour les besoins de l'exercice, nous considérons que le cycle est basé sur un cycle de Rankine surchauffé.

1. Schématisez le circuit physique de l'eau dans la centrale ; tracez le cycle suivi sur un diagramme température-entropie, de façon qualitative.
2. Quelle est l'enthalpie de l'eau à la sortie des turbines ?
3. Quelle est l'enthalpie 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



Figure 4.26 : Centrale électrique de Porcheville

4.6.2 Mise en place d'une resurchauffe

L'installation de Porcheville décrite dans l'exercice 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.

L'air utilisé pour la combustion pénètre dans la chaudière à température de 15 °C et pression de 1 bar. Il est porté à température de 820 °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.

4.6.3 Cycle avec régénération

Dans un navire brise-glace polaire (figure 4.27), 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 de l'eau pressurisée qui, elle, traverse le réacteur), entre les pressions de 30 et 0,5 bars.

Pour ne pas surcharger cet exercice, nous considérons que la turbine est parfaitement isolée et isentropique.

1. Quel est le rendement thermodynamique de l'installation ?
2. On définit la consommation spécifique de vapeur comme l'inverse de la puissance nette de l'installation.



Figure 4.28 : Le 50 Let Pobedy à propulsion nucléo-turbo-électrique.

Pour simplifier nos calculs, nous considérons que la puissance de pompage n'est pas modifiée par la régénération (une approximation sans grande incidence).

1. Schématisez l'installation proposée (c'est-à-dire le circuit physique suivi par la vapeur).
2. Représentez le cycle thermodynamique sur un diagramme température-entropie de façon qualitative en y représentant aussi la courbe de saturation de l'eau.
3. Quelle proportion du débit de vapeur faudrait-il prélever à 6 bars dans la turbine, pour chauffer l'eau à saturation entre les deux pompes ?

4. La puissance aux hélices augmente-t-elle ou diminue-t-elle, et de combien?
5. Le rendement de l'installation augmente-t-il ou diminue-t-il, et de combien?

Chapitre 5 : Les Centrales à gaz (2 semaines)

Généralités des cycles de puissance à gaz, Modélisation des Centrales à Gaz, Le Cycle de Brayton à Air, Turbine à Gaz avec Régénération, le Cycle Combiné Turbine à Gaz—Cycle à Vapeur, les Cycles d'Ericsson et Stirling.

5.1. Des généralités à propos des cycles de puissance à gaz

Les **cycles de puissance à gaz** sont des dispositifs thermodynamiques qui exploitent l'énergie thermique d'un gaz pour produire un travail mécanique. Ce type de cycle est essentiel dans de nombreuses applications industrielles, notamment dans les moteurs à **turbine à gaz** utilisés dans l'aviation et la production d'énergie électrique, ainsi que dans les moteurs thermiques pour les véhicules.

5.1.1 Fluide moteur

Dans un cycle de puissance à gaz, le fluide moteur reste toujours sous forme gazeuse. Ce fluide peut être de l'air ou un autre gaz, et il subit diverses transformations thermodynamiques, telles que la compression, la combustion, l'expansion, et la détente, pour produire du travail mécanique.

5.1.2 Cycle fermé et ouvert.

➤ **Cycle fermé** : Dans un cycle fermé, le fluide moteur est recyclé et traverse plusieurs étapes du processus thermodynamique de manière cyclique. À la fin de chaque cycle, le fluide revient à son état initial, prêt à recommencer un nouveau cycle sans être rejeté vers l'extérieur. Cela signifie que le fluide moteur n'est pas perdu, et il peut être réutilisé indéfiniment dans un même système.

➤ **Cycle ouvert** : Dans un cycle ouvert, le fluide moteur est renouvelé à la fin de chaque cycle. Cela signifie que le gaz est expulsé et remplacé par une nouvelle quantité de fluide, généralement de l'air ou un autre gaz qui est comprimé et chauffé à nouveau. Ce type de cycle est souvent utilisé dans les moteurs à turbine à gaz utilisés pour la production d'électricité ou dans les moteurs d'avions.

5.1.3 Types de moteurs à combustion :

On distingue deux grandes catégories de moteurs à combustion, en fonction de la manière dont la chaleur est fournie au fluide moteur.

➤ **Moteurs à combustion externe :** Dans ce type de moteur, la chaleur nécessaire au fluide moteur est transmise à celui-ci à l'aide d'une source de chaleur externe, comme une chaudière, un échangeur de chaleur, une source géothermique ou même un capteur solaire. La combustion du carburant ou de tout autre combustible se fait en dehors du fluide moteur, ce qui permet de chauffer ce dernier sans qu'il ne participe directement à la combustion. Ce type de moteur est souvent utilisé dans des installations où la chaleur peut être facilement contrôlée et où la combustion ne doit pas se produire à l'intérieur du moteur.

➤ **Moteurs à combustion interne :** Dans les moteurs à combustion interne, comme ceux utilisés dans les voitures ou les avions, la combustion du carburant se fait directement dans les chambres de combustion à l'intérieur du moteur. Le fluide moteur (souvent de l'air, enrichi ou non en carburant) est chauffé par la combustion du carburant dans les limites du système. Cette chaleur permet de réaliser un travail mécanique à travers un processus d'expansion des gaz de combustion, qui entraînent un piston ou une turbine.

5.1.4 Principaux cycles utilisés :

Les cycles thermodynamiques à gaz les plus courants sont les suivants :

➤ **Cycle de Brayton :** C'est le cycle thermodynamique standard pour les moteurs à turbine à gaz et les centrales thermiques à gaz. Ce cycle implique deux étapes principales : la compression adiabatique du gaz (dans un compresseur), suivie de l'expansion adiabatique (dans une turbine), avec un processus de chauffage du gaz au cours de l'expansion par l'injection de carburant dans la chambre de combustion. Le cycle de Brayton est typiquement un cycle ouvert, bien qu'il puisse aussi être utilisé dans un cadre fermé pour des applications spécifiques.

➤ **Cycle de Rankine (cycle fermé) :** Utilisé principalement dans les centrales thermiques à vapeur, ce cycle repose sur la chaleur externe qui chauffe un fluide (souvent de l'eau) pour créer de la vapeur, qui est ensuite utilisée pour entraîner une turbine. Dans ce cycle, le fluide moteur est condensé après chaque cycle et peut être utilisé à nouveau.

Il est moins courant dans les moteurs à gaz purs, mais il existe des systèmes hybrides qui combinent des éléments de Rankine et de Brayton pour améliorer l'efficacité énergétique.

5.1.4 Performances et rendements

Le rendement d'un cycle de puissance à gaz dépend de nombreux facteurs, dont la température de la source de chaleur, l'efficacité de la compression et de l'expansion, ainsi que les pertes

thermiques. Le rendement théorique maximal d'un cycle de Brayton est donné par le **rendement de Carnot**, qui dépend de la température de la source chaude et de la source froide :

$$\eta = 1 - \frac{T_{\text{froid}}}{T_{\text{chaud}}}$$

Cependant, en pratique, les rendements réels sont souvent inférieurs à ce rendement théorique à cause des pertes thermiques et des irréversibilités des processus.

Applications courantes :

Les cycles de puissance à gaz sont utilisés dans diverses applications, telles que :

- 20. Les moteurs d'avion à turbine à gaz.
- 21. Les centrales électriques à turbine à gaz.
- 22. Les moteurs de véhicules utilitaires et de voitures.
- 23. Les systèmes de cogénération où la chaleur excédentaire d'un cycle est utilisée pour d'autres processus industriels.

5.2 Cycles et rendement :

5.2.1 Cycles de fonctionnement d'une turbine à gaz :

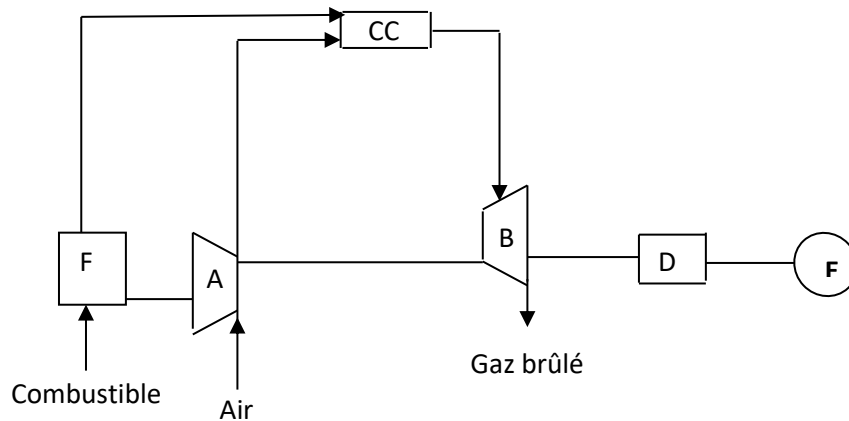
Les cycles de l'installation d'une turbine à gaz (ITG) sont divers. D'après l'utilisation du fluide moteur dans le cycle on distingue d'abord le cycle fermé et le cycle ouvert.

Dans les installations turbine à gaz (ITG) à cycle ouvert le fluide moteur après avoir fourni le travail s'échappe dans le milieu ambiant (comme dans les moteurs à combustion interne). Et au contraire, dans une ITG à cycle fermé le fluide moteur (air ou l'autre gaz) circule constamment dans le contour et accomplit le cycle fermé.

- ITG à apport de chaleur à la pression constante.
- . ITG à apport de chaleur au volume constant

5.2.2 Installation d'une turbine à gaz (ITG) :

La figure au-dessous représente le schéma le simple d'une ITG :



(Figure1)

A- compresseur d'air.

B- turbine à gaz.

CC- chambre de combustion.

D- moteur de lancement.

E- machine réceptrice.

F- pompe d'alimentation de combustible.

La turbine à gaz B et le compresseur A sur le même arbre. Le compresseur aspire l'air atmosphérique, le comprime et puis l'envoie vers la chambre de combustion C. Dans cette chambre à la pression constante le combustible pulvérisé et le fluide moteur reçoit une quantité de chaleur, la température des gaz augmente. Puis ces gaz pénètrent dans la turbine à gaz où au cours de la détente des gaz, l'énergie thermique est transformée en énergie cinétique et celle-ci transforme à son tour en énergie mécanique.

La mise en marche se fait à l'aide d'un moteur de lancement D. C'est suivant ce schéma que sont réalisées la plupart des turbines à gaz modernes.

5.2.3 Cycle idéal de Joule.

Dans la description de ce cycle il est supposé qu'il n'y a pas de pertes par frottement, viscosité et échange de chaleur.

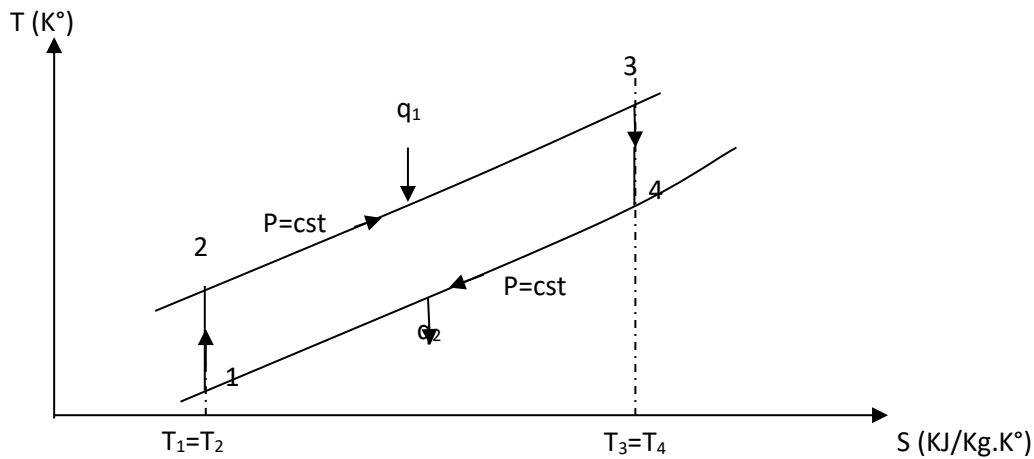


Figure.5.2:

- 1.2. Compression adiabatique de l'air.
- 2.3. Apport de chaleur à $P = \text{constante}$ dans la chambre de combustion.
- 3.4. Détente adiabatique des gaz brûlés.
- 4.1. Echappement à $P = \text{constante}$.

5.2.4 Rendement du cycle idéal :

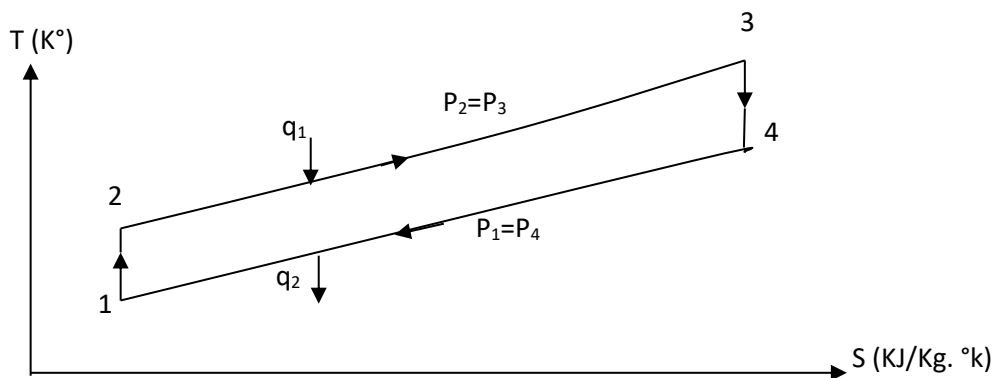


Figure.5.3:

Désignons par (W_c) le travail nécessaire pour la compression de 1 kg d'air suivant l'isentropique (1-2) fig. 04, et (W_t), le travail fournir par la détente de 1 kg de gaz suivant l'isentropique (3-4). Le travail (W_u) produit par 1 kg de fluide décrivant le cycle : 1-2-3-4-1, est donc donné par la relation :

$$W_u = W_t - W_c$$

Le rendement thermique a pour expression :

$$\eta_{th} = \frac{W_u}{q_1} = \frac{W_t - W_c}{Q_1}$$

W_t : Travail de détente dans la turbine.

W_c : Travail absorbé par le compresseur.

D'autre part :

$$\eta_{th} = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

q_1 : Quantité de chaleur apportée dans la **C.C.**

q_2 : Quantité de chaleur évacuée.

Soit le rapport $\varepsilon = \frac{P_2}{P_1}$ est dit le taux d'augmentation de pression.

$$\eta_{th} = \frac{W_u}{q_1} = \frac{W_t - W_c}{q_1}$$

W_t : Travail de détente des gaz dans la turbine.

W_c : Travail absorbé par le compresseur axial.

- Nous avons le travail de détente en fonction de variation d'enthalpie est :

$$W_t = H_3 - H_4$$

$$H_3 - H_4 = C_p \int_{T_3}^{T_4} dt = C_p (T_3 - T_4)$$

Alors :

$$W_t = C_p (T_3 - T_4)$$

$$W_t = C_p T_3 \left[1 - \frac{T_4}{T_3} \right]$$

C_p : La chaleur spécifique massique à pression constante.

Comme la détente 3-4 est adiabatique, alors :

$$\frac{T_4}{T_3} = \left[\frac{P_4}{P_3} \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}, \text{ posons } m = \frac{\gamma-1}{\gamma}$$

γ : Exposant adiabatique.

$$\varepsilon = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_4} \text{ Taux de compression.}$$

On obtient :

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{1}{\varepsilon^m}$$

En remplaçant (2) dans (1) on obtient :

$$W_t = C_p T_3 \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^m} \right]$$

-Nous avons le travail de compression en fonction du variation d'enthalpie est :

$$W_c = H_2 - H_1 = C_p (T_2 - T_1)$$

$$W_c = C_p T_1 \left[\frac{T_2}{T_1} - 1 \right]$$

$$W_c = C_p T_1 (\varepsilon^m - 1) \dots$$

-On a aussi la quantité de chaleur apportée dans la C.C en fonction du variation d'enthalpie est :

$$q_1 = H_3 - H_2 = C_p (T_3 - T_2) = C_p T_1 \left[\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right]$$

$$q_1 = C_p T_1 (\mu - \varepsilon^m)$$

Avec $\mu = \frac{T_3}{T_1}$.

On remplace les formules (3), (4) et (5) dans la formule (A) on obtient :

$$\eta_{th} = \frac{C_p T_3 \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^m} \right] - C_p T_1 (\varepsilon^m - 1)}{C_p T_1 (\mu - \varepsilon^m)}$$

En divisant le numérateur du dénominateur sur T_1 :

$$\eta_{th} = \frac{\frac{T_3}{T_1} \left[\frac{\varepsilon^m - 1}{\varepsilon^m} \right] - (\varepsilon^m - 1)}{\left[\frac{T_3}{T_1} - \varepsilon^m \right]} = \frac{\varepsilon^m - 1}{\varepsilon^m}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^m}$$

$$\varepsilon \rightarrow 1 \Rightarrow \eta_{th} \rightarrow 0$$

$$\varepsilon \rightarrow \infty \Rightarrow \eta_{th} \rightarrow 1$$

De cette équation on voit bien que le rendement thermique du cycle ne dépend que du degré d'augmentation de la pression du cycle.

Si ε augmente, le rendement thermique accroît.

5.2.5 Cycle réel de Joule :

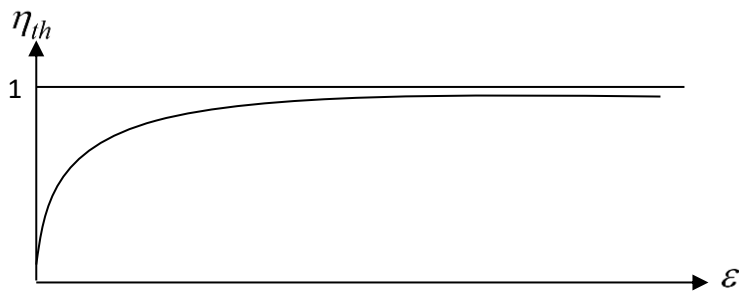


Figure.5.4 : Evolution du rendement théorique

Dans toute machine thermique il y a des pertes par :

- Frottement visqueux.
- Frottement mécanique.
- Echange de chaleur (conduction, convection,...etc.)

Suite à ces pertes il résulte :

- Une augmentation de l'énergie requise pour la compression.
- Une réduction de l'énergie fournie requise pour la détente.
- Une réduction du travail utile.

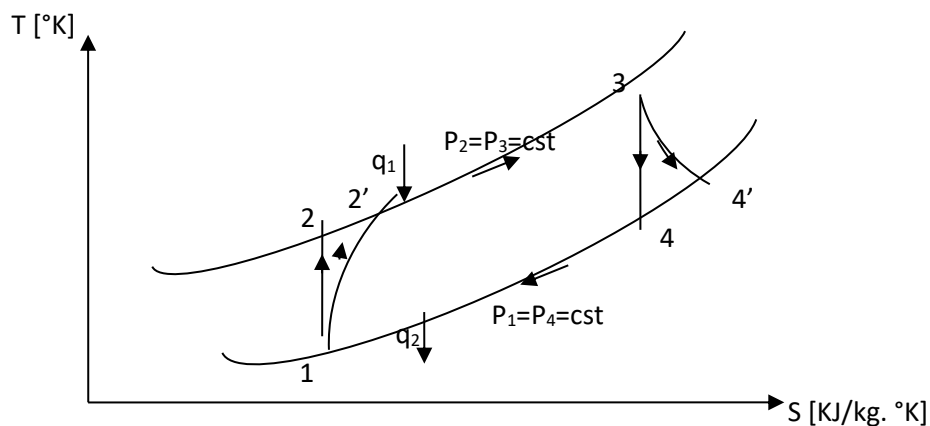


Figure 5.5 : Représentation du cycle réel de Joule dans le diagramme (T.S)

5.2.6 Rendement du cycle réel de Joule :

Ce rendement tiendra compte des pertes de chaleur de frottement de fluide dans le compresseur et dans la turbine :

$$\eta_i = \frac{W_u}{q_1} = \frac{\eta_t W_t - \frac{1}{\eta_c} W_c}{C_p (T_3 - T_2')}$$

η_t : Rendement adiabatique de la turbine.

η_c : Rendement adiabatique de compresseur.

Le rendement adiabatique du compresseur a pour expression :

$$\eta_c = \frac{H_2 - H_1}{H_2' - H_1} = \frac{C_{ap} (T_2 - T_1)}{C_{ap} (T_2' - T_1)} = \frac{T_2 - T_1}{T_2' - T_1}$$

Le rendement adiabatique de turbine a pour expression :

$$\eta_t = \frac{H_3 - H_4'}{H_3 - H_4} = \frac{C_p (T_3 - T_4')}{C_{pg} (T_3 - T_4)}$$

On a d'après la formule (1) :

$$T_2' = T_1 + \frac{1}{\eta_c} (T_2 - T_1)$$

$$T_2' - T_1 = \frac{1}{\eta_c} (T_2 - T_1) \Rightarrow q_1 = H_3 - H_2' = C_p (T_3 - T_2')$$

$$q_1 = C_p \left[T_3 - T_1 - \frac{1}{\eta_c} (T_2 - T_1) \right]$$

Et aussi nous avons :

$$W_t = C_p T_3 \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^m} \right]$$

$$W_c = C_p T_1 (\varepsilon^m - 1)$$

On remplace les formules (3), (4) et (5) dans la formule (B) on trouve :

$$\eta_i = \frac{\eta_t T_3 \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^m} \right] - \frac{1}{\eta_c} T_1 (\varepsilon^m - 1)}{T_3 - T_1 - \frac{1}{\eta_c} (T_2 - T_1)}$$

En divisant le numérateur et le dénominateur par T_1 :

$$\eta_i = \frac{\eta_t \frac{T_3}{T_1} \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^m} \right] - \frac{1}{\eta_c} (\varepsilon^m - 1)}{\frac{T_3}{T_1} - 1 - \frac{1}{\eta_c} \left[\frac{T_2}{T_1} - 1 \right]}$$

Comme $\frac{T_3}{T_1} = \mu$ et $\frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^m$ alors :

$$\eta_i = \frac{\eta_t \mu \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^m} \right] - \frac{1}{\eta_c} (\varepsilon^m - 1)}{\mu - 1 - \frac{1}{\eta_c} (\varepsilon^m - 1)}$$

On multipliant au numérateur et au dénominateur par la valeur $\varepsilon^m \cdot \eta_c$ on obtient :

$$\eta_i = \frac{(\varepsilon^m - 1)(\eta_t \cdot \eta_c \cdot \mu - \varepsilon^m)}{\varepsilon^m [\eta_c (\mu - 1) - (\varepsilon^m - 1)]}$$

On voit que cette expression du rendement interne s'annule pour les deux valeurs de compression ε :

$$\eta_i = 0 \Rightarrow \begin{cases} \varepsilon^{m-1} = 0 \Rightarrow \varepsilon_1 = 1 \\ \eta_t \cdot \eta_c \cdot \mu - \varepsilon^m = 0 \Rightarrow \varepsilon_2 = (\eta_t \cdot \eta_c \cdot \mu)^{\frac{1}{m}} \end{cases}$$

Il existe entre ces deux valeurs de ε une valeur optimale ε^{opt} pour laquelle le rendement interne η_i est maximal, cette valeur correspond à :

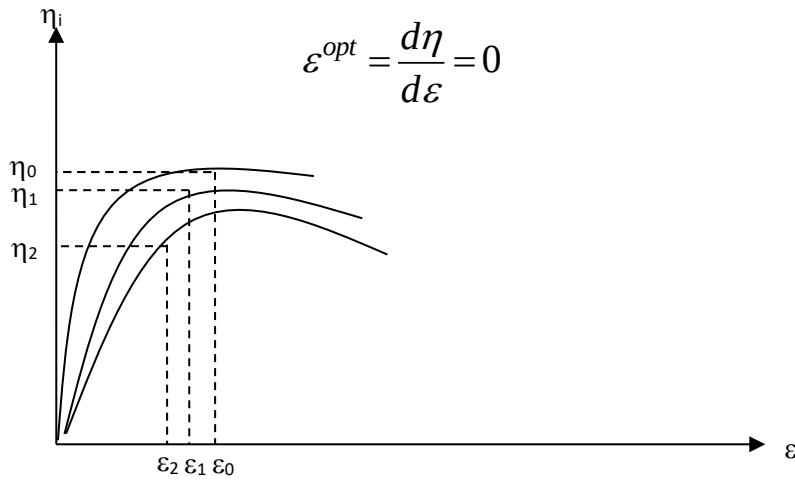


Figure 5.6 : Variation de rendement en fonction de ε

Dans ces courbes, on voit bien qu'avec l'augmentation de τ , le rendement interne η_i du cycle accroît ; l'augmentation de τ provoque aussi l'accroissement de la valeur optimale du degré de compression ε .

5.3 Procédés d'amélioration des performances des turbines à gaz :

5.3.1 Cycle avec injection d'eau dans le compresseur :

Cette réfrigération ne pouvant avoir un effet favorable sur le rendement thermique que si elle était réalisée dans des conditions bien déterminées.

La présence d'un ou plusieurs réfrigérants intermédiaires entraîne bien une réduction de travail absorbé dans même temps, elle a en conséquence le passage d'une partie de la chaleur où l'eau de réfrigération. Ce qui se traduit par l'abaissement du 1^{er} refoulement de compresseur et donc d'une consommation excessive de combustible.

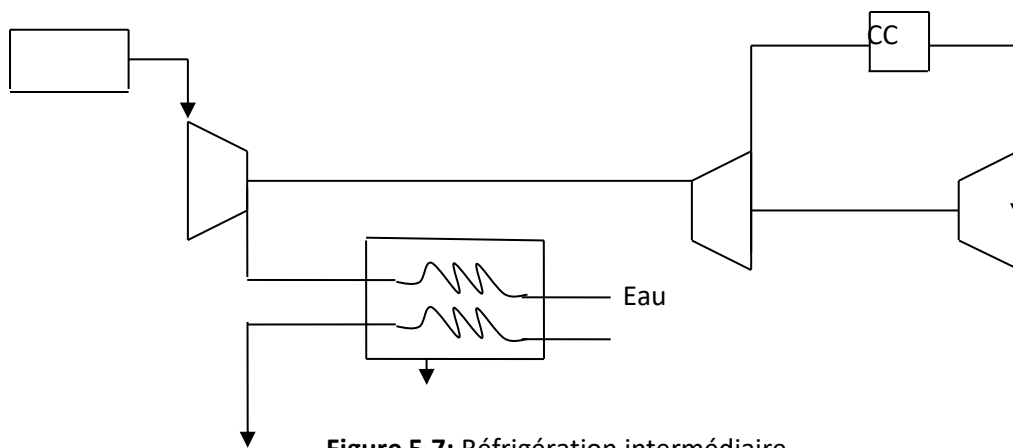


Figure 5.7: Réfrigération intermédiaire

Le mélange est introduit dans la chambre de combustion est subir une élévation de température, une détente de la turbine.

La formule de compression :

$$W_c = (1 + m_e)H_2 - H_1 - m_e H_L \quad (\text{KJ})$$

H_1 : Enthalpie de l'air aspiré.

H_2 : Enthalpie de mélange en fin de compression.

H_L : Enthalpie de l'air injecté.

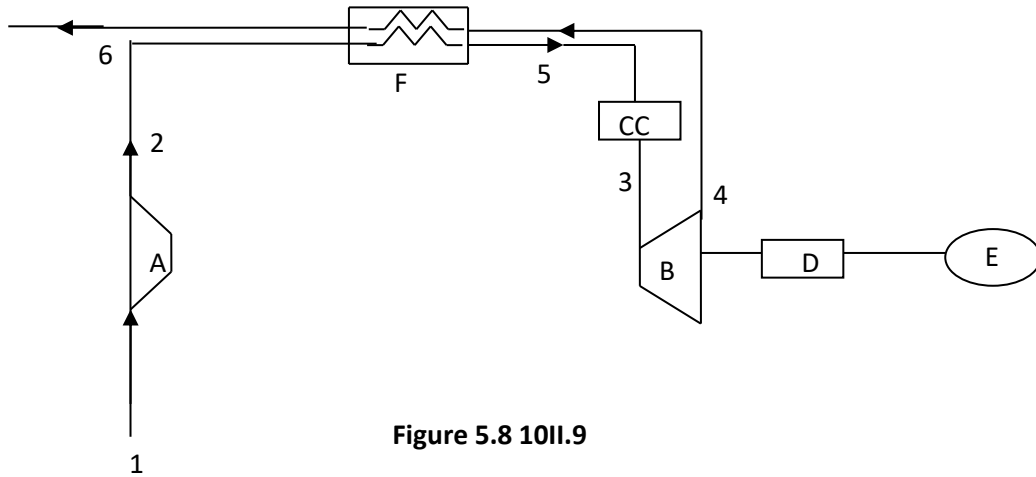
m_e : Masse totale de l'eau injecté.

5.2.6 Cycle à récupération de la chaleur des gaz d'échappement :

Les turbines à gaz fonctionnent en cycle ouvert avec un coefficient d'excès d'air $3 < \alpha < 5$, de ce fait la quantité de chaleur dégagée vers l'atmosphère est énorme à titre d'exemple un groupe d'une puissance de 250 MW évacue 600 kg/s d'air chaud vers l'atmosphère (gaz brûlé d'une température voisine de 500°C) à l'une des méthodes d'amélioration du rendement de cycle de l'installation consiste à récupérer une partie de la chaleur des gaz d'échappement, en préchauffant l'air avant son entrée dans la chambre de combustion, le préchauffage de l'air

permet de réduire la quantité de combustible apportée dans la chambre de combustion, ce qui améliore le rendement interne de cycle.

- **Schéma de principe :**



A : Compresseur.

B : Turbine.

C.C : Chambre de combustion.

D : Moteur

E : Machine réceptrice.

F : Echangeur de chaleur (récupérateur).

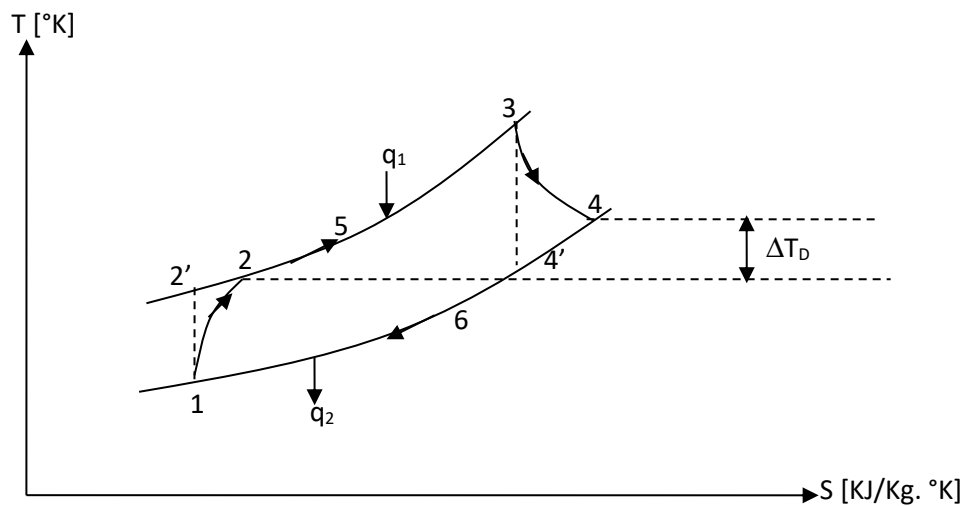


Figure 5.9 : Représentation du cycle de récupération de chaleur des gaz d'échappement sur le diagramme (T, S)

1-2 : Compression dans le compresseur.

2-5 : Echauffement de l'air dans le récupérateur.

5-3 : Echauffement de l'air dans la chambre de combustion.

3-4 : Détente dans la turbine.

4-6 : Refroidissement des gaz dans le récupérateur.

Le point 6 correspond à l'état des gaz d'échappement à la sortie du récupérateur.

Idéal : $T_5 = T_6$.

Théorique : $T_5 > T_6$.

Les gaz chauds rentrent dans le récupérateur à la température T_4 , préchauffant l'air avant son entrée dans la chambre de compression de T_2 jusqu'à T_5 .

La quantité du combustible dépensée dans ce cycle chauffera l'air de la température T_5 à T_3 . De ce diagramme on voit bien que la récupération n'influe pas sur le travail utile du cycle. Sous le taux de compression donnée et aux températures données les valeurs des travaux dans la turbine et dans le compresseur ont les mêmes chiffres. Mais la quantité de la chaleur fournie dans la chambre de combustion est diminuée grâce à l'échauffement de l'air dans le récupérateur. C'est pourquoi la récupération augmente le rendement interne du cycle. On peut théoriquement chauffer l'air de la température T_2 à T_4 . C'est-à-dire on a la chute disponible des températures.

$$\Delta T_d = T_4 - T_2$$

Le récupérateur est caractérisé par son rendement :

$$r = \frac{T_5 - T_2}{T_4 - T_2}$$

(T_2 : entrée récupérateur).

$T_5 = T_2 \rightarrow \tau = 0$ (Sans récupération).

$T_5 = T_4 \rightarrow \tau = 1$ (Le rendement est meilleur).

5.2.7 Cycle à refroidissement et à réchauffement intermédiaire :

Le travail utile de l'installation de turbine à gaz (ITG) est égal à la différence des travaux de la turbine et du compresseur. C'est pourquoi toutes les moyennes contribuent à la diminution du travail de compression où l'augmentation du travail de détente accroissent le travail utile d'ITG.

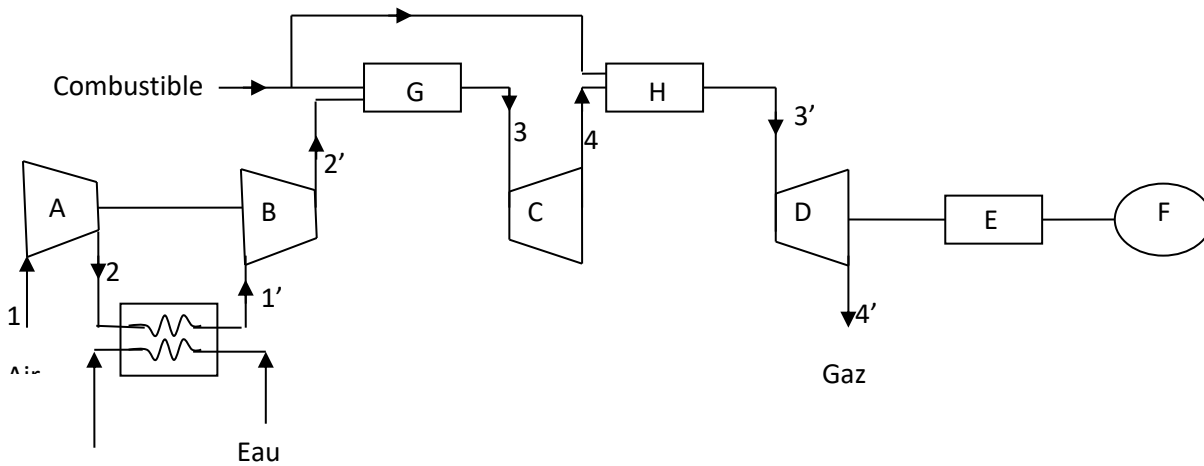


Figure 5.10 : Représentation du cycle dans le diagramme (T.S)

A : Compresseur basse pression (CBP) ; le premier étage de compression.

B : Compresseur haute pression (CHP) ; le deuxième étage de compression.

C : Turbine haute pression (THP).

D : Turbine basse pression (TBP).

E : Machine de lancement.

F : Machine réceptrice.

G : Chambre de combustion à haute pression.

H : Chambre de combustion à basse pression.

I : Réfrigérateur d'air.

Le travail de compression peut être considérablement diminué par le refroidissement intermédiaire. Dans ce cas l'air est comprimé au premier étage du compresseur jusqu'à la pression intermédiaire, puis il se refroidit à la pression constante et après cela il est comprimé au deuxième étage du compresseur jusqu'à la pression finale.

Le travail dépensé au deuxième étage du compresseur est diminué proportionnellement à la diminution de la température absolue dans le réfrigérant d'air en conformité de l'équation suivante :

$$W_c = C_p T_1 (\varepsilon^m - 1)$$

La quantité de chaleur de chaque étage :

$$q^I = C_p(T_3' - T_2)$$

$$q^{II} = C_p(T_3 - T_2') + C_p(T_3 - T_4)$$

Il en résulte que le rendement interne du cycle à deux étages (c'est-à-dire avec le refroidissement intermédiaire) est supérieur à celui à un étage ; car la qualité de chaleur apportée à ce cycle est inférieure à la somme des quantités de chaleur des cycles I et pris individuellement.

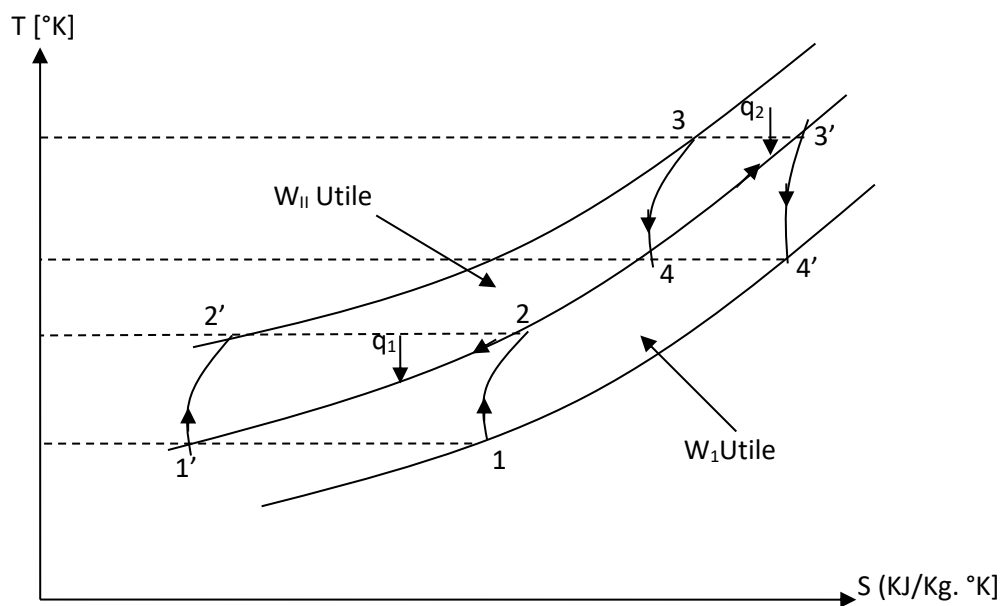


Figure 5.11:

W_I^U : Le travail utile du premier étage.

W_{II}^U : Le travail utile du deuxième étage.

$$W_I^U = W_{II}^U$$

Donc ; le travail utile du cycle à deux étages est :

$$W^U = W_I^U + W_{II}^U$$

Conclusion :

Le refroidissement et l'échauffement intermédiaire est l'un des procédés de l'augmentation du rendement interne du cycle de ITG.

5.2.8 Le rendement effectif et la puissance effective d'une installation de turbine à gaz :

Le rendement effectif d'ITG peut être déterminé par la formule :

$$\eta_e = \eta_i \cdot \eta_{CC} \cdot \eta_m$$

η_i : Rendement interne.

η_{CC} : Rendement de la chambre de combustion.

η_m : Rendement mécanique de l'installation qui tient compte des pertes mécaniques de la turbine, du compresseur et des mécanismes auxiliaires. On détermine à l'aide de la formule suivante :

$$\eta_m = \frac{W_t \cdot \eta_t \cdot \eta_{mt} \cdot W_c \left[\frac{1}{\eta_c} \right] \cdot \eta_{mc}}{W_t \cdot \eta_t - W_c \cdot \eta_c}$$

η_{mt} : Rendement mécanique de la turbine.

η_{mc} : Rendement mécanique du compresseur.

Dans les installations modernes : $\eta_{mt} = 0.96 \div 0.99$

$$\eta_{mc} = 0.98 \div 0.99$$

Le travail effectif de l'installation :

$$W_e = W_u \cdot \eta_m \quad [\text{KJ/Kg}]$$

Donc la puissance effective d'une ITG est déterminée par la formule suivante :

$$N_{eff} = Q_g^{ch} \cdot W_e \quad [\text{KWatt}].$$

$Q_g^{ch} : \left[\frac{\text{Kg}}{\text{s}} \right]$: Débit massique du gaz.

♦ Calcul du débit massique de combustible q_c (Kg/s) :

Pour une puissance effective donnée pour une turbine à gaz :

$$q_c = \frac{N_{eff}}{\eta_e \cdot PCI}$$

N_{eff} : Puissance effective développée par (KWatt).

η_e : Rendement effectif en bout d'arbre.

PCI : Pouvoir calorifique inférieur du combustible (KJ/Kg).

♦ **Consommation spécifique de combustible C_s :**

$$C_s = \frac{q_c}{\eta_{eff}}$$

η_{eff} : Rendement effectif

q_c : Débit de combustible (Kg/S).

C_s : Consommation de combustible (Kg/KWatt).

♦ **Débit de gaz chaud traversant la machine :**

$$Q_{th}^{air} = q_c \cdot G$$

Q_{th}^{air} : Débit d'air théorique (Kg/S).

G : Quantité d'air stœchiométrique (Kg/Kg).

♦ **Débit réel d'air :**

$$Q_{réel}^{air} = \alpha \cdot Q_{th}^{air}$$

α : Coefficient d'excès d'air $3 < \alpha < 5$.

Au débit d'air réel on ajoutera le débit de combustible pour obtenir le débit total de gaz traversant la machine.

5.2.9 Etage de turbine :

Une turbine peut être composée par d'un ou plusieurs étages. Dans le premier cas la turbine est dite turbine à un étage et dans le deuxième cas turbine à plusieurs étages ou multi étages. Le fonctionnement d'un étage de turbine peut être conçu de deux manières :

♦ **Etage à action :**

Toute la détente a lieu dans l'aubage fixe, le rôle de l'aubage mobile étant d'utiliser l'énergie cinétique engendrée par cette détente, c'est-à-dire de transformer cette énergie cinétique en énergie mécanique disponible sur l'arbre de la machine.

♦ **Etage à réaction :**

Le fluide ne se détend dans l'aubage fixe que partiellement, le reste de la détente ayant lieu dans l'aubage mobile.

On a donc, dans le premier cas, $P_0 > P_1 = P_2$, et dans le second, $P_0 > P_1 > P_2$, où P_0 est la pression à l'amont de l'aubage fixe, P_1 est la pression entre les aubages fixe et mobile, enfin, P_2 est la pression à l'aval de l'aubage mobile.

♦ Degré de réaction :

Le fonctionnement d'un étage de turbine à réaction est caractérisé par l'inégalité des pressions régnant de part et d'autre de l'aubage mobile. Si nous désignons par ΔH , ΔH_f et ΔH_m les variations d'enthalpie respectivement dans l'étage, dans l'aubage fixe et dans l'aubage mobile, nous aurons :

$$\Delta H = \Delta H_f + \Delta H_m$$

Le rapport

$$\sigma = \frac{\Delta H_m}{\Delta H}$$

Par définition, le degré de réaction de l'étage. Un étage à action est donc un cas particulier d'un étage à réaction où $\sigma = 0$. Dans la pratique, pour les étages à réaction on admet souvent $\sigma = 0.5$.

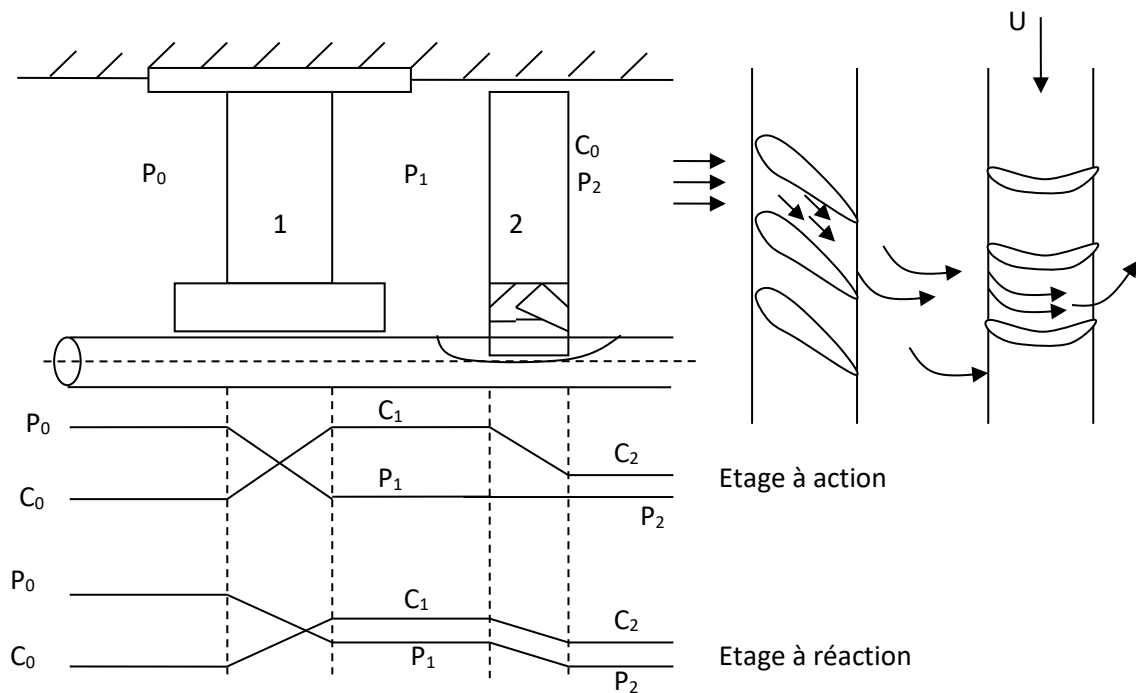


Figure 5.12

5.2.10 Tuyères :

Nous avons : $(Q+W)_{(01th)} = (H_1 - H_0) + \frac{1}{2}(C_1^2 - C_0^2).$

$$(H_1 - H_0) + \frac{1}{2}(C_1^2 - C_0^2) = 0$$

$$H_0 - H_1 = \frac{1}{2}(C_1^2 - C_0^2)$$

Au cours de la dilatation du gaz dans les tuyères sans pertes la vitesse du gaz augmente et à la sortie des tuyères la vitesse théorique à pour valeur :

$$C_{1t} = \sqrt{2h_t^*} \left[\frac{m}{s} \right]$$

$$C_{1r} = \sqrt{2 \frac{K}{K-1} P_0^* V_0^* \left[1 - \left[\frac{P_1}{P_0^*} \right]^{\frac{K-1}{K}} \right]} \quad \left[\frac{m}{s} \right]$$
$$C_1 = \varphi.C_{1t}$$

La perte de l'énergie cinétique dans les tuyères est déterminée comme la différence entre l'énergie disponible et l'énergie réelle à la sortie des tuyères :

$$\Delta h_t = \left[\frac{C_{1t}^2}{2} - \frac{C_1^2}{2} \right] = \left[1 - \frac{C_1^2}{C_{1t}^2} \right] \frac{C_{1t}^2}{2} = (1 - \varphi^2) h_t^*$$

$$\Delta h_t = \xi h_t^* \quad [\text{KJ/Kg}]$$

ξ : Facteur de pertes d'énergie.

$$\xi = 1 - \varphi^2$$

Donc, la chute de chaleur utilisée dans les tuyères, correspondant à la vitesse réelle C_1 à pour valeur :

$$h_t = h_t^* - \Delta h_t$$

Connaissant la valeur des pertes d'énergie dans les tuyères on peut déterminer l'état final réel des gaz après les tuyères ou les distributeurs.

♦ Calcul des tuyères :

La tâche du calcul des tuyères et de déterminer la vitesse en aval des tuyères C_1 , les pertes et la chaleur des tuyères.

Supposant que les paramètres suivants soient données : les paramètres complets en amont des tuyères P_0^* , T_0^* ; la pression en aval des tuyères P_1 .

Considérons le calcul des tuyères convergentes par ce qu'on utilise plus souvent dans les turbines à gaz.

1. On détermine d'abord la chute disponible de la chaleur dans les tuyères à l'aide du diagramme.

$$f \left[\frac{P_0^*}{P_1}; T_0^* \right]$$

2. On calcule la vitesse en aval des tuyères C_1 :

$$C_1 = \varphi \sqrt{2h_t^*}$$

Le facteur φ est déterminé d'après les profils choisis : $\varphi = 0.94 \div 0.98$

3. Les pertes dans les tuyères ont pour valeur :

$$\Delta h_t = (1 - \varphi^2) h_t^*$$

4. La température des gaz en aval des tuyères et le volume spécifique :

$$T_1 = T_0^* - \frac{h_t^* - \Delta h_t}{C_p}; V = \frac{RT_1}{P_1}$$