Ce chapitre entame l'étude des systèmes ouverts, c'est-à-dire des installations traversées par des écoulements de fluides (carburants, fluides caloporteurs, etc.).

Nous établirons tout d'abord les lois générales s'appliquant à de tels systèmes, puis nous étudierons quelques-unes des nombreuses machines thermiques fonctionnant en systèmes ouverts : centrale électrique, pompe à chaleur, turboréacteur, etc.

Remarque sur les notations : Dans la suite, afin de distinguer le travail mécanique du travail des forces de pression, le travail mécanique sera noté W_u (*travail utile*).

I RELATIONS MASSIQUES DES GAZ PARFAITS

La constante massique r d'un gaz parfait est définie par: $\boxed{nR = mr}$ Son volume massique est défini par : $\boxed{v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\mu}}$ en m^3.kg^{-1}.

Loi des gaz parfaits :

Pour n moles de gaz parfait, de masse m :

En divisant respectivement par n et m $\boxed{PV_m = RT}$ *à savoir démontrer* et $\boxed{Pv = rT}$ *à savoir démontrer*

Relation de Mayer :

d'où $\boxed{\begin{cases} \gamma = \frac{c_p}{c_v} \\ c_p - c_v = r \end{cases}}$

à savoir démontrer

Résolution du système :

on obtient: $\begin{cases} c_v = \dfrac{r}{\gamma - 1} \\ c_p = \dfrac{r\gamma}{\gamma - 1} \end{cases}$

à savoir démontrer

Application à l'air :

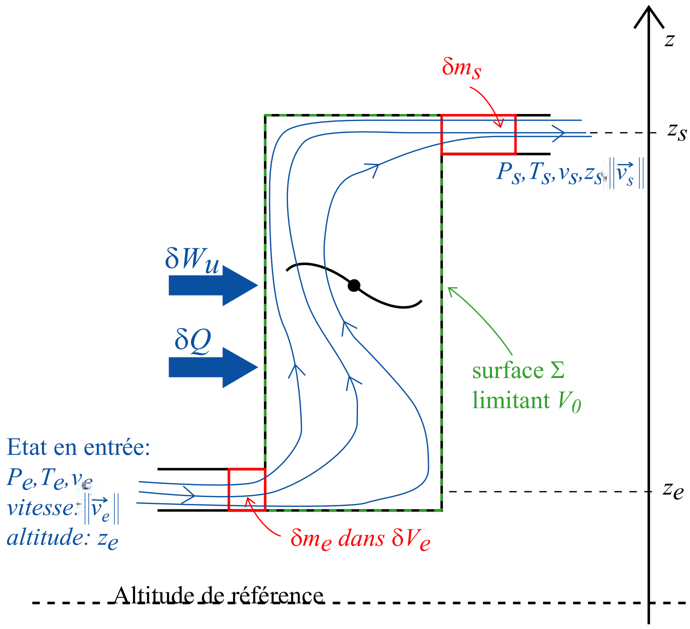
L'air, constitué d'oxygène O_2 et d'azote N_2, peut généralement être assimilé à un gaz parfait diatomique (rapport isentropique $\gamma = \frac{7}{5}$) de masse molaire M = 29 g.mol^{-1}.

II PREMIER PRINCIPE DES SYSTÈMES OUVERTS EN RÉGIME PERMANENT

On considère un fluide s'écoulant dans une machine munie de pièces mobiles en rotation (hélices, aubages…). Lors de son passage dans la machine, il peut échanger de la chaleur avec le milieu extérieur.

L'état du fluide en entrée et en sortie est décrit par cinq variables d'état *intensives* : P, v, T ainsi que sa vitesse $\|\vec{v}\|$ et son altitude z.

Le système étudié dans ce paragraphe est la matière contenue dans le *volume de contrôle* V_0 limité par la surface Σ. A chaque instant, du fluide pénètre en entrée dans V_0 et du fluide s'échappe de V_0 par la sortie : Le système étudié est donc un *système ouvert*.



II.1) Régime permanent

> En régime permanent, les variables d'état sont, en tout point, indépendantes du temps.

On considère donc ici qu'en chaque point du volume de contrôle, $P, v, T, \|\vec{v}\|$ sont indépendantes du temps.

Remarque : Le régime permanent n'est pas un état d'équilibre thermodynamique.
Rappelons la définition de l'équilibre thermodynamique : Les variables d'état sont définies, uniformes, indépendantes du temps. Alors qu'en régime permanent les variables sont définies et indépendantes du temps, mais elles ne sont pas uniformes. Par exemple, dans le volume de contrôle, la température varie progressivement de T_e en entrée à T_s en sortie : elle n'est pas uniforme.

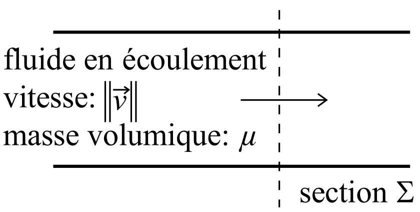
II.2) Bilan de masse ; débit massique

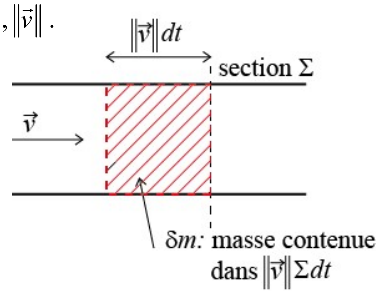
Effectuons le bilan de masse du système ouvert limité par Σ.
Pendant la durée dt :

- δm_e est la masse infiniment petite pénétrant en entrée dans V_0. Le débit massique entrant est défini par : $\dot{m}_e = \dfrac{\delta m_e}{dt}$.
- δm_s est la masse infiniment petite s'échappant en sortie de V_0. Le débit massique sortant est défini par : $\dot{m}_s = \dfrac{\delta m_s}{dt}$.

En régime permanent, la masse M contenue dans V_0 est indépendante du temps : $\boxed{\text{En régime permanent : } \dot{m}_e = \dot{m}_s}$.

Application : Débit massique dans une canalisation :
Soit un fluide en écoulement permanent dans une conduite de section droite Σ. On suppose que la vitesse est uniforme sur toute la section.
On se propose d'exprimer le débit massique $\dot{m}$ du fluide en fonction de $\mu, \Sigma, \|\vec{v}\|$.





La matière traversant la section Σ pendant la durée infiniment petite dt est contenue dans le cylindre de section Σ et de hauteur $\|\vec{v}\|\, dt$. Soit δm la masse correspondante.

On en déduit :

$$\boxed{\underset{\text{kg.s}^{-1}}{\dot{m}} = \underset{\text{kg.m}^{-3}}{\mu}\ \underset{\text{m}^2}{\Sigma}\ \underset{\text{m.s}^{-1}}{\|\vec{v}\|}}$$

II.3) Bilan enthalpique d'un volume de contrôle à deux ouvertures en régime permanent

Le bilan enthalpique est une expression du premier principe adaptée à l'étude des systèmes ouverts en régime permanent. Or, jusqu'ici, on ne sait appliquer le premier principe qu'à un système fermé. Définissons donc pour commencer le système fermé Σ_f à étudier.

Σ_f est constitué par le contenu de V_0 à la date t et par le contenu de δV_e (voir figure page 2).
A la date $t + dt$, Σ_f se retrouve contenu dans $V_0 + \delta V_s$.

Entre t et $t + dt$, les échanges d'énergie entre Σ_f et le milieu extérieur sont :

- le travail élémentaire des forces de pression, noté δW_p ;
- le travail élémentaire des autres forces (notamment le travail des forces appliquées sur les pièces en rotation), appelé *travail utile*, et noté δW_u ;
- le transfert thermique élémentaire, noté δQ.

Calcul préliminaire : travail élémentaire δW_p des forces de pression :
Σ_f échange du travail dû aux forces de pression là où son volume varie ; donc en entrée (le volume diminue de δV_e) et en sortie (le volume augmente de δV_s).

D'où le travail élémentaire des forces de pression agissant sur Σ_f pendant dt : $\boxed{\delta W_p = P_e v_e \delta m_e - P_s v_s \delta m_s}$ **(1)**

On divise par dt : $\boxed{(e_s + P_s v_s)\frac{\delta m_s}{dt} - (e_e + P_e v_e)\frac{\delta m_e}{dt} = \frac{\delta W_u}{\mathrm{dt}} + \frac{\delta Q}{dt}}$ **(3)**

Explicitons les diverses notations :

Termes d'énergie massique :

- Energie potentielle de pesanteur : $e_p = g.z$
- Energie cinétique d'ensemble : $e_c = \frac{1}{2}\|\vec{v}\|^2$
- Enthalpie : $h = u + Pv$
- Energie totale: $e = u + e_p + e_c = u + g.z + \frac{1}{2}\|\vec{v}\|^2$
- Enthalpie totale : $h_T = e + Pv = h + e_p + e_c$

Par unité de masse de fluide en écoulement

En $J.kg^{-1}$

Termes de puissance :

- Puissance utile (mécanique) : $\dot{W}_u = \frac{\delta W_u}{dt} = P_u$
- Puissance thermique: $\dot{Q} = \frac{\delta Q}{dt} = P_{th}$

En watts (W)

Termes de transfert d'énergie massique :

• Travail utile :	$w_u = \dfrac{\delta W_u}{\delta m}$	Par unité de masse de fluide en écoulement
• Transfert thermique :	$q = \dfrac{\delta Q}{\delta m}$	En J.kg^{-1}

Expression du premier principe industriel en régime permanent (*volume de contrôle à deux ouvertures*)

En utilisant les notations ci-dessus, l'équation **(3)** devient : $\boxed{\dot m_s h_{Ts} - \dot m_e h_{Te} = \dot W_u + \dot Q}$ **(4)**

kg.s^{-1} J.kg^{-1} W

Remarques :

- Attention aux unités !
- L'équation **(4)** est l'expression du premier principe pour un système ouvert à deux ouvertures en régime permanent. Elle est connue sous le nom de *premier principe industriel*.
- Le premier principe industriel compare le débit d'enthalpie totale en sortie $\dot m_s h_{Ts}$ (en J.s^{-1}) au débit d'enthalpie totale $\dot m_e h_{Te}$ en entrée du volume de contrôle V_0 : *Le premier principe industriel est un bilan d'enthalpie totale.*
- La puissance des forces de pression n'apparaît pas dans ce bilan. Celui-ci permet d'atteindre directement la puissance utile, c'est-à-dire la puissance des forces appliquées aux pièces mobiles (hélices, aubages…) contenues dans V_0.
- En régime permanent, on a : $\dot m_e = \dot m_s = \dot m$; le bilan de masse est nul.

  L'équation **(4)** se ré-écrit donc $\boxed{\dot{\boldsymbol m}(\boldsymbol h_{Ts} - \boldsymbol h_{Te}) = \dot{\boldsymbol W}_u + \dot{\boldsymbol Q}}$

  Si on divise **(4)** par $\dot m$: $\boxed{\boldsymbol h_{Ts} - \boldsymbol h_{Te} = \boldsymbol w_u + \boldsymbol q}$ en J.kg^{-1} *à savoir démontrer*

II.4) Bilan enthalpique d'un volume de contrôle à plus de deux ouvertures en régime permanent

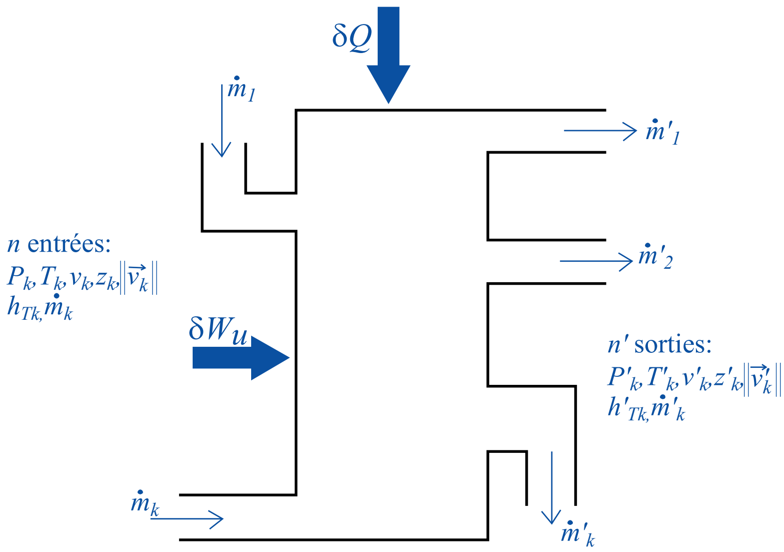
Considérons des écoulements permanents de fluides à travers un volume de contrôle à n entrées et à n' sorties (voir ci-contre). Une étude semblable à celle menée ci-dessus permet de généraliser le bilan de masse et le bilan enthalpique **(4)** :

Bilan de masse :

$$\boxed{\sum_{k=1}^{n'} \dot m'_k = \sum_{k=1}^{n} \dot m_k} \quad \textbf{(5)}$$

Bilan enthalpique
(ou premier principe industriel) :

$$\boxed{\sum_{k=1}^{n'} \dot m'_k h'_{Tk} - \sum_{k=1}^{n} \dot m_k h'_{Tk} = \dot W_u + \dot Q} \quad \textbf{(6)}$$



III PRINCIPAUX ORGANES DES MACHINES THERMIQUES

III.1) La vanne

III.1.a. Etude de la vanne

Semblable à un robinet, **une vanne sert à détendre un fluide en en contrôlant son débit**. Le fluide subit une détente (la pression diminue).

Exemple: vanne d'installation de chauffage

Schéma normalisé : 

Dans une vanne idéale, le fluide subit une détente de Joule-Kelvin, la détente du fluide est isenthalpique.

Une détente dans une vanne idéale est isenthalpique

Bilan entropique d'une vanne idéale :
L'écoulement est adiabatique ; donc : $s_s - s_e = s^{cr}$

La détente est nécessairement irréversible: L'énergie du gaz entrant est nécessairement dissipée puisque la vanne ne contient pas de pièces mobiles.

III.1.b. Détente de Joule-Kelvin

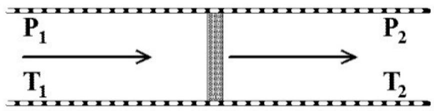
Une détente de Joule-Kelvin (ou Joule-Thomson) est définie de la sorte : il s'agit d'un **écoulement adiabatique en régime permanent d'un fluide à travers un dispositif ne présentant pas de parties mobiles**.

Un écoulement dans une vanne idéale constitue donc une détente de Joule-Kelvin.
Exemples :

- Ecoulement d'eau à travers une vanne.
- En chimie : écoulement d'un liquide à travers un dispositif de filtrage.

Application : variation de température d'un gaz lors d'une détente de Joule-Kelvin

Un gaz s'écoule en régime permanent dans une canalisation obstruée par un filtre en verre fritté. Les pressions, respectivement en amont et en aval du filtre sont 5 bar et 1 bar.



On place une sonde de température en amont et en aval du filtre.

Exemple 1 : détente de Joule-Kelvin d'un gaz parfait

La détente de Joule-Kelvin d'un gaz parfait est isotherme.

Exemple 2 : détente de Joule-Kelvin du CO_2
Considérons le CO_2 d'enthalpie massique $h(T,P) = c_P T + bP + K_H$ avec c_P, b, K_H sont trois constantes.
Données numériques : $c_P = 820$ J.K^{-1}.kg^{-1} $b = 9{,}8.10^{-4}$ m^3.kg^{-1}

Le CO_2 ne se comporte pas comme un gaz parfait dans ce domaine de pression.

Cette détente (ainsi que celle de Joule Gay-Lussac vue plus tôt dans le cours) a un aspect historique important car elle constituait un test assez simple à réaliser pour savoir si le comportement d'un gaz se rapprochait de celui d'un gaz parfait, et quantifier l'écart au modèle du gaz parfait. Par ailleurs, la détente de Joule-Kelvin est un élément beaucoup utilisé dans les machines thermiques comme la vanne.

III. 2) La chambre de combustion

La chambre de combustion est un organe où se déroule **une combustion** d'un combustible qui peut être de différente nature (charbon, gaz, essence, diesel, bois…). Cette enceinte doit pouvoir résister à de fortes variations de température et de pression.
Une chambre de combustion sert à apporter une puissance thermique au fluide en écoulement.

- L'écoulement est sans travail utile (mécanique), il n'y a pas de pièces mobiles dans une chambre de combustion.
- En général les variations d'énergie potentielle et d'énergie cinétique du fluide sont négligeables.

Bilan enthalpique d'une chambre de combustion idéale

$\boxed{\dot{m}(h_s - h_e) = \dot{Q}}$ avec $\boxed{\dot{\boldsymbol{Q}} > 0}$

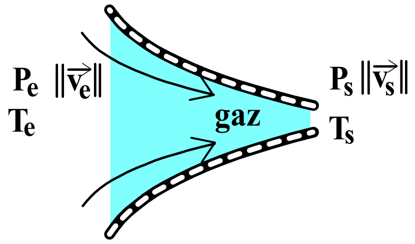
Chambre d'oxycombustion, CORIA

Dans le cadre de ce chapitre, on modélisera très souvent le fluide en écoulement par un fluide homogène de type gaz parfait qui reçoit une puissance thermique, mais en réalité, lors d'une combustion, une réaction chimique a lieu, ce qui change la nature des constituants du fluide.

Ainsi une combustion est nécessairement irréversible.

III3) La tuyère

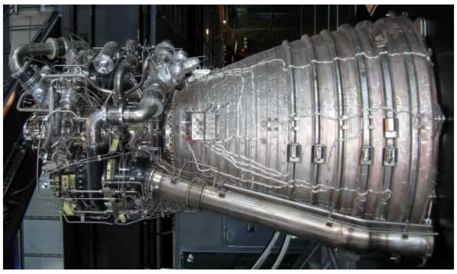
Sert à accélérer les gaz (ou décélérer). Dans une tuyère *convergente*, le gaz comprimé et chaud traverse la tuyère de son côté évasé vers son côté étroit. Par conservation du débit $\dot{m} = \mu \Sigma \|\vec{v}\|$, la vitesse d'éjection du gaz est importante ($\Sigma\searrow \Rightarrow v\nearrow$).
En sortie de la tuyère le gaz est détendu et refroidi.



La tuyère convertit en énergie cinétique l'énergie accumulée par le gaz en entrée (température et pression élevées).

Exemple: tuyère *divergente* de moteur de fusée

La tuyère ne contient aucune partie mobile.



Idéalement, *la détente est isentropique* : $\boxed{s_s - s_e = 0}$

- adiabatique : l'écoulement est si rapide que les transferts thermiques n'ont pas le temps de se faire (comme dans la vanne).
- réversible : la forme des parois est calculée de sorte que le gaz s'écoule sans turbulences. Celles-ci ralentiraient l'écoulement, et de l'énergie serait dissipée.

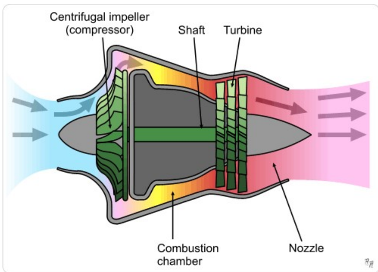
En général la variation d'énergie potentielle du fluide est négligeable.

Bilan enthalpique d'une tuyère idéale (mêmes calculs que pour la vanne : : $h_{Ts} - h_{Te} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \boxed{(h_s + e_{cs}) - (h_e + e_{ce}) = 0}$

III4) La turbine

Sert à produire de l'énergie mécanique. Le gaz comprimé et chaud entraîne en rotation l'aubage de la turbine. La turbine entraîne à son tour en rotation la machine à mettre en mouvement. En sortie de la turbine le gaz est détendu et refroidi.
La turbine convertit en énergie mécanique l'énergie accumulée par le gaz en entrée (température et pression élevées).

Exemples: Turbine couplée à un alternateur (production d'énergie électrique), turboréacteur (voir Figures ci-dessous - convertit l'énergie thermique des gaz en énergie cinétique: propulsion à réaction).

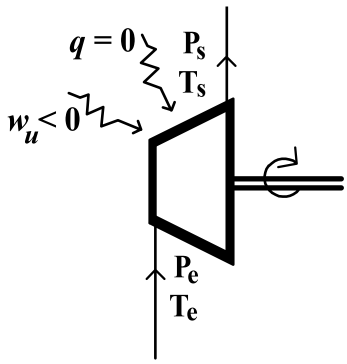


Idéalement, *la détente est isentropique* : $\boxed{s_s - s_e = 0}$

- adiabatique : les parois sont calorifugées afin que toute l'énergie thermique soit mobilisée pour produire de l'énergie mécanique.
- réversible : pas d'énergie dissipée (frottements, turbulences, etc.) : l'entraînement de l'aubage de la turbine par le fluide est optimal.

En général les variations d'énergie potentielle et d'énergie cinétique du fluide sont négligeables.

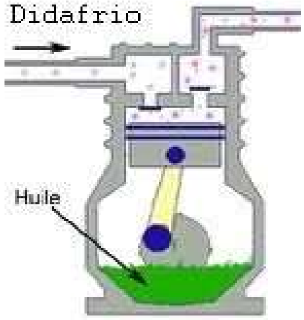
Bilan enthalpique d'une turbine idéale $\boxed{\dot{m}(h_s - h_e) = \dot{W}_u}$ avec $\dot{W}_u < 0$



III5) Le compresseur

***C'est le fonctionnement inverse de la turbine. Grâce à l'énergie mécanique qu'il reçoit, le compresseur comprime le gaz qui le traverse*.**

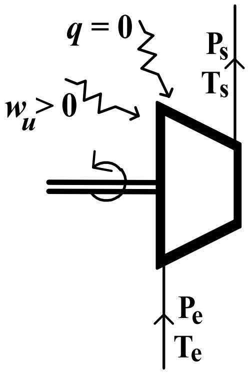
Exemple: compresseur de turboréacteur (voir ci-dessus), compresseur de réfrigérateur (ci-dessous).



Idéalement, la compression est isentropique.

En général les variations d'énergie potentielle et d'énergie cinétique du fluide sont négligeables.

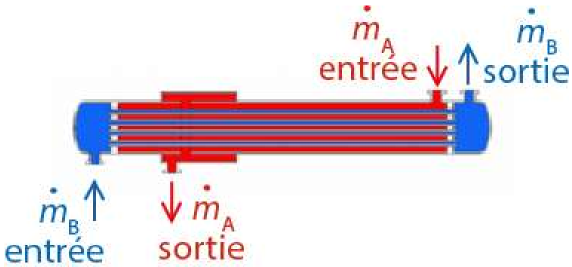
Mêmes bilans que ci-dessus, avec des signes opposés : $\dot{W}_u > 0$.



III. 6) L'échangeur de chaleur

Un écoulement chaud A se refroidit au contact d'un écoulement froid B dans une enceinte calorifugée. Les écoulements sont isobares.

Exemples: Echangeurs thermiques de centrale électrique ; en chimie : colonne à distiller



Les variations d'énergie potentielle et d'énergie cinétique du fluide sont en général négligeables.

Pour l'échangeur de chaleur dans son ensemble, le bilan enthalpique est nul :

- Les parois étant calorifugées, les transferts thermiques se font entre les deux fluides A et B à l'intérieur de l'échangeur, pas avec le milieu extérieur.
- Il n'y a pas non plus d'échange de travail mécanique, puisque les écoulements sont isobares. De plus, l'échangeur ne comporte aucune partie mobile.

Bilan enthalpique : l'équation **(6)** prend la forme :

$$(\dot{m}_A h_{sA} + \dot{m}_B h_{sB}) - (\dot{m}_A h_{eA} + \dot{m}_B h_{eB}) = \dot{W}_u + \dot{Q}$$

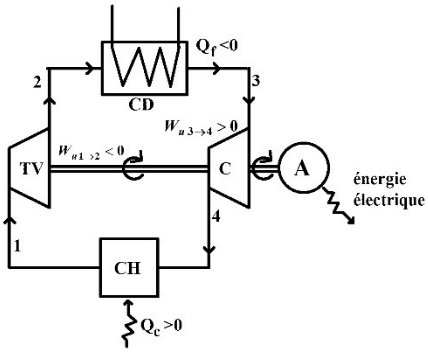
On en déduit : $\boxed{\dot{m}_A(h_{sA} - h_{eA}) + \dot{m}_B(h_{sB} - h_{eB}) = 0}$

IV MACHINES THERMIQUES METTANT EN ŒUVRE UN FLUIDE EN ECOULEMENT PERMANENT

Soit un fluide en écoulement permanent et effectuant un cycle.

Exemple : Groupe à vapeur

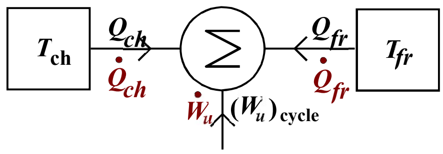
SCHEMA D'UN GROUPE A VAPEUR



C : Compresseur
CH: Chambre de combustion
TV: Turbine à vapeur
CD: Condenseur
A : Alternateur

En 1 le fluide (de l'eau à l'état de vapeur) est chaud et comprimé.
Il se détend alors à travers la turbine, qui peut alors entraîner l'alternateur A en rotation. C'est l'étape motrice du cycle.
En 2, l'eau est détendue, refroidie et partiellement condensée.
Elle traverse alors le condenseur : un échangeur de chaleur achevant de condenser l'eau.
En 3, l'eau est totalement déchargée de son énergie : elle est détendue, refroidie, entièrement liquide. Entre 3 et 1, elle va se recharger en énergie avant de se détendre à nouveau à travers la turbine.
L'eau liquide est comprimée à la traversée du compresseur.
Puis elle est entièrement vaporisée à la traversée de la chaudière. Le cycle recommence alors.

Ce cycle est ditherme. En effet le fluide échange de la chaleur avec une source froide : le condenseur ; et avec une source chaude : la chaudière. On peut donc schématiser le cycle comme sur la figure ci-contre.



Soit $\dot{m}$ le débit massique de fluide.

Bilan enthalpique et bilan entropique

- En termes de puissances :

  h_T et S sont des fonctions d'état ; donc, pour un cycle : $(\Delta h_T)_{\text{cycle}} = 0$ et $(\Delta S)_{\text{cycle}} = 0$.

  Bilan enthalpique : $\dot{m}(\Delta h_T)_{\text{cycle}} = \dot{W}_u + \dot{Q}_{fr} + \dot{Q}_{ch} \Rightarrow$ $\quad \dot{W}_u + \dot{Q}_{fr} + \dot{Q}_{ch} = 0$ **(P1)**

  Bilan entropique (sur la durée d'un cycle) : $(\Delta S)_{\text{cycle}} = S_{fr}^{ech} + S_{ch}^{ech} + S_{cycle}^{c} = 0$.

  On dérive par rapport au temps : $\dot{S}_{fr}^{ech} + \dot{S}_{ch}^{ech} + \dot{S}_{cycle}^{c} = 0 \quad \Rightarrow$ $\quad \frac{\dot{Q}_{fr}}{T_{fr}} + \frac{\dot{Q}_{ch}}{T_{ch}} + \dot{S}_{cycle}^{cr} = 0$ **(P2)**

- En grandeurs extensives :

  On intègre les relations précédentes sur la durée d'un cycle : $\quad (W_u)_{\text{cycle}} + Q_{fr} + Q_{ch} = 0$ **(E1)**

  $\frac{Q_{fr}}{T_{fr}} + \frac{Q_{ch}}{ch} + S_{cycle}^{cr} = 0$ **(E2)**

- En grandeurs massiques :

  Etablissons la relation entre grandeur massique et puissance :

  $\dot{Q} = \frac{\delta Q}{dt}$. On multiplie et on divise par δm : $\dot{Q} = \frac{\delta Q}{\delta m}\frac{\delta m}{dt} \quad \Leftrightarrow \quad \boxed{\dot{Q} = q\dot{m}}$.

Si le débit est le même en tout point (l'écoulement n'est pas ramifié).

Reprenons les équations **(P1)** et **(P2)** : $\dot{m}w_u + \dot{m}q_{fr} + \dot{m}q_{ch} = 0 \Rightarrow$

$$w_u + q_{fr} + q_{ch} = 0 \qquad \textbf{(M1)}$$

De même : $$\frac{q_{fr}}{T_{fr}} + \frac{q_{ch}}{T_{ch}} + s_{cycle}^{cr} = 0 \qquad \textbf{(M2)}$$