

Chapitre Tphy2

Thermodynamique industrielle

Principes appliqués aux systèmes ouverts avec entrée(s)-sortie(s)
en régime permanent (ou à fonctionnement périodique)

Irréversibilités et coefficient de performance

Application aux dispositifs élémentaires constitutifs d'une
installation industrielle

Cycles thermodynamiques usuels

Les principes fondamentaux appliqués aux systèmes ouverts

Rappel du premier principe (énergétique) :

$$\frac{\partial E_{\Sigma O}}{\partial t} + D_{Es} - D_{Ee} = P_{th} + P_{\substack{\text{pression} \\ \text{amont (entrée)} \\ \text{et} \\ \text{aval (sortie)}}} + P_{\substack{\text{pression} \\ \text{parties} \\ \text{mobiles}}} + P_{\substack{\text{autres} \\ \text{non} \\ \text{conservatives}}}$$

On l'appliquera en général en régime permanent et en l'absence de puissances échangées en frontière autres que la puissance thermique (flux de chaleur) et les puissances mécaniques des forces de pression. Il subsiste alors dans ce cas :

$$D_m \cdot [h + e_c + e_p]_e^s = P_{th} + P_i$$

Remarques :

- *Lorsqu'il y a des « parties mobiles », la notion de régime permanent est à expliciter : en vérité, le volume délimitant le système ouvert varie mais reprend périodiquement la même valeur de telle façon que l'on pourra étendre cette notion de régime permanent aux régimes périodiques (instants t séparés d'un nombre entier de durées de cycles de l'élément)*
- *P_i représente la puissance reçue de la part de l'opérateur extérieur mais l'atmosphère est un interacteur supplémentaire oublié ! Etant toujours sous pression atmosphérique (supposée constante) et sur des variations cycliques du volume disponible au fluide, le travail sera nul sur un cycle de l'élément machine.*
- *La puissance des forces de viscosité est négligée ici !*

Les principes fondamentaux appliqués aux systèmes ouverts

Autres présentations rencontrées :

simple différence formelle $D_m \cdot \Delta(h + e_c + e_p) = \dot{Q} + \dot{W}_i$

en grandeurs massiques $\Delta(h + e_c + e_p) = \frac{P_{th}}{D_m} + \frac{P_i}{D_m} = \frac{\dot{Q}}{D_m} + \frac{\dot{W}_i}{D_m} = q + w_i$

application immédiate à la détente de **Joule-Kelvin** (ou Joule-Thomson)

- tuyau calorifugé : $q=0$ J/kg
- pas de parties mobiles : $w_i=0$ J/kg
- pas de différence d'altitude entre l'entrée et la sortie : $\Delta e_p=0$ J/kg
- Différence de vitesse négligée entre l'entrée et la sortie : $\Delta e_c \approx 0$ J/kg

$$\Rightarrow \Delta h = 0 \text{ J/kg}$$

détente isenthalpique

Les principes fondamentaux appliqués aux systèmes ouverts

Systèmes ouverts à plusieurs entrées-sorties

On utilisera alors une algébrisation des débits (positifs lorsqu'ils sont sortants et négatifs lorsqu'ils sont entrants dans le système ouvert) :

$$\sum_{k=1}^n D_{m_k} \cdot (h_k + e_{c_k} + e_{p_k}) = P_{th} + P_i$$

Puisque l'on se place en régime permanent et en vertu de la conservation de la masse, on aura également la relation :

$$\sum_{k=1}^n D_{m_k} = 0$$

Si **le fluide change d'état entre les entrées et les sorties**, il est plus que probable que l'on ne pourra plus écrire la même chose pour les débits volumiques et que l'on aura :

$$\sum_{k=1}^n D_{V_k} \neq 0$$

Les principes fondamentaux appliqués aux systèmes ouverts

Expression du second principe (entropique) :

$$\boxed{\frac{\partial S_{\Sigma o}}{\partial t} + D_{Ss} - D_{Se} = \frac{P_{th}}{T_{frontière}} + \frac{\delta S_{création}}{\delta t} = \dot{S}_{reçue} + \dot{S}_{créée}} \quad \text{avec} \quad \frac{\delta S_{création}}{\delta t} = \dot{S}_{créée} \geq 0$$

($T_{frontière}$ est ici supposée uniforme et constante sur la zone de surface du système ouvert siège des transferts de chaleur. On aura souvent des températures différentes en section d'entrée et de sortie mais il n'y aura pas de chaleur échangée dans ces zones où le gradient de température sera nul)

On l'appliquera en général en régime permanent. Il subsiste alors dans ce cas :

$$\boxed{D_m \cdot [s]_e^s = \frac{P_{th}}{T_{frontière}} + \frac{\delta S_{création}}{\delta t}}$$

Cas particulier d'une transformation **adiabatique** :

réversible : $\boxed{D_m \cdot [s]_e^s = 0 \Leftrightarrow s_s = s_e}$

irréversible : $\boxed{D_m \cdot [s]_e^s > 0 \Leftrightarrow s_s > s_e}$

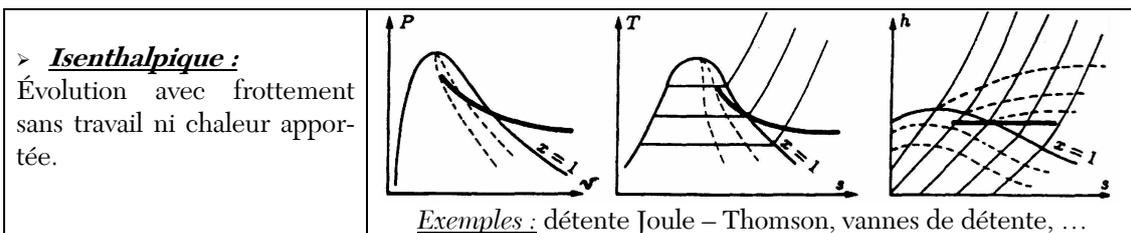
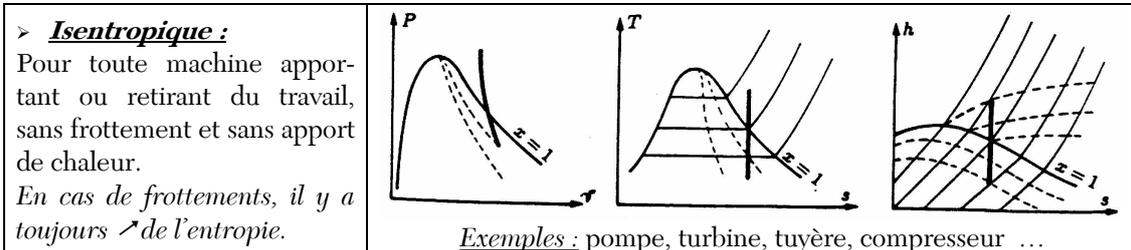
Rappels des sources d'irréversibilité

Elles sont assez diverses mais on peut les recenser par catégories :

- gradients ou discontinuités **thermiques** : sources de diffusion thermique (et de convection dans les fluides par gradient de densité)
(cas particulier du modèle de thermostat idéal (source de chaleur) qui n'est siège d'aucune création d'entropie en son sein (uniformité permanente de sa température) mais qui, au contact d'un système de température différente, sera acteur d'une discontinuité de température à la frontière du système et du thermostat au contact)
- gradients ou discontinuités **de composition, de pression et/ou de vitesses de particules fluides** :
source de diffusion de particules ou de quantité de mouvement.
Elles peuvent être permanentes ou transitoires provoquées par l'action brutale d'un interacteur.
Il peut simplement s'agir d'un mélange de deux fluides différents par exemple (même température et même pression tout de même)
- gradients ou discontinuités de **potentiel chimique** :
Les discontinuités ou gradients de température et/ou de pression précédents induisent une discontinuité ou un gradient du potentiel d'un corps pur dans ou entre deux phases différentes (potentiel « physique ») mais on a vu également que la différence de potentiel chimique d'espèces dépend en plus de son activité chimique dans sa phase et que le système chimique cherchera à minimiser son enthalpie libre à p et T par une transformation spontanée (irréversible) : la réaction chimique.

Interprétations graphiques de la réversibilité ou l'irréversibilité sur les diagrammes d'état usuels

Dans les diagrammes de Clapeyron, entropique et Mollier, il est essentiel de savoir positionner les isobares, les isenthalpes et les isentropes



En diagramme de Clapeyron (p,v), et en diagramme entropique (T,s), les isenthalpes ont des allures de « virgules » de courbure vers le haut et peu affectées par le passage du domaine diphasé au domaine gazeux. (et horizontales en Mollier bien sûr)

Interprétations graphiques de la réversibilité ou l'irréversibilité sur les diagrammes d'état usuels

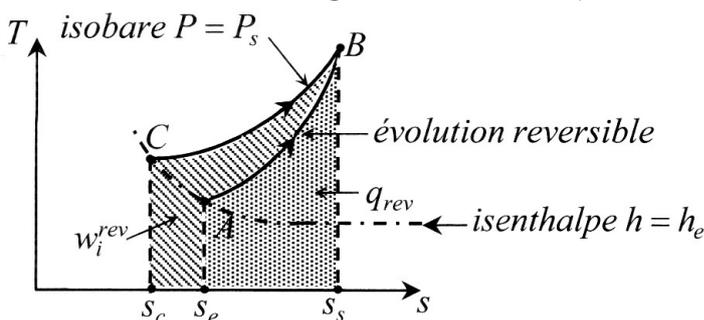
Dans un diagramme entropique, il est aisé d'évaluer une quantité de chaleur (massique) reçue lors d'une transformation réversible (non adiabatique bien sûr). Il s'agit d'une aire sous la courbe puisque :

$$q_{ABrev} = \int_A^B T ds$$

Mais le travail indiqué massique w_i est moins évident : on l'obtient en utilisant un point C appartenant à l'isenthalpe passant par A et à l'isobare de la pression d'arrivée en B :

$$\Delta h = h_C - h_B = \int_B^C T ds \text{ sur celle-ci}$$

soit également une aire (sous l'isobare cette fois)



$$w_{ABi} = (h_B - h_A) - q_{ABrev} = (h_B - h_C) - q_{ABrev} = \int_B^C T ds - \int_A^B T ds$$

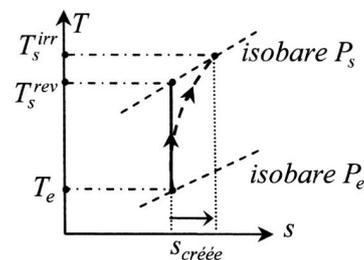
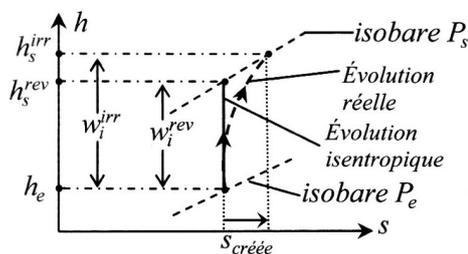
Interprétations graphiques de la réversibilité ou l'irréversibilité sur les diagrammes d'état usuels

Cas des compressions adiabatiques

Lors d'une **compression adiabatique**, un travail indiqué est fourni par un opérateur au fluide. Ce travail massique w_i est donc positif pendant que la pression augmente. L'application du premier principe en système ouvert implique :

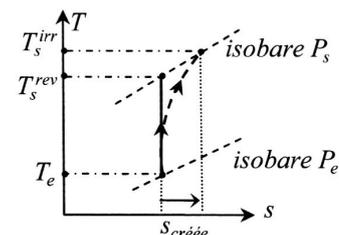
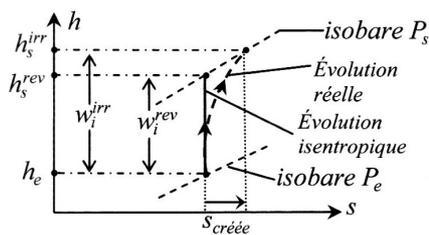
$$w_i = \Delta h = h_B - h_A = \int_A^B (Tds + vdp)$$

Les pressions de départ (A) et d'arrivée (B) permettent de situer les deux isobares correspondantes. Pour préciser le point B dans un diagramme entropique ou un diagramme de Mollier, le modèle **réversible** implique une compression **finale isentropique** et donc une **transformation verticale ascendante** dans ces représentations alors que dans la réalité (irréversible) l'entropie massique aura augmenté à cause du terme de création.



Interprétations graphiques de la réversibilité ou l'irréversibilité sur les diagrammes d'état usuels

Cas des compressions adiabatiques



S'agissant d'atteindre la même isobare $P_B = P_{B'} = P_S$, l'enthalpie massique finale sera nécessairement plus élevée lors d'une compression irréversible (et la température finale également). Autrement dit, il a fallu un travail plus important pour la même Δp et une partie plus importante a été convertie en énergie désordonnée d'agitation thermique (ou a participé à un changement d'état si le mélange est diphasé).

On appelle **rendement (à l') isentropique de compression** le rapport : $\eta_{is(compression)} = \frac{w_i^{rev}}{w_i^{irrev}} = \frac{h_B^{rev} - h_A}{h_{B'}^{irrev} - h_A}$

On parle aussi de **coefficient de performance du compresseur**.

Il ne s'agit pas de l'efficacité globale de la conversion électromécanique du compresseur mais seulement de l'écart relatif au comportement idéal du aux sources thermodynamiques d'irréversibilité.

Remarque : dans le cas particulier d'une compression de vapeur sèche assimilable à un GP

$$\eta_{is(compression)} = \frac{h_B^{rev} - h_A}{h_{B'}^{irrev} - h_A} = \frac{T_B - T_A}{T_{B'} - T_A}$$

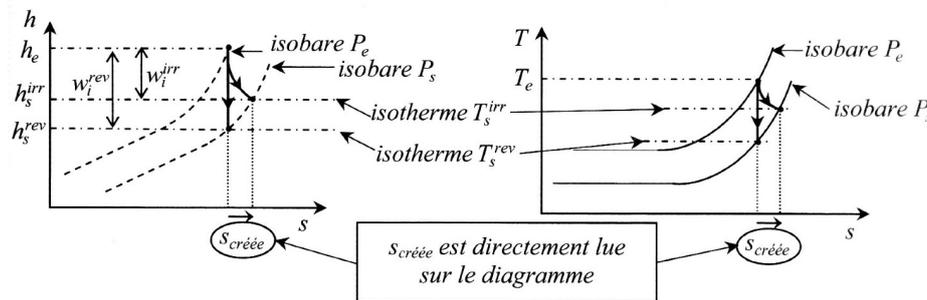
Interprétations graphiques de la réversibilité ou l'irréversibilité sur les diagrammes d'état usuels

Cas des détente adiabatiques

Lors d'une **détente adiabatique**, un travail indiqué est reçu par l'opérateur (turbine) de la part du fluide. Ce travail massique w_i est donc négatif pendant que la pression diminue. L'application du premier principe en système ouvert implique :

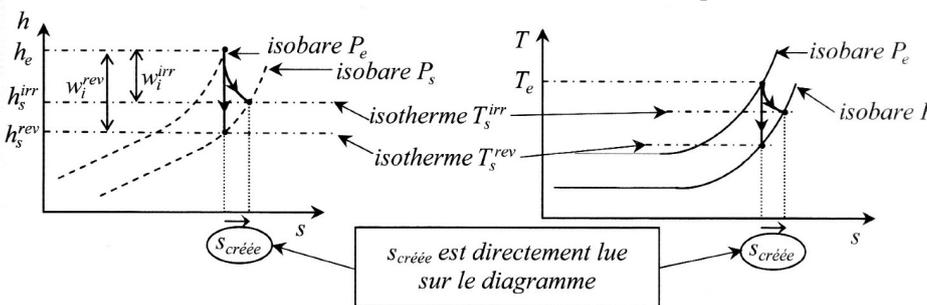
$$w_i = \Delta h = h_B - h_A = \int_A^B (Tds + vdp) < 0$$

Les pressions d'entrée et de sortie permettent de situer les deux isobares correspondantes. Pour préciser le point B dans un diagramme entropique ou un diagramme de Mollier, le modèle **réversible** implique une détente **finale entropique** et donc une **transformation verticale descendante** dans ces représentations alors que dans la réalité (irréversible) l'entropie massique aura augmenté à cause du terme de création.



Interprétations graphiques de la réversibilité ou l'irréversibilité sur les diagrammes d'état usuels

Cas des détente adiabatiques



S'agissant d'atteindre la même isobare $P_B=P_B'=P_S$, l'enthalpie massique finale sera nécessairement plus élevée lors d'une détente irréversible (et la température finale également). Autrement dit, la même dépression Δp a fourni à la turbine un travail moins important que la même détente réversible.

On appelle **rendement (à l') isentropique de détente** le rapport :

$$\eta_{is(détente)} \equiv \frac{-w_i^{irrev}}{-w_i^{rev}} = \frac{h_A - h_B^{irrev}}{h_A - h_B^{rev}}$$

On parle aussi de **coefficient de performance de la turbine**

Remarques :

1- dans le cas particulier d'une compression de vapeur sèche assimilable à un GP

$$\eta_{is(détente)} = \frac{T_A - T_{B'}}{T_A - T_B}$$

2- dans le cas où aucun travail n'est récupéré lors de la détente, elle est 100% irréversible (horizontale en Mollier) !

(Joule Kelvin :détendeur calorifugé à laminage, soupape...)

$$\eta_{is(détente)} = 0 !$$

Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Les échangeurs thermiques

Si une machine thermique échange nécessairement du travail, elle échange également de la quantité de chaleur.

Un échangeur thermique est un organe statique (pas de pièces mobiles) globalement calorifugé de telle façon que les échanges de chaleur avec le fluide frigorigène sont effectués successivement avec diverses sources de chaleur extérieures.

Si le modèle de « Thermostat » (capacité thermique infinie) est appliqué à ces sources alors la quantité de chaleur échangée n'est liée à aucune variation de température de la source.

Souvent il s'agit d'un second fluide en contact thermique par l'intermédiaire d'un matériau solide conducteur thermique. En régime permanent, ce milieu « intermédiaire » ne fait que transmettre cette chaleur sans en consommer. Ainsi les fluides dans leurs circuits distincts échangent de la quantité de chaleur de telle façon que le bilan s'écrit :

$$\sum_{k=1}^2 D_{mk} \cdot q_k = 0 = \sum_{k=1}^2 D_{mk} \cdot (h_s - h_e)_k$$

En l'absence de changement d'état et pour des fluides de capacités thermiques massiques indépendantes de la température, on écrira :

$$D_{m1} \cdot (h_{s1} - h_{e1}) + D_{m2} \cdot (h_{s2} - h_{e2}) = 0 = D_{m1} \cdot c_{p1} (T_{s1} - T_{e1}) + D_{m2} \cdot c_{p2} (T_{s2} - T_{e2})$$

Et dans le cas très particulier du même fluide dans les deux circuits : $D_{m1} (T_{s1} - T_{e1}) + D_{m2} (T_{s2} - T_{e2}) = 0$

Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Les échangeurs thermiques

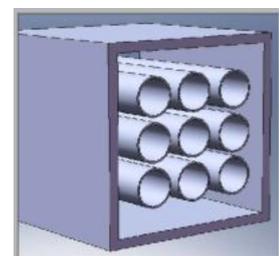
On a coutume de considérer ces échanges thermiques comme **isobares** (réversibilité mécanique lors de l'échange de chaleur (certainement pas thermique !)) mais vous imaginez bien que cela n'est compatible qu'avec une perte de charge nulle (en l'absence de variation de vitesse et d'altitude) soit un fluide parfait en déplacement dans la conduite. Dans la réalité, un échange de chaleur nécessite une surface d'échange la plus importante possible (loi de Newton) pour qu'elle ait lieu sur une longueur moindre de conduite. On devine que les frottements augmenteront avec cette surface et qu'il va falloir trouver un compromis :

- une grande surface d'échange est souhaitable pour augmenter l'efficacité des échangeurs, mais elle se traduit par des coûts élevés ;
- plusieurs faibles sections de passage des fluides permettent d'augmenter les valeurs des coefficients d'échange thermique U (on cherche toujours à maximiser U) ,

$$\frac{1}{U} \equiv \frac{S_{ech} \Delta T_{moyenne\ logarithmique\ interfluides}}{\Phi_{th}} = \frac{\Delta T_{moyenne\ logarithmique\ interfluides}}{j_{th(moyen)}} = \frac{1}{h_c} + \frac{e}{\lambda} + \frac{1}{h_f}$$

mais elles font aussi croître les pertes de charge.

Dans le logiciel Mecaflex utilisé en TP, vous pouvez entrer la forme du caisson, ses dimensions transversales et le nombre de tubes internes pour qu'il calcule un diamètre équivalent : les pertes de charge régulières peuvent alors être calculées comme s'il s'agissait d'une conduite cylindrique (en précisant la rugosité, la longueur et le débit)

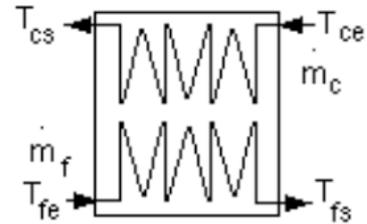


Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Les échangeurs thermiques

Il existe différents types d'échangeurs :

- échangeur à contre-courant : les fluides circulent parallèlement et en sens contraire : le plus efficace
- échangeur co-courant : les fluides circulent parallèlement et dans le même sens
- échangeur à écoulement croisé : les fluides circulent dans des directions perpendiculaires.



Au cours de ces échanges, le fluide ne reste pas toujours monophasé. On distingue alors trois grandes catégories d'échangeurs avec changement de phase :

- évaporateurs
- condenseurs
- vapocondenseurs (les deux fluides changent d'état en sens contraire)

Dans un évaporateur, il est souvent préférable de réaliser une **surchauffe** pour éviter d'avoir une vapeur saturante mais plutôt une **vapeur sèche** : avant une turbine pour éviter que lors de la détente isentropique ne se forment des gouttelettes de liquide devenant autant de projectiles risquant d'endommager les aubes ou les pales mais également avant un compresseur pour éviter également l'apparition de phase liquide. (on parle de pompe plutôt que de compresseur quand il s'agit de comprimer du liquide)

Enfin le fluide réchauffant le fluide du circuit principal dans l'échangeur est parfois une vapeur sèche prélevée en cours de détente de turbine (qui se condensera dans l'échangeur) : technique du **soutirage** (cf plus loin)

Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

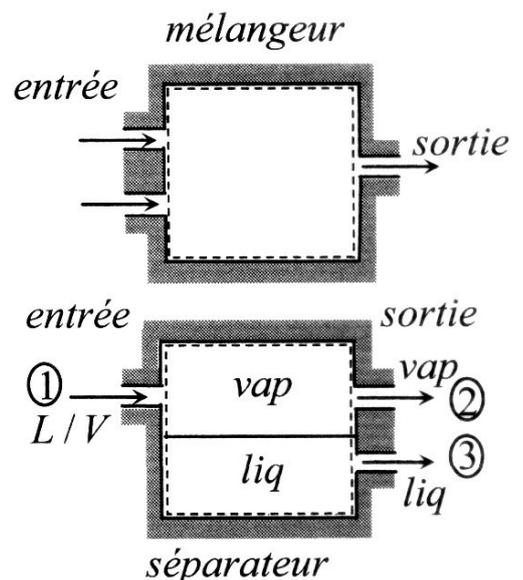
Séparateurs et mélangeurs isobares

Dans l'exemple du « soutirage » cité précédemment, un prélèvement partiel pour un circuit parallèle est effectué.

Un **séparateur** est simplement un système ouvert vu comme un organe à une entrée et plusieurs sorties divisant le débit en autant de « parts ». Généralement, il s'agit plus précisément d'une séparation de phases (liquide saturant d'un côté et vapeur juste saturante de l'autre). A l'intérieur du séparateur règne la pression de vapeur saturante à la température T correspondant donc aux valeurs de pression d'entrée et de sorties approximées identiques (« transformation » isobare).

Si x est la fraction massique de vapeur entrante (constante à l'intérieur du séparateur), les débits massiques en sorties doivent donc être dans le rapport de leurs fractions massiques. En ajoutant la conservation du débit massique en régime permanent, on aura :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D_{m_{vap}}}{D_{m_{liq}}} = \frac{x_{vap}}{x_{liq}} = \frac{x_{vap}}{1-x_{vap}} \\ D_m = D_{m_{vap}} + D_{m_{liq}} \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} D_{m_{vap}} = x_{vap} \cdot D_{m(entrant)} \\ D_{m_{liq}} = (1-x_{vap}) \cdot D_{m(entrant)} \end{array} \right.$$



Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Séparateurs et mélangeurs isobares

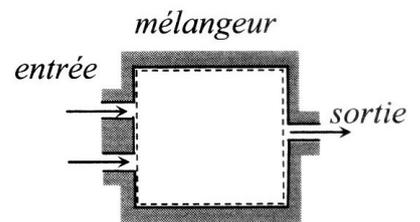
Un séparateur (différent d'une turbine !!) est généralement **calorifugé** et ne présente **jamais de parties mobiles**. Ainsi le bilan enthalpique s'écrit avec la fraction massique x de vapeur :

$$D_{m(liq)(sortant)} h_{liq}(T, p) + D_{m(vap)(sortant)} h_{vap}(T, p) - D_{m(entrant)} h_{mélange\ entrant}(x, T, p) = P_i + P_{th} = 0 + 0 = 0$$

$$D_{m(liq)(sortant)} h_{liq}(T, p) + D_{m(vap)(sortant)} h_{vap}(T, p) = D_{m(entrant)} \cdot [(1-x)h_{liq}(T, p) + xh_{vap}(T, p)]$$

Qui ne donne absolument rien de nouveau vis à vis du bilan de matière précédent !
C'est normal puisque la séparation n'a été accompagnée ici d'aucune transformation thermodynamique : les particules de fluide chacune dans leur phase ont simplement été regroupées !

Le cas a priori plus général d'un **mélangeur** (sans parties mobiles) où les entrées de fluides correspondent parfois à des températures et pressions différentes doit seulement conduire (sans autre information comme son caractère sensiblement isobare par exemple) aux égalités suivantes :



$$\sum_i^{N_{entrées}} D_{mi(entrées)} = D_{m(sortie)}$$

$$D_{m(sortie)} h_{(sortie)} - \sum_i^{N_{entrées}} D_{mi(entrées)} h_{i(entrées)} = P_{visc} + P_{th} (=0+0 \text{ si calorifugé et si on néglige les pertes par turbulences})$$

Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Séparations NON isobares

Attention ! La séparation peut se faire en cours d'évolution d'un mélange diphasé dans une turbine par exemple (cf cycles ci-dessous à simple puis double soutirage).

On choisira alors souvent une convention différente en prenant comme référence le débit de fluide passant dans un branche parallèle « principale » ($1=100\%$) alors que le débit total avant et après regroupement des branches s'écrira ($1+\sum X_i > 100\%$) (il ne s'agit pas d'un séparateur de phases ! X n'est plus une fraction de vapeur !)

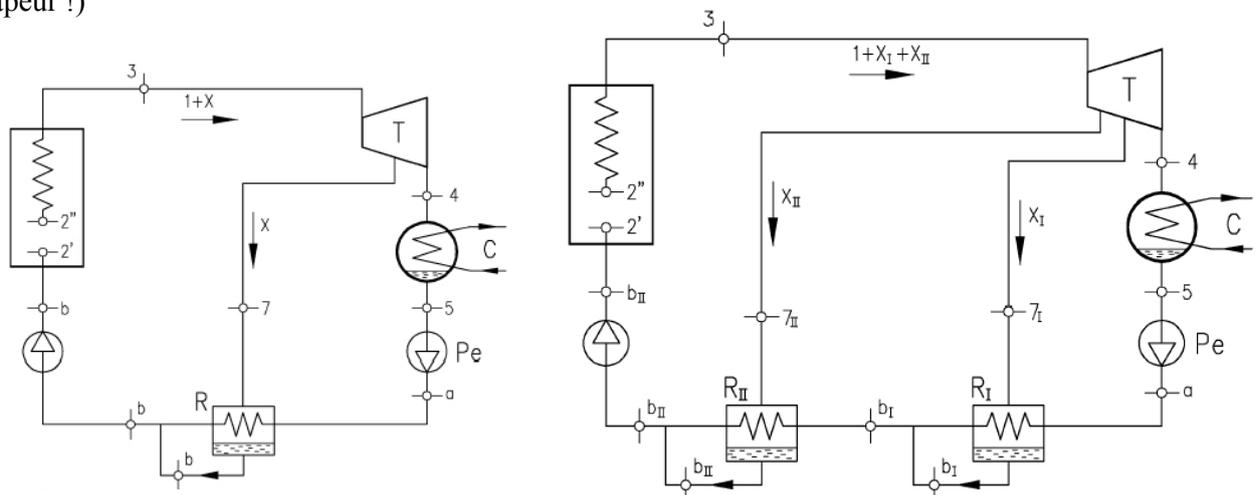


FIG. VI.1 – Cycle modélisé à deux soutirages

Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Tuyère (ou convergent)

Il s'agit encore d'un organe statique (pas de travail des parties mobiles) dans lequel la transformation est approximée adiabatique. Les tuyères font généralement suite à des chambres de combustion dans les systèmes de propulsion « à réaction ». L'objectif est d'obtenir une célérité élevée des gaz d'échappement en sortie (force de poussée en $Dm.u$ avec u vitesse relative des gaz en sortie). D'une certaine façon il s'agit d'une conversion d'énergie : l'énergie des forces pressantes en amont est convertie en énergie cinétique.

Le bilan enthalpique s'écrit donc (en négligeant les variations d'énergie massique de pesanteur) :

$$h_s + \frac{c_s^2}{2} - h_e - \frac{c_e^2}{2} = 0 \qquad c_p(T_s - T_e) + \frac{c_s^2}{2} = 0$$

Si on adopte le **modèle de GP** et en négligeant la vitesse d'entrée, il reste

$$T_s = T_e - \frac{c_s^2}{2c_p}$$

En complétant par la conservation de l'entropie massique entre l'entrée et la sortie (si réversible adiabatique), on obtient une seconde équation reliant les températures et les pressions (Laplace : $P_s^{1-\gamma} T_s^\gamma = P_e^{1-\gamma} T_e^\gamma$) pour obtenir finalement la célérité de sortie. (on connaît P_e et P_s)

La caractéristique irréversible de cette transformation implique une baisse de température moindre et donc une célérité moindre que la célérité isentropique en sortie

Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Tuyère divergente

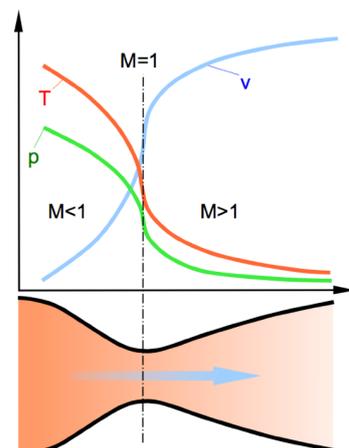
On parle également de « diffuseur » : elle permettra a priori de ralentir un écoulement avec une augmentation de pression concomitante

Attention cependant : le caractère compressible des gaz présents dans une tuyère doit nous inviter à oublier nos habitudes de fluides incompressibles : ce n'est pas parce que la section augmente que la vitesse diminue nécessairement !

Tuyère de Laval

Elle est constituée d'un convergent et d'un divergent et la vitesse augmente constamment lors de la traversée de cette tuyère ! Elle passe de vitesse subsonique ($M < 1$) à des vitesses supersoniques ($M > 1$) (mur du son au col). $M \equiv \frac{c}{c_{son}}$

La relation donnant pour la célérité des ondes sonores $c_{son} = \sqrt{\frac{dp}{d\mu}}$ associée à la relation de Bernoulli (des fluides compressibles !) et à la conservation de la masse aboutissent à la relation de Hugoniot donnant la variation relative de vitesse en fonction de la variation relative de section : $\frac{dc}{c} = \frac{1}{M^2 - 1} \cdot \frac{dS}{S}$

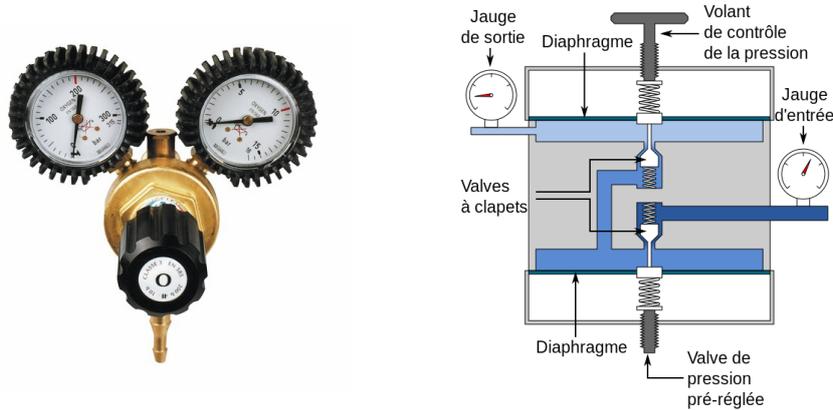


Autres dispositifs élémentaires des installations industrielles

Détendeur à laminage (ou soupape)

On emploie ce terme de détendeur pour un nouvel organe statique (considéré calorifugé) interposé dans le flux et diminuant la pression sur une faible longueur : il peut s'agir d'un bouchon poreux (bourre de coton) d'un capillaire ou d'une simple soupape.

Ce dispositif a été étudié en première année (détente de Joule-Kelvin ou Joule-Thomson) et aboutit également à une transformation **isenthalpique**. La différence notable avec une tuyère est que les énergies cinétiques en entrée et en sortie sont faibles et leur différence négligeable devant la perte d'énergie massique pressante. Cela signifie que le processus est une dégradation quasi-totale d'énergie ordonnée. La **variation d'entropie** correspond donc uniquement à un terme de création (« calorifugé ») et est donc **positive**.

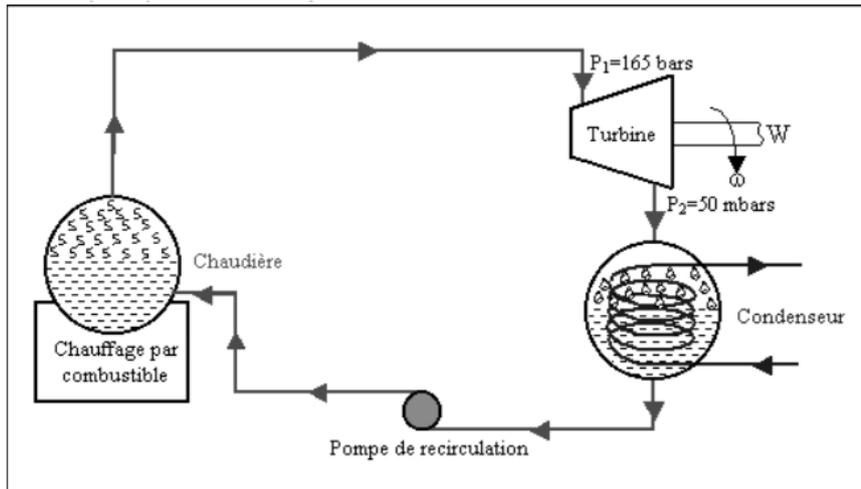


Cycles de machines thermiques

Les centrales à turbines vapeur

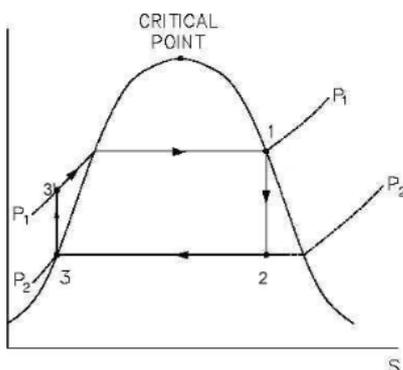
Il s'agit du type le plus fréquemment étudié dans votre épreuve de thermodynamique de concours PT. Le fluide est soumis à des changements d'état dans les deux sens et la plupart du temps l'objectif est le fonctionnement moteur : un alternateur possède un arbre solidaire de la turbine de détente et produit de l'électricité.

Le cycle de « base » : Rankine



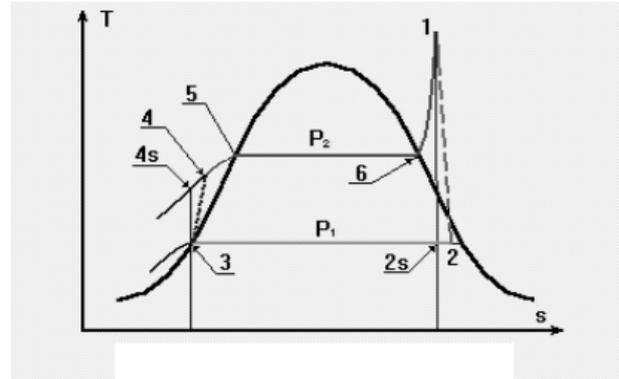
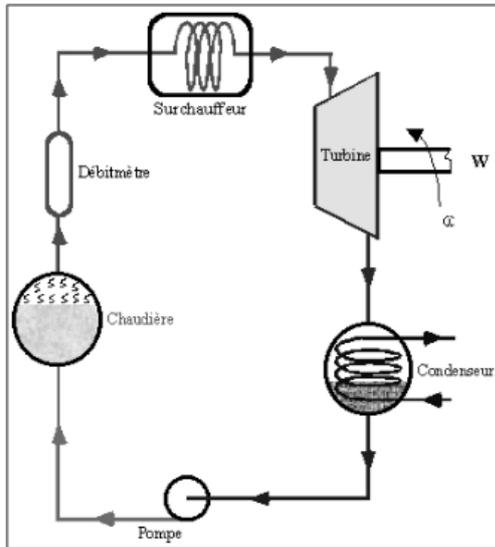
Rankine

1 - 2	détente adiabatique (réversible ou non), de HP à BP, dans la turbine, $W^D = \Delta h_{12}$
2 - 3	condensation isobare et isotherme du mélange jusqu'à eau liquide
3 - 3'	compression de l'eau dans la pompe, passage de BP à HP $W_{pompe}^{is} = \int_3^{3'} V dP$
3' - 1	chauffage isobare et évaporation isobare et isotherme dans le générateur de vapeur (G.V.) $q_{3'1} = h_1 - h'_3$



travail utile	$W_{utile} = W^D = h_1 - h_2$
chaleur dépensée	$q_{ch} = q_{3'1} = h_1 - h'_3 \approx h_1 - h_3$
rendement thermique	$\eta_{th} = \frac{W_{utile}}{q_{ch} + W_{pompe}} \approx \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}$

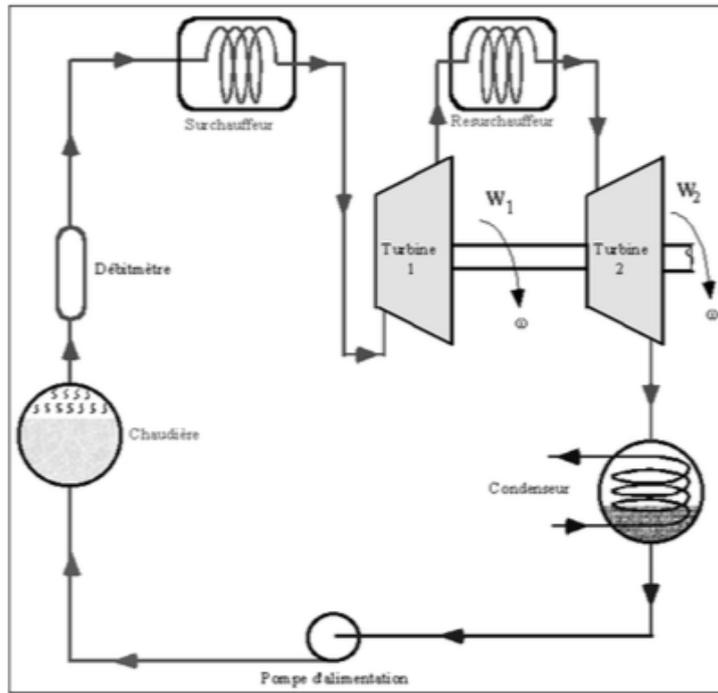
Hirn



Hirn

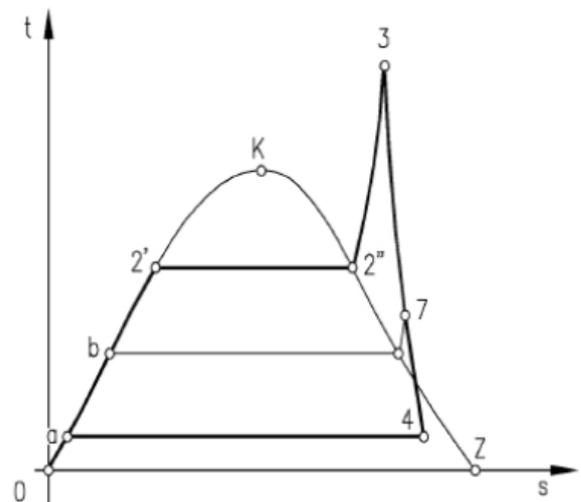
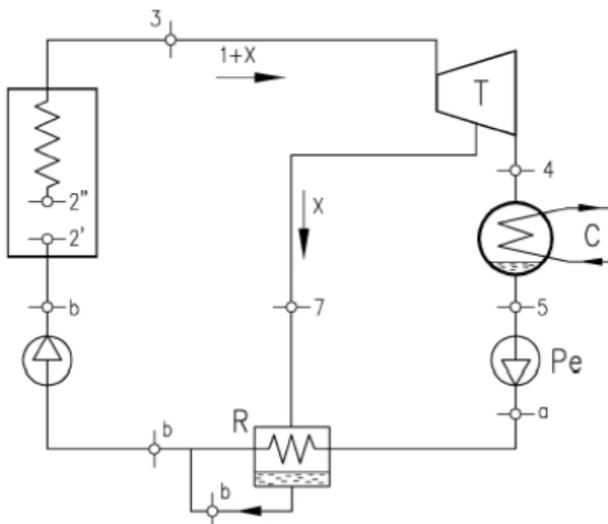
1 - 2	détente adiabatique irréversible, de HP à BP, dans la turbine, $W^D = \Delta h_{12}$ rendement isentropique de détente $\eta_{is}^D = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2is}}$
2 - 3	condensation isobare et isotherme du mélange jusqu'à eau liquide
3 - 4	compression de l'eau dans la pompe, passage de BP à HP W_{pompe} négligé ; $h_3 = h_4$
4 - 5 - 6	chauffage isobare et évaporation isobare et isotherme dans le G.V. $q_{46} = h_6 - h_4$
6 - 1	chauffage isobare de la vapeur, $q_{61} = h_1 - h_6$
rendement	$\eta_{th} = \frac{W_{utile}}{q_{46} + q_{61} + W_{pompe}} \simeq \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}$

Double surchauffe



rendement	$\eta_{th} = \frac{W_{12} + W_{34}}{q_{23} + q_{67} + q_{71} + W_{pompe}} \simeq \frac{h_1 - h_2 + h_3 - h_4}{h_3 - h_2 + h_1 - h_5}$
-----------	---

Soutirage



rendement	$\eta_{th} = \frac{W_{34} + W_{37}}{q_{b2'} + q_{2'2''} + q_{2''3} + W_{pompe1} + W_{pompe2}} \simeq \frac{h_3 - h_4 + x(h_3 - h_7)}{(1+x)(h_3 - h_b)}$
-----------	---

Soutirage

Quantité initiale de fluide $(1 + x)$. Soutirage d'une fraction x . Le cycle de la partie non soutirée :

3 - 4	détente adiabatique, de HP à BP, dans la turbine, $W_{34} = h_3 - h_4$
4 - 5	condensation isobare et isotherme du mélange jusqu'à eau liquide
5 - a	compression d'eau liquide, passage de BP à MP, hypothèse : $h_5 = h_a$
a - b	chauffage de l'eau dans le mélangeur au contact de la fraction x soutirée hypothèse : le point b est sur la courbe de saturation

Soutirage

Le cycle de la fraction x soutirée :

3 - 7	détente de la fraction x de vapeur, de HP à MP, dans la turbine, $W_{37} = x(h_3 - h_7)$
7 - b	condensation de la fraction x soutirée jusqu'à eau liquide, à la pression MP la quantité de chaleur nécessaire au changement de phase sert à chauffer l'eau de a à b

Fin du cycle pour la quantité $(1 + x)$ de fluide :

b - b	compression de la quantité $(1 + x)$ d'eau liquide, passage de MP à HP hypothèse : les points sont confondus et situés sur la courbe de saturation
b - 2'	chauffage isobare de la quantité $(1 + x)$ d'eau, $q_{b2'} = h'_2 - h_b$
2' - 2''	évaporation isobare et isotherme de la quantité $(1 + x)$ dans le GV, $q_{2'2''} = h'_2 - h''_2$
2'' - 3	chauffage isobare de la quantité $(1 + x)$ de vapeur, $q_{2''3} = h_3 - h''_2$
rendement	$\eta_{th} = \frac{W_{34} + W_{37}}{q_{b2'} + q_{2'2''} + q_{2''3} + W_{pompe1} + W_{pompe2}} \simeq \frac{h_3 - h_4 + x(h_3 - h_7)}{(1 + x)(h_3 - h_b)}$

Double soutirage

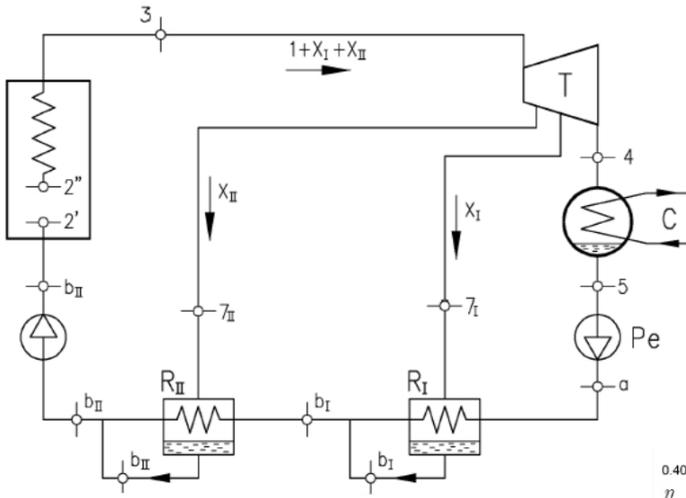


Fig. VI.1 - Cycle modélisé à deux soutirages

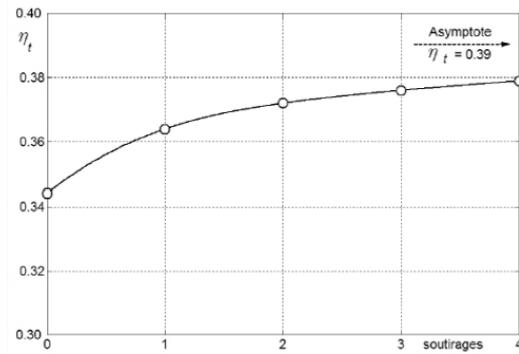
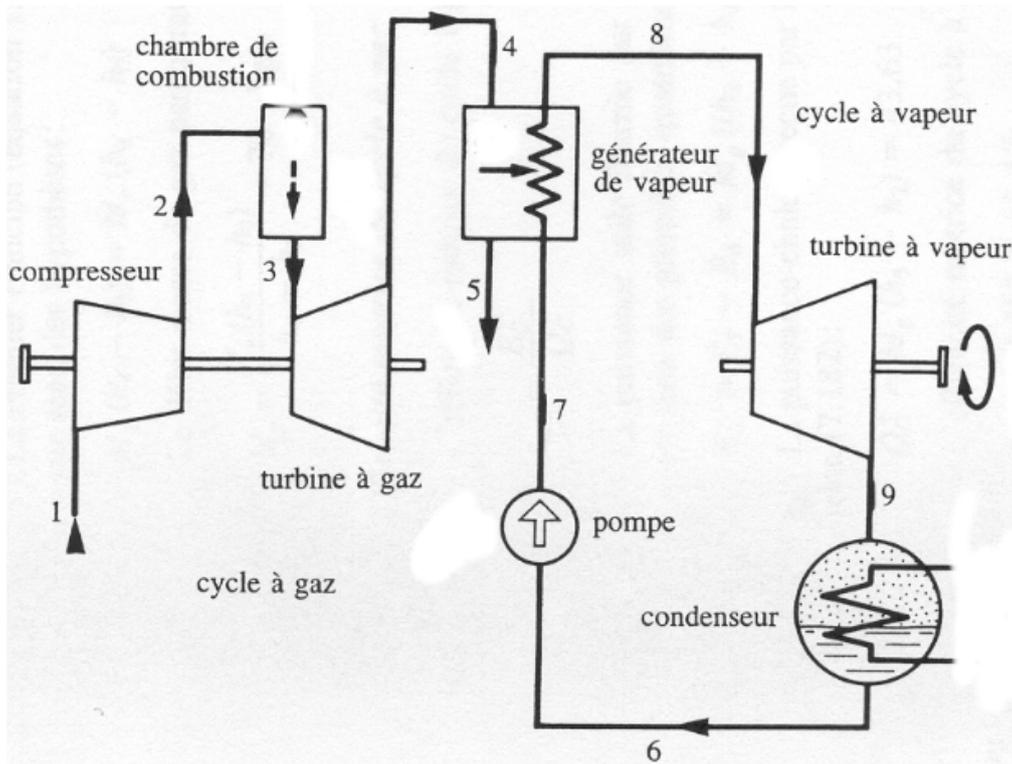


Fig. VI.2 - Evolution du rendement thermique en fonction du nombre de soutirage

Cycle combiné Turbomoteur - Turbine a vapeur

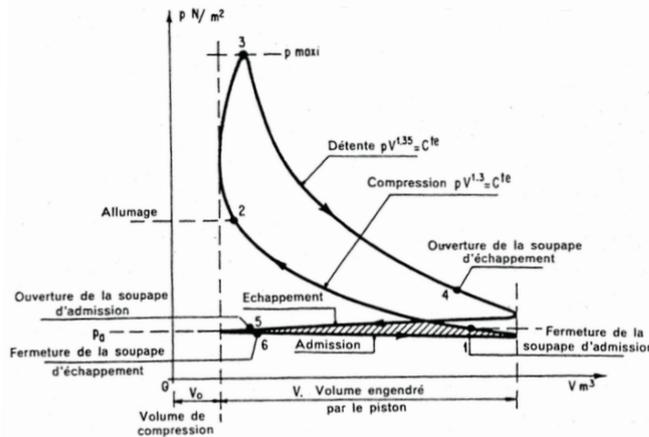


Machines à « capsulisme » (machines à gaz)

On parle de machines à capsulisme lorsque certaines transformations se font à « vase clos » et que la périodicité des transvasements (admission, échappement) est fixée par le rythme d'une machine extérieure (tour de vilebrequin par exemple).

Ce sont des machines dont l'analyse de fonctionnement se prête bien à une étude en système fermé qui subit une grande quantité de cycles par seconde. A chaque cycle (considéré très court devant la durée de fonctionnement de la machine) les variations de grandeurs d'état sont nulles.

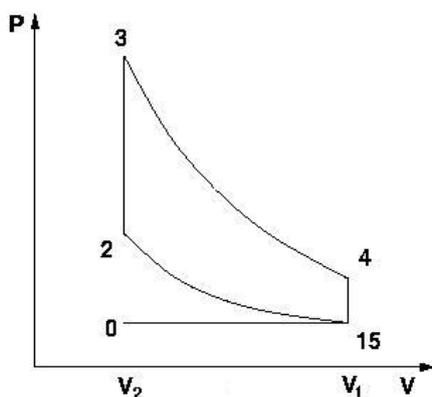
Le système est en première approximation assimilé à un mélange gazeux qui recevrait une quantité de chaleur simulant la combustion chimique : en réalité le mélange de gaz d'admission est différent des gaz d'échappement. Par ailleurs, l'allure type d'un tel cycle est le suivant :



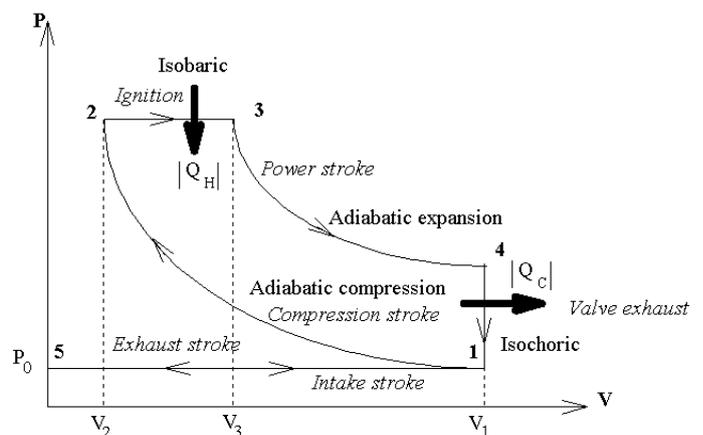
Machines à « capsulisme »

Les cycles « d'école »

Otto ou Beau de Rochas



Diesel (Rudolf)



Machines à « capsulisme »

Les cycles « d'école »

- Cycle de Beau de Rochas
 - 1-2 compression isentropique
 - 2-3 apport de chaleur isochore
 - 3-4 détente isentropique
 - 4-1 mise à l'atmosphère (avec refroidissement)
- Cycle de Diésel
 - 1-2 compression isentropique
 - 2-3 apport de chaleur isobare
 - 3-4 détente isentropique
 - 4-1 mise à l'atmosphère (avec refroidissement)
- Cycle de Sabathé
 - 1-2 compression isentropique
 - 2-3 apport de chaleur isochore
 - 3-4 apport de chaleur isobare
 - 4-5 détente isentropique
 - 5-1 mise à l'atmosphère (avec refroidissement)

Machines à « capsulisme »

Les cycles « d'école »

- Cycle de Carnot
 - 1-2 compression isotherme (avec refroidissement)
 - 2-3 compression isentropique
 - 3-4 détente isotherme (avec apport de chaleur)
 - 4-1 détente isentropique
- Cycle de Stirling
 - 1-2 compression isotherme (avec refroidissement)
 - 2-3 compression isochore
 - 3-4 détente isotherme (avec apport de chaleur)
 - 4-1 détente isochore
- Cycle de Ericsson
 - 1-2 compression isotherme (avec refroidissement)
 - 2-3 compression isobare
 - 3-4 détente isotherme (avec apport de chaleur)
 - 4-1 détente isobare

Machines à « capsulisme »

Comparaison de rendements de ces machines à gaz

Pour comparer les cycles, nous prendrons les conditions suivantes :

→ 1kg de fluide parfait.

→ $C_p = 1000 \text{ J/kg.K}$ $C_v = 713 \text{ J/kg.K}$ $\gamma = 1,4$.

→ Au point 1 : $T_1 = 300\text{K}$ $P_1 = 1 \text{ bar}$ $V_1 = 0,86\text{m}^3$

→ Rapport des volumes $\rho = \frac{V_1}{V_2} = 10$

→ Apport de chaleur $q_{23} = 1\,568\,600 \text{ J}$

Machines à « capsulisme »

Comparaison de rendements de ces machines à gaz

	CARNOT	STIRLING	ERICSSON	BEAU ROCHAS	DIESEL	SABATHE
P_2	10	10	10	25,12	25,12	25,12
T_2	300	300	300	754	754	754
V_2	0.086	0.086	0.086	0.086	0.086	0.086
P_3	13932	83	10	98,4	25,12	43,4
T_3	2374	2500	2500	2953	2322	1303
V_3	$4,8 \cdot 10^{-4}$	0.086	0.717	0.086	0.265	0.086
P_4	1393,2	8,3	1	3,9	4,8	43,4
T_4	2374	2500	2500	1175	1448	2480
V_4	$4,8 \cdot 10^{-4}$	0.86	7,17	0.86	0.86	0.86
P_5	-	-	-	-	-	4,26
T_5	-	-	-	-	-	1277
V_5	-	-	-	-	-	0.86
$W_{cycle} \text{ (MJ)}$	1,370	1,370	1,370	0,95	0,748	0,875
η_{th}	0,874	0,874	0,874	0,602	0,477	0,558