

Chap IV : Machines thermiques

Introduction : Notre objectif est d'appliquer le premier et le deuxième principe de la thermodynamique à l'étude des machines dithermes fonctionnant de manière cycliques. A la fin de ce chapitre, nous généraliserons l'application du premier principe à l'étude de systèmes ouverts en régime stationnaire.

I : Etude théorique des machines cycliques dithermes

1) Présentation

Considérons un système fermé décrivant une évolution cyclique au contact de deux sources thermiques assimilées à des thermostats de températures T_C (pour la source chaude) et T_F (pour la source froide). On note W le travail (des forces extérieures non-conservatives), Q_C le transfert thermique avec la source chaude et Q_F le transfert thermique avec la source froide algébriquement reçus par le système sur un cycle. Dans cette étude, nous supposons que les variations d'énergie mécanique macroscopique sont nulles : $\Delta E_{m,M} = 0$. Appliquons le premier et le deuxième principe de la thermodynamique au système sur un cycle.

2) Principes de la thermodynamique

L'énergie interne et l'entropie sont des fonctions d'état donc leurs variations sont nulles sur un cycle :

$$\Delta U_{cyc} = 0 \quad \text{et} \quad \Delta S_{cyc} = 0$$

Appliquons le premier principe au système fermé décrivant une évolution cyclique au contact des 2 thermostats :

$$\Delta U_{cyc} = W + Q_C + Q_F = 0 \quad (1)$$

De la même manière, appliquons le deuxième principe au système sur un cycle :

$$\Delta S_{cyc} = S^e_{cyc} + S^c_{cyc} = 0$$

Avec :

$$\begin{cases} S^e_{cyc} = \frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} \\ S^c_{cyc} \geq 0 \end{cases}$$

On établit l'inégalité de Clausius-Carnot :

$$\frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} \leq 0 \quad (2)$$

A l'aide des relations (1) et (2) nous allons réaliser une étude théorique du fonctionnement des machines dithermes.

3) Impossibilité du moteur monotherme

Par définition, la vocation d'un moteur est de fournir un travail au milieu extérieur : $W < 0$. Que deviennent les relations (1) et (2) dans le cas particulier d'une machine monotherme, c.à.d. en contact thermique avec une seule source thermique (assimilée à un thermostat de température T) :

$$\begin{cases} W + Q = 0 \\ \frac{Q}{T} \leq 0 \end{cases}$$

On en déduit que $Q \leq 0$ et donc $W \geq 0$: ceci constitue la définition historique du deuxième principe de la thermodynamique donnée par Sadi Carnot en 1824 :

Il n'existe pas de moteur fonctionnant de manière cyclique qui puisse fournir un travail à partir d'une seule source thermique

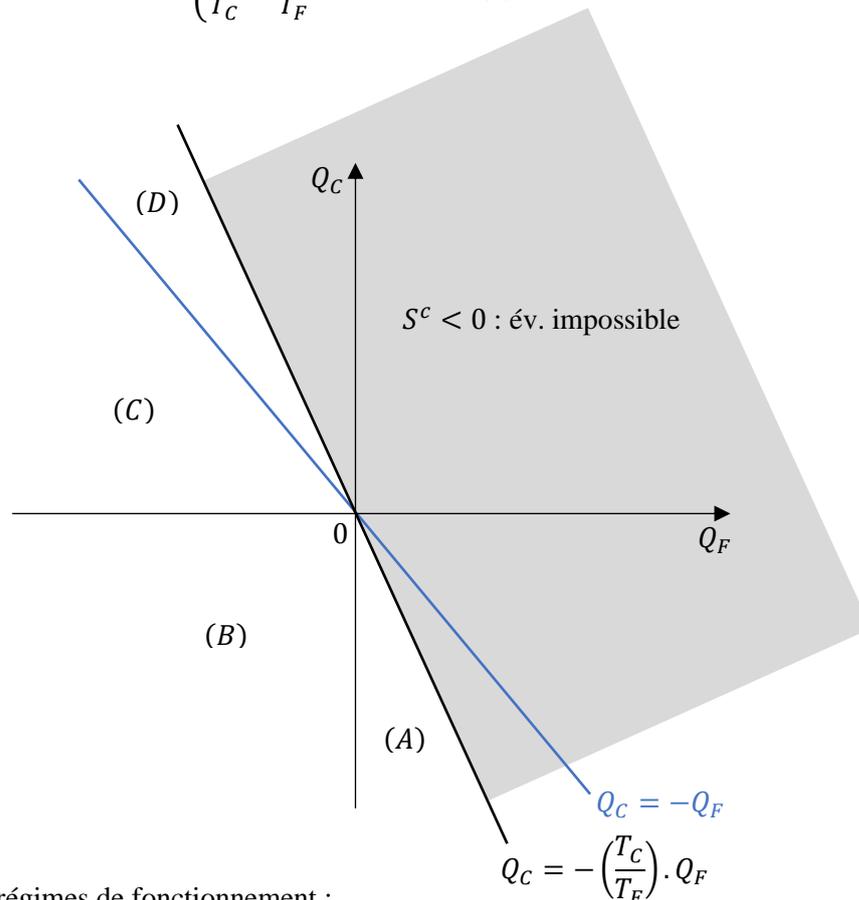
Extrait du : *Traité sur la puissance motrice du feu et machines propre à développer cette puissance* (1824).

On en déduit qu'un moteur fonctionnant de manière cyclique doit être en contact avec (au moins) deux sources thermiques. Dans ce chapitre, nous étudierons différents types de moteurs dithermes...

4) Caractéristiques des machines dithermes

A partir des relations (1) et (2) construisons le diagramme de Raveau qui consiste à représenter $Q_C = f(Q_F)$ avec :

$$\begin{cases} W + Q_C + Q_F = 0 & (1) \\ \frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} \leq 0 & (2) \end{cases}$$



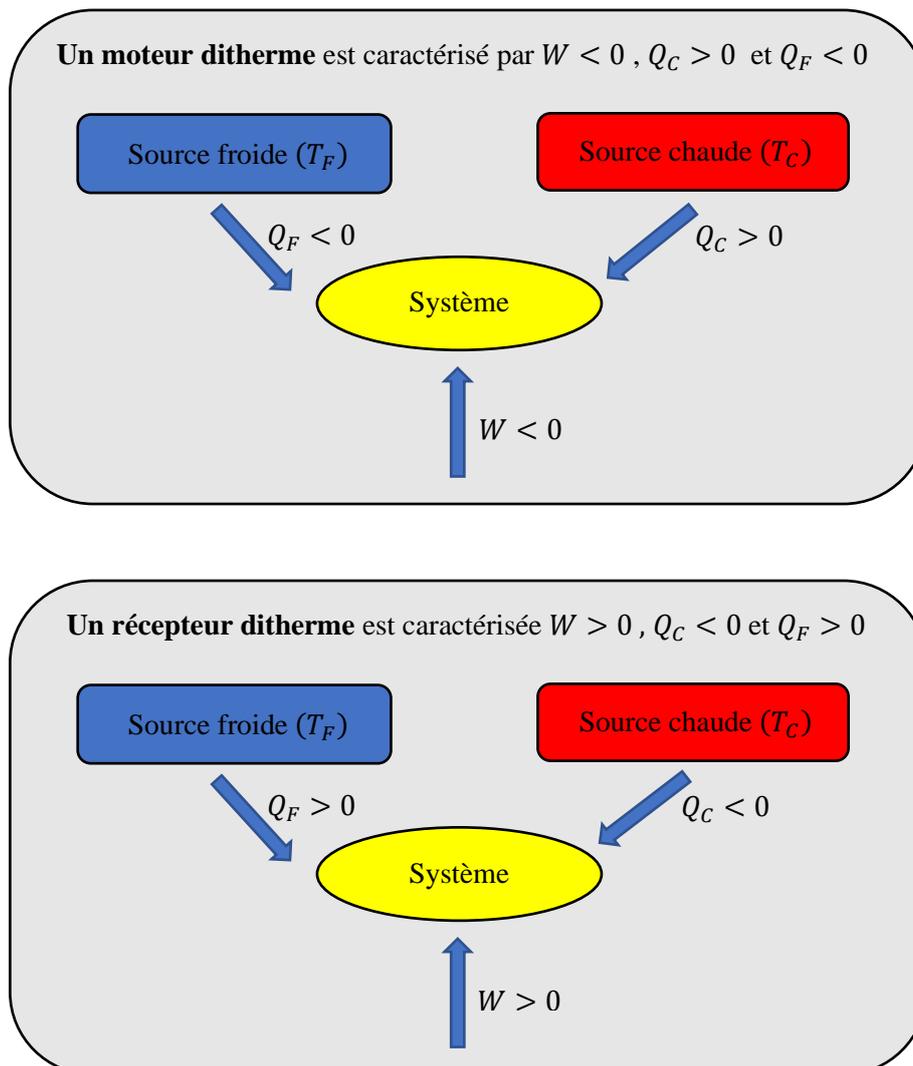
On peut identifier 4 régimes de fonctionnement :

- (A) : $W > 0$; $Q_C < 0$ et $Q_F > 0$: le système est alimenté par un moteur extérieur : $W > 0$. C'est un récepteur thermique. Il prend de l'énergie à la source froide $Q_F > 0$; il en cède à la source chaude $Q_C < 0$.
- (B) : $W > 0$; $Q_C < 0$ et $Q_F < 0$: le système est alimenté par un moteur extérieur : $W > 0$. C'est un récepteur thermique. Il cède de l'énergie à la source chaude et à la source froide : $Q_C < 0$ et $Q_F < 0$.

- (C) : $W > 0$; $Q_C > 0$ et $Q_F < 0$: le système est alimenté par un moteur extérieur : $W > 0$. C'est un récepteur thermique. Il prend de l'énergie à la source chaude $Q_C > 0$, il en cède à la source froide et $Q_F < 0$.
- (D) : $W < 0$; $Q_C > 0$ et $Q_F < 0$: le système fournit un travail au milieu extérieur $W < 0$. C'est un moteur thermique. Il prend de l'énergie à la source chaude $Q_C > 0$, il en cède à la source froide et $Q_F < 0$.

Sur ces 4 régimes d'évolutions, 2 semblent particulièrement intéressants : le (D) qui correspond au cycle d'un moteur ditherme et le (A) qui correspond au cycle d'un récepteur ditherme.

5) Moteurs et récepteurs dithermes



Exemples de récepteurs dithermes : machines frigorifiques, système de climatisation ou pompes à chaleur.

6) Coefficient d'efficacité d'une machine ditherme

Le coefficient d'efficacité (ou de performance) d'une machine est défini par le rapport de la valeur absolue de l'énergie utile (compte tenue de la vocation de la machine) sur l'énergie dépensée (ce que cela coûte) :

$$e = \left| \frac{\text{Energie utile}}{\text{Energie dépensée}} \right|$$

Notons que par définition, le coefficient d'efficacité est positif et sans dimension (donc sans unité). Pour les moteurs, le coefficient d'efficacité s'identifie au rendement noté r .

Exemples :

- coefficient d'efficacité (ou rendement) d'un moteur : $e_m = r = \left| \frac{W}{Q_C} \right|$. La vocation d'un moteur est de fournir un travail au milieu extérieur. L'énergie dépensée résulte de la combustion d'hydrocarbures qui apporte l'énergie $Q_C > 0$ au système (ce que nous modélisons par une source chaude).
- coefficient d'efficacité d'une machine frigorifique : $e_{fri} = \left| \frac{Q_F}{W} \right|$. La vocation d'une machine frigorifique est de refroidir la source froide. L'énergie dépensée est l'énergie nécessaire pour alimenter cette machine (c.à.d. $W > 0$).

7) Théorème de Carnot

Explicitons le coefficient d'efficacité d'un moteur en fonction des transferts thermiques Q_C et Q_F , des températures T_C et T_F , et de l'entropie créée S^c sachant que :

$$\begin{cases} W + Q_C + Q_F = 0 & (1) \\ \frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} + S^c = 0 & (2) \end{cases}$$

Et que pour un cycle moteur : $W < 0$, $Q_C > 0$ et $Q_F < 0$. Par définition, le coefficient d'efficacité d'un moteur est :

$$e_m = \left| \frac{W}{Q_C} \right| = -\frac{W}{Q_C} = \frac{Q_C + Q_F}{Q_C} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C} \quad \text{avec la relation (1)}$$

Avec la relation (2) on établit que :

$$\frac{Q_F}{T_F} = -\left(\frac{Q_C}{T_C} + S^c \right)$$

Soit :

$$\frac{Q_F}{Q_C} = -\frac{T_F}{T_C} - \frac{T_F \cdot S^c}{Q_C}$$

On établit ainsi l'expression du coefficient d'efficacité d'un moteur ditherme :

$$e_m = 1 - \frac{T_F}{T_C} - \frac{T_F \cdot S^c}{Q_C}$$

Compte tenu du fait que $S^c \geq 0$, avec $Q_C > 0$, on constate que le coefficient d'efficacité des moteurs est inférieur à un coefficient maximal (noté e_{mMax}) satisfait pour un cycle réversible. Ce coefficient d'efficacité maximal ne dépend que des températures de la source chaude et de la source froide. Ceci constitue le théorème de Carnot :

$$e_m \leq e_{mMax} = 1 - \frac{T_F}{T_C}$$

Ordre de grandeur : si $T_F = 300\text{ K}$ et $T_C = 400\text{ K}$ alors $e_m \leq e_{mMax} = 0,25 = 25\%$.

Bien entendu, il est possible de généraliser le théorème de Carnot aux récepteurs thermiques. Sous forme d'exercice, déterminons le coefficient d'efficacité d'une pompe à chaleur noté e_Q et défini par :

$$e_Q = \left| \frac{Q_C}{W} \right| = -\frac{Q_C}{W}$$

avec $W > 0$, $Q_C < 0$ et $Q_F > 0$.

Explicitons le coefficient d'efficacité de la pompe à chaleur en fonction des transferts thermiques Q_C et Q_F , des températures T_C et T_F , et de l'entropie créée S^c sachant que :

$$\begin{cases} W + Q_C + Q_F = 0 & (1) \\ \frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} + S^c = 0 & (2) \end{cases}$$

$$e_Q = -\frac{Q_C}{W} = \frac{Q_C}{Q_C + Q_F} = \frac{1}{1 + \frac{Q_F}{Q_C}} \quad \text{avec la relation (1)}$$

Avec la relation (2) on établit que :

$$\frac{Q_F}{Q_C} = -\frac{T_F}{T_C} - \frac{T_F \cdot S^c}{Q_C}$$

Soit l'expression du coefficient d'efficacité d'une pompe à chaleur :

$$e_Q = \frac{1}{1 - \frac{T_F}{T_C} - \frac{T_F \cdot S^c}{Q_C}}$$

Compte tenu du fait que $S^c \geq 0$, avec $Q_C < 0$, on constate que le coefficient d'efficacité d'une pompe à chaleur est inférieur à un coefficient maximal (noté $e_{Q_{Max}}$) satisfait pour un cycle réversible. Comme pour les moteurs, ce coefficient d'efficacité maximal ne dépend que des températures de la source chaude et de la source froide :

$$e_Q \leq e_{Q_{Max}} = \frac{1}{1 - \frac{T_F}{T_C}} = \frac{T_C}{T_C - T_F}$$

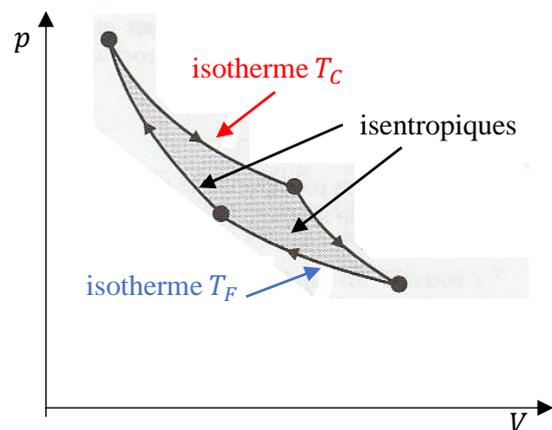
Ordre de grandeur : si $T_F = 300\text{ K}$ et $T_C = 400\text{ K}$ alors $e_Q \leq e_{Q_{Max}} = 4,00 = 400\%$.

8) Cycle de Carnot

Un cycle de Carnot est composé de deux isothermes (de températures T_F et T_C) reliées entre elles par deux isentropiques.

Les transferts thermiques Q_C et Q_F s'effectuent sur les isothermes de manière réversible (pas de gradient thermique dans le système). Les deux isothermes sont reliées entre elles par des isentropiques qui par définition sont réversibles.

Le cycle de Carnot est **le seul cycle** qui soit décrit de manière **réversible**.



Le cycle de Carnot peut être décrit dans le sens horaire (cf ci-dessus) pour un cycle moteur ($W < 0$) ou anti-horaire pour un cycle récepteur ($W > 0$).

L'application du premier et du deuxième principe conduisent à :

$$\begin{cases} W + Q_C + Q_F = 0 & (1) \\ \frac{Q_C}{T_C} + \frac{Q_F}{T_F} = 0 & (2) \end{cases}$$

Pour un cycle moteur :

$$e_{m,C} = \left| \frac{W}{Q_C} \right| = -\frac{W}{Q_C} = \frac{Q_C + Q_F}{Q_C} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C}$$

Avec la relation (2) on établit que :

$$\frac{Q_F}{Q_C} = -\frac{T_F}{T_C}$$

Le coefficient d'efficacité du cycle de Carnot moteur est alors :

$$e_{m,C} = 1 - \frac{T_F}{T_C} = e_{mMax}$$

en accord avec le théorème de Carnot.

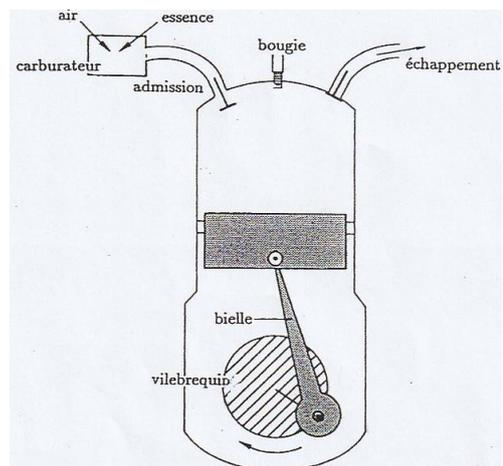
Rq. : on peut noter que, en valeur absolue, la pente d'une isentropique est plus grande que celle d'une isotherme. On montre que la pente d'une isentropique est égale à γ fois celle d'une isotherme (cf formule de Reech).

II : Etude d'un cycle moteur : cycle de Beau de Rochas

1) Présentation et modélisation

Le cycle théorique de Beau de Rochas (1862) également connu comme le « moteur 4 temps » est composé des phases de :

- **Admission** : La soupape d'échappement est fermée et la soupape d'admission ouverte. Le mélange air-essence (issu du carburateur) pénètre dans le cylindre de combustion. La bielle qui est entraînée par le vilebrequin abaisse le piston de manière isobare. Etape $A_0 \rightarrow A$ dans le diagramme de Clapeyron.
- **Compression** : Les deux soupapes sont fermées. Le piston remonte dans le cylindre et vient comprimer le mélange air-essence de manière isentropique. Etape $A \rightarrow B$.



En B , la combustion du mélange air-essence provoque une augmentation brutale de pression à volume constant (évolution isochore). Etape de $B \rightarrow C$.

- **Détente** : A l'issue de cette brutale augmentation de pression, le piston redescend dans le cylindre de manière isentropique. Etape $C \rightarrow D$.

- **Echappement** : alors que le piston est au plus bas dans le cylindre (c.à.d. au point D) la soupape d'échappement s'ouvre ce qui provoque une chute brutale de pression à volume constant (évolution isochore). Etape $D \rightarrow A$.
La remontée du piston dans le cylindre continue d'évacuer les gaz brûlés à l'extérieur de manière isobare. Etape $A \rightarrow A_0$.

Les phases $A_0 \rightarrow A$ et $A \rightarrow A_0$ du cycle théorique se compensent parfaitement. Elles n'ont pas d'effet sur le coefficient d'efficacité du cycle de Beau de Rochas que l'on peut modéliser par les phases :

- $A \rightarrow B$: compression isentropique
- $B \rightarrow C$: compression isochore
- $C \rightarrow D$: détente isentropique
- $D \rightarrow A$: détente isochore

Notons que ce cycle est décrit dans le sens horaire ce qui est en accord avec un cycle moteur : $W < 0$.

Déterminons le coefficient d'efficacité du cycle de Beau de Rochas théorique, noté e_{BR} .

2) Coefficient d'efficacité

Nous savons qu'un cycle moteur est caractérisé par : $W < 0$, $Q_C > 0$ et $Q_F < 0$. Par définition, le coefficient d'efficacité du cycle de Beau de Rochas est :

$$e_{BR} = \left| \frac{W}{Q_C} \right| = -\frac{W}{Q_C} = \frac{Q_C + Q_F}{Q_C} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C}$$

où les transferts thermiques Q_C et Q_F s'effectuent sur les isochores $B \rightarrow C$ et $D \rightarrow A$ (pas de transferts thermiques sur les isentropiques). Si on assimile le mélange air-essence à un gaz parfait, en négligeant ses variations d'énergie mécanique macroscopique ($\Delta E_{m,M} = 0$), on peut dire que sur les isochores :

$$\Delta U_{B \rightarrow C} = n \cdot C_{Vmol} \cdot (T_C - T_B) = Q_C > 0$$

$$\Delta U_{D \rightarrow A} = n \cdot C_{Vmol} \cdot (T_A - T_D) = Q_F < 0$$

On peut alors exprimer le coefficient d'efficacité en fonction des températures :

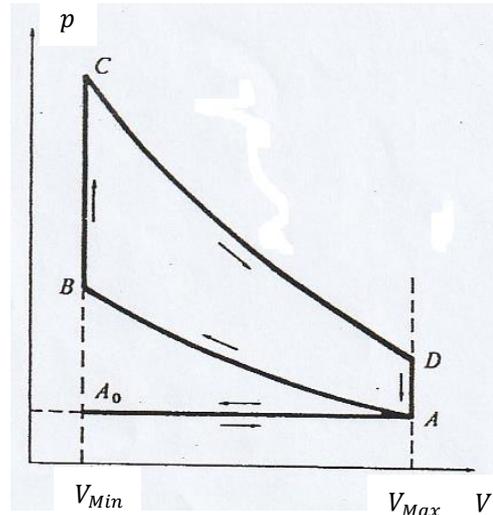
$$e_{BR} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C} = 1 + \frac{T_A - T_D}{T_C - T_B}$$

Exprimons le coefficient d'efficacité du cycle de Beau de Rochas en fonction du taux de compression α défini par :

$$\alpha = \frac{V_{Max}}{V_{Min}}$$

où V_{Min} et V_{Max} sont respectivement le volume minimum et volume maximum dans le cylindre. Les évolutions de $A \rightarrow B$ et de $C \rightarrow D$ sont isentropiques. Elles vérifient donc les relations de Laplace :

$$p \cdot V^\gamma = \text{cte} \quad T \cdot V^{\gamma-1} = \text{cte} \quad T^\gamma \cdot p^{1-\gamma} = \text{cte}$$



Pour exprimer le coefficient d'efficacité en fonction du taux de compression, nous allons poser que :

$$T_A \cdot V_A^{\gamma-1} = T_B \cdot V_B^{\gamma-1}$$

Soit :

$$T_B = T_A \cdot \left(\frac{V_A}{V_B}\right)^{\gamma-1} = T_A \cdot \left(\frac{V_{Max}}{V_{Min}}\right)^{\gamma-1} = T_A \cdot \alpha^{\gamma-1}$$

De la même manière, on établit que :

$$T_C = T_D \cdot \left(\frac{V_D}{V_C}\right)^{\gamma-1} = T_D \cdot \left(\frac{V_{Max}}{V_{Min}}\right)^{\gamma-1} = T_D \cdot \alpha^{\gamma-1}$$

On peut alors exprimer le coefficient d'efficacité du cycle de Beau de Rochas en fonction du taux de compression :

$$e_{BR} = 1 - \frac{T_D - T_A}{T_C - T_B} = 1 - \frac{1}{\alpha^{\gamma-1}} \cdot \left(\frac{T_D - T_A}{T_D - T_A}\right)$$

$$e_{BR} = 1 - \frac{1}{\alpha^{\gamma-1}}$$

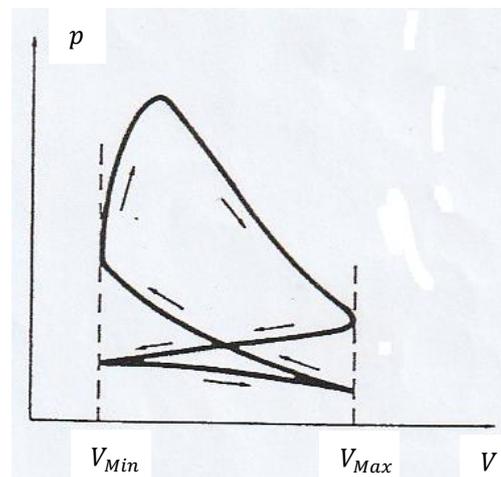
Ordre de grandeur : si on assimile le mélange air-essence à un gaz parfait diatomique ($\gamma = 1,4$), pour un taux de compression $\alpha = 9,0$ le coefficient d'efficacité du cycle de Beau de Rochas est : $e_{BR} = 0,58 = 58 \%$.

3) Cycle réel

En plaçant des capteurs piézoélectriques dans la chambre de combustion, il est possible de suivre l'évolution du couple (p, V) en coordonnées de Clapeyron. On observe alors le cycle Beau de Rochas réel.

On constate que les différentes étapes ne sont parfaitement distinctes et qu'il apparait «un cycle parasite» dans la partie inférieure, décrit dans le sens anti-horaire. Ce cycle qui est dû à la viscosité du mélange, vient se soustraire au cycle moteur, ce qui limite les performances du cycle de Beau de Rochas.

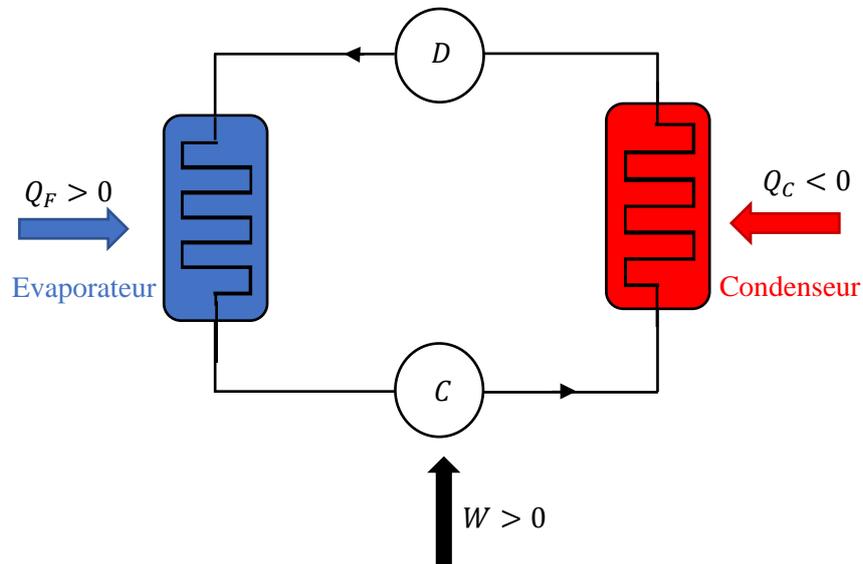
Avec un taux de compression $\alpha = 9,0$, le coefficient d'efficacité du cycle de Beau de Rochas réel est $e_{BR} = 0,35 = 35 \%$.



III : Etude d'un récepteur thermique

1) Présentation

Nous savons qu'un récepteur thermique est caractérisé par $W > 0$, $Q_C < 0$ et $Q_F > 0$. Pour effectuer ces échanges, un fluide caloporteur circule en régime permanent au contact d'une source chaude ($Q_C < 0$) et d'une source froide ($Q_F > 0$) grâce à l'action d'un moteur qui alimente un compresseur ($W > 0$) :



- On note C le compresseur et D le détendeur. Le fluide caloporteur circule dans le sens trigonométrique sur le schéma. Les échanges thermiques avec la source chaude et la source froide résultent de transitions de phases liquide-gaz du fluide caloporteur au contact de ces sources. On rappelle que l'enthalpie massique de vaporisation d'un corps pur est positive : $l_{vap}(T) > 0$. Ceci implique que le fluide caloporteur prend de l'énergie à sa source quand il se vaporise et qu'il cède de l'énergie à sa source quand il se liquéfie.

Rq. : Depuis le protocole de Montréal (1987), les fluides caloporteurs de types CFC (comme le fréon) sont interdits. En effets, ces fluides sont en partie responsables de la destruction de la couche d'ozone. Depuis ce protocole, on utilise d'autres types de fluides caloporteurs comme le tétrafluoroéthane de formule brute $C_2H_2F_4$ (sans effet sur la couche d'ozone) ou l'ammoniac (formule brute NH_3).

- Dans le condenseur : le fluide caloporteur se liquéfie en contact thermique avec la source chaude, c'est ainsi qu'il cède de l'énergie à la source chaude : $Q_C < 0$.
- Sous l'action de détendeur, le fluide caloporteur se vaporise dans l'évaporateur en contact thermique avec la source froide. C'est ainsi qu'il absorbe l'énergie de la source froide $Q_F > 0$.

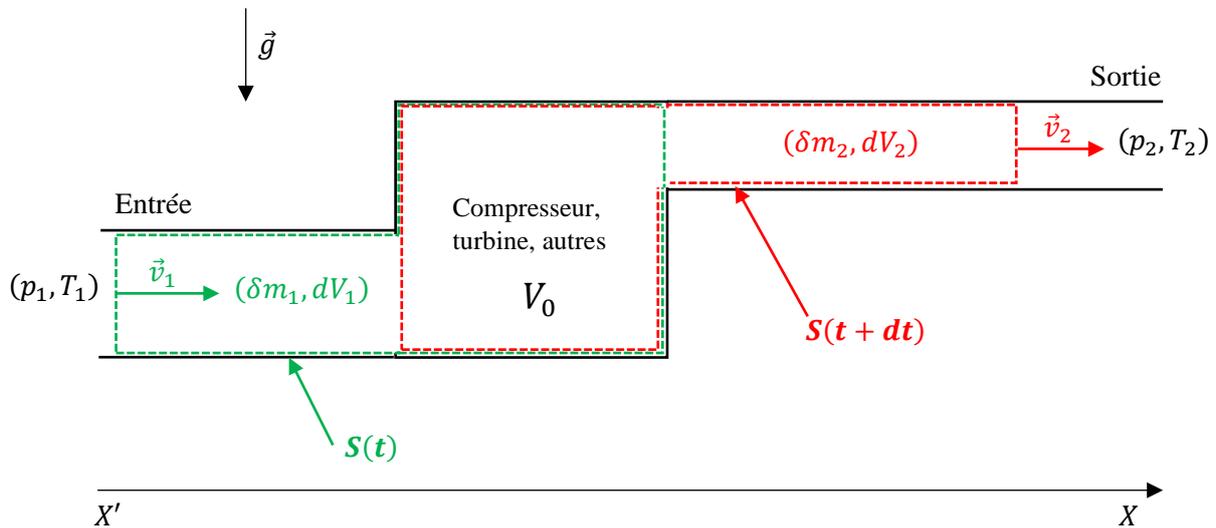
Rq. : Pour améliorer les échanges thermiques avec la source chaude et la source froide, ces échanges s'effectuent dans des serpentins.

Afin d'effectuer des bilans énergétiques dans les récepteurs thermiques, nous allons généraliser le premier principe aux fluides en écoulement stationnaires.

2) Premier principe appliqué aux fluides en écoulement stationnaire (ou PPI)

L'objectif de cette étude est d'établir le premier principe de la thermodynamique appliqué aux fluides en écoulement stationnaires, également appelé premier principe industriel (noté PPI). Cette étude nous permettra d'effectuer des bilans énergétiques sur des fluides en écoulement stationnaires dans une conduite, une tuyère, un échangeur thermique, une turbine ou dans un compresseur...

L'évolution d'un fluide dans une installation industrielle est schématisée par la figure ci-dessous :



Le fluide s'écoule dans le sens de l'axe $X'X$. On note p_1 et T_1 la pression et la température dans le fluide en amont d'une zone de perturbation (compresseur, turbine,...), loin de la perturbation et p_2 et T_2 la pression et la température dans le fluide en aval de la perturbation, loin de la perturbation. En régime stationnaire, toutes les grandeurs thermodynamiques qui caractérisent le fluide sont indépendantes du temps.

On considère le système fermé composé par la masse m de fluide de surface convective $S(t)$ et $S(t + dt)$. Appliquons le premier principe de la thermodynamique au système, entre t et $t + dt$:

$$dE_{tot} = dE_{m,M} + dU = \delta w^{nc} + \delta Q$$

Posons $\delta w^{nc} = \delta w_p + \delta w_u$ avec δw_p travail élémentaire des forces de pression exercées à la frontière du système entre t et $t + dt$ et δw_u travail élémentaire exercé par le compresseur, la turbine (ou autre) entre t et $t + dt$, appelé travail élémentaire utile.

Explicitons :

$$dE_{m,M} = E_{m,M}(t + dt) - E_{m,M}(t)$$

Avec :

$$\begin{cases} E_{m,M}(t + dt) = E_{m,M,0}(t + dt) + \delta E_{m,M,2} \\ E_{m,M}(t) = E_{m,M,0}(t) + \delta E_{m,M,1} \end{cases}$$

$E_{m,M,0}(t + dt)$ correspond à l'énergie mécanique macroscopique du système occupant le volume V_0 à l'instant $t + dt$, et $\delta E_{m,M,2}$ l'énergie mécanique macroscopique de la masse δm_2 . De même, $E_{m,M,0}(t)$ correspond à l'énergie mécanique macroscopique du système occupant le volume V_0 à l'instant t , et $\delta E_{m,M,1}$ est l'énergie mécanique macroscopique de la masse δm_1 . Compte tenu de la définition du système :

$$\delta m_1 = \delta m_2 = \delta m$$

En régime stationnaire :

$$E_{m,M,0}(t + dt) = E_{m,M,0}(t)$$

Soit :

$$dE_{m,M} = \delta E_{m,M,2} - \delta E_{m,M,1}$$

En négligeant les effets de la viscosité dans l'installation, on note \vec{v}_1 la vitesse du fluide en amont de la perturbation et \vec{v}_2 sa vitesse en aval (supposées uniformes) :

$$\begin{cases} \delta E_{m,M,2} = \frac{1}{2} \delta m \cdot v_2^2 + \delta m \cdot g \cdot z_2 \\ \delta E_{m,M,1} = \frac{1}{2} \delta m \cdot v_1^2 + \delta m \cdot g \cdot z_1 \end{cases}$$

En posant arbitrairement que $\delta E_p = 0$ pour $z = 0$.

Soit :

$$dE_{m,M} = \delta m \cdot \left(\frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + \delta m \cdot (g \cdot z_2 - g \cdot z_1)$$

De la même manière, on établit que :

$$dU = \delta U_2 - \delta U_1 = \delta m \cdot (u_{m2} - u_{m1})$$

Avec u_m énergie interne massique définie par :

$$u_m = \frac{\delta U}{\delta m}$$

Explicitons désormais le travail des forces de pression entre t et $t + dt$:

$$\delta w_p = + p_1 \cdot dV_1 - p_2 \cdot dV_2$$

Rq. : Soyons attentif aux signes, le milieu extérieur est moteur (+) en amont de la perturbation, il est résistant (-) en aval.

Soit v_m le volume massique du fluide (inverse de la masse volumique) défini par :

$$v_m = \frac{dV}{\delta m}$$

On peut exprimer le travail des forces de pression sous la forme :

$$\delta w_p = \delta m \cdot (p_1 \cdot v_{m1} - p_2 \cdot v_{m2})$$

On établit ainsi que :

$$\delta m \cdot \left[\left(\frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + (g \cdot z_2 - g \cdot z_1) + (u_{m2} - u_{m1}) \right] = \delta m \cdot (p_1 \cdot v_{m1} - p_2 \cdot v_{m2}) + \delta w_u + \delta Q$$

$$\delta m \cdot \left[\left(\frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + (g \cdot z_2 - g \cdot z_1) + (u_{m2} - u_{m1}) + (p_2 \cdot v_{m2} - p_1 \cdot v_{m1}) \right] = \delta w_u + \delta Q$$

Soit h l'enthalpie massique définie par :

$$h = \frac{\delta H}{\delta m} = u + p \cdot v_m$$

$$\delta m \cdot \left[\left(\frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + (g \cdot z_2 - g \cdot z_1) + (h_2 - h_1) \right] = \delta w_u + \delta Q$$

On note D_m le débit massique défini par :

$$D_m = \frac{\delta m}{dt}$$

On note P_u la puissance utile et P_{th} la puissance thermique définies par :

$$\begin{cases} P_u = \frac{\delta w_u}{dt} \\ P_{th} = \frac{\delta Q}{dt} \end{cases}$$

On établit le premier principe appliqué aux fluides en écoulement stationnaires (ou premier principe industriel) :

$$D_m \cdot \left[\left(\frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + (g \cdot z_2 - g \cdot z_1) + (h_2 - h_1) \right] = P_u + P_{th}$$

On peut également exprimer le premier principe en grandeurs massiques, en posant $w_{m,u}$ travail utile massique et q transfert thermique massique :

$$\begin{cases} w_{m,u} = \frac{\delta w_u}{\delta m} \\ q = \frac{\delta Q}{\delta m} \end{cases}$$

$$\left(\frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 \right) + (g \cdot z_2 - g \cdot z_1) + (h_2 - h_1) = w_{m,u} + q$$

Soit e_c l'énergie cinétique massique et e_p l'énergie potentielle massique définies par :

$$\begin{cases} e_c = \frac{\delta E_C}{\delta m} = \frac{1}{2} v^2 \\ e_p = \frac{\delta E_P}{\delta m} = g \cdot z \end{cases}$$

Le premier principe se ramène alors à :

$$\Delta e_c + \Delta e_p + \Delta h = w_{m,u} + q$$

Dans l'hypothèse que l'on puisse négliger les variations d'énergie mécanique macroscopique du fluide, le premier principe appliqué aux fluides en écoulement stationnaires (PPI) se ramène à :

$$\Delta h = w_{m,u} + q$$

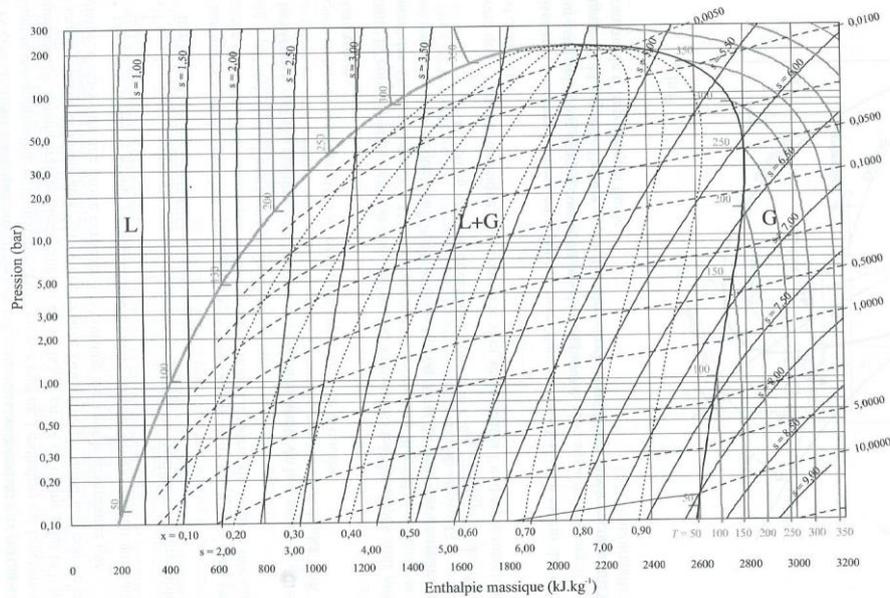
C'est sous cette forme que nous appliquerons le PPI en général cette année.

Application à la détente de Joule-Thomson : (exemple : l'air qui s'échappe d'une chambre à air de vélo). Le travail utile est nul (pas de turbine ou de compresseur), la détente est rapide (on peut faire l'hypothèse qu'elle est adiabatique). On en déduit que la détente de Joule-Thomson est isenthalpique :

$$\Delta h = 0$$

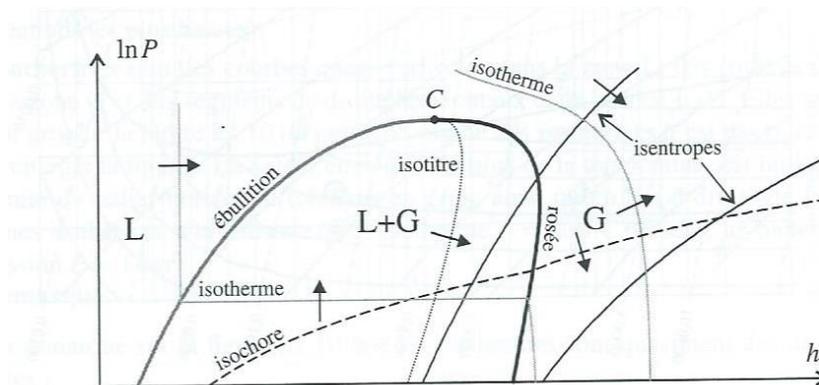
3) Diagramme des frigoristes

On appelle diagramme des frigoristes, le diagramme représentant $(\ln p, h)$:



Sur le diagramme des frigoristes, sont représentées des réseaux de courbes sur lesquelles les différentes grandeurs sont constantes :

- Isothermes
- Isobares
- Isochores
- Isenthalpiques
- Isentropiques
- Isotitres



Nous illustrerons l'utilisation de ces diagrammes dans le TD n°4.