B. CESSAC
Université de Nice

Cours de Thermodynamique

DEUG M.P. 2ème année
Université de Nice.

Références. Comprendre la thermodynamique - G. GONCZI,
Thermodynamique physique et chimique - Par J.P PROVOST, Fernand Nathan
Thermodynamique : cours et problèmes - M.M. ABBOTT, H. C. VAN NESS, Série Schaum
Thermodynamique (Exercices) - H. LUMBROSO (MacGRAW-Hill)

Chapitre 2

Machines thermiques

I] Echanges entre un système et des sources de chaleur et de travail

I.1) Rappels : conditions d'équilibre thermodynamique.

Soit S un système isolé composé de deux sous-systèmes S_1, -

On suppose S_1 et S_2 à l'équilibre et qu'ils peuvent échanger U et un ensemble de variables extensives X_i. On suppose que :

$$\begin{cases} dU_1 + dU_2 = 0 & \text{(système isolé)} \\ dX_{i_1} + dX_{i_2} = 0 & \text{(}X_i\text{ est une grandeur conservée).} \end{cases}$$

Enfin, le second principe impose que, dans une transformation infinitésimale :

$$dS = dS_1 + dS_2 \geq 0$$

On a :

$$dS_1 = \frac{\partial S_1}{\partial U} dU + \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial S_1}{\partial X_{i_1}} dX_{i_1}$$

$$= \frac{dU}{T_1} + \sum_{i=1}^{n} z_{i_1} dX_{i_1}$$

où $z_{i_1} = \left.\frac{\partial S_1}{\partial X_{i_1}}\right|_{X_{i_j}, U}$ est la variable (intensive), conjuguée à X_{i_1}.

On a donc :

$$\boxed{dS = \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) dU_1 + \sum_i \left(z_{i_1} - z_{i_2}\right) dX_{i_1} \geq 0}$$

Cette relation est vraie $\forall dU_1, dX_{i_1}$. Ainsi.

* Si $Z_{i_1} = Z_{i_2}$, $\forall i$ on a

$$dS = \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) dU_{i_1} \geq 0$$

donc soit $T_1 \geq T_2 \Rightarrow \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \leq 0 \Rightarrow dU_{i_1} \leq 0$

(1 perd de l'énergie)

soit $T_1 \leq T_2 \Rightarrow \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \geq 0 \Rightarrow dU_{i_1} \geq 0$

(1 gagne de l'énergie)

Donc le transfert d'énergie se fait toujours du système le plus chaud vers le système le plus froid.

* De même, si $U_1 = U_2$, $Z_{j_1} = Z_{j_2}$, $i \neq j$, $Z_{i_1} \neq Z_{i_2}$, on a

$$dS = (Z_{i_1} - Z_{i_2})\, dX_{i_1} \geq 0$$

$\Rightarrow$ c'est le système dont le paramètre intensif entropique Z_i est le plus bas qui fournit dX à l'autre système.

Ex : $X = V \Rightarrow Z = \left.\frac{\partial S}{\partial V}\right|_U = \frac{P}{T}$ $\Rightarrow$ Variation de volume

$X = N \Rightarrow Z = \left.\frac{\partial S}{\partial N}\right|_{U,} = -\frac{\mu}{T}$ $\Rightarrow$ courant de particules

$X = q \Rightarrow Z = \left.\frac{\partial S}{\partial q}\right|_{U,--} = -\frac{\vartheta}{T}$ $\Rightarrow$ courant de charges

$X = M \Rightarrow Z = \left.\frac{\partial S}{\partial M}\right|_{U...} = -B/T$

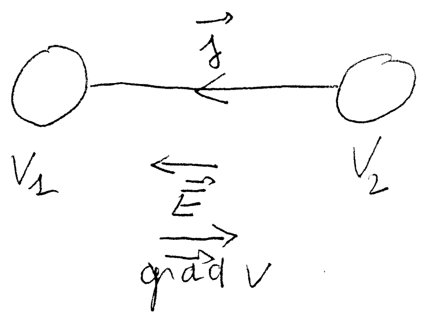
Il y a ici une relation fondamentale. A un gradient de Z est associé un courant de X dans le sens des Z croissant. On note que Z a la forme $\frac{\alpha}{T}$ où $\alpha = P, -\mu, \vartheta, B$ etc...

NB Si $T_1 = T_2$ alors on a un transfert dans le sens des Y décroissant, où Y est le paramètre intensif énergétique associé à U. On rappelle que $Y = -\frac{Z}{T} = \frac{\partial U}{\partial X}$. Ainsi

$X = V \Rightarrow Y = P$; $X = q \Rightarrow Y = \vartheta$

$X = N \Rightarrow Y = -\mu$; $X = M \Rightarrow Y = B$

On retrouve ainsi que le courant de charge va dans le sens des potentiels électriques décroissants.



$V_2 > V_1$

II.2) Système en communication avec des sources de chaleur.

I.2.1) Transformation monotherme

S est en contact (entropie S) avec une seule source de chaleur $\mathcal{S}_s$ de température T_s et d'entropie S_s.

On suppose que l'ensemble est isolé ou qu'il est en relation avec un système purement mécanique dont l'entropie est nulle (1 seul état, par ex un piston dans un cylindre. A une position du piston correspond un unique état).

Lorsque l'entropie de la source varie de ΔS_s elle fournit, dans une transformation quasistatique, la quantité de chaleur:

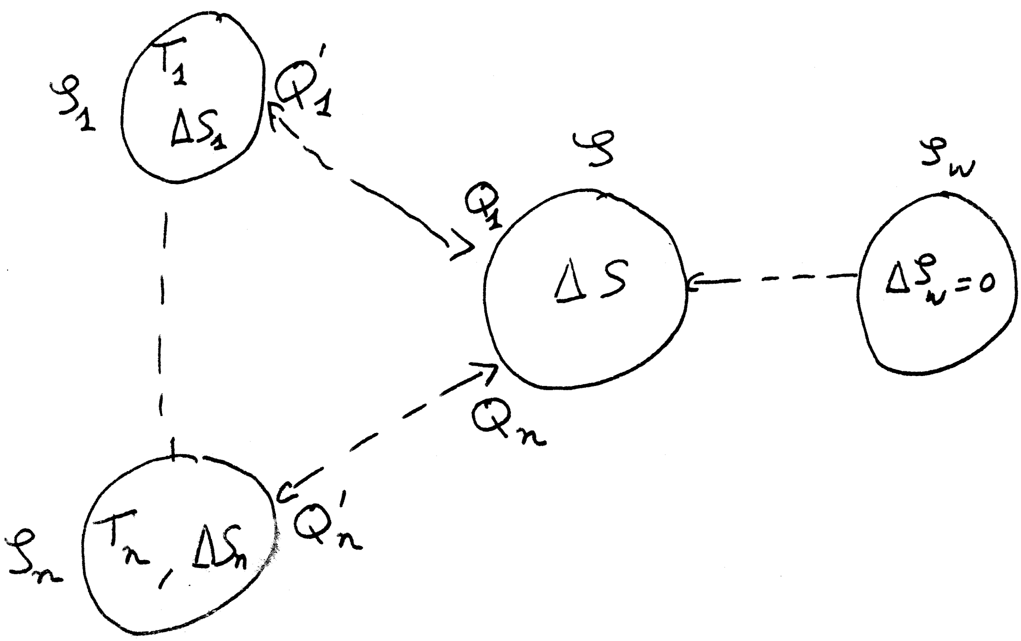
$$Q = -T_s \Delta S_s$$

La variation totale d'entropie est $\Delta S_{tot} = \Delta S + \Delta S_s \geq 0$

Soit $\boxed{\Delta S \geq \frac{Q}{T_S}}$

I.2.2) Transformation polytherme

On considère maintenant que S est en contact (éventuellement successivement) avec n sources S_i, $i=1..n$ de température T_i, et en contact mécanique avec un système purement mécanique S_W.



$$\boxed{Q'_i = -Q_i}$$

On considère une transformation quasistatique dans laquelle l'entropie de S varie de ΔS, l'entropie de i varie de ΔS_i, à température constante (source). Enfin $\Delta S_W = 0$ (système purement mécanique). On a (système total isolé)

$$\Delta S_{tot} = \Delta S + \sum_{i=1}^{n} \Delta S_i \geq 0$$

La transformation étant quasistatique et isotherme pour chaque source on a :

$$\Delta S_i = \frac{Q'_i}{T_i} = -\frac{Q_i}{T_i}$$ (chaleur "donnée" algébriquement par la source à S)

Donc :

$$\boxed{\Delta S \geq \sum_{i=1}^{n} \frac{Q_i}{T_i}}$$

Cette relation se généralise si on a un nombre infini de sources de température $T(M)$ (Cas d'une source dont la température n'est pas uniforme). On a :

$$\Delta S \geq \int \frac{\delta Q(M)}{T(M)}$$

A noter que si $\sum_{i=1}^{n} Q_i < 0$ alors $\sum Q_i/T_i < 0$. On peut alors avoir $\Delta S > 0$ ou $\Delta S = 0$ ou $\Delta S < 0$. On peut donc diminuer l'entropie du système seulement si $\sum_{i=1}^{n} Q_i < 0$ ce qui correspond à une perte thermique.

I.2.3) Cas particuliers

Transformation adiabatique $\Rightarrow$ Pas de source thermique $\Rightarrow Q_i =$

Donc $\boxed{\Delta S \geq 0}$

On voit donc que l'entropie peut augmenter même s'il n'y a pas de transfert thermique.

On a égalité ($\Delta S = 0$) si la transformation est réversible adiabatique

Transformation polytherme réversible

Pour avoir réversibilité il faut qu'il y ait égalité des températures de la source et du système. Donc, pour une source

$$\boxed{\Delta S = Q/T}$$

Pour n sources on ne peut pas avoir simultanément $T_S = T_i$ si tous les T_i sont distincts. Donc pour qu'on ait réversibilité il faut que le système fermé ne reçoive de la chaleur que d'une seule source à la fois. On a donc, sous ces conditions seulement :

$$\boxed{\Delta S = \sum_{k=1}^{n} \frac{Q_k}{T_k}}$$

Transformations cycliques.

On dit que la transformation est cyclique lorsque l'état final du système est identique à l'état initial. Dans ce cas les fonctions d'états sont les mêmes et en particulier $\Delta S = 0$. On a donc :

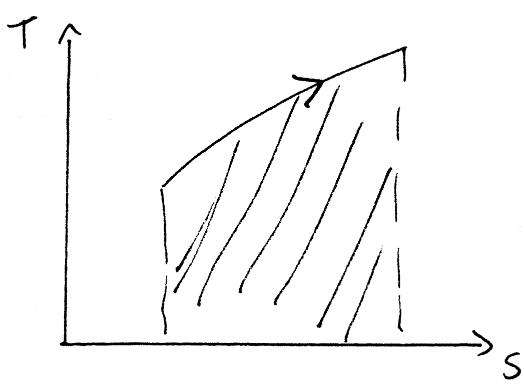
$$\frac{Q}{T_S} \leq 0 \qquad \text{monotherme}$$

$$\boxed{\sum_{k=1}^{n} \frac{Q_k}{T_k} \leq 0} \qquad \text{polytherme}$$

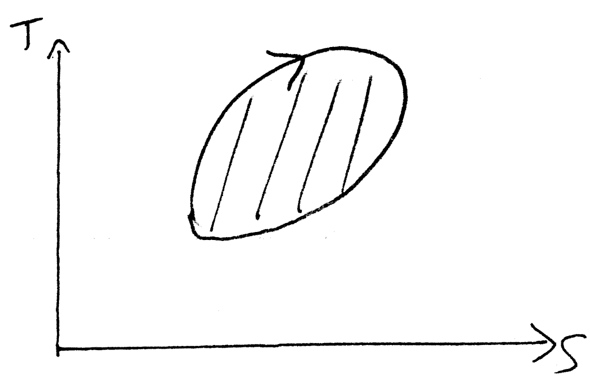
inégalité de Clausius.

I.2.4) Diagramme entropique

On a $Q = \int T\,dS$ si quasistatique $\Rightarrow$



Transformation ouverte



Transformation cyclique

I.3) Exemples typiques

I.3.1) Détente de Joule

Déf. On appelle détente de Joule une détente qui conserve l'énergie interne U.

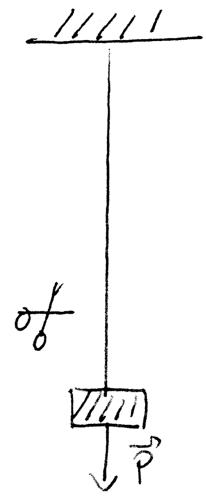
Il en découle que $\Delta U = W + Q = 0$.

Bien qu'on puisse concevoir que $Q = -W \neq 0$ on réalise le plus souvent, à la fois : $W = 0$, $Q = 0$.

Le travail est dû à contrainte (par exemple la pression, mais pas nécessairement). Pour annuler W, on annule la contrainte en un temps très court (comparativement au temps de relaxation du système).

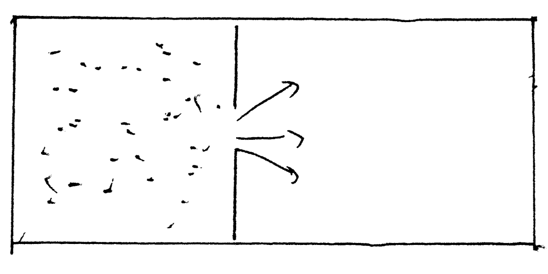
Ex 1) Poids suspendu à un fil.

On coupe le fil → on supprime la contrainte. Le poids tombe et le tps de retour à l'équilibre du fil est très court. Le fil se raccourcit et on peut observer un refroidissement du fil.



Ex 2) Gaz dans un volume V_1, séparé d'un espace vide par une cloison.

On enlève rapidement la cloison. Le volume accessible passe de V_1 à V_2. On observe un refroidissement du gaz



Etude théorique :

Soit Y la contrainte, dX le déplacement de la grandeur associée (ex : $Y=-P$, $X=V$). On a :

$$dU = TdS + YdX = \underbrace{C_X\, dT + \ell_X\, dX}_{\delta Q} + YdX = 0$$

On a : $\ell_X = T \left.\frac{\partial S}{\partial X}\right]_T$ ($TdS = C_X\, dT + \ell_X\, dX$)

On a également $dF = dU - TdS - SdT = YdX - SdT$

$$\Rightarrow \quad Y = \left.\frac{\partial F}{\partial X}\right]_T ; \quad -S = \left.\frac{\partial F}{\partial T}\right]_X$$

$$\Rightarrow \quad \left.\frac{\partial Y}{\partial T}\right]_X = -\left.\frac{\partial S}{\partial X}\right]_T \quad . \text{ Donc}$$

$$\ell_X = -T \left.\frac{\partial Y}{\partial T}\right)_X \quad . \text{ Il en découle}$$

$$\boxed{\frac{dT}{dX} = \frac{1}{C_X}\left[T \left.\frac{\partial Y}{\partial T}\right)_X - Y \right]}$$

Ex $Y=-P$, $X=V \Rightarrow$

$$dT = \frac{1}{C_V}\left[-T \left.\frac{\partial P}{\partial T}\right]_V + P \right] = \frac{TP}{C_V}\left[\frac{1}{T} - \beta\right] dV$$

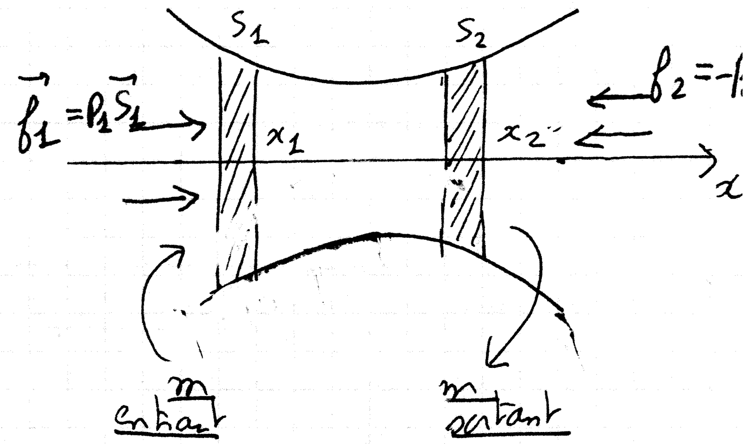
Si le gaz est parfait $\beta = \frac{1}{T} \Rightarrow dT \equiv 0$

Pour un gaz réel une détente ($dV>0$) correspond à un échauffement si $\beta < 1/T$ et à un refroidissement si $\beta > \frac{1}{T}$.

I.3.2) Détente de Joule-Thomson

Déf : Une détente de Joule-Thomson est une transformation qui conserve l'enthalpie.

Elle peut être réalisée par le dispositif suivant.



Un fluide se déplace parallèlement à l'axe Ox, dans un tube de section circulaire, centré sur Ox d'aire $S(x)$ variable avec x (tuyère). Elle est dite divergente si $S(x)$ diverge avec x, convergente dans le cas contraire. On supposera que P, T, ρ, V dépendent seulement de x i.e. on découpe la tuyère en tranches d'épaisseur dx, où on considère ces quantités constantes.

L'écoulement introduit à travers la section $S_1 \doteq S(x_1)$ une masse de gaz m, qui ressort quelques temps après en S_2. A l'entrée cette masse exerce une force $f_1 = p(x_1) S_1(x_1)$, soit un travail $f_1 \, dx_1$
$= P(x_1) S_1(x_1) dx_1 = P(x_1) V_1$.

En sortant, elle pousse le gaz qui la précède et exerce un travail $-p(x_2) V_2$. Le travail total fourni au milieu extérieur est :

$$W = P_1 V_1 - P_2 V_2$$

Le transfert a par ailleurs introduit une quantité de chaleur Q.

On a donc :

$$W + Q = \underbrace{U_2 - U_1}_{\text{accroissement d'énergie interne}} + \underbrace{\frac{1}{2} m v_1^2 - \frac{1}{2} m v_2^2}_{\text{accroissement d'énergie cinétique}} = P_1 V_1 - P_2 V_2$$

En introduisant $H = U + PV$ on obtient :

$$Q = H_2 - H_1 + \frac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2)$$

Si la paroi de la tuyère est adiabatique on obtient :

$$H_2 + \frac{1}{2} m v_2^2 = H_1 + \frac{1}{2} m v_1^2$$

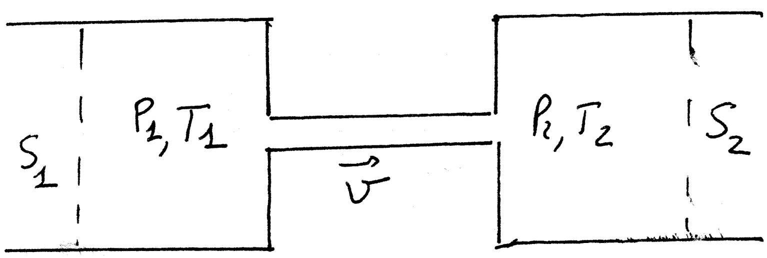
Donc, l'écoulement adiabatique conserve la quantité

$$\boxed{H + \frac{1}{2} m v^2 = cste}$$

Pour obtenir une <u>détente isenthalpique</u> il faut rendre négligeable l'énergie cinétique. Ce peut être réalisé avec une tuyère ayant la forme suivante. Le flux Φ est constant de la tuyère (conservation de la masse)

$\vec{\Phi} = \rho S \vec{v} = \vec{cste}$.

Si le fluide est peu compressible $\rho \sim cste$



et $\vec{v}$ varie comme S^{-1}. Donc, dans les régions à grande section le fluide est quasiment au repos. Dans ces régions l'énergie cinétique peut être négligée et $H(P_1, T_1) = H(P_2, T_2)$.

On a :

$$dH = TdS + VdP = C_p dT + (h + V) dP, \text{ avec}$$

$$h = T \left.\frac{\partial S}{\partial P}\right]_T = -T \left.\frac{\partial V}{\partial T}\right]_P . \text{ Donc}$$

$$dH = 0 = C_p dT + \left[-T \left.\frac{\partial V}{\partial T}\right|_P + V \right] dP \quad \text{donc}$$

$$\frac{dT}{dP} = \frac{1}{C_p} \left[T \left.\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P - V \right] \Rightarrow$$

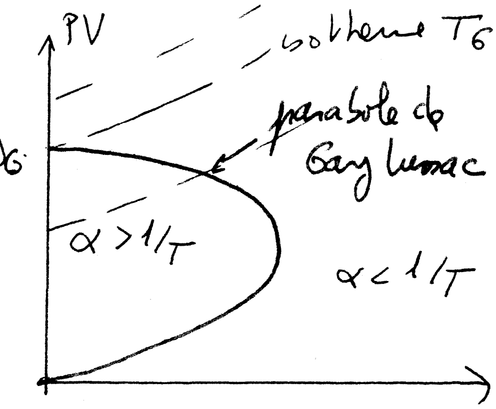
$$\boxed{\frac{dT}{dP} = \frac{TV}{C_p}\left[\alpha - \frac{1}{T}\right]}$$

On a donc 3 cas :

Si $\alpha = 1/T$ (par exemple gaz parfait ou V de W à la température de Mariotte)
$\Rightarrow$ pas de variation de T

Si $\alpha > 1/T$ $\Rightarrow$ échauffement

$\alpha < 1/T$ $\Rightarrow$ refroidissement



Pour $T > T_6$ la détente produit toujours de l'échauffement
Pour $T < T_6$ la détente produit un refroidissement si $P < P_6$

. T_6 : température d'inversion de J-T.

I.3.3) Détente isentropique

C'est une détente à entropie constante qui doit être réversible, adiabatique ($\delta Q = TdS = 0$), et le travail doit être non nul (sinon le gaz ne changerait pas d'état puisque $\Delta U = 0$ et $\Delta S = 0$). On a :

$$TdS = C_V\,dT + \ell\,dV = C_p\,dT + h\,dP = 0 \Rightarrow$$

$$\left.\frac{dT}{dV}\right|_{dS=0} = \left.\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\ell/C_V = -\frac{T}{C_V}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = -\frac{T\beta P}{C_V}$$

$$\left.\frac{dT}{dP}\right|_{dS=0} = \left.\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = -h/C_p = -\frac{T}{C_p}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\frac{T\alpha V}{C_p}$$

$\Rightarrow$ Une détente isentropique produit toujours un refroidissement du gaz.

I.4] Transformations avec quantités conservées :

I.4.1) Transformation à pression extérieure constante.

Soit une transformation, réversible ou non, sous pression extérieure constante (par ex réaction chimique sous pression atmosphérique).. Entre l'état initial et final, le volume varie de $\Delta V = V_f - V_i$ et le travail des forces de pression est $W = -P_{ext} \Delta V$. Le bilan d'énergie interne est :

$$U_f - U_i = \underbrace{Q}_{\text{transfert thermique}} - P_{ext}(V_f - V_i) + \underbrace{W_u}_{\text{travail des forces autres que pression. (travail utile)}}$$

$$\Rightarrow \quad U_f + P_{ext} V_f - U_i - P_{ext} V_i = Q + W_u$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{\Delta H = Q + W_u}$$

Si $W_u = 0$ on obtient le résultat suivant.

Dans une transformation réversible ou non effectuée sous une pression extérieure constante et sans autre travail que celui des forces de pression le transfert thermique ne dépend que de l'état initial et de l'état final et est égal à la variation d'enthalpie.

I.4.2) Energie libre, transformations monothermes

Soit $F = U - TS$ l'énergie libre on a $dF = dU - TdS$

Si le travail est seulement dû aux forces de pression (pas de travail utile)

on a :

$$dF = -SdT - PdV$$

Soit une transformation monotherme $\Rightarrow T_i = T_f$ qui peut être irréversible (donc on ne peut pas parler de transformation isotherme)

C'est par exemple le cas d'un système qui n'a d'échange thermique qu'à l'atmosphère. On a :

$$\Delta F = \Delta U - \Delta(TS) = Q + W - T\Delta S$$

avec $\Delta S \geq Q/T$ (trans monotherme). Donc

$$\boxed{W \geq \Delta F}$$

Si le travail est moteur, $W_m \leq 0 \Rightarrow 0 \leq |W_m| = -W_m \leq -\Delta F$

Cette inégalité nécessite que $\Delta F < 0$. On en déduit :

Lors d'une transformation monotherme irréversible le travail moteur est inférieur (en valeur absolue) à la diminution d'énergie libre. En d'autres termes, la différence $F_i - F_f$, si elle est positive, est la valeur maximum du travail moteur que l'on peut obtenir lors d'une transformation monotherme (d'où le nom énergie libre).

Si la transformation est réversible $W = \Delta F$.

Si c'est un cycle $\Delta F = 0$ et le travail ne peut pas être moteur.

S'il n'y a pas de travail, $W = 0$ alors $\Delta F \leq 0 \Rightarrow$

Un système en contact thermique avec une seule source et ne recevant pas de travail est à l'équilibre quand son énergie libre est minimale. (potentiel thermodynamique).

I.4.3) Transformation monotherme à P = cste

Soit $G = U + PV - TS$ l'enthalpie libre on a :

$$dG = V\,dP - S\,dT \quad \text{si } W_u = 0$$

Comme $T = $ cste, $P = $ cste, on a :

$$\Delta G = \Delta H - \Delta(TS) = \Delta U + \Delta(PV) - \Delta(TS)$$
$$= \Delta U + (P_f V_f - P_i V_i) - (T_f S_f - T_i S_i)$$
$$= \Delta U + P_{ext}\Delta V - T_{ext}\Delta S$$

Soit $\boxed{G^* = U + P_{ext} V - T_{ext} S}$ alors $\Delta U = Q + W =$
$Q - P_{ext}\Delta V + W_u \Rightarrow$

$$\Delta G^* = W_u + Q - T_{ext}\Delta S$$

Comme $\Delta S \geq Q/T_{ext}$ il en résulte que

$$\boxed{W_u \geq \Delta G^*}$$

Si le travail utile est moteur :

$$0 < |W_{u,m}| \leq -\Delta G^*$$

Lors d'une transformation irréversible monotherme et à pression constante, le travail utile moteur est inférieur (en valeur absolue) à la diminution de la fonction G^*.

Si $W_u = 0$ alors $\Delta G^* \leq 0$.

Lorsqu'un système n'est en contact thermique qu'avec une seule source et ne reçoit pas de travail autre que celui de la pression extérieure constante la fonction G^* diminue. Elle est minimale à l'équilibre

État métastable: Certains systèmes ne peuvent atteindre spontanément le minimum absolu de G $\Rightarrow$ ils demeurent dans un état métastable (minimum local). Pour franchir ce minimum il suffit de fournir au système une énergie minime.

II] Machines thermiques.

II.1] Définitions et principes

Définition : Une machine thermique est un système qui peut, théoriquement, si l'on excepte l'usure et autres dégradations, repasser par le même état (parcourt des cycles) et qui reçoit en provenance du milieu extérieur, du travail W et de la chaleur Q.
Si le travail est fourni au milieu extérieur ($W<0$) la machine est un moteur thermique. Dans le cas contraire on parle de machine frigorifique ou pompe à chaleur. Les cycles correspondants s'appellent respectivement cycles moteurs et cycles récepteurs.

Principes :

Premier principe $\Delta U = W + Q = 0$ (cycle)

Second principe $\sum \frac{Q_k}{T_k} \leq 0$ (inégalité de Clausius)

Rendement :

On appelle rendement (pour les moteurs) et efficacité (pour les réfrigérateurs ou pompe à chaleur) la quantité :

$$\boxed{\eta = \frac{\text{ce qu'on obtient d'utile}}{\text{ce qu'on paie.}} \geq 0}$$

Moteur thermique : Q_{foyer} partie de la chaleur totale reçue par le moteur

$$\boxed{\eta = -\frac{W}{Q_{foyer}}}$$

Le reste de la chaleur reçue $Q - Q_{foyer}$ résulte d'un échange avec le milieu ambiant.

Machine frigo :

Machine frigo : $W > 0$, $Q_{frig} > 0$ chaleur enlevée à l'armoire frigo :

$$\boxed{\eta = \frac{Q_{frig}}{W}}$$

Pompe à chaleur : $W > 0$, $Q_{chauf} < 0$ ~~c~~ chaleur donnée à l'enceinte

$$\boxed{\eta_c = - \frac{Q_{chauff}}{W}}$$

II.2) Machines monothermes

On considère que le système n'est en contact qu'avec ~~qu'~~une seule source ~~de~~ chaleur. Dans ce cas on a :

$$\frac{Q}{T_0} \leq 0 \quad \text{(Clausius)}$$

Comme $Q + W = 0$ et $T_0 > 0$ il en découle que $W \geq 0$.

$\Rightarrow$ Le système ne peut pas fournir de travail au milieu extérieur. (Principe de Carnot)

On peut par contre utiliser ce type de dispositif pour transformer du travail en chaleur.

Ex : * Roue et freins. La roue tourne (travail $W > 0$) et les freins chauffent (chaleur $Q < 0$ fournie au milieu ambiant)

* Radiateur électrique. $W = VIt = RI^2t = -Q_{chauf}$

Prop

$$\boxed{\eta = \frac{-Q}{W} = 1}$$

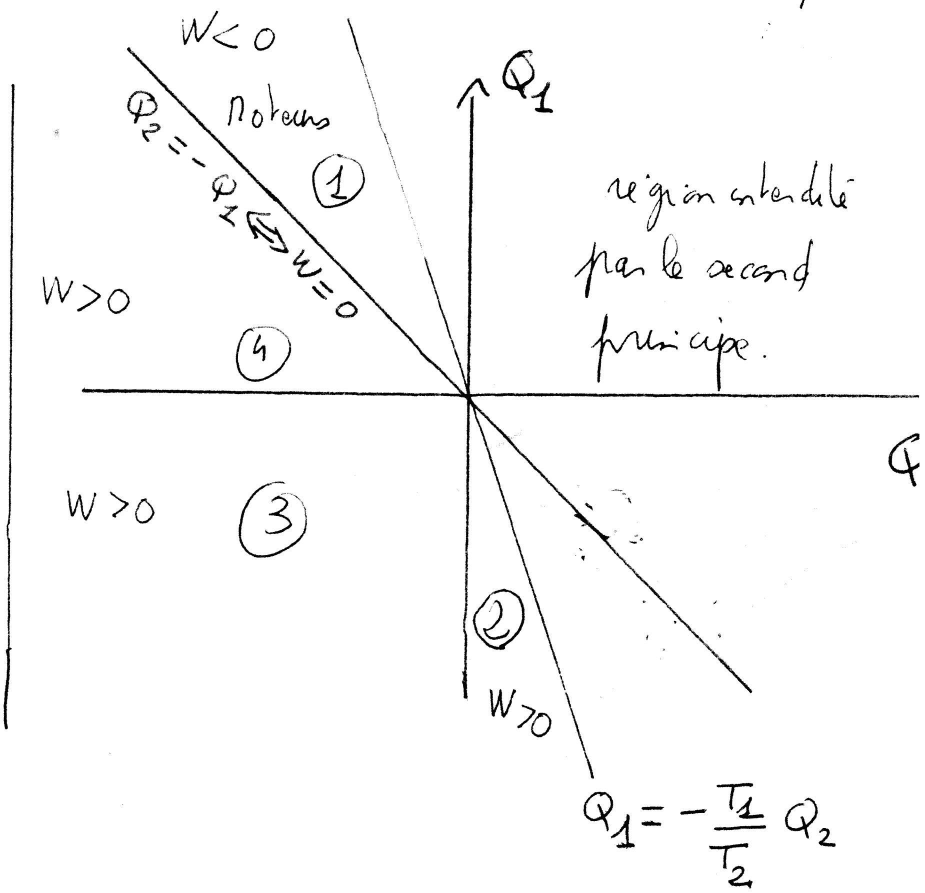
II. 3) Machines dithermes

On a ici 2 sources à températures $T_1 > T_2$ (1 source chaude, 2 " froide)

On a :

$$\begin{cases} W + Q_1 + Q_2 = 0 \\ \dfrac{Q_1}{T_1} + \dfrac{Q_2}{T_2} \leq 0 \end{cases}$$

On a alors 4 cas représentés dans le diagramme suivant (diagramme de Raveau).



Région 1 :

$W < 0 \Rightarrow$

$Q_1 + Q_2 > 0$

$Q_1 > 0,\ Q_2 < 0$

C'est un moteur qui donne du travail au milieu extérieur avec gain thermique en provenance de la source chaude et perte thermique vers la source froide.

Région 2

$W > 0,\ Q_1 < 0,\ Q_2 > 0$

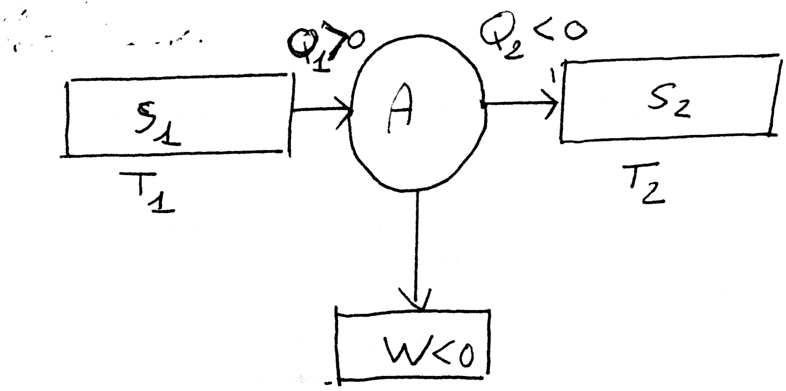
On donne du travail, la source chaude gagne la chaleur et la source froide perd ~~de~~ la chaleur. $\Rightarrow$ machine frigorifique ou pompe à chaleur

Région 3

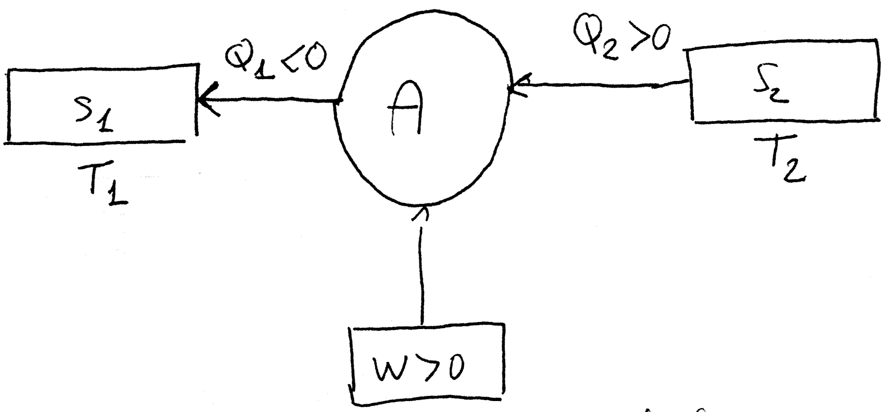
$W > 0\ ;\ Q_1 < 0,\ Q_2 < 0 \Rightarrow$ l'agent reçoit du travail et le restitue sous forme thermique aux deux sources.

Région 4 $\quad W > 0, \; Q_1 > 0, \; Q_2 < 0$

L'agent thermique reçoit du travail et transfère de la chaleur de la source chaude vers la source froide $\Rightarrow$ inutile car ce transfert se fait tout seul.



Moteur



Réfrigérateur ou pompe à chaleur

Rendement

Moteur : ce qu'on obtient : $W < 0$

ce qu'on paie Q_1

$$\boxed{\eta = \frac{-W}{Q_1}}$$

$$\eta = -\frac{W}{Q_1} = 1 + \frac{Q_2}{Q_1} \leq \overbrace{1 - \frac{T_2}{T_1}}^{\text{réversible}} = \eta_{max} < 1$$

Théorème de Carnot

Réfrigérateurs

On retire de la chaleur $\Rightarrow$ On prend $Q_2 > 0$ et on a cédé au milieu chaud $Q_1 < 0$

ce qui est utile Q_2, ce qu'on paie W $\Rightarrow$ $\boxed{\eta = \frac{Q_2}{W}}$

$$\eta = -\frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} = -\frac{1}{1 + \frac{Q_1}{Q_2}} = \frac{1}{\frac{|Q_1|}{Q_2} - 1} \leq \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \eta_m$$

(η peut être > 1) on parle plutôt d'efficacité !

Pompe à chaleur

$Q_2 > 0$, $Q_1 < 0$ mais ce qui est utile est $-Q_1$ $\Rightarrow$

$$\boxed{\eta = \frac{-Q_1}{W}} = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} = \frac{1}{1 + \frac{Q_2}{Q_1}} = \frac{1}{1 - \frac{Q_2}{|Q_1|}} \leq \frac{1}{1 - \frac{T_2}{T_1}} = \eta_m >$$

η est d'autant plus grand que T_1 est proche de T_2.

II.4) Machines polythermes

En général l'agent thermique est mis successivement en contact avec plusieurs sources, certaines à apport thermique positif ($Q_j > 0$) et d'autres à apport thermique ($Q_j < 0$). On note

$$Q_+ = \sum_{Q_j > 0} Q_j > 0 \quad ; \quad Q_- = \sum_{Q_j < 0} Q_j < 0$$

On note T_+, T_- t.q.

$$\frac{Q_+}{T_+} = \sum_{Q_j > 0} \frac{Q_j}{T_j} \quad ; \quad \frac{Q_-}{T_-} = \sum_{Q_j < 0} \frac{Q_j}{T_j}$$

$T_\pm$ sont les températures de sources fictives (valeurs moyennes des sources ±). On a :

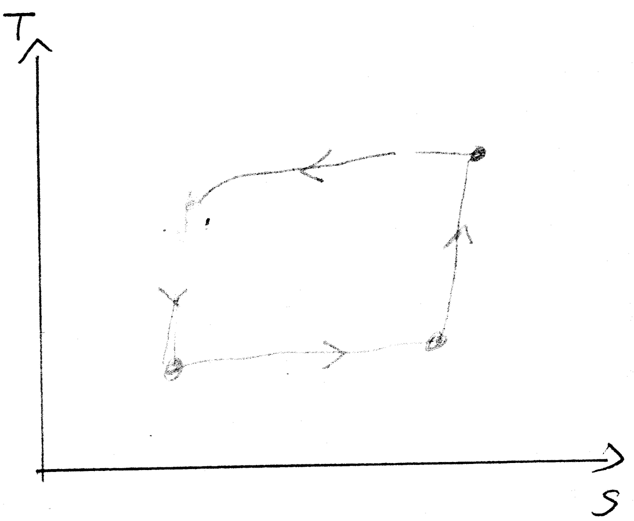
$$Q_+ + Q_- + W = 0$$

$$\frac{Q_+}{T_+} + \frac{Q_-}{T_-} \leq 0$$

Relations similaires aux machines thermiques.

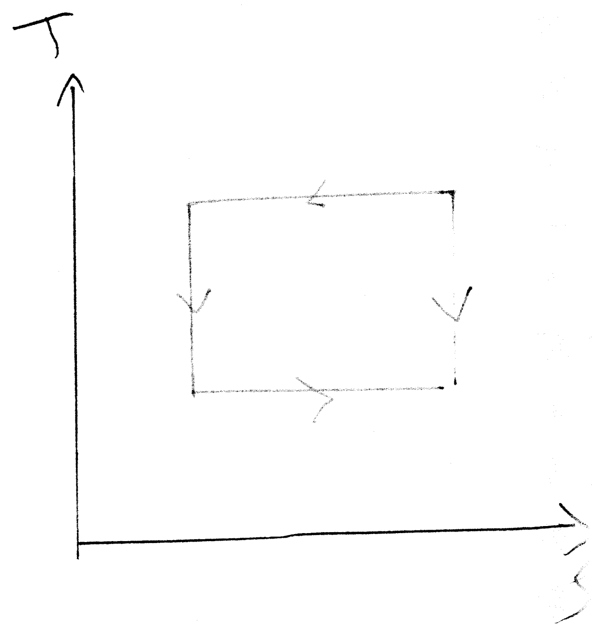
Les rendements sont définis de la même façon.

II.5) Cycles réversibles remarquables

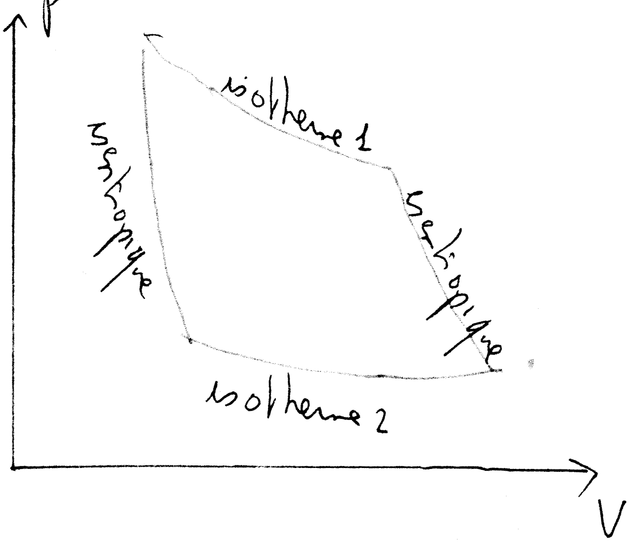


Il est utile de représenter ces cycles dans le plan (S, T) (diagramme entropique).
Dans ce diagramme le transfert thermique est donné par la somme algébrique des aires sous chaque branche. Si le cycle est parcouru dans le sens direct, le transfert thermique est < 0 et W > 0 (récepteur)
Dans le cas contraire on a cycle moteur (W < 0)

Cycle de Carnot :



C'est un cycle ditherme réversible.
Il peut être moteur ou récepteur
Au cours du cycle l'agent thermique est en équilibre successivement avec les deux sources. Le cycle comporte 2 isothermes aux températures T_1, T_2. Entre ces 2 phases l'agent n'est en contact avec aucune source et il n'y a aucun transfert thermique → isentropique



Le rendement est donné par :

$$\eta = \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$ froid / chaud

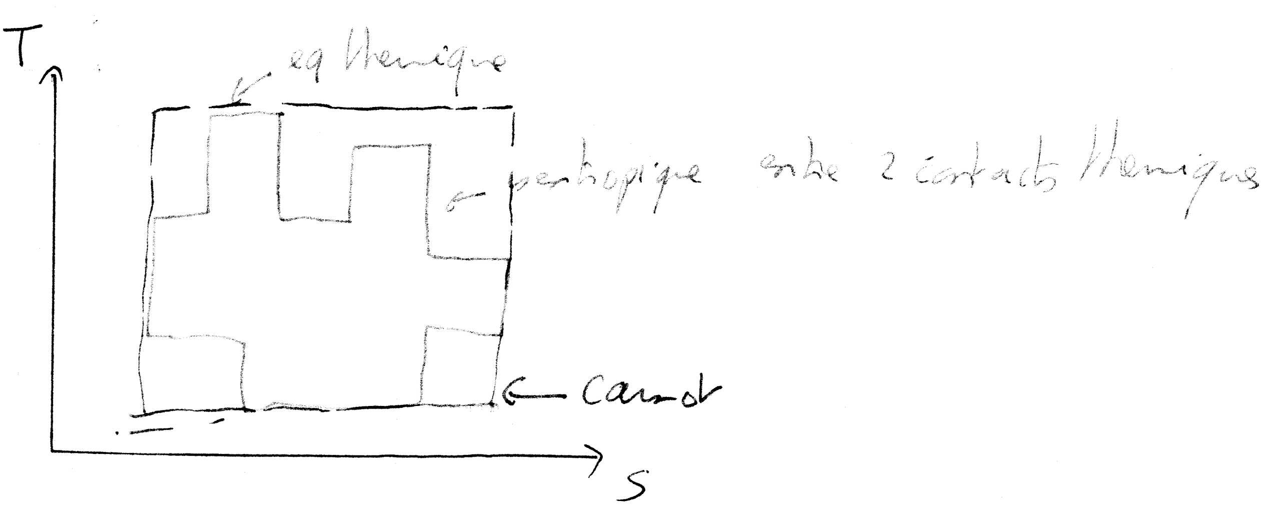
cycles réversible polytherme

On a : $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$ (Clausius)

et $Q_+ = \int_{D_+} \delta Q$; $Q_- = \int_{D_-} \delta Q$

D_+ : parties du cycle où $\delta Q > 0$

$$\frac{Q_+}{T_+} = \int_{D_+} \frac{\delta Q}{T} \; ; \; \frac{Q_-}{T_-} = \int_{D_-} \frac{\delta Q}{T}$$



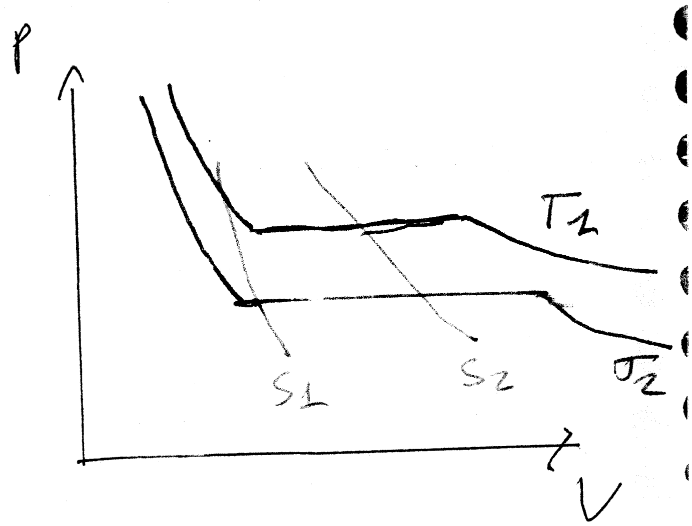
Le rendement est $\eta = -\frac{W}{Q_+} = \frac{Q_+ - |Q_-|}{Q_+} = 1 - \frac{|Q_-|}{Q_+}$

On voit que ~~pour~~ le cycle de Carnot fonctionnant avec mêmes températures extrêmes on a $|Q_2| < |Q_-|$ et $Q_1 > Q_+$ donc le rendement du cycle de Carnot est supérieur au rendement du cycle polytherme. On va donc que:

> Le rendement d'un moteur de Carnot est supérieur à celui de tout moteur polytherme réversible fonctionnant entre les mêmes températures extrêmes

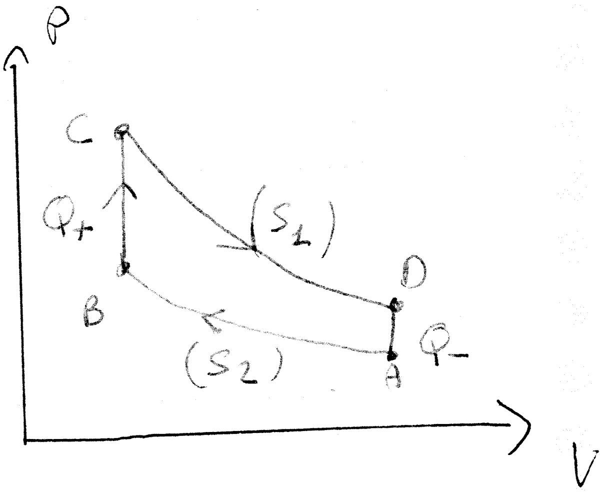
cycles avec transition de phase

Tout ce qui a été dit s'applique si le système subit une transition de phase. Voici l'exemple d'un cycle de Carnot avec transition de phase



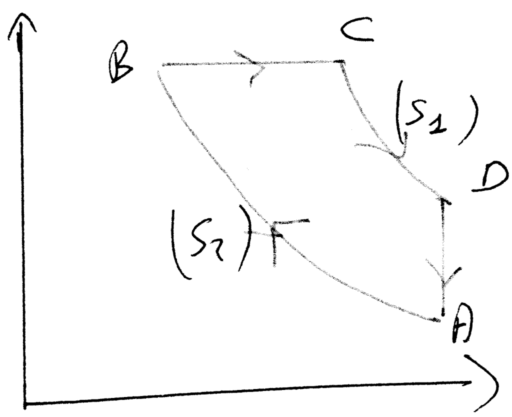
Cycle de Otto - Beau de Rochas

compression isentropique AB
compression isochore BC
détente isentropique CD
diminution isochore de pression DA



Cycle Diesel

Compression isentropique AB
augmentation de volume isobare BC
détente isentropique CD
Diminution isochore de pression DA



III. 6) Exemples de machines thermiques

NB Les machines thermiques réelles ne fonctionnent pas de manière réversible et les cycles décrits par les agents thermiques ne sont pas représentables par une courbe. Cependant, on peut "approcher" le comportement de ces machines par des cycles réversibles simples.

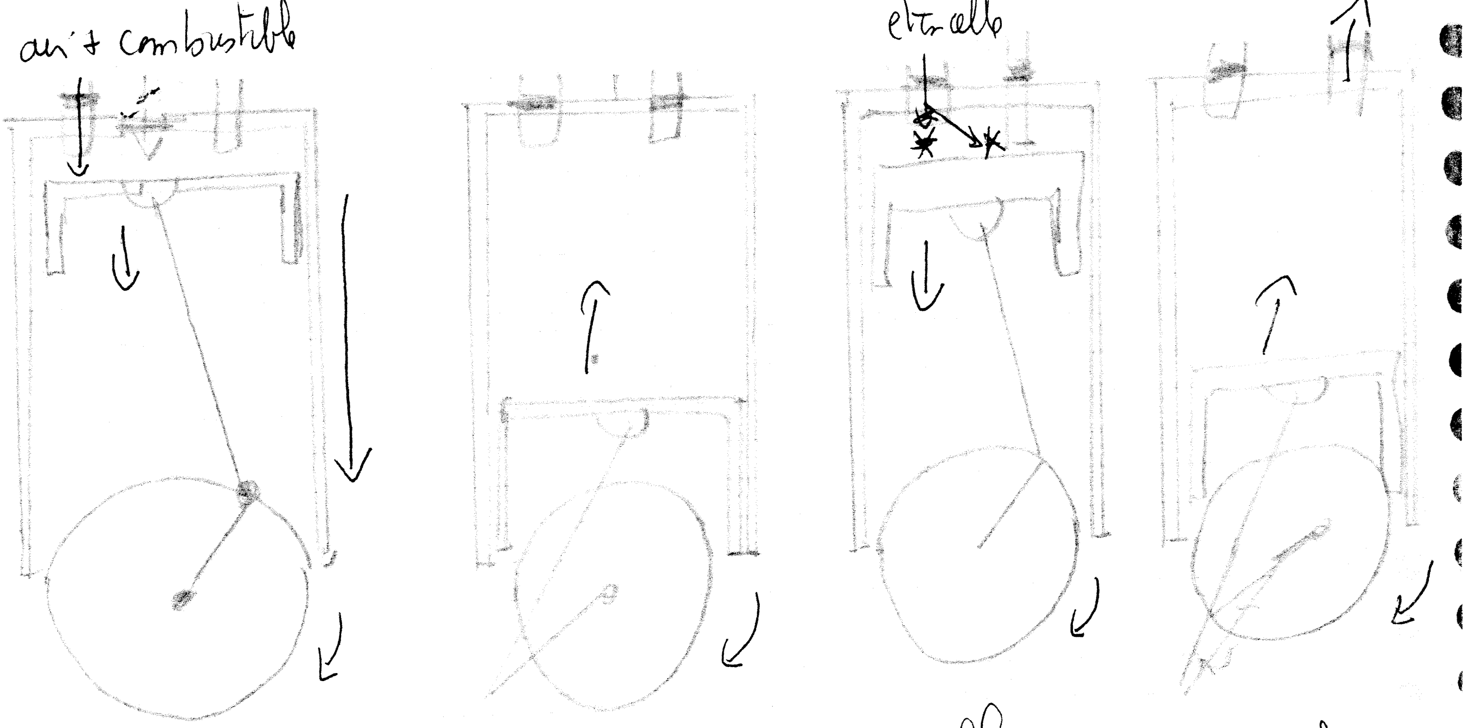
III. 6. 1) Moteurs à combustion interne

→ utilisent de l'air auquel est ajouté, en cours de cycle, une faible proportion de carburant.

→ Réaction chimique entre carburant et une partie de l'oxygène de l'air. ⇒ Transformation non cyclique pour l'ensemble. Mais on peut considérer que l'air subit un cycle (l'air est renouvelé à la fin du cycle).

→ L'air puisé dans l'atmosphère est rejeté en fin de cycle où il cède la quantité de chaleur $-Q_2$. L'atmosphère joue le rôle de source froide à température T_2.

→ Le combustible brûle à l'intérieur du fluide (l'air) et à l'intérieur même du cylindre dans lequel le fluide, repoussant un piston, produit du travail. ⇒ Il n'y a pas d'échange de chaleur entre source chaude et fluide, ce qui améliore le rendement



admission

La soupape d'admission s'ouvre. Le piston descend. Au point bas la soupape se ferme

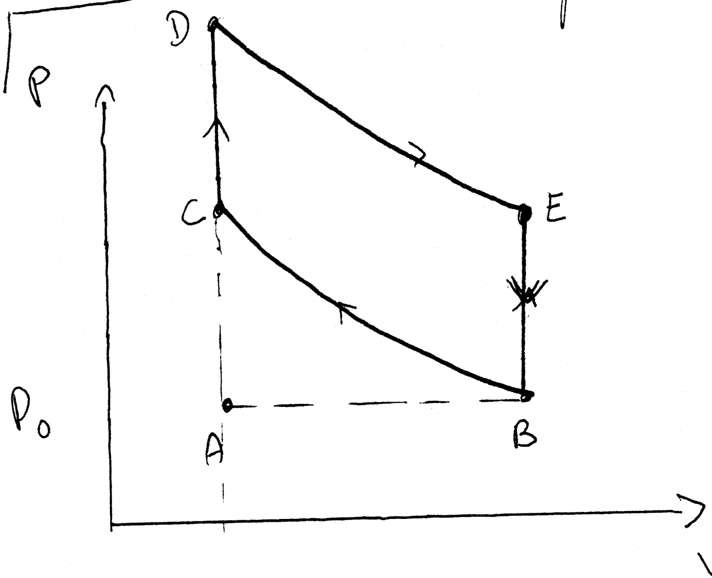
compression

Le piston remonte (adiabatique) une etincelle se produit

allumage et détente (C→D)

l'air chaud se détend en produisant du travail (isentropique) (D→E)

échappement

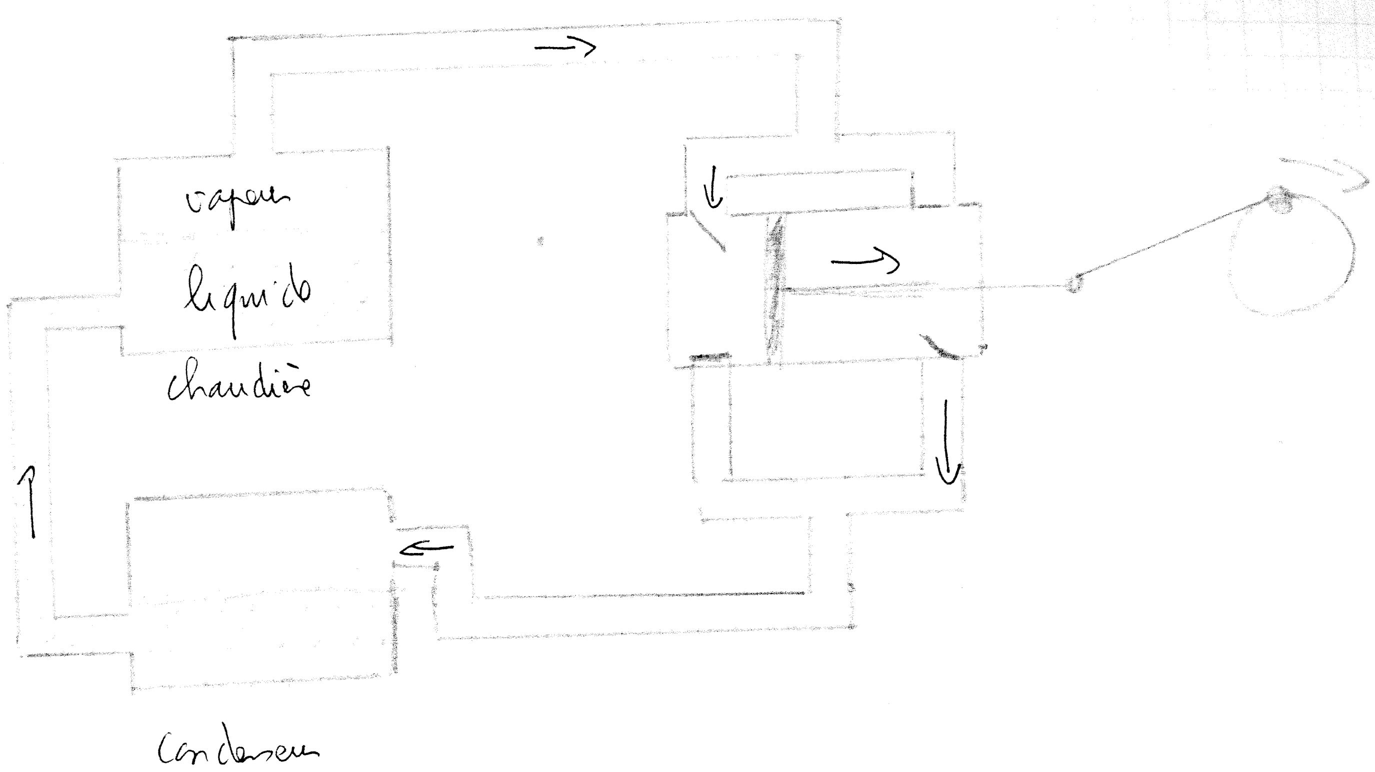


Il existe 2 types de moteurs qui se distinguent par la position de la phase de combustion dans le cycle.

→ Moteurs à essence : Explosion produite par bougie d'allumage

→ Moteur diesel : Déclenchement spontané de la combustion.

III 6.2 Machine à vapeur.



→ l'eau est vaporisée par une chaudière. puis conduite dans un cylindre muni d'un piston.

→ Dans le cylindre la vapeur se détend en poussant le piston.

→ la vapeur est ensuite envoyée vers le condenseur et se refroidit ce qui aspire le piston → recul en se dé[illegible].

On a un cycle de Carnot avec transition de phase.

Utilisation

Centrales thermiques

Centrales nucléaires