

THERMO 2

PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

- **I - ÉQUILIBRE ET TRANSFORMATIONS**
- **II - ÉNERGIE D'UN SYSTÈME THERMODYNAMIQUE**
- **III - QUANTIFIER LES TRANSFERTS D'ÉNERGIE**
- **IV - PREMIER PRINCIPE**
- **V - TRAVAIL DES FORCES EXTÉRIEURES**
- **VI - ENTHALPIE D'UN SYSTÈME**
- **VII - APPLICATIONS DU PREMIER PRINCIPE AU GAZ PARFAIT**

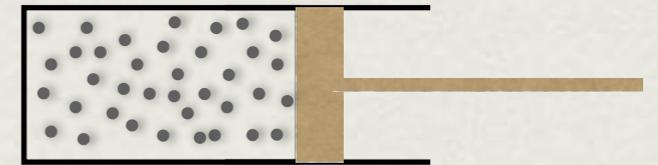
I ÉQUILIBRE ET TRANSFORMATION

α -Définition

On ne sait traiter que les situations où le système est à l'équilibre thermodynamique :

état initial A \rightarrow Variables intensives homogènes

A



état final B \rightarrow Variables intensives homogènes

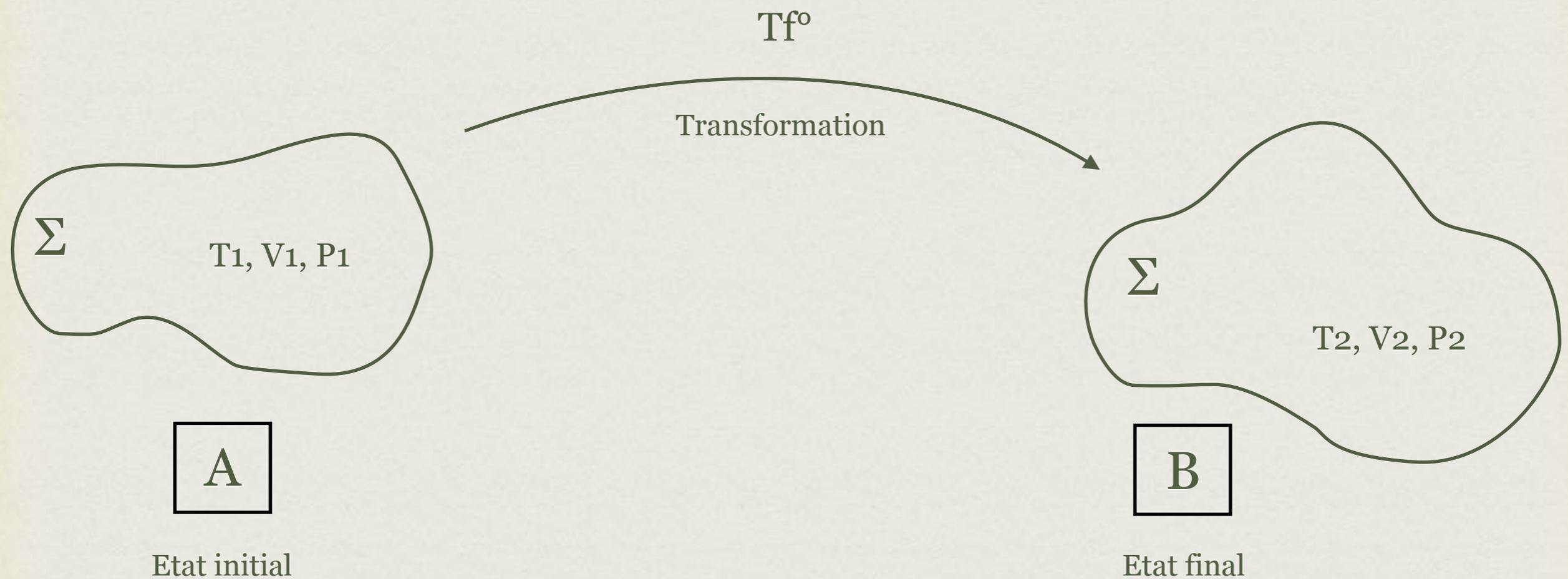
B



Il existe une infinité de chemin allant de A vers B

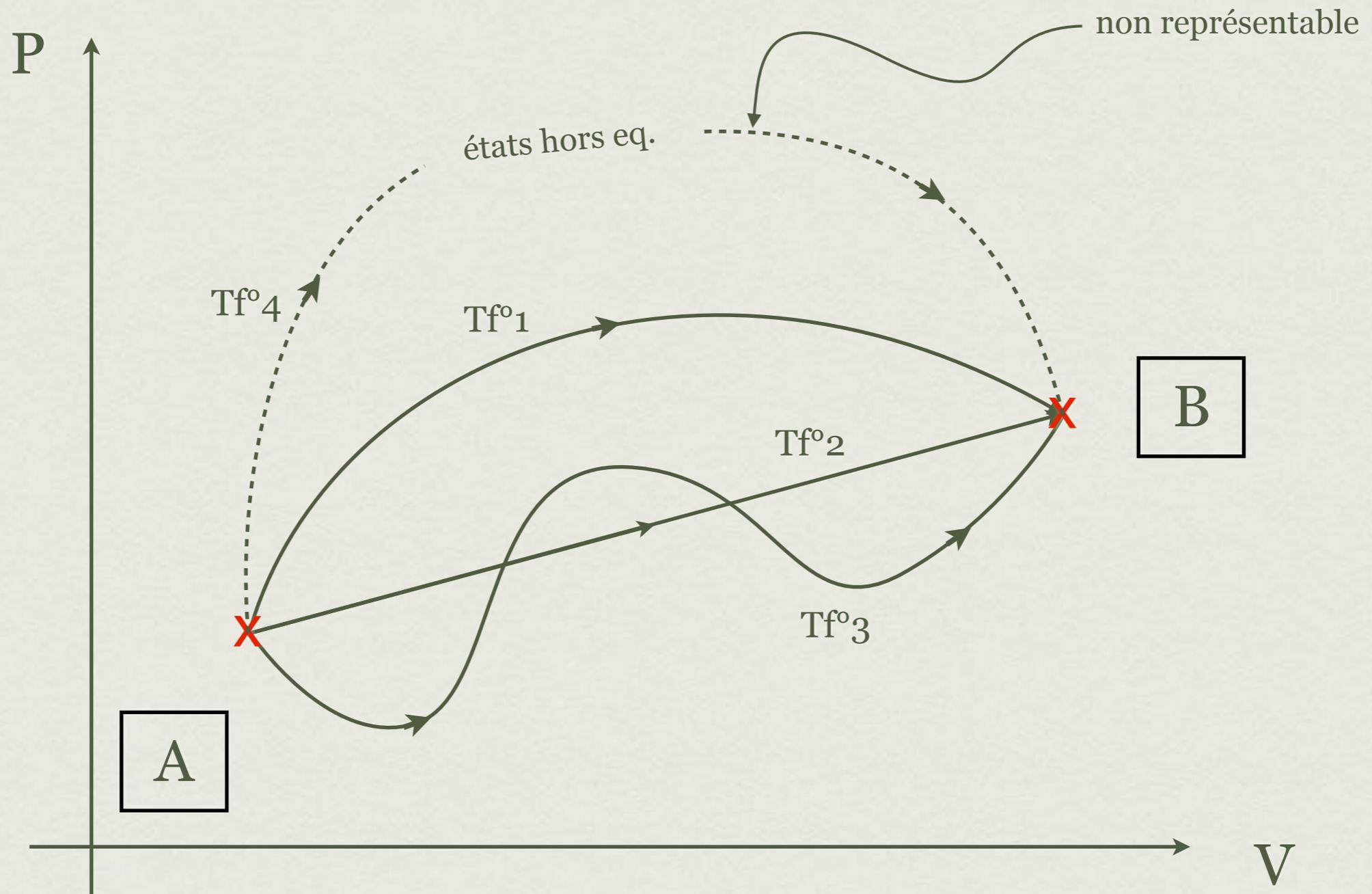
Définition :

On appelle transformation (Tf°), toute évolution du système d'un état d'équilibre initial vers un état d'équilibre final.



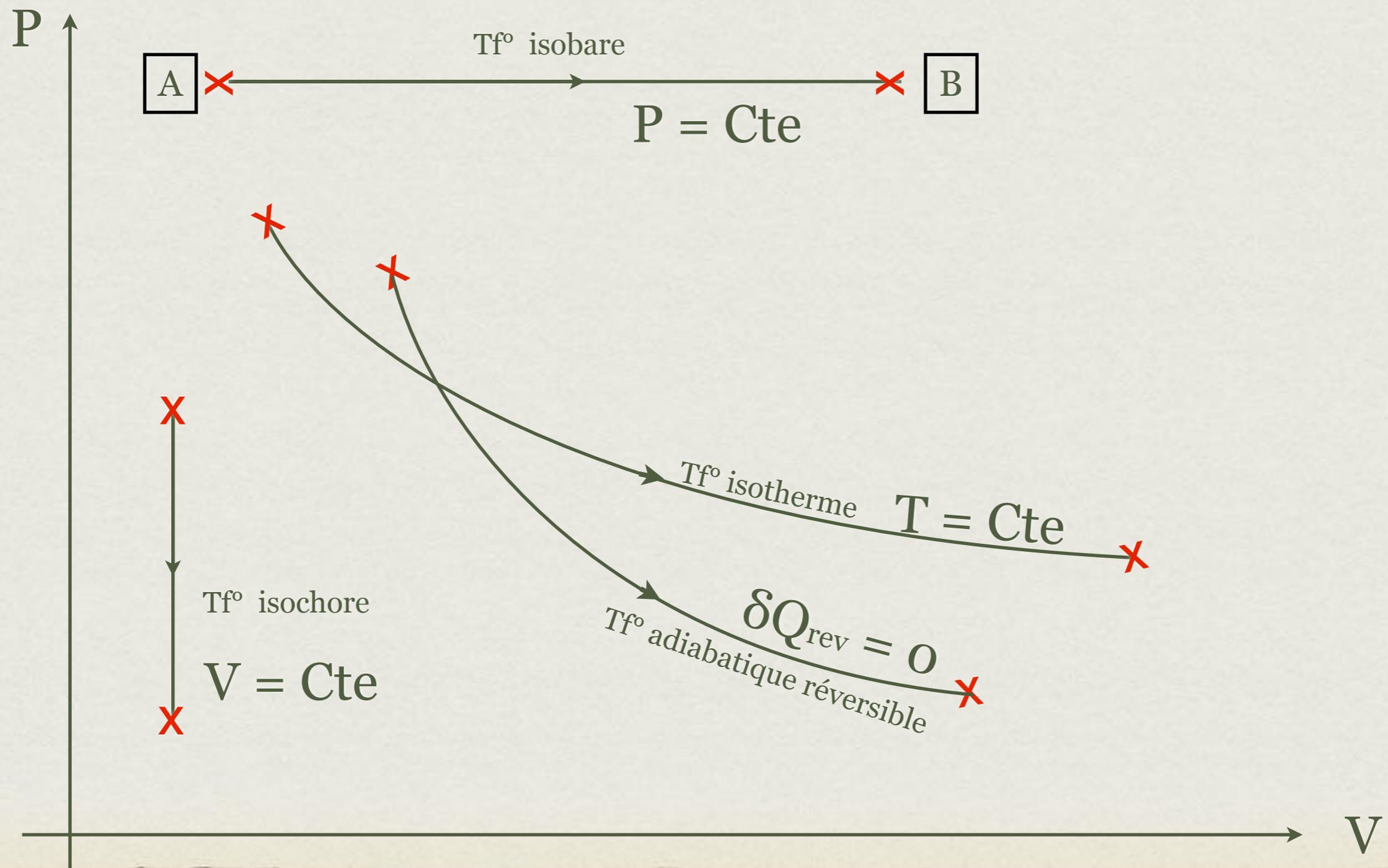
β - Différents types de transformations :

On représente les transformations dans le **diagramme de Clapeyron** (V,P)
(de Watt)
(Lorsque c'est possible)



Les transformations de base

Les transformations étudiées se décomposent en transformations de base



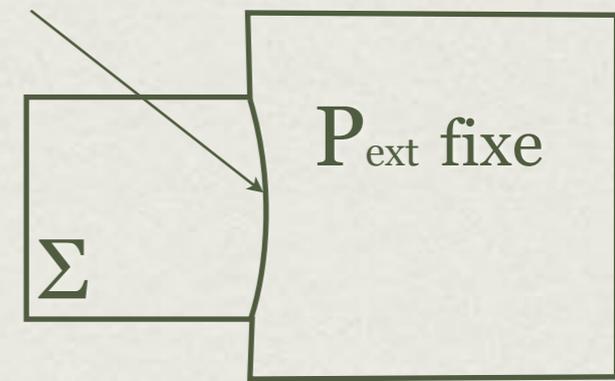
* Transformation monobare :

$$P_A = P_B = P_{\text{ext}}$$

Mais le système peut passer par des états hors équilibre

Le système est en contact avec un «réservoir de pression»

Membrane mobile

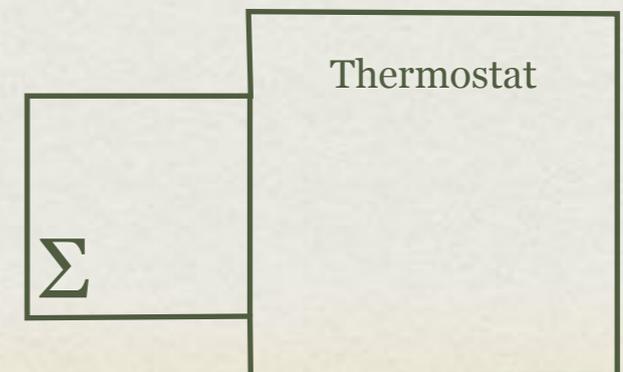


* Transformation monotherme :

$$T_A = T_B = T_{\text{ext}}$$

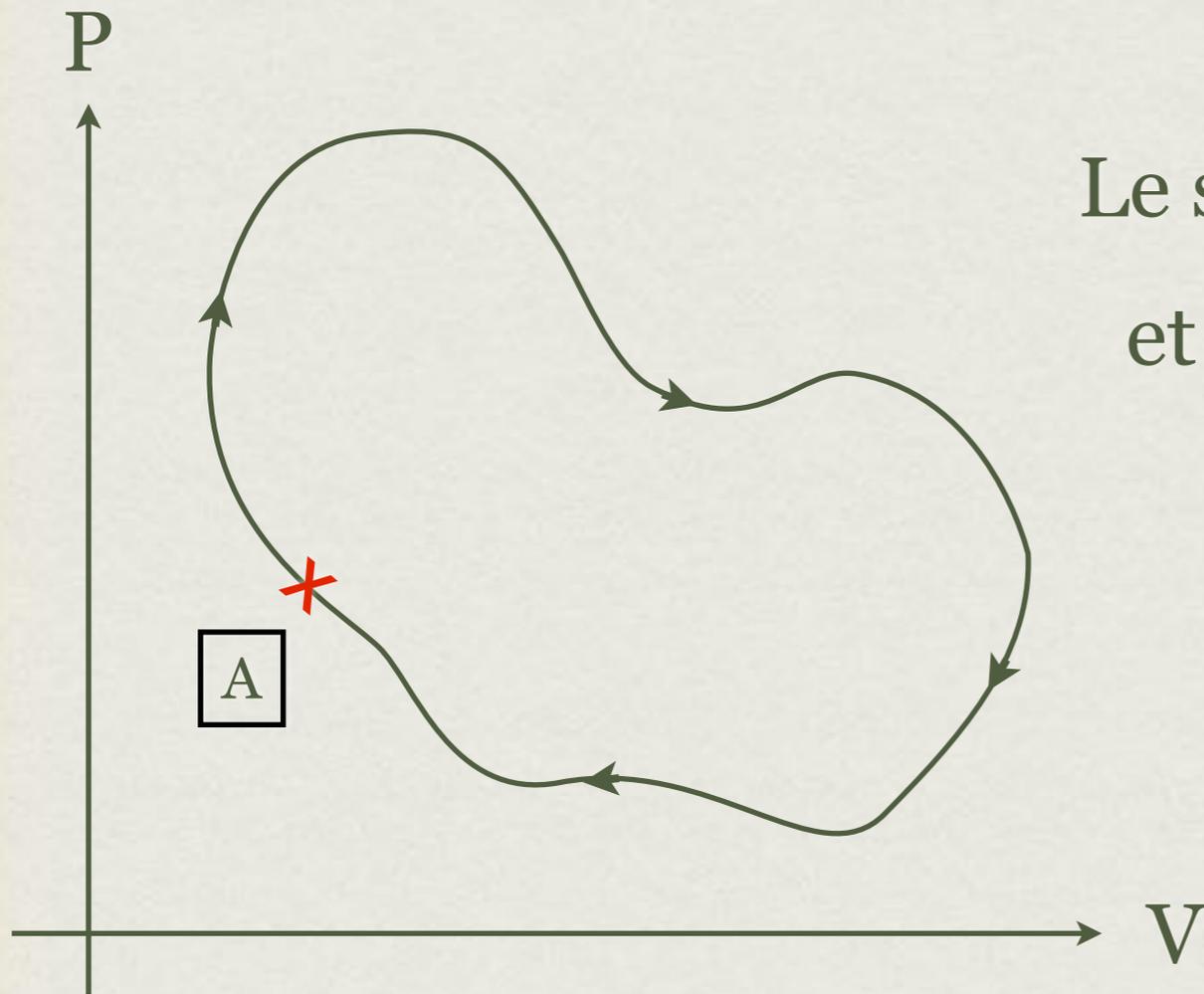
Mais le système peut passer par des états hors équilibre

Le système est en contact avec un «réservoir de température»

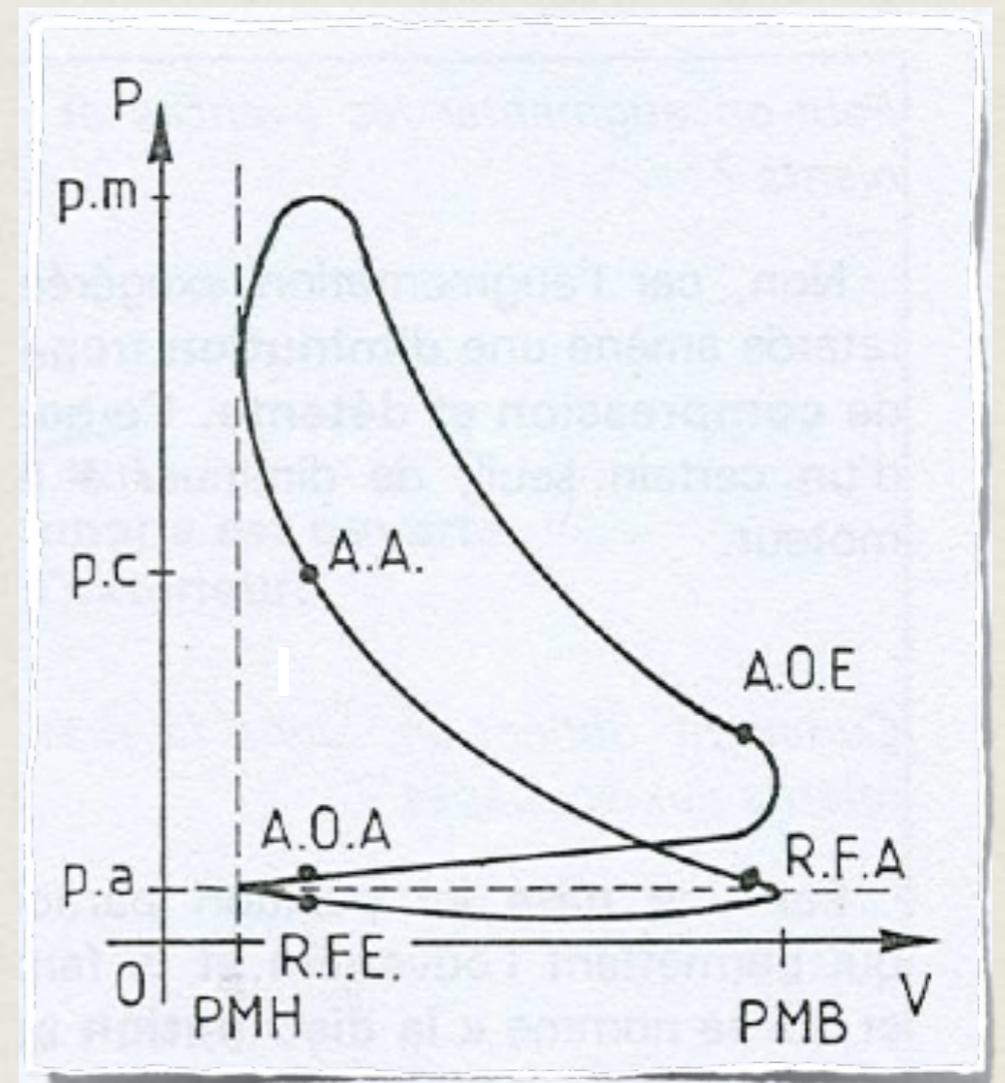


Les transformations cycliques

Le système part d'un état
et revient dans cet état

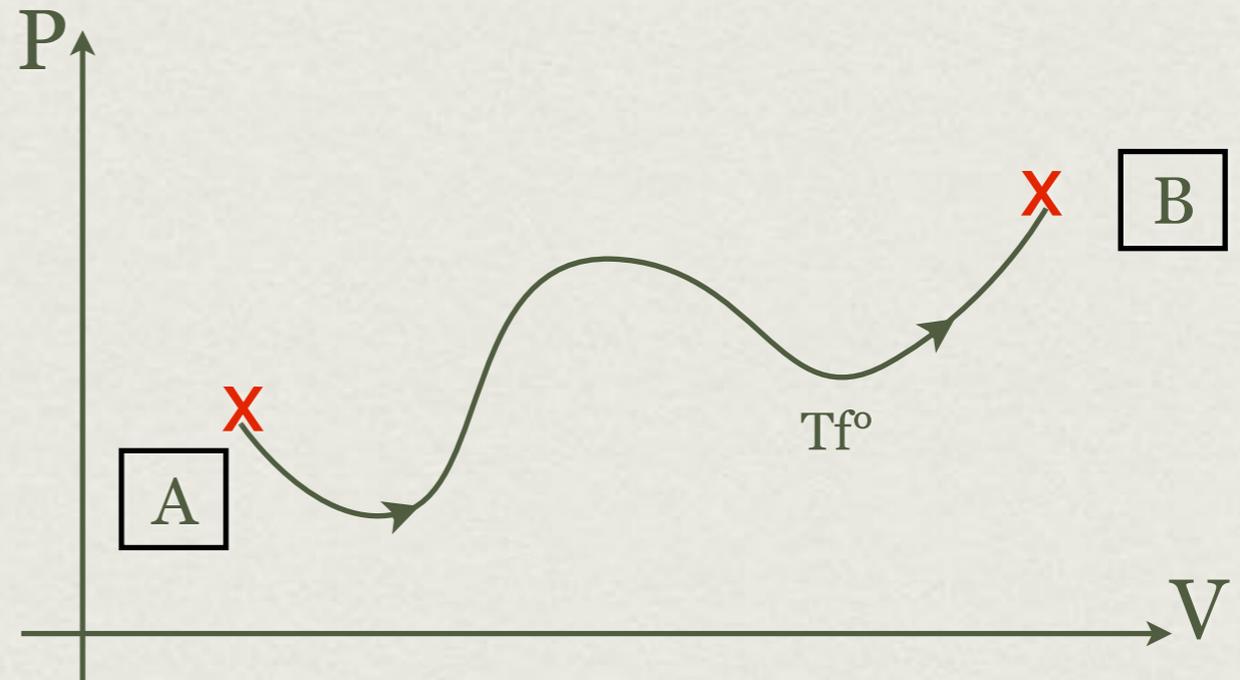


Exemple : Le cycle Diesel



γ - Transformations réversibles ou irréversibles ?

Soit une Tf° de A vers B :



Définition :

Une Tf° est dite **réversible**, si l'on peut revenir de B vers A par la succession inverse d'états d'équilibres

Conséquence :

Si la Tf° est réversible, le système doit évoluer par une succession d'états d'équilibre :

on parle de transformation quasi-statique

=> On peut la représenter dans
le diagramme de Clapeyron

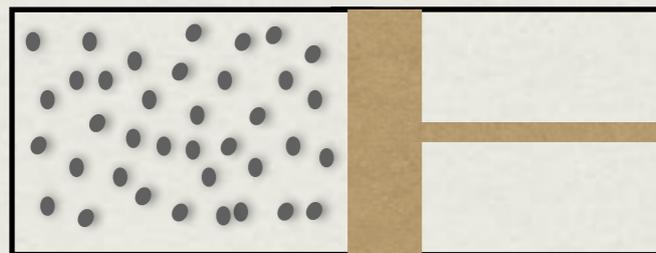
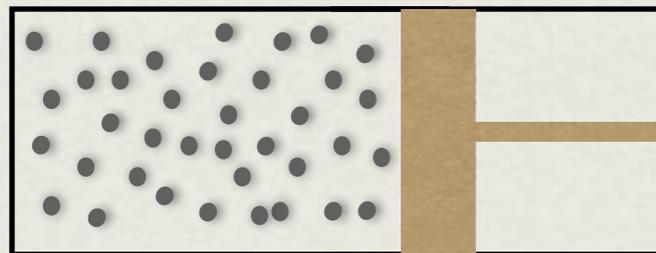
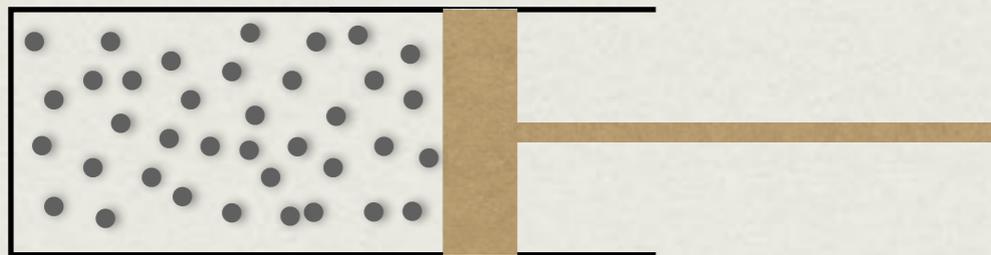
Définition :

On parle de **transformation quasi-statique** lorsque celle-ci est suffisamment lente pour qu'à chaque instant le système soit dans un état très voisin de l'équilibre.

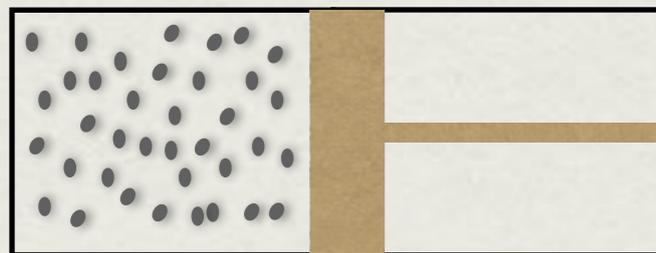
Deux façons d'aller de A vers B :

1 - de façon quasi-statique réversible

A



B



Transformation lente

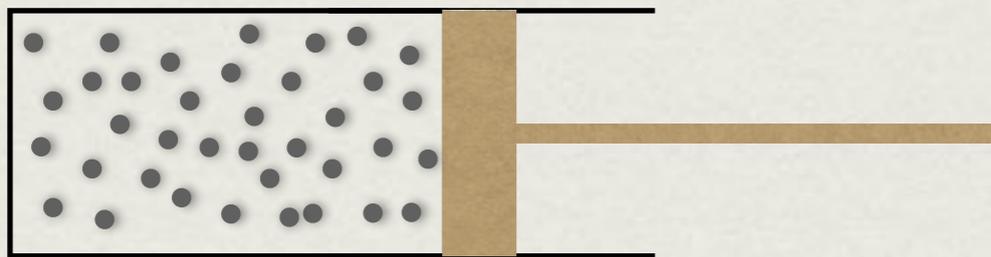
$$t_{\text{exp}} \gg \tau$$

τ : temps caractéristique
de retour à l'équilibre

Succession d'états d'équilibre

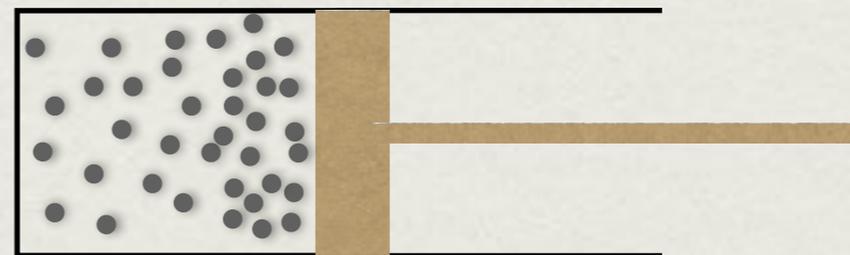
2 - de façon non réversible

A



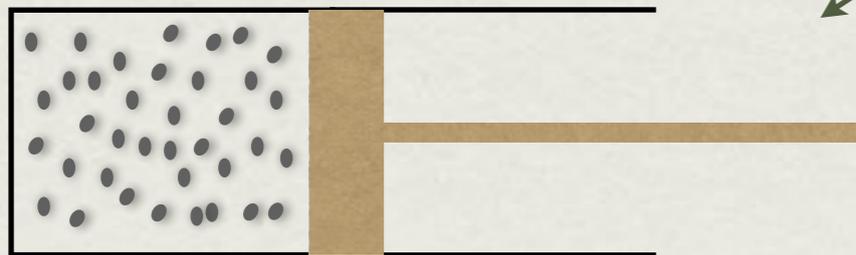
$t_{exp} < \tau$
 T_f° brutale

Système hétérogène
Etat hors équilibre



relaxe vers équilibre
 $t_{exp} \sim \tau$

B



Attention :

Il ne suffit pas d'être quasi-statique pour être réversible
(CNNS)

Tf° réversible \Rightarrow Tf° quasi-statique

Tf° quasi-statique ~~\Rightarrow~~ Tf° réversible

Calcul des ordres de grandeur pour un moteur

-- Chercher au crayon papier --

Idée :

piston \sim 10cm

2000 tours/minute

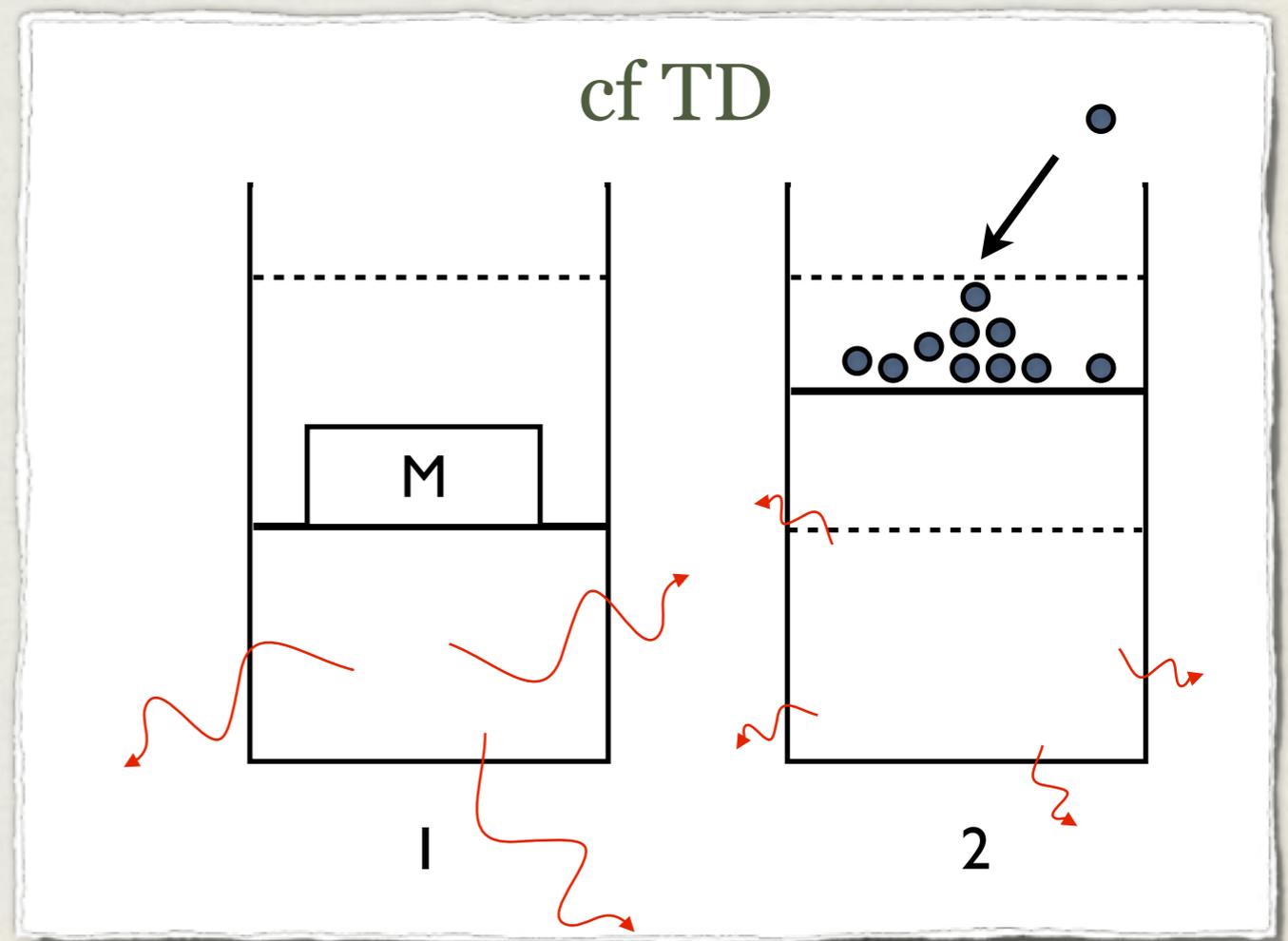
Comparer avec la vitesse quadratique moyenne

Rq : la non réversibilité provient en fait des échanges de chaleur
bcp. plus lent que l'équilibre des pressions.

Exemple «simple» : Le tube de dentifrice

Exemple moins simple :

Compression d'un GP avec échange de chaleur



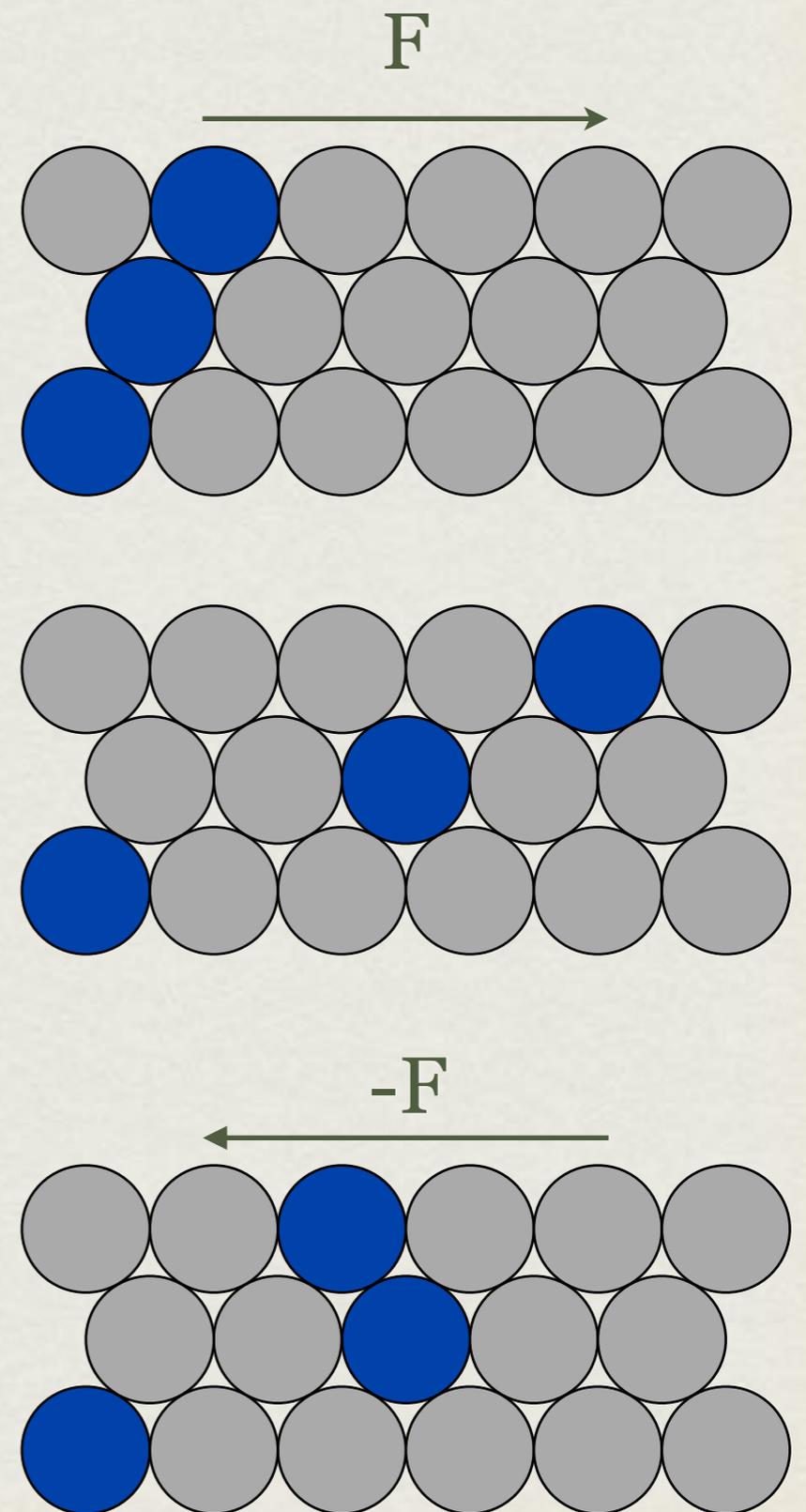
Expérience qualitative simple : notion de plasticité

Le tour de force

On exerce une contrainte
sur la partie supérieure

Les plans d'atomes glissent

La contrainte «opposée»
ne produit pas des effets
exactement antagonistes



II ÉNERGIE D'UN SYSTÈME THERMODYNAMIQUE

α -Energie d'un système thermodynamique



Soit Σ un système thermodynamique : N particules de vitesse V_i
de masse m

Energie cinétique :

* Théorème de Koenig II

*

Obtenir :

$$E_c = E_c^{macro} + E_c^{micro}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_c^{macro} = \frac{1}{2} N m v_G^2 \\ E_c^{micro} = \frac{1}{2} N m (v^*)^2 \end{array} \right\}$$

Energie potentielle :

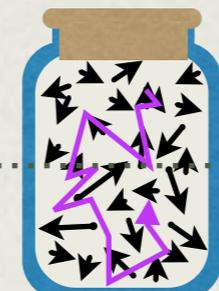
*

$$* E_p = E_p^{macro} + E_p^{micro}$$

Obtenir :

$$E_p^{macro} = N m g z_G$$

$$E_p^{micro} = \sum_{i \neq j} U_{LJ}(r_{ij})$$



z_{CDM}

h

β - Energie interne

Définition :

On appelle énergie interne d'un système thermodynamique, la somme de son énergie cinétique d'agitation thermique et de son énergie potentielle d'interaction en interne :

$$U \equiv E_c^* + E_{P_{\text{int}}}$$

γ - Energie totale du système :

On peut donc généraliser l'énergie mécanique d'un système en tenant compte de son énergie interne microscopique.

$$E_{tot} = E_p + E_c = \underbrace{E_p^{int} + E_c^*}_U + \underbrace{E_p^{macro} + E_c^{macro}}_{E_m}$$

$$E_{tot} = E_m + U$$

Analyse / Modélisation : Etude d'une aile d'avion

— En Classe —

Que se passe-t-il si l'avion dépasse la vitesse du son ?

III QUANTIFIER LES TRANSFERTS D'ÉNERGIE

On peut envisager deux sources de transfert d'énergie :

W Travail macroscopique



Q échange de chaleur

agitation microscopique se diffuse de proche en proche
(prend du temps)



Notation «δ» :

δW ou δQ

- infiniment petit
- qui dépend a priori du chemin suivi

Convention de signe des échanges :

- entrant positif
- sortant négatif



$W > 0$ ou $Q > 0$: On apporte de l'NRJ au système

$W < 0$ ou $Q < 0$: On extrait de l'NRJ du système

Différentes natures de transferts de la chaleur :

Conduction thermique :

$$\vec{j} = -\lambda \vec{\nabla} T$$

Loi de Fourier (2ème année)

- L'agitation thermique microscopique diffuse la chaleur des régions les plus chaudes, vers les régions les plus froides. Elle est quantifiée par le coefficient de conductivité thermique λ .
- Il n'y a pas de déplacement de la matière à l'échelle mésoscopique, la chaleur se diffuse de manière isotrope par des chocs à l'échelle microscopique.

Convection thermique :

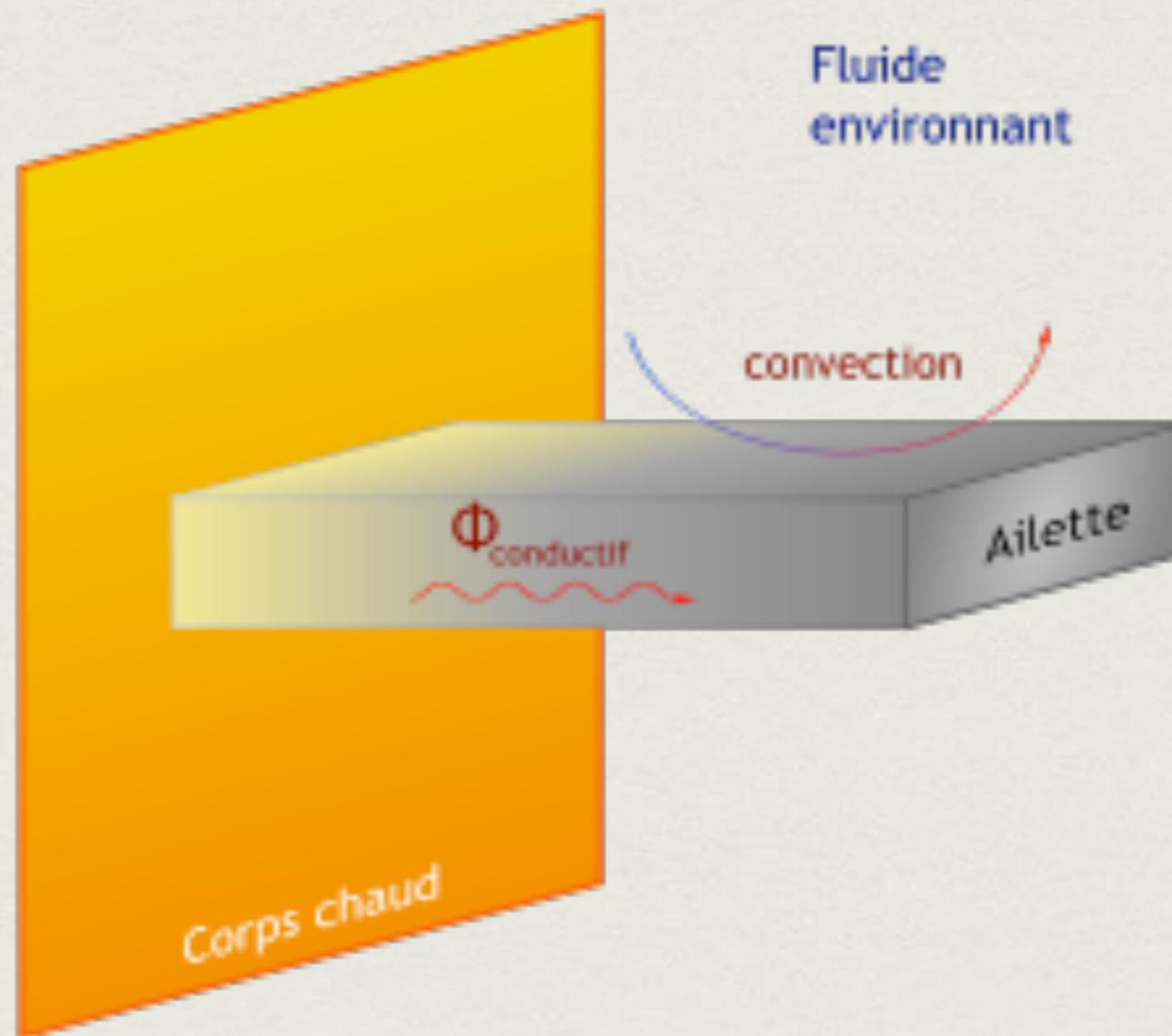
- Le fluide est mis en mouvement et emporte avec lui l'agitation microscopique, c-à-d qu'il transporte la chaleur d'un endroit vers un autre.

ex : dans un **gaz** la «chaleur monte».

Le gaz chaud est moins dense et monte sous l'effet de la poussée d'Archimède.

Les deux modes de transfert sont généralement couplés :

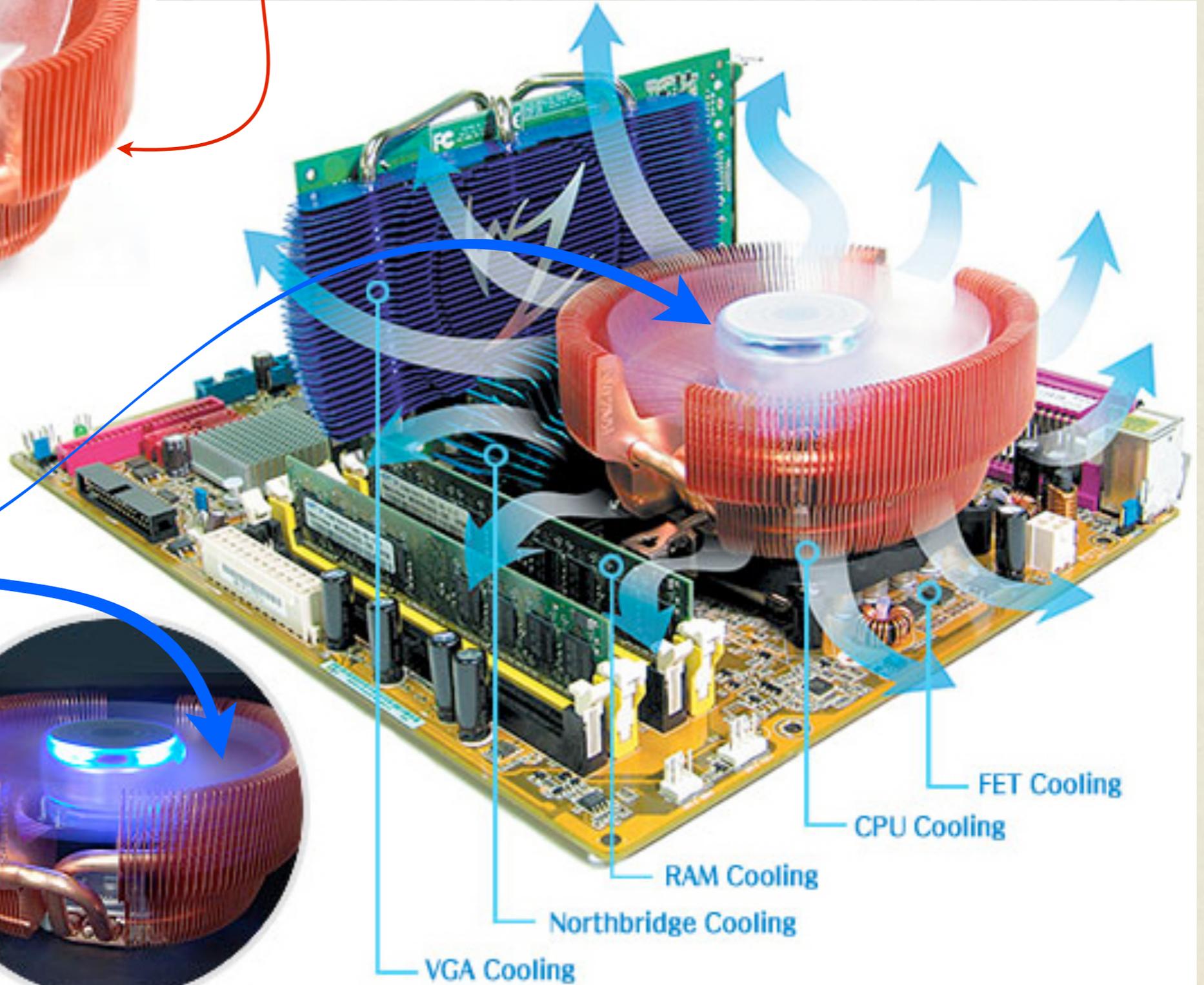
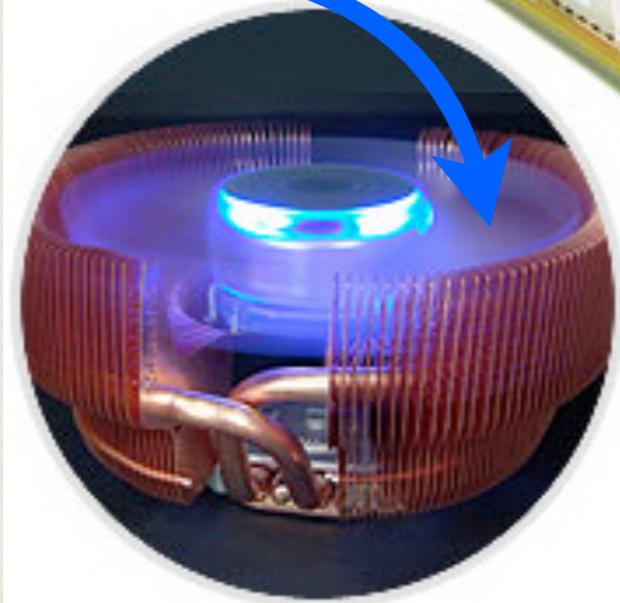
- 1 - la **conduction** dans une ailette permet de maximiser la surface de contact avec l'air
- 2 - l'air assure un brassage qui emporte la chaleur par **convection**





Ailettes de refroidissement (conduction)

Convection par un ventilateur



FET Cooling

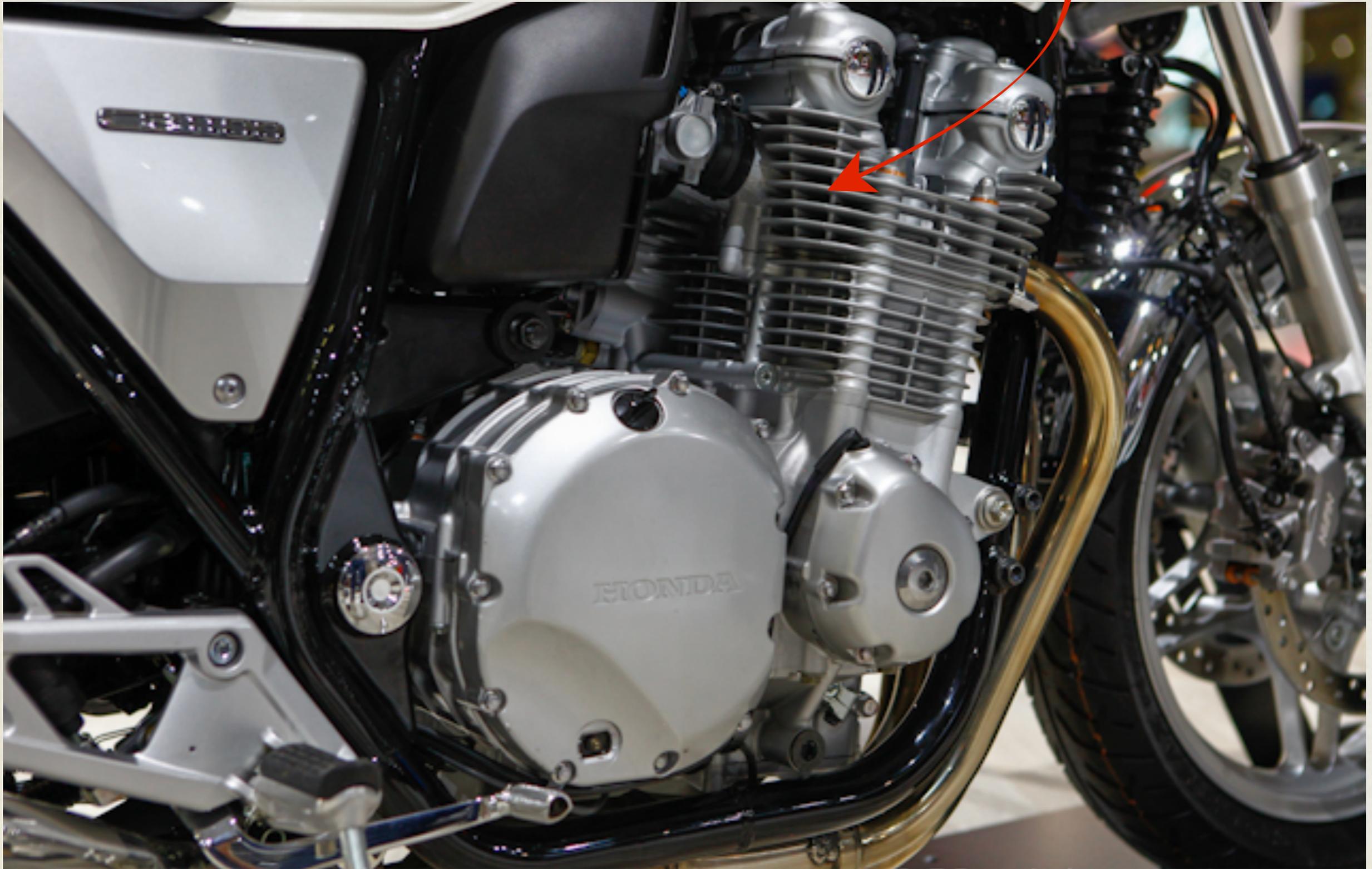
CPU Cooling

RAM Cooling

Northbridge Cooling

VGA Cooling

Ailettes de refroidissement



Transfert par rayonnement thermique :

L'agitation thermique d'une région chaude induit l'émission de rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement se propage à la vitesse de la lumière vers une autre région qui peut capter cette énergie.

exemples simples : notre main sent la «chaleur» d'une ampoule électrique sans la toucher.
notre visage ressent la «chaleur» du soleil.

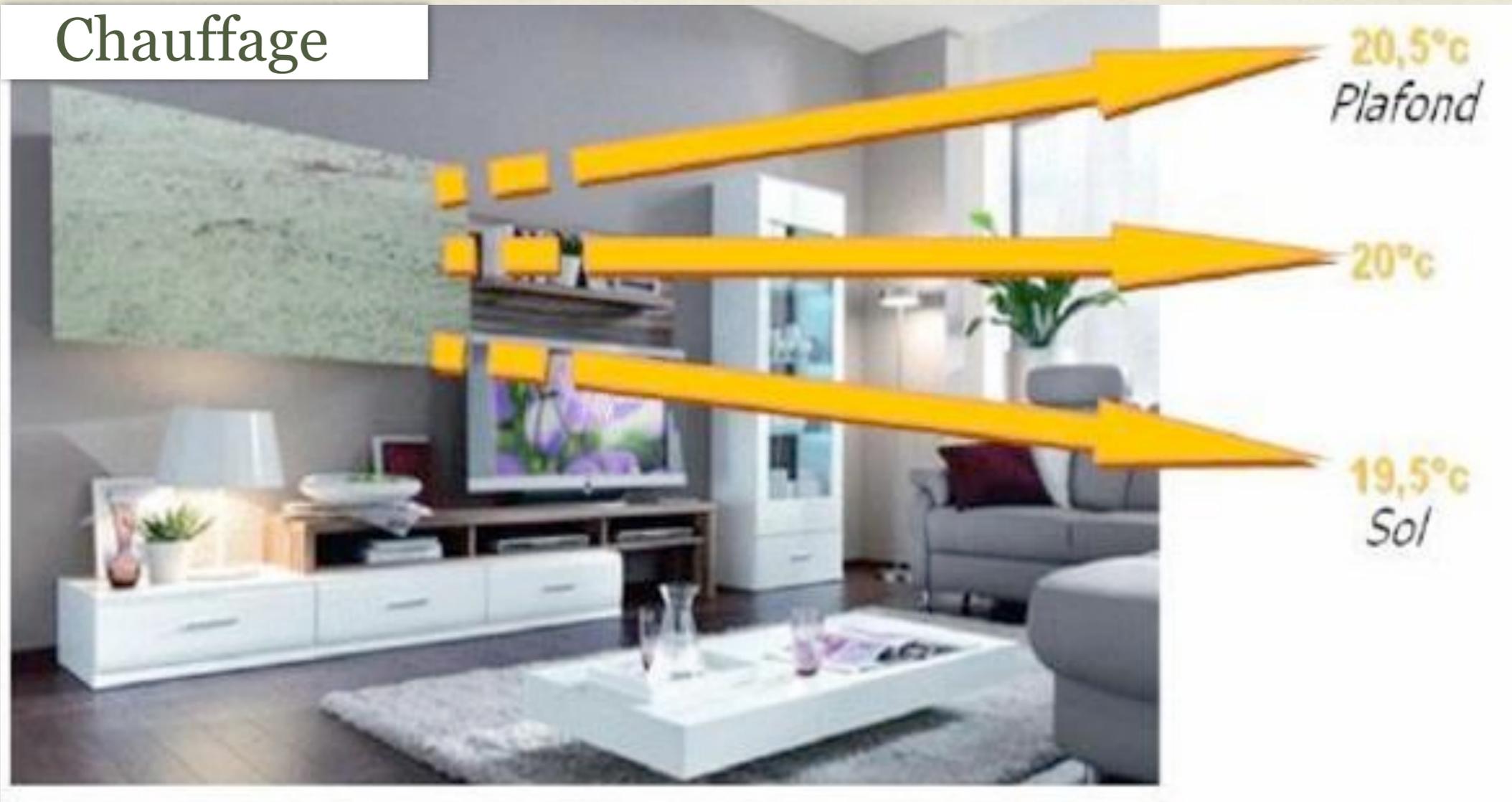
Dans les deux cas on ne capte pourtant que de la lumière.

exemple : **loi de Stefan** $\Phi = S\sigma T^4$ avec $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$

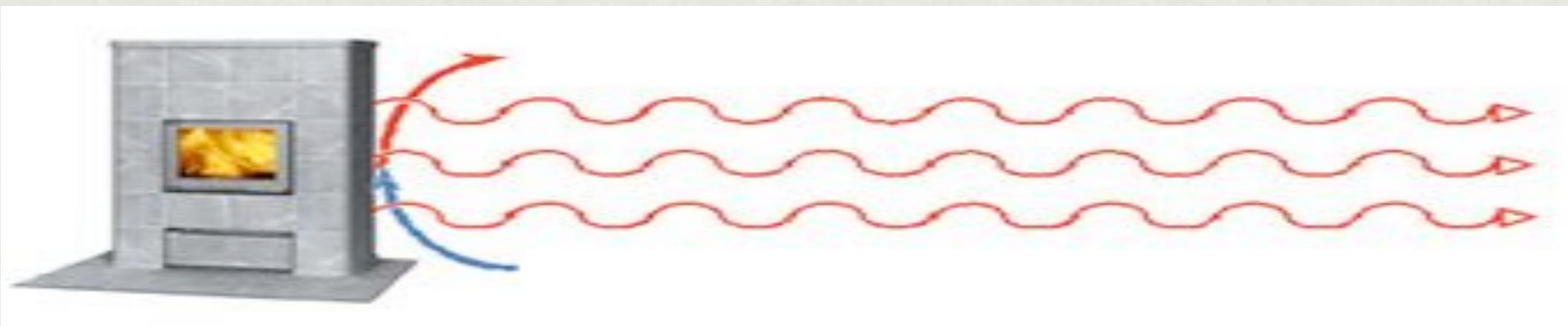
Flux émis par un corps noir à la température T et de surface émettrice S.

(Le flux est en Watt)

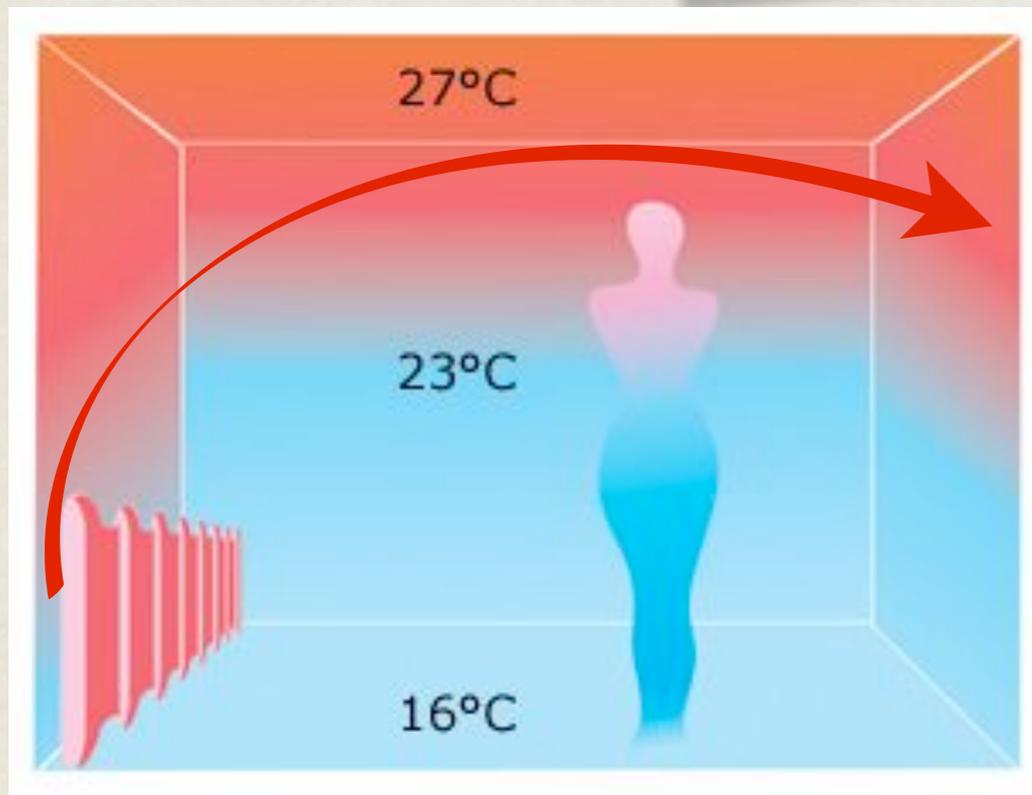
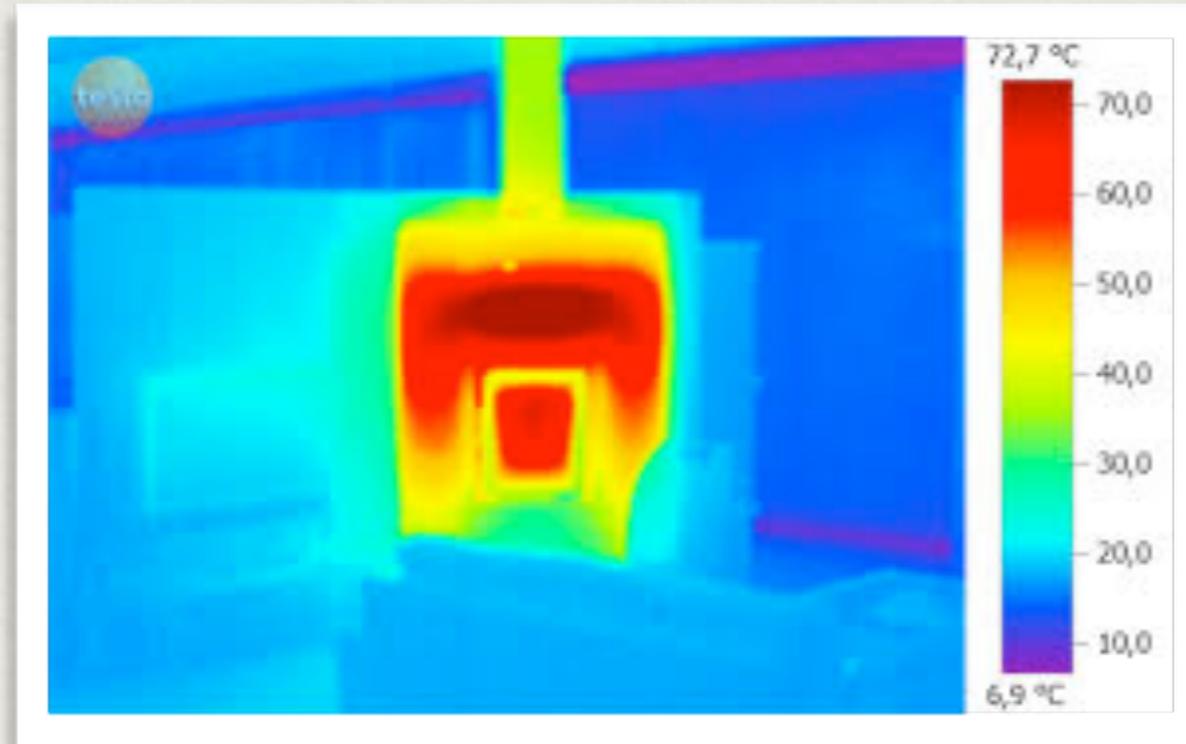
Chauffage



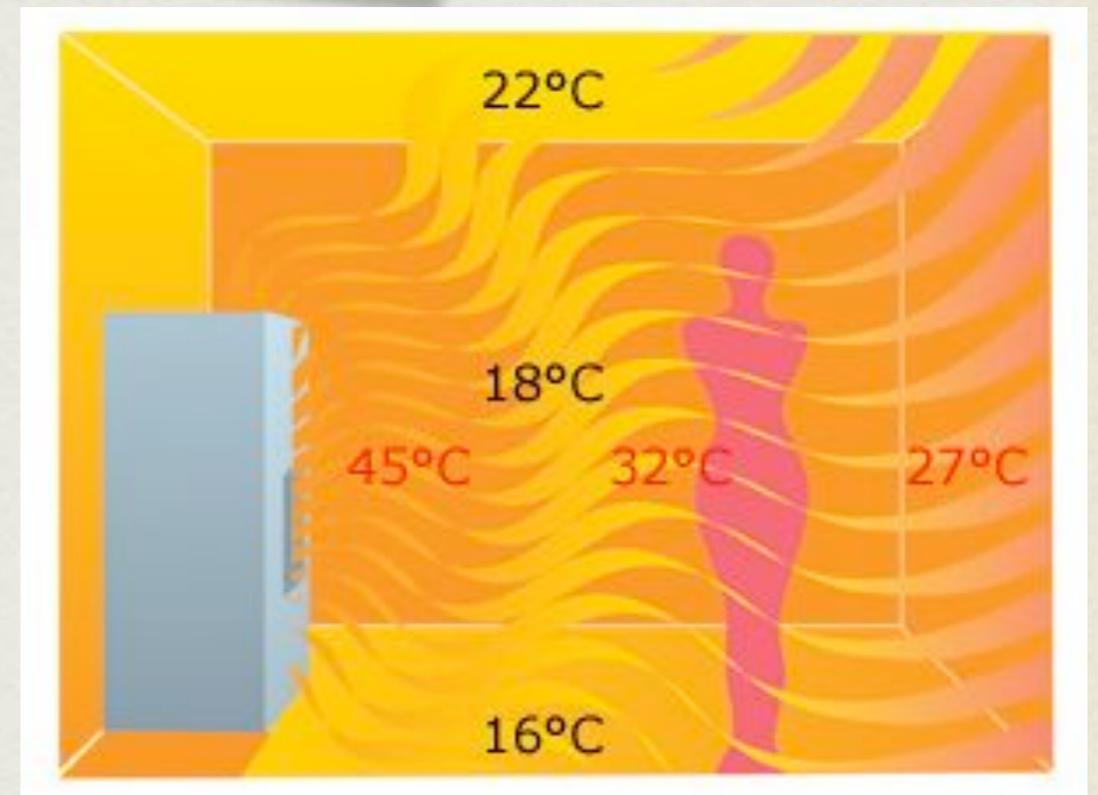
Rayonnement infra-rouge de la pierre naturelle chauffée électriquement ou d'un poêle à bois, cheminée à insert.



Cheminée dans l'infra-rouge

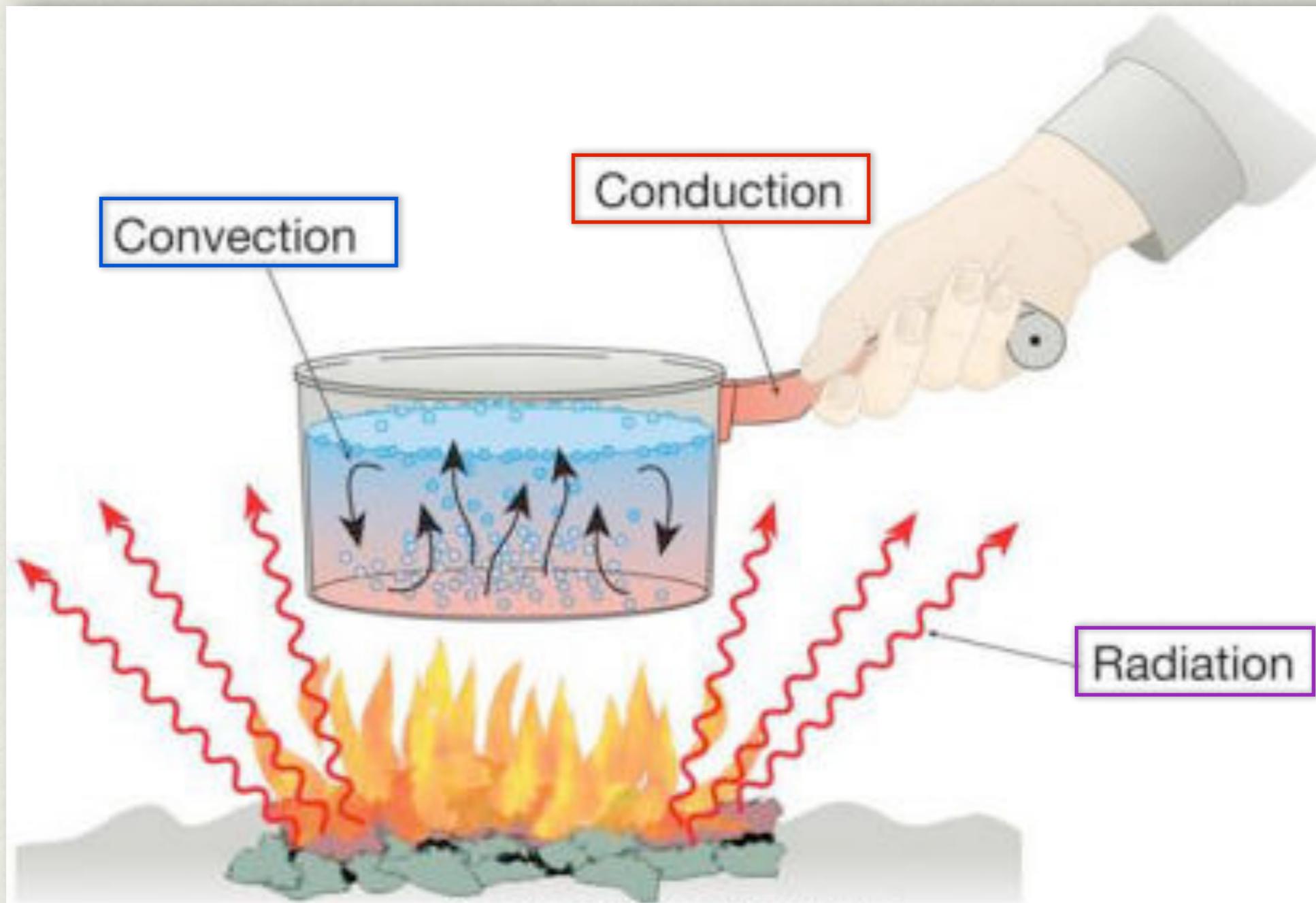


Convection



rayonnement

Résumé



IV PREMIER PRINCIPE

Il s'agit de généraliser le T.E.M en tenant compte des énergies microscopiques.

$$E_{tot} = E_p + E_c = \underbrace{E_p^{int} + E_c^*}_U + \underbrace{E_p^{macro}}_{E_p} + \underbrace{E_c^{macro}}_{E_c}$$

E_m

$$\Delta E_{tot} = \Delta E_p + \Delta E_c + \Delta U = Q + W$$

Attention : Dans W on met tous les travaux :

- travail de pression surfacique $-PdV$ (cf V)
- travaux des forces non conservatives

Premier Principe de la thermodynamique

Formulation :

(Par coeur)

Pour tout système fermé, il existe une fonction d'état extensive U appelée énergie interne telle que l'énergie totale E_{tot} du système soit conservative :

$$E_{\text{tot}} = E_m + U \quad \text{avec} \quad E_m = E_c + E_p$$
$$\text{et} \quad U = E_{c_micro} + E_{p_int}$$

Ecritures :

$$\Delta E_{\text{tot}} = \Delta E_c + \Delta E_p + \Delta U = W + Q \quad (\text{sous forme de bilan}) \quad \text{BGC}$$

$$\delta E_{\text{tot}} = \delta E_c + dE_p + dU = \delta W + \delta Q \quad (\text{sous forme différentielle}) \quad \text{LEG}$$

RQ : δW et δQ : « δ » signifie dépend du chemin suivi

Le premier principe, en pratique :

On s'intéressera le plus souvent à des systemes fermés immobiles, c'est à dire tels que $E_{\text{tot}} = U$.

L'écriture du premier principe se réduit alors à :

$$\Delta U = W + Q \quad \text{ou} \quad dU = \delta W + \delta Q$$

BGC

LEG

Rq : Dans ce cas W se réduit à :

- travail de pression surfacique $\delta W = - P_{\text{ext}} .dV$

Rq : On note

dU \rightarrow différentielle totale exacte

Il existe une primitive U et $\Delta U = U_B - U_A$ ne dépend pas du chemin suivi.

δW ou δQ \rightarrow infiniment petit qui dépend du chemin suivi.

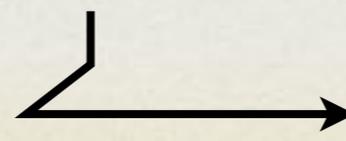
Il n'existe pas de primitive W ou Q \rightarrow cela dépend du chemin

~~ΔW~~ ou ~~ΔQ~~ n'a donc pas de sens : $W_{\Gamma_1} \neq W_{\Gamma_2}$ $Q_{\Gamma_1} \neq Q_{\Gamma_2}$

$$W = \int_{\Gamma \text{ suivi}} \delta W$$

$$Q = \int_{\Gamma \text{ suivi}} \delta Q$$

$$\Delta U = \int_{\Gamma' \text{ qcq}} dU = W + Q$$

 (ne dépend jamais du chemin suivi)

Application : Vérification du premier principe par Joule (1849)

Equivalent mécanique de la chaleur



Résolution de Problème :

On place $m=100\text{g}$ d'eau dans le calorimètre, les deux masses pèsent $M=12,5\text{ kg}$ chacune, et tirent les fils sur une hauteur $h = 2\text{m}$, et avec une vitesse supposée négligeable du fait des frottements.

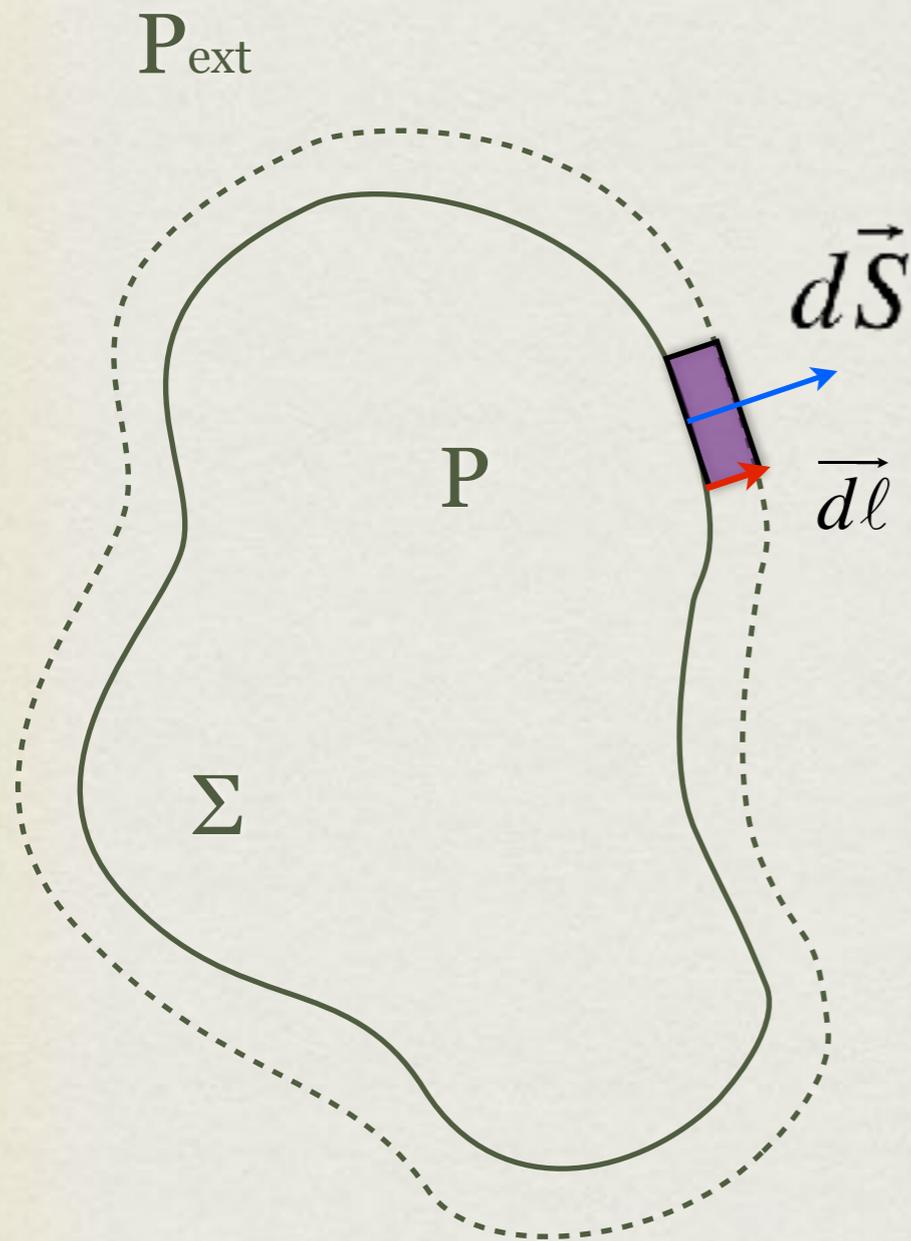
Quelle sera l'augmentation de température ?

On donne : $C_v[\text{eau}] = 4.18\text{ kJ/K/kg}$; et $g = 9.81\text{m/s}^2$

Plusieurs approches possibles :

- Comment définir le système ??
- Quelle conversion d'NRJ est réalisée (sous quelles formes)
- Poser le BGC.

V TRAVAIL DES FORCES EXTÉRIEURES



α - Formulation générale :

-- Démo en classe --

$$\delta W = -P_{ext} dV$$

Attention :

On distinguera bien P et P_{ext}

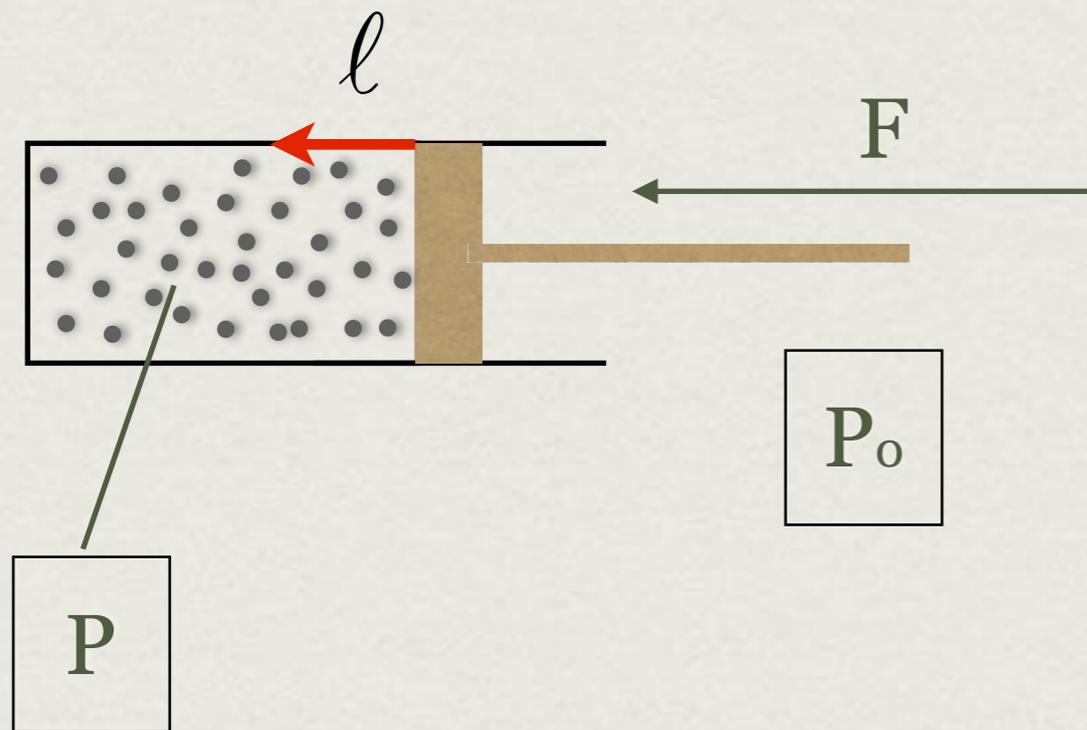
Exemple : cas d'une sphère

(Compression-expansion)

-- En classe --

Application :

Travail d'un piston



$$P_{\text{ext}} = P_0 + F/S$$

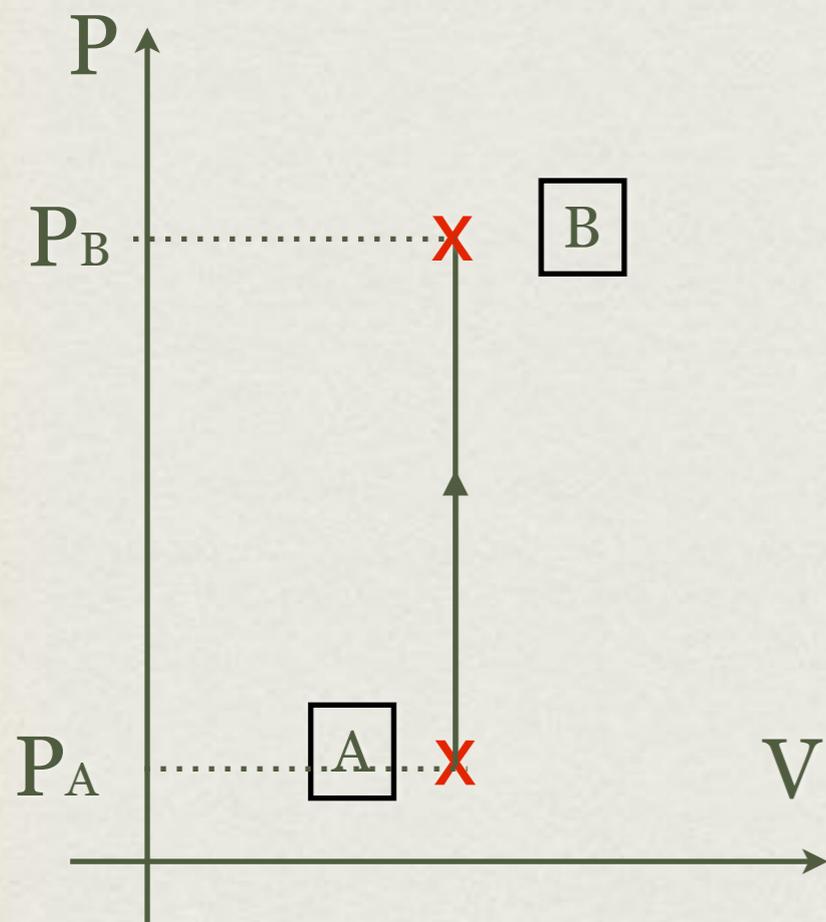
Montrer que :

$$W = [P_0 S + F] l > 0$$

Cas simples :

Chercher au crayon papier

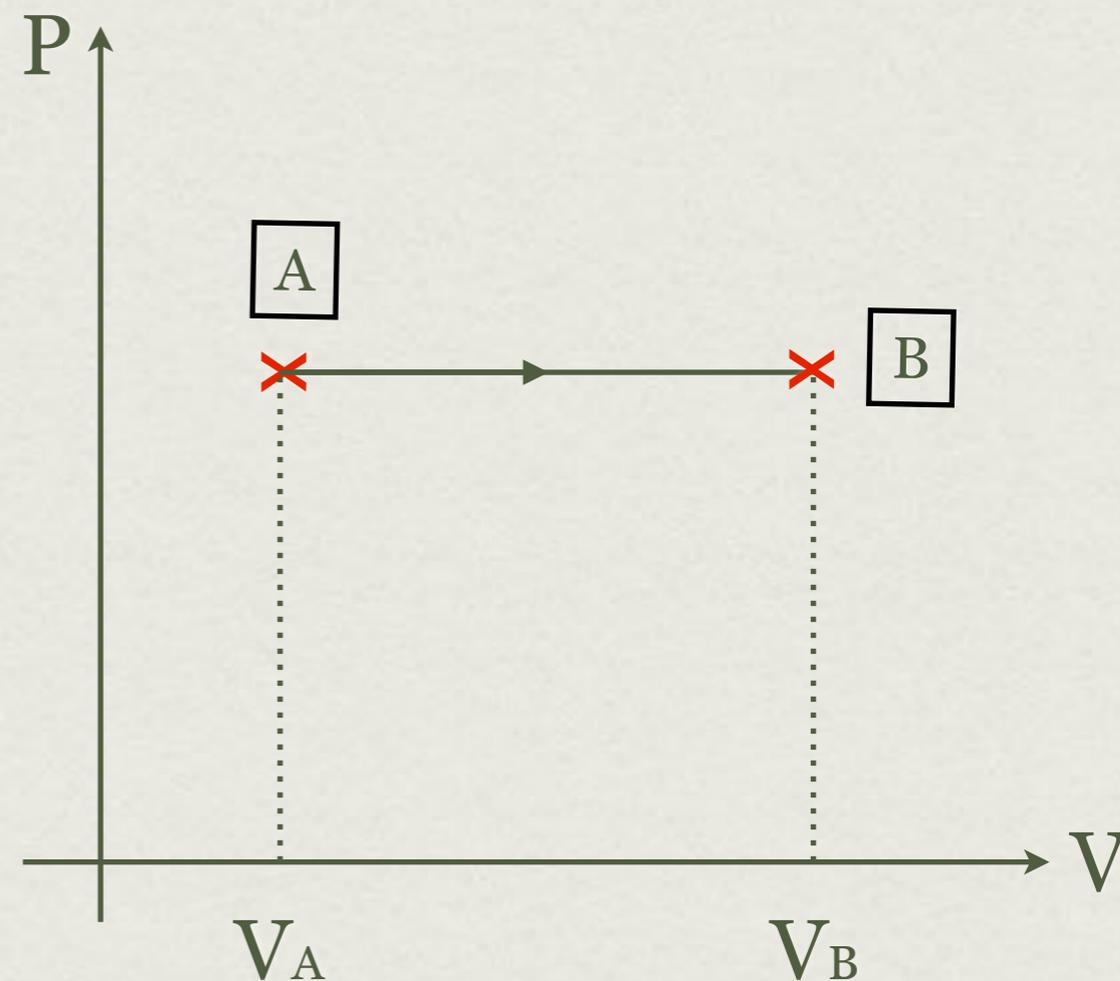
Tf° isochores
(quasistatique)



$$dV = 0$$

$$W = ?$$

Tf° isobares
(quasistatique)

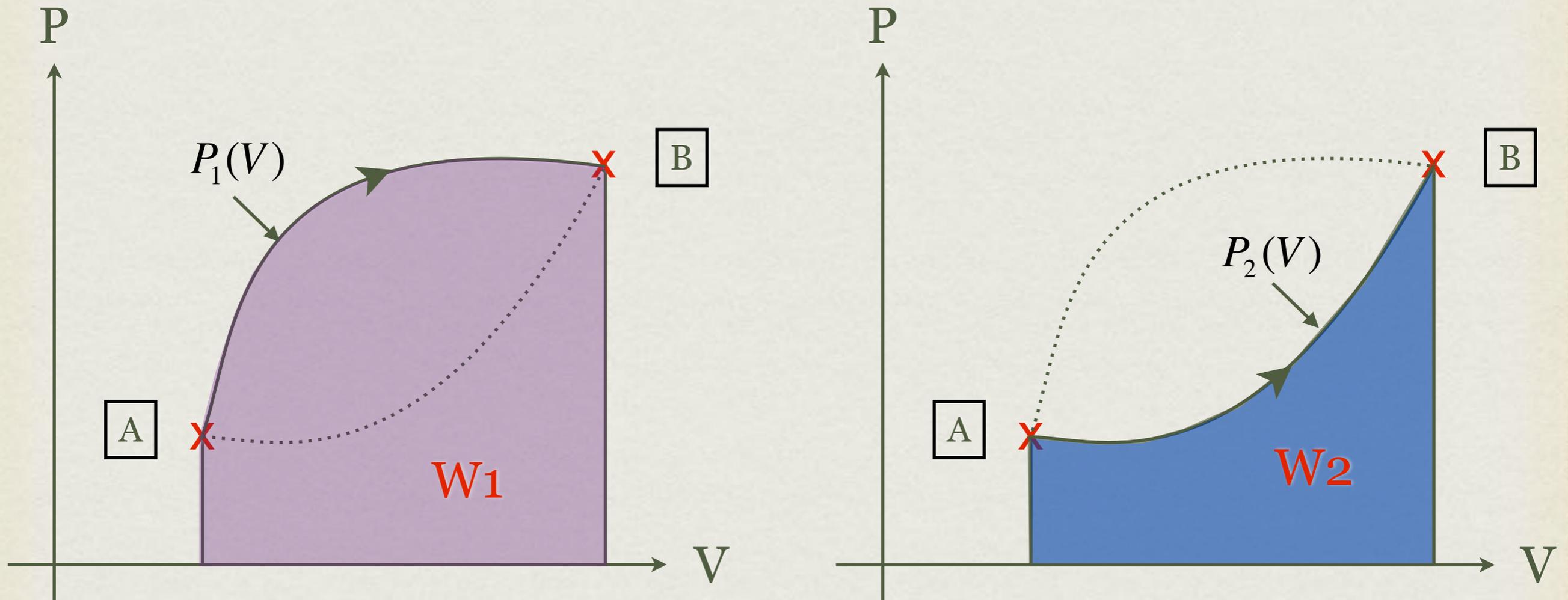


$$P = P_A = P_B$$

$$W = ?$$

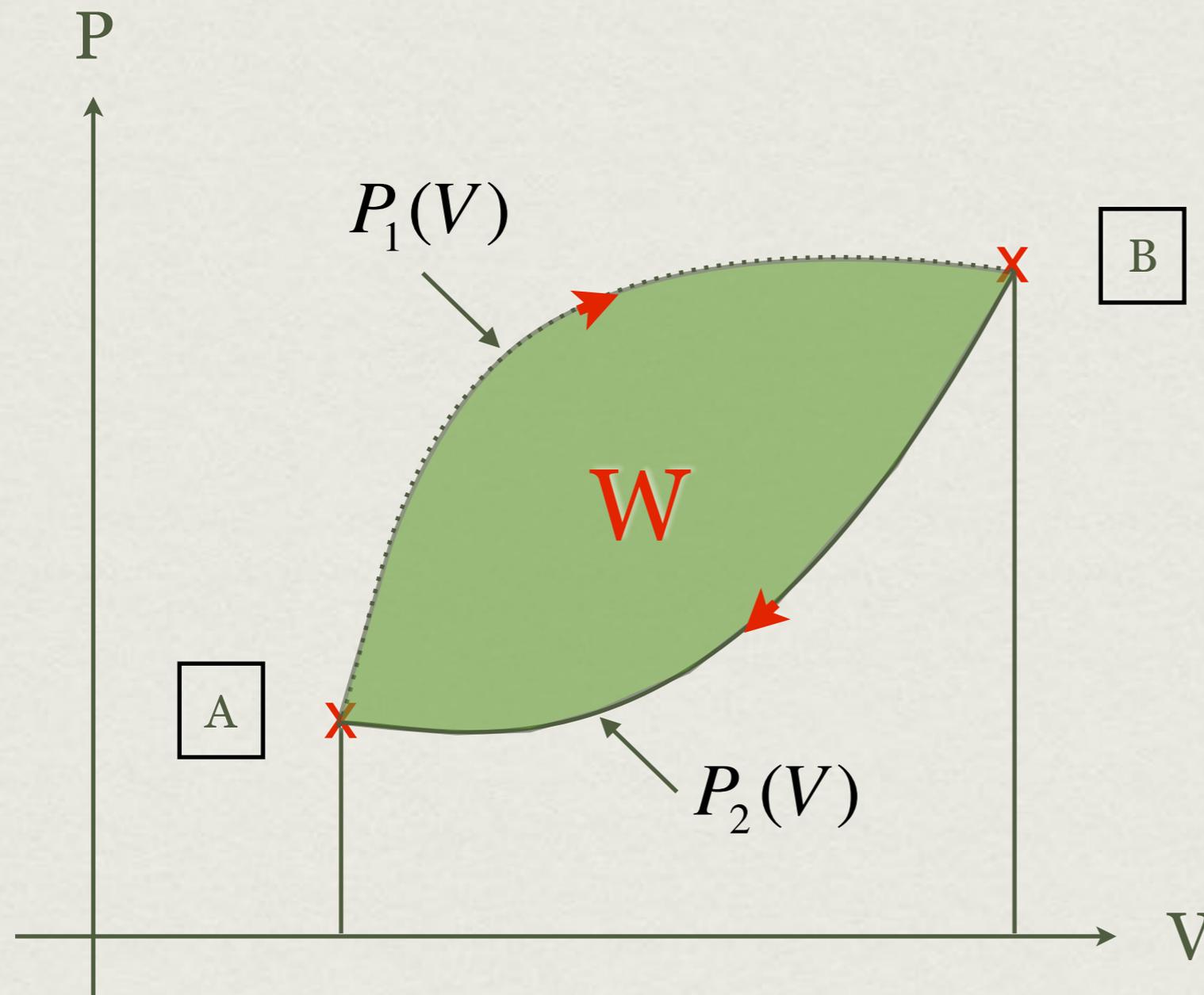
β -Propriété : Le travail n'est pas une fonction d'état

-> Il dépend du chemin suivi



Mq $W_1 < W_2 < 0$ en supposant la Tf° quasi-statique.

Travail lors d'une transformation cyclique :



--en classe--

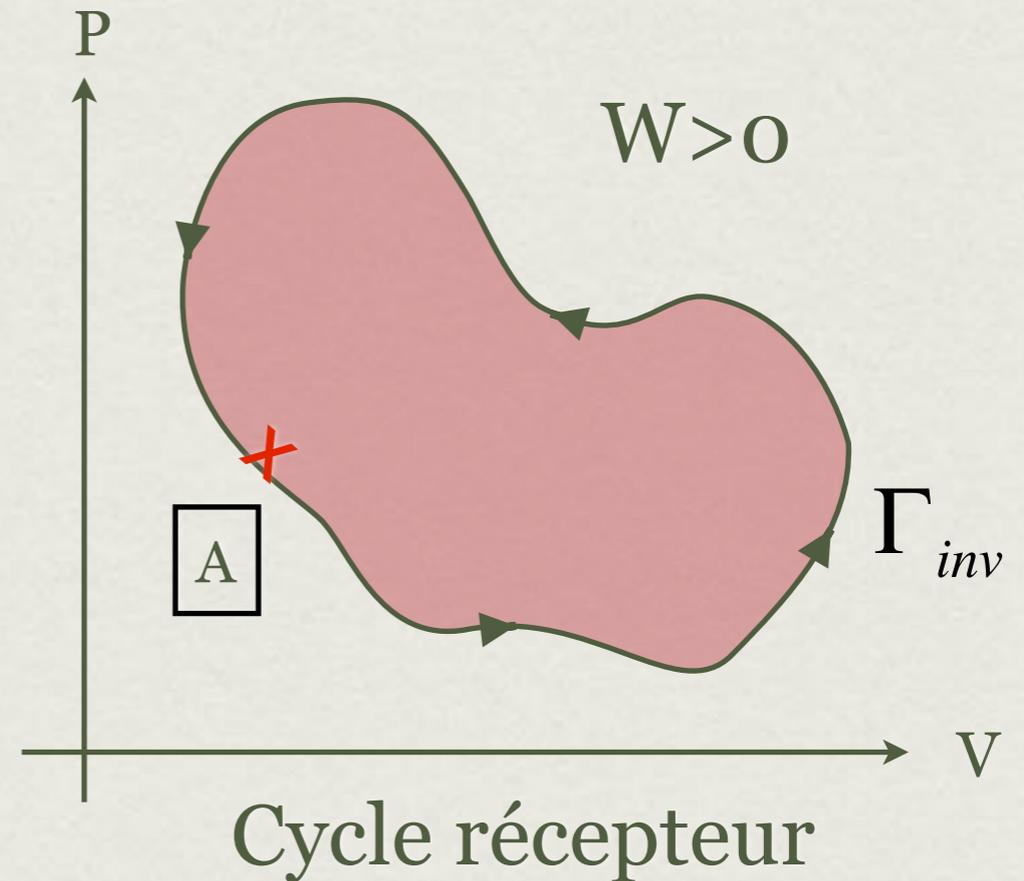
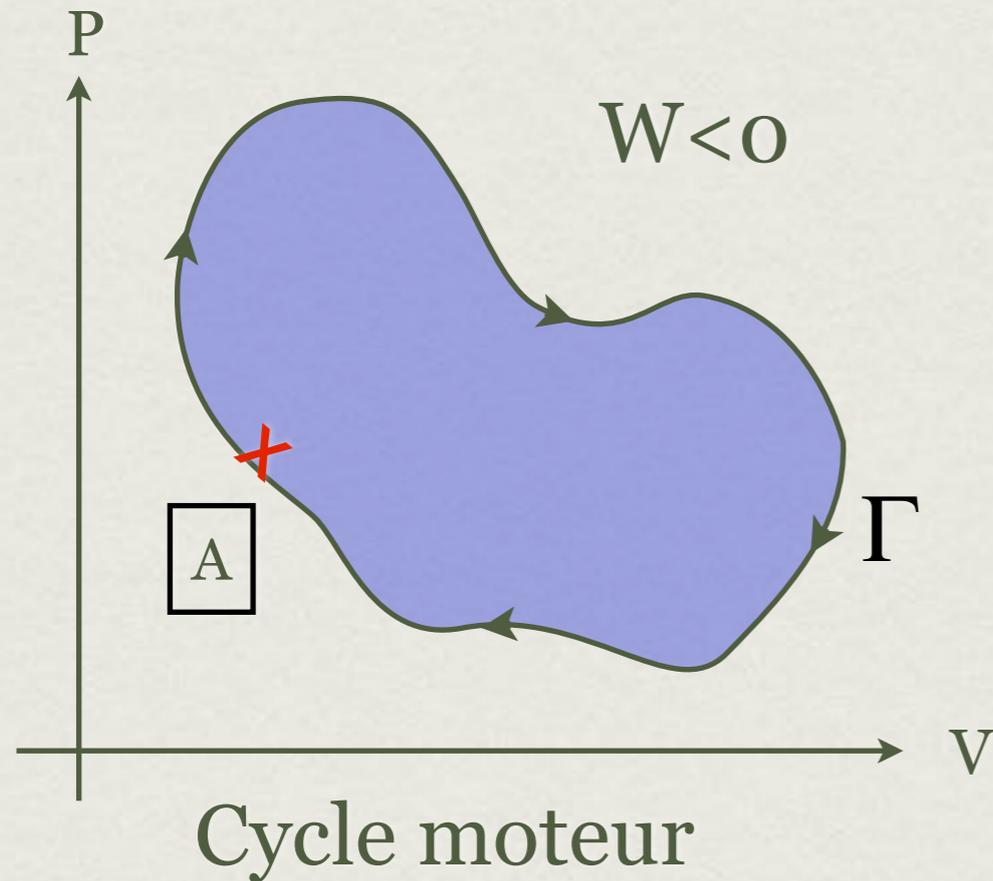
$$W = W_1 - W_2$$

$$W_1 < W_2 \quad \Rightarrow \quad W_1 - W_2 < 0$$

Travail lors d'une transformation cyclique :

Réfléchir au lien entre la surface du cycle et le travail

(intégrale sur le cycle)



$$W_{\text{cycle}} =$$

$$W_{\text{cycle_inverse}} =$$

Généralisation à d'autres formes de travaux :

$$\delta W = F \cdot dl$$

Un élastique étendu de dl par une force extérieure F

$$\delta W = e \cdot dq$$

Une pile qui reçoit une charge dq sous une tension e

$$\delta W = A \cdot dS$$

Une bulle de savon dont la surface de tension superficielle A augmente de dS

VI ENTHALPIE D'UN SYSTÈME : CAPACITÉ THERMIQUE À P FIXÉE

--Chapitre fait en classe-- voir exo à la fin

Nous savons quantifier le travail W , il s'agit maintenant de quantifier les échanges de chaleur.



Introduire la fonction H

H joue à P fixée le même rôle que U à V fixé.

α -Définition de l'enthalpie H

On considère une Tf° de A vers B, avec P_{ext} fixée :
(Tf° monobare)

$$\Delta U = ?$$

$$H \equiv U + PV$$

(Joule)

β -Propriétés :

i - H est une grandeur extensive :

$$H = U + PV$$

ii - H est une fonction d'état du système :

$$H = U + PV$$

C-à-d que H est une primitive, fonction uniquement des variables d'état.

Il existe donc une différentielle totale exacte de l'enthalpie :

$$dH =$$

$$dH =$$

Rq : On peut toujours imaginer un chemin quasi-statique pour calculer la ΔH .

Soit pour une T_f° Quasi-statique :

$$dH =$$

iii - Cas d'une Tf^0 isobare :
(c-à-d monobare et QS)

$$dP = 0$$

γ - Capacités thermiques à V ou à P fixés :

* Energie interne et capacité thermique à V fixé

$$C_V \equiv \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_V$$

$$U(T,V) \quad dU =$$

* Energie interne et capacité thermique à P fixée

$$C_P \equiv \left. \frac{\partial H}{\partial T} \right|_P$$

$$H(T,P) \quad dH =$$

Définition des quantités massiques ou molaires associées :

remarques :

L'enthalpie souvent très utile en chimie pour calculer la chaleur transférée à P fixée.

L'enthalpie H joue à P fixée le même rôle que l'énergie interne U à V fixé.

Nous l'utiliserons surtout pour le Gaz Parfait et les phases denses.

δ - Propriété des phases condensées :

$$dV = 0$$



Expérimentalement, on mesure des C_p et C_v qui sont vraiment très proches pour les solides et les liquides contrairement aux gaz.

On considérera que pour les phases denses :

$$C_p \approx C_v \approx C$$

AN : Chaleur massique de l'eau

On définit la calorie à partir de l'élévation de température de l'eau :

Définition :

Une calorie est la quantité de chaleur qui augmente la température d'un gramme d'eau de 1 degré K

Mesure : $1 \text{ cal} = 4,18 \text{ J}$

On en déduit la capacité thermique de l'eau :

$$C_p(\text{H}_2\text{O}) \simeq C_v(\text{H}_2\text{O}) \simeq C(\text{H}_2\text{O}) = 4,18 \text{ kJ/K/kg}$$

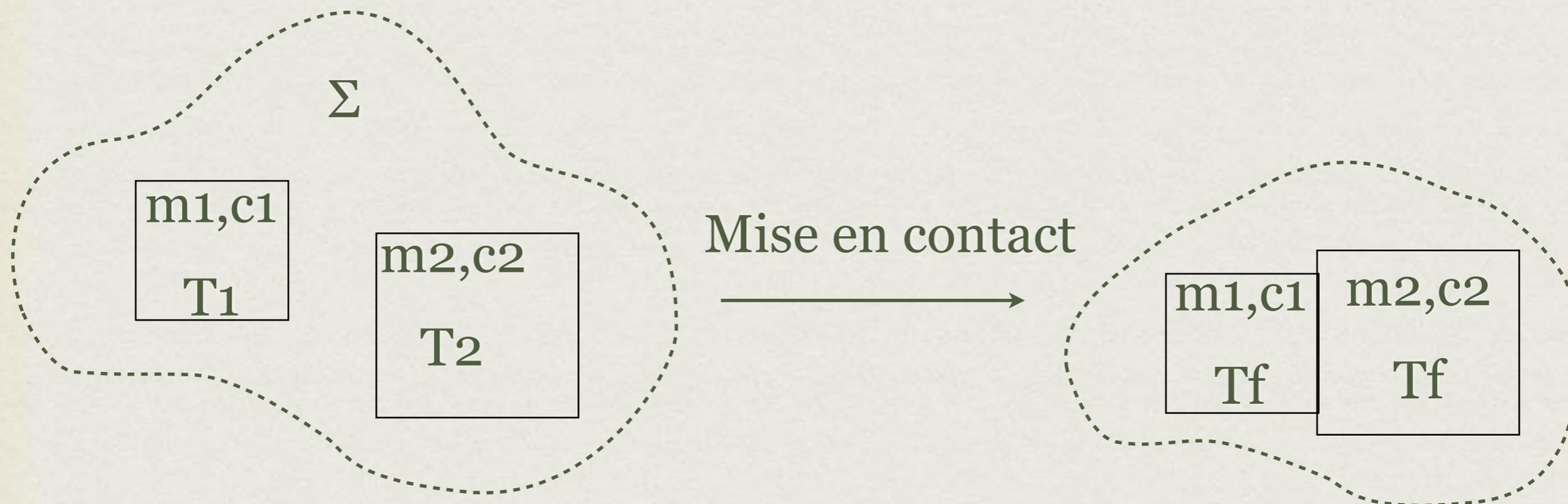
Calcul de la chaleur reçue par une phase dense :

$$Q_{AB} = \int_{T_A}^{T_B} C(T) dT$$

Selon la nature du corps considéré ou la gamme de variation de T ($T_A \rightarrow T_B$) on envisagera ou non une capacité variable avec T.

Exercice d'application :

Systeme isolé



$T_f = ?$

A chercher au crayon papier

idées : $\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 = 0$

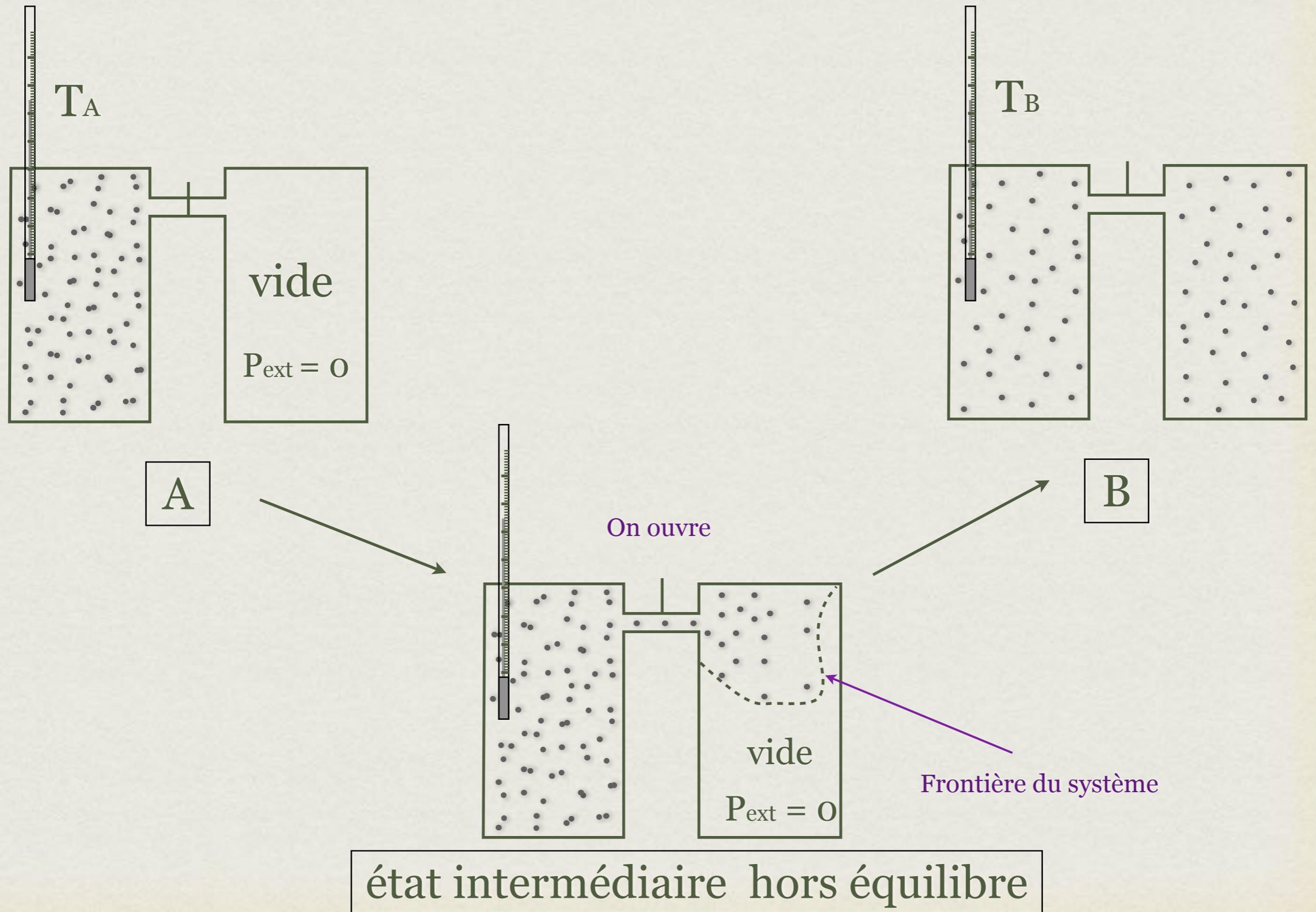
$W = 0$ $Q = C\Delta T$

VII APPLICATIONS DU PREMIER PRINCIPE AU GAZ PARFAIT

1 - Les lois de Joule :

Nous allons considérer deux transformations particulières, celles-ci permettant de déterminer dans quelle mesure un gaz réel peut être assimilé à un Gaz Parfait.

α - Première expérience : Détente de Joule - Gay-Lussac



Interprétation :

- système calorifugé

$$\delta Q = 0$$

- Pression extérieure nulle

$$\delta W = 0$$

$$\Delta U = Q + W = 0$$

La détente de J-GL est une Tf° iso-U

On la réalise avec différents gaz, et pour toutes valeurs initiales de T et V

$$dU = \left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_T dV + \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_V dT = 0$$

Résultats

Pour un GP : $\Delta T = 0$

Soit

$$\left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_T = 0$$

Pour un gaz réel : $\Delta T < 0$

On ne peut pas conclure

Soit la première loi de Joule :

Pour un gaz de Joule - Gay-Lussac, l'énergie interne ne dépend que de la température et pas du volume

On a $U(T,V)$: si $\left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_T = 0 \Rightarrow U(T, \cancel{V}) = U(T)$

\searrow

$dU = C_V dT$

ex : GPM $\longrightarrow U = 3/2 \cdot nRT$

ex : GPD $\longrightarrow U = 5/2 \cdot nRT$

β - seconde expérience : Détente de Joule - Thomson

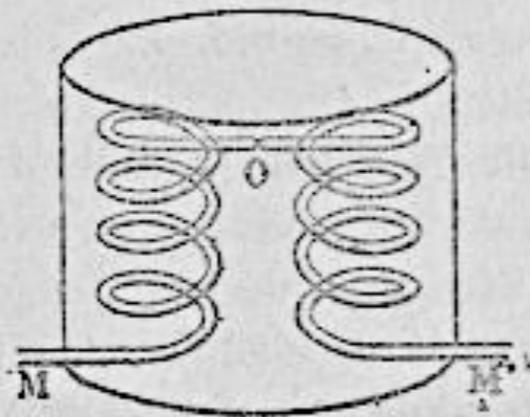
(Joule - Kelvin)

Mesure du travail intérieur dans les gaz réels par l'expérience.

153. Eh bien, M. Thomson a imaginé précisément un procédé très sensible qui permet non-seulement de mettre en évidence l'existence du travail intérieur dans les gaz réels,

mais qui permet aussi de mesurer pour chaque nature de gaz l'intensité de ce travail, et de reconnaître par suite la justesse de ce que nous venons de dire au numéro précédent.

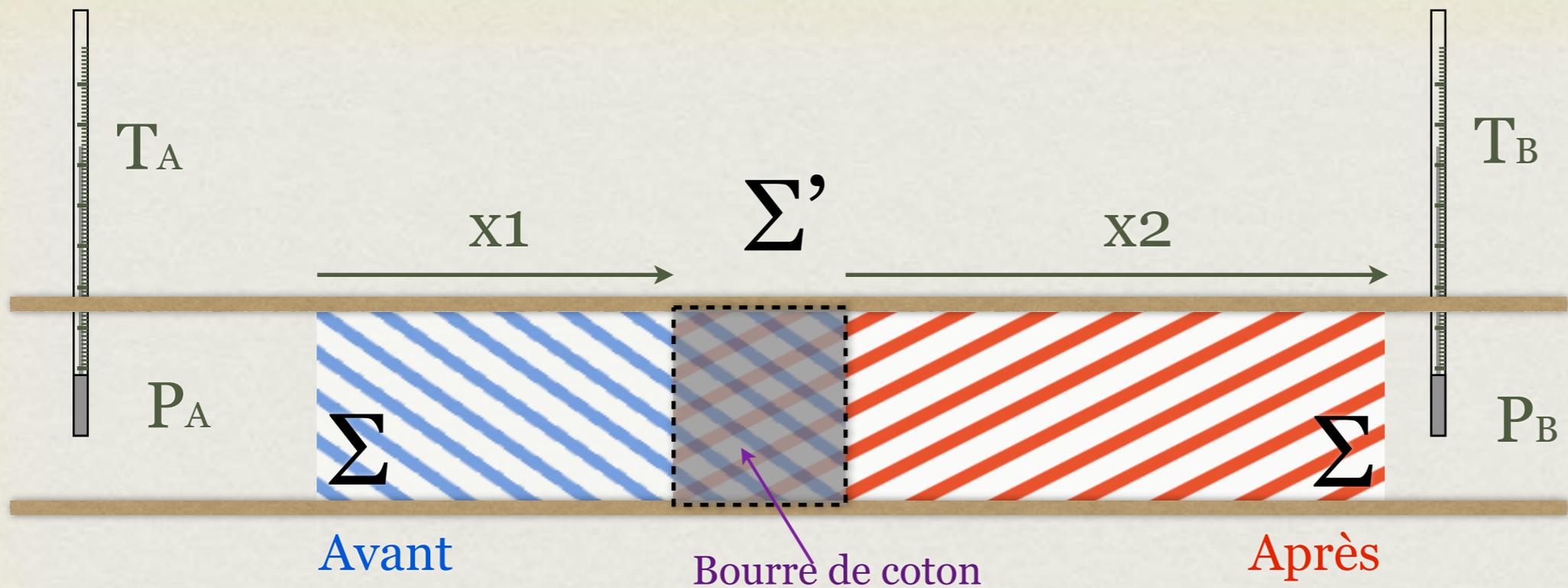
Fig 30



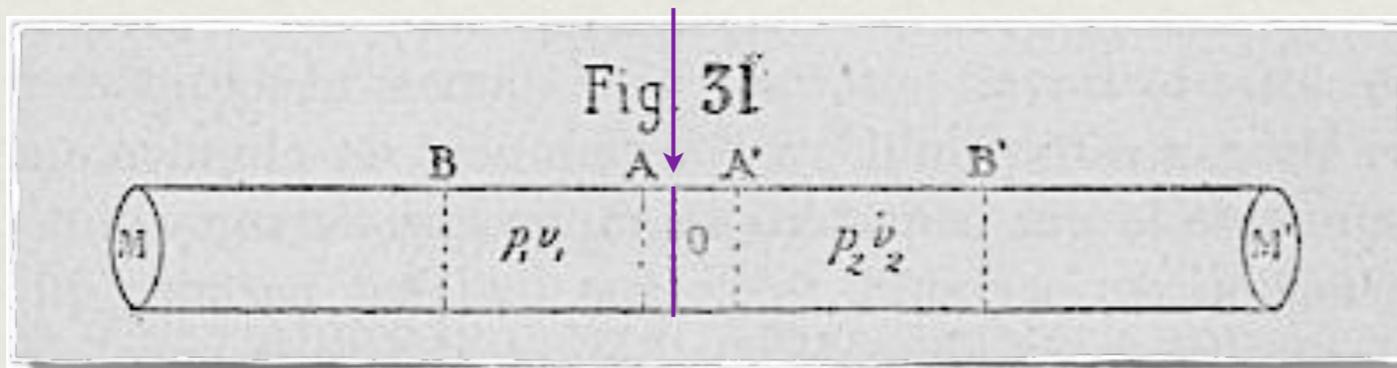
Imaginons deux longs tubes en hélice, deux serpentins, communiquant ensemble *par un orifice très étroit O* (fig. 30) et plongés dans un bain à température constante.

Ces tubes étant supposés rectifiés comme l'indique la figure (31), on fait passer dans l'appareil un courant continu de gaz au moyen d'une pompe foulante; le gaz pénètre, je sup-

VIRY - Charles, *Leçons de thermodynamique pure*



$$\Delta X \sim 0 \implies V_{\Sigma'} \approx 0$$



Interprétation :

$$\Delta U = Q + W$$

- système calorifugé

$$Q = 0$$

Pas de chaleur échangée

- travail reçu

$$\Delta U = W =$$

Soit :

La détente de J-T est une Tf° iso-H

On la réalise avec différents gaz, et pour toutes valeurs initiales de T et P

$$dH = \left. \frac{\partial H}{\partial P} \right|_T dP + \left. \frac{\partial H}{\partial T} \right|_P dT = 0$$

Résultats

Pour un GP : $\Delta T = 0$

Soit

$$\left. \frac{\partial H}{\partial P} \right|_T = 0$$

Pour un gaz réel : ΔT variable \rightarrow On ne peut pas conclure

Principe du réfrigérateur :
avec le fréon on a $\Delta T < 0$

Soit la seconde loi de Joule :

Pour un gaz de Joule - Thomson, l'enthalpie ne dépend que de la température et pas de la pression

On a $H(T,P)$: si $\left. \frac{\partial H}{\partial P} \right|_T = 0 \Rightarrow H(T, \cancel{P}) = H(T)$

\searrow
 $\rightarrow dH = C_p dT$

Rq : Le gaz parfait est à la fois gaz de Joule - Gay Lussac et gaz de Joule - Thomson.

3 situations très différentes : 1 seule phénoménologie !!!

Gaz Parfait :

$$dU = C_V dT$$

J-GL

$$dH = C_p dT$$

J-T

phases denses :

$$dU = dH = C dT$$

$dV = 0$

Mathématiquement c'est le même formalisme

mais pour des raisons à chaque fois très différentes.

2- Loi de Mayer pour le GP :

$$PV = nRT$$

$$H =$$

--A chercher au crayon--

$$dH =$$

idée :

$$dU = C_V dT$$

$$dH = C_P dT$$

Or pour un GP on a établi :

$$\text{soit } dU =$$

$$\text{et } dH =$$

On en tire la relation de Mayer du GP : $C_P - C_V = nR$

Chaque Gaz Parfait sera caractérisé par son coefficient γ

$$\gamma \equiv \frac{C_p}{C_v}$$

$$\text{Rq : } \gamma > 1$$

On en déduit :

$$C_v =$$

$$C_p =$$

On a donc $dU =$

et $dH =$

$$dU = C_v dT = \frac{nR}{\gamma - 1} dT$$
$$dH = C_p dT = \frac{nR\gamma}{\gamma - 1} dT$$

Soit $\Delta U =$

$\Delta H =$

RQ : Dans une gamme raisonnable de température C_v , C_p et $\gamma = \text{cte}$

Cas particuliers : que vaut γ ?

Des valeurs à connaître

GPM : $U = 3/2 nRT$ $H =$

$C_v =$ $C_p =$

Soit $\gamma = 1.667$ (H, He, Ne, Ar)

--A chercher au crayon--

GPD : (exemple 5 ddl) $U = 5/2 nRT$ $H =$

$C_v =$ $C_p =$

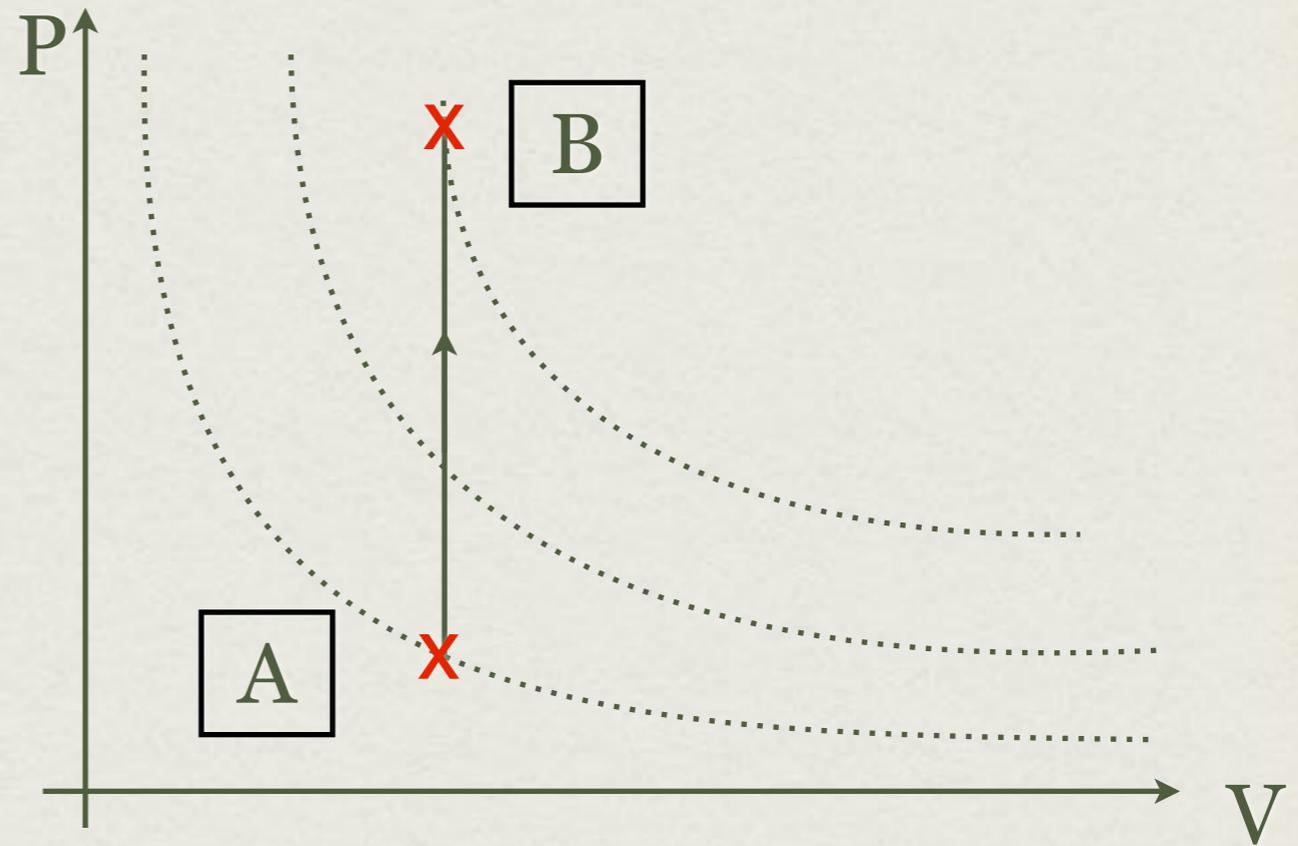
Soit $\gamma = 1.4$ (H₂, O₂, N₂)

Pour un gaz quelconque, γ doit être mesuré.

3 - Les Tf° quasi-statiques du GP : **Partie à savoir refaire par coeur**
--Partie faite classe--

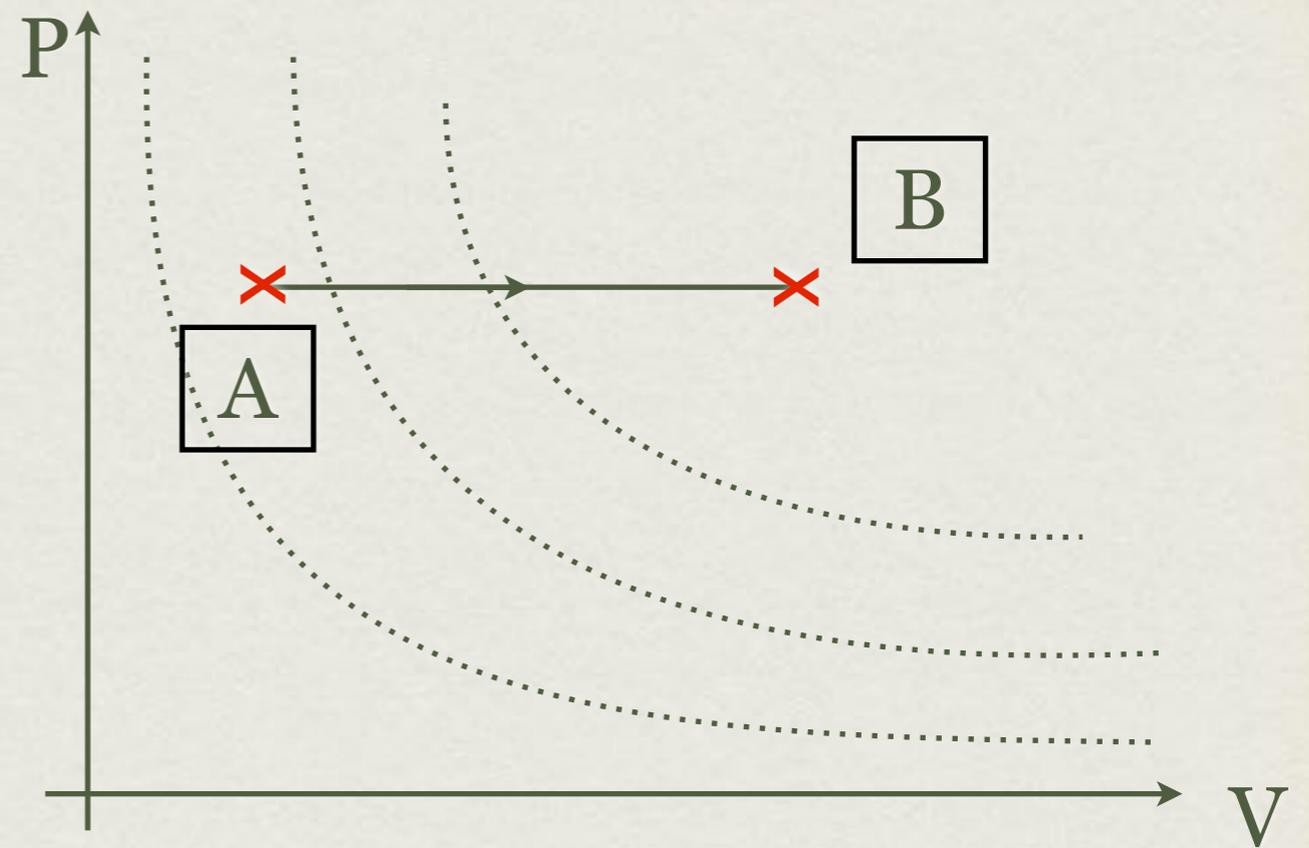
α Tf° isochore :

--En classe--



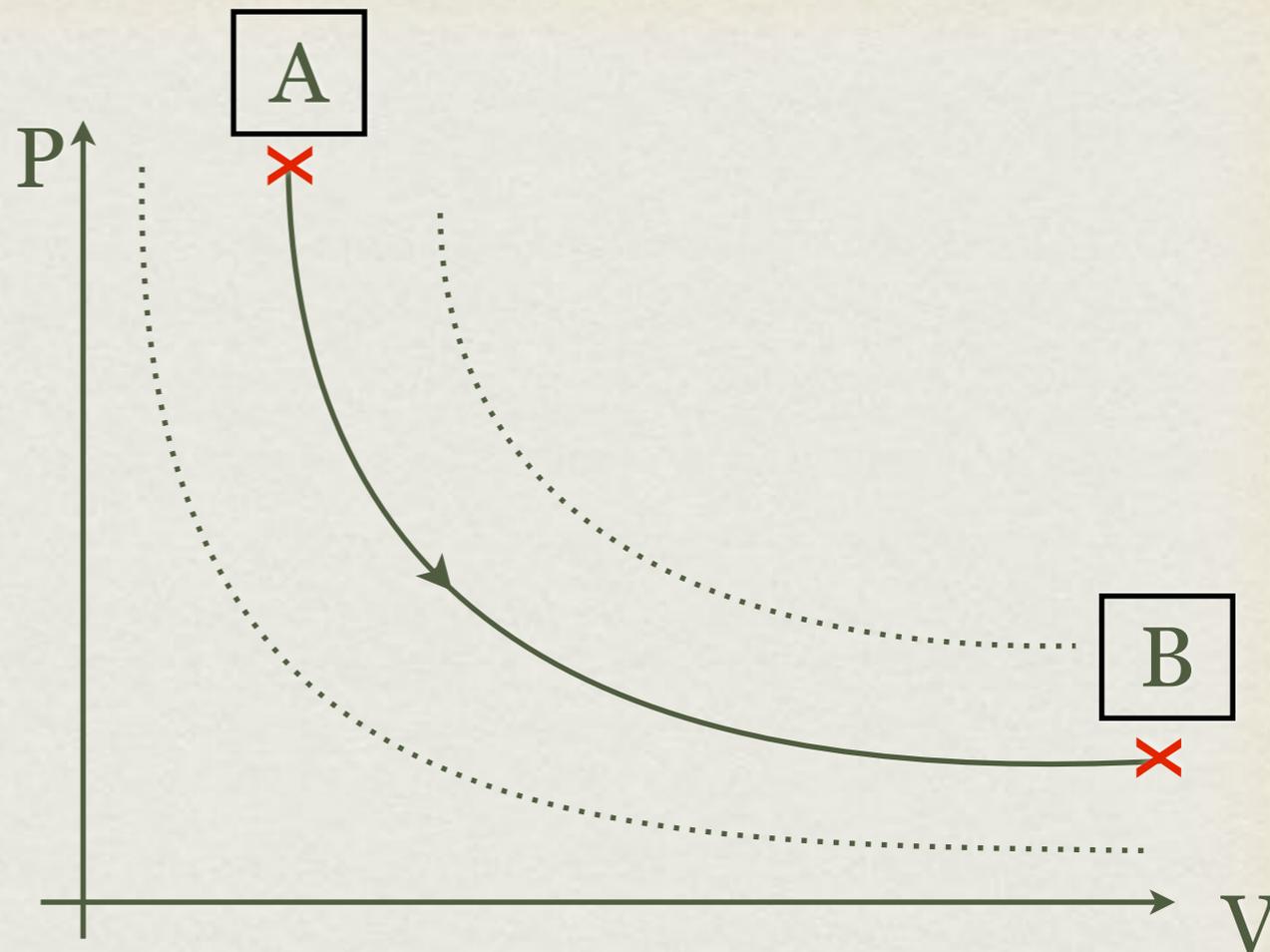
β Tf° isobare :

--En classe--



γ T_f° isotherme :

--En classe--



Rq : on raisonne ici à **T fixée**, pourtant le système a reçu de la chaleur

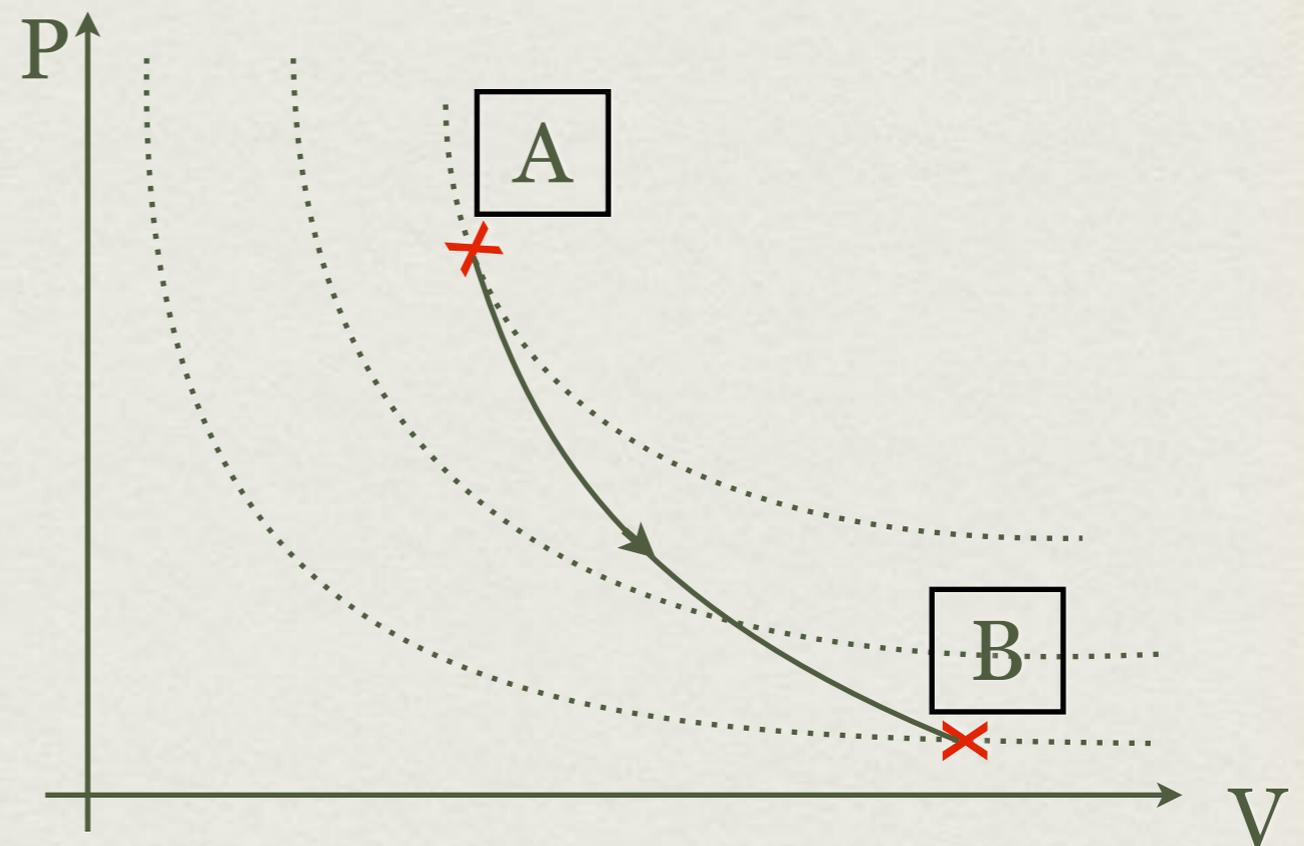
-> il l'a convertie en travail.

δ Tf° adiabatique

Cas général :

--En classe--

Cas particulier :
(adiabatique réversible)



Loi de Laplace :

$$PV^\gamma = cte$$

$$TV^{\gamma-1} = cte$$

$$\frac{T^\gamma}{P^{\gamma-1}} = cte$$

Loi de Reech :

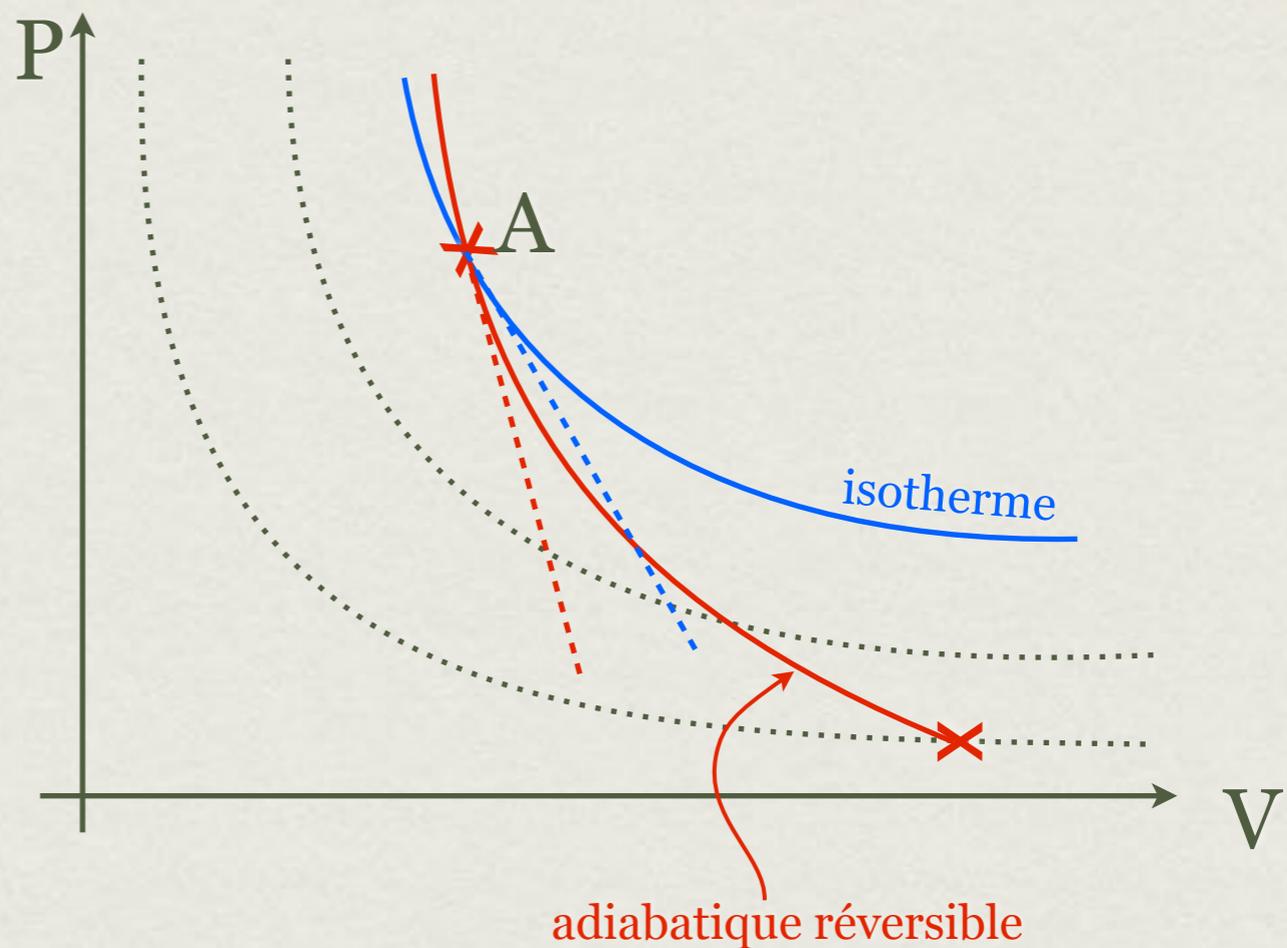
Soit A un état initial, les tangentes aux évolutions isotherme et adiab. rév. ne sont pas les mêmes.

pente de l'isotherme :

$$\left. \frac{\partial P}{\partial V} \right|_T =$$

pente de l'adiabatique réversible :

$$\left. \frac{\partial P}{\partial V} \right|_S =$$



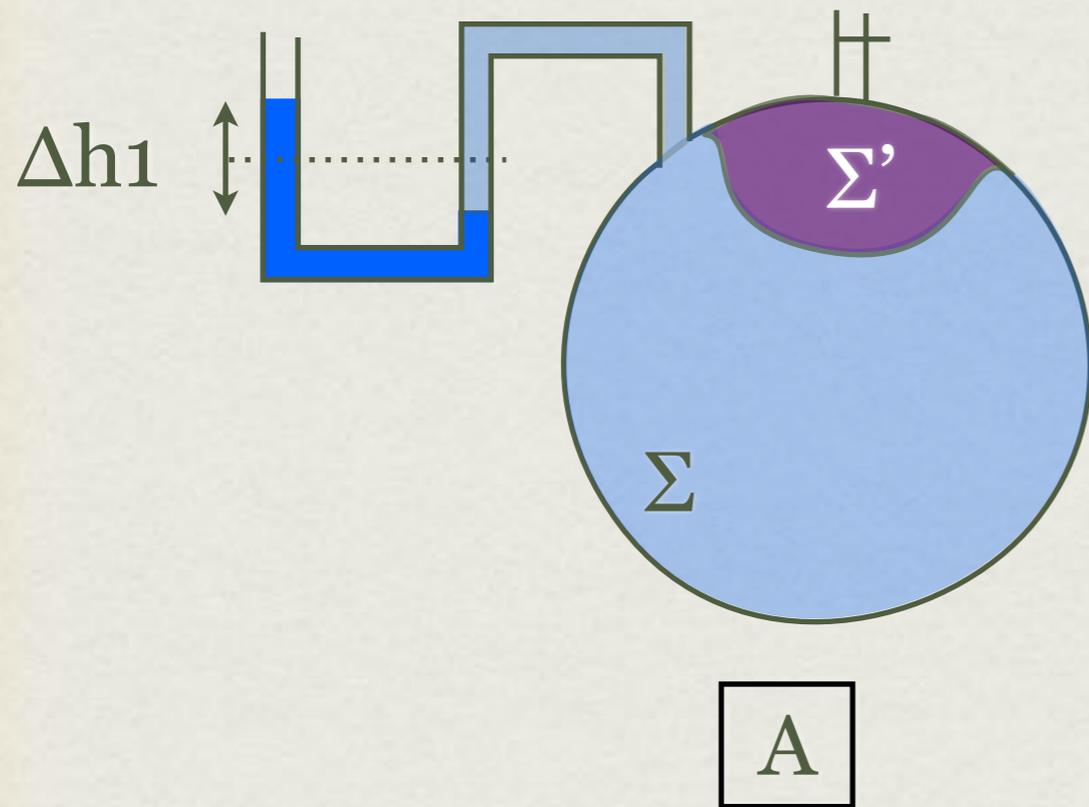
$$\gamma = \frac{\chi_T}{\chi_S}$$

(Loi de Reech)

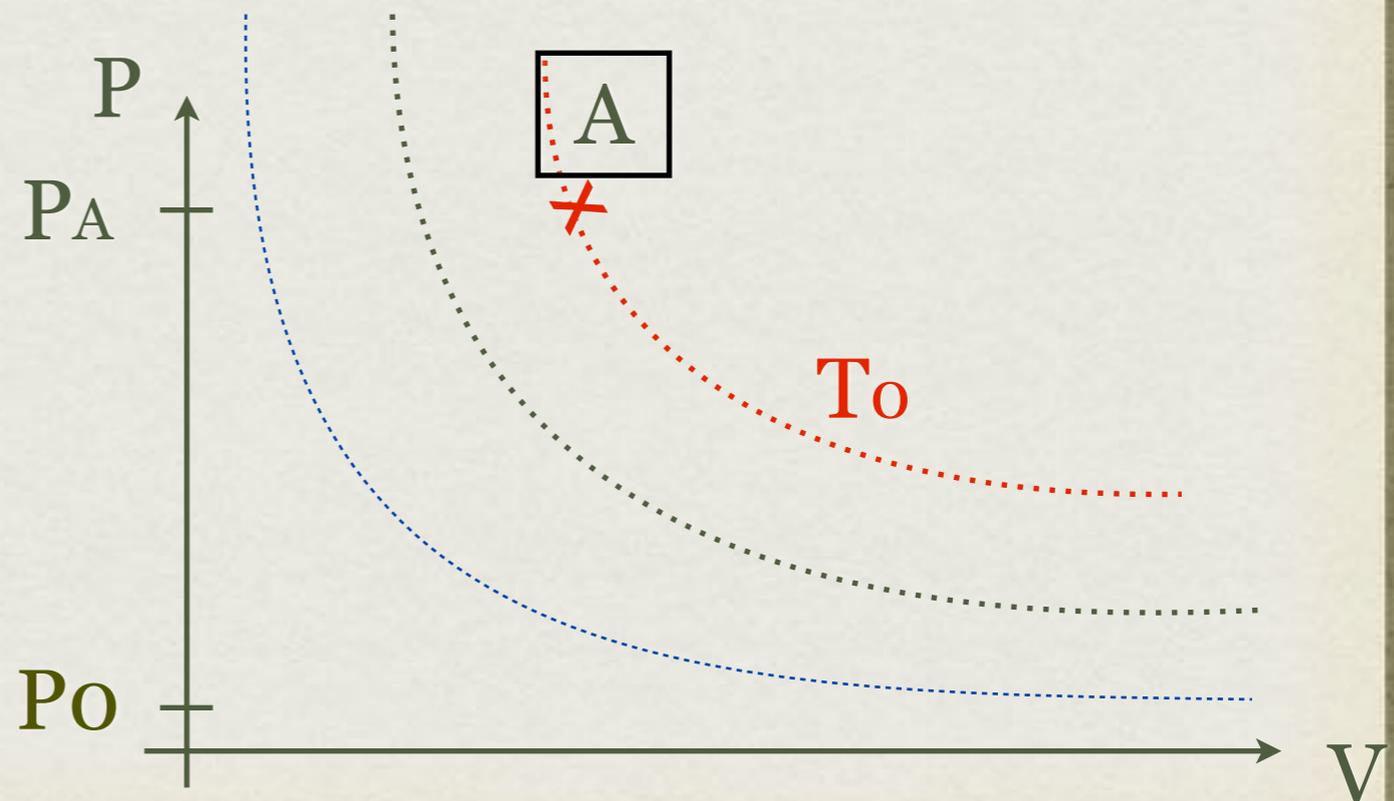
4 - Application : mesure de γ

--En classe--

Expérience de Clément-Desormes



En A le ballon est mis en légère surpression à température ambiante T_0 .



Système :

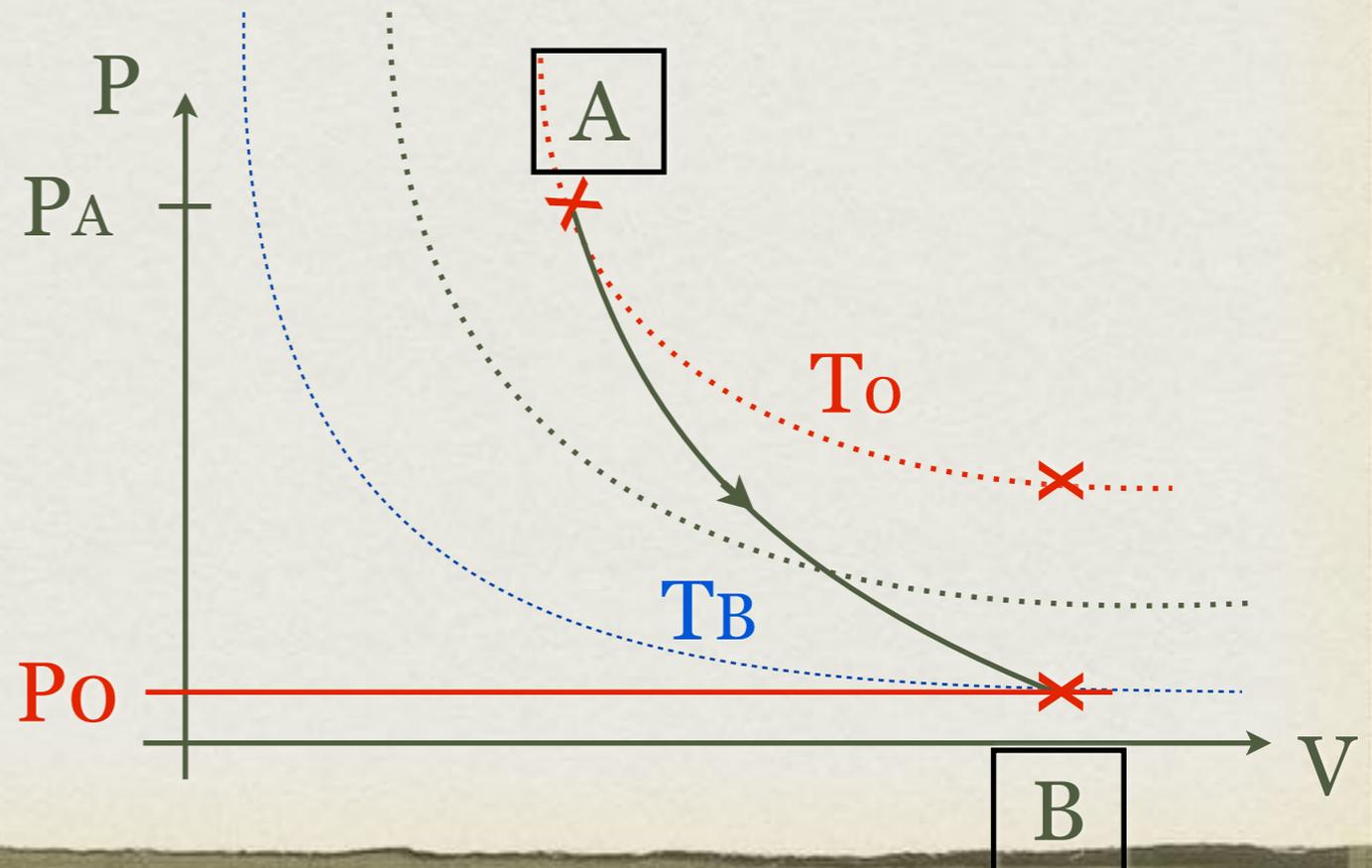
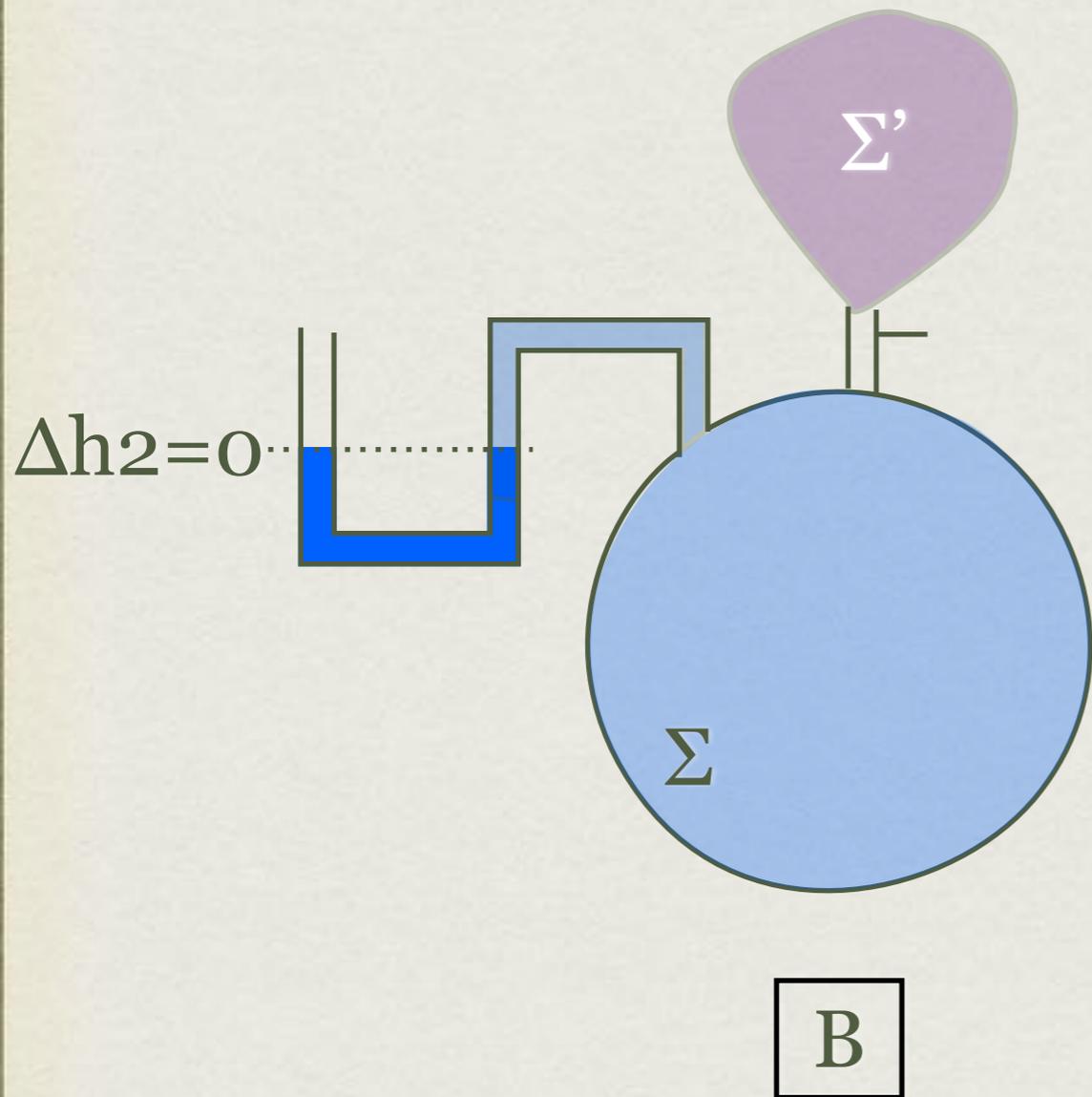
Le gaz qui restera dans le ballon

4 - Application à la mesure de γ :

Expérience de Clément-Desormes

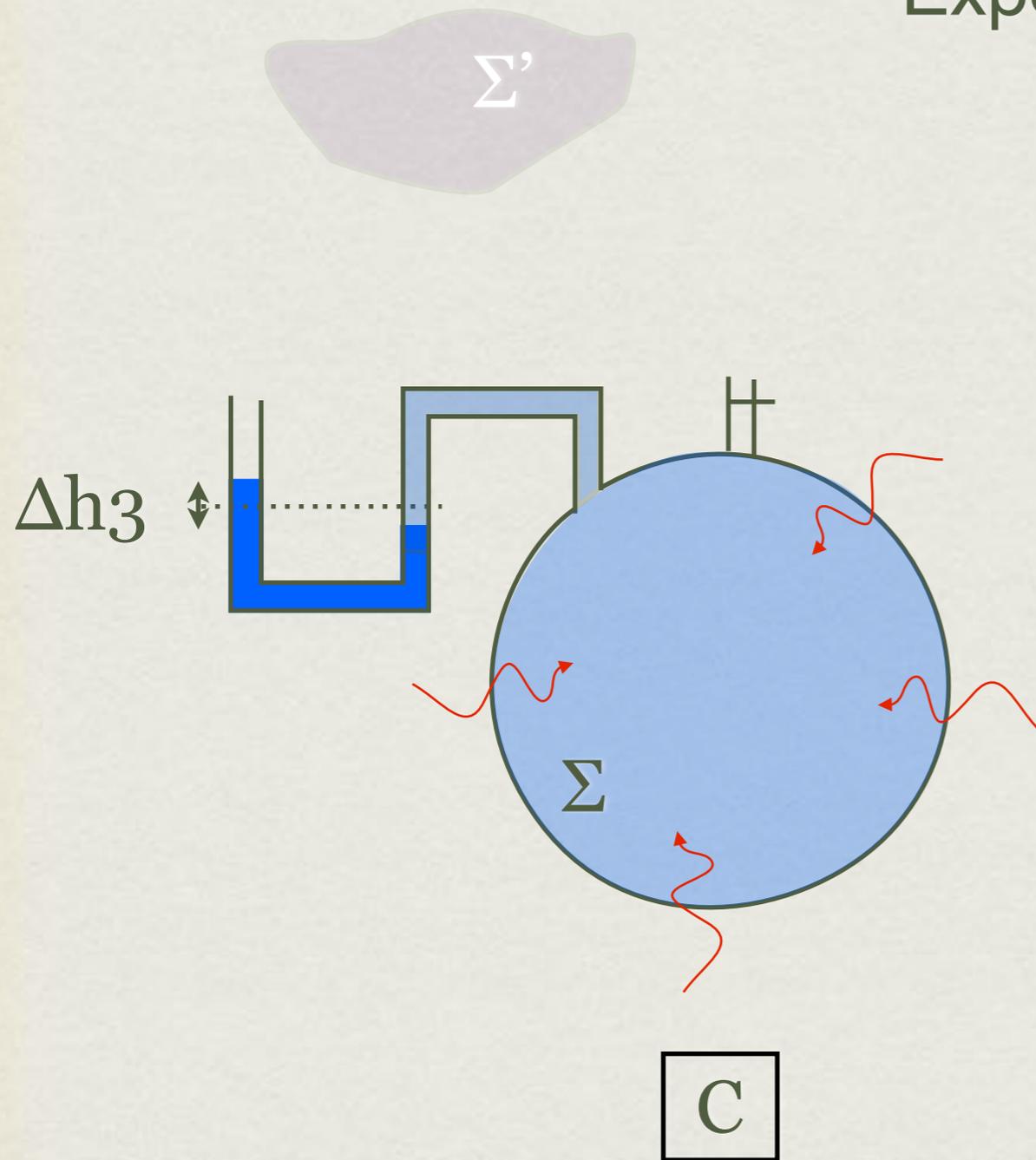
On ouvre alors le robinet jusqu'à réaliser l'équilibre des pressions :

Rapide => détente adiabatique

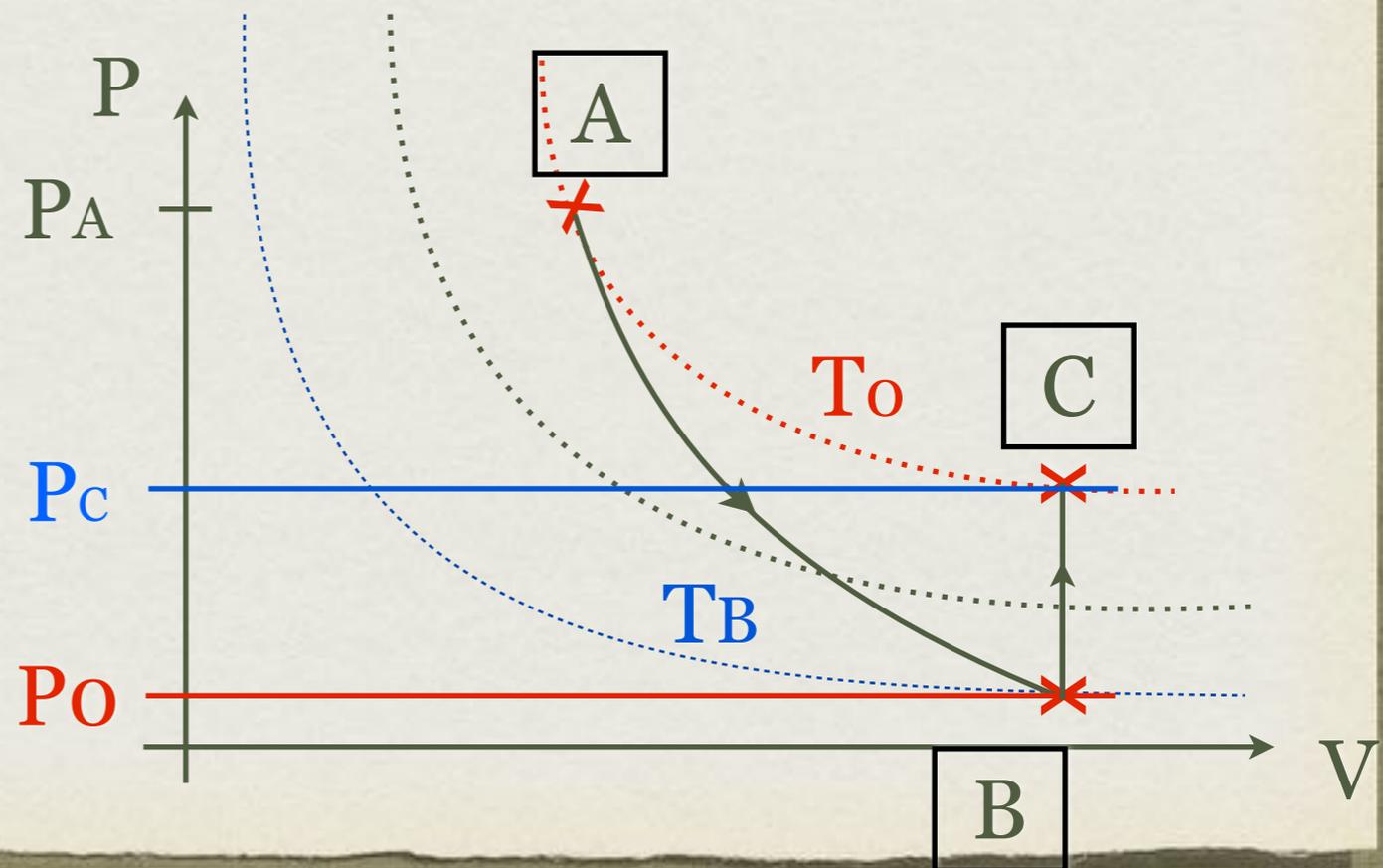


4 - Application à la mesure de γ :

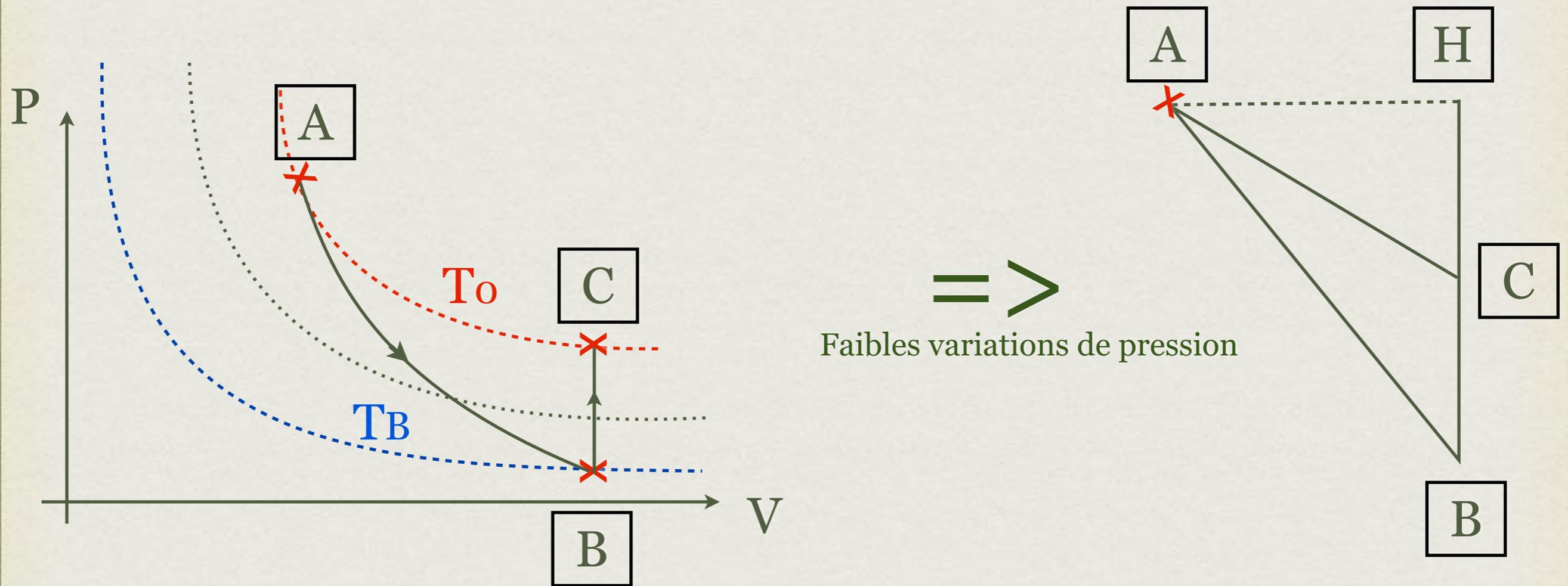
Expérience de Clément-Desormes



Le système échange de la chaleur pour revenir à température ambiante :



Calcul pour de faibles variations de pression :



On met en application la loi de Reech :