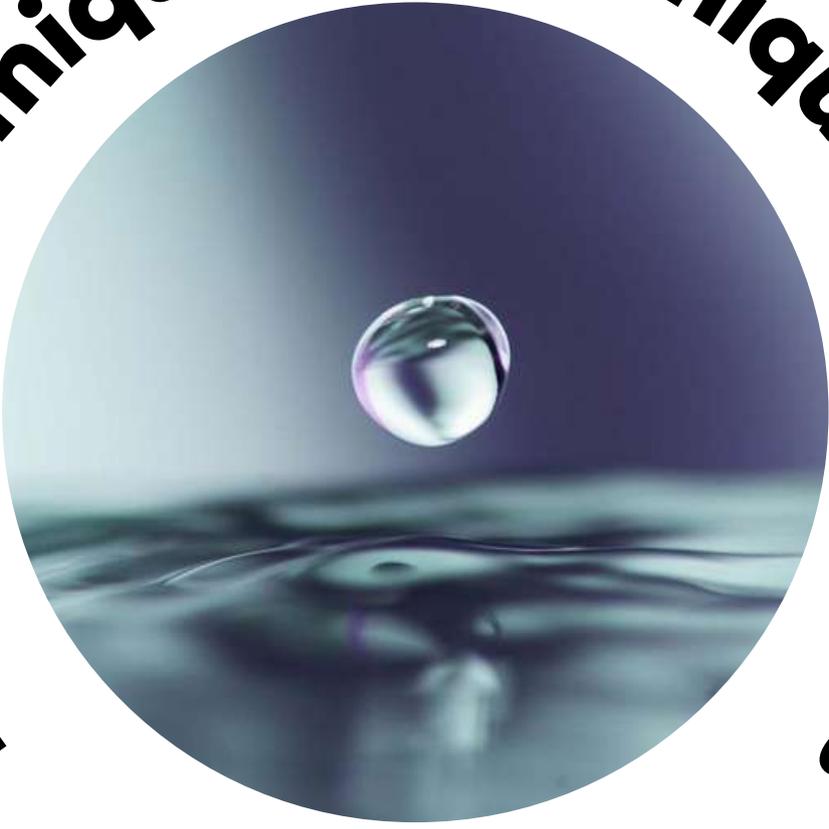


Thermodynamique & Mécanique des Fluides



Shop

- Cahiers de Biologie + Lexique
- Accessoires de Biologie



Etudier

Visiter [Biologie Maroc](http://www.biologie-maroc.com) pour étudier et passer des QUIZ et QCM en ligne et Télécharger TD, TP et Examens résolus.



Emploi

- CV • Lettres de motivation • Demandes...
- Offres d'emploi
- Offres de stage & PFE

Université Hassan 1^{er}

Faculté des Sciences et Techniques de Settat

Département de physique appliquée

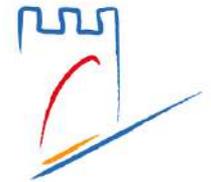
جامعة الحسن الأول

كلية العلوم والتقنيات سطات

شعبة الفيزياء التطبيقية



جامعة الحسن الأول
UNIVERSITÉ HASSAN I^{er}



COURS THERMODYNAMIQUE

Parcours BCG

A.U: 2015-2016

Ahmed ERRKIK

COURS DE THERMODYNAMIQUE

I. INTRODUCTION

II. GÉNÉRALITÉS SUR LES SYSTÈMES THERMODYNAMIQUES

III. LE PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

IV. DEUXIÈME PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

V. LES MACHINES THERMIQUES

VI. LES TRANSITIONS DE PHASE DU CORPS PUR

I. Introduction

- La thermodynamique est la science qui étudie :
 - *Le comportement de la matière ou des systèmes, en fonction des notions de température T , d'énergie (chaleur Q , travail $W...$) et d'entropie S .*
 - *Les transformations de la matière ou des systèmes en considérant les variations d'état du système, lors d'échanges d'énergie entre le milieu extérieur et le système.*
 - *Le fonctionnement des machines thermiques (1820) et les échanges ou transferts de chaleur dans un système ou entre deux systèmes.*
- La thermodynamique repose sur 2 notions de base, l'énergie interne (U) et l'entropie (S) qui satisfont aux deux principes suivants, qui stipulent que :
 - *l'énergie se conserve (premier principe de conservation de l'énergie)*
 - *l'entropie ne peut qu'augmenter (deuxième principe d'évolution)*

Introduction (suite)

□ On peut décrire la thermodynamique de 2 manières ou aspects différents :

– ***l'aspect macroscopique** : on s'intéresse aux propriétés de la matière ou du système à l'échelle globale ou macroscopique, alors les propriétés sont décrites par des variables d'état macroscopiques telles ($p, V, T, m...$)*

– ***l'aspect microscopique** : on s'intéresse aux propriétés de la matière à l'échelle microscopique ou atomique en utilisant comme variables les grandeurs cinétiques des atomes ou molécules individuelles ($p_i, v_i, E_i ...$)*

□ on distingue alors entre la **Thermodynamique Classique** ou la **Thermodynamique Statistique**.

CHAPITRE II

GENERALITES

SUR

LES SYSTÈMES THERMODYNAMIQUES

II. GENERALITES SUR LES SYSTEMES THERMODYNAMIQUES

1. DESCRIPTION D'UN SYSTEME

2. ETATS D'EQUILIBRE

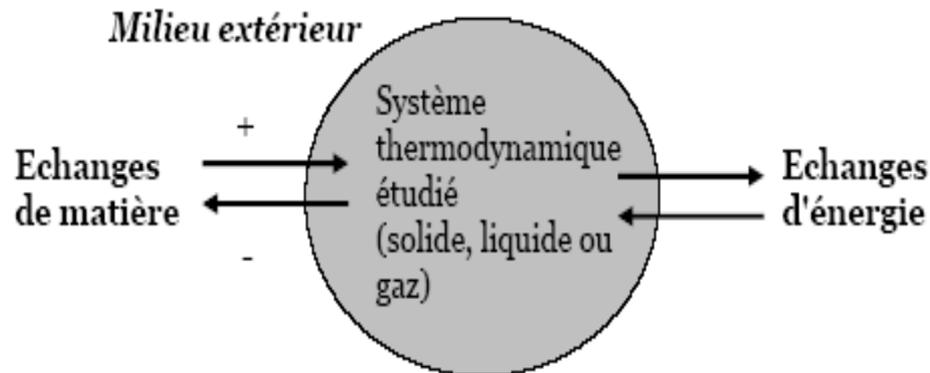
3. EVOLUTION D'UN SYSTEME

4. UNITES

1. Description du système

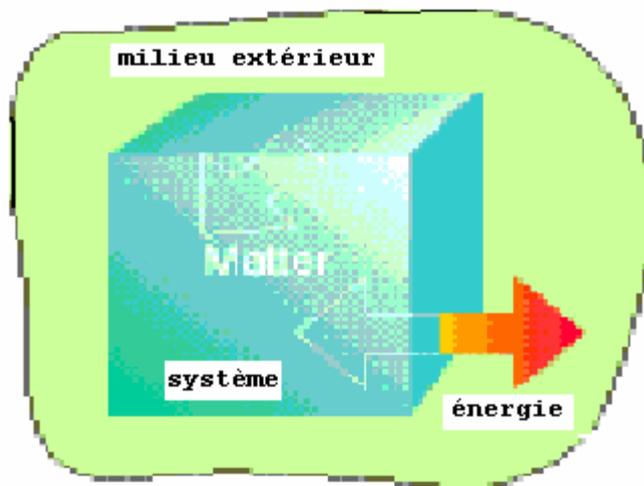
1.1 Système et milieu extérieur

- ❑ Un système thermodynamique est une entité physique matérielle limitée par une surface réelle ou fictive;
- ❑ A travers cette surface se produisent des échanges (transferts) d'énergie (sous forme $W, Q...$) et/ou des échanges de matière au cours de transformations thermodynamiques;
- ❑ Le milieu extérieur est la partie de l'univers qui n'appartient pas au système.

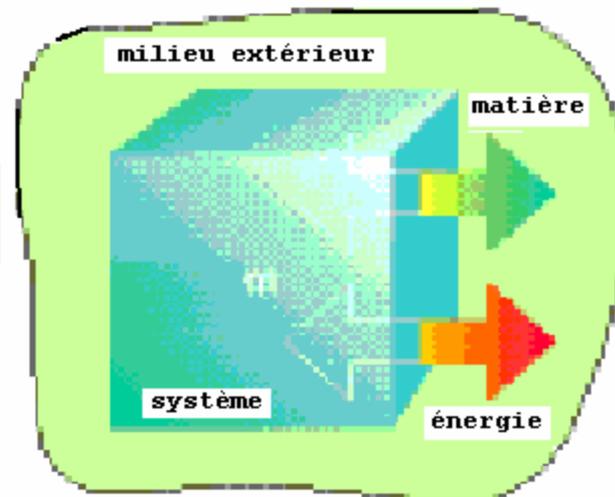


❑ On distingue plusieurs types de systèmes :

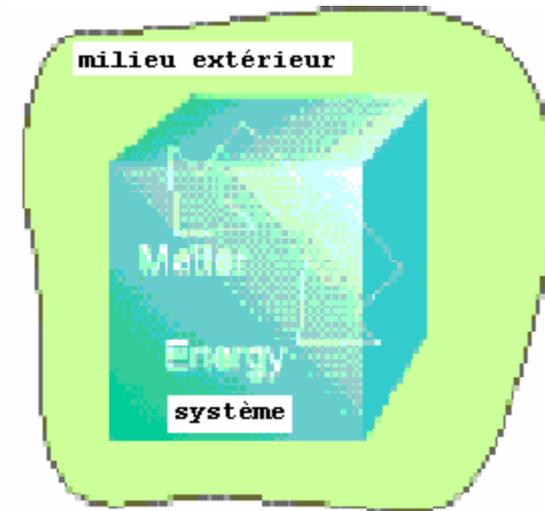
- Système fermé : un système qui n'échange pas de matière avec le milieu extérieur;
- Système ouvert : un système qui échange de la matière avec le milieu extérieur;
- Système isolé : un système qui n'échange ni matière ni énergie avec le milieu extérieur.



Système fermé



Système ouvert



Système isolé

1.2. Variables d'état :

□ Pour décrire l'état d'un système thermodynamique donné, on utilise un certain nombre de grandeurs physiques mesurables ;

□ Ces grandeurs sont des variables (ou fonctions) d'état du système. Elles ne dépendent que de l'état du système et pas du chemin suivi pour y arriver.

Exemples : P, V, T, n, etc...

1.3. Équations d'état :

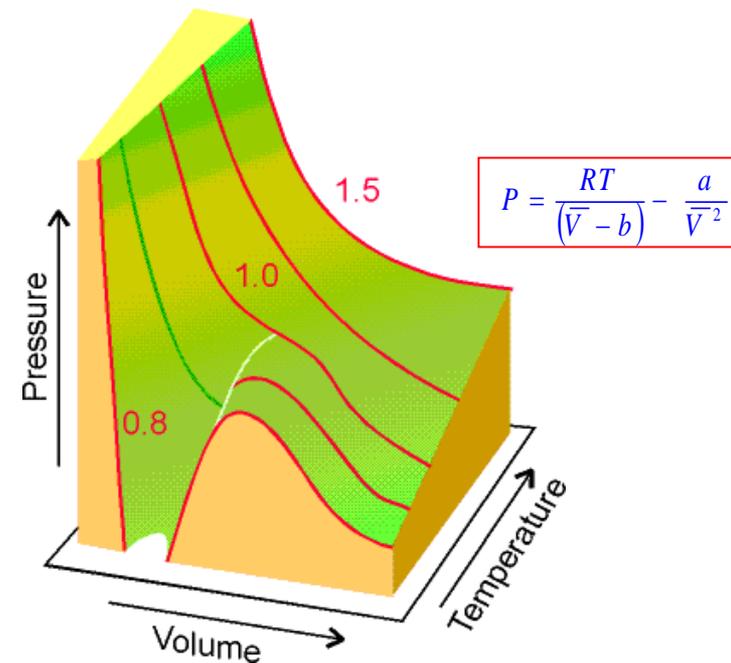
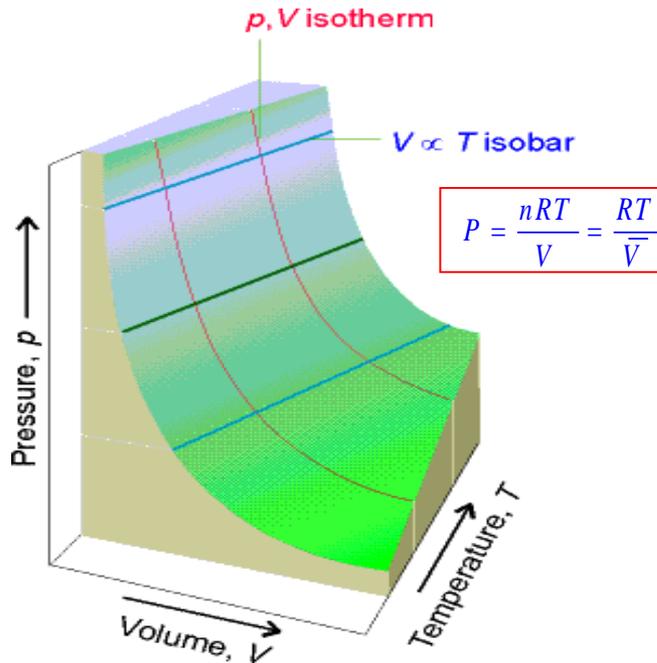
- ❑ On appelle équation d'état toutes relations liant ces variables d'état.
- ❑ Le système est alors défini par l'ensemble des variables d'état indépendantes.
- ❑ Par exemple :

$$pV = nRT$$

Equation d'état d'un gaz parfait

$$p(V - b) = nRT$$

$$\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - nb) = nRT \quad \text{Equation d'état de Van der Waals}$$



1.4. Variables d'état extensives et intensives :

□ Variables d'état extensives.

Il s'agit de grandeurs additives (exemple V et n), si l'on ajoute deux systèmes, le volume total est la somme des volumes (De même pour n)

□ Variables d'état intensives.

Grandeurs identiques pour le système et une sous-partie du système (s'il est homogène), (exemple p et T).

1.5. Variance (relation de Gibbs)

Pour définir le nombre de variables indépendants nécessaire à la description d'un système thermodynamique (sys physique hétérogène polyphasé qque) :

$$v = c + 2 - \varphi$$

c = le nombre de constituants indépendants

φ = le nombre de phases

2 = facteurs d'actions (externes au syst, p et T)

Un gaz est un système divariant.

2. États d'équilibre

2.1. États d'équilibre thermodynamique :

Par définition, un système est en équilibre thermodynamique si toutes les

variables d'état qui le décrivent n'évoluent pas dans le temps et s'il

n'échange pas d'énergie avec le milieu extérieur.

3. Évolution des systèmes thermodynamiques :

3.1. On appelle transformation thermodynamique le passage d'un état d'équilibre initial (I) à un état d'équilibre final (F).

3.2. Exemples de transformations thermodynamiques :

isotherme est une transformation à température constante (T)

isochore est une transformation à volume constant (V)

isobare est une transformation à pression constante (p)

monobare, une transformation pour laquelle la pression initiale est égale à la pression finale ainsi qu'à la pression extérieure :

$$p_f = p_i = p_{\text{ext}}$$

□ monotherme, une transformation pour laquelle la température initiale est égale à la température finale ainsi qu'à la température extérieure :

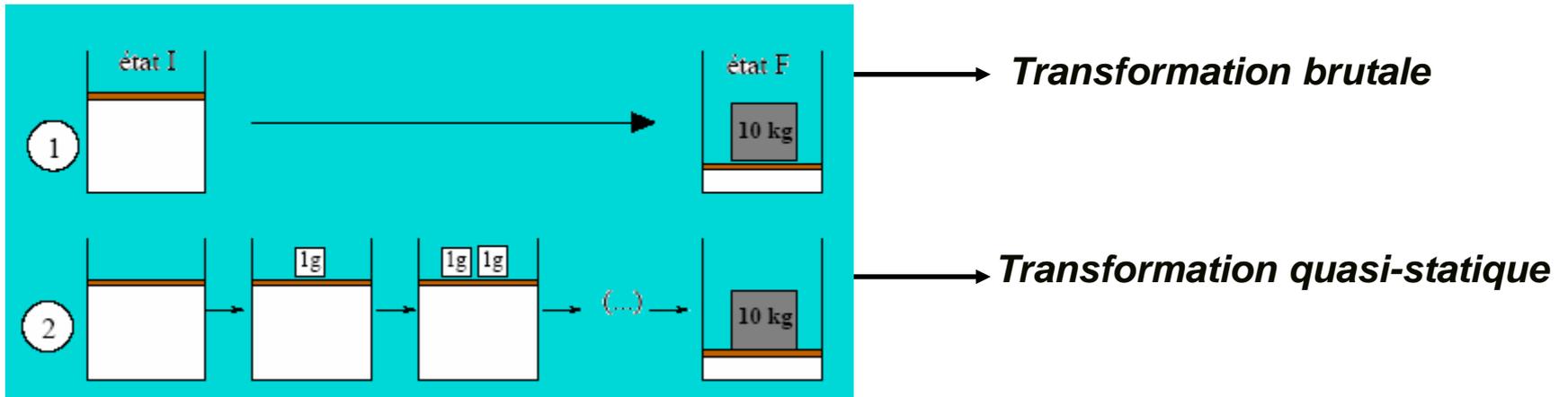
$$T_f = T_i = T_{\text{ext}}$$

□ adiabatique, une transformation au cours de laquelle le système n'échange pas de chaleur avec le milieu extérieur. Le système est thermiquement isolé.

□ cyclique, une transformation au cours de laquelle il y a retour à l'état initial à la fin de la transformation.

3.3. Transformation quasi statique :

C'est une suite continue d'états d'équilibre. A tout instant de la transformation, les variables du système sont définies.



3.4. Transformation réversible :

- si la transformation exactement inverse est possible
- une transformation est réversible si :
 - la transformation est quasi-statique
 - les échanges avec le milieu extérieur sont réversibles
($T_{\text{sys}} = T_{\text{ext}}$) et ($p_{\text{sys}} = p_{\text{ext}}$)
- une transformation réversible est un modèle idéal.

3.5. Transformation réelle :

Toute transformation non réversible est irréversible. Les transformations réelles sont irréversibles.

4. Unités

4.1. La température T en degrés Kelvin K

4.2. La pression P en pascal Pa (SI) ou en bar ou en atmosphère atm ou en Torr

$$1 \text{ atm} = 101325 \text{ Pa}, \quad 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}, \quad 1 \text{ Torr} = 1/760 \text{ atm}$$

4.3. Le volume V en m³ (SI) ou en l

$$1 \text{ l} = 1 \text{ dm}^3 = 10^{-3} \text{ m}^3$$

4.4. Le nombre de moles n en mol/m³ ou mol/l

4.5. L'énergie: en J ou kJ/mol ou kcal/mol ou l.atm ou eV ...

4.6. La constante des gaz parfaits $R = N_A k_B$ en J.K⁻¹.mol⁻¹
ou l.atm.K⁻¹.mol⁻¹

CHAPITRE III

PREMIER PRINCIPE

de

THERMODYNAMIQUE

III. PREMIER PRINCIPE LA THERMODYNAMIQUE

1. CONSERVATION DE L'ÉNERGIE

2. CONSÉQUENCES

3. TRAVAIL

4. CHALEUR

5. L'ENTHALPIE H

1. Conservation de l'énergie

1.1 Énergie interne U , énergie totale E :

□ Pour tout système thermodynamique, il existe une fonction d'état appelée énergie interne U , telle que l'énergie totale E_{tot} , fonction extensive, conservative égale à :

$$E_{tot} = E_c + E_p + U$$

□ L'énergie interne U est la somme de l'énergie cinétique microscopique $E_{c,mic}$ des particules du système et de leur énergie potentielle d'interaction $E_{p,int}$.

$$U = E_{c,mic} + E_{p,mic}$$

1.2. Bilan énergétique :

□ La variation d'énergie totale d'un systeme fermé se réduit à l'énergie échangée à travers la surface avec le milieu extérieur sous forme de travail W et de chaleur Q :

$$\Delta E = \Delta E_c + \Delta E_p + \Delta U = W + Q$$

□ Sous forme différentielle :

$$dE = dE_c + dE_p + dU = \delta W + \delta Q$$

□ dE représente la différentielle totale exacte, ΔE ne dépend que de l'état final et de l'état initial de la transformation et non du chemin suivi.

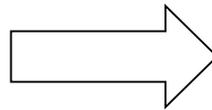
2. Conséquences

2.1. L'énergie totale d'un système isolé se conserve

$$dE = 0$$

2.2. Pour un cycle :

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



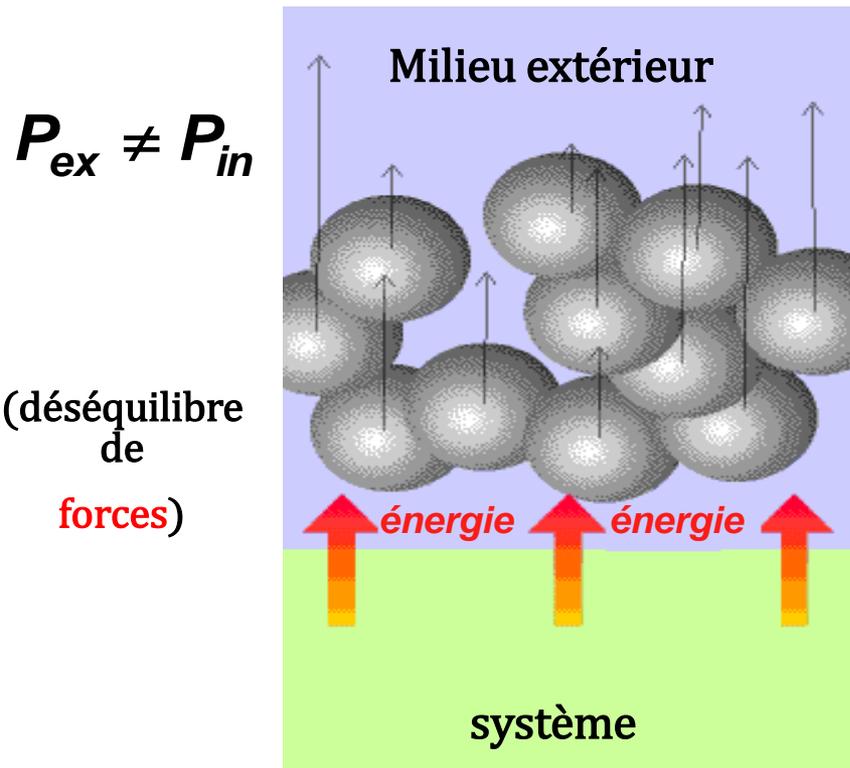
“principe de l'équivalence”

2.3. Pour un système fermé en l'absence de ΔE_c macroscopique et non soumis à des forces extérieures dérivant d'un potentiel:

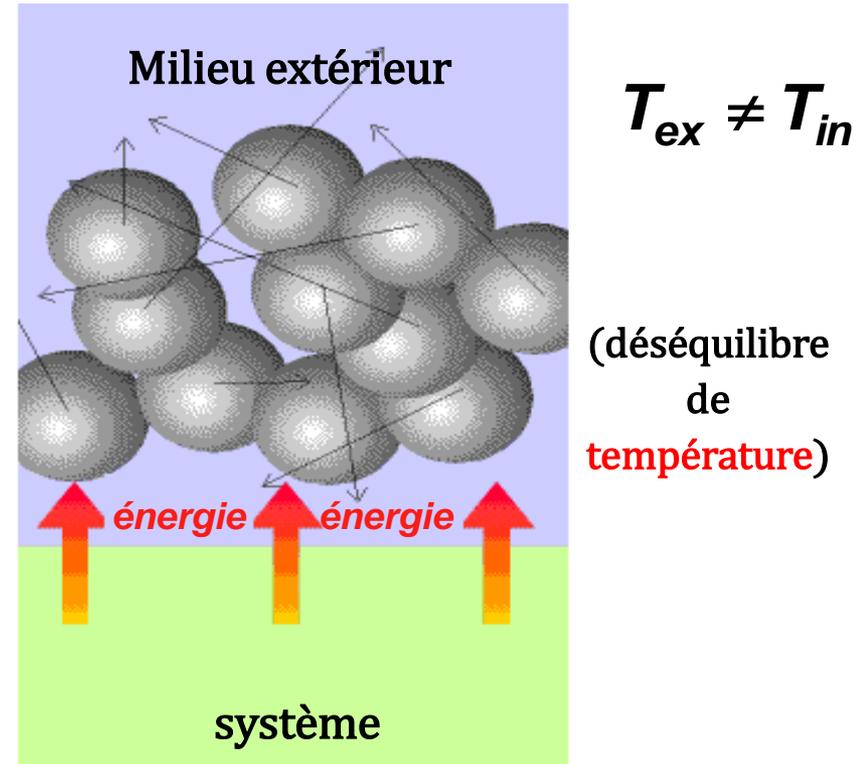
$$\Delta U = W + Q$$

2.4. Échange de deux formes d'échange d'énergie entre le système et le milieu extérieur :

- ❑ **le travail W** : il s'agit de l'échange d'énergie d'origine macroscopique, i.e. le travail des forces s'exerçant sur la surface délimitant le système.
- ❑ **la chaleur Q** : il s'agit de l'échange d'énergie d'origine microscopique. Forme d'énergie liée au mouvement désordonné des particules.



Travail W = énergie échangée via mouvements ordonnés



Chaleur Q = énergie échangée via mouvements désordonnés

3. Energie interne U

3.1. Propriétés de U :

- ❑ L'énergie interne U est une fonction d'état. ΔU ne dépend donc que de l'état initial et de l'état final et indépendante du chemin Suivi.
- ❑ U est une grandeur extensive, conservative (Joules).
- ❑ Pour une transformation cyclique

$$\Delta U_{\text{cycle}} = W + Q = 0 \Leftrightarrow W = -Q$$

(Principe d'équivalence)

U, W et Q sont exprimés en joules (J).

3.2. Expression différentielle de l'énergie interne U :

□ Pour une transformation élémentaire :

$$\mathbf{dU} = \delta\mathbf{W} + \delta\mathbf{Q}$$

□ U est une fonction d'état dU est une différentielle totale exacte, pour le couple de variables d'état (V,T), on a :

$$\mathbf{dU} = \left(\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial\mathbf{T}} \right)_{\mathbf{V}} \mathbf{dT} + \left(\frac{\partial\mathbf{U}}{\partial\mathbf{V}} \right)_{\mathbf{T}} \mathbf{dV}$$

□ dU est une différentielle totale exacte ssi :

$$\frac{\partial^2\mathbf{U}}{\partial\mathbf{T}\partial\mathbf{V}} = \frac{\partial^2\mathbf{U}}{\partial\mathbf{V}\partial\mathbf{T}}$$

4. Travail

4.1. Travail d'une force :

□ Le travail d'une force \vec{F} lors d'un déplacement élémentaire $d\vec{l}$ est :

$$\delta W = \vec{F} \cdot d\vec{l}$$

□ Le travail globale entre A et B est :

$$W_{AB} = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{l}$$

4.2. Travail des forces de pression :

□ Soit un gaz contenu dans une enceinte munie d'un piston mobile.

Le travail de la force \vec{F} lors d'un déplacement élémentaire $d\vec{l}$ est :

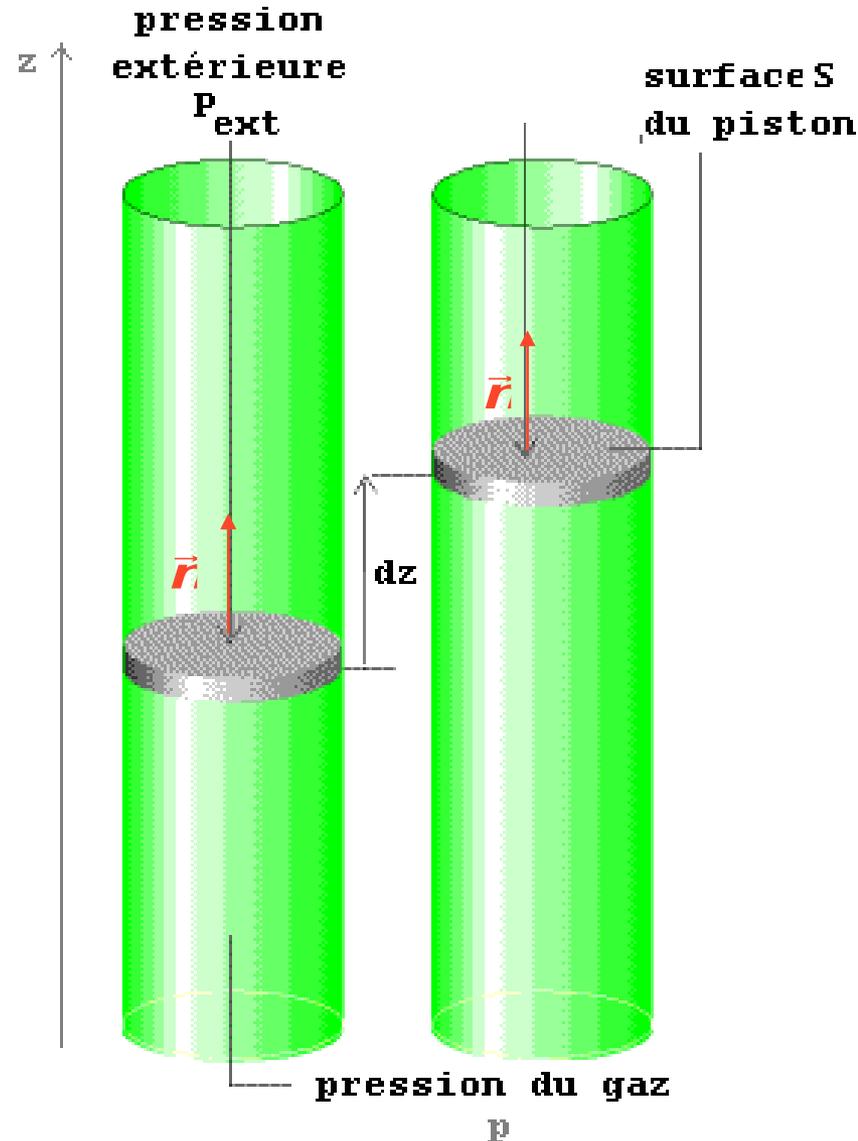
$$\delta w = \vec{F} \cdot d\vec{z}$$

$$\vec{F} = P_{ext} \cdot S \cdot (-\vec{n}) = -P_{ext} \cdot S \cdot \vec{n}$$

$$d\vec{z} = dz \vec{n}$$

$$\text{avec } \begin{cases} dz < 0 \leftrightarrow \text{compression} \\ dz > 0 \leftrightarrow \text{détente} \end{cases}$$

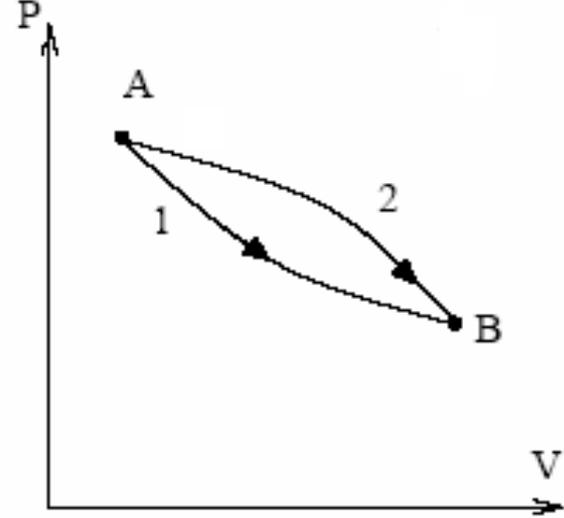
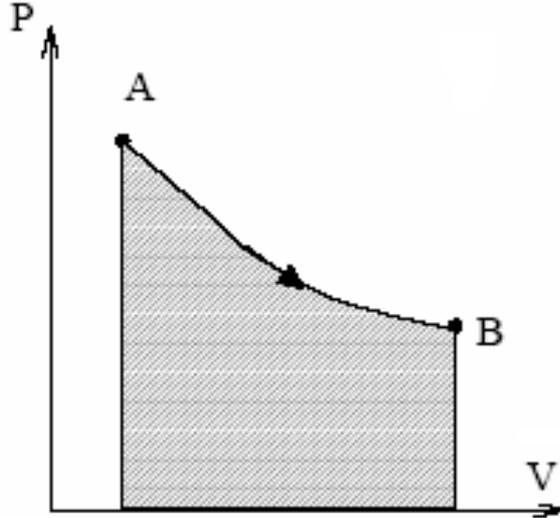
$$\delta w = -P_{ext} S dz = -P_{ex} dV$$



4.3. Aspects graphiques :

□ Dans un diagramme de Clapeyron (P,V), le travail échangé entre A et B est :

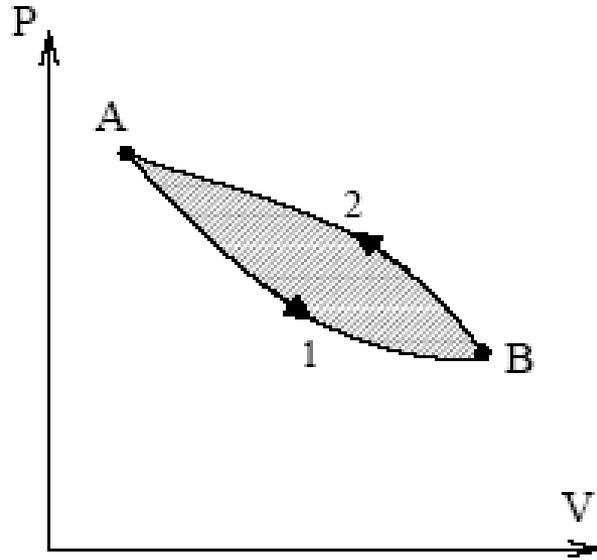
$$W = - \int_A^B p_{ext} . dV = A$$



le travail dans un diagramme de Clapeyron

- A est l'aire sous la courbe;
- $A_1 \neq A_2 \Rightarrow W_1 \neq W_2 \Rightarrow$ le travail dépend donc du chemin suivi

□ Cas d'une transformation cyclique :



- Une transformation cyclique suite de transformations ramenant à l'état initial ($A \Rightarrow B \Rightarrow A$)
- Suivant le sens du parcours du cycle :
 - sens trigonométrique, $W > 0$. Le cycle est récepteur, Le système reçoit du W du milieu extérieur;
 - sens horaire, $W < 0$. Le cycle est moteur, le système cède du W au milieu extérieur.

4.5. Calcul de W pour quelques transformations :

4.5.1. Transformations réversibles :

On a :
$$p_{ext} = p_{sys} = p \Rightarrow \delta W_{rev} = -pdV$$

□ isochore :

$$\delta W_{rev} = -pdV = 0 \Rightarrow W_{rev} = 0$$

□ isobare : de l'état A(p_A, V_A, T_A) à l'état B(p_A, V_B, T_B)

$$\delta W_{rev} = -pdV$$

$$W_{rev} = -\int_{V_A}^{V_B} p_A dV = -p_A \int_{V_A}^{V_B} dV = -p_A(V_B - V_A)$$

□ Isotherme pour un gaz parfait

L'état A(p_A, V_A, T) à l'état B(p_B, V_B, T) :

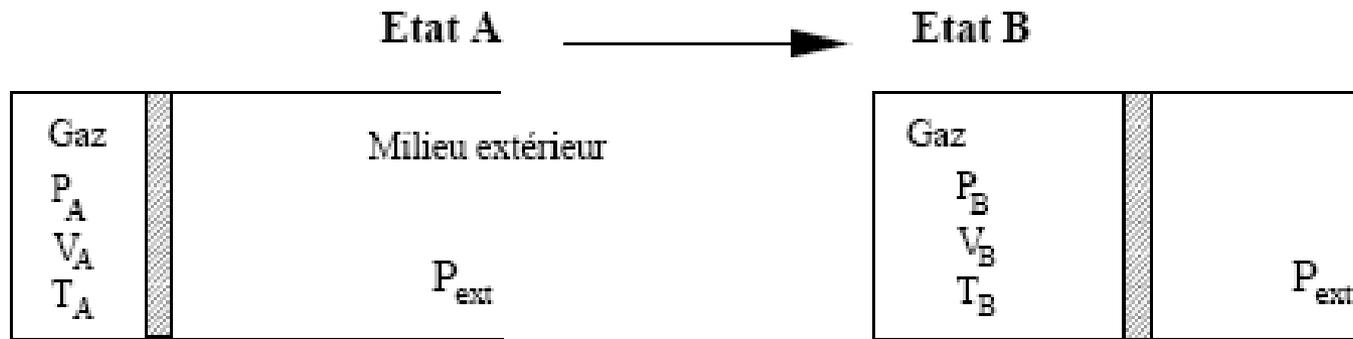
$$pV = nRT \quad \Leftrightarrow \quad p = \frac{nRT}{V}$$

$$\delta W_{rev} = -pdV = -nRT \frac{dV}{V}$$

$$W_{rev} = -nRT \int_{V_A}^{V_B} \frac{dV}{V} = -nRT \ln \frac{V_B}{V_A}$$

$$W_{rev} = nRT \ln \frac{V_A}{V_B} = p_A V_A \ln \frac{V_A}{V_B}$$

4.5.2. Transformations irréversibles :



Détente spontanée irréversible

□ L'état A, le gaz est comprimé à $p_A > p_{ext}$ passe de manière brutale à l'état d'équilibre B : $p_B = p_{ext}$

On a donc :

$$W_{irr\acute{e}v} = W_{AB} = - \int_{V_A}^{V_B} p_{ext} \cdot dV$$

$$W_{irr\acute{e}v} = -p_{ext} \int_{V_A}^{V_B} dV = -p_{ext} (V_B - V_A) < 0$$

□ Le travail est donc négatif, càd que le gaz fournit du travail.

5. Chaleur Q

- ❑ La chaleur est une Forme d'énergie autre que le travail
- ❑ Ce transfert d'énergie se fait sous la forme d'énergie cinétique moléculaire correspondant à une agitation désordonnée
- ❑ La chaleur dépend du chemin suivi
- ❑ Les transferts d'énergie sous forme de chaleur se font :
 - par conduction dans les fluides et les solides
 - par convection dans les fluides
 - par rayonnement.
- ❑ Ces transferts de chaleur se font entre deux corps à températures différentes ou entre une source de chaleur et un corps subissant un changement d'état à température constante.

5.1. calcul de Q pour quelques transformations réversibles :

Le premier principe :

$$\mathbf{dU = \delta Q + \delta W \quad \Rightarrow \quad \delta Q = dU - \delta W}$$

$$\mathbf{\delta Q = dU + pdV}$$

□ isochore :

$$\mathbf{\delta Q = dU + pdV}$$

$$\mathbf{\delta Q_V = dU}$$

□ isobare : de l'état A(p_A, V_A, T_A) à l'état B($p_B=p_A, V_B, T_B$)

$$\mathbf{\delta Q = dU + pdV}$$

$$\mathbf{\delta Q = dU + pdV + Vdp \quad \text{où} \quad dp = 0}$$

$$\mathbf{\delta Q_p = dU + d(pV)}$$

$$\mathbf{Q_p = \Delta U + \Delta(pV) = U_B - U_A + (p_B V_B - p_A V_A)}$$

$$\mathbf{Q_p = (U_B + p_B V_B) - (U_A + p_A V_A)}$$

6. Enthalpie H

On appelle "enthalpie" la fonction d'état définie par :

$$H = U + pV$$

□ La forme différentielle de l'enthalpie H :

$$dH = dU + d(pV)$$

$$dH = \delta Q + \delta W + pdV + Vdp$$

$$dH = \delta Q - pdV + pdV + Vdp$$

$$dH = \delta Q + Vdp$$

□ Pour un système fermé subissant une transformation réversible

isobare à pression constante : $p_A = p_B = p$

$$dH = \delta Q_p \Rightarrow \Delta H = Q_p$$

la chaleur s'identifie avec la variation d'enthalpie.

CHAPITRE IV

COEFFICIENTS THERMO-ELASTIQUES et CALORIMETRIQUES

IV. COEFFICIENTS THERMOÉLASTIQUES & CALORIMÉTRIQUES

1. COEFFICIENTS THERMOÉLASTIQUES

2. COEFFICIENTS CALORIMÉTRIQUES

3. APPLICATIONS AUX GAZ PARFAITS

1. Coefficients thermoélastiques

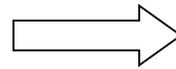
Les **coefficients thermoélastiques** sont liés aux déformations élastiques des fluides (mm des solides) suite à une variation de leurs paramètres : p, V et T.

1.1. Définitions :

Coefficients



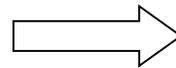
□ dilatation isobare
(p=cte)



$$\alpha_p = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

en (K⁻¹)

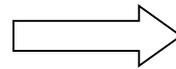
□ dilatation isochore
(V=cte)



$$\beta_V = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V$$

en (K⁻¹)

□ compressibilité
isotherme (T=cte)



$$\chi_T = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$$

en (Pa⁻¹)

2. Coefficients calorimétriques

(Fluide homogène, Système fermé)

Les capacités thermiques représentent la chaleur nécessaire pour faire varier la température de la quantité élémentaire dT du système, les autres variables étant maintenues constantes.

$$C_i = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_i$$

2.1. Capacité thermique (calorifique) à volume constant C_V :

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = m c_V = n C_{V,M}$$

C_V : Capacité calorifique (à $V=\text{cte}$) du système (en $J.K^{-1}$)

c_V : Capacité calorifique massique (à $V=\text{cte}$) du système (en $J.K^{-1}.Kg^{-1}$)

$C_{V,M}$: Capacité calorifique molaire (à $V=\text{cte}$) du système (en $J.K^{-1}.mol^{-1}$)

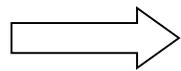
□ Pour le couple de variables d'état (T,V) :

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV = C_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV$$

avec $dU = \delta Q + \delta W \Leftrightarrow \delta Q = dU + p dV$

En général C_V est fonction de T et V $\implies C_V = f(T,V)$

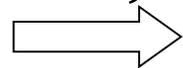
• Si la transformation est réversible isochore ($V = \text{cte}$) :



$$\begin{aligned} \delta Q_V &= dU = C_V dT \\ Q_V &= \Delta U = \int C_V dT \end{aligned}$$

↪ la transformation de l'état A(p_A, V_A, T_A) à l'état B($p_B, V_B = V_A, T_B$),

(avec C_V constante) :



$$Q_V = \Delta U = \int_{T_A}^{T_B} C_V dT = C_V (T_B - T_A)$$

2.2. Capacité thermique (calorifique) à pression constante C_p :

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = m c_p = n C_{p,M}$$

C_p : Capacité calorifique (à $p=\text{cte}$) du système (*en $J.K^{-1}$*)

c_p : Capacité calorifique massique (à $p=\text{cte}$) du système (*en $J.K^{-1}.Kg^{-1}$*)

$C_{p,M}$: Capacité calorifique molaire (à $p=\text{cte}$) du système (*en $J.K^{-1}.mol^{-1}$*)

□ Pour le couple de variables d'état (T,p) :

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp = C_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp$$

$$H = U + pV \Leftrightarrow dH = dU + d(pV)$$

avec $dH = \delta Q - pdV + pdV + Vdp$

$$\delta Q = dH - Vdp$$

En général C_p est fonction de T et p \Longrightarrow $C_p = f(T, p)$

• Si la transformation est réversible isobare ($p = \text{cte}$) :

$$\delta Q_p = dH = C_p dT$$

$$Q_p = \Delta H = \int C_p dT$$

↳ la transformation de l'état $A(p_A, V_A, T_A)$ à l'état $B(p_B = p_A, V_B, T_B)$

(avec C_p constante) :

$$Q_p = \Delta H = \int_{T_A}^{T_B} C_p dT = C_p (T_B - T_A)$$

2.3. Coefficients thermiques l , h , λ et μ :

L'expression de δQ en fonction du couples de variables indépendants (T,V) , (T,p) et (p,V) :

$$\square (T,V) \Rightarrow \bullet dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV = \delta Q + \delta W$$

$$\square (T,p) \Rightarrow \bullet\bullet dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T dp = \delta Q + Vdp$$

$$\bullet \Rightarrow \delta Q = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p \right] dV$$

$$\bullet\bullet \Rightarrow \delta Q = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p dT + \left[\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T - V \right] dp$$

$$\bullet \Rightarrow \delta Q = C_v dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] dV$$

$$\bullet \bullet \Rightarrow \delta Q = C_p dT + \left[\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - V \right] dp$$

$$\bullet \quad l = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \Rightarrow$$

chaleur réversiblement échangée par le système (FH) pour faire varier à (T=cte), son volume d'une Unité (en Pa)

$$\bullet \quad h = \left[\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - V \right] \Rightarrow$$

chaleur réversiblement échangée par le système (FH) pour faire varier à (T=cte), sa pression d'une Unité (en m³)

□ (p,V)

⇒

$$\delta Q = \left(\frac{\partial Q}{\partial p} \right)_V dp + \left(\frac{\partial Q}{\partial V} \right)_p dV$$

avec

$$T(p, V) \Rightarrow dT = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V dp + \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV$$

↙

$$\delta Q_V = C_V dT = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V dp = \lambda dp$$

↘

$$\delta Q_p = C_p dT = C_p \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV = \mu dV$$

$$\lambda = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V \quad \text{et} \quad \mu = C_p \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p$$

$$\lambda = C_v \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v$$

\Rightarrow λ : chaleur réversiblement échangée par le système (FH) pour faire varier à ($V=\text{cte}$), sa pression d'une unité (en m^3)

$$\mu = C_p \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p$$

\Rightarrow μ : chaleur réversiblement échangée par le système (FH) pour faire varier à ($p=\text{cte}$), son volume d'une unité (en Pa)

3. Application au gaz parfait

☐ Gaz parfait : $pV=nRT$

☐ Pour un gaz parfait :

- Première loi de joule : l'énergie interne n'est fonction que de la température,

$$U=U(T)$$

- Deuxième loi de joule : l'enthalpie n'est fonction que de la température,

$$H=H(T)$$

3.1. Relation de Mayer pour un gaz parfait :

$$\begin{aligned} H &= U + pV \\ H &= U + nRT \\ \frac{dH}{dT} &= \frac{dU}{dT} + nR \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} dU &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \cancel{\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T} dV = C_V dT \\ dH &= \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT + \cancel{\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T} dp = C_p dT \end{aligned}$$

$$\frac{dU}{dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = C_V$$

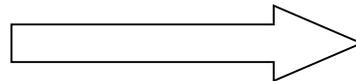
$$\frac{dH}{dT} = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P = C_P$$

$$C_P = C_V + nR$$

$$C_P - C_V = nR$$

$$mc_p - mc_v = nR$$

$$nC_{p,M} - nC_{v,M} = nR$$



$$C_P - C_V = nR$$

$$c_p - c_v = \frac{n}{m} R = \frac{R}{M}$$

$$C_{p,M} - C_{v,M} = R$$

C_p : capacité calorifique

C_p : capacité calorifique massique ou chaleur massique

$C_{p,M}$: capacité calorifique molaire

☐ Remarques

On a $C_p > C_V$ avec

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

GP monoatomique	GP diatomique
$C_V = \frac{3}{2}R$ $C_p = \frac{5}{2}R$ $\gamma = \frac{5}{3}$	$C_V = \frac{5}{2}R$ $C_p = \frac{7}{2}R$ $\gamma = \frac{7}{5}$

3.2. Coefficients thermiques :

☐ Coefficients l et h :

$$l = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right]$$

$$h = \left[\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T - V \right]$$

avec

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0 \Leftrightarrow U = U(T)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T = 0 \Leftrightarrow H = H(T)$$

\Rightarrow

$$l = p$$

$$h = -V$$

☐ Coefficients λ et μ :

$$\lambda = C_v \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v = C_v \cdot \frac{V}{nR}$$

et

$$\mu = C_p \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p = C_p \cdot \frac{p}{nR}$$

\Rightarrow

$$\lambda = C_v \cdot \frac{V}{nR}$$

$$\lambda = \frac{V}{\gamma - 1}$$

\Rightarrow

$$\mu = C_p \cdot \frac{p}{nR}$$

$$\mu = \frac{\gamma p}{\gamma - 1}$$

3.3. Transformation réversible adiabatique d'un GP - Loi de Laplace :

$$\square \quad dU = \delta Q + \delta W \quad \Leftrightarrow \quad \delta Q = dU + pdV$$

$$\delta Q = C_V dT + pdV = 0 \quad \Leftarrow \quad \text{Transformation adiabatique}$$

$$\text{or } pV = nRT \quad \Leftrightarrow \quad d(pV) = Vdp + pdV = nRdT$$

$$\bullet \Rightarrow \frac{C_V}{nR} (Vdp + pdV) + pdV = 0$$

$$\text{De plus, } C_p - C_V = nR \quad \text{et} \quad \frac{C_p}{C_V} = \gamma \Rightarrow C_V = \frac{nR}{(\gamma - 1)}$$

$$\bullet \frac{1}{(\gamma - 1)} (Vdp + pdV) + pdV = 0$$

$$Vdp = -\gamma pdV \Leftrightarrow \frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}$$

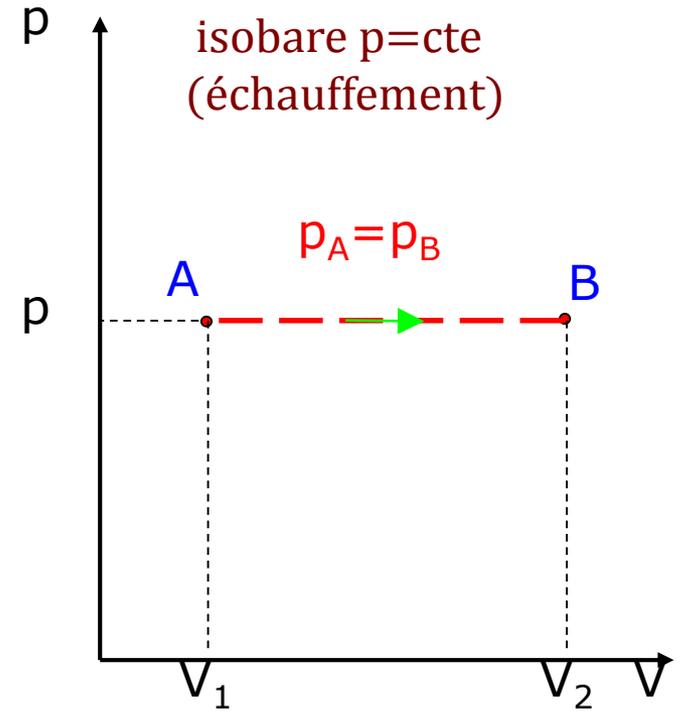
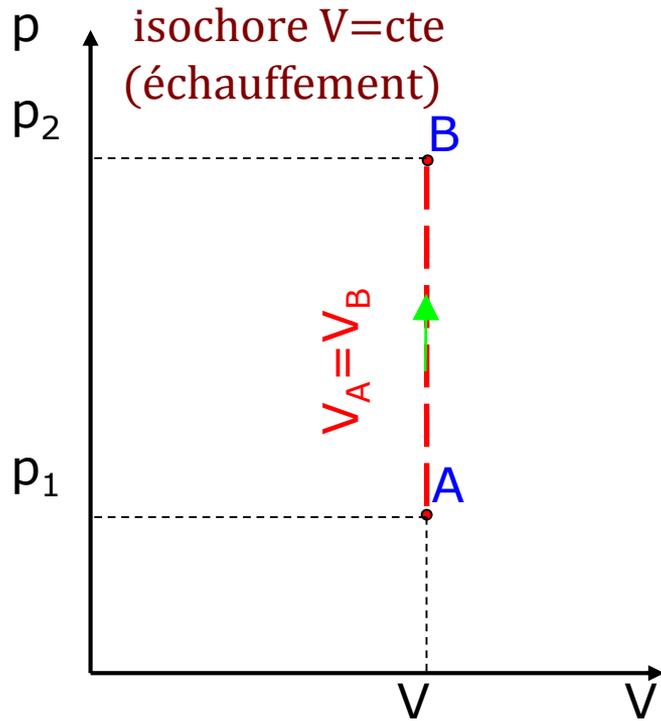
$$\ln p = \ln V^{-\gamma} + cte \Rightarrow \ln pV^\gamma = cte$$

$$pV^\gamma = cte_1$$

$$TV^{\gamma-1} = cte_2$$

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = cte_3$$

3.4. Représentation sur un diagramme de Clapeyron de qqes transformations réversibles d'un gaz parfait :



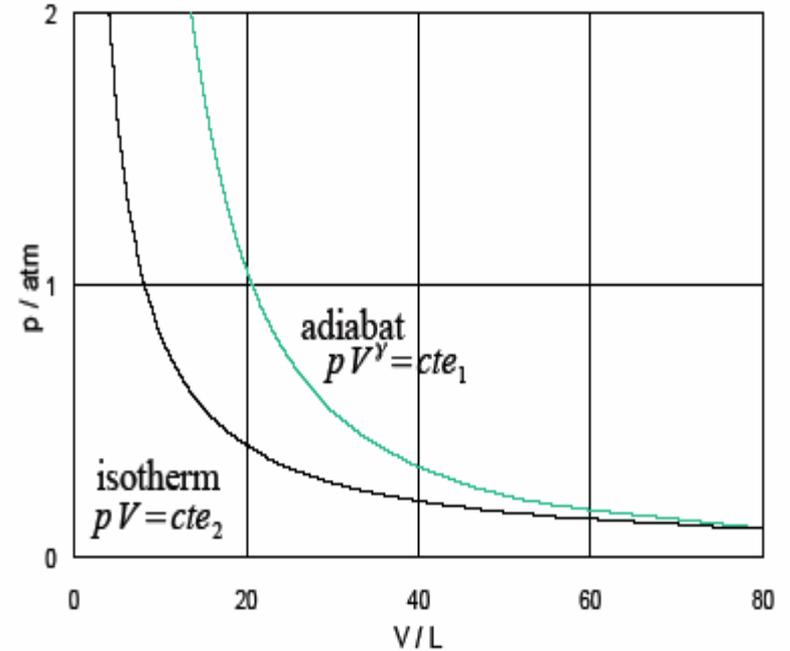
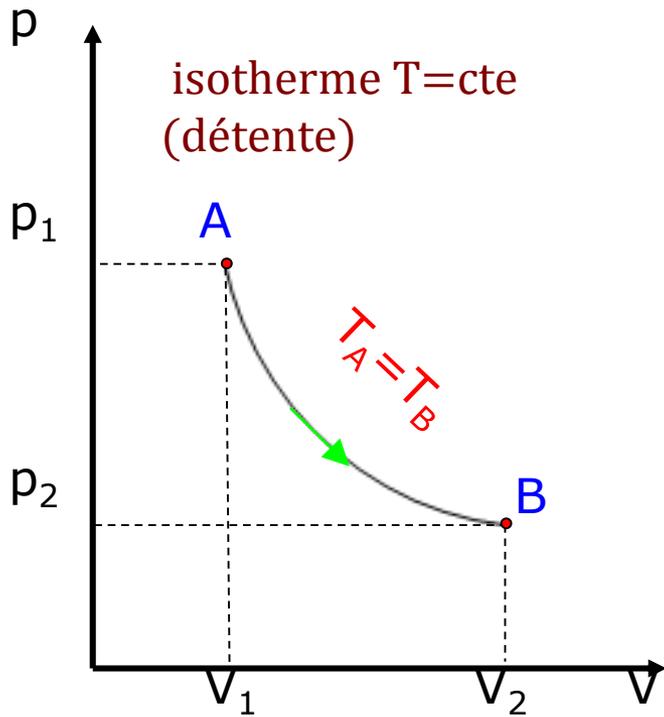
$$W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p dV = 0$$

$$\Delta U_A^B = Q_V = C_V \int_{T_A}^{T_B} dT = C_V (T_B - T_A)$$

$$W_{A \rightarrow B} = - \int_A^B p dV = -p_A (V_B - V_A)$$

$$Q_{A \rightarrow B} = C_p (T_B - T_A)$$

$$\Delta U_A^B = C_V (T_B - T_A)$$



$$\Delta U_A^B = 0$$

$$W_A^B = -Q_A^B$$

$$W_A^B = -\int_A^B p dV = -nRT \int_{V_A}^{V_B} \frac{dV}{V}$$

$$W_A^B = nRT \ln \frac{V_A}{V_B}$$

$$\delta Q = 0 \Rightarrow dU - \delta W = 0$$

$$W_{A \rightarrow B} = -\int p dV = -cte \int_A^B \frac{dV}{V^\gamma}$$

$$W_{A \rightarrow B} = \frac{cte}{(\gamma - 1)} \left[\frac{1}{V_B^{\gamma-1}} - \frac{1}{V_A^{\gamma-1}} \right]$$

Université Hassan 1^{er}

Faculté des Sciences et Techniques de Settat

Département de physique appliquée

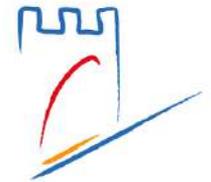
جامعة الحسن الأول

كلية العلوم والتقنيات سطات

شعبة الفيزياء التطبيقية



جامعة الحسن الأول
UNIVERSITÉ HASSAN I^{er}



COURS THERMODYNAMIQUE

Parcours BCG

A.U: 2015-2016

Ahmed ERRKIK

CHAPITRE IV

DEUXIEME PRINCIPE

de

THERMODYNAMIQUE

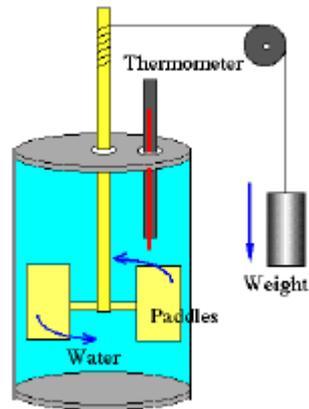
III. DEUXIEME PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

1. NÉCESSITÉ D'UNE NOUVELLE VARIABLE ET D'UN NOUVEAU PRINCIPE.
2. ENTROPIE, S: DÉFINITION.
3. DEUXIÈME PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE.
4. ΔS DANS DES TRANSFORMATIONS RÉVERSIBLES D'UN GAZ PARFAIT.
5. ΔS LORS D'UNE TRANSFORMATION IRRÉVERSIBLE :
(DÉTENTE DE JOULES- GAY LUSSAC).

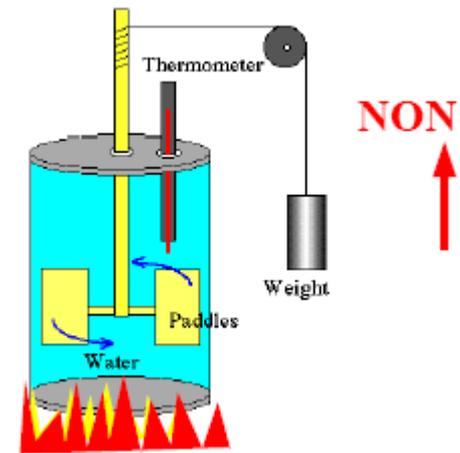
1. Nécessité d'une nouvelle variable d'état, nouveau principe

1.1. Asymétrie entre travail et chaleur :

- ❑ Travail : forme d'énergie issue d'un mouvement ordonné.
- ❑ Chaleur : forme d'énergie issue d'un mouvement désordonné.



Le travail du poids permet
générer de la chaleur.



L'apport de chaleur ne permet
pas de générer du travail.

Conclusion: le premier principe ne suffit pas à expliquer les évolutions naturelles.

- *Besoin d'un variable thermodynamique pour exprimer le « désordre » : l'entropie*
- *Besoin d'un principe thermodynamique pour exprimer cette asymétrie : le deuxième principe*

1.2. Le premier principe :

- ❑ Exemple 1 : le transfert spontané de chaleur d'un corps froid vers un corps chaud n'est pas impossible...
 - ❑ Exemple 2 : le travail du poids permet générer de la chaleur. Mais l'apport de chaleur ne permet pas de générer du travail.
 - ❑ Exemple 3 : une roue de voiture en mouvement est freiné progressivement jusqu'à son arrêt, avec comme résultat un échauffement des freins et de la jante. Mais, jamais, cette roue ne peut se mettre seule en mouvement en absorbant la chaleur dégagée par le freinage et remonter la pente.
- ⇒ Ces processus naturels sont irréversibles et respectent le premier principe (énergie conservée), comme d'ailleurs les processus inverses qui sont impossibles.
- ⇒ Le premier principe n'exclut donc pas ces transformations inverses : mais, il n'explique pas leur sens privilégié et donc leur irréversibilité.

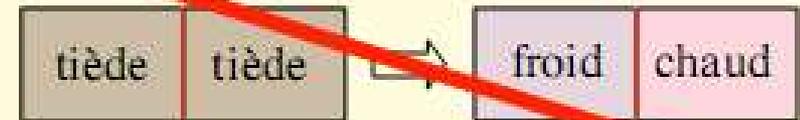
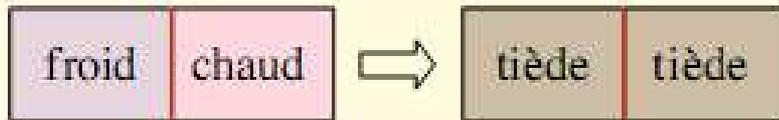
Irréversibilité

Tous les processus macroscopiques réels (non-idéaux) sont irréversibles

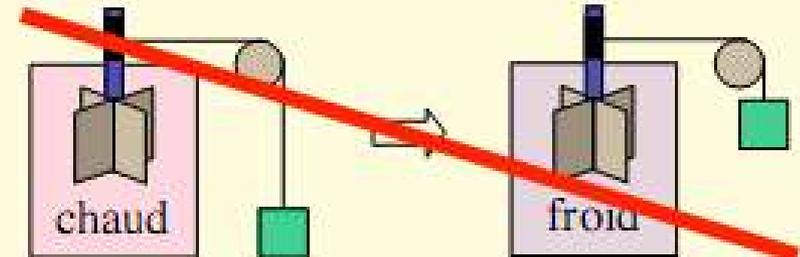
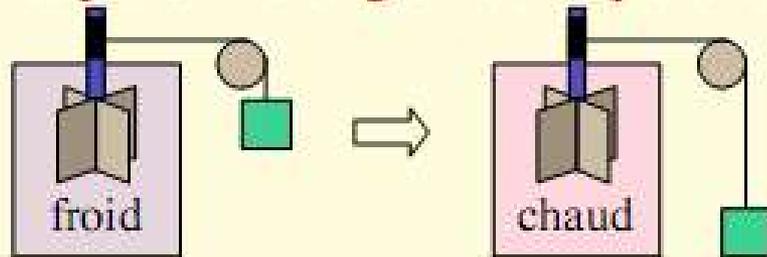


L'évolution des systèmes macroscopiques se fait dans un sens privilégié !

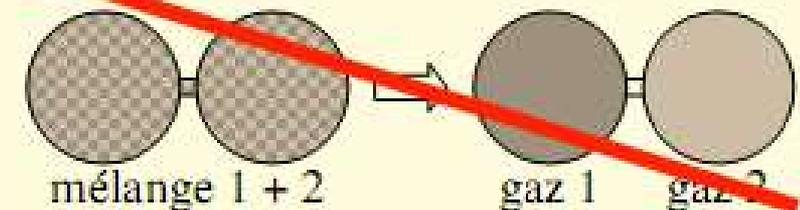
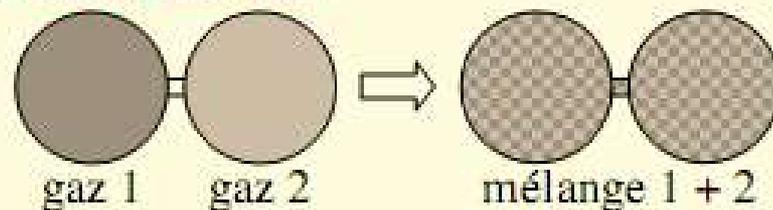
- Echange de chaleur:



- Dissipation d'énergie mécanique en chaleur:



- Mélange de gaz:



1.3. Le second principe :

□ Le deuxième principe va définir le sens privilégié suivant lequel les transformations peuvent se dérouler et préciser les conditions d'équilibre du système. C'est un postulat basé sur des observations expérimentales.

□ Le deuxième principe introduit une nouvelle fonction d'état dite entropie S qui décrit le comportement des systèmes par la maximalisation de leur entropie:

⇒ L'entropie S d'un système **croît** si le système tend vers son équilibre : d'où la variation d'entropie $\Delta S > 0$

⇒ L'entropie S est **maximun** si le système est à l'équilibre

1.4. Source de chaleur et machine thermique:

❑ Source de chaleur ou thermostat :

Définition : On appelle source de chaleur une partie du milieu extérieur en contact thermique avec le système et dont la température demeure constante.

❑ Machine monotherme :

Définition : machine thermique qui, au cours de son cycle, ne peut échanger de la chaleur qu'avec un seul réservoir de chaleur

❑ Machine ditherme

Définition : machine thermique qui, au cours de son cycle, peut échanger de la chaleur avec deux sources de chaleur à des températures différentes (une source chaude à T_c et une source froide à $T_f < T_c$)

2. Deuxième principe de la thermodynamique

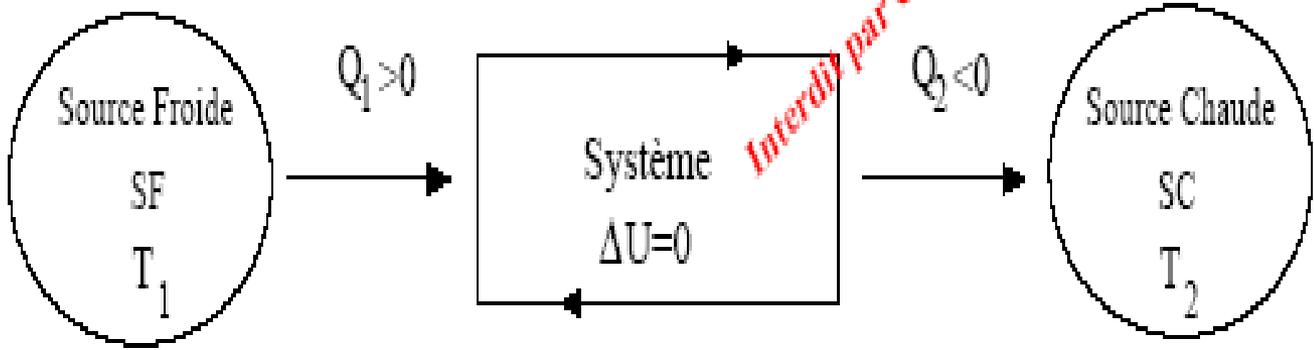
2.1 Énoncés historiques du second principe :

Il existe plusieurs énoncés dits historiques

(1824-1852) du second principe, en général liés au fonctionnement des machines thermiques.

❑ Énoncé de Clausius (1850) :

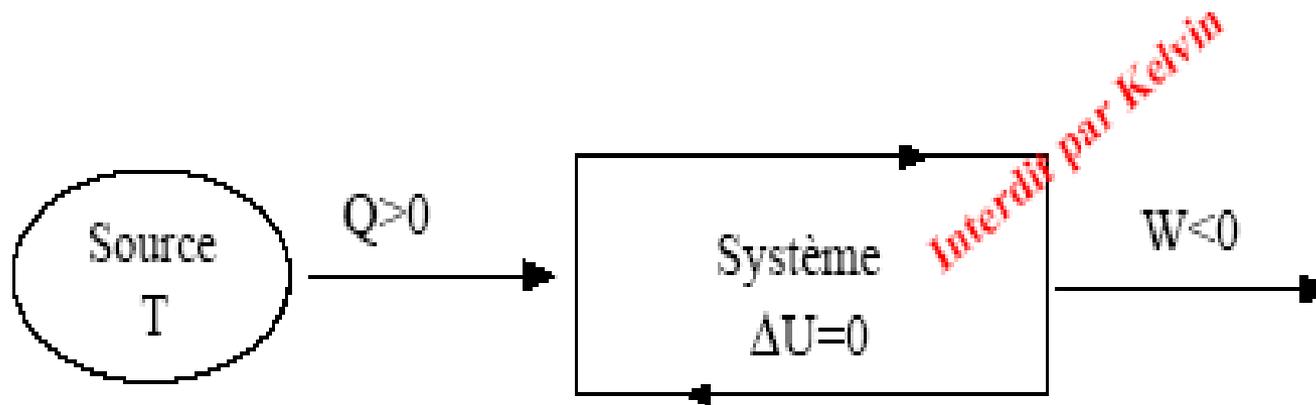
Il est impossible de concevoir un système qui, au cours d'une transformation cyclique, aurait pour unique action le transfert de chaleur d'un corps froid vers un corps chaud.



Énoncé de Clausius

□ Énoncé de Kelvin-Planck (1852) :

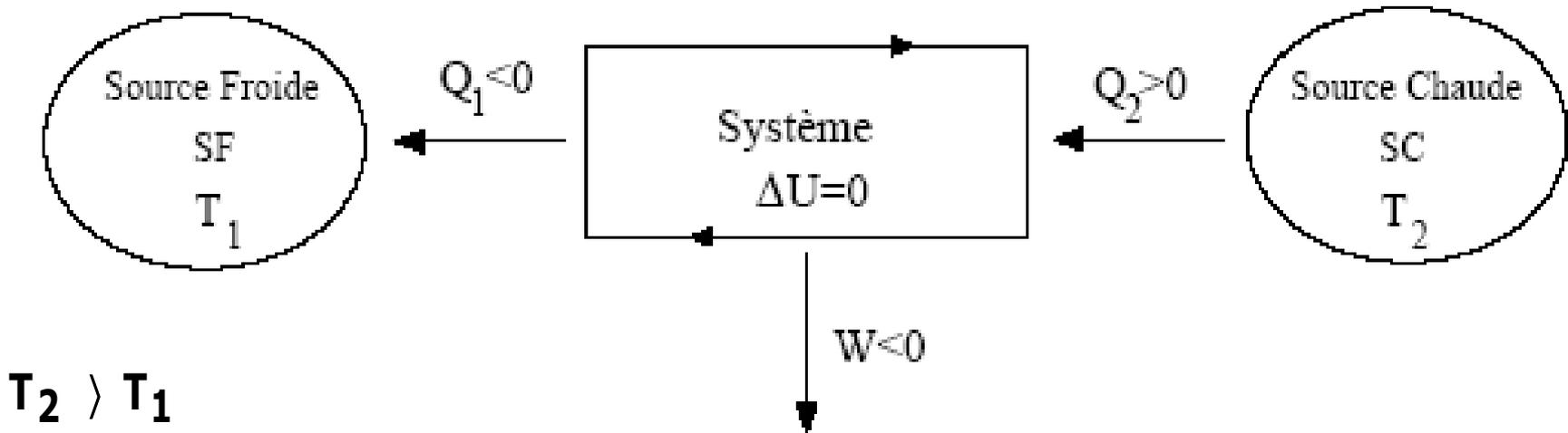
Il est impossible de concevoir un système fonctionnant de manière cyclique ($\Delta U=0$) permettant de convertir intégralement en travail ($W < 0$) la chaleur empruntée à une seule source.



Énoncé de Kelvin-Planck

□ Énoncé de Carnot (1824) :

Si un système fournit du travail au cours d'une transformation cyclique, il échange nécessairement de la chaleur avec au moins deux sources de chaleur à deux températures différentes.



Énoncé de Carnot
(un moteur thermique)

2.2 Cycles dithermes et polythermes :

Étude des cycles dithermes (2 sources) et polythermes (plusieurs sources).

□ Cycle de Carnot et égalité de Clausius :

Machine ditherme décrivant un cycle de Carnot : transformation cyclique réversible comportant 2 isothermes et 2 adiabatiques :

Bilan énergétique :

- Travail fourni : $W < 0$
- Chaleur fournie à la source 1 : $Q_1 < 0$
- Chaleur reçue de la source 2 : $Q_2 > 0$
- La source 1 joue le rôle de la source froide et la source 2 celui de la source chaude : $T_2 > T_1$

• Le système décrit une transformation cyclique :

$$\Delta U = W + Q_1 + Q_2 = 0$$
$$\Rightarrow W = -(Q_1 + Q_2)$$

- Le rendement du moteur :

$$\rho = - \frac{\text{travail fourni}}{\text{énergie reçue}}$$

$$\rho = - \frac{W}{Q_2} = 1 + \frac{Q_1}{Q_2}$$

Le système considéré est un gaz parfait :

$$U=U(T) \text{ 1}^{\text{ère}} \text{ loi de joule}$$

- Transformation AB : isotherme réversible

$$dU = \delta Q + \delta W = 0$$

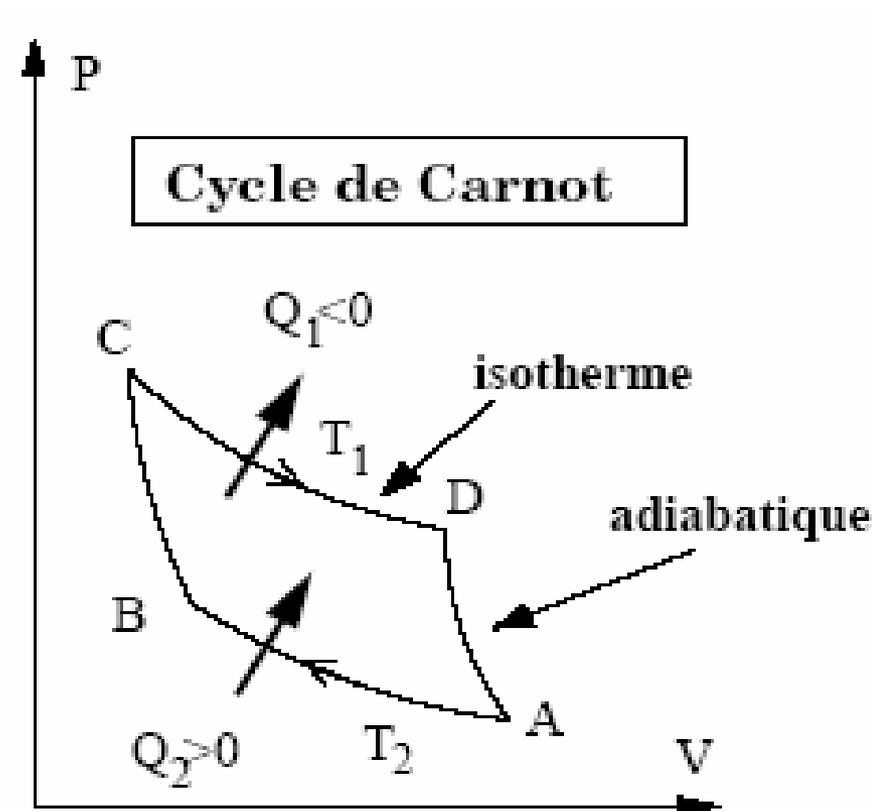
$$\delta W = -pdV$$

$$Q = \int pdV = nRT_2 \int_{V_A}^{V_B} \frac{dV}{V}$$

$$Q_2 = Q_{AB} = nRT_2 \ln \frac{V_B}{V_A}$$

- Transformation CD : isotherme réversible

$$Q_1 = Q_{CD} = nRT_1 \ln \frac{V_D}{V_C}$$



- Calcul des volumes :

$$pV^\gamma = \text{cte} \Rightarrow TV^{\gamma-1} = \text{cte}$$

$$T_B V_B^{\gamma-1} = T_C V_C^{\gamma-1} \Rightarrow \left(\frac{V_B}{V_C} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}$$

$$T_D V_D^{\gamma-1} = T_A V_A^{\gamma-1} \Rightarrow \left(\frac{V_A}{V_D} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_1}{T_2}$$

$$\Rightarrow \frac{V_B}{V_C} = \frac{V_A}{V_D} \text{ soit } \frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D}$$

- Le rapport des chaleurs échangées avec les 2 sources :

$$\frac{Q_2}{Q_1} = -\frac{T_2}{T_1}$$

- Égalité de Clausius pour les cycles dithermes

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

- Le rendement du cycle de Carnot :

$$\rho_{\text{carnot}} = \frac{-W}{Q_2} = 1 + \frac{Q_1}{Q_2}$$

$$\rho_{\text{carnot}} = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

□ Théorème de Carnot :

- Le rendement d'une machine ditherme réversible est :

$$\rho = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

Il ne dépend que des températures des 2 sources [la source froide à la température T_1 (ou bien T_F) et la source chaude à la température T_2 (ou bien T_C)].

- Le rendement d'une machine ditherme irréversible est :

$$\rho < 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

- Inégalité de Clausius :

Pour les cycles réversibles et irréversibles :

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0$$

2.3. Cycles polythermes et intégrale de Clausius :

- ❑ Un cycle polytherme échange de la chaleur avec n sources de température T_1, T_2, \dots, T_n
- ❑ Ce cycle polytherme peut être décomposé en cycles de Carnot élémentaires.

• L'inégalité de Clausius à n sources :

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} + \dots + \frac{Q_n}{T_n} \leq 0 \text{ soit } \sum \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$$

• Par ailleurs, une source à température variable T_{source} peut être Considérée Comme une Infinité de sources à températures fixes

$$\sum \frac{Q_i}{T_i} \leq 0 \longrightarrow \oint \frac{Q_i}{T_i} \leq 0$$

Intégrale de Clausius
(Transformations réversibles ou irréversibles)

- Le second principe traite les transformations réversibles et irréversibles de manière différente.
- Une nouvelle grandeur est apparue de manière assez naturelle, elle découle des énoncés historiques : c'est la grandeur $\frac{Q}{T}$.

2.4 Énoncé macroscopique du second principe :

□ Énoncé :

À tout système thermodynamique, on peut associer une fonction d'état extensive, notée S , appelée entropie du système. L'entropie est définie :

1) pour une transformation réversible :

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q_{rev}}{T}$$

2) pour une transformation irréversible :

$$\Delta S > \int \frac{\delta Q_{irrev}}{T_{ext}}$$

Où T_{ext} est la température de la source extérieure

- Remarque :

L'entropie est une fonction d'état. On a pour une transformation cyclique, irréversible ou pas, une variation nulle de l'entropie du système : $\Delta S_{\text{cycle}} = 0$

En appliquant le second principe :

Transformation réversible : $\int \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T} = 0$

Transformation irréversible : $\int \frac{\delta Q_{\text{irrev}}}{T_{\text{ext}}} < 0 \Rightarrow$ on retrouve l'intégrale de Clausius

□ Bilan entropique :

On définit S_e l'échange d'entropie avec le milieu extérieur :

$$S_e = \int \frac{\delta Q_e}{T_{\text{source}}}$$

T_{source} est la température de la source extérieure,

dQ_e la quantité de chaleur échangée sur le chemin réellement suivi.

- Dans le cas où la transformation est réversible :

$$T = T_{\text{ext}} = T_{\text{source}}$$

$$\delta Q_e = \delta Q_{\text{rev}}$$



$$\Delta S = S_e = \int \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T}$$

- Dans le cas où la transformation est irréversible :

$$\Delta S > S_e$$

$$\Delta S = S_e + \sigma$$

Où s est la création d'entropie

On a : $s \geq 0$

$s = 0$ pour une transformation réversible

$s > 0$ pour une transformation irréversible

□ Évolution d'un système isolé :

Un système isolé n'échange ni matière ni énergie avec le milieu extérieur.

- La chaleur échangée est nulle : $Q = Q_e = 0$
- L'entropie échangée est nulle : $S_e = 0$

On distingue deux cas :

cas réversible :

$$\Delta S = S_e = 0$$

- L'entropie d'un système isolé subissant une transformation réversible est constante.

cas irréversible :

$$\Delta S = S_e + \sigma = \sigma > 0$$

- L'entropie d'un système isolé subissant une transformation irréversible augmente.

En résumé :

$$\Delta S_{\text{isolé}} \geq 0$$

- L'inégalité caractérise les processus irréversibles et l'égalité les processus réversibles.
- L'entropie d'un système isolé ne peut qu'augmenter.

Exemple :

L'Univers : les transformations ayant lieu au sein de l'Univers étant irréversibles, on en conclut que l'entropie de l'Univers est en perpétuelle augmentation.

□ Évolution d'un système non-isolé :

On a :

$$\Delta S = S_e + \sigma$$

- $\sigma \geq 0$, suivant que la transformation est réversible ou irréversible,
- S_e , l'échange d'entropie, peut être positif, négatif ou nul suivant la transformation considérée (détente, compression, ...).
- S_e peut également être plus petit ou plus grand que σ .
- La variation d'entropie ΔS pour un système non-isolé, peut être positif, négatif ou nulle.

□ Expression différentielle :

Dans le cas d'une transformation infinitésimale, les expressions de la variation dS d'entropie sont :

• Transformation réversible :
$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T}$$

• Transformation irréversible :
$$dS > \frac{\delta Q_{\text{irrev}}}{T_{\text{source}}} \text{ ou } dS = \frac{\delta Q_e}{T_{\text{source}}} + \delta\sigma$$

$\delta\sigma$ est la création d'entropie caractérisant l'irréversibilité de la transformation.

▪ Transformation réversible :

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T} \Rightarrow \delta Q_{\text{rev}} = TdS$$

le travail : $\delta W = -pdV$

le premier principe : $dU = \delta W + \delta Q$

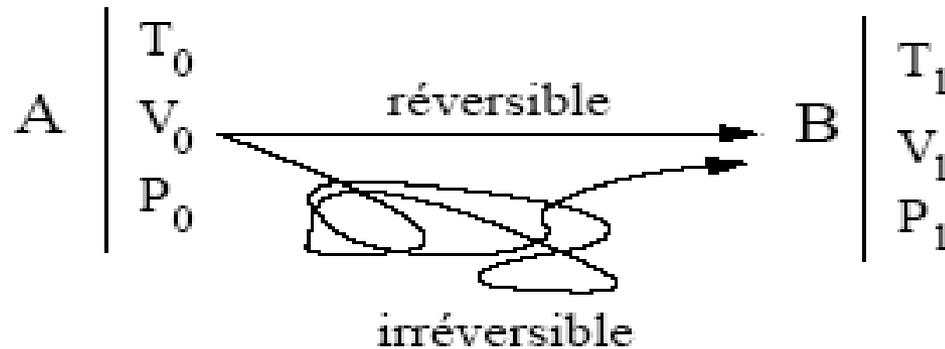
\Rightarrow

$$\boxed{dU = TdS - pdV}$$

Équation fondamentale de la thermodynamique (deux principes)

□ Propriétés de S :

- S est un grandeur extensive (additive) et son unité est : $J.K^{-1}$
- S est une fonction d'état, sa variation (ΔS) ne dépend pas du chemin suivi.



↳ Pour calculer ΔS dans le cas d'une transformation irréversible, on considère toujours la transformation réversible associée menant du même état initial A au même état final B.

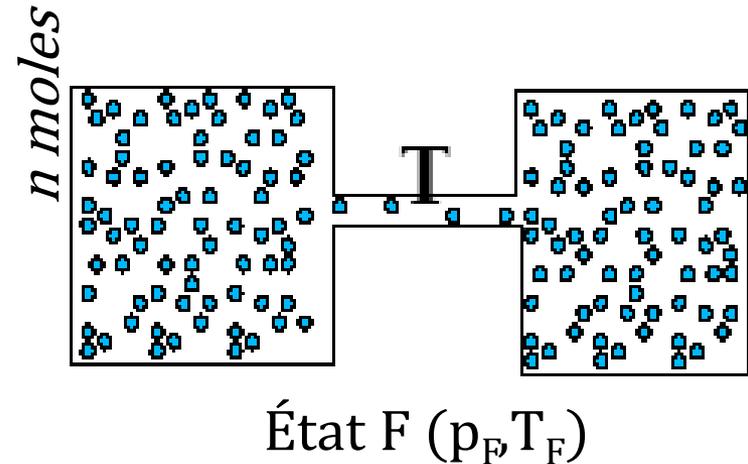
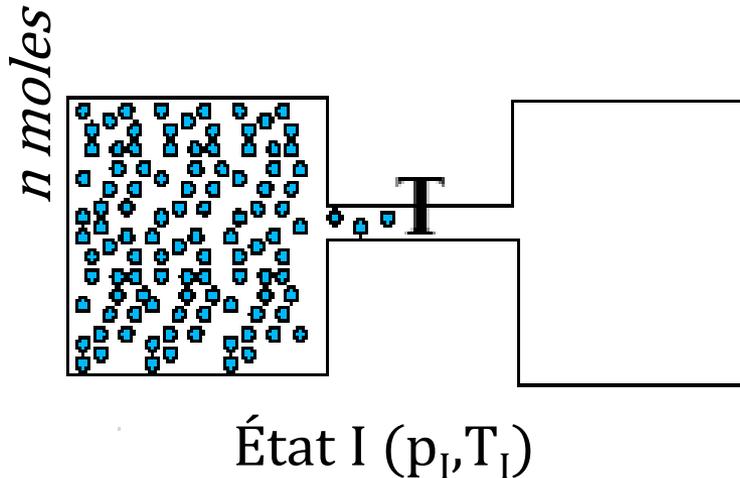
↳ Sur le chemin réversible :

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{rev}}}{T}$$

- L'entropie peut être exprimée en fonction de seulement 2 des trois variables thermodynamiques, (p,V) , (T,p) ou (T,V) ,
- dS est une différentielle totale exacte :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T dV$$

Exemple 1 : la détente de Joule-Gay-Lussac (transformation adiabatique irréversible d'un gaz parfait) :



- Deux compartiments identiques avec des parois adiabatiques
- Parois adiabatiques : $\longrightarrow \Delta U = 0 \rightarrow T_F = T_I$
- L'entropie est une variable d'état : sa valeur ne dépend pas du chemin thermodynamique.
- ΔS ne dépend que de l'état initial et final du système.

$$\delta Q = dU - \delta W = C_V \cdot dT + p dV = C_V \cdot dT + pV \cdot \frac{dV}{V}$$

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = C_V \cdot \frac{dT}{T} + \frac{pV}{T} \cdot \frac{dV}{V} = C_V \cdot \frac{dT}{T} + nR \cdot \frac{dV}{V}$$

$$\Delta S = nR \cdot \ln \frac{V_F}{V_I} = nR \cdot \ln 2 > 0$$

$$\Delta S > 0 \Rightarrow \text{détente irréversible}$$

Exemple 2 : Gaz parfait subissant une transformation réversible.

Soit une transformation élémentaire réversible entre 2 états d'équilibre :

$$(p, V, T) \rightarrow (p + dp, V + dV, T + dT)$$

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

▪ Transformation adiabatique :

$$\delta Q = 0 \rightarrow dS = 0 \rightarrow \Delta S = 0$$

▪ Transformation isochore :

$$\delta Q = C_V dT$$

$$dS = C_V \cdot \frac{dT}{T} = \frac{nR}{\gamma - 1} \cdot \frac{dT}{T}$$

$$\Delta S = S_F - S_I = \frac{nR}{\gamma - 1} \cdot \ln \frac{T_F}{T_I}$$

- Transformation isobare :

$$\delta Q = C_p dT$$

$$dS = C_p \cdot \frac{dT}{T} = nR \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{dT}{T}$$

$$\Delta S = S_F - S_I = nR \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \ln \frac{T_F}{T_I}$$

- Transformation isotherme :

$$\delta Q = -\delta W = p_{\text{ext}} \cdot dV = p \cdot dV = pV \cdot \frac{dV}{V} = nRT \cdot \frac{dV}{V}$$

$$dS = nR \cdot \frac{dV}{V}$$

$$\Delta S = S_F - S_I = nR \cdot \ln \frac{V_F}{V_I}$$

2.5 . Le troisième principe :

L'entropie d'un corps pur tend vers 0 lorsque sa température tend vers le 0 absolu : $S(T=0K)=0J.K^{-1}$

Principe de Nernst

CHAPITRE V

MACHINES THERMIQUES

V. MACHINES THERMIQUES

1. INTRODUCTION
2. APPLICATION DES 2 PRINCIPES :
3. MACHINE DITHERME (MOTEUR)
4. MACHINE DITHERME (RÉCEPTEUR)
5. CYCLE DE CARNOT
6. APPLICATION AUX MACHINES THERMIQUES

1. Introduction

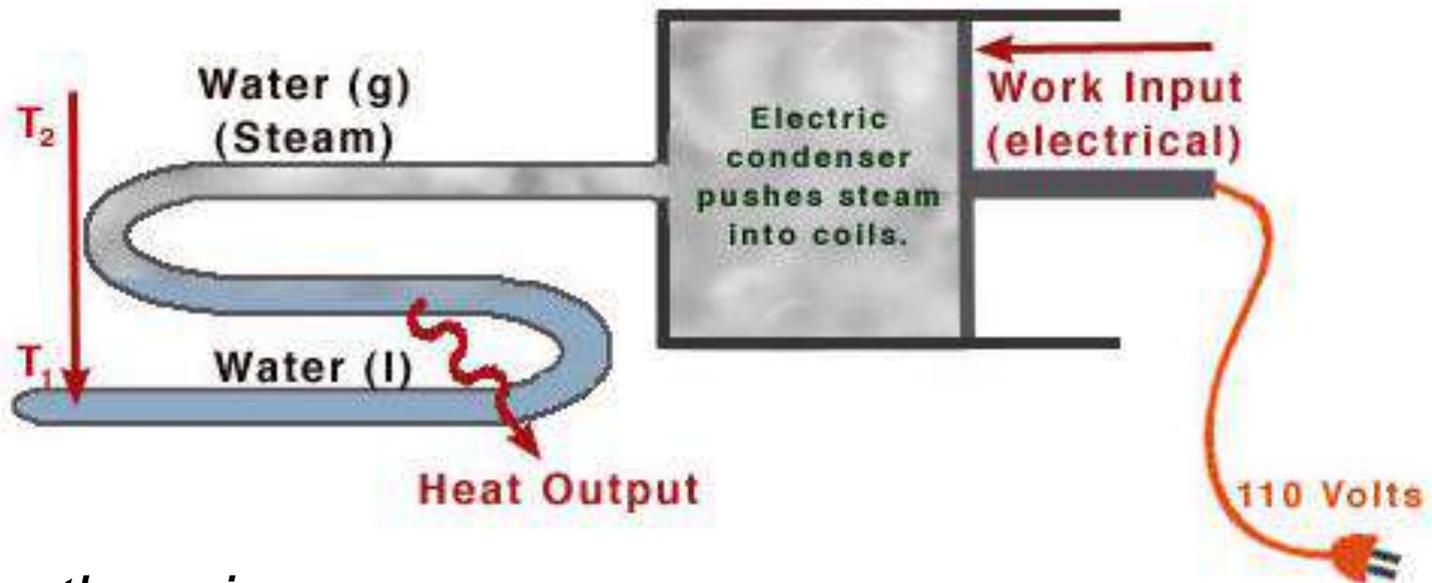
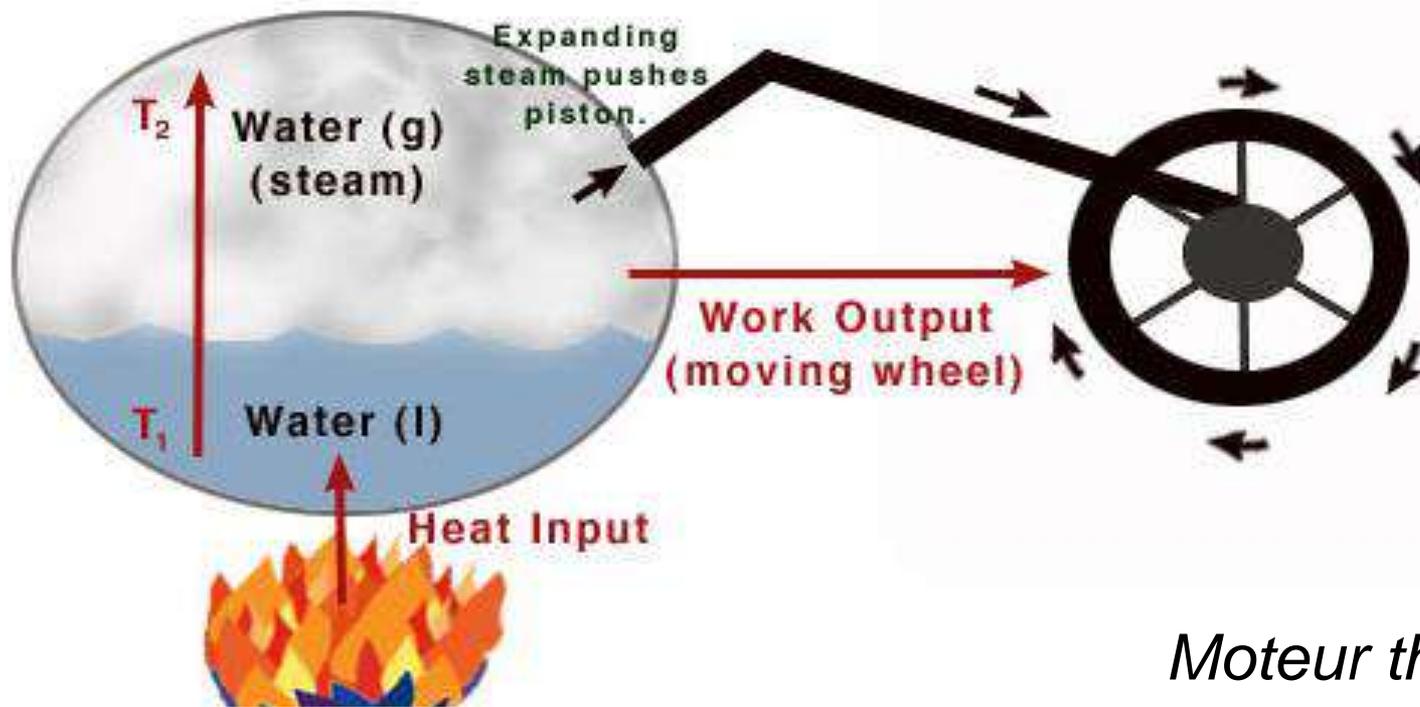
- ❑ Machine thermique : tout dispositif dans lequel un système fluide effectue un **cyclique thermodynamique** afin de produire :
 - du travail à partir de la chaleur Q (Moteur thermique)

Exemples : machines à vapeur, moteurs à explosion...

- ou de transférer de la chaleur en utilisant du travail (Récepteur thermique).

Exemples : pompes à chaleur, climatiseur, réfrigérateur...

- ❑ Une machine thermique doit vérifier le premier et le deuxième principe de la thermodynamique.



2. Application des deux principes de la thermodynamique

2.1. Cas des machines polythermes dans lesquelles le système thermodynamique fluide est fermé et subit une transformation cyclique.

□ au cours d'une transformation cyclique :

- *Premier principe :*

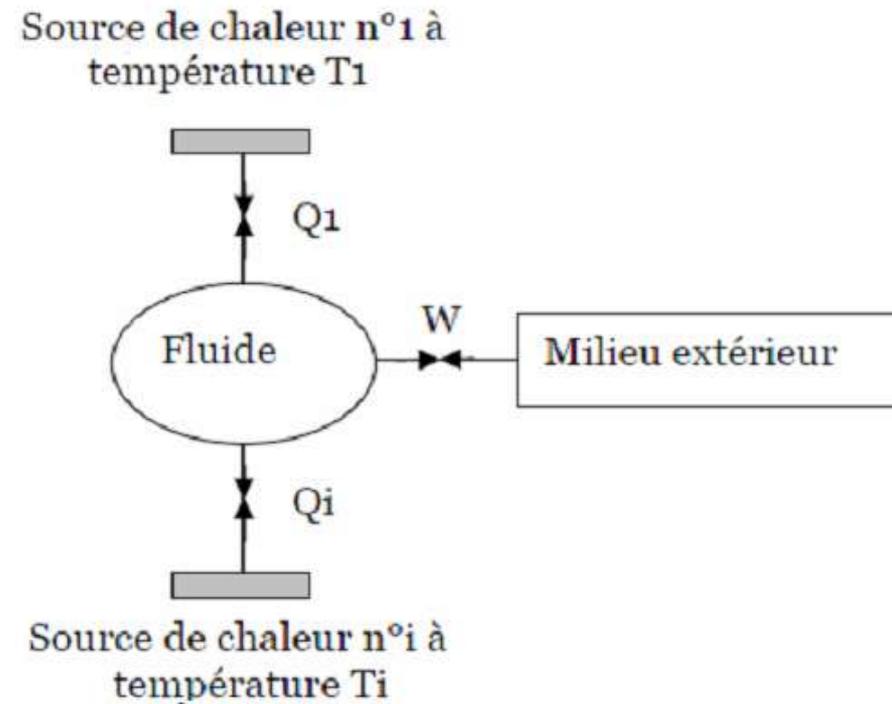
$$\Delta U = W_{\text{cycle}} + \sum Q_i = 0$$

- *Second principe :*

$$\Delta S = S_e + s = 0$$

$$S_e = \frac{Q_1}{T_1} + \dots + \frac{Q_i}{T_i} = \sum \frac{Q_i}{T_i} \text{ et } \sigma \geq 0$$

$$\Rightarrow \sum \frac{Q_i}{T_i} \leq 0 \text{ inégalité de Clausius}$$



2.2. Cas d'une machine ditherme : Diagramme de Raveau

□ Dans la machine thermique, un fluide décrit des cycles en échangeant de la chaleur avec des sources thermiques et du Travail W .

□ au cours d'une transformation cyclique :

- *Premier principe* :

$$\Delta U = W + Q_f + Q_c = 0$$

- *Second principe* :

$$\Delta S = S_e + s = 0$$

$$S_e = \sum \frac{Q_i}{T_i} = \frac{Q_f}{T_f} + \frac{Q_c}{T_c} \leq 0 \text{ et } \sigma \geq 0$$

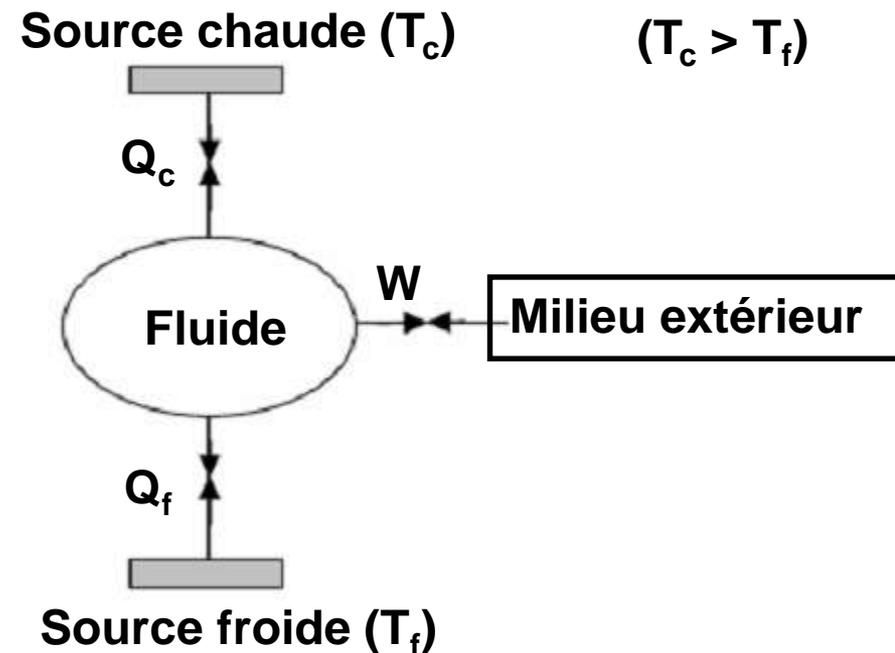
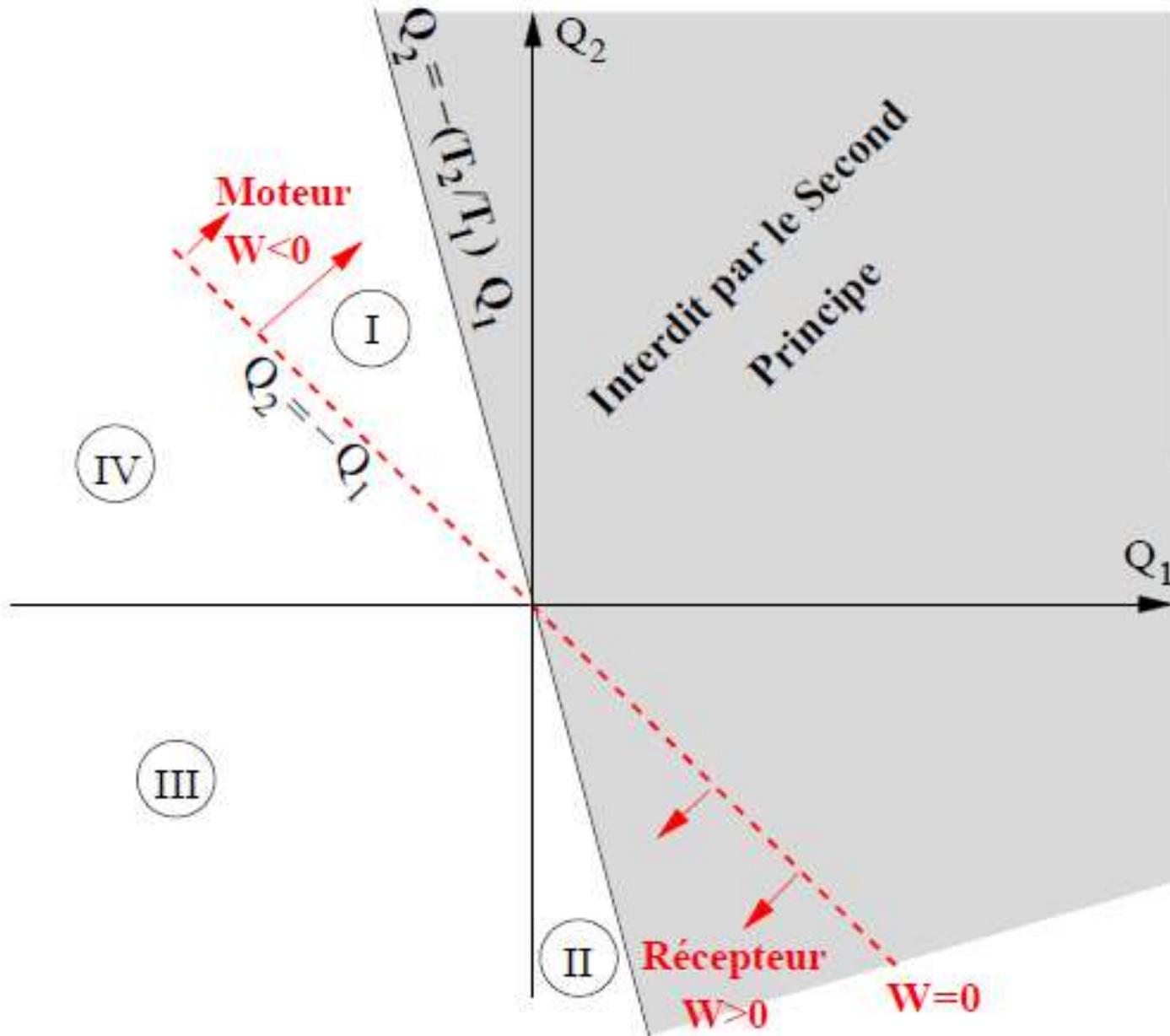


Diagramme de Raveau



3. Machine ditherme (moteur)

3.1. Machine ditherme = machine thermique qui, au cours de son cycle, peut échanger de la chaleur avec deux sources de chaleur à des températures différentes (une source chaude à T_c et une source froide à $T_f < T_c$);

3.2. Une machine ditherme ne peut produire du travail qu'à condition de prendre de la chaleur à la source chaude et d'en donner une partie à la source froide. (2ème principe de la thermodynamique énoncé de Carnot)

❑ Le 1er principe implique :

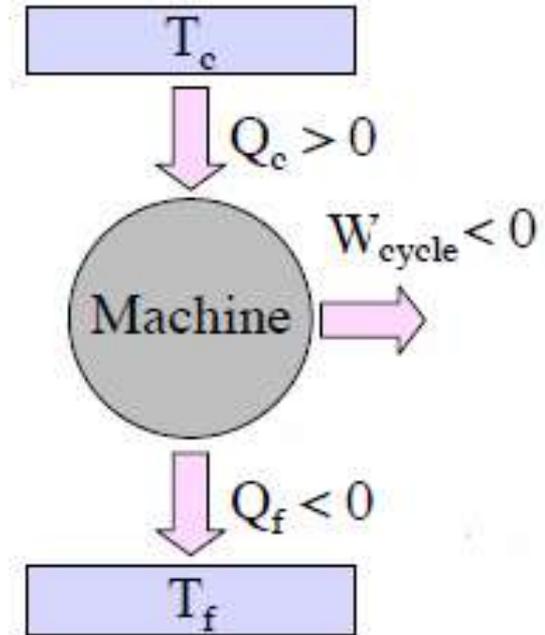
$$\Delta U_{\text{cycle}} = W_{\text{cycle}} + Q_c + Q_f = 0$$

❑ Le 2ème principe implique :

$$Q_c > 0 \text{ et } Q_f < 0 \text{ si } W_{\text{cycle}} < 0$$

❑ Le rendement du moteur η :

$$\eta = \frac{\text{travail produit}}{\text{chaleur prise à la source chaude}} = \frac{-W_{\text{cycle}}}{Q_c} = \frac{Q_c + Q_f}{Q_c} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c}$$



$\eta < 1$ pour une machine moteur

4. Machine ditherme (Récepteur)

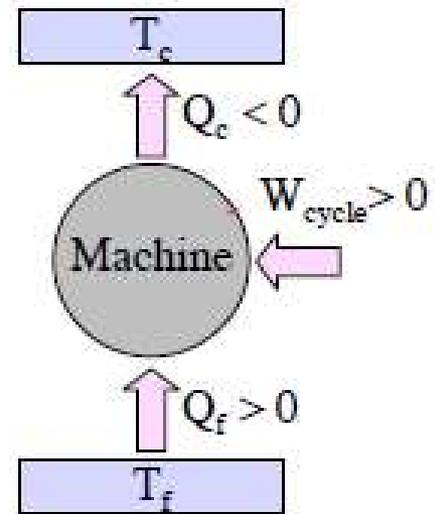
4.1. Une machine ne peut pas transférer de la chaleur d'un réservoir froid à un réservoir chaud sans recevoir du travail (2ème principe de la thermodynamique, énoncé de Clausius);

❑ Le 1er principe implique :

$$\Delta U_{cycle} = W_{cycle} + Q_c + Q_f = 0$$

❑ Le 2ème principe implique :

$$W_{cycle} > 0 \quad \text{si} \quad Q_c < 0$$



4.2. cette machine est :

❑ Soit un réfrigérateur avec une efficacité de refroidissement ϵ_f :

$$\epsilon_f = \frac{|chaleur prise \text{ à la source froide}|}{|travail reçu|} = \frac{Q_f}{W_{cycle}} = \frac{Q_f}{-Q_c - Q_f} = \frac{1 - \eta}{\eta}$$

❑ Soit un pompe à chaleur avec une efficacité de chauffage $\epsilon_c > 1$:

$$\epsilon_c = \frac{|chaleur donnée \text{ à la source chaude}|}{|travail reçu|} = \frac{-Q_c}{W_{cycle}} = \frac{Q_c}{Q_c + Q_f} = \frac{1}{\eta}$$

5. Cycle de Carnot

Moteur parfait à transformation réversible

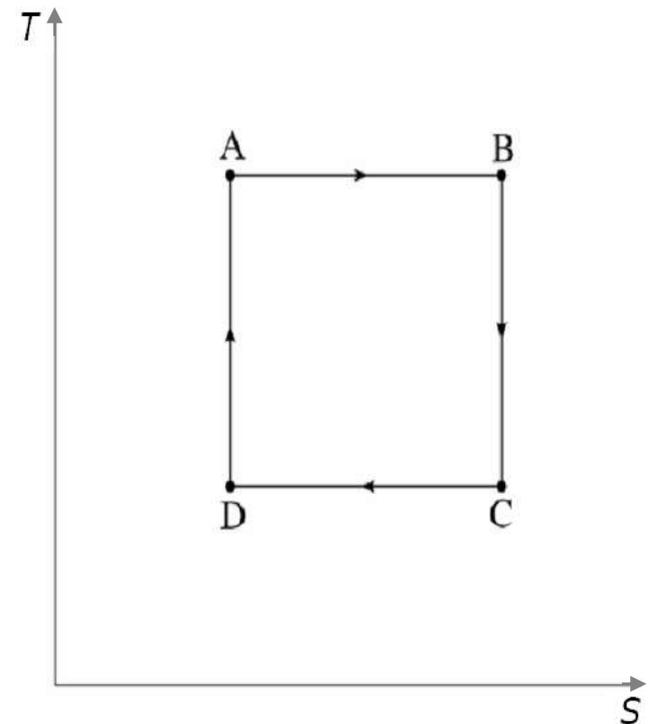
5.1. Cycle de Carnot

- ⇒ Cycle diatherme (2 thermostats ou sources)
- ⇒ Agent de transformation : fluide gaz parfait
- ⇒ 2 isothermes réversibles
- ⇒ 2 adiabatiques réversibles

5.2. Deux représentations :

- ❑ Diagramme entropique T-S
- ❑ Cycle réversible :

$$\Delta S = \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} = 0 \quad (\text{2ème principe})$$



□ Diagramme de Clapeyron P-V

$$\Delta U_{cycle} = 0$$

$$U_A - U_A = (U_A - U_D) + (U_D - U_C) + (U_C - U_B) + (U_B - U_A)$$

$$U_i - U_j = Q_{i \rightarrow j} + W_{i \rightarrow j}$$

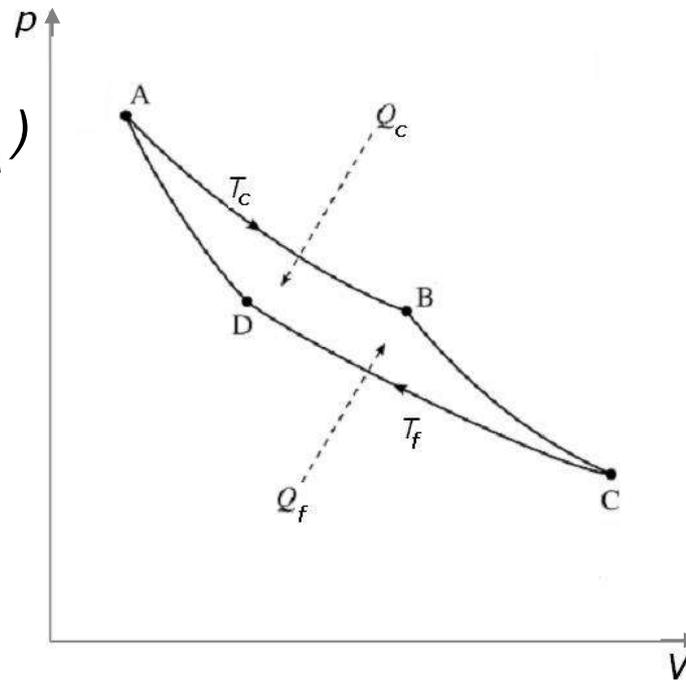
$$Q_{A \rightarrow B} + Q_{C \rightarrow D} + W_{i \rightarrow j} = 0$$

$$Q_C + Q_f + W = 0$$

$$Q_C = Q_{A \rightarrow B} = -W_{A \rightarrow B} = nRT_c \ln \frac{V_B}{V_A} > 0$$

$$Q_f = Q_{C \rightarrow D} = -W_{C \rightarrow D} = nRT_f \ln \frac{V_D}{V_C} < 0$$

$$\left. \begin{array}{l} T_c > T_f \\ \frac{Q_c}{T_c} = -\frac{Q_f}{T_f} \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} Q_c > Q_f \Rightarrow Q_c + Q_f > 0 \\ Q_c + Q_f + W = 0 \end{array} \right\}$$



$W < 0$
 la machine fournit du travail

• Le sens de parcours du cycle est important :

Sens horaire : $W < 0$: la machine produit un travail « cycle moteur ».
Sens antihoraire : $W > 0$: la machine consomme un travail « cycle récepteur ».

□ Rendement du cycle de Carnot :

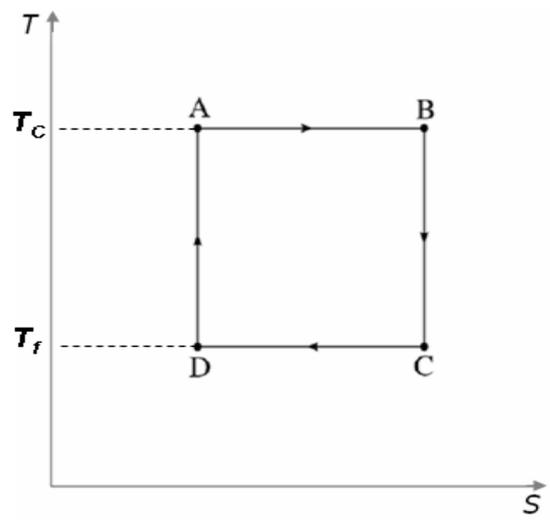
Pour les deux transformations adiabatiques

$$\left. \begin{aligned} T_f V_B^{\gamma-1} &= T_C V_C^{\gamma-1} \\ T_C V_D^{\gamma-1} &= T_f V_A^{\gamma-1} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{T_f}{T_C} = \frac{V_C^{\gamma-1}}{V_B^{\gamma-1}} = \frac{V_D^{\gamma-1}}{V_A^{\gamma-1}} \Rightarrow \frac{V_D}{V_C} = \frac{V_A}{V_B}$$

Le Rendement de Carnot :

$$\eta_{Carnot} = \frac{-W_{cycle}}{Q_C} = \frac{Q_C + Q_f}{Q_C} = 1 + \frac{Q_f}{Q_C} = 1 + \frac{nRT_f \ln \frac{V_D}{V_C}}{nRT_C \ln \frac{V_B}{V_A}} = 1 - \frac{T_f}{T_C}$$

Dans le diagramme entropique T-S , le rendement se calcule très simplement :

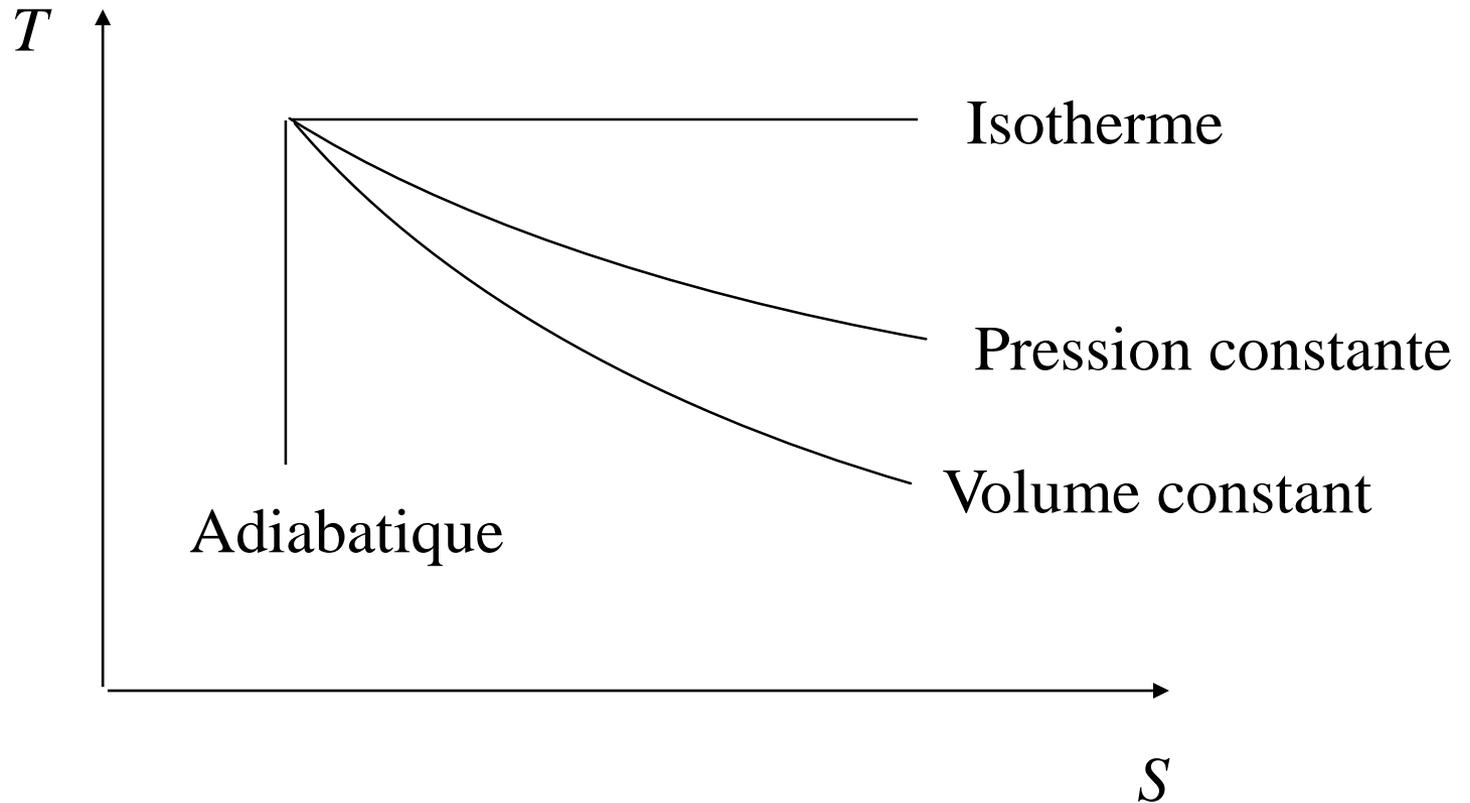


• avec $dS = \frac{\delta Q}{T} \Rightarrow \delta Q = T \cdot dS$

$$\begin{aligned} \bullet \eta_{Carnot} &= \frac{-W_{cycle}}{Q_C} = \frac{Q_C + Q_f}{Q_C} = 1 + \frac{Q_f}{Q_C} \\ &= 1 + \frac{T_f \cdot (S_D - S_C)}{T_C \cdot (S_B - S_A)} = 1 + \frac{-T_f \cdot (S_B - S_A)}{T_C \cdot (S_B - S_A)} = 1 - \frac{T_f}{T_C} \end{aligned}$$

Diagrammes T-S

$$dQ = T dS$$



6. Applications aux machines thermiques

6.1. Moteurs à combustion interne (cycle de Beau de Rochas & Otto) :

❑ Moteurs à combustion interne :

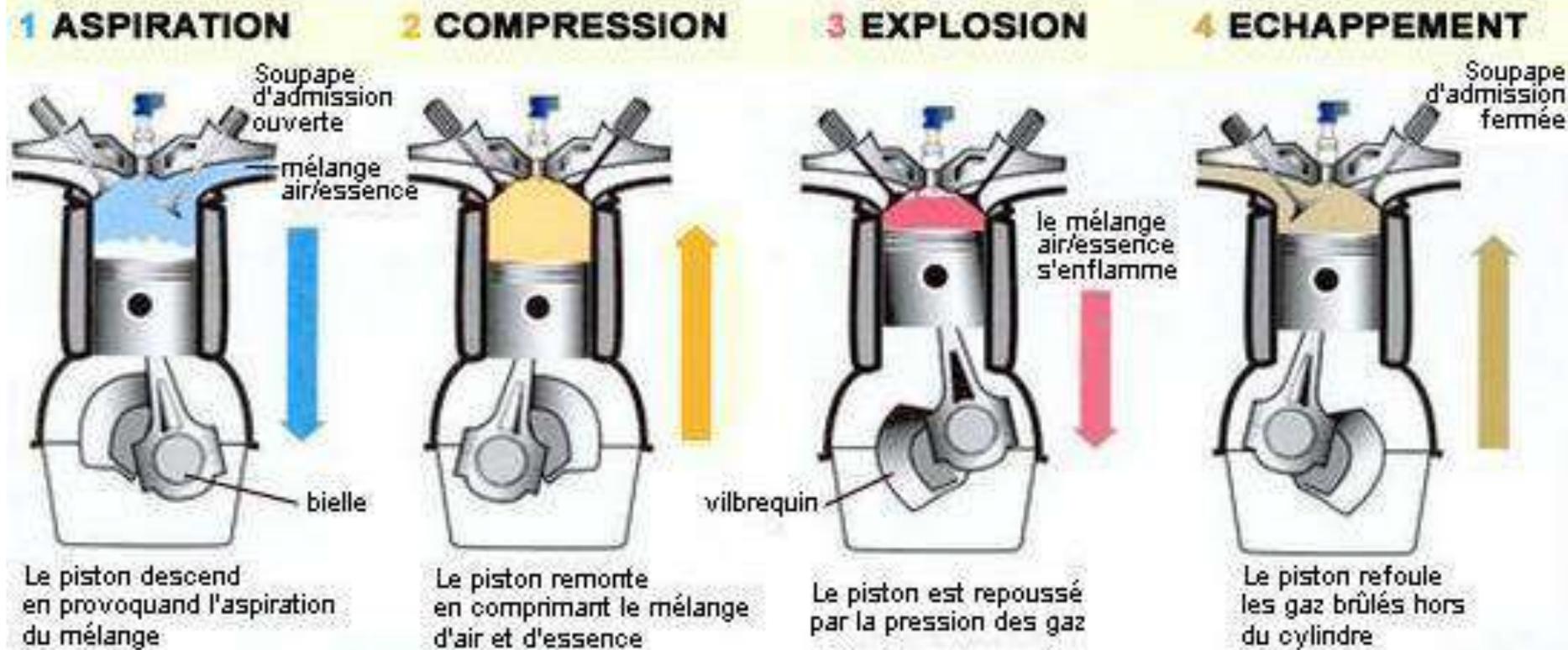
Le moteur à essence ou Diesel, sont des machines thermiques alternatives à combustion interne; essence ou gas-oil sont brûlés à l'intérieur même du moteur.

❑ Les moteurs à combustion interne peuvent fonctionner suivant deux cycles :

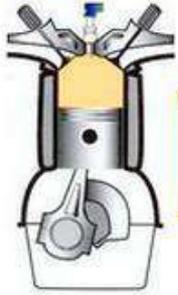
- Le Cycle Beau de Rochas & Otto à combustion à volume constant.
- Cycle Diesel à combustion à pression constante.

Moteur à combustion interne

Le cycle à volume constant (Beau de Rochas) moteur essence à 4 temps



2 COMPRESSION

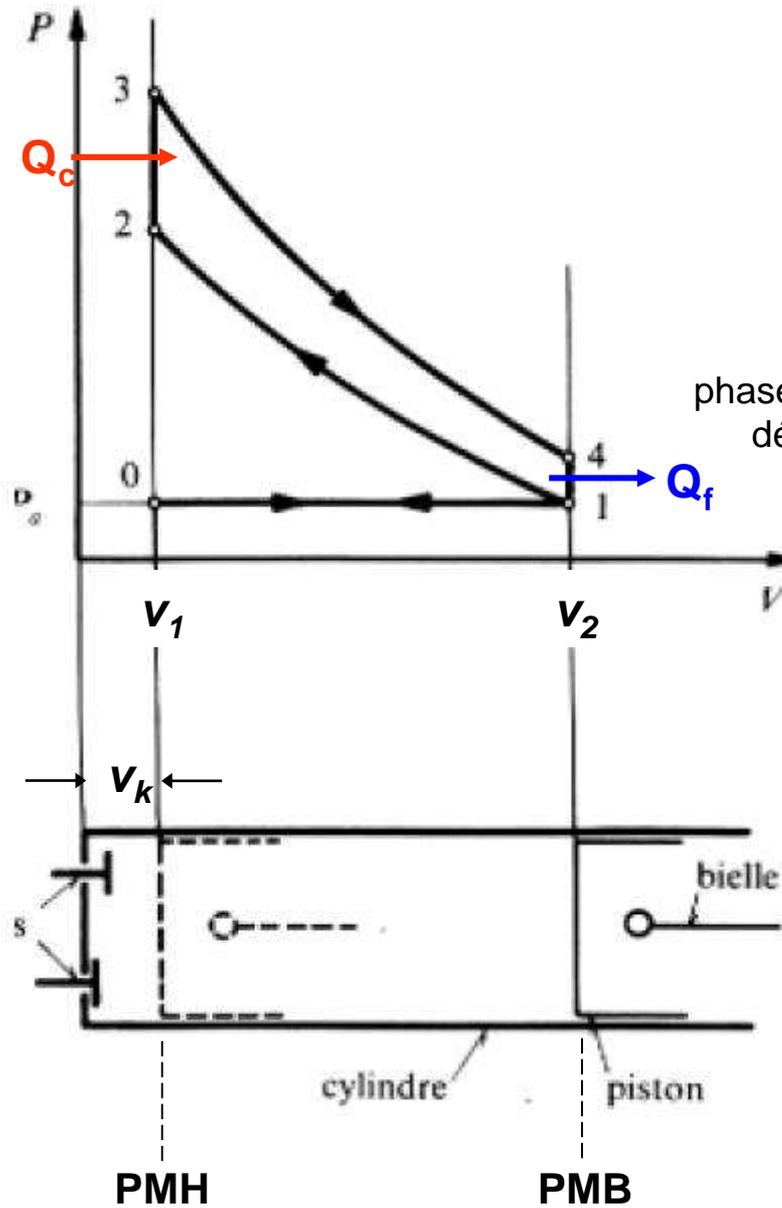


2ème temps de 1-2 : phase de compression isentrope

1 ASPIRATION



1er temps de 0-1 : phase admission du gaz

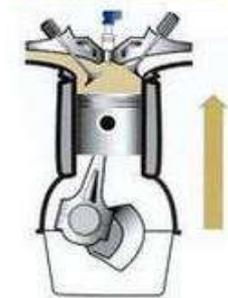


3 EXPLOSION



3ème temps de 2-3-4 : phase allumage à $V = \text{cte}$. La phase 3-4 détente isentrope (seule motrice)

4 ECHAPPEMENT



4ème temps de 4-1-0 : phase d'échappement

Cycle théorique de Watt

V_k est le volume ou espace mort de 0.2 à 0.3 mm

○ Calcul du rendement théorique :

▪ Rendement du cycle de Beau de rochas : $\rho = -\frac{W_{\text{cycle}}}{Q_c}$

▪ Taux de compression volumétrique : $\tau = \frac{V_1}{V_2}$

▪ Premier principe pour un cycle :

$$\Delta U_{\text{cycle}} = W_{\text{cycle}} + Q_c + Q_f = 0 \Rightarrow \rho = -\frac{W_{\text{cycle}}}{Q_c} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c}$$

▪ Or

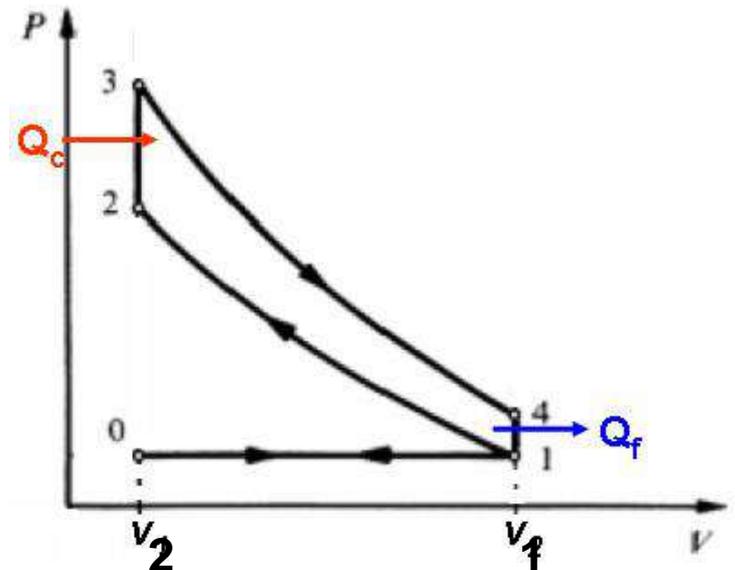
$$Q_f = c_v(T_1 - T_4) \text{ et } Q_c = c_v(T_3 - T_2) \Rightarrow \frac{Q_f}{Q_c} = \frac{T_1 - T_4}{T_3 - T_2}$$

▪ Relation de Laplace :

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \text{ et } T_4 V_1^{\gamma-1} = T_3 V_2^{\gamma-1}$$

$$\Rightarrow \frac{V_2^{\gamma-1}}{V_1^{\gamma-1}} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3} = \frac{T_1 - T_4}{T_2 - T_3}$$

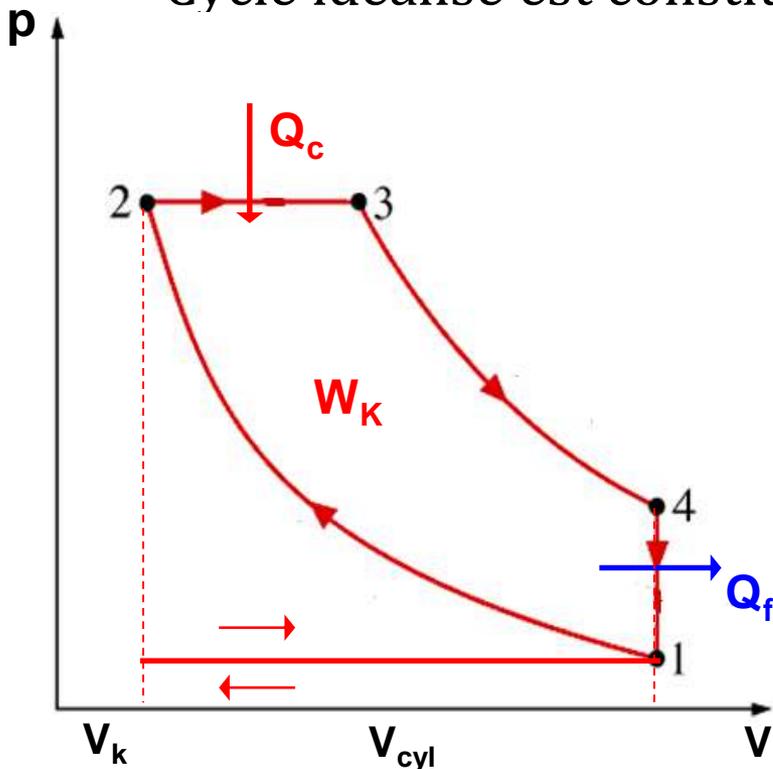
$$\Rightarrow \eta = 1 + \frac{Q_f}{Q_c} = 1 + \frac{C_v(T_1 - T_4)}{C_v(T_3 - T_2)} = 1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = 1 - \tau^{1-\gamma}$$



Moteur à combustion interne

Le cycle à pression constante (moteur diesel)

- Le cycle théorique du moteur Diesel est représenté dans le diagramme de Watt théorique en coordonnées (p,V);
- Il s'agit également :
 - D'un cycle ouvert avec évacuation des gaz brûlés à l'atmosphère (masse varie donc);
 - Cycle idéalisé est constitué de quatre temps.



Cycle théorique de Watt

- *Un cycle idéalisé (air) formé de :*
 - *deux adiabatiques 1-2 et 3-4*
 - *une isobare 2-3*
 - *une isochore 4-1*
- l'aire 1234 du cycle est égale à W_k*

- *On définit les grandeurs du cycle Diesel :*
 - *$a = V_1/V_2$, le taux de compression volumique*
 - *$b = V_2/V_3$, le taux de détente volumique*
 - *$c = V_3/V_2 = a/b$, le taux d'injection*

○ Le rendement du Moteur Diesel :

- On a les relations suivantes :
 - la chaleur fournie $Q_2 = C_p(T_3 - T_2)$
 - la chaleur cédée $Q_1 = C_v(T_1 - T_4)$
 - le travail utile du cycle : $W_k = -(Q_2 + Q_1)$
- Le rendement thermique du moteur Diesel :

$$\bullet \rho = -\frac{W_{\text{cycle}}}{Q_c} = \frac{Q_c + Q_f}{Q_c} = 1 + \frac{Q_f}{Q_c} = 1 + \frac{C_v(T_1 - T_4)}{C_p(T_3 - T_2)}$$

$$\rho = 1 - \frac{C_v(T_1 - T_4)}{C_p(T_2 - T_3)} = 1 - \frac{T_1(1 - \frac{T_4}{T_1})}{\gamma \cdot T_2(1 - \frac{T_3}{T_2})}$$

• Relation de Laplace :

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \text{ et } T_4 V_4^{\gamma-1} = T_3 V_3^{\gamma-1} \text{ avec } V_4 = V_1$$

$$\Rightarrow \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \cdot \frac{V_3^{\gamma-1}}{V_2^{\gamma-1}} = \frac{T_3}{T_2} \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma-1} = \frac{T_3}{T_2} \cdot c^{\gamma-1} \text{ et } \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} = a^{\gamma-1}$$

$$\bullet \text{ avec } p_2 = p_3 \Rightarrow \frac{nRT_2}{V_2} = \frac{nRT_3}{V_3}$$

$$\Rightarrow \frac{V_3}{V_2} = \frac{T_3}{T_2} = c$$

$$\rho = 1 - \frac{1}{\gamma \cdot a^{\gamma-1}} \cdot \frac{(1-c^\gamma)}{(1-c)}$$

Diagrammes (p,V) et (T,s) Cycle diesel

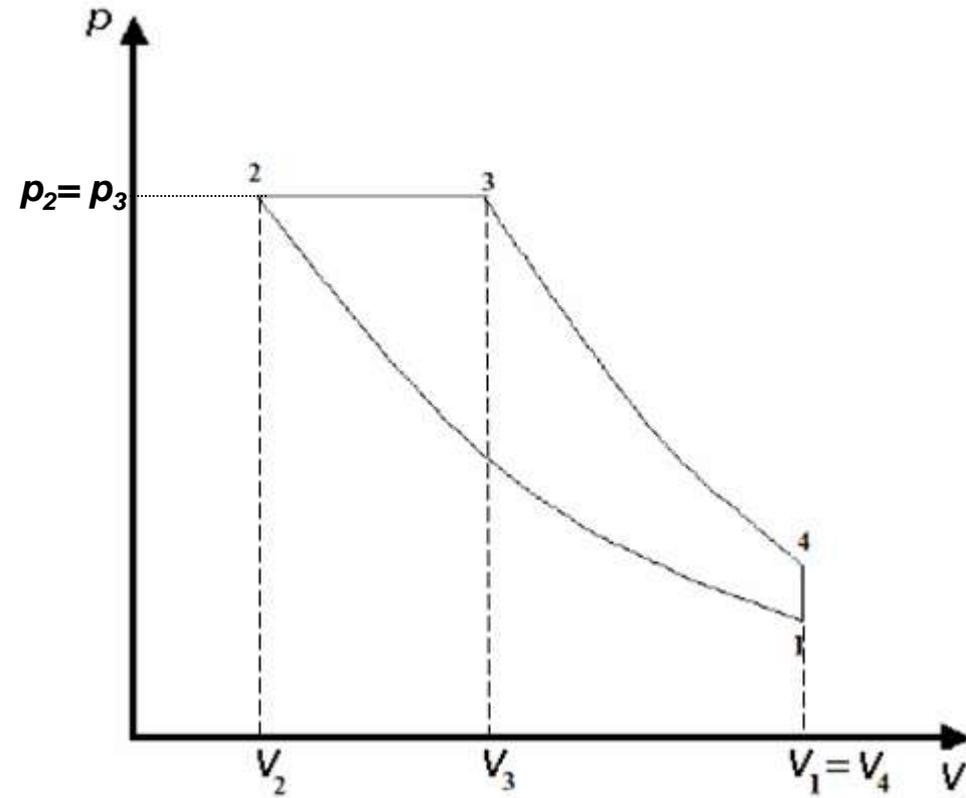


Diagramme (p,V)

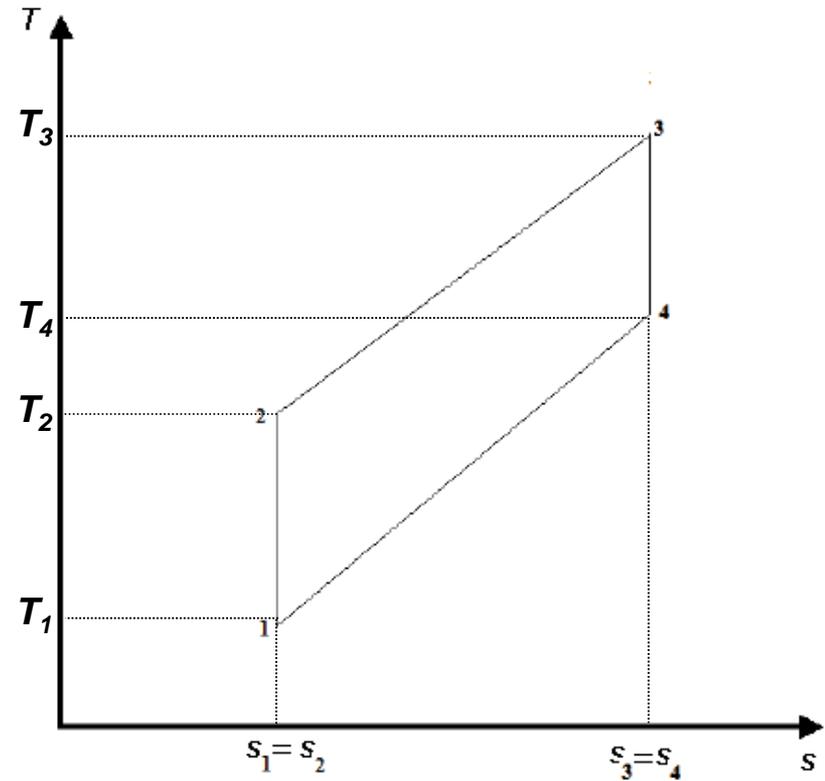
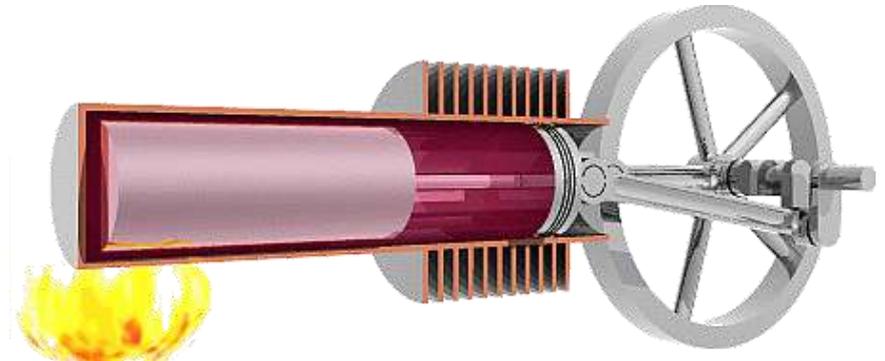
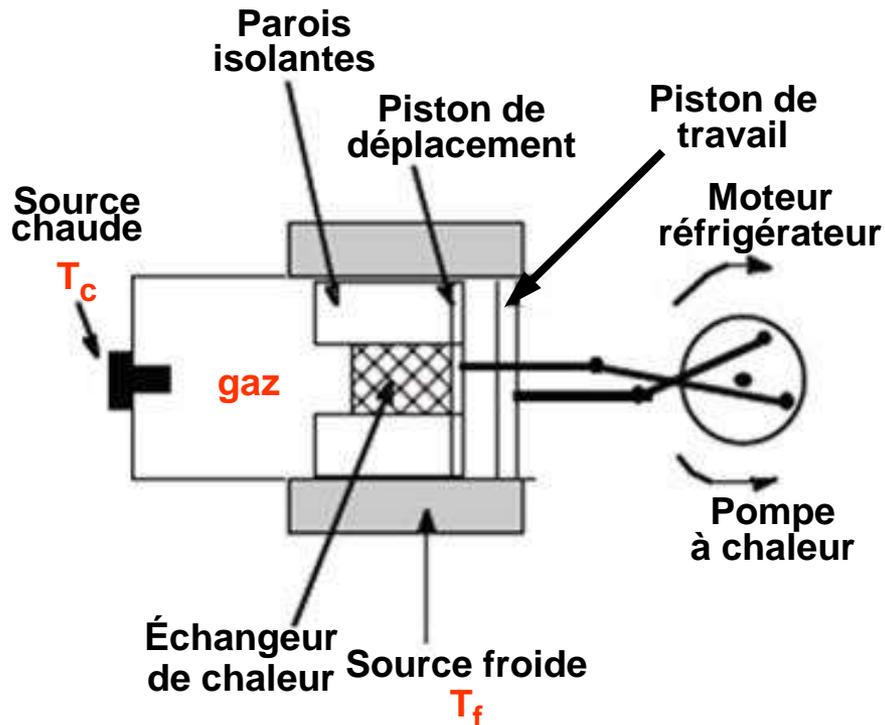


Diagramme (T,s)

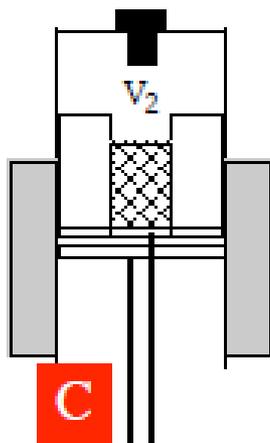
Moteur à combustion externe (Moteur de Stirling)

- ❑ Un gaz (air) effectue un cycle formé de deux isothermes et deux isochores;
- ❑ Le gaz passe à travers un échangeur de chaleur pendant les isochores.
 - Gaz + échangeur de chaleur = machine ditherme (entre T_c et T_f);



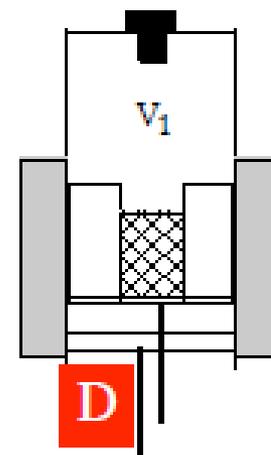
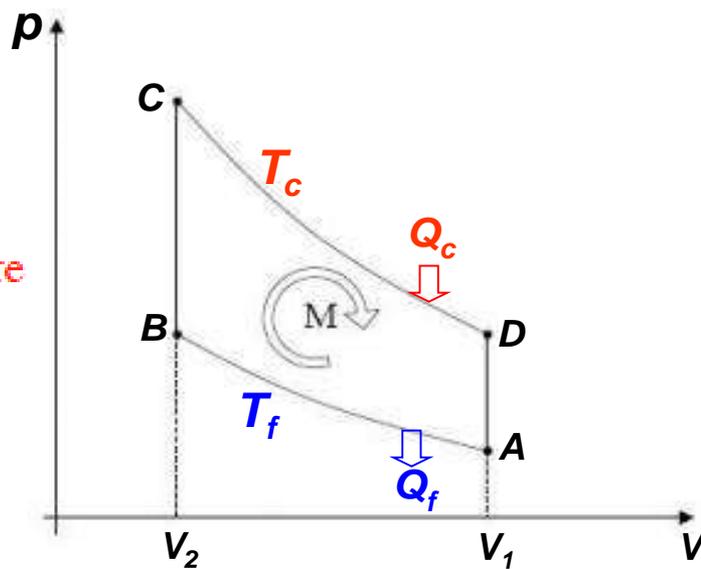
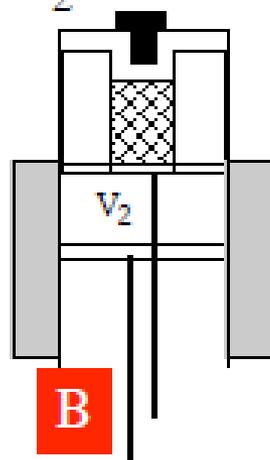
Détente isotherme
(contact avec réservoir chaud)

$$Q_c = -W_{CD} = nRT_c \ln(V_1/V_2) > 0$$



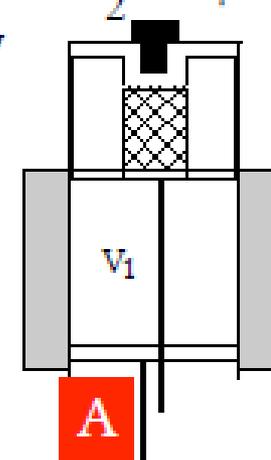
Réchauffement isochore

$$Q_{BC} = U_C - U_B = \frac{\nu}{2} nR(T_c - T_f) > 0$$



Refroidissement isochore

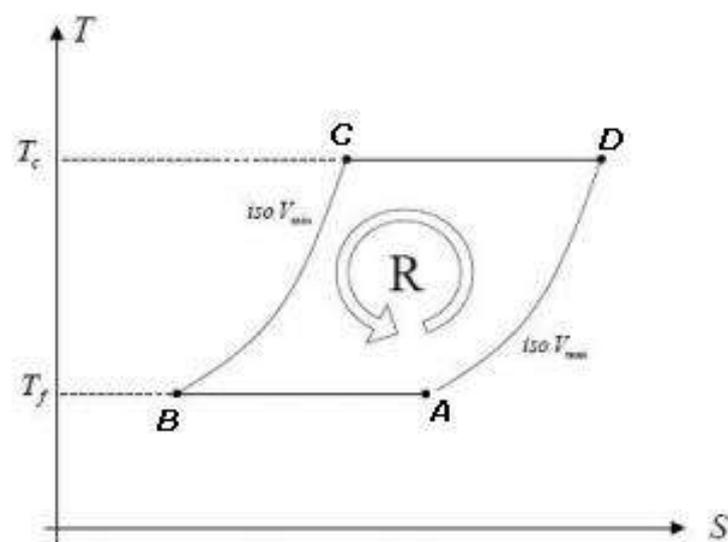
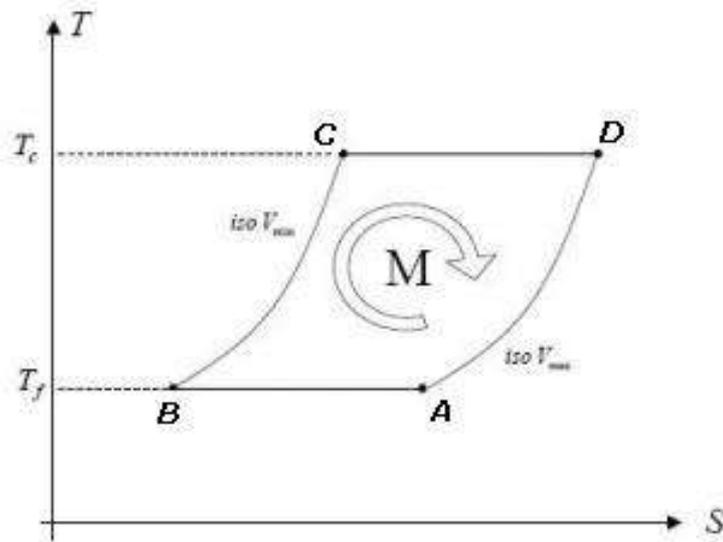
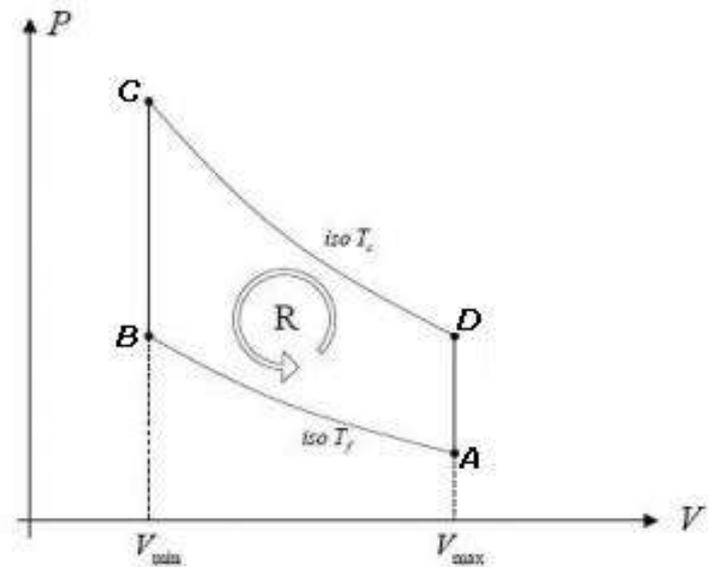
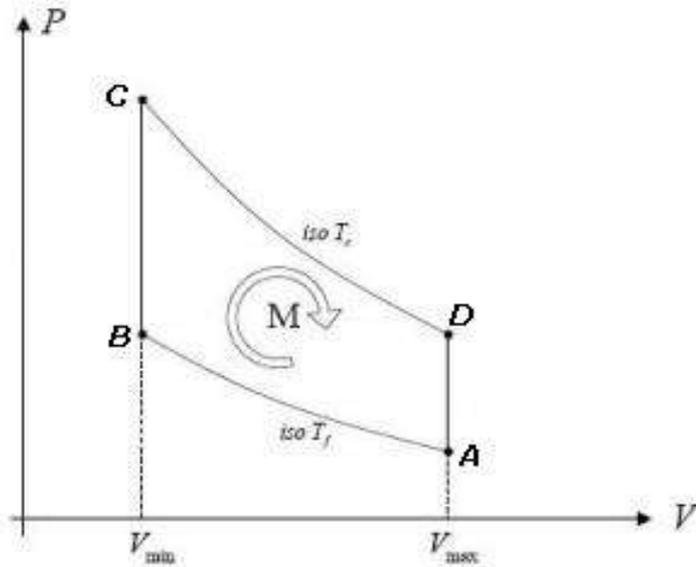
$$Q_{DA} = U_A - U_D = \frac{\nu}{2} nR(T_f - T_c) < 0$$



$$Q_f = -W_{AB} = nRT_f \ln(V_2/V_1) < 0$$

Compression isotherme
(contact avec réservoir froid)

Cycles thermodynamiques de Stirling en diagrammes Pression/volume et Température/Entropie



CHAPITRE VI

LES TRANSITIONS DE PHASE DU CORPS PUR

VI. LES TRANSITIONS DE PHASE DU CORPS PUR

1. CHANGEMENT D'ÉTAT DES CORPS PURS

2. MESURE DES CAPACITÉS CALORIFIQUES D'UN MATÉRIAU PAR CALORIMÉTRIE

1. Changement d'état des corps purs

- ❑ Substance pure : substance dont la composition chimique est homogène et stable. Elle peut se présenter sous différentes phases, mais elle présente la même composition chimique dans toutes les phases.
- ❑ Phase : Un corps pur peut se présenter sous différents états physiques appelés phases. On distingue la phase gazeuse, la phase liquide et parfois plusieurs phases solides selon les formes de cristallisation.
- ❑ Transition de phase ou changement d'état : On parle de transition de phase lorsqu'une partie du corps pur, ou sa totalité change de forme; Une transition de première espèce correspond au passage d'un état physique dans un autre.

1. Les molécules sont très proches les unes des autres et sont liées par des forces de cohésion fortes. Elles ne peuvent pas se déplacer librement, elles sont fixes. Elles vibrent autour de leur position d'équilibre.



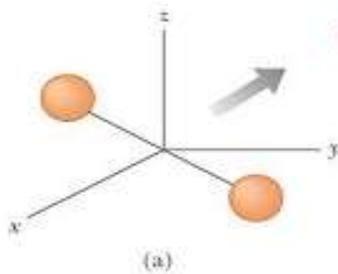
solide



liquide

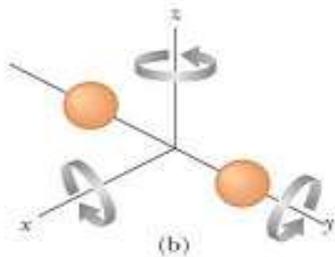
gaz

1.1. Degrés de liberté d'une molécule :



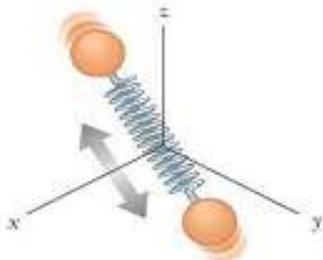
Translation : $E_{translation} = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_x^2 + \frac{1}{2} m v_y^2 + \frac{1}{2} m v_z^2$

3 degrés de liberté possibles



Rotation : $E_{rotation} = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{1}{2} I \omega_x^2 + \frac{1}{2} I \omega_y^2 + \frac{1}{2} I \omega_z^2$

3 degrés de liberté possibles



Vibration : $E_{vibration} = E_{cinétique} + E_{potentielle}$

2 degrés de liberté possibles

1.2.Énergie totale d'une molécule :

$$E_T = E_L + E_{\text{TRANS}} + E_{\text{ROT}} + E_{\text{VIB}}$$

- ⇒ Agitation moléculaire ne cesse qu'au zéro absolu (base de la théorie cinétique des gaz: notions de pression, diffusion, conduction de la chaleur,...)
- ⇒ Comportement macroscopique d'une population de molécules dépend essentiellement de l'importance respective des énergies de liaison (E_L) et de translation (E_{TRANS})
- ⇒ Suivant la tendance prédominante, on distingue trois états physiques fondamentaux de la matière : solide, liquide, gazeux

□ Etat solide : $E_L \gg E_{\text{TRANS}}$

- Les molécules ne peuvent se séparer les unes des autres
- L'énergie cinétique d'agitation thermique ne se traduit que par des rotations et des vibrations autour d'une position moyenne fixe.
 - ✓ C'est un état condensé (cohérent), ordonné (cristallin) ou désordonné (amorphe), ayant une forme propre.

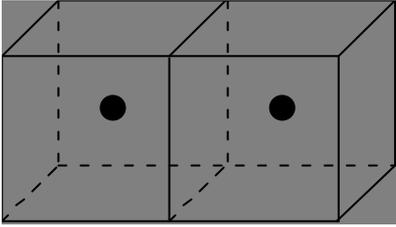


□ État gazeux : $E_{\text{TRANS}} \gg E_L$

- **Gaz parfait** : molécules, faiblement concentrées (pression faible), ont des volumes faibles par rapport au volume offert (molécules "ponctuelles", sans interaction entre elles) E_{ROT} et E_{VIB} sont négligeables devant E_{TRANS}
- **Gaz réel** : molécules plus concentrées (pression forte), voire plus grosses, occupant une partie non négligeable du volume offert (interactions possibles)

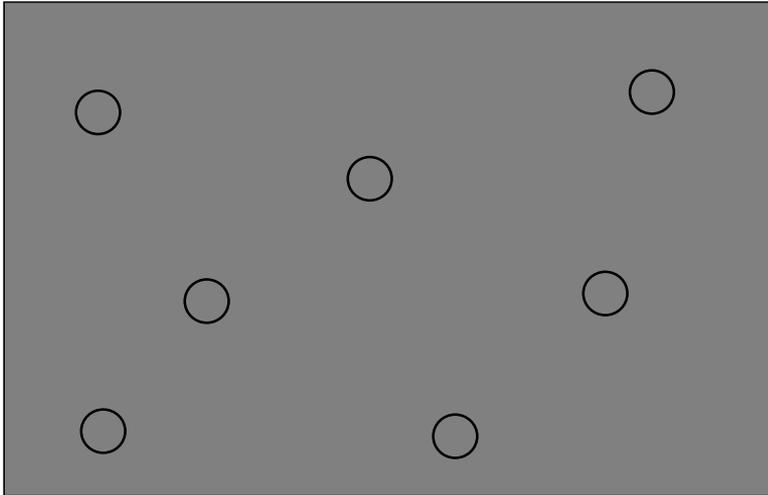
□ État liquide : E_{TRANS} et E_{L} du même ordre de grandeur :

- Les molécules sont au contact les unes des autres mais, si elles sont capables de quitter l'interaction de leur voisine, elles retombent cependant immédiatement sous l'emprise d'une molécule proche (pas d'arrachement)
- C'est un état condensé (cohérent) avec un certain ordre à courte distance, mais désordonné (à grande distance), sans forme propre (fluide)
- Glissement des molécules entre elles, mais état incompressible.

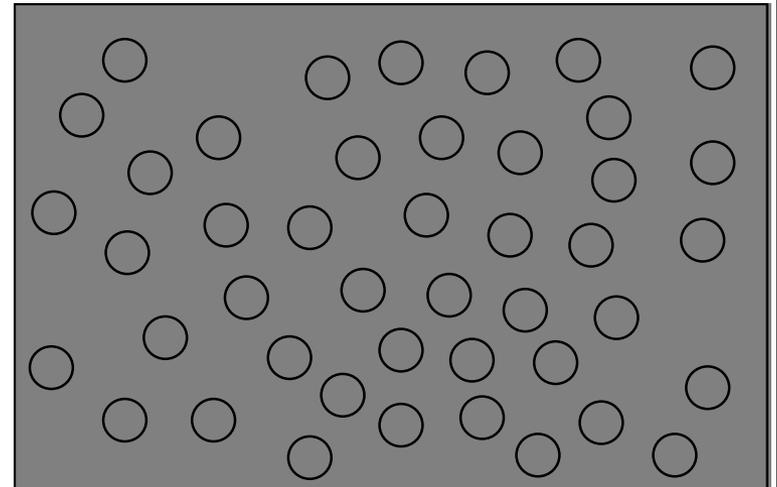


on assimile à un cube le volume moyen alloué à une molécule de GP

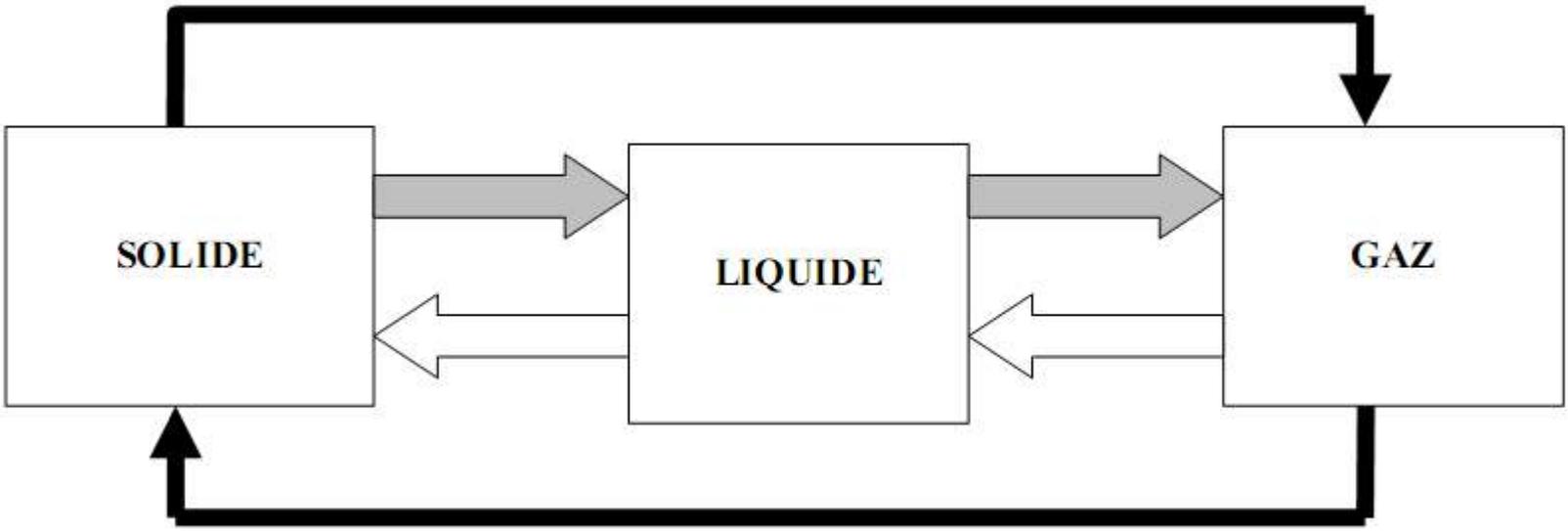
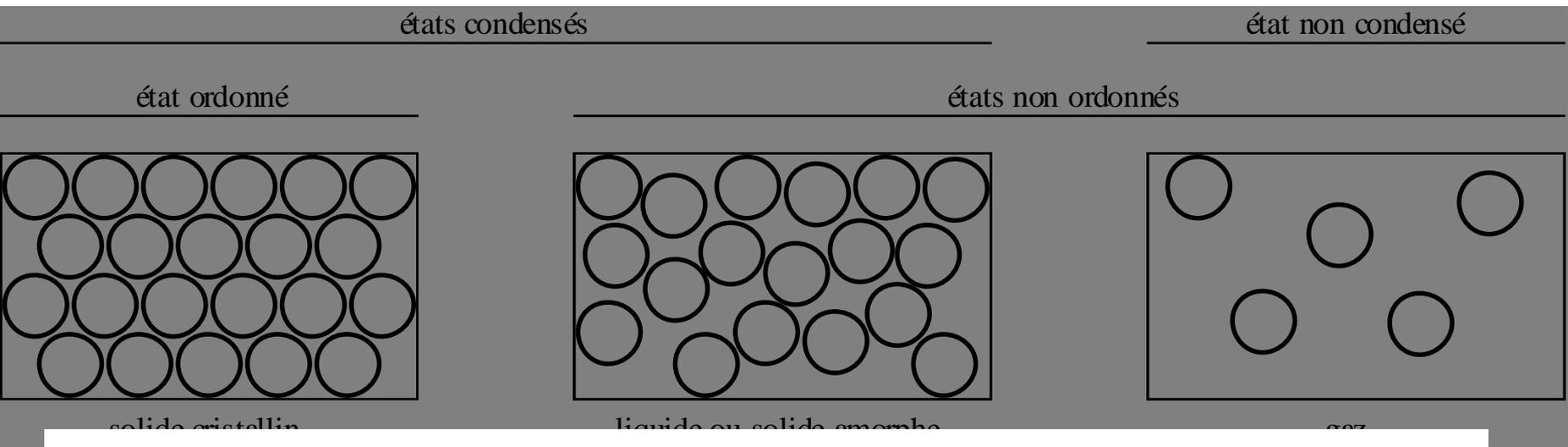
- Les molécules d'un gaz à la pression normale, situées en moyenne à 30 \AA l'une de l'autre, sont très espacées: la densité est faible



- Les molécules de liquide, situées en moyenne à 3 \AA l'une de l'autre, sont tassées les unes contre les autres: la densité est élevée

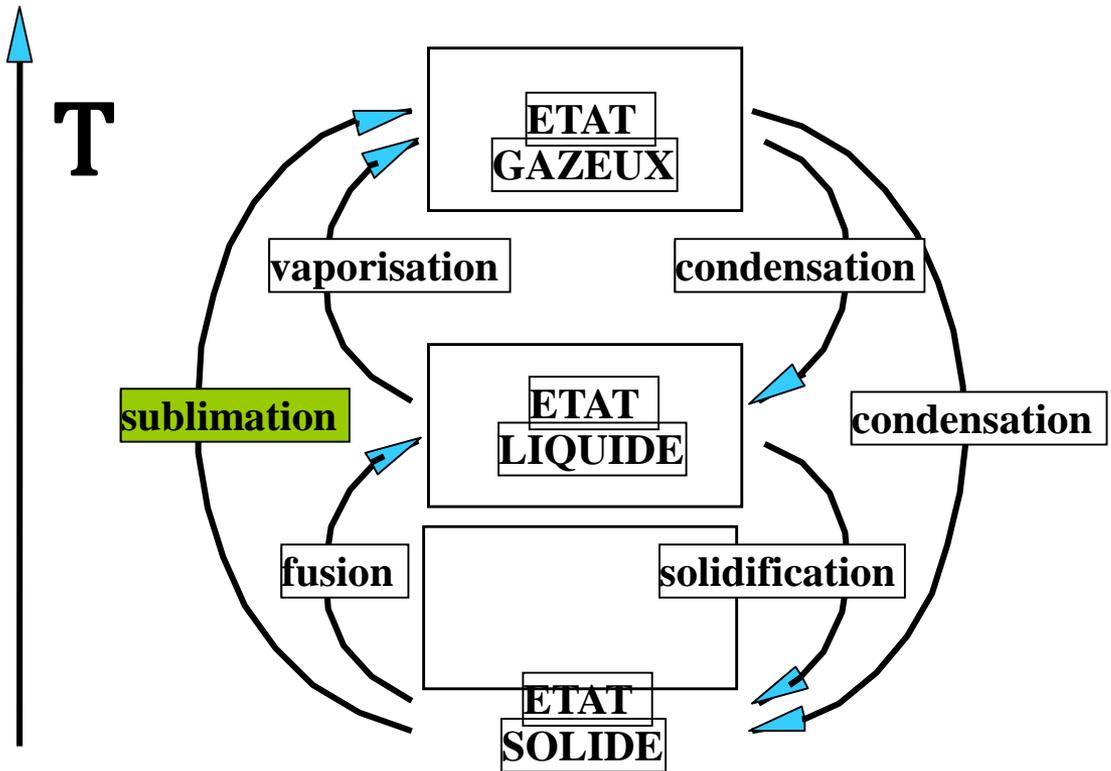


1.3. Les états de la matière :



❑ Changement d'état :

- Si on chauffe un solide ($E_L \gg E_{TRANS}$), on augmente progressivement E_{TRANS} qui devient du même ordre de grandeur que E_L avec passage à l'état liquide, puis si on chauffe encore on passe à l'état gazeux ($E_{TRANS} \gg E_L$)



□ Chaleur latente :

- On appelle chaleur latente (massique ou molaire) de changement d'état d'un corps pur à la température T la variation d'enthalpie (de l'unité de masse ou d'une mole) de ce corps passant d'un état (solide, liquide ou gazeux) à un autre état.
- À pression constante, on sait que $dH = \delta Q_p$
- Les chaleurs latentes sont symboliquement notées :

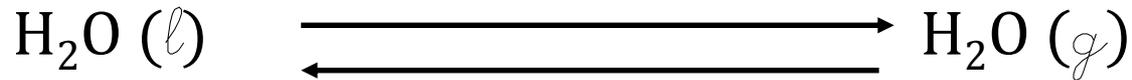
$$\Delta H = L \quad \text{ou} \quad \Delta H_{12} = L_{12} \quad (\text{en Joules})$$

Chaleur latente :

- La chaleur latente de fusion $\Delta H_f = L_f$ (transition solide à liquide)
- La chaleur latente de vaporisation $\Delta H_v = L_v$ (transition liquide à vapeur)
- La chaleur latente de sublimation $\Delta H_s = L_s$ (transition solide à gaz)
 - Les chaleurs latentes de fusion, de vaporisation et de sublimation sont positives c'est à dire qu'il faut fournir de la chaleur pour faire fondre un solide, vaporiser un liquide ou sublimer un solide.
 - Les chaleurs latentes de solidification, de condensation à l'état

1.4. L'équilibre liquide-vapeur :

⇒ Exemple la vaporisation de l'eau :



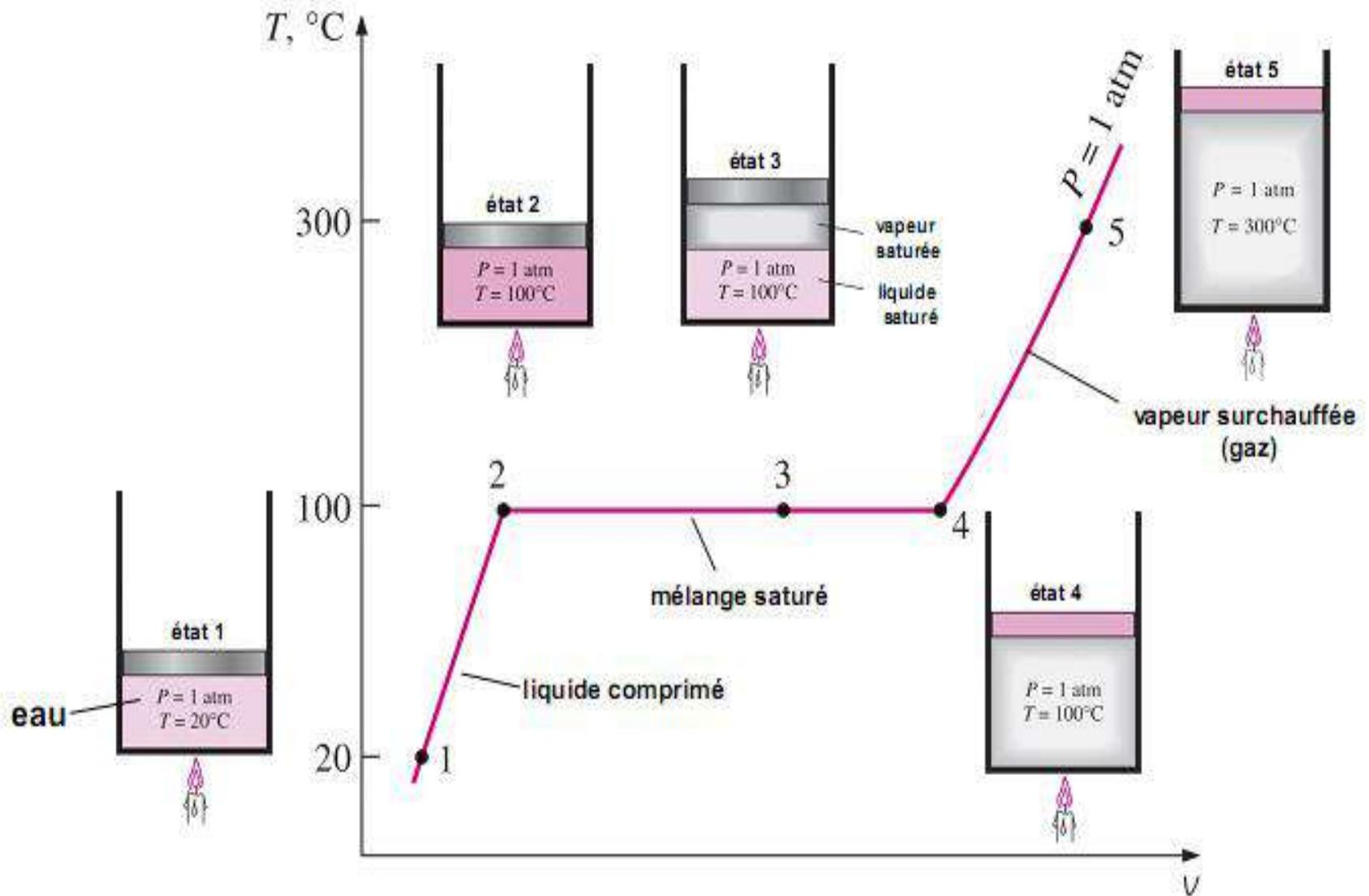
⇒ En appliquant la formule de Gibbs :

$$\square v = C + 2 - \Phi = 1 + 2 - 2 = 1$$

un seul paramètre intensif peut être choisi indépendamment entre T et P ou P(T)

- Sous une pression de 1.013 bar, l'eau liquide et l'eau gazeuse ne peuvent coexister qu'à 373 K.

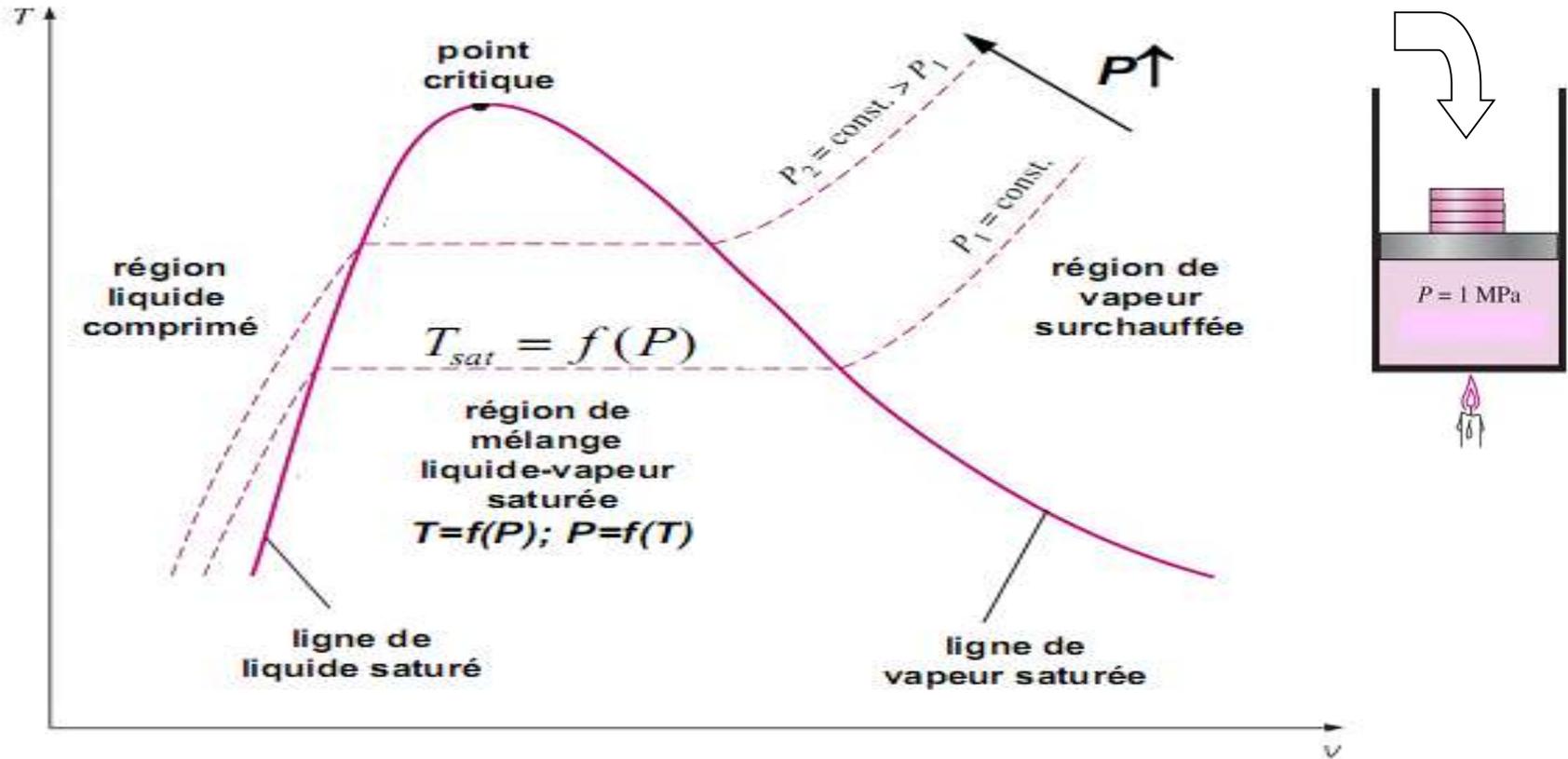
Relations P-v-T



Chauffage de 1 kg d'eau à pression atmosphérique constante
(dans un cylindre + piston)

□ Diagramme T-v :

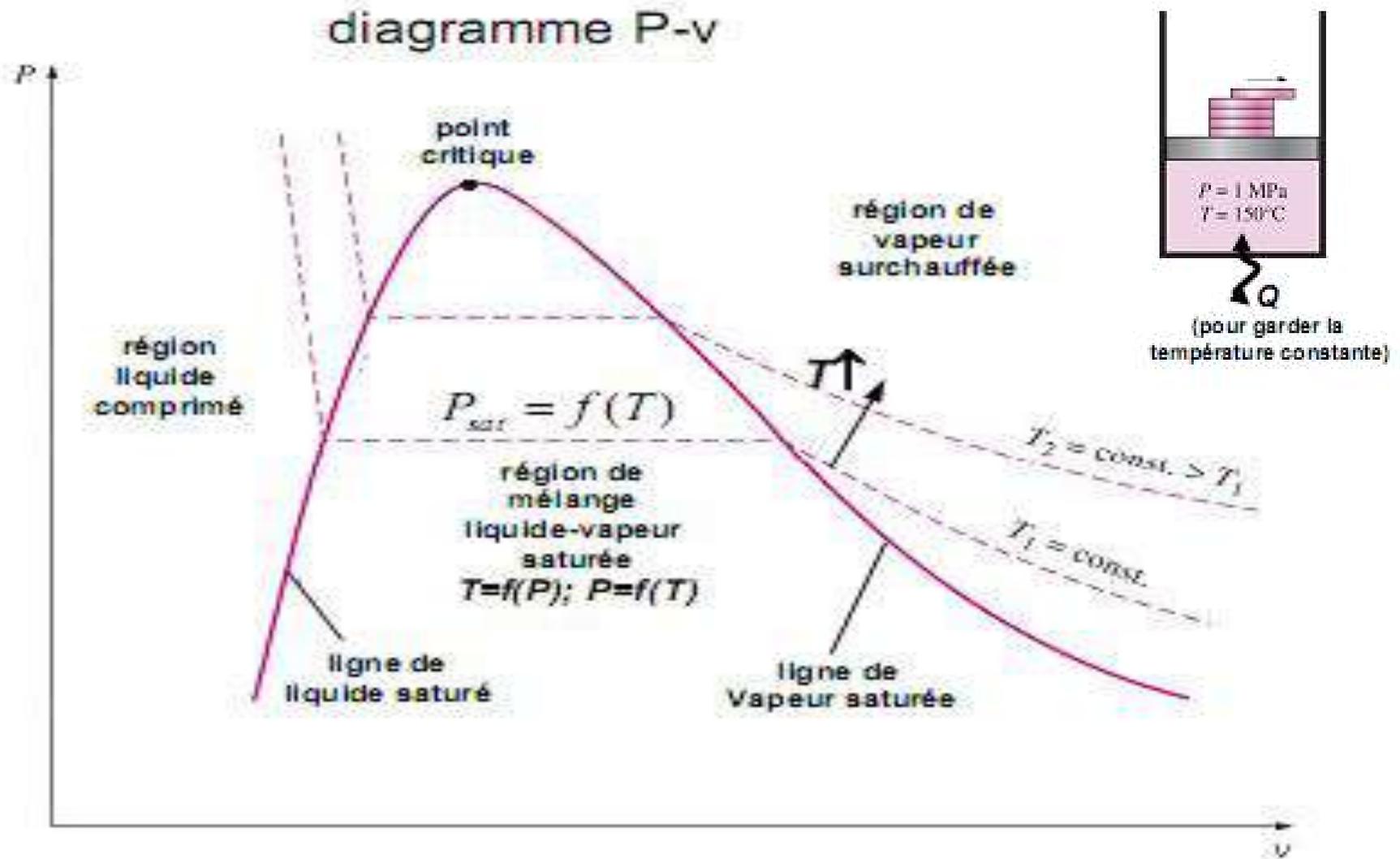
diagramme T-v



Température de saturation (T_{sat}): température à laquelle une substance pure change de phase, sujette à une certaine pression. $T_{sat} = f(P)$

Point critique : point au-dessus duquel il n'y a pas de distinction entre liquide et vapeur saturée.

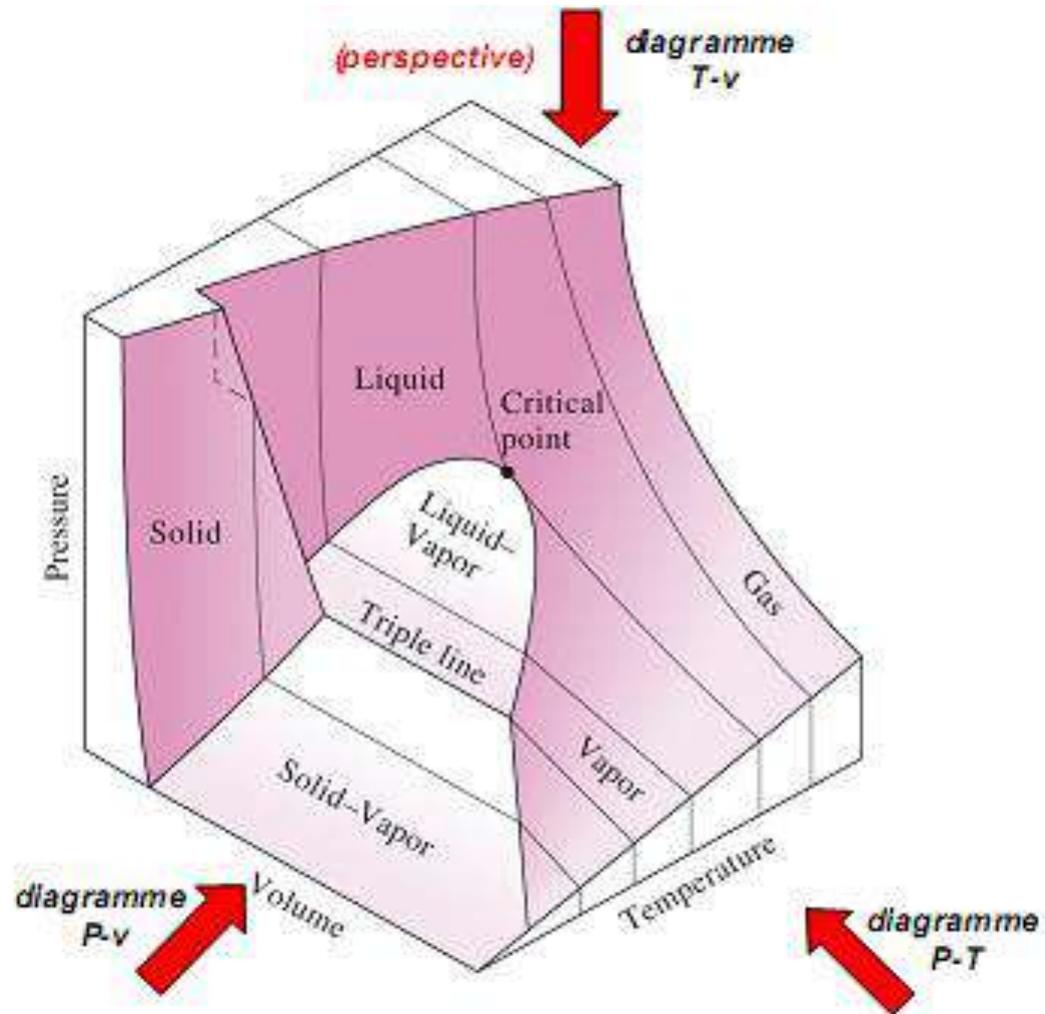
□ Diagramme P-v



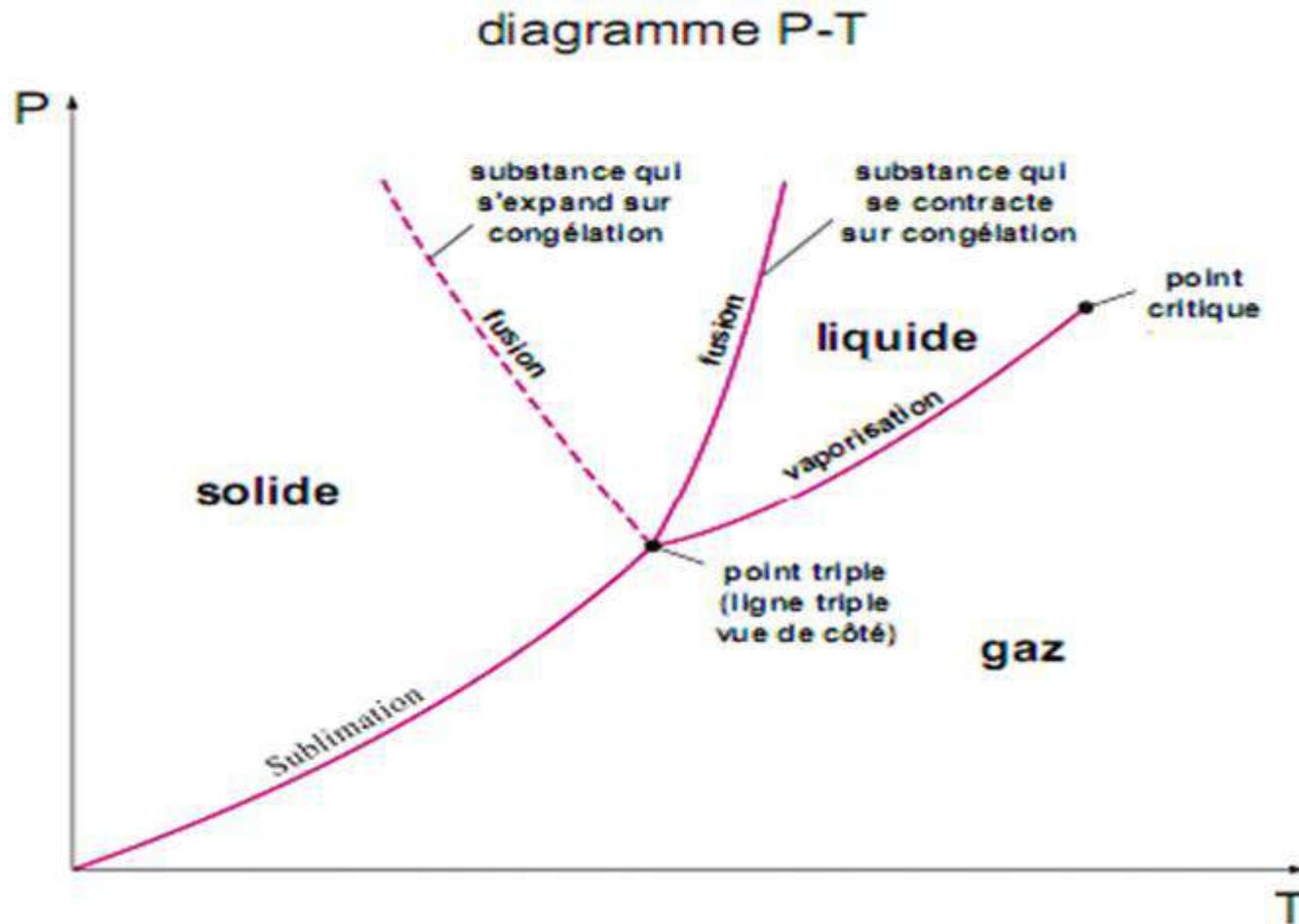
Pression de saturation (P_{sat}) : pression à laquelle une substance pure change de phase, sujette à une certaine température $P_{sat} = f(T)$

□ Diagramme P-v-T :

- En mettant les diagrammes T-v et P-v ensemble en 3-D, on obtient le diagramme P-v-T



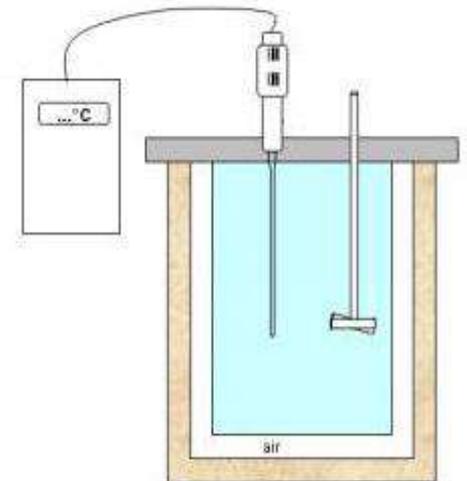
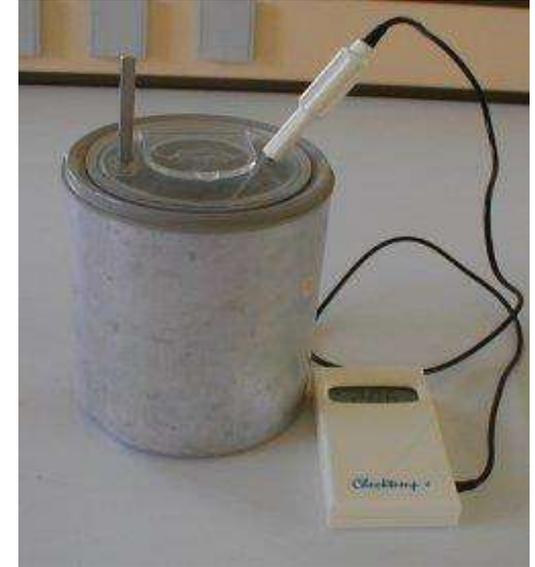
□ Diagramme P-T (diagramme de phase) :



- On peut représenter simultanément des courbes de fusion, de vaporisation et de sublimation.
- T appelé point triple. En ce point les trois phases coexistent et $v = 0$ (équilibre invariant).

2. Mesure des capacités calorifiques d'un matériau par calorimétrie

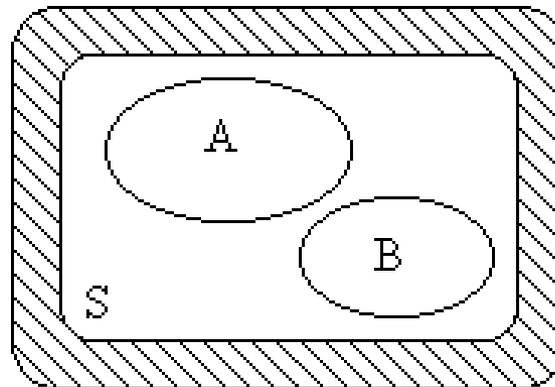
- ⇒ La calorimétrie est la mesure des transferts thermiques, elle s'effectue dans des enceintes appelées calorimètres.
- ⇒ Pour mesurer les quantités de chaleur mises en jeu au cours de transformations quelconques, on utilise un *calorimètre*, enceinte *quasi adiabatique* afin de limiter les pertes (*conduction, convection, rayonnement*).



2.1. Principe d'un calorimètre :

□ Il s'agit d'une enceinte S dans laquelle deux corps, l'un, noté A , qui constitue le système à étudier et l'autre, noté B , aux propriétés connues, appelé le corps calorimétrique, échangent de l'énergie entre eux.

□ L'enceinte S peut éventuellement échanger de l'énergie avec un thermostat T



Thermostat T

2.2. Capacités thermiques massiques

- ❑ Les expériences sont réalisées sous pression constante
(pression atmosphérique)
- ❑ La quantité de chaleur Q reçue par le système est égale :

$$Q_p = \Delta H = mc_p(\theta_2 - \theta_1)$$

c_p : chaleur massique du corps, supposée constante entre θ_1 et θ_2 .

2.3. Méthode des mélanges :

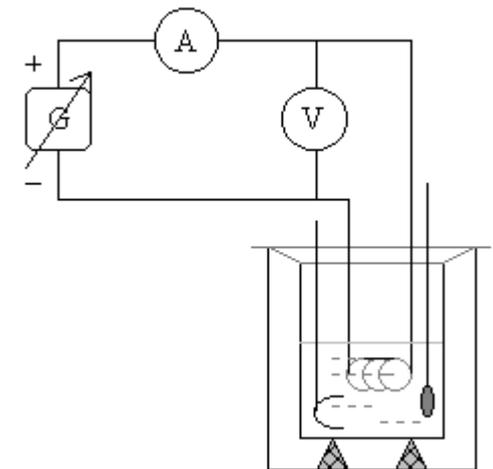
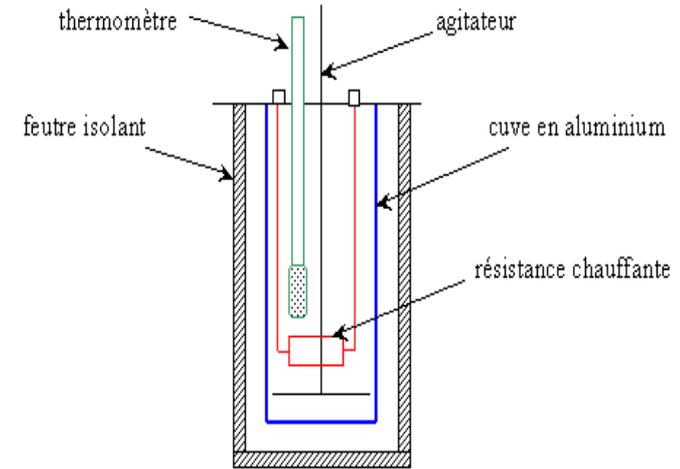
- ❑ Le calorimètre de capacité thermique C contient un corps de masse m , de chaleur massique c , à la température θ_0 .
- ❑ On introduit dans le calorimètre un corps de masse m' , de chaleur massique c' , à la température θ' .
- ❑ Il s'établit donc, dans le calorimètre, un équilibre thermique caractérisé par la température finale θ_F .
- ❑ L'équation calorimétrique est de la forme :

$$(mc + C)(\theta_F - \theta_0) + m'c'(\theta_F - \theta') = 0$$

Corrections calorimétriques à faire Afin d'évaluer les pertes calorimétriques....

2.4. Méthode électrique :

- ❑ Une résistance R est immergée dans un liquide de masse m et de capacité thermique massique c .
- ❑ La résistance, sous la tension continue V , est parcourue par le courant d'intensité I pendant l'intervalle de temps Δt , R cède la quantité de chaleur:
- ❑ $Q_1 = V I \Delta t = R I^2 \Delta t$ (effet Joule).
- ❑ Lorsque la température du calorimètre et de son contenu augmente de θ_1 à θ_2 , l'ensemble reçoit la quantité de chaleur :
- ❑ $Q_2 = (mc + C) (\theta_2 - \theta_1)$
- ❑ L'enceinte étant adiabatique, $Q_1 = Q_2$, l'équation calorimétrique donc permet de calculer c .



Bon courage



LIENS UTILES 🙌

Visiter :

1. <https://biologie-maroc.com>

- Télécharger des cours, TD, TP et examens résolus (PDF Gratuit)

2. <https://biologie-maroc.com/shop/>

- Acheter des cahiers personnalisés + Lexiques et notions.
- Trouver des cadeaux et accessoires pour biologistes et géologues.
- Trouver des bourses et des écoles privées

3. <https://biologie-maroc.com/emploi/>

- Télécharger des exemples des CV, lettres de motivation, demandes de ...
- Trouver des offres d'emploi et de stage

