

PROGRAMME DE 1ère ANNEE		
3. L'énergie : conversions et transferts		
Notions et contenus	Capacités exigibles	CdE
3.1. Descriptions microscopique et macroscopique d'un système à l'équilibre		
Echelles microscopique, mésoscopique, et macroscopique. Libre parcours moyen.	Définir l'échelle mésoscopique et en expliquer la nécessité. Connaître quelques ordres de grandeur de libres parcours moyens.	
État microscopique et état macroscopique. Distribution des vitesses moléculaires d'un gaz (homogénéité et isotropie). Vitesse quadratique moyenne. Pression cinétique.	Préciser les paramètres nécessaires à la description d'un état microscopique et d'un état macroscopique sur un exemple. Utiliser un modèle unidirectionnel avec une distribution discrète de vitesse pour montrer que la pression est proportionnelle à la masse des particules, à la densité particulaire et au carré de la vitesse quadratique moyenne.	
Température cinétique. Exemple du gaz parfait monoatomique : $E_c = 3kT/2$.	Calculer l'ordre de grandeur d'une vitesse quadratique moyenne dans un gaz parfait.	
Système thermodynamique.	Identifier un système ouvert, un système fermé, un système isolé.	
État d'équilibre d'un système soumis aux seules forces de pression. Pression, température, volume, équation d'état. Grandeur extensive, grandeur intensive. Exemples du gaz parfait et d'une phase condensée indilatable et incompressible.	Calculer une pression à partir d'une condition d'équilibre mécanique. Dédire une température d'une condition d'équilibre thermique. Citer quelques ordres de grandeur de volumes molaires ou massiques dans les conditions usuelles de pression et de température. Citer et utiliser l'équation d'état des gaz parfaits.	CdE1 : 18.1 à 18.11
Énergie interne d'un système. Capacité thermique à volume constant dans le cas du gaz parfait.	Exprimer l'énergie interne d'un gaz parfait monoatomique à partir de l'interprétation microscopique de la température. Exploiter la propriété $U_m = U_m(T)$ pour un gaz parfait.	CdE1 : 19.9
Énergie interne et capacité thermique à volume constant d'une phase condensée considérée incompressible et indilatable.	Exploiter la propriété $U_m = U_m(T)$ pour une phase condensée incompressible et indilatable.	CdE1 : 19.6 ; 19.7
Approximation des phases condensées peu compressibles et peu dilatables.	Interpréter graphiquement la différence de compressibilité entre un liquide et un gaz à partir d'isothermes expérimentales.	
Du gaz réel au gaz parfait.	Comparer le comportement d'un gaz réel au modèle du gaz parfait sur des réseaux d'isothermes expérimentales en coordonnées de Clapeyron ou d'Amagat.	

Corps pur diphasé en équilibre. Diagramme de phases (P,T). Cas de l'équilibre liquide-vapeur : diagramme de Clapeyron (P,v), titre en vapeur.	Analyser un diagramme de phase expérimental (P,T). Proposer un jeu de variables d'état suffisant pour caractériser l'état d'équilibre d'un corps pur diphasé soumis aux seules forces de pression. Positionner les phases dans les diagrammes (P,T) et (P,v). Déterminer la composition d'un mélange diphasé en un point d'un diagramme (P,v). Mettre en œuvre un protocole expérimental d'étude des relations entre paramètres d'état d'un fluide à l'équilibre (corps pur monophasé ou sous deux phases)	
Équilibre liquide-vapeur de l'eau en présence d'une atmosphère inerte. Humidité relative	Utiliser la notion de pression partielle pour étudier les conditions de l'équilibre liquide-vapeur en présence d'une atmosphère inerte. Identifier les conditions d'évaporation et de condensation.	
3.2. Energie échangée par un système au cours d'une transformation		
Transformation thermodynamique subie par un système. Évolutions isochore, isotherme, isobare, monobare, monotherme.	Définir un système adapté à une problématique donnée. Exploiter les conditions imposées par le milieu extérieur pour déterminer l'état d'équilibre final.	
Travail des forces de pression. Transformations isochore, monobare.	Evaluer un travail par découpage en travaux élémentaires et sommation sur un chemin donné dans le cas d'une seule variable. Interpréter géométriquement le travail des forces de pression dans un diagramme de Clapeyron.	CdE 1 : 19.1 à 19.5
Transfert thermique. Transformation adiabatique. Thermostat, transformations monotherme et isotherme.	Distinguer qualitativement les trois types de transferts thermiques : conduction, convection et rayonnement. Identifier dans une situation expérimentale le ou les systèmes modélisables par un thermostat.	
3.3 Premier principe. Bilans d'énergie		
Premier principe de la thermodynamique	Définir un système fermé et établir pour ce système un bilan énergétique faisant intervenir travail et transfert thermique. Utiliser le premier principe de la thermodynamique entre deux états voisins. Exploiter l'extensivité de l'énergie interne. Distinguer le statut de la variation de l'énergie interne du statut des termes d'échange. Calculer le transfert thermique sur un chemin donné connaissant le travail et la variation de l'énergie interne	CdE 1 : 19.11 à 19.18 ; 20.1 ; 20.2 ; 20.4

Enthalpie d'un système. Capacité thermique à pression constante dans le cas du gaz parfait et d'une phase condensée incompressible et indilatable.	Exprimer le premier principe sous forme de bilan d'enthalpie dans le cas d'une transformation monobare avec équilibre mécanique dans l'état initial et dans l'état final. Exprimer l'enthalpie $H_m(T)$ du gaz parfait à partir de l'énergie interne. Justifier que l'enthalpie H_m d'une phase condensée peu compressible et peu dilatable peut être considérée comme une fonction de l'unique variable T . Connaître l'ordre de grandeur de la capacité thermique massique de l'eau liquide.	CdE1 : 19.8
Enthalpie associée à une transition de phase : enthalpie de fusion, enthalpie de vaporisation, enthalpie de sublimation.	Exploiter l'extensivité de l'enthalpie et réaliser des bilans énergétiques en prenant en compte des transitions de phases. Mettre en œuvre un protocole expérimental de mesure d'une grandeur thermodynamique énergétique (capacité thermique, enthalpie de fusion...).	CdE 1 : 19.10
3.4 Deuxième principe. Bilans d'entropie		
Fonction d'état entropie.	Interpréter qualitativement l'entropie en termes de désordre statistique à l'aide de la formule de Boltzmann fournie.	
Deuxième principe de la thermodynamique : entropie créée, entropie échangée. $\Delta S = S_{ech} + S_{créé}$ avec $S_{ech} = \sum Q_i/T_i$.	Définir un système fermé et établir pour ce système un bilan entropique. Relier l'existence d'une entropie créée à une ou plusieurs causes physiques de l'irréversibilité. Analyser le cas particulier d'un système en évolution adiabatique.	
Variation d'entropie d'un système. Loi de Laplace. Cas particulier d'une transition de phase.	Utiliser l'expression fournie de la fonction d'état entropie. Exploiter l'extensivité de l'entropie. Citer et utiliser loi de Laplace et ses conditions d'application. Connaître et utiliser la relation entre les variations d'entropie et d'enthalpie associées à une transition de phase : $\Delta h_{12}(T) = T \Delta s_{12}(T)$	CdE 1 : 20.6 ; 20.7 ; 20.9 ; 20.11
3.5. Machines thermiques		

Application du premier principe et du deuxième principe aux machines thermiques cycliques dithermes : rendement, efficacité, théorème de Carnot.	Donner le sens des échanges énergétiques pour un moteur ou un récepteur thermique ditherme. Analyser un dispositif concret et le modéliser par une machine cyclique ditherme. Définir un rendement ou une efficacité et la relier aux énergies échangées au cours d'un cycle. Justifier et utiliser le théorème de Carnot. Citer quelques ordres de grandeur des rendements des machines thermiques réelles actuelles. Expliquer le principe de la cogénération. Mettre en œuvre une machine thermique cyclique ditherme.	CdE1 : 20.13 à 20.16
---	--	-----------------------------

Thermodynamique de première année

I. Les principes de la Thermodynamique

1. Enoncé du Premier Principe, bilan d'énergie

Pour tout système fermé on peut définir une fonction d'état extensive E appelée énergie telle que sa variation soit égale à la somme des transferts mécaniques W et thermiques Q reçus par le système pendant la durée du transfert.

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

$$E = U + E_c$$

E_c est l'énergie cinétique macroscopique totale du système, lorsque le système est animé d'un mouvement d'ensemble. Pour un système animé d'un mouvement de translation, $E_c = \frac{1}{2} M v_G^2$ où M est la masse totale du système et v_G la vitesse de son centre de masse.

U est l'énergie interne du système. C'est une énergie d'origine microscopique.

Pour un gaz elle est définie par $U = E_c^* + E_{pi}$, où E_c^* représente l'énergie cinétique dans le référentiel barycentrique et E_{pi} l'énergie potentielle d'interaction.

Pour tout autre système U peut être définie, bien que son interprétation microscopique ne soit pas évidente.

Si le système étudié n'est pas animé d'une vitesse d'ensemble $E_c=0$, ou si l'évolution est suffisamment lente pour pouvoir négliger les variations d'énergie cinétique ΔE_c devant les variations d'énergie interne ΔU ,

Le premier principe s'énonce alors par $\Delta U = W + Q$

Conséquences directes :

W et Q sont des grandeurs d'échange, elles dépendent de la manière dont est réalisée la transformation.

W est le travail de toutes les forces extérieures appliquées au système.

E est une fonction d'état. Sa variation ΔE ne dépend que de l'état initial et de l'état final du système et non de la manière dont est réalisée la transformation.

Pour un système isolé $\Delta E = 0$. $W + Q = 0$

Pour un système qui décrit un cycle, c'est à dire que l'état initial est le même que l'état final: $\Delta E = 0$.
 $W + Q = 0$

Pour un système adiabatique : $Q = 0$, $\Delta E = W$

L'expression élémentaire du premier principe est $dE = \delta W + \delta Q$.

2. Enoncé du deuxième principe, bilan d'entropie

Pour tout système fermé on peut définir une fonction d'état extensive et additive S appelée entropie telle que sa variation soit égale à la somme de l'entropie d'échange $\mathcal{S}_{\text{échange}}$ et de l'entropie de création $\mathcal{S}_{\text{création}}$ lors d'une transformation réalisée entre le système et le milieu extérieur.

$$\Delta S = \mathcal{S}_{\text{création}} + \mathcal{S}_{\text{échange}}$$

L'entropie d'échange notée $\mathcal{S}_{\text{échange}} = \sum \frac{Q_i}{T_i}$ où Q_i est le transfert thermique reçu par le système de la source i et T_i la température de cette source.

L'entropie de création notée $\mathcal{S}_{\text{création}} \geq 0$. Pour une transformation réversible $\mathcal{S}_{\text{création}} = 0$.

Pour une transformation irréversible $\mathcal{S}_{\text{création}} > 0$.

Conséquences directes :

L'entropie d'échange dépend des transferts thermiques réalisés entre le système et le milieu extérieur.

L'entropie de création dépend de la nature réversible ou non de la transformation.

$\mathcal{S}_{\text{échange}}$ et $\mathcal{S}_{\text{création}}$ sont des grandeurs d'échange, elles dépendent de la manière dont est réalisée la transformation.

S est une fonction d'état. Sa variation ΔS ne dépend que de l'état initial et de l'état final du système et non de la manière dont est réalisée la transformation.

Signification microscopique de S :

Microscopiquement, l'entropie est définie pour un système à l'équilibre par la formule de Boltzmann :

$$S = k \ln \Omega$$

Où k est la constante de Boltzmann, et Ω le nombre d'états microscopiques différents décrivant l'état macroscopique considéré. L'entropie mesure le « désordre » du système.

L'entropie d'une phase solide s_s est inférieure à celle d'une phase liquide s_l , qui est très inférieure à celle d'une phase gazeuse s_g . $s_s < s_l \ll s_g$.

L'expression élémentaire du deuxième principe est $dS = \delta \mathcal{S}_{\text{échange}} + \delta \mathcal{S}_{\text{création}}$

$$\text{avec } \delta \mathcal{S}_{\text{échange}} = \frac{\delta Q}{T_o} \text{ pour une transformation monotherme}$$

3. Enoncé du troisième principe ou Principe de Nernst

L'entropie de tout corps pur est nulle lorsque sa température absolue est nulle.

Les entropies sont définies de manière absolue contrairement aux énergies qui sont généralement définies à une constante près, sauf dans le cas du gaz parfait.

4. Enoncé du principe zéro

Deux systèmes en équilibre thermique avec un troisième sont en équilibre thermique entre eux.

II. Relations entre les grandeurs thermodynamiques

1. L'énergie interne (grandeur extensive)

Pour un gaz parfait : $U(T)$ et $dU = C_v dT$ $\Delta U = C_v \Delta T$
l'énergie interne d'un GAZ PARFAIT ne dépend QUE de la température.

On note C_v , la capacité thermique à volume constant du gaz, s'exprime en $J.K^{-1}$
 C_{vM} , sa capacité thermique molaire à volume constant, s'exprime en $J.K^{-1}.mol^{-1}$
et c_v , sa capacité thermique massique à volume constant ou chaleur massique, s'exprime en $J.K^{-1}.kg^{-1}$.

Dans un gaz parfait, il n'y a pas d'énergie potentielle d'interaction.

Dans un gaz parfait polyatomique, l'énergie cinétique des molécules est due non seulement au mouvement de translation des molécules, mais aussi aux rotations et aux vibrations.

En revanche, dans un gaz parfait monoatomique, seules les translations contribuent à l'énergie interne et on montre alors que $U = \frac{3}{2}nRT$ et donc $C_v = \frac{3}{2}nR$, $C_{vM} = \frac{3}{2}R$ et $c_v = \frac{C_{vM}}{M} = \frac{3}{2} \frac{R}{M}$.

Pour une phase condensée (solide ou liquide) : $U(T, V) \approx U(T)$, le volume du système ne varie pratiquement pas et $dU = C_v dT$. $\Delta U = C_v \Delta T$

2. L'enthalpie (grandeur extensive)

Par définition $H = U + PV$.

Pour un gaz parfait $H(T)$ et $dH = C_p dT$, $\Delta H = C_p \Delta T$
l'enthalpie d'un GAZ PARFAIT ne dépend QUE de la température.

On note C_p , la capacité thermique à pression constante du gaz, s'exprime en $J.K^{-1}$
 C_{pM} , sa capacité thermique molaire à pression constante, s'exprime en $J.K^{-1}.mol^{-1}$
et c_p , sa capacité thermique massique à pression constante ou chaleur massique, s'exprime en $J.K^{-1}.kg^{-1}$.

Pour un gaz parfait monoatomique, on obtient $H = \frac{3}{2}nRT + PV = \frac{3}{2}nRT + nRT = \frac{5}{2}nRT$

donc $C_p = \frac{5}{2}nR$, $C_{pM} = \frac{5}{2}R$ et $c_p = \frac{C_{pM}}{M} = \frac{5}{2} \frac{R}{M}$.

Pour une phase condensée (solide ou liquide)

$H(T, P) \approx H(T) \approx U(T)$ donc $C_p \approx C_v = C$ et $dH \approx dU = C dT$ $\Delta H = \Delta U = C \Delta T$

3. Quelques transformations particulières

Le système n'est soumis qu'à des forces de pression : $\delta W = -P_{\text{ext}} dV$ et $dU = \delta W + \delta Q = -P_{\text{ext}} dV + \delta Q$.

transformation isochore : $dV = 0$ d'où $dU = \delta Q$ $\Delta U = Q_v$

transformation monobare : $P_i = P_f = P_{\text{ext}}$

$H_f = U_f + P_f V_f$ et $H_i = U_i + P_i V_i$ d'où $H_f - H_i = U_f - U_i + P_{\text{ext}} (V_f - V_i) = Q_p - P_{\text{ext}} (V_f - V_i) + P_{\text{ext}} (V_f - V_i) = Q_p$.

$\Delta H = Q_p$

transformation réversible : Lorsque la transformation est réversible à chaque instant

$T_{\text{ext}}=T_{\text{système}}=T$ et $P_{\text{ext}}=P_{\text{système}}=P$, donc on peut écrire que $\delta W = -PdV$ et $dS = \frac{\delta Q}{T}$.

transformation réversible et isobare : $dS = \frac{\delta Q}{T}$ avec $\delta Q = dH$ et donc $dS = \frac{dH}{T}$.

Cas du changement d'état isotherme et isobare :

où L est la chaleur latente de changement d'état.

$$\Delta H = L(T) \text{ et } \Delta S = \frac{L(T)}{T}$$

la loi de Laplace :

Lors d'une transformation isentropique d'un gaz parfait avec γ constant, le produit PV^γ est constant, avec P , pression du gaz et V volume du gaz.

Démontrée à partir de l'expression de la fonction **entropie du gaz parfait :**

$$S(P,V) = C_V \ln \left(\frac{P}{P_0} \right) + C_P \ln \left(\frac{V}{V_0} \right) + S_0$$

Entropie d'une phase condensée :

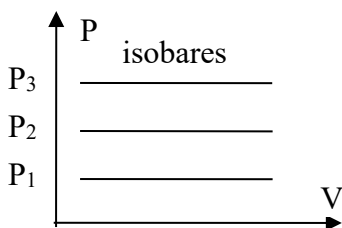
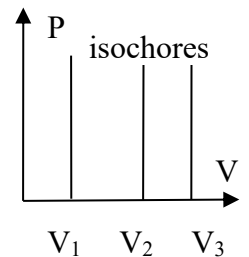
$$S(T) = C \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) + S_0$$

III. Diagramme de Clapeyron P(V)

Il est souvent intéressant de représenter les transformations subies par un fluide sur un diagramme de Clapeyron P(V).

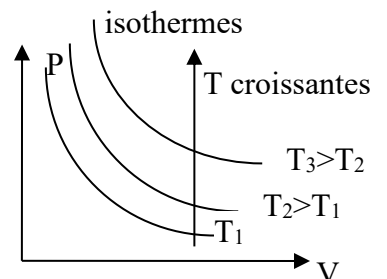
1. Transformations isochores : ce sont des droites verticales

2. Transformations isobares : ce sont des droites horizontales



3. Cas du gaz parfait :

a. Réseaux d'isothermes : l'équation du gaz parfait dans le diagramme de Clapeyron est $P = \frac{nRT}{V}$, les isothermes ($T = \text{const}$) sont donc des réseaux d'hyperboles.



b. Réseaux d'isentropiques : les isentropiques du gaz parfait vérifient la loi de Laplace $PV^\gamma = \text{const}$, ce qui donne comme équation dans le diagramme de Clapeyron, $P = \frac{\text{const}}{V^\gamma}$, les isentropiques sont donc des réseaux de courbes en $1/V^\gamma$ avec $\gamma > 1$.

On retiendra, qu'en **un point donné, la valeur absolue de la pente de l'isentropique est supérieure à celle de l'isotherme.**

Démonstration :

Equation d'une isotherme d'un gaz parfait : $PV = \text{const}$.

En différenciant logarithmiquement : $\frac{dP}{P} + \frac{dV}{V} = 0$, d'où la pente de l'isotherme dans le diagramme de

Clapeyron : $\left(\frac{dP}{dV}\right)_{\text{isotherme}} = -\frac{P}{V}$.

Equation d'une isentropique d'un gaz parfait : $PV^\gamma = \text{const}$.

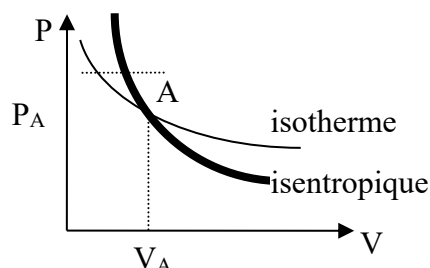
En différenciant logarithmiquement : $\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0$, d'où la pente de l'isotherme dans le diagramme de

Clapeyron : $\left(\frac{dP}{dV}\right)_{\text{isentropique}} = -\gamma \frac{P}{V}$.

Donc en faisant le rapport de ces deux expressions en un même point A: $\frac{\left(\frac{dP}{dV}\right)_{\text{isentropique}}}{\left(\frac{dP}{dV}\right)_{\text{isotherme}}} = \frac{-\gamma \frac{P_A}{V_A}}{-\frac{P_A}{V_A}} = \gamma > 1$,

cqfd.

Représentation sur le diagramme de Clapeyron :



IV. Le corps pur diphasé en équilibre

1. Les phases du corps pur

Un **corps pur** est un système constitué d'une seule espèce chimique.

La **phase** d'un corps pur est une partie homogène telle que toutes les propriétés physico-chimiques y soient identiques.

Cette phase est décrite par la donnée **des paramètres d'état intensifs** pression P , température T , énergie interne massique u , enthalpie massique h , entropie massique s .

Dans **un système monophasé** une seule phase est présente. P et T sont des paramètres indépendants.

Dans **un système diphasé** deux phases sont présentes. P et T sont des variables liées.

Pour décrire le système diphasé, il faut introduire un paramètre d'état supplémentaire qui est la répartition de la matière dans chaque phase :

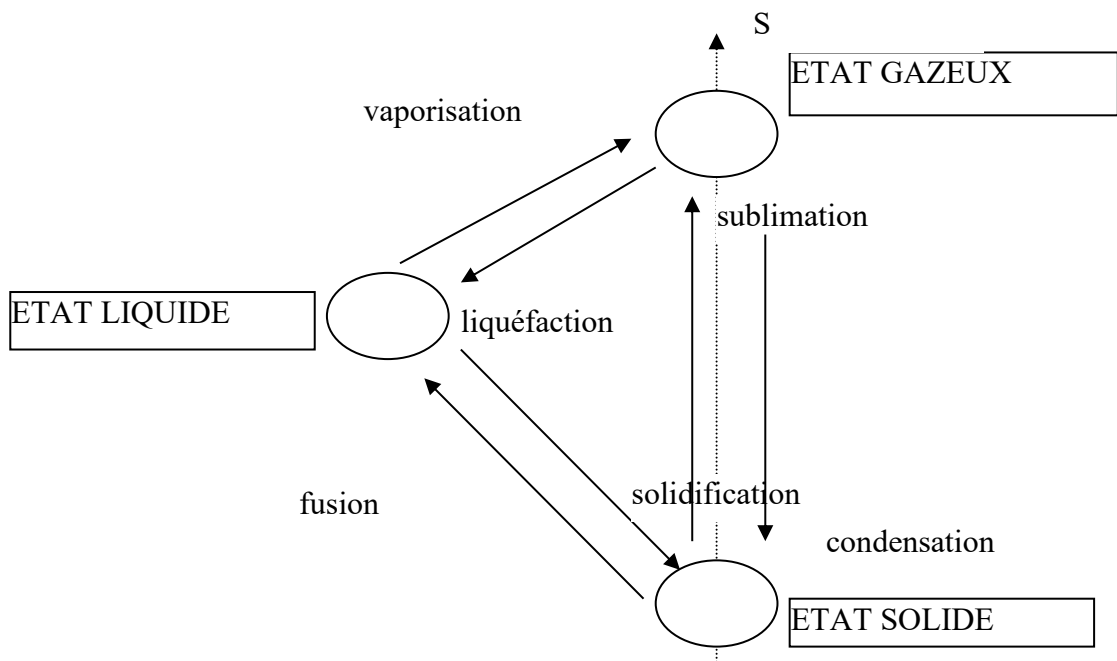
si m est la masse totale du système, m_1 la masse de la phase 1, m_2 la masse de la phase 2, alors $m = m_1 + m_2$.

On note **x le titre massique, paramètre intensif**. Par définition $x_1 = \frac{m_1}{m}$ est le titre massique de la

phase 1 et $x_2 = \frac{m_2}{m}$ est le titre massique de la phase 2, d'où $x_1 + x_2 = 1$.

x peut aussi représenter **la fraction molaire**. Si n est la quantité totale du système, n_1 la quantité de la phase 1 et n_2 la quantité de la phase 2, avec $n = n_1 + n_2$, alors $x_1 = \frac{n_1}{n}$ et $x_2 = \frac{n_2}{n}$.

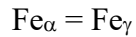
Lorsqu'on observe une modification importante et soudaine de certaines propriétés (optiques, mécaniques, électriques...) d'un corps pur on dit que ce corps pur subit **un changement d'état** ou **une transition de phase**.



Les transitions de phase d'un corps pur entre les états solide, liquide et gazeux selon un axe vertical orienté dans le sens d'une entropie croissante.

Autres changements d'état :

- Changement de réseau cristallin :

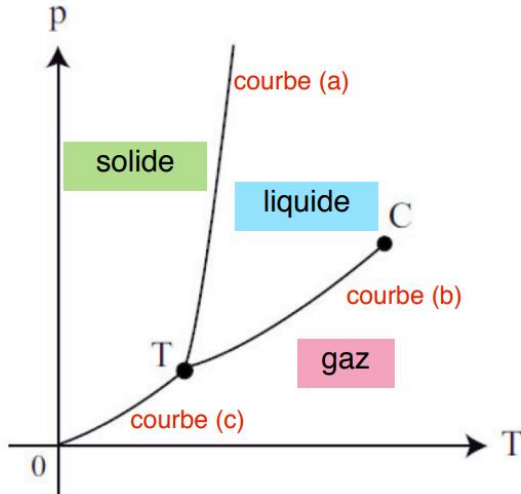


Le fer existe sous deux phases solides de variété allotropique différente.

- Modification brutale de la viscosité :

He I_(l) = He II_(l) pour une température de quelques Kelvin

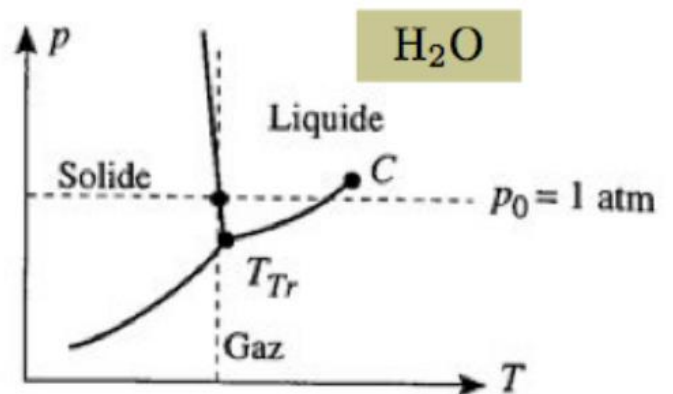
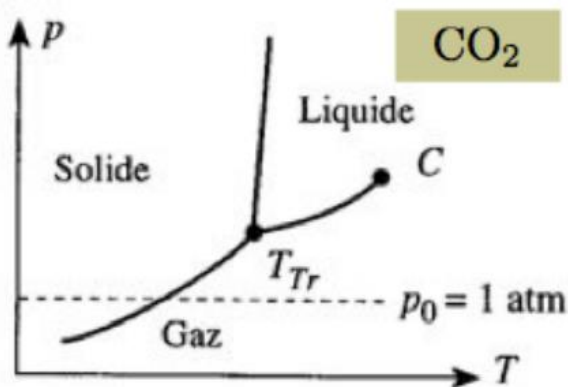
2. Diagramme (P, T)



Courbe (a) : courbe de fusion
solide = liquide

Courbe (b) : courbe de vaporisation
liquide = gaz

Courbe (c) : courbe de sublimation
solide = gaz



Diagrammes (P, T) de CO₂ et de l'eau, p₀ est la pression atmosphérique

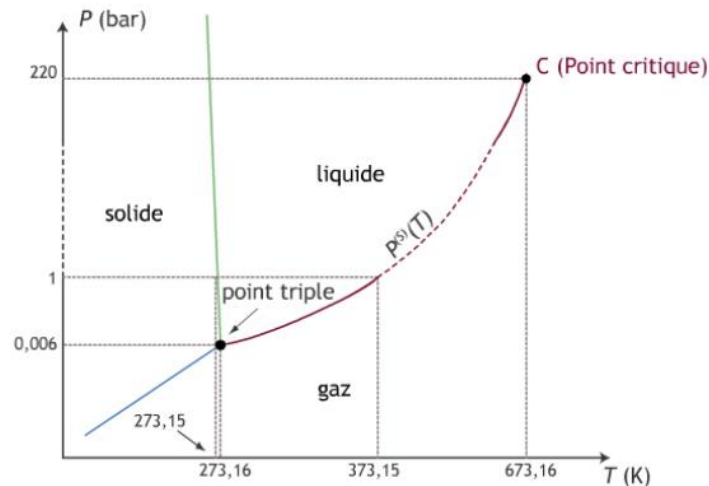
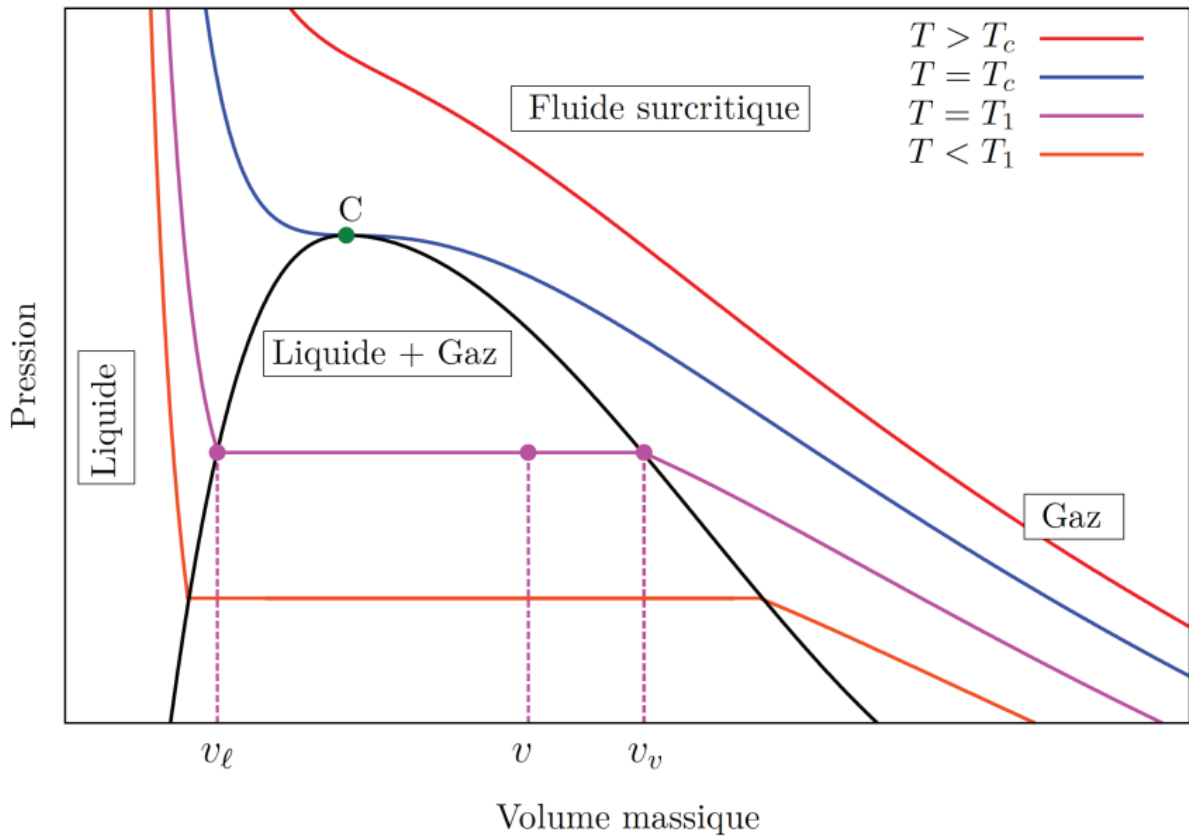


diagramme de phase de l'eau

3. Diagramme de Clapeyron (P, v)



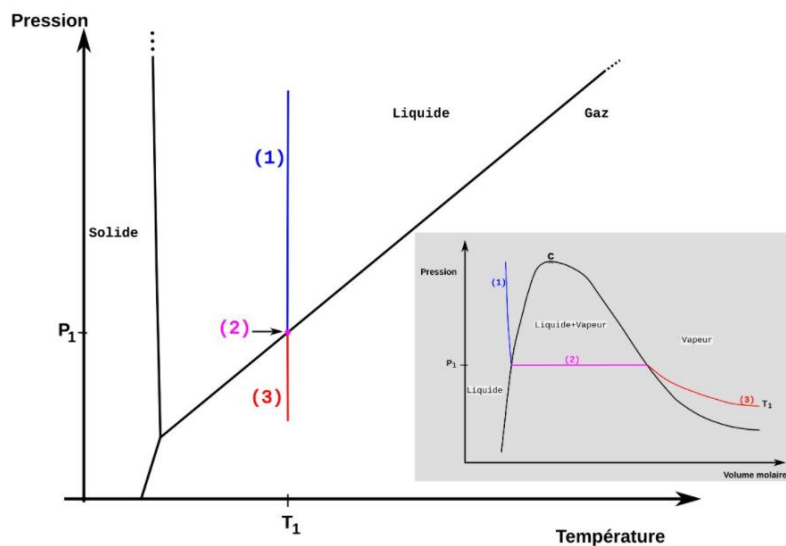
Les courbes tracées sont les isothermes. On remarque que dans le domaine liquide-vapeur, lorsque la pression est constante, la température l'est également.

Le liquide est incompressible, lorsque la pression augmente, son volume varie très peu. Dans le domaine liquide les isothermes sont des droites quasiment verticales.

Si on modélise l'état gazeux par un gaz parfait, alors les isothermes sont des branches d'hyperbole.

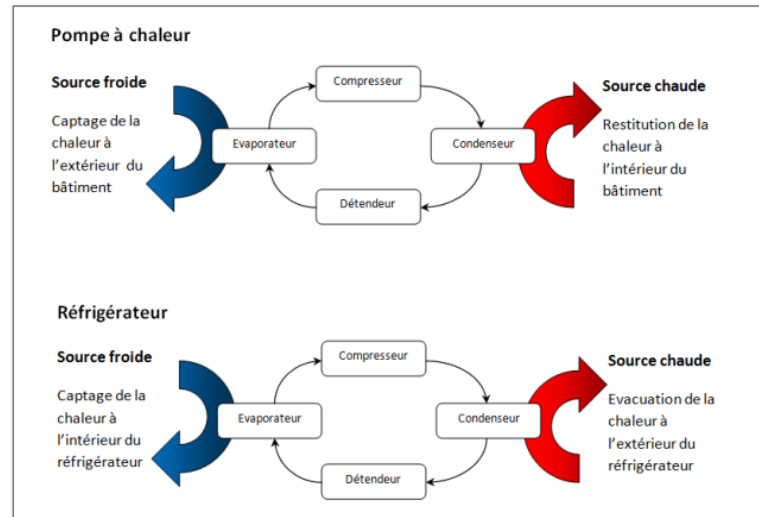
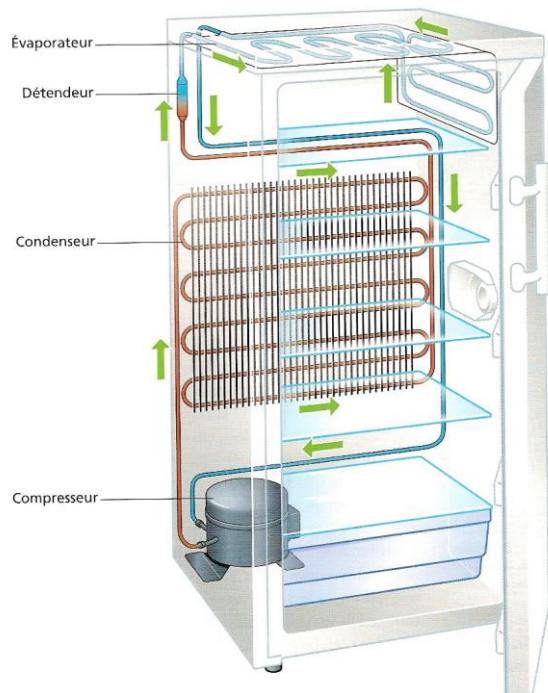
La courbe noire est appelée **courbe de saturation**. Son sommet est C, point critique. Côté liquide, c'est la **courbe d'ébullition**, apparition de la première bulle de vapeur. Côté gaz, c'est la **courbe de rosée**, apparition de la première goutte de liquide.

Une transformation isotherme sur un diagramme (P, T) et sur un diagramme (P, v).



V. Les machines thermiques

1. Réalisation pratique d'une machine thermique :



Une machine thermique est constituée de plusieurs organes où circule un fluide qui peut changer d'état. A chaque organe correspond un des échanges caractéristiques mis en jeu dans la machine.

Ainsi dans le schéma de principe d'une machine frigorifique représenté ci-dessous, le compresseur fournit à la machine le travail W .

Le condenseur (situé à l'arrière d'un réfrigérateur par exemple) constitue la source chaude : le fluide, en se liquéfiant, restitue à l'extérieur la chaleur négative Q_C .

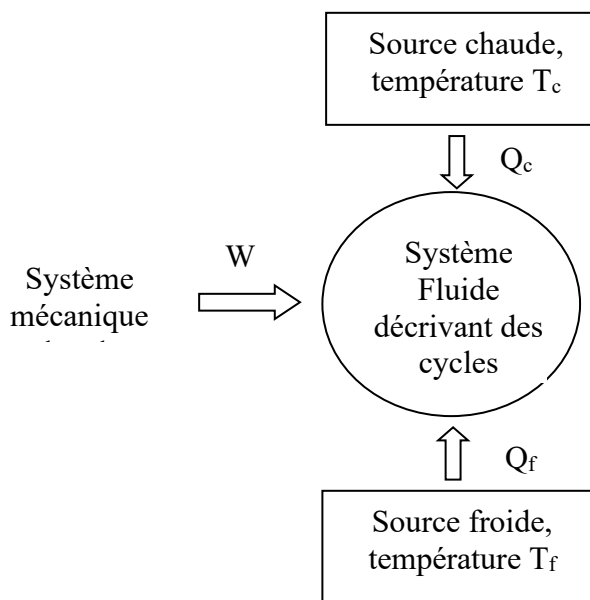
L'évaporateur (à l'intérieur du réfrigérateur) constitue la source froide : le fluide y reçoit, en se vaporisant, la chaleur positive Q_F .

Une machine thermique est en pratique constituée d'un fluide (air, fréon, eau...) qui circule au travers une suite fermée d'organes (compresseur, échangeur, chambre de combustion, détendeur, turbine, tuyère...) avec lesquels il réalise des échanges énergétiques. Le système est le fluide qui décrit des cycles.

2. Etude théorique des machines thermiques

Une machine est un système qui réalise une conversion ou un transfert d'énergie. Une machine thermique convertit un transfert thermique en travail mécanique, (moteur) ou un travail mécanique en transfert thermique (machines frigorifiques).

Une machine thermique est *monotherme* si elle échange de la chaleur avec une seule source, *ditherme*, si elle échange de la chaleur avec deux sources.



On symbolise par le diagramme ci- contre le principe de fonctionnement d'une machine cyclique ditherme :

Le système :

reçoit un transfert thermique Q_c de la source chaude,
reçoit un transfert thermique Q_f de la source froide,
reçoit un transfert mécanique W du système mécanique.

D'après le premier principe, appliqué au fluide décrivant des cycles :

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

(la machine étant au repos macroscopique son énergie cinétique ne varie pas)

D'après le second principe, appliqué au fluide décrivant des cycles :

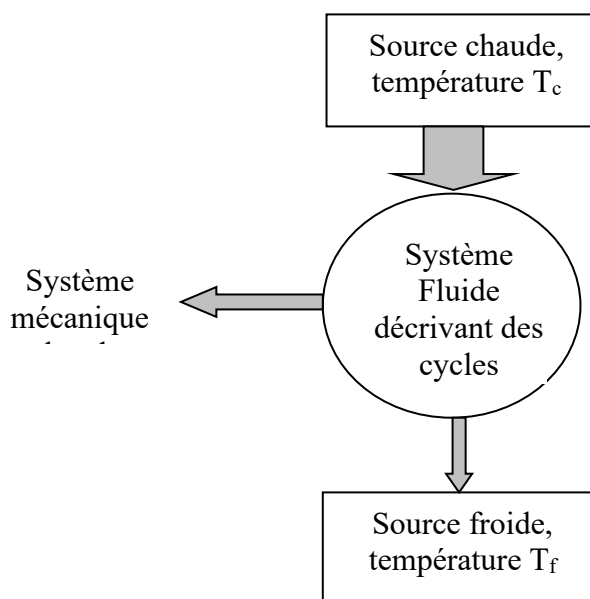
$$\Delta S = \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} + \mathcal{S}_{\text{création}} = 0$$

Or $\mathcal{S}_{\text{création}} \geq 0$ d'où $\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} \leq 0$ ce qui constitue l'énoncé de Clausius du 2^e principe.

Remarque : si les températures des sources varient dans le temps, on écrira les deux principes sous forme élémentaire, pendant la durée dt où on peut supposer la température des sources constante.

$$dU = \delta W + \delta Q_c + \delta Q_f = 0 \text{ et } dS = \frac{\delta Q_c}{T_c} + \frac{\delta Q_f}{T_f} + \delta \mathcal{S}_{\text{création}} = 0$$

a. Si $W < 0$, la machine est un moteur.



Le second principe n'autorise pas l'existence de moteur cyclique monotherme. (Théorème de Kelvin)

Pour la machine ditherme, on aura alors forcément $Q_c > 0$ et $Q_f < 0$.

Le sens **REEL** des échanges énergétiques peut alors être représenté par les flèches grises sur le schéma ci-contre.

Le rendement de la machine est donné par

$$\eta = \left| \frac{\text{gain}}{\text{dépende}} \right| = \left| \frac{W}{Q_c} \right| = -\frac{W}{Q_c}$$

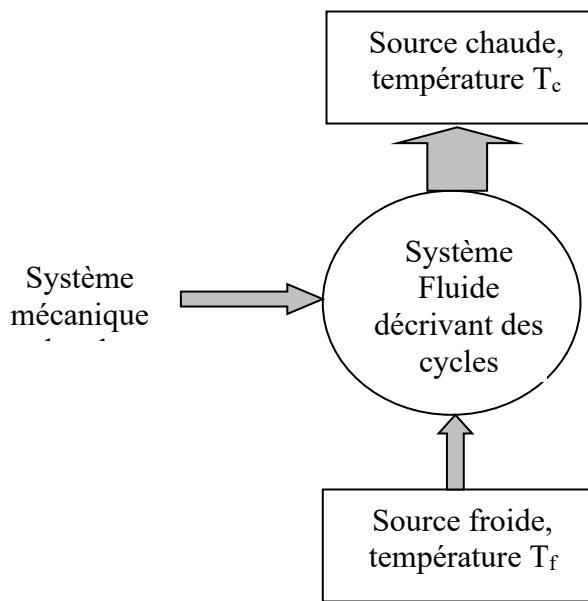
La source froide étant l'atmosphère, la source chaude la chambre de combustion du carburant.

Le moteur idéal a un fonctionnement réversible, il s'agit du moteur de Carnot, tel que $\mathcal{S}_{\text{création}} = 0$.

Le rendement du moteur de Carnot est $\eta_C = 1 - \frac{T_f}{T_c}$.

Tous les autres moteurs ont un rendement inférieur à celui du moteur de Carnot.

b. Si $W > 0$, la machine est une machine frigorifique.



Le but d'une telle machine étant de prélever de la chaleur à la source froide, on en déduit que

$Q_f > 0$ et $Q_c < 0$, avec forcément $-Q_c > Q_f$.

Le sens ***REEL*** des échanges énergétiques peut alors être représenté par les flèches grises sur le schéma ci-contre.

Si la machine est un ***réfrigérateur***, son rendement, ou efficacité est

$$\eta = e_f = \left| \frac{\text{gain}}{\text{dépende}} \right| = \left| \frac{Q_f}{W} \right| = \frac{Q_f}{W}$$

La source froide étant l'intérieur de réfrigérateur et la source chaude, l'atmosphère.

Si la machine est une ***pompe à chaleur***, son rendement, ou

efficacité est $\eta = e_p = \left| \frac{\text{gain}}{\text{dépende}} \right| = \left| \frac{Q_c}{W} \right| = -\frac{Q_c}{W}$

La source froide étant l'atmosphère, ou l'eau en contact avec le milieu extérieur et la source chaude, la pièce que l'on désire chauffer.