

Chapitre 1

1^{er} principe de la thermodynamique

Pour étudier les systèmes thermodynamiques faisant intervenir des échanges thermiques, il est nécessaire de définir des grandeurs énergétiques, travail et chaleur, qui vont permettre de réaliser des bilans de Contrairement à la mécanique, l'évolution au cours du temps des grandeurs n'est pas une priorité en thermodynamique.

Terminale (spé)

- **Énergie interne** d'un système.
- Transfert thermique, travail.
- Prévoir le sens d'un transfert thermique.
- **Premier principe** de la thermodynamique.
- Capacité thermique d'un système incompressible.
- Énergie interne d'un système incompressible.
- Exploiter la 1^{ère} loi de Joule : $\Delta U = C_V \Delta T$
- Caractériser les modes de transfert thermique : conduction, convection, rayonnement.

Grandeurs physiques :

| Grandeur physique | Symbole | Unité | Différentielle | Intégrale $i \rightarrow f$ |
|----------------------------------|------------|---|----------------|-----------------------------|
| énergie interne | U | J (kg.m ² .s ⁻²) | | |
| enthalpie | H | ...(.....) | | |
| travail de pression | W | ...(.....) | | |
| transfert thermique (chaleur) | Q | ...(.....) | | |
| capacité thermique | C_V, C_P | J.K ⁻¹ | | |

MATHS

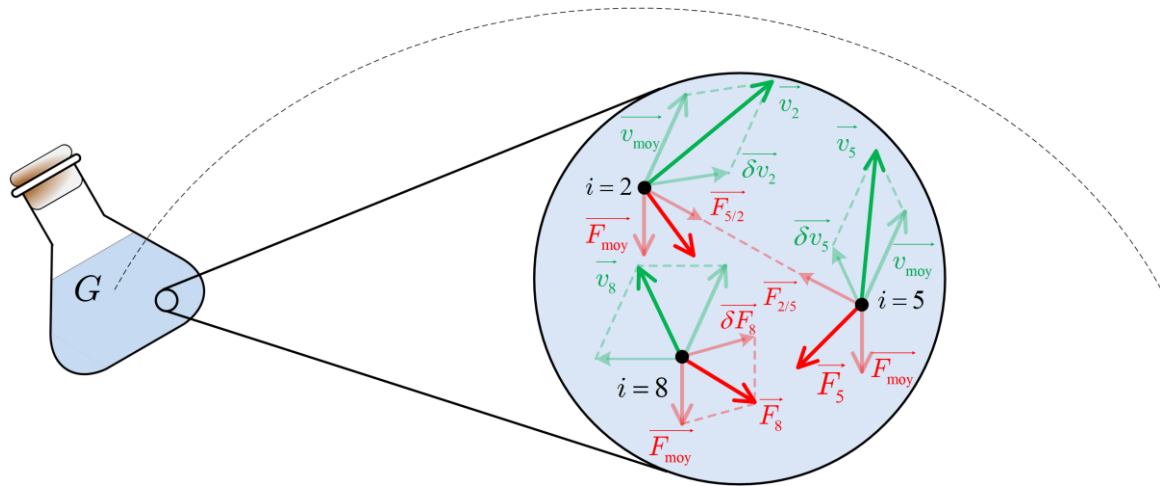
- Somme sur un indice i , produit scalaire.

Dans ce chapitre, tous les systèmes thermodynamiques sont supposés **fermés** c'est-à-dire qu'ils n'échangent C'est le cas d'un ballon de baudruche mais ce n'est pas le cas d'une soupape de sécurité ou d'une casserole d'eau bouillante.

I. Premier principe

On peut imaginer un flacon en chute libre contenant un liquide. On connaît le mouvement parabolique du flacon mais que se passe-t-il en même temps à l'intérieur ?

Soit un système thermodynamique de N particules avec un numéro i pour chaque particule allant de 1 à N avec chacune une masse m_i et une vitesse \vec{v}_i .



A l'échelle **microscopique**, chaque particule i de masse m_i se déplace à la vitesse \vec{v}_i et se trouve soumise à une résultante des forces extérieures : $\vec{F}_{ext,i} = \vec{F}_i$.

A l'échelle **macroscopique**, on voit le système avec une vitesse moyenne \vec{v}_{moy} et soumis à une résultante totale des forces extérieures : $\vec{F}_{tot} = \sum_i^N \vec{F}_{ext,i} =$

Si les particules à l'échelle microscopique n'ont pas toutes la même vitesse, c'est parce qu'elles sont soumises à des fluctuations dues à On modélise ces fluctuations par des termes supplémentaires $\vec{\delta v}_i$ qu'on rajoute à la vitesse moyenne.

On définit une force moyenne \vec{F}_{moy} et ses fluctuations thermiques $\vec{\delta F}_i$ de sorte que :

|

@Sagredo Cette modélisation doit faire penser aux petits mouvements au voisinage d'une position d'équilibre stable du TD3 de Mécanique : $x(t) = a + \varepsilon(t)$ où a est la position d'équilibre et ε une grandeur très petite telle que $\varepsilon \ll a$. Les $\vec{\delta v}_i$ et les $\vec{\delta F}_i$ sont très petits devant les moyennes mais ce ne sont pas des différentielles pour autant.

A. De la force vive à la chaleur

Dans le chapitre III de mécanique, on a vu le théorème de la puissance cinétique :

$$\frac{dE_C}{dt} = \mathcal{P}_{ext} \text{ où } \mathcal{P}_{ext} = \sum_{forces} \mathcal{P}(\vec{F}_{ext}), \text{ résultante de la puissance des forces extérieures}$$

La généralisation de ce théorème au système à N particules s'écrit :

| |
|---|
| = |
|---|

avec $E_{Ctot} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^2$ l'énergie cinétique totale du système et $\mathcal{P}_{int} = \sum_{i=1}^N \mathcal{P}(\vec{F}_{int,i})$

1. Terme de puissance intérieure

Sagredo : On sait que d'après la 3^{ème} loi de Newton, $\sum_{forces} \vec{F}_{int} = \vec{0}$ alors pourquoi $\mathcal{P}_{int} \neq 0$?

Salviati : Si on considère par exemple, la particule numéro 2 et la particule numéro 5, d'après la 3^{ème} loi de Newton : $\vec{F}_{5/2} = -\vec{F}_{2/5}$ donc $\vec{F}_{int} = \vec{F}_{5/2} + \vec{F}_{2/5} = \vec{0}$, la résultante des forces intérieures est bien nulle mais $\mathcal{P}_{int} = \mathcal{P}(\vec{F}_{5/2}) + \mathcal{P}(\vec{F}_{2/5}) = \vec{F}_{5/2} \cdot \vec{v}_2 + \vec{F}_{2/5} \cdot \vec{v}_5 \neq 0$. Il n'y a aucune raison pour que cette somme de puissance soit nulle bien que la somme des forces le soit.

Au passage, il en serait de même pour la généralisation du TEC : $\Delta E_{Ctot} =$

Les forces intérieures entre particules sont de nature gravitationnelle ou électrostatique, elles sont donc **conservatives** et dérivent d'une énergie potentielle : $\vec{F}_{int,i} = -\text{grad} E_{P,i}$.

D'où $\mathcal{P}_{int} =$

En utilisant la notation de Leibniz comme une simple fraction :

$$\mathcal{P}_{int} =$$

2. Terme de puissance extérieure

Les moyennes s'écrivent d'après le chapitre II de Ondes et Signaux page 15 :

D'après la définition des moyennes, $\sum_{i=1}^N \vec{v}_i =$

D'après la modélisation des fluctuations :

$$\sum_{i=1}^N \vec{v}_i =$$

Par identification, on obtient : = ... et de même, on aura : = ...

A l'échelle **macroscopique**, en sommant les fluctuations, elles

$$\mathcal{P}_{ext} = \sum_{i=1}^N \mathcal{P}(\vec{F}_i) = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i \cdot \vec{v}_i = \sum_{i=1}^N (\vec{F}_{moy} + \delta \vec{F}_i) \cdot (\vec{v}_{moy} + \delta \vec{v}_i)$$

=

1) $\sum_{i=1}^N \overrightarrow{F}_{\text{moy}} \cdot \overrightarrow{v}_{\text{moy}} =$ car cette grandeur est seulement

2) $\sum_{i=1}^N \overrightarrow{F}_{\text{moy}} \cdot \overrightarrow{\delta v}_i = \overrightarrow{F}_{\text{moy}} \cdot \sum_{i=1}^N \overrightarrow{\delta v}_i = 0$ car $\sum_{i=1}^N \overrightarrow{\delta v}_i = \vec{0}$

3) $\sum_{i=1}^N \overrightarrow{\delta F}_i \cdot \overrightarrow{v}_{\text{moy}} = \overrightarrow{v}_{\text{moy}} \cdot \sum_{i=1}^N \overrightarrow{\delta F}_i = 0$ car $\sum_{i=1}^N \overrightarrow{\delta F}_i = \vec{0}$

4) $\sum_{i=1}^N \overrightarrow{\delta F}_i \cdot \overrightarrow{\delta v}_i =$ car cette grandeur est seulement

Ce qui donne $\boxed{\mathcal{P}_{\text{ext}} =}$ (bilan de puissances mécanique et thermique)

La partie mécanique associée à la puissance $\mathcal{P}_{\text{méca}}$ est une grandeur macroscopique car dépendante de moyennes alors que la partie thermique associée à la puissance \mathcal{P}_{th} est une grandeur microscopique car dépendante de fluctuations thermiques.

3. Terme d'énergie cinétique totale

L'énergie cinétique totale s'écrit :

$$E_{C_{\text{tot}}} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^2 =$$

Développement au programme de spé maths de 1^{ère} et de spé maths de terminale :

$$E_{C_{\text{tot}}} =$$

1) $\sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i \|\overrightarrow{v}_{\text{moy}}\|^2 = \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^N m_i \right) \|\overrightarrow{v}_{\text{moy}}\|^2 = \frac{1}{2} m_{\text{tot}} \|\overrightarrow{v}_{\text{moy}}\|^2 = E_{C_{\text{macro}}}$ avec $m_{\text{tot}} =$ (masse totale)

2) $\sum_{i=1}^N m_i \overrightarrow{v}_{\text{moy}} \cdot \overrightarrow{\delta v}_i = \overrightarrow{v}_{\text{moy}} \cdot \sum_{i=1}^N m_i \overrightarrow{\delta v}_i$ or $\sum_{i=1}^N m_i \overrightarrow{\delta v}_i =$

D'après Mécanique Chapitre II p.2 : $\overrightarrow{p}_{\text{tot}} =$ donc cette somme est

3) $\sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i \|\overrightarrow{\delta v}_i\|^2 = E_{C_{\text{micro}}}$ car cette grandeur est seulement **microscopique**

On obtient simplement : $E_{C_{\text{tot}}} = \frac{1}{2} m_{\text{tot}} \|\overrightarrow{v}_{\text{moy}}\|^2 + \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i \|\overrightarrow{\delta v}_i\|^2 =$

En dérivant par rapport au temps :

4. Bilan de puissance et d'énergie

Le TPC appliqué au système $\frac{dE_{Ctot}}{dt} = \mathcal{P}_{int} + \mathcal{P}_{ext}$ devient :

⇔

En utilisant la notation de Leibniz comme une simple fraction, en multipliant par dt :

...

Cette modélisation théorique permet de montrer que :

➤ $\mathcal{P}_{méca} dt$ associé aux moyennes $\overline{F_{moy}}$ et $\overline{v_{moy}}$ est une énergie élémentaire **macroscopique**, c'est ce qu'on appelle le des forces s'appliquant au système.

➤ $\mathcal{P}_{th} dt$ associé aux fluctuations dues à l'agitation thermiques $\overline{\delta F_i}$ et $\overline{\delta v_i}$ est une énergie élémentaire **microscopique**, c'est ce qu'on appelle le

...

B. Enoncé du 1^{er} principe

D'un état initial i à un état final f , les différentielles du bilan d'énergie s'intègrent :

Ce qui donne :

1^{er} principe de la thermodynamique pour un système fermé :

Il existe une U telle que

Sous forme intégrale, avec :

- **la variation d'énergie cinétique**
- **la somme des travaux de les forces extérieures**
- **$Q_{i \rightarrow f}$ la somme des**

Assez souvent, le système thermodynamique est dans le référentiel choisi, souvent terrestre galiléen donc $\Delta E_C = \dots$, on pourra utiliser dans les exercices :

La variation d'énergie interne est égale aux travaux et chaleurs échangés.

Peut-on retrouver le TEM avec le 1^{er} principe de la thermodynamique ?

Certaines forces sont conservatives et d'autres non donc on peut séparer : $W_{i \rightarrow f} =$

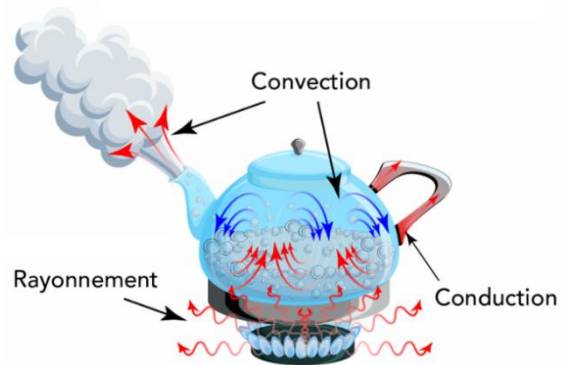
Or les forces conservatives dérivent d'une énergie potentielle et le TEP donne : $W_c =$

Donc $\Delta E_C + \Delta U = W_{i \rightarrow f} + Q_{i \rightarrow f} =$ ce qui donne :

et par définition, $E_m = E_C + E_P$ donc



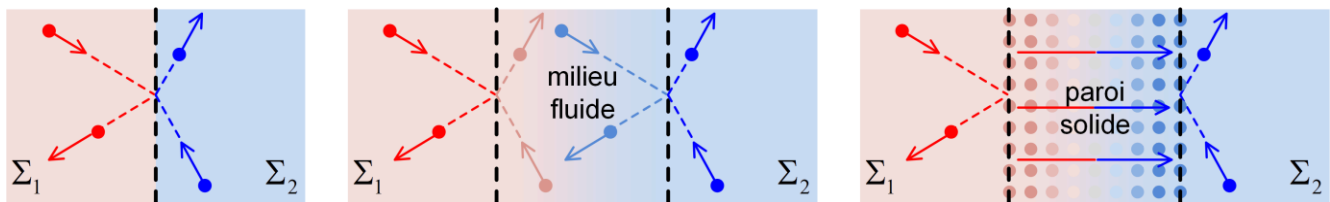
En mécanique, il n'y a pas de variation d'énergie interne $\Delta U = 0$ ni de transfert thermique $Q = 0$ donc on retrouve bien le théorème de l'énergie mécanique :



C . Transfert thermique

Soient deux systèmes Σ_1 et Σ_2 . On suppose que Σ_1 transfère une chaleur Q à Σ_2 . Il existe 3 types de transferts thermiques (vus en Terminale).

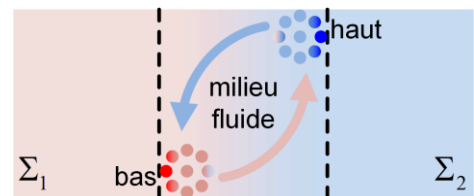
➤ La thermique ou transfert thermique par :



C'est le plus évident, les particules se transmettent une énergie microscopique désordonnée lors des collisions dans les gaz et les liquides ou par contact direct dans les solides. L'espace de transmission peut être entre les 2 systèmes, ou cela peut être un gaz comme l'air, un liquide comme l'eau pour un bain-marie ou un solide comme un mur, une fenêtre, une paroi, une anse de théière, etc...

➤ La thermique ou transfert thermique par :

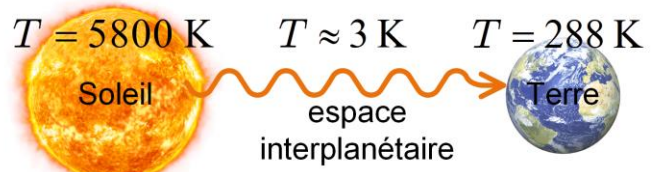
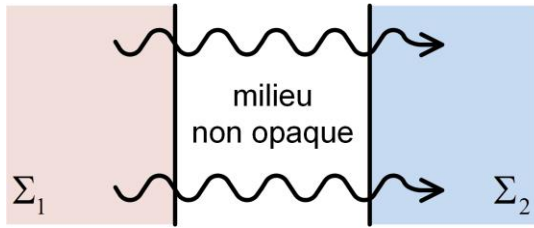
C'est le moins évident, les transferts se font grâce à des d'un fluide *i.e.* un liquide ou un gaz. La source chaude réchauffe à notre échelle le fluide contenant donc une quantité immense de particules.



En général, ce fluide chauffé est moins dense donc, se retrouve en contact avec la source froide qui le refroidit, le fluide est alors plus dense donc, se retrouve à nouveau en contact avec la source chaude, et ainsi de suite...

La convection thermique doit être initiée par ou par le mouvement du fluide. L'exemple le plus parlant est le qui réchauffe une pièce par convection.

➤ Le thermique ou transfert thermique par



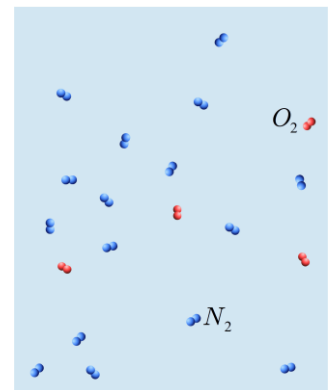
C'est un transfert thermique qui a lieu grâce à un rayonnement
 La production de la radiation lumineuse émise par le système Σ_1 peut se faire de diverses façons, réactions dans le Soleil, de bois dans la cheminée, etc... Son absorption par le système Σ_2 peut se faire aussi de diverses façons mais l'énergie lumineuse finit par être Sans ce mode de transfert, la Terre ne serait pas chauffée par le Soleil, elle serait à près de ... K et on ne pourrait pas en parler. Le rayonnement thermique ne se limite pas à la lumière visible, les émissions dans participent aussi au réchauffement de la Terre par le Soleil.

D . Energie interne

On s'intéresse à un volume V d'air.

A notre échelle, l'échelle **macroscopique**, d'après les chapitres de mécanique, une quantité d'air peut être soumise à certaines forces extérieures (gravité, champ électromagnétique, traction, etc...), comme tout système, son énergie **mécanique** s'écrit :

$$E_m =$$



L'air est un gaz contenant 78% de et 21% de

On peut en plus associer à chaque particule *i.e.* à chaque molécule, une **énergie cinétique** et une **énergie potentielle** microscopiques indépendantes de ce qui a lieu pour l'ensemble.

Dans un état donné, **l'énergie interne** U vérifie le 1^{er} principe mais c'est aussi des énergies cinétique et potentielle microscopiques de toutes les particules d'air :

$$U =$$

1 . Energie interne du gaz parfait monoatomique (GPM)

On considère un gaz constitué de N particules de masse m_p dont chacune a une vitesse

\vec{v}_p de norme v_p . La masse totale du gaz est telle que $m =$

où n est la quantité de matière du gaz et M sa masse molaire.

Salvati : Attention aux notations, les indices des masses sont différents d'un chapitre à l'autre afin d'éviter d'alourdir les calculs avec des indices inutiles par la suite.

| notations du... | ...chapitre 0 | ...chapitre 1 |
|-----------------------|---------------|---------------|
| masse d'une particule | | |
| masse du gaz | | |

L'énergie cinétique moyenne $\langle E_{C_p} \rangle$ des particules du gaz parfait vaut : (chapitre 0 p.11)

$$\langle E_{C_p} \rangle = \quad \quad \quad \text{(GPM)}$$

L'énergie cinétique moyenne est donc liée à la température, plus un gaz est chaud, plus les particules sont rapides, c'est pourquoi on parle de

L'énergie interne U d'un gaz parfait est telle que $U =$ or $E_{P_{\text{micro}}} = \dots$ car on néglige (hypothèse d'inertie p.12).

D'après les hypothèses statistiques d'homogénéité et d'isotropie (chapitre 0 p.8,9) :

$$U = \quad \quad \quad \Leftrightarrow \quad \boxed{U =} \quad \text{(GPM)}$$

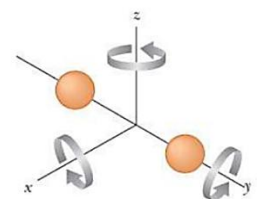
Tout comme il existe le volume molaire V_m et le volume massique v (chapitre 0 p.14), il existe l'énergie interne molaire U_m en J.mol^{-1} et massique u en J.kg^{-1} :

L'énergie interne U_m vaut : (ne dépend que de T)

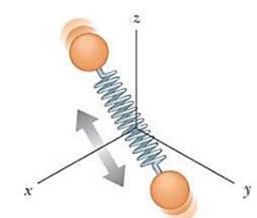
L'énergie interne u vaut :

2. Energie interne du gaz parfait diatomique (GPD)

La théorie du gaz parfait est construite sur des particules ponctuelles avec 3 degrés de liberté, les **translations** dans les 3 directions de l'espace x, y, z et c'est vrai pour les gaz nobles He, Ne, Ar, Kr , etc...



Mais pour les gaz diatomiques comme l'air avec le diazote ou le dioxygène, il faut tenir compte des et des des molécules qui augmentent l'importance de la température :



$$\langle E_{C_p} \rangle =$$

On montre avec le théorème d'équipartition de l'énergie que $\langle E_{C_{\text{rot}}} \rangle = \langle E_{C_{\text{vib}}} \rangle =$

$$\text{D'où } \langle E_{C_p} \rangle = \quad \quad \quad \text{(GPD)}$$

La vitesse quadratique moyenne vaut alors pour les GPD : $\langle v_p^2 \rangle =$

➤ Ordre de grandeur de la vitesse quadratique moyenne pour les GPM et GPD :

Pour l'argon à 20°C, $M_{Ar} = 39,95 \text{ g.mol}^{-1}$, $\sqrt{\langle v_p^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\dots\dots\dots}{\dots}} \approx \dots\dots \text{ m.s}^{-1} \approx \dots\dots\dots \text{ km.h}^{-1}$

Pour de l'air à 20°C, $M_{air} = 29,0 \text{ g.mol}^{-1}$, $\sqrt{\langle v_p^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\dots\dots\dots}{\dots}} \approx \dots\dots \text{ m.s}^{-1} \approx \dots\dots\dots \text{ km.h}^{-1}$

D'après les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie, l'énergie interne vaut alors :

$$U = \text{ } \text{ (GPD)}$$

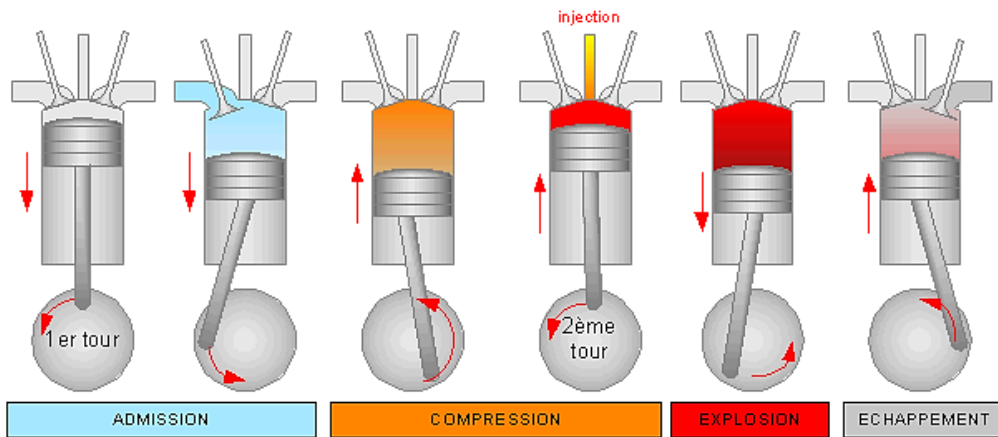
L'énergie interne **molaire** U_m vaut alors : $U_m = \frac{U}{n} = \frac{\dots\dots\dots}{2} = U_m(T)$ (dépend que de T)

L'énergie interne **massique** u vaut alors : $u = \frac{U}{m} = \frac{5}{2} \frac{\dots\dots\dots}{m} = \frac{5}{2} \frac{RT}{m}$

En thermodynamique, les grandeurs **molaires** ont des m dans leurs notations tandis que les grandeurs **massiques** sont les des grandeurs physiques.

II . Cycle Diesel (1^{ère} partie)

Le moteur Diesel (1893) comme le moteur essence est un moteur à combustion interne à 4 temps, il permet de produire un travail à l'aide d'un cycle thermodynamique :



Le principe du moteur Diesel peut être ramené à l'étude d'un seul piston :

- 1^{er} temps : **admission** de l'air dans le cylindre, le piston redescend (soupape ouverte).
- 2^{ème} temps : **compression** de l'air par le piston qui remonte (soupape fermée).
- 3^{ème} temps : **injection, combustion** du carburant, **détente** de l'air, le piston redescend.
- 4^{ème} temps : **échappement** de la fumée par le piston qui remonte (soupape ouverte).

A. Etude générale

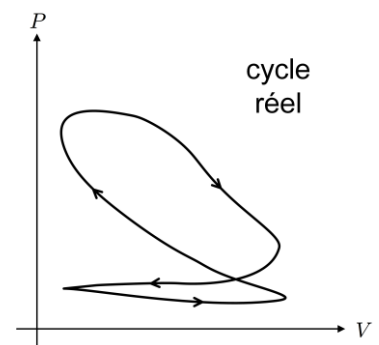
Pour le moteur Diesel, on considère que le système thermodynamique étudié est le présent dans le cylindre. La soupape est ouverte au 1^{er} et au 4^{ème} temps pour une entrée et une sortie de matière, il s'agit donc d'un système La soupape étant fermée dans les 2^{ème} et 3^{ème} temps, on peut considérer un système

Quelle est la différence principale entre un moteur Diesel et un moteur essence ?

L'essence est un carburant plus raffinée que le gasoil, il est donc plus stable et plus difficile à enflammer. Cette différence de carburant implique la différence principale entre les moteurs : la combustion dans le moteur essence doit être qui est déclenchée juste après l'injection. Cette étincelle est provoquée par des **bougies** qui sont absentes du moteur Diesel car le gasoil s'enflamme naturellement. Le moteur Diesel possède à la place des **bougies de** pour mettre en température le moteur afin que la combustion ait bien lieu.

1. Hypothèses simplificatrices

- Hyp.1 : On néglige les effets réels du cycle qui sont complexes pour lesquels par exemple l'admission et l'échappement ne sont pas des transformations identiques et opposées.
- Hyp.2 : Le 1^{er} et le 4^{ème} temps ne seront pas étudiés car le système est
- Hyp.3 : Le 3^{ème} temps est décomposé en 3 transformations BC, CD et DA.
- Hyp.4 : Toutes les transformations du cycle sont supposées
- Hyp.5 : Le gaz présent dans le cylindre est supposé être un **gaz parfait**.
C'est une hypothèse correct pour l'air mais pas pour le gasoil qui est un liquide.



Un **cycle thermodynamique** est
 Lorsqu'un système subit plusieurs transformations à la suite, il est nécessaire d'utiliser d'autres indices que i et f pour décrire les états. On utilise les indices A, B, C, D, etc... ou 1, 2, 3, 4, etc... où chaque lettre ou chiffre désigne **un état** et chaque passage d'une lettre à l'autre $A \rightarrow B$, $B \rightarrow C$, $C \rightarrow D$, etc... correspond à **une**

2. Cycle moteur et cycle récepteur

On observe les aires du cycle dans le diagramme de Watt :

L'aire du cycle Diesel A_{cycle} est tel que :

$$A_{\text{cycle}} =$$

Le travail du cycle vaut : (chapitre 0 page 22)

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

$$=$$

$$=$$

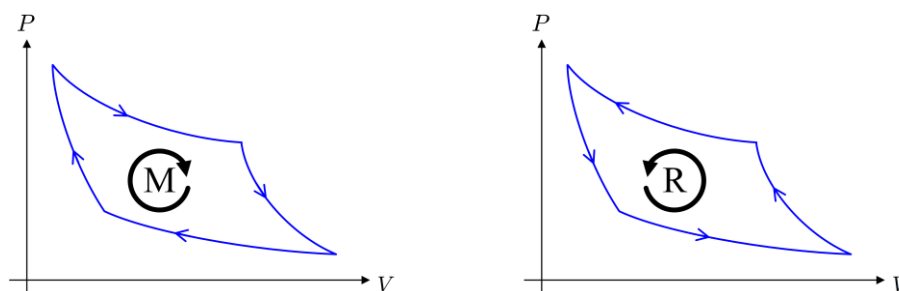
Le travail total du cycle est donc, cela signifie qu'après avoir parcouru le cycle, le système un travail à l'extérieur.

Contrairement à la mécanique où le travail est considéré lorsque $W > 0$, donc fourni au système mécanique et donc utile à son mouvement, en thermodynamique, le travail est considéré comme lorsque $W_{\text{cycle}} < 0$.

système thermodynamique

système mécanique

Du point de vue thermodynamique, le moteur Diesel un travail W_{cycle} , celui-ci est par les roues sous la notation $W_{\text{utile}} = -W_{\text{cycle}}$ ce qui permet de les faire avancer.



Allure de deux cycles dont celui de gauche est moteur, celui de droite est récepteur

Un cycle moteur est un cycle du diagramme de Watt et pour lequel le travail total

Un cycle récepteur est un cycle du diagramme de Watt et pour lequel le travail total

B. Transformation isochore DA

A la fin du 3^{ème} temps, le piston est redescendu, le volume est maximal. Avant que le cycle ne recommence en A, l'air et les gaz produits par la combustion se refroidissent à **volume constant** passant d'une température T_D à une température plus faible T_A .

Une transformation est lorsque tout au long de la transformation :

(étymologie : du grec khora, la place, le réceptacle, le lieu)

1. Capacité thermique à volume constant

Pour un gaz parfait, on a vu que $U = \frac{3}{2} nRT$ pour un GPM et $U = \frac{5}{2} nRT$ pour un GPD.

Soit la capacité thermique à volume constant : $C_V =$ déf avec C_V en **J.K⁻¹**.

.....

Donc $C_V =$ pour un GPM et $C_V = \frac{5}{2} nR$ pour un GPD.

La capacité thermique permet de généraliser la relation qui existe **pour un gaz parfait** entre son énergie interne et sa température : $U = \dots T$.

Soit une transformation **quelconque** d'un gaz parfait passant d'une température initiale T_i à une température finale T_f . L'énergie interne initial s'écrit : $U_i =$ et l'énergie interne finale s'écrit $U_f =$ La variation d'énergie interne ΔU vaut alors :

(1^{ère} loi de Joule, 1843)

On trouve souvent les capacités thermiques en $J.K^{-1}.mol^{-1}$ et en $J.K^{-1}.kg^{-1}$, ce sont les capacités thermiques à volume constant respectivement molaire et massique :

| | |
|---|--|
| $= \frac{C_V}{n} \text{ capacité thermique}$ <p style="text-align: center;">en $J.K^{-1}.mol^{-1}$</p> | $= \frac{C_V}{m} \text{ capacité thermique}$ <p style="text-align: center;">en $J.K^{-1}.kg^{-1}$</p> |
|---|--|

On remarque donc que :

et

La 1^{ère} loi de Joule peut donc s'écrire : $\Delta U =$

Pour un GPM, $\Delta U = \dots$ donc $C_{Vm} =$ et $c_V =$

Toute relation thermodynamique peut s'écrire aussi sous forme molaire :

$$U_m = \overset{\text{d\u00e9f}}{\dots} \overset{GP}{\dots} = \frac{\dots}{\dots} =$$

Puisque $C_{Vm} = \frac{3}{2} R = cste$ alors U_m ne d\u00e9pend que de la temp\u00e9rature T .

La 1^{ère} loi de Joule sous forme molaire s'écrit donc :

Toute relation thermodynamique peut s'écrire aussi sous forme massique :

$$u = \overset{\text{d\u00e9f}}{\dots} \overset{GP}{\dots} = \frac{\dots}{\dots} =$$

La 1^{ère} loi de Joule sous forme massique s'écrit donc :

2. Application des lois au cycle Diesel

➤ Le travail \u00e9l\u00e9mentaire s'écrit : (hypoth\u00e8se 4 de r\u00e9versibilit\u00e9).

Puisque $dV = 0$ alors et si l'int\u00e9grande est nulle, l'int\u00e9grale aussi :

(On le savait d\u00e9j\u00e0 depuis la page 11 d'apr\u00e8s le diagramme de Watt)

➤ (hypoth\u00e8se 5 de gaz parfait).

➤ (hypoth\u00e8se 2 de syst\u00e8me ferm\u00e9).

On sait que $T_A > T_D$ car c'est un **refroidissement** donc $Q_{DA} < 0$.

Cette transformation isochore se fait sans travail mais avec un transfert thermique par le moteur vers l'ext\u00e9rieur. Il peut \u00eatre utilis\u00e9 pour chauffer l'int\u00e9rieur de la voiture.

Salviati : La capacit\u00e9 thermique \u00e0 volume constant prend ici tout son sens pour une transformation isochore. Plus la capacit\u00e9 \u00e0 emmagasiner de l'\u00e9nergie est grande, plus une petite \u00e9l\u00e9vation de temp\u00e9rature conduit \u00e0 une grande quantit\u00e9 de chaleur emmagasin\u00e9e :

Pour ΔT donn\u00e9, plus C_V est grand, plus Q_{DA} est grand \u00e0 volume constant $V = cste$.

➤ Pour un gaz parfait,

En divisant membre à membre,

car c'est un refroidissement.

D'où $P_A = P_D$ ce qui est cohérent avec le diagramme.

Ordre de grandeurs : $T_A \approx 40^\circ\text{C}$, $P_A \approx 1,0 \text{ bar}$, $T_D \approx 1200^\circ\text{C}$, $P_D = \dots \approx \dots$

C . Transformation isobare BC

Au début du 3^{ème} temps, le piston est remonté, le volume est minimal, c'est à ce moment que l'on injecte le gasoil qui réagit avec le dioxygène de l'air *i.e.* qui brûle en tant que combustible lors de l'explosion et qui va pousser le piston à redescendre.

La combustion se fait à pression constante (hypothèse 3 de découpage du 3^{ème} temps).

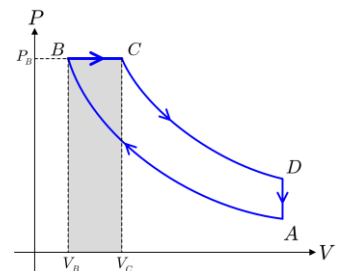
Une transformation est lorsque tout au long de la transformation :

(*étymologie* : du grec baros, le poids)

1 . Application des lois au cycle Diesel

➤ Le travail élémentaire s'écrit :

⇒ $W_{BC} =$



On sait que le piston redescend donc le volume accessible augmente : $V_B < V_C$ donc $W_{BC} > 0$.

On peut vérifier la justesse de ce résultat de deux façons grâce au diagramme de Watt :

↳ $dV > 0$ donc d'après le chapitre 0 page 22, $W_{BC} = \int P dV$ car $A_{BC} > 0$ (✓ signe)

↳ Comme la courbe de $P(V)$ est une droite horizontale, l'aire du vaut :

$A_{BC} = P_B(V_C - V_B)$ donc $W_{BC} = P_B(V_C - V_B)$ (✓ expression)

➤ (hypothèse 5 de gaz parfait).

Simplicius : Le calcul est terminé, on ne peut pas aller plus loin, question suivante.

Salviati : Il est important de comprendre qu'on peut *i.e.* qu'on doit aller un peu plus loin.

On développe le travail et on utilise le fait que $P_B = P_C$: $Q_{BC} =$

Or pour un gaz parfait : $P_B V_B = nRT_B$ et $P_C V_C = nRT_C$ donc :

$Q_{BC} =$

On peut constater une analogie avec la transformation isochore où $Q_{DA} = C_V(T_A - T_D)$.

2. Capacité thermique à pression constante

Puisque la transformation est isobare, soit la capacité thermique à pression constante :

$$\boxed{\quad = \quad + \quad} \text{ (relation de Mayer, 1842)}$$

Ceci n'est, cette relation n'est valable

On trouve souvent les capacités thermiques en $\text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ et en $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$, ce sont les capacités thermiques respectivement molaire et massique :

| | |
|--|--|
| $C_{Pm} =$ capacité thermique molaire | $c_P =$ capacité thermique massique |
| en | en |

On remarque que : $\boxed{C_P = \dots C_{Pm} = m \dots}$ et $\boxed{C_{Pm} = \frac{\dots}{\dots} c_P = M \dots}$

➤ Pour un GPM, $C_P =$ _____ donc $C_{Pm} =$ _____ et $c_P =$ _____

➤ Pour un GPD, $C_P =$ _____ donc $C_{Pm} =$ _____ et $c_P =$ _____

La relation de Mayer sous forme molaire, s'écrit : _____ = _____ + _____. On remarque au passage que les capacités molaires et la _____ ont la même unité : $\text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$.

La relation de Mayer sous forme massique, s'écrit : _____ = _____ + _____

Soit γ le **coefficient de Laplace** très utile par la suite :

Pour un GPM, $\gamma =$ _____ . Pour un GPD, $\gamma =$ _____ .

Déterminer C_P et C_V en fonction de n , de R et de γ (2 équations à 2 inconnues).

.....

$$\boxed{C_V = \text{_____}} \text{ et } \boxed{C_P = \text{_____} = \text{_____}} \text{ (GP)}$$

➤ Ordres de grandeur entre gaz réels et gaz parfait : *Source : encyclopedia.airliquide.com*

| gaz monoatomique | gaz parfait | hélium ${}_2\text{He}$ | néon ${}_{10}\text{Ne}$ | argon ${}_{18}\text{Ar}$ | krypton ${}_{36}\text{Kr}$ | xénon ${}_{54}\text{Xe}$ |
|------------------------|-------------|---------------------------|----------------------------|-----------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| γ à 25°C, 1 atm | 1,6667 | 1,6665 | 1,6669 | 1,6696 | 1,6722 | 1,6773 |

Le coefficient de Laplace est un bon indicateur de comportement du gaz. Dans les conditions normales de pression et de température, tous les gaz nobles se comportent comme des à 1% près. Une légère “imperfection” s’accroît en descendant dans le tableau périodique, cohérente avec le comportement de moins en moins inerte des gaz nobles, on avait vu page 5 du chapitre I de chimie que le xénon pouvait réagir.

Les capacités molaires sont donc à peu près celles du gaz parfait monoatomique :

$$C_{Vm} = \frac{C_V}{n} \approx \frac{3}{2}R \approx \text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1} \text{ et } C_{Pm} = \frac{C_P}{n} \approx \frac{5}{2}R \approx \text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$$

| | | | |
|------------|--------------|--------|--------------|
| air, 300 K | 1 bar | 10 bar | 100 bar |
| γ | 1,402 | 1,417 | 1,569 |
| air, 1 bar | 180 K | 280 K | 340 K |
| γ | 1,407 | 1,404 | 1,400 |

Comme on l’a vu avec le diagramme d’Amagat (chapitre 0 page 14), l’air se comporte comme un gaz parfait lorsque les hypothèses de ponctualité et d’inertie sont vérifiées *i.e.* lorsque les particules ne se gênent pas entre elles donc lorsque P et T

Les capacités massiques de l’air sont donc à peu près celles du gaz parfait diatomique :

$$c_V \approx \frac{\dots}{\dots} \approx 0, \dots \text{ kJ.K}^{-1}.\text{kg}^{-1} \text{ et } c_P \approx \frac{\dots}{\dots} \approx \dots \text{ kJ.K}^{-1}.\text{kg}^{-1} \text{ avec } M = 29,0 \text{ g.mol}^{-1}$$

La théorie acoustique montre que la vitesse du son vaut : $v_{\text{son}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \approx \dots \text{ m.s}^{-1}$ à 300 K

On pourra la comparer à la vitesse quadratique moyenne page 9 où γ est remplacé par 5.

3. Enthalpie d’un système

On revient à l’analogie entre l’isochore où $\Delta U_{DA} =$ et l’isobare où $Q_{BC} = \Delta T$

Le 1^{er} principe s’écrivait : $\Delta U_{BC} = W_{BC} + Q_{BC} \Leftrightarrow$

Or d’où :

pour une isobare analogue à $\Delta U_{DA} = C_V \Delta T$ pour une isochore

En effet, d’un état initial à un état final, $\Delta(U + PV) =$

Salviati : Attention à ne pas mélanger les deltas :

$$\Delta(PV) = \dots \text{ mais } \Delta P \times \Delta V = \dots$$

On introduit une nouvelle fonction thermodynamique appelée notée H (lettre h pour “heat”, chaleur en anglais). Sa première utilisation est attribuée à Onnes (prix Nobel de physique 1913 pour la découverte de l’hélium liquide). L’enthalpie avait le même rôle pour une transformation à pression constante que l’.....

(définition de l'enthalpie)

C'est une **énergie** donc elle se mesure en J (Joule), elle est importante lorsqu'on étudie un problème à ce qui est souvent le cas comme les réactions chimiques en phase aqueuse, les dissolutions d'espèces chimiques, les transitions de phase.

Comme les volumes molaire et massique ou les énergies internes molaire et massique, l'enthalpie se décline en enthalpie molaire et massique :

$$\overset{\text{déf}}{=} \frac{\dots}{\dots} \text{ et } \overset{\text{déf}}{=} \frac{\dots}{\dots} \text{ avec les définitions : } = U_m + \quad \text{ et } = u +$$

Pour une isochore où $V = cste$,
Pour une isobare où $P = cste$,

où Q_V et Q_P sont les chaleurs respectivement à volume constant et pression constante

Soit la capacité thermique à pression constante : $\overset{\text{déf}}{C}_P =$ avec C_P en **J.K⁻¹**.

Dérivée partielle de l'..... par rapport à la à constante

4. Enthalpie d'un gaz parfait

➤ Soit une transformation quelconque d'un gaz parfait, on aura :

(2^{ème} loi de Joule, 1843)

La 2^{ème} loi de Joule peut donc s'écrire : $\Delta H =$

Sous forme molaire : $\Delta H_m =$ et sous forme massique : $=$

On sait que $\gamma = \frac{C_P}{C_V} \Leftrightarrow C_P = \gamma C_V$ donc $\Delta H =$

Or 1^{ère} loi de Joule : donc : pour un gaz parfait

➤ L'équation des gaz parfaits donne $PV = nRT$

On sait que $U = \frac{3}{2}nRT$ pour un GPM et $U = \frac{5}{2}nRT$ pour un GPD.

D'où $H = U + PV =$ pour un GPM et $H =$ pour un GPD.

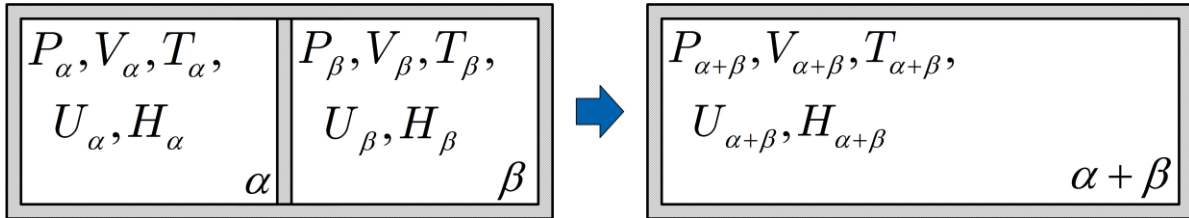
On aurait pu utiliser $H = C_p T$ avec $C_p =$ pour un GPM et $C_p =$ pour un GPD

On pourra en déduire les expressions de H_m et de h en fonction de T .

5. Additivité de l'enthalpie ?

Comme toute énergie, l'énergie interne U et l'enthalpie H sont des grandeurs

On considère un système isolé fait de 2 sous-systèmes α et β isolés au départ.



Par exemple, la valeur de P_α peut évoluer d'un état initial $P_{\alpha i}$ à un état final $P_{\alpha f}$.

$$U_\alpha + U_\beta =$$

Les énergies cinétiques et potentielles microscopiques des particules de α et de β entre elles ce qui correspond bien aux énergies microscopiques de l'ensemble.

L'énergie interne U est donc une grandeur

Le volume est une grandeur extensive et il est aussi additif ici donc $V_{\alpha+\beta} =$

La pression et la température sont des grandeurs **intensives** donc $P_\alpha, T_\alpha, P_\beta, T_\beta$ évoluent jusqu'à ce qu'elles soient toutes égales à l'équilibre : $P_{\alpha f} = P_{\beta f} = P_{\alpha+\beta}, T_{\alpha f} = T_{\beta f} = T_{\alpha+\beta}$.

D'où

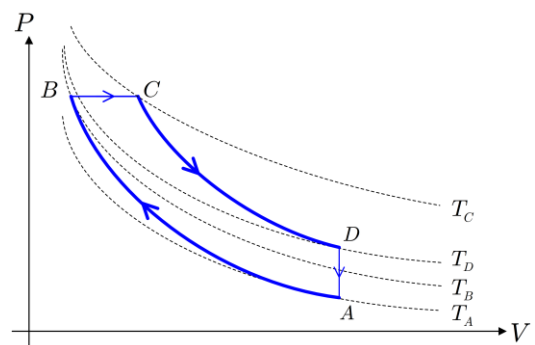
L'enthalpie H est donc une grandeur

D. Transformations adiabatiques AB et CD

Une transformation est lorsqu'elle s'effectue :
 $Q = 0$ et de façon infinitésimale, = ...

Les parois d'échange doivent être ou par abus de langage

Dans le cycle Diesel, la compression au 2^{ème} temps lors de la remontée du piston est supposée adiabatique $Q_{AB} = 0$, elle permet de comprimer l'air admis, de le monter en température afin de préparer l'explosion. Lors du 3^{ème} temps, le piston est repoussé vers le bas grâce à l'explosion, le gaz se détend, un refroidissement adiabatique a lieu avec $Q_{CD} = 0$.



➤ 1^{ère} loi de Joule : $\Delta U_{AB} =$ (hypothèse 5 du gaz parfait) qu'on peut réécrire :

$\Delta U_{AB} =$, de même : $\Delta U_{CD} =$ _____

➤ 1^{er} principe : $\Delta U_{AB} =$ et $\Delta U_{CD} =$ puisque $Q_{AB} = Q_{CD} = 0$.

➤ Lors de la compression adiabatique AB, $W_{AB} =$ _____ > 0 .

Ce travail est par le piston au système ce qui la température du système de T_A à T_B . Il y a

Puisque $W_{AB} =$ alors $dV < 0$, le volume de A à B : P , T , V .

L'aire sous la courbe AB est à la valeur de W_{AB} : $A_{AB} =$

➤ Lors de la détente adiabatique CD, $W_{CD} =$ _____ < 0

Ce travail est cédé par le système

.....

Salviati : Même si on utilise l'**augmentation de température** comme conséquence d'un **transfert thermique du chaud vers le froid** pour expliquer les modes de transfert ou rendre la thermodynamique moins abstraite, il ne faut pas confondre les deux.

↪ Fournir ou recevoir de la chaleur n'implique pas une augmentation ou une diminution de température et inversement : il n'y a pas de lien entre Q et ΔT **dans le cas général**.

➤ Lors d'une transformation adiabatique (au-dessus) : $Q = 0$ mais $\Delta T > 0$ ou $\Delta T < 0$.

➤ Lors d'un changement d'état physique : $\Delta T = 0$ i.e. $T = cste$ mais $Q > 0$ ou $Q < 0$.

➤ Récapitulatif des transformations thermodynamiques déjà vues :

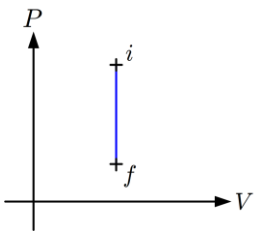
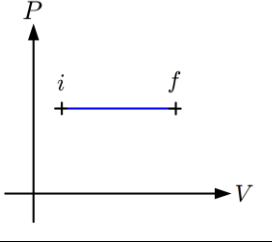
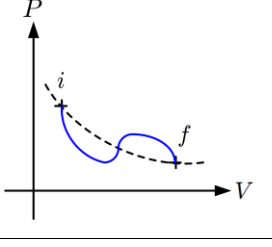
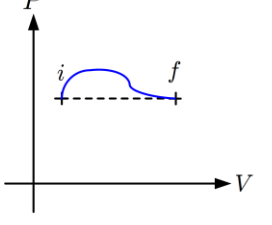
| transformation | définition | 1 ^{er} principe | gaz parfait | allure |
|----------------|--|-----------------------------------|--|---|
| iso..... | $V = cste$ $\Delta V = 0$ $dV = 0$ | $W = \dots$ $\Delta U = \dots$ | 1 ^{ère} loi de Joule : $Q = \dots$ |  |
| iso..... | $P = cste$ $\Delta P = 0$ $dP = 0$ | $W = \dots$ $\Delta H = \dots$ | 2 ^{ème} loi de Joule : $Q = \dots$ |  |
| isotherme | $T = cste$ $\Delta T = 0$ $dT = 0$ $Q \neq 0 !$ | $\Delta U = W + Q$ | lois de Joule : $\Delta U = \Delta H = \dots$ $Q = -\dots =$ | |
| | $Q = \dots$ $\Delta T \neq 0 !$ | $\Delta U = \dots$ | 1 ^{ère} loi de Joule : $W = \quad = \text{---}$ | |
| | $T_{ext} = cste$ $T \neq cste$ | $\Delta U = W + Q$ | lois de Joule : $\Delta U = \Delta H = \dots$ $Q \neq 0$ |  |
| | $P_{ext} = cste$ $P \neq cste$ | $W = \dots$ $\Delta U = W + Q$ | lois de Joule : $\dots = C_V \Delta T$ $\dots = C_P \Delta T$ |  |

Table des matières

| | |
|--|----|
| I . Premier principe | 1 |
| A . De la force vive à la chaleur | 2 |
| 1 . Terme de puissance intérieure | 3 |
| 2 . Terme de puissance extérieure..... | 3 |
| 3 . Terme d'énergie cinétique totale | 4 |
| 4 . Bilan de puissance et d'énergie | 5 |
| B . Enoncé du 1 ^{er} principe | 5 |
| C . Transfert thermique | 6 |
| D . Energie interne..... | 7 |
| 1 . Energie interne du gaz parfait monoatomique (GPM)..... | 7 |
| 2 . Energie interne du gaz parfait diatomique (GPD) | 8 |
| II . Cycle Diesel (1 ^{ère} partie) | 9 |
| A . Etude générale..... | 10 |
| 1 . Hypothèses simplificatrices | 10 |
| 2 . Cycle moteur et cycle récepteur..... | 11 |
| B . Transformation isochore DA | 12 |
| 1 . Capacité thermique à volume constant | 12 |
| 2 . Application des lois au cycle Diesel..... | 13 |
| C . Transformation isobare BC | 14 |
| 1 . Application des lois au cycle Diesel..... | 14 |
| 2 . Capacité thermique à pression constante | 15 |
| 3 . Enthalpie d'un système | 16 |
| 4 . Enthalpie d'un gaz parfait | 17 |
| 5 . Additivité de l'enthalpie ? | 18 |
| D . Transformations adiabatiques AB et CD..... | 18 |
| Table des matières..... | 21 |