

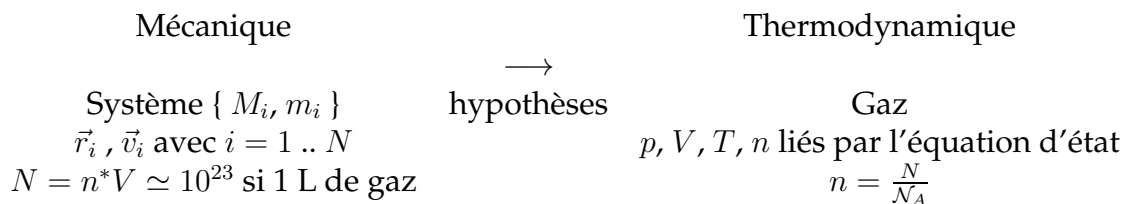
T₁ De la mécanique à la thermodynamique

PCSI 2025 – 2026

Remarque : Attention aux unités. On utilise souvent les unités g, g/mol, L, °C, bar; mais les unités légales pour la masse, le volume, la température et la pression sont le **kg, m³, K, et Pa**

Introduction : cette partie fait le lien entre la mécanique et la thermodynamique.

En effet, nous allons définir des grandeurs thermodynamiques en partant de l'étude d'un système de N points matériels constituant un gaz et en faisant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.



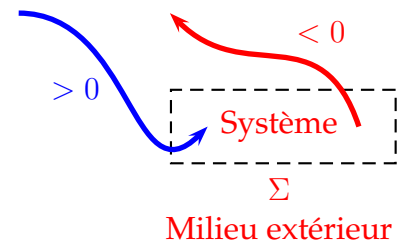
Restera ensuite à généraliser les résultats obtenus aux phases condensées.

I Théorie cinétique du gaz parfait monoatomique : GPM

1. Système thermodynamique

Définition : un système thermodynamique est un corps ou un ensemble de corps que l'on étudie, délimité par une surface Σ réelle ou virtuelle.

Le reste de l'univers c'est à dire tout ce qui n'est pas dans le système est **le milieu extérieur**.



Convention thermodynamique : par convention, tout ce qui rentre dans le système est compté **positivement**, tout ce qui en sort est compté **négativement**.

= convention du compte en banque, si ça rentre, je suis content donc +, sinon je suis pas content donc -

- Si Σ permet les transferts thermiques, elle est **diatherme = diathermane**.
- Sinon, elle est **calorifugée = athermane (= adiabatique)**.

Différentes catégories de systèmes

- Si il peut échanger de la matière et de l'énergie avec le milieu extérieur, le système est **ouvert**.
Exemples : **tuyère d'avion, compresseur ...**
- Si il peut échanger de l'énergie mais pas de matière avec le milieu extérieur, il est **fermé**.
Exemples : **bouillotte fermée ...**
- Si il ne peut échanger ni matière, ni énergie avec le milieu extérieur, il est **isolé**.
Exemples : **bouteille thermos fermée, univers ...**

2. Paramètres d'état

L'état macroscopique d'un système à l'équilibre est généralement indépendant du détail microscopique de l'agitation de chacune des particules, mais dépend plutôt de propriétés « moyennes ». On peut le définir par la donnée d'un nombre limité de paramètres macroscopiques (ou variables) appelés **paramètres ou variables d'état**.

Exemples : p (pression), V (volume), T (température), n (quantité de matière), l (longueur) ...

2.a. Paramètres d'états extensifs - Paramètres d'états intensifs

Définition : Les paramètres qui s'ajoutent lorsque l'on réunit deux systèmes (c'est-à-dire tels que $\text{Param}(S_1 \cup S_2) = \text{Param}(S_1) + \text{Param}(S_2)$) sont dits **extensifs**.

En particulier, ce sont des paramètres qui sont proportionnels à la quantité de matière (ou à la masse du système).

Exemples : **volume, masse, charge ...**

Définition : Les paramètres **intensifs** sont indépendants de la quantité de matière du système et définis en un point du système (localement).

Ce ne sont pas des grandeurs additives : lors d'une réunion de deux systèmes S_1 et S_2 , si $S = S_1 \cup S_2$ alors $\text{Param}(S) \neq \text{Param}(S_1) + \text{Param}(S_2)$. Exemples : **Température, pression ...**

Remarques :

- ★ Le rapport de deux variables extensives est une variable **intensive**.
Exemple : $\rho = \frac{m}{V}$ **masse volumique du système**.
De même, le produit d'une variable intensive par une variable extensive est **extensive** et le produit de deux grandeurs intensives est **intensive**.
- ★ Un paramètre d'état intensif d'un système n'est défini que si **le système est à l'équilibre thermodynamique**.

C'est en particulier ce point qui explique la nécessité d'une échelle **mésoscopique** qui est suffisamment grande pour que les paramètres d'états soient définis et suffisamment petite pour qu'ils soient **homogènes**.

- ★ Il existe des paramètres qui ne sont ni intensifs, ni extensifs. Par exemple V^2 ; **énergie d'interaction gravitationnelle (longue portée), pour nous, l'énergie sera extensive (interaction courte portée)**
- ★ Pour chaque grandeur extensive U , on peut définir les grandeurs intensives
 - **molaire** , noté avec un indice m $U_m = U/n$ avec n la quantité de matière du système;
 - ou **massique** , noté avec une lettre minuscule $u = U/m$ avec m la masse du système.

Ces grandeurs peuvent être **tabulées** en fonction des paramètres d'états (mesurées et inscrites dans des tables) pour en déduire ensuite la valeur de U pour un système de taille quelconque.

Exemple : le volume molaire d'un gaz parfait dans les C.N.T.P. (condition normales de température et de pression : 1 bar et 0°C) est de 22,4 L/mol. En déduire le volume occupé par 3 mol de gaz à 1 bar et 0°C? $V = V_m \times n = 67,2 \text{ L}$

2.b. Quelques ordres de grandeur à connaître

- * Masse molaire de l'air : 29 g/mol = 0,029 kg/mol
- * Volume molaire d'un gaz parfait dans des conditions usuelles de température (20°C) et de pression : 24 L/mol = 0,024 m³/mol
- * Masse volumique de l'air dans les conditions usuelles : 1,2 kg/m³
- * Masse volumique de l'eau : 1 kg/L = 1000 kg/m³ $\simeq 1000 \rho_{\text{air}}$

3. Différentes échelles de modélisation

- On peut considérer chaque particule et on modélise le système à l'aide des interactions entre particules : **échelle microscopique**
- On peut considérer le système de façon moyenne en considérant un petit nombre de paramètres (température, pression, masse totale ...) : **échelle macroscopique**
- Enfin, on définit une échelle intermédiaire, suffisamment grande pour contenir un grand nombre de particules et pour pouvoir définir des grandeurs moyennes, mais suffisamment petite pour que ces grandeurs soient homogènes : **échelle mésoscopique**.

Exemple : dans une pièce (échelle macroscopique), la température n'est pas forcément homogène partout, mais si l'on définit un système cubique de 1 mm de côté (échelle mésoscopique), la température et la pression seront homogènes à l'intérieur de ce cube, qui contient malgré tout plus de 10^{16} particules.

4. Premières hypothèses, pour simplifier les calculs.

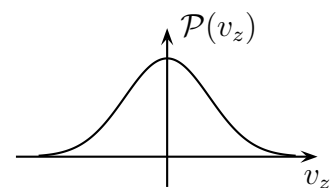
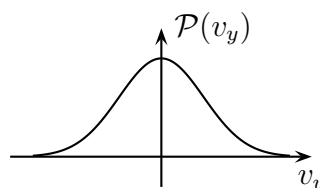
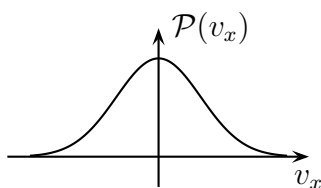
- On suppose que le gaz ne possède pas de mouvement d'ensemble dans le référentiel d'étude \mathcal{R} : repos macroscopique et si G est le centre d'inertie du système,

$$\vec{v}_G = \vec{0}$$

- Le système est à l'équilibre thermodynamique macroscopique.

Si on considère, à l'échelle mésoscopique, une particule fluide du système centrée en M et de volume dV , toutes les particules qu'elle contient n'ont pas la même vitesse mais si on appelle distribution des vitesses l'ensemble $\{ \vec{v}_i \}$ de toutes les particules de dV (répartition des vitesses) :

- * la distribution des vitesses $\{ \vec{v}_1, \vec{v}_2 \dots \vec{v}_N \}$ est stationnaire (permanente) et homogène (uniforme) : indépendante **du temps t et de l'endroit considéré M ,**
- * le chaos moléculaire suppose qu'il n'existe pas de direction privilégiée de l'espace et toutes sont équiprobables pour les vitesses. La distribution des vitesses est donc **isotrope**.



Définition : un système thermodynamique, livré à lui même dans des conditions extérieures ne variant pas, est dit en équilibre thermodynamique lorsque **toutes ses propriétés macroscopiques ne varient plus.**

Pour cela il faut :

- que la résultante des forces appliquées sur le système soit nulle : **équilibre mécanique,**
- que la température soit constante en tout point du système : **équilibre thermique,**
- que sa composition chimique ne varie pas : **équilibre chimique.**

Remarque : Il faut distinguer système à l'équilibre et **système en régime stationnaire.** Par exemple un fil parcouru par un courant électrique imposé par un générateur continu est en **régime stationnaire** , mais n'est pas à l'équilibre : **si le fil est isolé du générateur, alors le courant s'arrête.**

5. Valeurs moyennes

Par isotropie de la distribution des vitesses, il y a autant de particules ayant une vitesse \vec{v} que la vitesse $-\vec{v}$ et en moyenne

$$\langle \vec{v}_i \rangle_{\text{spatial}} = \langle \vec{v}_i \rangle_{\text{temporel}} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \langle v_x \rangle = \langle v_y \rangle = \langle v_z \rangle = 0$$

Par contre, la moyenne de la norme des vitesses $\langle \|\vec{v}\| \rangle = \langle v \rangle = \langle \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} \rangle \neq 0$ et croît avec la température T .

Définition : on définit enfin

$$v^* = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2} \quad \text{la vitesse quadratique moyenne}$$

$v^* = \sqrt{\langle v^2 \rangle} \neq \langle v \rangle$ est la grandeur la plus importante car directement lié à **l'énergie cinétique moyenne des particules.**

6. Libre parcours moyen

Définition : On appelle **libre parcours moyen** la distance moyenne parcourue par les particules du système entre deux chocs.

Remarques :

- Le libre parcours moyen dépend en particulier de **la température, la pression et la taille des particules**
- Quelques ordres de grandeurs doivent être connus :
 - à température et pression ambiante pour un gaz : $l \simeq 70 \text{ nm}$
 - à température ambiante et 1 Pa pour un gaz : $l \simeq 10 \text{ mm}$
 - pour un liquide : **le libre parcours moyen est de l'ordre de la taille des particules : 10^{-10} m**

7. Hypothèses supplémentaires : modèle du GPM

Dans le cadre du modèle du Gaz Parfait Monoatomique, on ajoute les hypothèses suivantes :

- les particules sont **ponctuelles** (gaz monoatomique He, Ar ...).
- il n'existe **pas d'interaction à distance** entre les particules

8. Pression cinétique

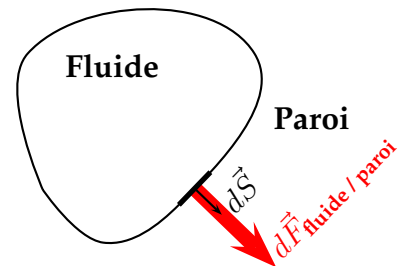
Plongé dans un fluide, le capteur d'un manomètre subit de l'ordre de 10¹⁰ chocs par seconde et il mesure l'effet moyen des chocs des particules par unité de surface : la pression. **ANIMATION**

Définition :

La pression p est définie telle que sur la surface élémentaire $d\vec{S}$ d'une paroi, la force élémentaire exercé par le fluide sur la paroi s'exprime :

$$d\vec{F}_{\text{fluide / paroi}} = p d\vec{S}$$

avec $d\vec{S}$ un vecteur de norme dS , l'aire de la surface élémentaire considérée, normal à la surface et orientée du fluide vers la paroi.

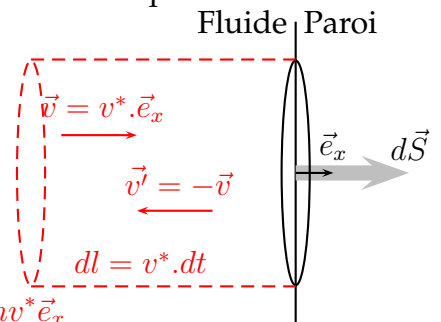


Modèle simplifié avec choc frontal : si on imagine un gaz hypothétique dans lequel toutes les particules ont la même vitesse en norme v^* et ne se déplacent que selon les trois directions de l'espace (Ox, Oy, Oz) .

Par isotropie de la distribution des vitesse, les trois directions sont équiprobables et il en est de même des six sens $(\pm Ox, \pm Oy, \pm Oz)$, il y a donc **1/6 ième** des particules qui se dirigent par exemple selon $+\vec{e}_x$ soit $n^*/6$ particules par unité de volume si n^* est la densité particulaire.

Chacune de ces molécules arrive sur la paroi avec une vitesse $\vec{v} = v^* \vec{e}_x$ et si le choc est élastique (c'est à dire avec conservation de l'énergie cinétique), alors elle repart avec la vitesse $\vec{v}' = -\vec{v} = -v^* \vec{e}_x$.

Sa quantité de mouvement $\vec{P}_{\text{particule}}(t)$ a donc varié lors du choc.



$$\vec{P}_{\text{particule}}(t + dt) - \vec{P}_{\text{particule}}(t) = m(\vec{v}' - \vec{v}) = -2mv^* \vec{e}_x$$

Considérons le système $\mathcal{S} = \{ \text{particules qui vont entrer en collision avec l'élément } dS \text{ de paroi entre } t \text{ et } t + dt \}$ de quantité de mouvement $\vec{P}_{\text{total}}(t)$. Il s'agit d'un système **fermé**, nous pouvons donc utiliser les théorème de la mécanique vu dans les chapitres précédents. On se place dans le référentiel **lié à la paroi que l'on supposera galiléen**.

Quel est le nombre dN de particule du système ?

Les particules qui vont entrer en collision avec la paroi sont celles dont la vitesse est selon $+\vec{e}_x$ (1/6 des particules) et qui sont suffisamment proches (situées à une distance inférieure à $dl = v^* dt$). Elles doivent être en face de dS pour pouvoir frapper la surface. Elles occupent donc un volume $dV = dl \times dS = v^* dt \times dS$. Il y en a donc

$$dN = \frac{1}{6} n^* dV = \frac{1}{6} n^* v^* dt \times dS$$

Quelle est la variation de quantité de mouvement du système entre t et $t + dt$?

Toutes les particules subissent un choc (et un seul), la variation de quantité de mouvement est donc dN fois celle calculée précédemment.

$$\vec{P}_{\text{total}}(t + dt) - \vec{P}_{\text{total}}(t) = dN \times (\vec{P}_{\text{particule}}(t + dt) - \vec{P}_{\text{particule}}(t)) = dN \times (-2mv^* \vec{e}_x)$$

$$\vec{P}_{\text{total}}(t + dt) - \vec{P}_{\text{total}}(t) = -\frac{1}{3}mn^*v^{*2}dt \times dS\vec{e}_x$$


Quelle est la force exercée par la paroi sur le gaz?

On en déduit $\frac{\vec{P}_{\text{total}}(t + dt) - \vec{P}_{\text{total}}(t)}{dt} = -\frac{1}{3}mn^*v^{*2}d\vec{S}$

Or d'après la loi de la quantité de mouvement (système fermé, référentiel galiléen)

$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}_{\text{ext}}$ donc en faisant tendre dt vers 0, on en déduit

$$d\vec{F}_{\text{paroi}/S} = -\frac{1}{3}mn^*v^{*2}d\vec{S}$$

 En déduire la pression du gaz.

D'après la 3^e loi de Newton

$d\vec{F}_{S/\text{paroi}} = -d\vec{F}_{\text{paroi}/S} = \frac{1}{3}mn^*v^{*2}d\vec{S}$ Or par définition $d\vec{F}_{\text{fluide}/\text{paroi}} = p d\vec{S}$, d'où

$$p = \frac{1}{3}mn^*v^{*2}$$

Dimension : La dimension d'une pression est une force par unité de surface, ou une énergie par unité de volume.

9. Température cinétique

Il doit exister une relation entre T et v^* car si T augmente, l'agitation thermique augmente et v^* augmente. En fait, l'énergie cinétique moyenne d'une particule $\langle e_c \rangle$ est proportionnelle à T , on pose le facteur de proportionnalité égal à $\frac{3}{2}k_B$ avec $k_B = 1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ la constante de Boltzmann (voir pourquoi juste après).



$$\langle e_c \rangle = \left\langle \frac{1}{2}mv^2 \right\rangle = \frac{1}{2}m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2}mv^{*2} = \frac{3}{2}k_B T \Rightarrow T = \frac{mv^{*2}}{3k_B} \iff v^* = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$$

Par exemple, à une température $T = 300 \text{ K}$ (soit $27 \text{ }^\circ\text{C}$), pour l'hélium, $m = \frac{M_{\text{He}}}{N_A} = 6,6.10^{-27} \text{ kg}$ et $v^* = 1368 \text{ m.s}^{-1} = 1,4 \text{ km/s}$.

Définition : La température est définie dans un GPM par la relation $\langle e_c \rangle = \frac{1}{2}mv^{*2} = \frac{3}{2}k_B T$

10. Équation d'état du GPM

Définition : la relation qui lie les différents paramètres d'état d'un système à l'équilibre est nommée **équation d'état du système**.

Exemple : l'équation d'état d'un fluide décrit par les variables T , p et V est du type : $f(p, V, T) = 0$ c'est-à-dire que p dépend de V et T : $p = F(V, T)$ ou $V = G(p, T)$.

Dans le cas d'un gaz dit "parfait", on montre expérimentalement que

$$pV = nRT \iff pV_m = RT \quad \text{attention aux unités}$$

où R est la constante des gaz parfaits $R = 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ (il faut penser à exprimer n en mole, p en Pa, V en m^3 et T en K)

$V_m = \frac{V}{n} \simeq 22,4 \text{ L.mol}^{-1}$ dans les CNTP ($T = 0 \text{ °C}$ et $p = 1 \text{ atm}$) est le volume molaire.

Dans le cadre de notre modèle cinétique, on cherche donc une relation entre les variables d'état, grandeurs macroscopiques.

Il faut donc éliminer v^* dans les expressions précédentes. $v^{*2} = \frac{3k_B T}{m}$ et $p = \frac{1}{3} m n^* v^{*2}$, d'où

$$p = n^* k_B T \quad \text{or} \quad n^* = \frac{N}{V} = \frac{n \mathcal{N}_A}{V} \quad \text{et} \quad pV = n \mathcal{N}_A k_B T = nRT$$

en posant $R = \mathcal{N}_A k_B \simeq 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ la constante des gaz parfaits, on retrouve ainsi la loi expérimentale et la température cinétique s'identifie à la température absolue (mesurable macroscopiquement).

Remarque : $v^* = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$

11. Énergie interne du GPM

Dans notre modèle, il n'existe pas d'interaction entre les particules et $E_{p,\text{int}} = 0$.

La seule forme d'énergie présente dans le GPM est donc l'énergie cinétique des particules due à l'agitation thermique, on note U cette énergie interne

$$U = E_c = \sum_{i=1}^N E_{c,i} = N \langle e_c \rangle = n \mathcal{N}_A \frac{3}{2} k_B T \Rightarrow U = \frac{3}{2} nRT$$

Énergie interne d'un GP : L'énergie interne d'un système de n moles (ou $N = n \mathcal{N}_A$) particules) de gaz parfait monoatomique vaut $U = \frac{3}{2} nRT = \frac{3}{2} N k_B T$

Interprétation : par isotropie de la distribution des vitesses, $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$ et $v^{*2} = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle$ et pour un atome,

$$\langle e_c \rangle = \frac{3}{2} k_B T = \left\langle \frac{1}{2} m v^2 \right\rangle = \frac{1}{2} m u^2 = \left\langle \frac{1}{2} m v_x^2 \right\rangle + \left\langle \frac{1}{2} m v_y^2 \right\rangle + \left\langle \frac{1}{2} m v_z^2 \right\rangle$$

somme de trois termes égaux $\frac{1}{2} k_B T$, on a donc équipartition de l'énergie selon les trois degrés de liberté (Cf. M_3). Le terme $\frac{1}{2} k_B T$ est appelé quantum d'énergie de Boltzmann.

12. Fonction d'état

Définition : on appelle fonction d'état d'un système thermodynamique, **une fonction dont la valeur ne dépend que des paramètres d'états.**

Ses variations ne dépendent pas du chemin suivi, on dit que sa forme différentielle est une différentielle totale exacte. Analogue à l'énergie potentielle en mécanique.

Exemple : fonction U dépendant des deux variables T et V .

$\Delta U = U_f - U_i$ quelque soit le chemin suivi entre l'état i et l'état f du système et on peut écrire

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad \text{forme différentielle de la fonction } U(T, V).$$

Si on reprend la formule pour le GPM $U = \frac{3}{2}nRT$, on en déduit :

- la première loi de Joule : **pour un GP, U ne dépend que de T (même s'il n'est pas monoatomique en fait)**
On écrit souvent $U_m = U_m(T)$, c'est une notation pour indiquer que U_m ne dépend que de T .
- la capacité thermique à volume constant $C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{3}{2}nR$.

Attention, on doit faire la différence entre la forme différentielle d'une fonction $E_p(x, y)$ par exemple, notée dE_p et la variation infinitésimale d'une grandeur, W par exemple, quand x et y varient.

On note δW (travail élémentaire) cette dernière et non dW (forme différentielle de $W(x, y)$) s'il n'existe pas de fonction mathématique $W(x, y)$.

II Fluides réels

1. Généralisation des grandeurs thermodynamiques

Pression : l'expérience montre que tout fluide parfait (sans viscosité) exerce sur une surface $d\vec{S}$ une force $d\vec{F}$ colinéaire à $d\vec{S}$, orientée vers l'extérieur du fluide et de norme proportionnelle à dS : $d\vec{F} = p d\vec{S}$.

Température : la température d'un fluide au repos thermodynamique est définie par référence à la température d'un GPM avec lequel il est placé en équilibre thermique.

En pratique, on utilise un troisième corps : un thermomètre étalonné une fois pour toute à l'aide d'un GPM à différentes températures (utilisation du principe 0).

Principe "zéro" de la thermodynamique : si un système C est en équilibre thermique avec deux systèmes A et B séparément alors A et B se trouvent également en équilibre thermique entre eux.

$$T_A = T_C \text{ et } T_B = T_C \implies T_A = T_B$$

Remarque : L'unité légale de T est le Kelvin (K) mais on utilise aussi l'échelle Celsius définie par simple translation de l'échelle Kelvin (θ (°C) = $T(K) - 273,15$) et l'échelle Fahrenheit t (°F) = $\frac{9}{5}\theta$ (°C) + 32 dans les pays anglo-saxons.

Énergie interne : l'énergie interne d'un système est la somme de l'énergie cinétique propre de ses composants (énergie cinétique microscopique, E_c^*) et de l'énergie potentielle d'interaction entre les composants (énergie de liaison dans un cristal par exemple) :

$$U = E_{c,micro} + E_{p,int}$$

Dans le cas général, U est une fonction d'état extensive qui peut dépendre de plusieurs paramètres. Par exemple, on peut donner U en fonction de T et V dans des tables thermodynamiques : $U(T, V)$.

Si T varie de dT et V de dV , alors U varie de

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

Pour un gaz quelconque, $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \neq 0$ et dépend du gaz (voir U_{VDW} en exercice).

Remarque : En fait, il n'est pas pertinent de tabuler U pour un système puisqu'il s'agit d'une grandeur extensive et qu'il faudrait donc la tabuler pour chaque quantité de matière. On tabulera donc plutôt $u(T, V)$, l'énergie interne massique ou alors $U_m(T, V)$, l'énergie interne molaire.

Pour nous cette année, C_v sera une constante et on pourra donc écrire (si les autres paramètres sont constants ou que l'énergie interne n'en dépend pas) :

$$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_v dT = C_v \Delta T$$

2. Phase condensée

On appelle phase condensée une phase dans laquelle les particules sont quasiment au contact.

Exemples : eau liquide, cuivre solide etc...

Ces phases sont en général

- peu compressible, c'est-à-dire leur volume varie peu lorsque l'on change la pression : $-\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \simeq 0$
- et peu dilatable, c'est-à-dire leur volume varie peu lorsque l'on change la température : $\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \simeq 0$

Energie interne d'une phase condensée incompressible et indilatable : Dans le cas où l'on fait l'approximation que la phase condensée considérée est incompressible et indilatable, le volume ne varie pas quelques soient les conditions appliquées au système .

L'énergie interne ne dépend plus que de la température : $U(T)$ et il n'est plus nécessaire de préciser « à volume constant » :

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

La donnée de C suffit alors pour déterminer les variations d'énergie interne. Pour nous cette année, C ne dépendra pas de T et on pourra alors écrire la relation sous forme intégrée :

Variation d'énergie : Pour une phase condensée incompressible et indilatable (très important) :

$$U_2 - U_1 = C(T_2 - T_1) \Leftrightarrow \Delta U = C\Delta T = mc\Delta T = nC_m\Delta T$$



Remarques :



- Pour l'eau $c = \frac{C}{m} = 4,18 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$ soit $C_m \simeq 75 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$.
- On utilise parfois comme unité la **calorie (cal)** qui a été défini historiquement comme l'énergie permettant d'élever la température d'un gramme d'eau de 1°C.
On a donc la relation : 1 cal=4,18 J. (Les nutritionnistes disent parfois calorie alors qu'ils parlent de kilocalorie).

Exercice : Je souhaite faire un régime, ai-je plutôt intérêt à boire une verre d'eau fraiche ou de monter un étage à pieds?

$C = mc$, donc $\Delta U = mc\Delta T$

Un verre d'eau : 20 cL, soit 200 g d'où $\Delta U = 200 \times 4,18 \times (37 - 17) \simeq 17 \text{ kJ}$

Pour monter de un étage, $\Delta E_p = mg\Delta z = 70 \times 10 \times 3 \simeq 2,1 \text{ kJ}$

Il faudrait donc monter 8 étages pour avoir la même énergie (mais le rendement du corps humain n'est pas de 1 en fait!)

But de l'exercice, montrer que la capacité calorifique de l'eau est très importante

3. Gaz réels

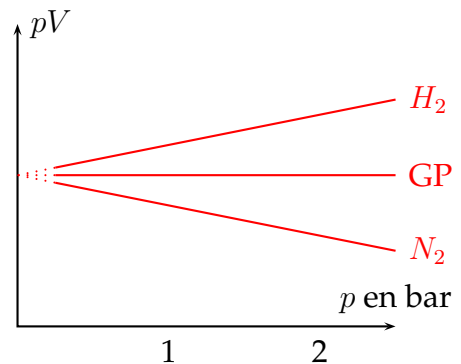
Étude expérimentale : si on trace expérimentalement pV en fonction de p en gardant T constante (diagramme d'Amagat).

Pour un GP, on a $pV = nRT = Cte$ (courbe théorique), c'est la loi de Boyle-Mariotte.

pour un G.R., cette loi n'est respectée que si P est faible.

$GP = \lim_{p \rightarrow 0} G.R.$ Pour tout gaz, $\lim_{p \rightarrow 0} PV_m = Cte = RT$

avec T la température absolue, cette relation est à la base de la construction des thermomètres à gaz.



De même, pour un gaz parfait on a $pV = nRT = \frac{m}{M}RT \Leftrightarrow p = \frac{RT}{Mv}$. Les isothermes correspondent donc dans le diagramme de Clapeyron (P en fonction de v) à **des hyperboles**.

Le gaz réel s'éloigne du gaz parfait lorsque p est « grand » ou v est petit. Réciproquement, le gaz parfait est une bonne approximation d'un gaz réel pour **les faibles pressions ou les grands volumes massiques**.

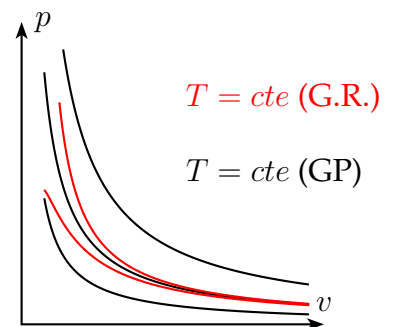


Table des matières

I Théorie cinétique du gaz parfait monoatomique : GPM

1. Système thermodynamique
2. Paramètres d'état
 - 2.a. Paramètres d'états extensifs - Paramètres d'états intensifs
 - 2.b. Quelques ordres de grandeur à connaître
3. Différentes échelles de modélisation
4. Premières hypothèses, pour simplifier les calculs.
5. Valeurs moyennes
6. Libre parcours moyen
7. Hypothèses supplémentaires : modèle du GPM
8. Pression cinétique
9. Température cinétique
10. Équation d'état du GPM
11. Énergie interne du GPM
12. Fonction d'état

II Fluides réels

1. Généralisation des grandeurs thermodynamiques
2. Phase condensée
3. Gaz réels