

---

# THERMODYNAMIQUE

## PARTIE 2

---

CHARLES TUCHENDLER



MPSI 4 – LYCÉE SAINT-LOUIS

ANNÉE 2019/2020



# Table des matières

CHAPITRE XXIV	PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE	2
<b>Introduction</b>		<b>3</b>
<b>I Transformations d'un système thermodynamique</b>		<b>3</b>
I.1 Déplacement de l'équilibre		3
I.2 Transformations à contrainte extérieure maintenue		3
I.3 Evolution temporelle d'un système thermodynamique		4
I.4 Représentation d'une transformation		6
<b>VI Applications du premier principe</b>		<b>8</b>
VI.1 Détente de Joule Gay-Lussac		8
VI.2 Calorimétrie		8
<b>VII Premier principe pour un système ouvert en écoulement permanent</b>		<b>9</b>
VII.1 Rappels et définitions		9
VII.2 Conservation de la masse pour un fluide en écoulement dans un régime permanent		10
VII.3 Enoncé et démonstration		11
VII.4 Application à la détente de Joule et Kelvin		14

## CHAPITRE XXIV

## PREMIER PRINCIPE DE LA THERMODYNAMIQUE

## Sommaire

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>I Transformations d'un système thermodynamique</b> . . . . .	<b>3</b>
I.1 Déplacement de l'équilibre . . . . .	3
I.2 Transformations à contrainte extérieure maintenue . . . . .	3
I.3 Evolution temporelle d'un système thermodynamique . . . . .	4
I.4 Représentation d'une transformation . . . . .	6
<b>VI Applications du premier principe</b> . . . . .	<b>8</b>
VI.1 Détente de Joule Gay-Lussac . . . . .	8
VI.2 Calorimétrie . . . . .	8
<b>VII Premier principe pour un système ouvert en écoulement permanent</b> . . . . .	<b>9</b>
VII.1 Rappels et définitions . . . . .	9
VII.2 Conservation de la masse pour un fluide en écoulement dans un régime permanent . . . . .	10
VII.3 Enoncé et démonstration . . . . .	11
VII.4 Application à la détente de Joule et Kelvin . . . . .	14

## Introduction

Nous avons introduit les bases de la thermodynamique, qui vont nous permettre de caractériser les échanges d'énergie lors de l'évolution d'un système thermodynamique.

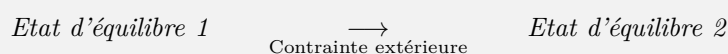
On ne s'intéressera qu'à la caractérisation de systèmes thermodynamiques à l'équilibre (équilibres thermique et mécanique), pour lequel on saura définir les variables thermodynamiques (température, pression, volume...).

## I Transformations d'un système thermodynamique

### I.1 Déplacement de l'équilibre

#### Définition 1 – Transformation thermodynamique

On appelle **transformation** le déplacement du système d'un état d'équilibre vers un autre état d'équilibre, suite à l'application ou à la modification d'une **contrainte extérieure**.



Un tel déplacement d'équilibre peut avoir plusieurs causes à son origine :

- ★ des *actions mécaniques* (compression à l'aide d'un piston par exemple),
- ★ des *actions thermiques* (élévation de température du système par chauffage par exemple),
- ★ des *actions sur la quantité de matière* (ouverture du système à l'aide d'une vanne ou d'un robinet par exemple).

### I.2 Transformations à contrainte extérieure maintenue

Transformation	isotherme	isobare	isochore	adiabatique	monotherme	monobare
Paramètre fixé	$T = \text{cte}$	$P = \text{cte}$	$V = \text{cte}$	$Q = 0$	$T_{\text{ext}} = \text{cte}$	$P_{\text{ext}} = \text{cte}$
Méthode	Thermostat	Parois mobiles (Pressostat)	Parois rigides	Parois calorifugées (ou transformation très rapide)	Thermostat	Pressostat

Remarques :

- On pourra considérer une transformation comme adiabatique lorsque celle-ci est très rapide, de sorte que les échanges thermiques (assez lents) n'ont pas le temps de se faire. Nous verrons des exemples par la suite.
- Isotherme  $\neq$  monotherme : au cours d'une transformation monotherme, la température du système peut être différente de la température extérieure (sauf dans l'état initial et dans l'état final car il y a équilibre).
- Pour un système non isolé, si une transformation monotherme est infiniment lente, le système est à chaque instant en équilibre donc  $T = T_{\text{ext}} = \text{cte}$  : la transformation est *isotherme*.
- Lorsque les parois d'une enceinte permettent un transfert thermique, c'est à dire qu'elles sont conductrices thermiques, on dit qu'elles sont **diathermanes**.

### I.3 Evolution temporelle d'un système thermodynamique

Pour passer d'un état d'équilibre à un autre, la transformation peut être plus ou moins rapide, comme en témoigne la figure ci-dessous.

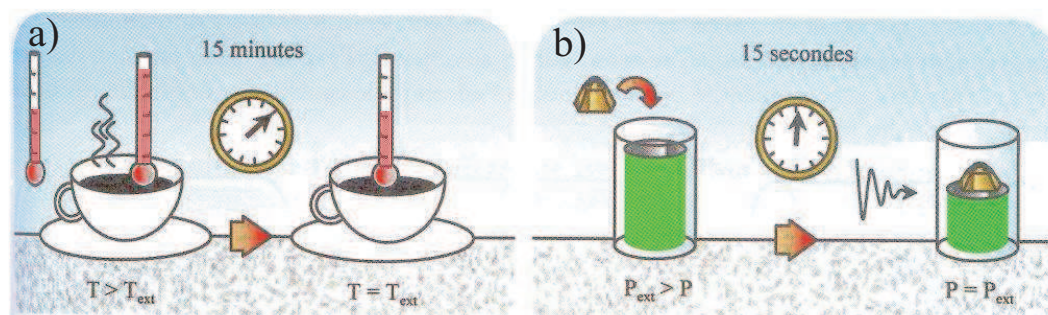


FIGURE XXIV.1 – Temps caractéristique d'évolution d'un système thermodynamique. a) Il faut 15 minutes pour faire refroidir un café (c'est à dire pour atteindre l'équilibre thermique entre la température du café et la température extérieure). b) Il faut seulement 15 s pour qu'un piston sur lequel on a posé une masse se stabilise (c'est à dire pour atteindre l'équilibre mécanique entre la pression du système et la pression extérieure).

#### Définition 2 – Transformation brutale ou quasistatique

Les variables d'état d'un système thermodynamique ne sont pas nécessairement définies à tout instant au cours de sa transformation. On définit donc deux types de transformations :

- ★ les transformations **brutales** pour lesquelles certaines variables du système ne sont pas définies au cours de l'évolution,
- ★ les transformations **quasistatiques** pour lesquelles le système est en équilibre interne à chaque instant de l'évolution. L'évolution est suffisamment lente pour que le système passe par une succession d'états d'équilibre voisins ou états de *quasi-équilibre*.

#### Définition 3 – Transformations quasistatiques réversibles et quasistatiques irréversibles

Le terme de quasistatique n'impose pas l'équilibre du système avec l'extérieur à tout instant. Ainsi, on distingue encore deux types de transformations quasistatiques :

- ★ les transformations **quasistatiques réversibles** pour lesquelles le système ne présente pas de déséquilibre avec l'extérieur <sup>a</sup>.
- ★ les transformations **quasistatiques irréversibles** pour lesquelles l'une des variables intensives du système (température, pression) est en déséquilibre net <sup>b</sup> avec l'extérieur, c'est à dire qu'il y a soit déséquilibre de température avec l'extérieur (*irréversibilité d'origine thermique*), soit déséquilibre de pression avec l'extérieur (*irréversibilité d'origine mécanique*).

<sup>a</sup>. L'équilibre mécanique n'est nécessaire que dans la mesure où le système est fermé par une paroi mobile, et l'équilibre thermique n'est nécessaire que si la paroi du système est perméable à la chaleur (pas adiabatique).

<sup>b</sup>. On exclut ainsi un déséquilibre infinitésimal correspondant par exemple au cas réversible présenté ci-dessous.

#### Remarques :

- ★ On peut également définir une transformation quasistatique réversible comme une transformation infiniment lente et renversible; le système retourne dans son état initial en repassant par les mêmes états d'équilibre successifs lorsque l'on ramène les contraintes extérieures à leurs valeurs initiales. Dans le cadre de la MPSI
- ★ On remarquera qu'une transformation brutale est nécessairement irréversible, mais qu'une transformation quasistatique n'est pas nécessairement réversible.
- ★ Attention, il peut tout à fait y avoir transfert thermique, et du travail mécanique peut être fourni au système lors d'une transformation quasistatique réversible (sinon, il ne pourrait rien se passer!).

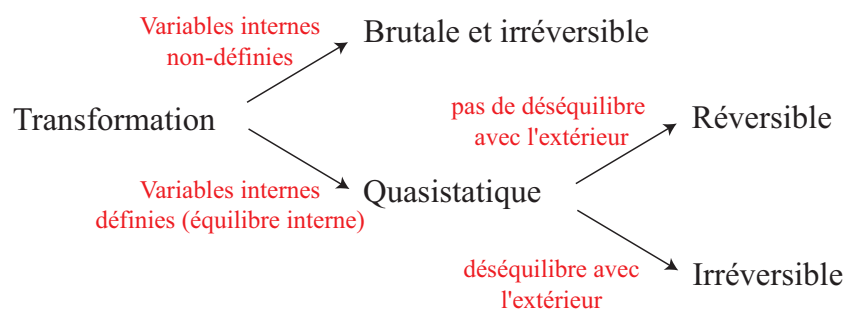


FIGURE XXIV.2 – Arbre représentant les différentes transformations envisageables du point de vue de l'équilibre interne et de l'équilibre avec l'extérieur.

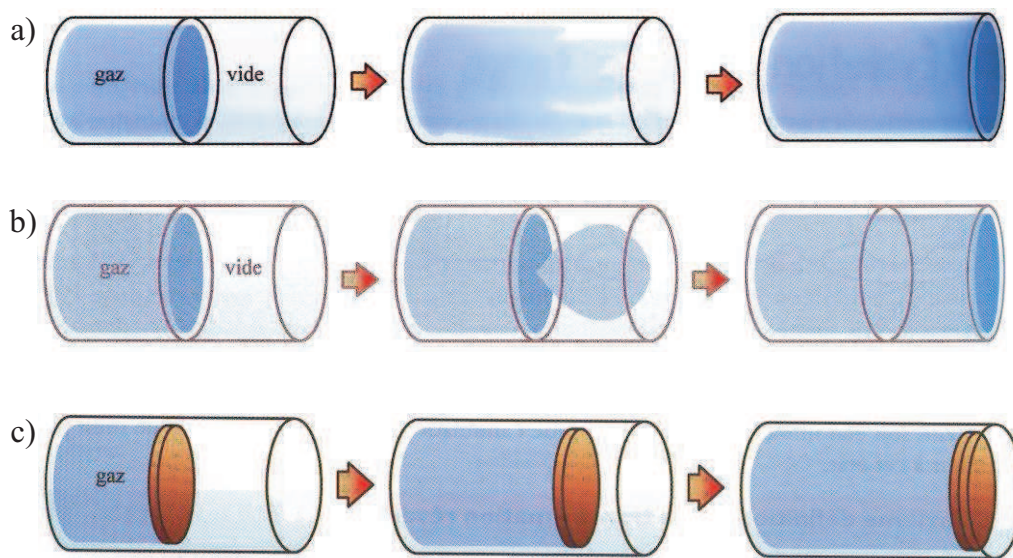


FIGURE XXIV.3 – Différentes détentes d'un gaz pour doubler son volume. a) On ôte subitement la paroi séparant le gaz du vide : transformation brutale irréversible. b) On perce un petit trou dans la paroi séparant le gaz du vide : transformation quasistatique irréversible. c) On détend le gaz très lentement à l'aide d'un piston : transformation quasistatique réversible.

## I.4 Représentation d'une transformation

On utilise usuellement deux diagrammes afin de caractériser l'évolution d'un système :

- le diagramme de Watt ( $P,V$ ) ou le diagramme de Clapeyron ( $P,v$ )
- le diagramme ( $P,T$ )

Ces deux diagrammes peuvent être regroupés dans un diagramme ( $P,V,T$ ) pour caractériser complètement l'évolution d'un système thermoélastique (dont les propriétés ne dépendent que de  $P$ ,  $T$ , et  $V$ , comme les gaz).

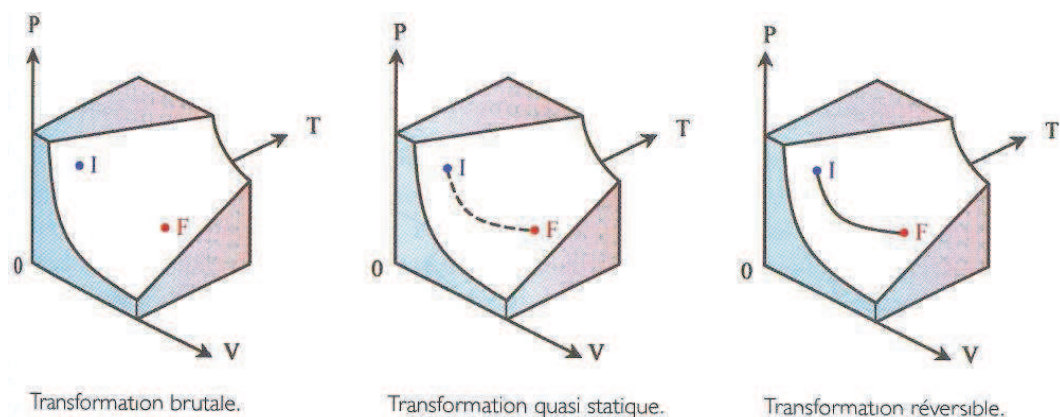


FIGURE XXIV.4 – Représentation d'une transformation brutale (on ne fait figurer que les états initiaux et finaux car les variables ne sont pas définies entre les deux), quasistatique en pointillés, et réversible en trait continu.

### Exemple – Deux transformations quelconques

- **Chauffage isochore d'un gaz parfait** :  $V = cste$  (droite verticale dans le diagramme de Clapeyron) et  $P = \frac{nR}{V}T$  (droite affine dans le diagramme ( $P,T$ )) <sup>a</sup>.

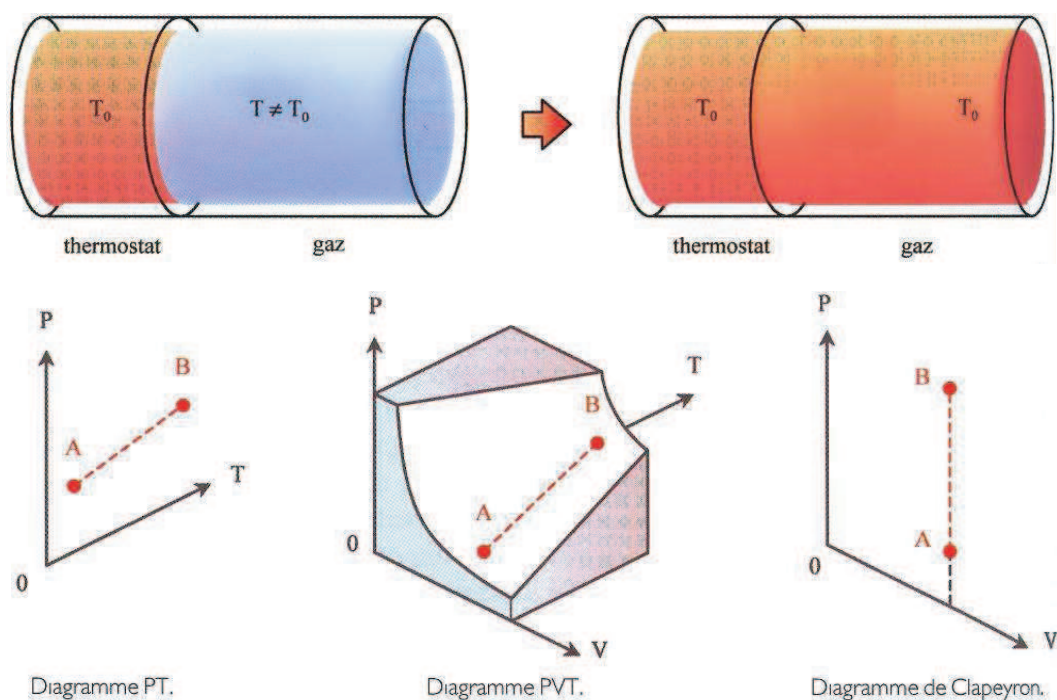


FIGURE XXIV.5 – Représentation d'une transformation correspondant au chauffage isochore d'un gaz parfait.

- **Compression isotherme d'un gaz parfait** :  $T = cste$  (droite verticale dans le diagramme ( $P,T$ )) et



## Exemple - suite: Deux transformations quelconques

$$P = \frac{nRT}{V} \text{ (hyperbole dans le diagramme de Clapeyron)}^b.$$

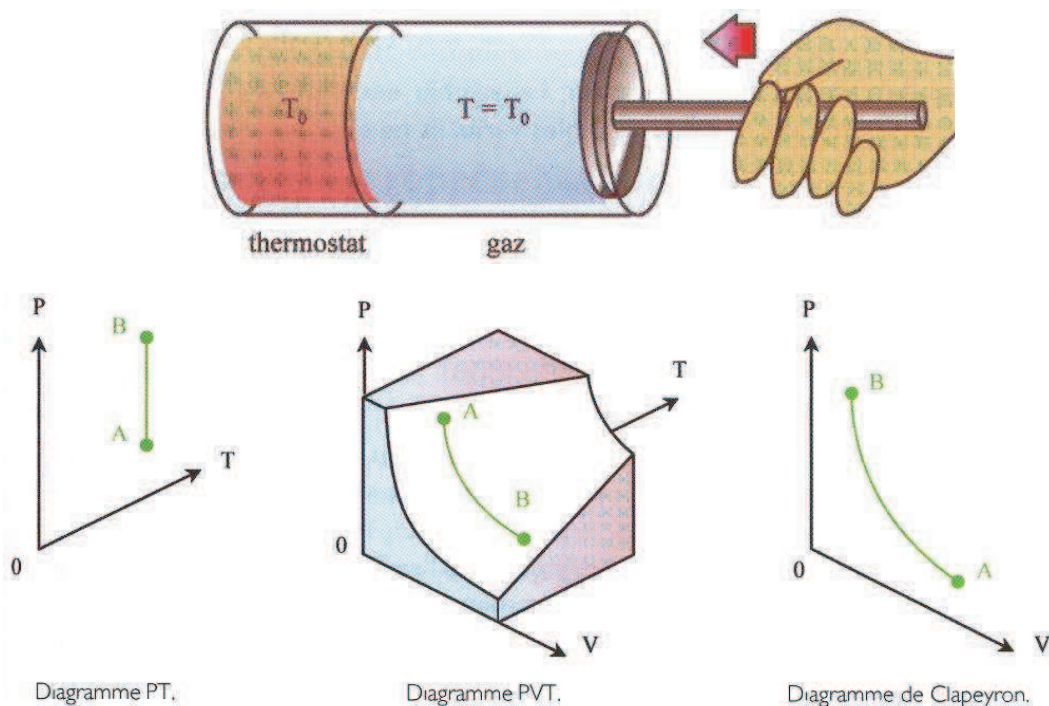


FIGURE XXIV.6 – Représentation d'une transformation correspondant à la compression isotherme d'un gaz parfait.

a. Cette transformation implique un transfert thermique entre le thermostat et le système. Si la différence de température n'est pas trop importante, l'augmentation de la température du système sera lente, et la transformation est donc *quasistatique irréversible*.

b. Si la détente est faite suffisamment lentement, il y a équilibre entre le système et l'extérieur à tout instant (équilibre de température et de pression) et la transformation est *quasistatique réversible*.

## VI Applications du premier principe

### VI.1 Détente de Joule Gay-Lussac

La détente de Joule Gay-Lussac est une transformation permettant de caractériser les gaz parfaits. Elle consiste à placer un gaz dans une enceinte calorifugée et à lui offrir brutalement un volume initialement vide.

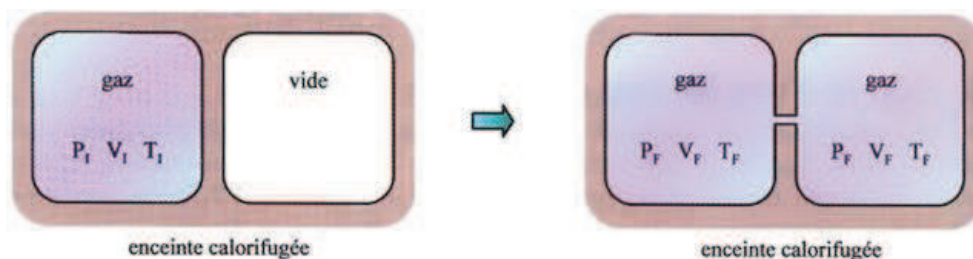


FIGURE XXIV.7 – Détente de Joule Gay-Lussac : détente adiabatique irréversible d'un gaz dans le vide.

La détente est réalisée sans chaleur (enceinte adiabatique), donc  $Q = 0$ . De plus, cette détente ne s'accompagne pas non plus de travail (pas de paroi mobile), donc  $W = 0$ . Finalement, d'après le premier principe :

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

Pour un gaz parfait, ceci implique une variation de température nulle, d'après la première loi de Joule. La mesure d'une variation de température permet donc d'affirmer que le gaz n'est pas parfait (en pratique, la température diminue pour un gaz réel). Cette expérience est donc un test de l'écart à l'idéalité des gaz.

### VI.2 Calorimétrie

Afin de mesurer un transfert thermique  $Q$ , on utilise un dispositif appelé **calorimètre**. Celui-ci peut fonctionner :

- à **volume constant**, dans une bombe calorimétrique, de sorte que  $Q = \Delta U$  car  $W = 0$ .
- à **pression constante**, dans un calorimètre en contact avec l'atmosphère, de sorte que  $Q = \Delta H$  car la transformation est isobare (donc aussi monobare).

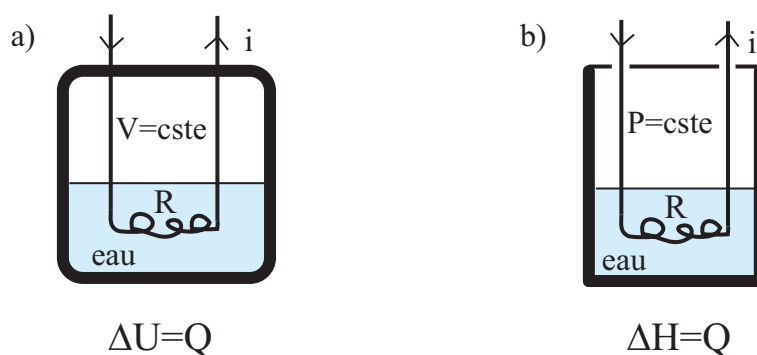


FIGURE XXIV.8 – Deux types de calorimètres : a) la bombe calorimétrique à volume constant et b) le calorimètre à pression constante.

**Exemple :** Prenons l'exemple d'un calorimètre à pression constante, afin de mesurer la capacité calorifique massique (ou capacité thermique massique, ou chaleur massique) de l'eau  $c_{eau}$ , grâce au dispositif de la figure b).

La transformation étant monobare, puisque l'intérieur du calorimètre est à la pression  $P_0$  extérieure, on en déduit que

$$\Delta H = Q$$

où  $Q$  est l'énergie thermique transférée au système pendant la transformation. Celle-ci est apportée par effet Joule par la résistance et vaut  $Q = Ri^2\Delta t$ . De plus, l'eau et le calorimètre étant des phases condensées, on peut écrire :

$$\Delta H = m_{eau}c_{eau}\Delta T + C_{cal}\Delta T = Ri^2\Delta t$$

Si la masse d'eau introduite est connue, ainsi que la capacité thermique du calorimètre  $C_{cal}$  (c'est en général une valeur faible), et qu'on mesure la température finale du calorimètre, on peut en déduire la valeur de  $c_{eau}$  :

$$c_{eau} = \frac{1}{m_{eau}} \left[ \frac{Ri^2\Delta t}{\Delta T} - C_{cal} \right] = 4,18 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

On a ainsi accès à la propriété d'acceptance d'énergie de l'eau par transfert thermique.

## VII Premier principe pour un système ouvert en écoulement permanent

### VII.1 Rappels et définitions

#### Définition 4 – Système fermé

Il n'y a pas d'échange de matière avec l'extérieur ce qui impose  $m = \text{cste}$ .

Remarque : Attention ! Ceci n'entraîne pas  $n = \text{cste}$  car le système peut être le siège d'une réaction chimique.

#### Définition 5 – Système ouvert

Il est délimité par une surface fictive définissant un volume choisi appelé volume de contrôle.

#### Définition 6 – Phénomène permanent ou stationnaire

Il y a indépendance des grandeurs d'état du système vis-à-vis du temps.

Remarque : Attention ! Stationnaire ne veut pas dire statique (écoulement d'une rivière) ni uniforme (champ de vitesse dans une rivière).

#### Définition 7 – Débit volumique $D_v$ et massique $D_m$

Pour un fluide s'écoulant à travers une surface, le débit volumique correspond au volume de fluide traversant cette surface par unité de temps.  $D_v$  s'exprime en  $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ .

Le débit massique correspond quant à lui à la masse de fluide traversant cette surface par unité de temps.  $D_m$  s'exprime en  $\text{kg}.\text{s}^{-1}$ .

#### Définition 8 – Écoulement unidimensionnel

Pour un tel écoulement de fluide, les variables d'état (vitesse, pression, température, masse volumique, ...) sont toutes uniformes au niveau de toute section droite orthogonale à l'écoulement et ne dépendent par conséquent que de la coordonnée d'espace le long de l'écoulement.

**Propriété 1 – Écoulement unidimensionnel**

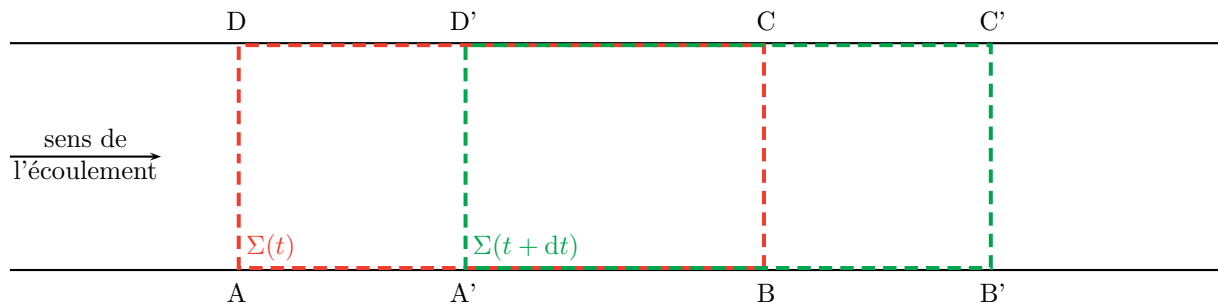
Pour un fluide en écoulement unidimensionnel à la vitesse  $c$  dans une canalisation de section constante  $S$  :

$$D_v = Sc \quad \text{et} \quad D_m = \rho Sc$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide au niveau de la section  $S$  considérée.

**VII.2 Conservation de la masse pour un fluide en écoulement dans un régime permanent**

On considère une canalisation unidimensionnelle à l'intérieur de laquelle s'écoule un fluide. On se place en régime permanent et on s'intéresse au système fermé  $\Sigma$  représentant l'ensemble de particules de fluide situées dans le volume ABCD à l'instant  $t$ . A l'instant  $t + dt$ , le système  $\Sigma$  occupe le volume A'B'C'D'.

**□ Système fermé**

Puisque le système est fermé :

$$m_{ABCD}(t) = m_{A'B'C'D'}(t + dt)$$

**□ Régime permanent**

La masse contenu dans un volume donné de canalisation ne dépend pas du temps :

$$m_{ABCD}(t) = m_{A'B'C'D'}(t + dt) = m_{A'B'C'D'}(t)$$

donc plus simplement :

$$m_{ABCD} = m_{A'B'C'D'}$$

**□ Extensivité**

La masse étant une grandeur extensive, on a :

$$m_{ABCD} = m_{AA'D'D} + m_{A'BCD'} \quad \text{et} \quad m_{A'B'C'D'} = m_{A'ABCD'} + m_{BB'C'C}$$

**□ Bilan de masse**

Les trois résultats précédents amène à :

$$m_{AA'D'D} = m_{BB'C'C}$$

Ce résultat indique que la masse entrant dans le volume A'BCD' pendant  $dt$  est égale à celle en sortant sur le même intervalle de temps.

En ramenant cette masse à l'unité de temps, on a :

$$D_{m_e} = D_{m_s}$$

Le débit massique se conserve dans une canalisation où circule un fluide en écoulement permanent.

Remarque : Attention ! En général, même dans le cas d'un écoulement permanent  $D_v \neq cste$  car le fluide peut être compressible.

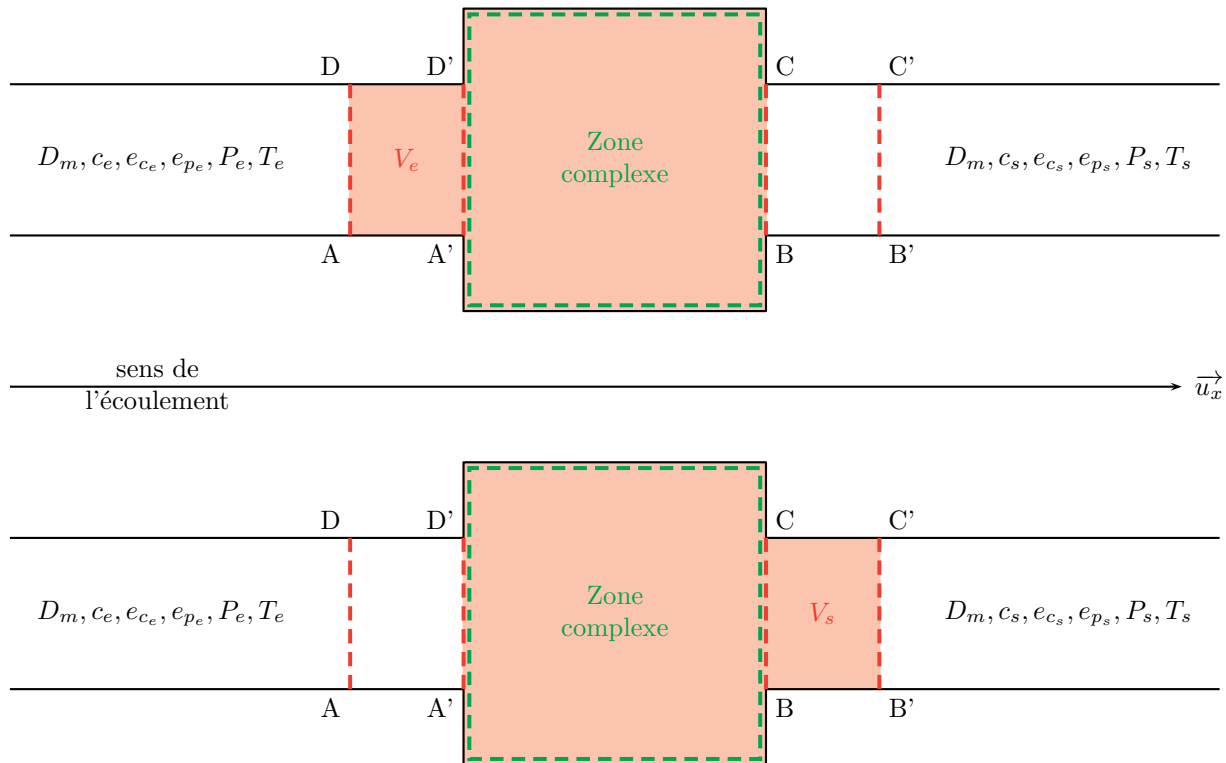
### VII.3 Enoncé et démonstration

#### Théorème 1 – Premier principe industriel

Pour un fluide en écoulement **permanent** à travers une zone complexe fournissant au fluide pendant une durée  $\Delta t$  un travail massique dit **utile**  $w_u$  et un transfert thermique massique  $q$ , le bilan énergétique du fluide **entre l'entrée et la sortie de la zone complexe** peut se mettre sous la forme :

$$\Delta_{es} (h + e_c + e_p) = w_u + q$$

Pour démontrer ce premier principe industriel, commençons par schématiser la situation :



La "zone complexe" peut correspondre à des situations très diverses : élément simple de canalisation, rétrécissement, présence d'un bouchon, turbine, moulin à eau, ...

#### □ Système $\Sigma$

Intéressons nous au système fermé  $\Sigma$  (zone représentée en rouge ci-dessous). Il s'agit de l'ensemble des particules de fluide situées entre les deux sections AD et BC à l'instant  $t$ . A l'instant  $t' = t + \Delta t$ , le système  $\Sigma$  se trouve entre les deux sections A'D' et B'C'. On suppose que  $\Sigma$  est à l'équilibre thermodynamique localement à tout instant et on peut donc lui appliquer le premier principe.

#### □ Premier principe sur $\Sigma$

La variation d'énergie totale  $E_{tot} = E_m + U$  du système  $\Sigma$  pendant une durée  $\Delta t = t' - t$  du fait de son écoulement s'écrit :

$$\Delta E_{tot} = W_{pression} + W_u + Q$$

où  $W_u$  est le travail autres que celui des forces conservatives et des forces de pression.  $W_u$  correspond donc au travail fourni par la zone complexe au fluide pendant  $\Delta t$ . En pratique, il s'agit essentiellement du travail fourni par la machine au fluide au moyen de parties mobiles (turbine, moulin à eau, ...).

### □ Bilan temporel d'énergie sur $\Sigma$ pendant $\Delta t$

Pendant une durée  $\Delta t$ , l'énergie totale du système étant une fonction d'état extensive, sa variation peut aussi s'écrire :

$$\Delta E_{tot} = E_{tot}(t + \Delta t) - E_{tot}(t)$$

avec :

$$E_{tot}(t) = E_{AA'D'D}(t) + E_{A'BCD'}(t) \quad \text{et} \quad E_{tot}(t + \Delta t) = E_{A'BCD'}(t + \Delta t) + E_{BB'C'C}(t + \Delta t)$$

### □ Hypothèse d'écoulement permanent

L'écoulement du fluide étant supposé permanent,  $E_{A'BCD'}(t + \Delta t) = E_{A'BCD'}(t)$  et :

$$\Delta E_{tot} = E_{BB'C'C}(t + \Delta t) - E_{AA'D'D}(t) = E_{BB'C'C} - E_{AA'D'D}$$

soit :

$$\Delta E_{tot} = U_s + E_{c_s} + E_{p_s} - (U_e + E_{c_e} + E_{p_e})$$

L'expression de la variation d'énergie totale du système fait apparaître **un bilan énergétique spatial entre l'entrée et la sortie de la zone complexe**.

### □ Expression du travail élémentaire des forces de pression

Exprimons à présent le travail des forces de pression :

$$W_{pression} = W_e + W_s$$

avec :

$$W_e = - \int_{V_e}^0 P_e dV = P_e V_e \quad \text{et} \quad W_s = - \int_0^{V_s} P_s dV = -P_s V_s$$

On a donc finalement :

$$W_{pression} = P_e V_e - P_s V_s$$

Remarque : ce travail correspond au transvasement de la masse  $m$  entrant et sortant de la zone complexe pendant  $\Delta t$ . C'est pourquoi on l'appelle aussi **travail de transvasement**.

### □ Obtention de l'équation du premier principe industriel

Le bilan d'énergie sur le système fermé s'écoulant pendant une durée  $\Delta t$  s'écrit donc :

$$U_s + E_{c_s} + E_{p_s} - (U_e + E_{c_e} + E_{p_e}) - P_e V_e + P_s V_s = W_u + Q$$

ou encore :

$$\underbrace{\underbrace{(U_s + P_s V_s)}_{H_s} - \underbrace{(U_e + P_e V_e)}_{H_e}}_{\Delta H_{es}} + \underbrace{E_{c_s} - E_{c_e}}_{\Delta E_{c_{es}}} + \underbrace{E_{p_s} - E_{p_e}}_{\Delta E_{p_{es}}} = W_u + Q$$

soit :

$$\Delta_{es}(H + E_c + E_p) = W_u + Q$$

La notation  $\Delta_{es}$  correspond à la variation des valeurs prises par les grandeurs d'état du système entre leur état initial (c'est-à-dire à l'entrée de la zone complexe) et leur état final (c'est-à-dire à la sortie de celle-ci).

### □ Premier principe industriel rapporté à l'unité de masse

Grâce à la conservation de la masse, on se ramène à des grandeurs massiques en rapportant les grandeurs énergétiques à la masse notée  $m = m_e = m_s$ , entrant en amont et sortant en aval du système pendant  $\Delta t$ .

$$m \Delta_{es}(h + e_c + e_p) = m(w_u + q)$$

soit :

$$\Delta_{es}(h + e_c + e_p) = w_u + q$$

tel que :

- ★  $H = m h = m (u + Pv)$  avec  $h$  l'enthalpie massique,  $u$  l'énergie interne massique et  $v$  le volume massique du fluide,
- ★  $W_u = m w_u$  avec  $w_u$  le travail utile massique fourni par la machine au fluide pendant  $\Delta t$ ,
- ★  $Q = m q$  avec  $q$  le transfert thermique massique fourni par la machine au fluide pendant  $\Delta t$ ,
- ★  $E_c = m e_c$  avec  $e_c = \frac{1}{2}c^2$  l'énergie cinétique massique du fluide.

#### □ Premier principe industriel rapporté à l'unité de temps

On reprend l'équation :

$$m \Delta_{es} (h + e_c + e_p) = m (w_u + q)$$

et on considère à présent l'intervalle de temps infinitésimal  $t' - t = dt$  pendant lequel entre et sort à la fois de la zone complexe une masse infinitésimale  $dm$ . On a donc :

$$dm \Delta_{es} (h + e_c + e_p) = dm (w_u + q)$$

On retrouve donc exactement la même forme que précédemment :

$$\Delta_{es} (h + e_c + e_p) = w_u + q$$

#### □ Ecriture du premier principe en fonction du débit massique et des puissances utile et thermique

On peut introduire le débit massique  $D_m$  en multipliant l'équation précédente par  $D_m$  :

$$D_m \Delta_{es} (h + e_c + e_p) = D_m w_u + D_m q$$

On définit alors la puissance utile instantanée et la puissance thermique instantanée comme :

$$\mathcal{P}_u = \frac{\delta W_u}{dt} \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_{th} = \frac{\delta Q}{dt}$$

Or<sup>1</sup> :

$$\delta W_u = dm \times w_u \quad \text{et} \quad \delta Q = dm \times q$$

et donc :

$$\mathcal{P}_u = D_m w_u \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_{th} = D_m q$$

Ceci amène à :

$$D_m \Delta_{es} (h + e_c + e_p) = \mathcal{P}_u + \mathcal{P}_{th}$$

1. Concernant le travail élémentaire des forces de pression appliquées au fluide pendant une durée infinitésimale  $dt$ , un calcul similaire donne :  $\delta W_e = P_e dV_e = P_e v_e dm$  et  $\delta W_s = -P_s dV_s = P_s v_s dm$ , soit :  $\delta W_{pression} = (P_e v_e - P_s v_s) dm$ .

## VII.4 Application à la détente de Joule et Kelvin

Une application de ce bilan dans un système ouvert est l'étude de la détente de Joule et Kelvin. Dans ce cas, le fluide traverse lentement un bouchon poreux à l'intérieur d'une conduite aux parois calorifugées isolée du monde extérieur.

Au cours de cette transformation, la zone complexe qui ne comporte aucune partie mobile ne peut fournir de travail au fluide. En outre, les parois de la canalisation étant calorifugées, aucun transfert thermique n'est reçu par le fluide. Ainsi :

$$w_u + q = 0$$

On suppose de plus que l'écoulement est lent de sorte que l'on peut considérer que  $e_{ce} \simeq e_{cs}$ .

On suppose enfin que, si des forces conservatives s'exercent sur le fluide, celles-ci ne travaillent pas de sorte que  $e_{pe} \simeq e_{ps}$ .

Sous ces conditions, il vient :

$$\Delta h_{es} = 0_{\text{DJK}}$$

Pour un gaz parfait, d'après la deuxième loi de Joule, ceci revient à :

$$\Delta T_{es} = 0_{\text{DJK}_{\text{GP}}}$$

Il s'agit là, comme dans le cas de la détente de Joule et Gay-Lussac, d'un test de l'idéalité des gaz.