

LP14 : Thermodynamique des phénomènes irréversibles (CP)

Julien Ollitrault et Yoram Vadée Le Brun. 2012-2013

Bibliographie :

- [1]Diu de thermodynamique
- [2]Cap Prépa de physique MPSI PCSI PTSI
- [3]Thermodynamique une approche pragmatique Y A Cengel ; M A Boles ; M Lacroix
- [4]Portelli La physique par la pratique + BUP 775

Éléments des rapports de jury :

2012 et 2011	La division de la fonction d'état entropie en deux termes introduit plus de confusion qu'elle n'apporte en général d'éclaircissement. Quel est en effet le statut mathématique de chacun des deux termes ? Cette décomposition est plus naturelle pour la thermodynamique de systèmes proches de l'équilibre et les liens entre flux et affinités. Pour autant, ces notions qui doivent être connues des candidats ne sont pas indispensables à la présentation de la leçon elle-même.
2010 et 2009	La notion d'entropie échangée est très mal définie. Les candidats devraient s'interroger sur la température à considérer dans l'expression de cette quantité

Prérequis :

- Premier et second principes de la thermodynamique
- Identités thermodynamiques
- Définition de quasi statique, thermostat et rendement
- Diffusion
- Electromagnétisme

Introduction

- Le temps passe de manière immuable dans un sens bien précis sans retour possible (nous même nous rapprochons inexorablement des écrits de l'agreg)
- Cette notion du temps immuable a posée de nombreux soucis aux physiciens et a généré des débats houleux au XIXème siècle car, d'un point de vue microscopique, tout est réversible. Pourquoi ne serait-ce donc pas pareil à l'échelle macroscopique ?
- Dans cette leçon, on suppose qu'on a vu le premier principe et, vu que ça ne suffisait pas pour prévoir l'évolution d'un système, nous avons donc introduit une nouvelle fonction d'état, l'entropie, via le second principe (le vrai).
- Annonce du plan

Plan

I.	Qu'est-ce que l'irréversibilité ?	3
A.	Constatations et définition	3
B.	Critère d'irréversibilité	4
1.	Le bilan entropique	4
2.	Exemples	5
C.	Approche de la réversibilité	6
II.	Origine de l'irréversibilité	7
A.	La diffusion	7
B.	Les frottements solides	7
C.	L'hystérésis	8
III.	Conséquences du bilan entropique	8
A.	Sens des échanges de chaleur	8
B.	Signe de la conductivité électrique	9
C.	Limitation du rendement des machines thermiques	10

I. Qu'est-ce que l'irréversibilité ?

A. Constatations et définition

Ref : [3] (finalement on a choisi d'autres exemples)

Dans la vie de tous les jours, on peut constater que certaines transformations ne se font que dans un sens.

Exemples :

- Une **goutte d'encre versée dans un verre** diffuse et on ne peut pas obtenir de la solution (même en la menaçant !) qu'elle sépare spontanément l'encre de l'eau.

Manip : déposer une goutte d'encre dans un bécher rempli d'eau du robinet. On voit que l'encre diffuse dans l'eau pour aboutir à l'homogénéisation de la solution.

- **Le chauffage électrique** consomme de la puissance électrique pour produire de la chaleur en hiver mais en été il n'est pas fichu de refroidir la maison en produisant de l'électricité !

Ces deux exemples permettent de comprendre intuitivement la notion d'irréversibilité celle-ci est néanmoins une notion complexe et il importe de la définir rigoureusement.

Ref : [2],[1]

On définit en fait la réversibilité qui est une notion plus simple à définir d'un point de vue formel. Evidemment, l'irréversibilité est le contraire de la réversibilité. (Rem : La définition de l'irréversibilité est donc la négation de la définition de la réversibilité.)

Définition (transparent 1):

- Une transformation d'un état initial (i) vers un état final (f) est dite réversible si la transformation inverse c'est à dire de (f) vers (i), produite par inversion de l'axe du temps est possible.

Critère du film à l'envers [2]: On filme (ou filmer signifie avoir une caméra ultra haute résolution capable de surveiller le moindre mouvement des atomes) la transformation. Si lorsqu'on visionne le film à l'envers, la transformation que l'on voit est physiquement possible, alors la transformation est réversible.

En réalité, une transformation réversible ne se manifeste jamais dans la vraie vie. C'est une transformation idéalisée.

Attention ! Une transformation irréversible de (i) vers (f) ne signifie pas que l'on ne pourra jamais revenir de (f) à (i). Par exemple, pour l'expérience de l'encre dans l'eau, il suffit de distiller et de récupérer l'encre pour la remettre dans l'eau...

Transition :

Cette définition formelle est compliquée à utiliser dans la pratique. Dès lors, y a-t-il un moyen de déterminer mathématiquement le caractère réversible ou non d'une transformation ?

B. Critère d'irréversibilité

1. Le bilan entropique

Ref : [2] mais attention la démonstration du bilan entropique y est fausse

But : Se donner un critère mathématique déterminant la réversibilité d'une transformation.

Pour cela, on dispose du second principe mais celui-ci n'est valable que pour un système isolé.

Rappel (transparent 2) : le **second principe** postule l'existence d'une **grandeur nommée entropie notée S** telle que :

- S est une fonction d'état
- S est une grandeur extensive
- pour un système isolé, **l'entropie est une fonction croissante qui est maximale à l'équilibre.**

Nous allons montrer qu'on peut tout de même écrire un critère pour un système non isolé s'il n'est en contact qu'avec un thermostat.

Système considéré : système (Σ) formé par un système d'étude (X) et un thermostat (Th) de température T_{Th} .
Schéma sur transparent 3.

Notation : Pour un système A : on notera systématiquement dans la leçon δQ_A le transfert thermique reçu par le système A de même pour le travail δW_A

Hypothèse :

- le système (Σ) est isolé.
- Le thermostat ne subit pas de variation de volume et sa température est uniforme et constante

Equations :

1. Premier principe à (Th) : $dU_{Th} = \delta Q_{Th} + \delta W_{Th} = \delta Q_{Th}$ par hypothèse
2. Second principe à (Σ) : $dS_{\Sigma} \geq 0$
3. Identité thermodynamique : $dU_{Th} = T_{Th}dS_{Th} - P_{Th}dV_{Th} = T_{Th}dS_{Th}$ par hypothèse
4. Extensivité de l'entropie : $dS_{\Sigma} = dS_{Th} + dS_X$

De 2 et 4 on obtient : $dS_{Th} + dS_X \geq 0$. Comme il n'est pas pratique de manipuler une inégalité, on invente un terme nommé « **entropie créée** » noté S_c tel que : $\delta S_c \geq 0$ et $dS_{Th} + dS_X = \delta S_c$.

En utilisant 1 et 3 on a $dS_{Th} = \frac{\delta Q_{Th}}{T_{Th}} = \frac{-\delta Q_X}{T_{Th}}$

On aboutit donc à : $dS_X = \frac{\delta Q_X}{T_{Th}} + \delta S_c$

Le premier terme représente l'entropie que le thermostat a perdue en échangeant δQ avec le système. On peut donc interpréter cette grandeur comme une quantité d'entropie que le thermostat a donnée au système. Pour cette raison on appelle ce terme l'**entropie échangée** noté δS_e .

Finalement le bilan entropique s'écrit : $dS_X = \delta S_e + \delta S_c$ avec $\delta S_e = \frac{\delta Q_X}{T_{Th}}$ et $\delta S_c \geq 0$

Il est important de noter que si dS_X est bien une différentielle totale exacte, ce n'est pas le cas des deux autres termes.

On peut l'écrire sous forme intégrée :

$$\Delta S_X = S_e + S_c \text{ avec } S_e = \frac{Q_X}{T_{Th}} \text{ et } S_c \geq 0$$

Critère d'irréversibilité : $S_c > 0$ la transformation est irréversible, $S_c = 0$ la transformation est réversible

Transition : Donnons maintenant quelques exemples d'application du bilan entropique.

2. Exemples

• Détente de Joule Gay-Lussac

Système considéré : système (Σ) constitué du gaz uniquement. Schéma sur transparent 4.

Notation : Comme (Σ) est le seul système auquel on s'intéresse on supprime l'indice Σ à chaque fois.

Hypothèse :

- le système (Σ) est isolé.
- La détente a lieu dans le vide parfait
- Le gaz est constitué de n moles de gaz parfait

Equations :

1. Premier principe : $dU = \delta Q + \delta W = 0$ (détente dans le vide et système isolé)
2. Bilan entropique : $\Delta S = S_e + S_c = S_c$ (système isolé)
3. Identité thermodynamique : $dU = TdS - PdV$ soit $dS = \frac{P}{T}dV$
4. Equation d'état des gaz parfait : $PV = nRT$

En utilisant les équations 3 et 4 on a : $dS = \frac{nR}{V}dV$, soit par intégration entre V_0 et V_f : $\Delta S = nR \ln\left(\frac{V_f}{V_0}\right)$.

D'où $\boxed{S_c = nR \ln\left(\frac{V_f}{V_0}\right)}$

Conclusion : Une détente de Joule Gay-Lussac est une transformation irréversible.

• Thermalisation d'un corps solide

Système considéré : système (Σ) constitué du solide en cours de thermalisation. Schéma sur transparent 5.

Hypothèse :

- Le solide est incompressible
- Le solide a pour capacité calorifique c qui est une constante

Equations :

1. Premier principe : $dU = \delta Q + \delta W = \delta Q$ (solide incompressible)
2. Bilan entropique : $\Delta S = S_e + S_c$
3. Identité thermodynamique : $dU = TdS - PdV = TdS$ (solide incompressible)
4. $dU = c dT$ où c est la capacité calorifique du solide

On obtient en intégrant dS (3 et 4) entre l'état initial et l'état final : $\Delta S = c \ln\left(\frac{T_f}{T_0}\right)$ et en utilisant 1 : $S_e = c \frac{T_f - T_0}{T_f}$

D'où en posant $x = \frac{T_0}{T_f}$: $\boxed{S_c = c(x - 1 - \ln(x))}$

L'inégalité de convexité nous assure que $S_c > 0$ dès que $x \neq 1$ ce qui est toujours le cas pour une thermalisation.

Conclusion : La thermalisation d'un corps est une transformation irréversible.

Dans ces deux transformations, les évolutions ne sont pas quasi-statiques et le calcul montre qu'elles sont irréversibles. On peut montrer de manière générale qu'une transformation non quasi-statique n'est jamais réversible : les situations hors équilibres n'évoluent que dans un seul sens.

Transition :

Nous venons de voir que faire une transformation de manière quasi statique est une condition nécessaire pour rendre réversible une transformation. Mais cette condition est-elle suffisante ?

C. Approche de la réversibilité

Dans cette partie nous allons essayer de rendre quasi-statique les deux transformations précédentes. Pour cela on réalise la détente ou la thermalisation en plusieurs étapes afin de voir si cela diminue l'entropie créée.

• Thermalisation d'un corps condensé infinitésimale

Réalisons la thermalisation en N étapes, en mettant le corps en contact avec N thermostats les uns après les autres.

Système considéré : système (Σ) constitué du solide en cours de thermalisation.

Notation : On note S_{cn} l'entropie créée par la nième thermalisation, S_{cNtot} l'entropie totale créée par la thermalisation en N étapes et T_n la température du nième thermostat.

Hypothèses et équations (transparent 6):

- Les mêmes que pour la thermalisation en une étape
- On suppose $T_n = T_0 + \frac{n}{N}(T_f - T_0) = T_0 + n\varepsilon$

$$\text{On a alors : } S_{cn} = c \left(\ln \left(\frac{T_{n+1}}{T_n} \right) - \frac{T_{n+1} - T_n}{T_{n+1}} \right) = c \left(\ln \left(1 + \frac{\varepsilon}{T_n} \right) - \frac{\varepsilon}{T_{n+1}} \right)$$

En faisant un développement limité en ε à l'ordre 2 (le premier étant nul) on obtient : $S_{cn} = c \frac{\varepsilon^2}{2T_n^2}$

$$\text{Enfin : } S_{cNtot} = \sum_{n=1}^N S_{cn} = c \frac{\varepsilon^2}{2} \sum_{n=1}^N \frac{1}{T_n^2}$$

Comme $T_0 \leq T_n$ (si on chauffe, si on refroidi il faut prendre T_f), on a :

$$S_{cNtot} \leq c \frac{\varepsilon^2}{2} * \frac{N}{T_0^2} = \frac{c}{2} \left(\frac{T_f - T_0}{T_0} \right)^2 \frac{1}{N}$$

D'où une création totale d'entropie qui tend vers 0 quand N tend vers l'infini.

Conclusion : On a réussi à rendre la transformation réversible en la rendant quasi-statique.

Il ne faut pas croire que c'est le cas général. Pour s'en convaincre revenons-en à la détente de Joule Gay Lussac...

• Détente de Joule Gay-Lussac infinitésimale

De même, supposons qu'au lieu de faire la détente en une fois, on la fasse en N fois. Soit V_n les volumes intermédiaires (avec bien sûr $V_N = V_f$). On a alors N détente de Joule Gay Lussac successives ce qui nous donne directement par extensivité de l'entropie :

$$S_c = \sum_{n=1}^N nR \ln \left(\frac{V_n}{V_{n-1}} \right) = nR \ln \left(\frac{V_f}{V_0} \right)$$

On constate que **l'entropie créée est la même. La détente de Joule Gay Lussac même infinitésimale reste intrinsèquement irréversible.**

Conclusion : Rendre une transformation quasi-statique est une condition nécessaire mais non suffisante pour la rendre réversible.

Transition :

On vient de voir qu'il existe des transformations irréversibles et comment le caractériser mathématiquement. Mais d'où vient physiquement l'irréversibilité ?

II. Origine de l'irréversibilité

A. La diffusion

Soit une grandeur intensive I . On a vu que l'équation de diffusion de I s'écrit: $\frac{\partial I}{\partial t} = A\Delta(I)$. Or cette équation n'est pas invariante par inversion de l'axe du temps. Le phénomène qu'elle décrit est donc **intrinsèquement irréversible et ce quel que soit le signe du coefficient de diffusion A !**

On comprend alors pourquoi la détente de Joule Gay Lussac est irréversible : il s'agit d'un phénomène de diffusion de gaz dans le vide qui a lieu même si le volume découvert à chaque étape par le gaz est infiniment petit.

On peut aussi comprendre la cause de l'irréversibilité dans l'exemple de la goutte d'encre : il s'agit d'un phénomène de diffusion de matière.

Transition :

Les frottements fluides sont un phénomène de diffusion de quantité de mouvement et rentrent donc dans la première catégorie. Qu'en est-il des frottements solides ? C'est ce à quoi on va s'intéresser dans la partie suivante.

B. Les frottements solides

Ref : [4]

Système considéré : système (Σ) constitué de deux solides frottant l'un contre l'autre. Schéma au tableau.

Notations : Pour rappel : δW et δQ représentent le travail et le transfert thermique reçu par le système depuis l'extérieur. Ici on va aussi considérer δW_f le travail infinitésimal des forces de frottements reçu par le système ($\delta W_f < 0$) ce travail est un travail de forces internes au système et n'apparaît donc pas dans le premier principe.

Hypothèse (transparent 7):

- Les solides sont incompressibles
- Le système est en contact avec un thermostat à la température T

Equations :

1. Premier principe : $dU + dE_c = \delta Q + \delta W$
2. Bilan entropique : $dS = \delta S_e + \delta S_c$
3. Identité thermodynamique : $dU = TdS - PdV = TdS$
4. Théorème de l'énergie cinétique : $dE_c = \delta W + \delta W_f$

De 2 et 3 on a : $dU = \delta Q + T * \delta S_c$

En utilisant alors 1 et 4 on obtient : $\delta S_c = -\frac{\delta W_f}{T}$

Dès qu'il y a frottement ($\delta W_f < 0$), il y a donc création d'entropie et donc irréversibilité.

C. L'hystérésis

Par définition, il faut, pour qu'une transformation soit réversible, pouvoir repasser, pendant la transformation inverse, par les mêmes états que dans le sens initial. Dès lors, un processus qui présente de l'hystérésis, et donc qui ne passe pas par les mêmes états dans les deux sens de parcours du cycle, est intrinsèquement irréversible.

Un exemple assez frappant d'irréversibilité lié à l'hystérésis magnétique : une fois aimanté, le matériau ferromagnétique crée son propre champ magnétique et il faut un fort champ contraire pour le ré aimanter dans l'autre sens. Ce changement d'aimantation consomme de l'énergie et la transforme en énergie thermique qui est donc perdue ... On appelle ceci les pertes fers dans un moteur électrique.

Transition :

C'est bien joli de faire des calculs pour montrer qu'on crée de l'entropie mais franchement ça implique quoi sur notre vie de tous les jours ?

III. Conséquences du bilan entropique

A. Sens des échanges de chaleur

Dans la partie précédente, on a montré que l'équation de diffusion n'étant pas invariante par inversion de l'axe du temps, la diffusion est un phénomène intrinsèquement irréversible et ce quel que soit le signe de A . Mais peut-on aller plus loin et utiliser le second principe pour contraindre la diffusion ? La réponse est oui et on va s'efforcer de le montrer pour la diffusion thermique.

Système considéré : système (Σ) formé par un système (S_1) et un système (S_2) ne pouvant échanger entre eux que de la chaleur. Schéma sur transparent 8.

Notation : On note avec un indice i les grandeurs se rapportant au système (S_i)

Hypothèse :

- le système (Σ) est isolé mécaniquement et thermiquement.
- (S_1) et (S_2) ne peuvent échanger entre eux que de la chaleur. Leur volume est constant.

Equations :

1. Premier principe à (Σ) : $dU_\Sigma = \delta Q_\Sigma + \delta W_\Sigma = 0$
2. Second principe à (Σ) : $dS_\Sigma \geq 0$
3. Extensivité de l'entropie : $dS_\Sigma = dS_1 + dS_2$
4. Extensivité de l'énergie interne : $dU_\Sigma = dU_1 + dU_2$
5. Premier principe à (S_1) : $dU_1 = \delta Q_1 + \delta W_1 = \delta Q_1$
6. Identité thermodynamique : $dU_i = T_i dS_i - PdV_i = T_i dS_i$

2, 3 et 6 donnent : $\frac{dU_1}{T_1} + \frac{dU_2}{T_2} \geq 0$

En utilisant 1 et 4 on obtient : $\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) dU_1 \geq 0$

D'où via 5 : $\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) \delta Q_1 \geq 0$

On en déduit que si $T_1 < T_2$, $\delta Q_1 \geq 0$.

Conclusion : la chaleur va toujours du corps le plus chaud vers le corps le plus froid. Ceci contraint le signe du coefficient de diffusion thermique à être positif ou nul.

On pourrait montrer la même chose pour tous les coefficients de diffusion. (Avec par exemple le potentiel chimique pour la diffusion de matière.)

B. Signe de la conductivité électrique

Système considéré : système (Σ) formé par un conducteur ohmique. Schéma au tableau.

Hypothèse (transparent 9) :

- Le volume du système est V et est constant.
- Il règne un champ électrique $\vec{E}$ dans le conducteur ohmique. Celui-ci est constant et uniforme : il est imposé par l'expérimentateur.
- On se place en régime stationnaire.
- Le conducteur ohmique est placé dans un thermostat à la température T_0 .

Equations :

1. Premier principe : $dU = \delta Q + \delta W$
2. Bilan entropique : $dS = \delta S_e + \delta S_c$
3. Régime stationnaire pour U : $dU = 0$
4. Régime stationnaire pour S : $dS = 0$
5. Travail électrique reçu par le conducteur : $\delta W = \sigma E^2 dt * V$

De 3 et 1 on déduit : $\delta Q = -\delta W$

D'où, via 5 : $\delta Q = -\sigma E^2 dt * V$

De 4 et 2 on a : $\delta S_c = -\delta S_e$

Par définition de l'entropie échangée et les équations précédentes on obtient finalement : $\delta S_c = \frac{\sigma E^2 dt}{T_0} * V$

De cette formule et du bilan entropique qui impose que $\delta S_c \geq 0$, on déduit que $\sigma \geq 0$.

Conclusion : Dans un conducteur ohmique, on va donc transformer de l'énergie électrique en énergie thermique en créant de l'entropie et jamais l'inverse. Ce processus est donc intrinsèquement irréversible.

C. Limitation du rendement des machines thermiques

Transformer du travail en chaleur est une transformation irréversible. Néanmoins, on peut tout de même essayer de convertir de la chaleur en travail en utilisant, bien entendu, un système particulier : les machines thermiques. Nous allons alors voir que l'irréversibilité, dans ce cas, empêche la conversion totale de chaleur en travail. On dit que l'irréversibilité limite le rendement des machines thermiques.

Les machines thermiques que nous utilisons fonctionnent de manière cyclique : le mécanisme revient périodiquement à son état initial.

Système considéré : système (Σ) formé par une particule du fluide parcourant le cycle. Schéma sur transparent 10.

Notation : On note Q_c (resp Q_f) le transfert thermique reçu par la particule de fluide depuis la source chaude (resp la source froide) sur un cycle. On note W le travail reçu par la particule de fluide depuis l'arbre moteur.

Hypothèse :

- On considère un moteur ditherme
- On considère le cycle fermé
- On s'intéresse aux variations des grandeurs sur un cycle

Equations :

1. Premier principe : $\Delta U = Q_c + Q_f + W = 0$ sur un cycle
2. Bilan entropique : $\Delta S = S_e + S_c = 0$ sur un cycle
3. Définition du rendement : $r = \frac{-W}{Q_c}$

2 peut se réécrire : $\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} + S_c = 0$ ou comme $S_c \geq 0$: $\boxed{\frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f} \leq 0}$. Cette inégalité constitue l'inégalité de Clausius pour un moteur ditherme. (L'égalité est atteinte pour un cycle réversible).

En regroupant cette inégalité avec 1 et 3, on obtient : $\boxed{r \leq r_{max} = 1 - \frac{T_f}{T_c}}$. Ceci constitue le théorème de Carnot et le rendement maximum est atteint dans le cas d'un moteur ditherme faisant parcourir au fluide un cycle réversible (ce qu'on abrège souvent en disant que le moteur est réversible) et sera plus faible pour un moteur irréversible.

Par exemple [2] : Pour une voiture, la source chaude vient de la combustion de l'essence et on a $T_c \approx 1000 \text{ K}$. La source froide est l'air ambiant on a donc $T_f \approx 300 \text{ K}$. Le rendement maximal est donc d'environ 0,7. En pratique il est mesuré à 0,4 maximum. On voit que l'irréversibilité cause une dramatique chute du rendement.

Rem : Il est intéressant de noter que même le moteur idéal réversible n'aura pas un rendement de 1 contrairement à ce qu'on pourrait penser intuitivement. On traduit cela en disant que la chaleur est une énergie de moins bonne qualité que le travail mécanique. (Celui-ci pouvant être transformé intégralement en chaleur). On définit ainsi une échelle de qualité de l'énergie. On pourra alors introduire la notion d'énergie libre.

Conclusion : On voit que le second principe bride le rendement maximal d'un moteur.

Conclusion :

- Résumé de ce qu'on vient de voir : les **origines** et **conséquences de l'irréversibilité** après que l'on se soit donné un **critère mathématique** pour définir l'irréversibilité à partir du bilan entropique.
- La notion d'irréversibilité nous permet de comprendre pourquoi les **machines thermiques** telles les moteurs que l'on a dans chacun de nos véhicules ont **des rendements médiocres** de l'ordre de **30%**. Les moteurs thermiques sont en effet une aberration thermodynamique au sens où **ils transforment l'énergie chimique du carburant qui est une énergie de haute qualité en chaleur** qui est la **forme d'énergie de plus basse qualité possible** avant d'en récupérer une partie seulement sous forme d'énergie mécanique.
- A comparer au **rendement très élevé**, de l'ordre de 95%, **des moteurs électriques** qui mettent en jeu le couplage électromécanique qui lui est parfaitement réversible. Et au rendement de la pile à combustible qui convertit l'énergie chimique en énergie électrique avec un rendement pouvant atteindre 90%. Ce système est donc bien plus avantageux que le moteur thermique.
- En ouverture, on peut s'intéresser aux conséquences du second principe à l'échelle de la terre et de notre société entière. Notre planète ne reçoit du milieu extérieur que le rayonnement solaire toutes les autres ressources sont fossiles. Si nous voyons la terre comme une entreprise et les humains comme ses gestionnaires, nous devrions alors investir nos ressources fossiles : notre capital afin d'augmenter notre capacité à capter le flux solaire. Au lieu de cela, nous dépensons notre capital pour faire fonctionner nos machines et construire d'autres machines qui ne font qu'entamer plus encore notre capital. A ce titre nous sommes de bien piètres gestionnaires !
- Merci pour votre attention.

Définition :

Réversible :

Une transformation d'un état initial (EI) vers un état final (EF) est dite réversible si la transformation inverse (de (EF) vers (EI)), produite par inversion de l'axe du temps est possible.

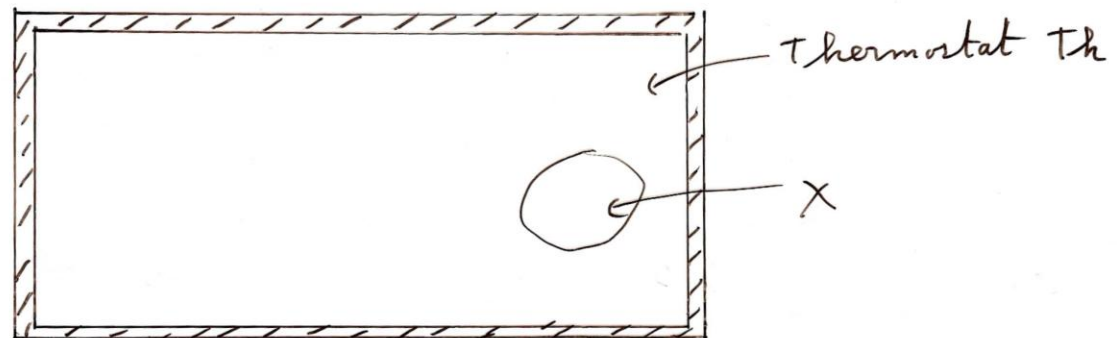
Rappel :

Le second principe :

Pour tout système, il existe une grandeur nommée entropie et notée S telle que :

- S est une fonction d'état (en $J \cdot K^{-1}$)
- S est extensive
- Pour un système isolé, S est croissante et maximale à l'équilibre

Bilan entropique



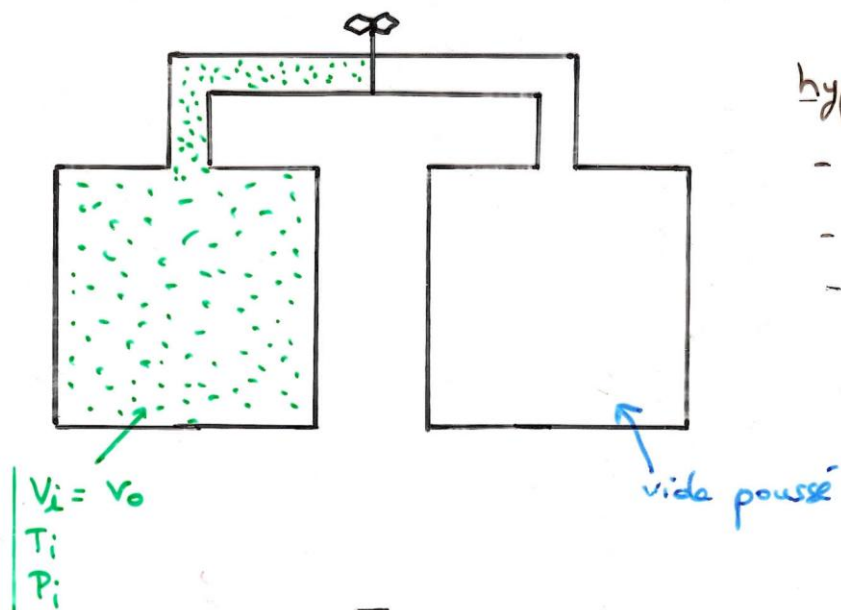
$$\Sigma = \{X, Th\}$$

hypothèses

- Σ est isolé
- Th ne subit aucune variation de volume
- Th est à la température T_{Th} constante et uniforme.

Dé détente de Joule - Gay-Lussac

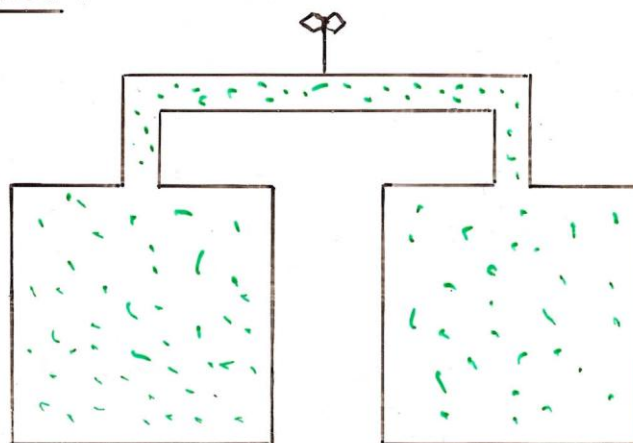
* Etat initial:



hypothèses :

- parois calorifugées
 - gaz parfait
 - système Σ isolé
- $\Sigma = \{ \text{gaz parfait} \}$

* Etat final:

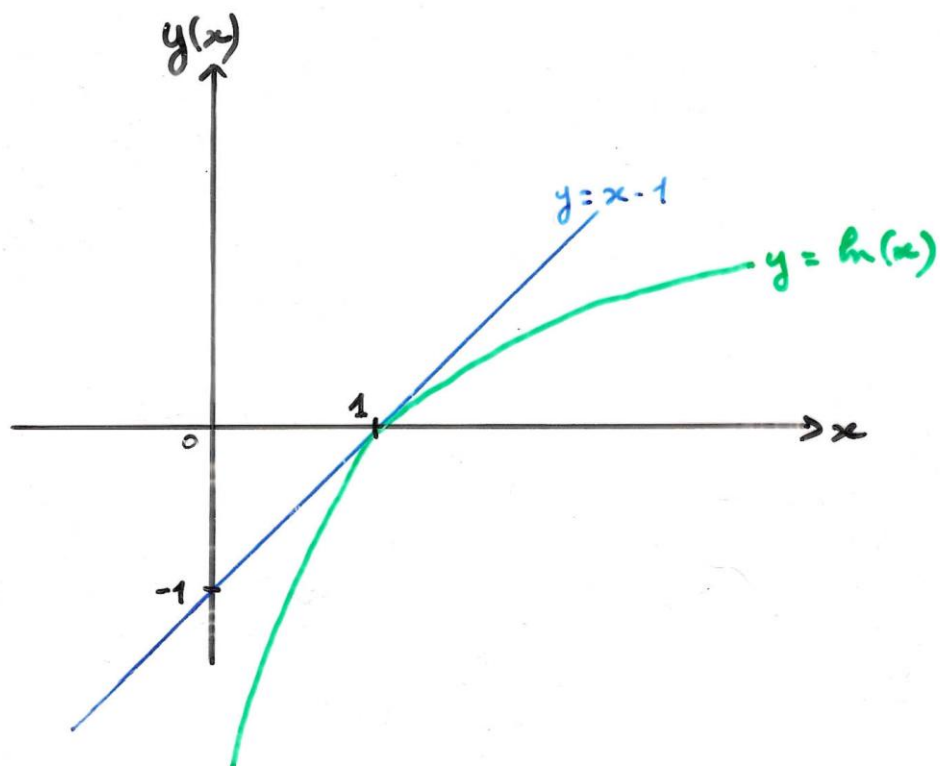
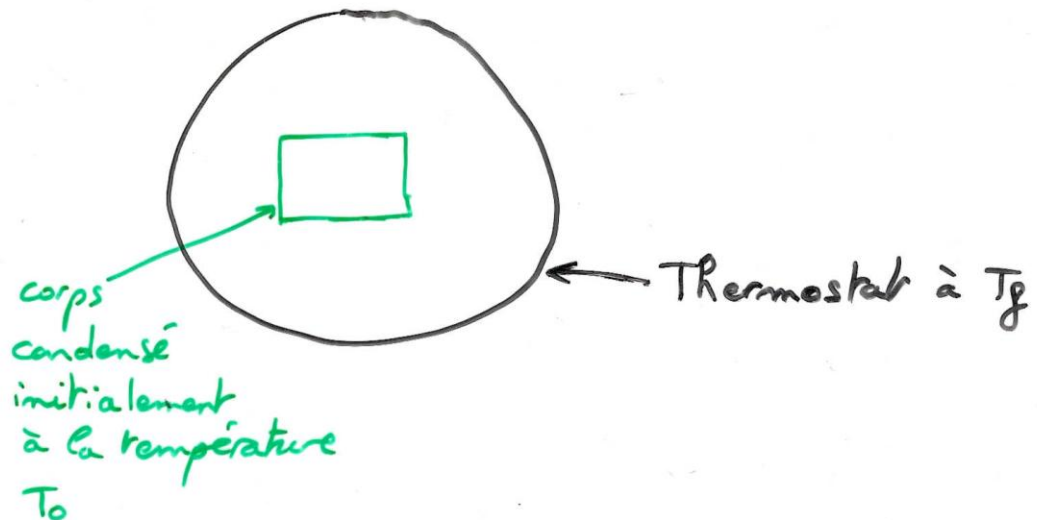


$$\begin{array}{l} V_f = 2V_0 \\ T_f = T_i \\ P_f \end{array}$$

Thermalisation d'un corps condensé:

Hypothèses:

$$\left. \begin{array}{l} \rightarrow \text{corps incompressible} \Rightarrow dV = 0 \\ \rightarrow \text{capacité thermique } c \end{array} \right\} dS = c \frac{dT}{T}$$



Thermalisation en N étapes

Posons $T_m = T_0 + \frac{m}{N}(T_f - T_0) = T_0 + m \varepsilon$ avec $\varepsilon = \frac{T_f - T_0}{N}$

* Soit S_{cm} = l'entropie créée par la m-ième thermalisation

alors
$$S_{cm} = c \left[\ln \left(\frac{T_{m+1}}{T_m} \right) - \frac{T_{m+1} - T_m}{T_{m+1}} \right]$$

ie :

$$S_{cm} = c \left[\ln \left(1 + \frac{\varepsilon}{T_m} \right) - \frac{\varepsilon}{T_{m+1}} \right]$$

puis DL ordre 2 en ε :

$$S_{cm} = c \left(\frac{\varepsilon}{T_m} - \frac{\varepsilon^2}{2T_m^2} - \frac{\varepsilon}{T_{m+1}} \right) = c \frac{\varepsilon^2}{2T_m^2}$$

* Soit S_{Ntot} = l'entropie totale créée par cette thermalisation en N étapes.

$$S_{Ntot} = \sum_{m=1}^N S_{cm} = c \frac{\varepsilon^2}{2} \sum_{m=1}^N \frac{1}{T_m^2}$$

et comme : $T_0 \leq T_m$ on obtient un majorant de S_{Ntot} :

$$S_{Ntot} \leq \frac{c}{2} \varepsilon^2 \times \frac{N}{T_0^2} = \frac{c}{2} \left(\frac{T_f - T_0}{T_0} \right)^2 \frac{1}{N}$$

$\downarrow N \rightarrow \infty$
 0

Frottements solides :

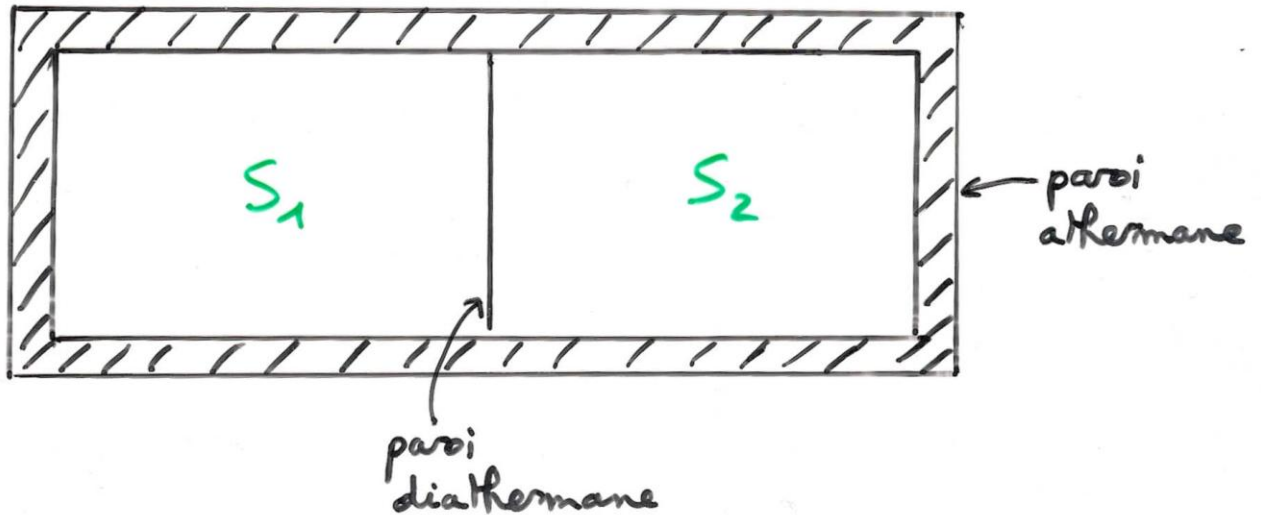
Notations :

↪ δW_f : travail infinitésimal des forces de frottements reçu par le système ($\delta W_f < 0$)

↪ δW : travail infinitésimal des forces extérieures

↪ δQ : la chaleur reçue par le système de la part du thermostat

Sens des échanges de chaleur :



Soit le système Σ tel que :

$$\Sigma = \{ S_1, S_2 \}$$

Hypothèses :

- ↳ (Σ) est isolé mécaniquement et thermiquement
- ↳ (S_1) et (S_2) ne peuvent échanger que de la chaleur entre eux et leur volume est constant.

Signe de la conductivité électrique:

↳ Système (Σ): conducteur ohmique

↳ Hypothèses:

- * Thermostat à T_0 autour de Σ
- * Volume V du système est constant
- * champ $\vec{E}$ constant et uniforme dans le conducteur (imposé par expérimentateur)
- * régime stationnaire

Moteur diatherme



$Q_f \equiv$ transfert thermique reçu par le fluide de la source froide

$Q_c \equiv$ transfert thermique reçu par le fluide de la source chaude

$W \equiv$ travail reçu par le fluide