

LP13 - Évolution et condition d'équilibre d'un système thermodynamique fermé

Gauthier Legrand et Francis Pagaud

27 juin 2020

Résumé

Bibliographie

- Thermodynamique, **Diu**, Hermann, ch. 2, 4, 5 et autres. → C'est tout simplement le cours
- Thermodynamique PC-PSI, **Choimet**, Précis Bréal. ch. 1 et 2 → Concis et rigoureux
- Soft Condensed Matter, **Jones**, Oxford. Cristaux de colloïdes, p.62
- Thermodynamique 1re et 2me année, **Olivier**, Tec&Doc. → Compléments intéressants

Pré-requis : Niveau L3

- Premier et second principe de la thermo.
- Energie potentielle en méca
- Fonctions d'état thermodynamiques
- Tension de surface
- Relation de Gibbs-Duhem

Table des matières

1	L'équilibre thermodynamique	2
1.1	Analogie avec la mécanique	2
1.2	Système isolé	3
1.3	Un exemple surprenant	4
2	Les potentiels thermodynamiques	4
2.1	Contact avec un thermostat	4
2.2	Équilibre et stabilité : le gaz de Van der Waals	5
2.3	Contact avec un thermostat	6

3 Ajout d'un pressostat	6
4 Transfert énergétique	7
4.1 Travail récupérable	7
4.2 Application : Travail d'une pile	8
5 Remarques	10
6 Questions	10
7 Remarques du jury	11

Introduction

Après le passage sur les oraux blancs, voici les modifs : Sur les cristaux liquides, bien parler du potentiel de sphère dure, ce qui préserve la formule de Boltzmann a priori (états équi-probables?). Une partie 2 un peu plus chill et fondamentale., où l'on peut plus discuter en profondeur le lien entre F et F^* , parler de transformation monotherme/isotherme, et enfin faire un exemple très simple avec une paroi fixe et des échanges de chaleur pour montrer qu'à l'équilibre, $T = T_0$. Le Gaz de VdW saute, on parlera de stabilité après la nucléation.

Quant au III/, on peut d'abord préciser les cas des interfaces planes pour parler d'équilibre des pressions dans un cas simple, puis étendre à la goutte. (Franchement c'est peut-être beaucoup, je généraliserais juste le résultat en disant "c'est pareil que pour le potentiel F^* "). Et alors parler de stabilité sur la nucléation.

On a vu le second principe : comprendre le sens des échanges énergétiques. Aujourd'hui, on va l'appliquer sur des systèmes fermés.

Définition d'un système thermodynamique fermé : système capable d'échanger de l'énergie mais pas de matière.

Comment va varier ce système? Chauffage, surpression... Et comment déduire l'état final du système?

1 L'équilibre thermodynamique

(Diu ch.2)

Définition : Équilibre thermodynamique : états macroscopiques caractérisés complètement par leurs énergie interne, volume, nombre de moles... (plus le système est complexe, plus le nombre de variables peut être grand).

1.1 Analogie avec la mécanique

(Diu p.171)

On a fait tout un formalisme énergétique en méca : Ep (traduction mathématique), atteint un minimum (idem), la différence d'énergie est soit transmise, soit dissipée. (dessin d'un double puits, puis lâcher de bille là-dessus)

En thermo, c'est plus complexe (+ de variables, moins intuitif...) Comment décrire un potentiel thermo?

Tout dépend du contexte de l'expérience! Il existe différentes variables :

- Paramètres extérieurs : Valeurs fixées par les conditions de l'expérience, elles sont donc imposées au système. (pour le ressort : longueur initiale)
- Variables internes : Degrés de liberté internes au système, réponse aux paramètres extérieurs. (longueur à l'équilibre)

Dans le cas d'un système thermodynamique, ça peut être son volume pour un piston, la température pour un thermos...

A nouveau, par analogie, l'équilibre thermo est l'état associés au minimum d'un potentiel thermo. (s'étend assez logiquement à un ensemble de sous-systèmes qui, à l'éq., on tous les mêmes valeurs pour les variables intensives)

N.B. : Pourquoi en thermo on n'a pas des oscillations comme en méca? Les temps de relaxation du système sont longs, ce qui fait que l'inertie intervient bien peu. On aura juste un oscillateur amorti du second ordre très amorti, d'où l'absence d'oscillations.

1.2 Système isolé

Définition isolé + écriture du second principe.

Dans le cas isolé (énergie fixée), on aurait envie de dire qu'on minimise l'énergie interne $U(S, V, N)$ (analogie méca). En vrai, on va utiliser le second principe et raisonner sur $S(U, V, N)$. C'est la **maximisation de S** (donc minimisation de $-S$, alors potentiel thermo) qui prévaut.

Ex : Détente de Joule Gay-Lussac (Précis Choimet, p. 38). Schéma. Quelles variables imposées? Premier principe : l'énergie est constante. Le volume total est fixé, le volume occupé par le fluide est un paramètre interne.

Second principe : pour un système isolé, $dS \geq 0$. On a notre potentiel thermo. Mais attention! Celui-ci n'est défini qu'à l'équilibre normalement! On considère des valeurs de potentiel associés à des états fictifs. Celui choisi par le système est celui maximisant l'entropie.

Les deux sont quand même bien distinctes. S est l'entropie du système, alors que S^* est l'entropie externe, l'entropie qu'aurait le système dans chaque état fictif.

S^* est un potentiel fictif pour chaque état du système comme s'il était à chaque fois à l'équilibre (cf. déf de l'équilibre thermo), mais en vrai c'est pas l'entropie de l'ensemble, contrairement à S . Le problème, c'est que S , on n'y a jamais complètement accès hors équilibre.

On sait qu'à l'équilibre, S s'identifie à S^* , mais ce n'est pas le cas lors de l'évolution du système. $S^*(U, V, N; x)$ est l'entropie du système à l'équilibre si la variable interne était fixée à x .

Condition d'équilibre : (Diu p. 175) **Minimiser le potentiel.** Cela peut se traduire ainsi : $d(-S) = 0$ (**stationnarité**). Cela implique $\frac{\partial S}{\partial V} = 0$ (dérivées par rapport aux variables internes). Par la relation de Maxwell (dérivées croisées), cela signifie $\frac{P}{T} = 0$.

Ici, la détente de Joule Gay-Lussac est un cas particulier : l'entropie n'est pas stationnaire. Cela s'observe à $V_{occ} = V_{max}$, le volume occupé sera maximal. Mais attention! V est dans un intervalle borné. S est maximisé pour V max., mais on n'a pas la condition d'équilibre de tangente nulle!

Cela se généralise à toutes les variables internes pour assurer l'équilibre mécanique, l'équilibre thermique, l'équilibre chimique...

Après, il y a des exemples moins intuitifs.

1.3 Un exemple surprenant

(Jones, p.62)

Tracé de l'énergie pour chaque colloïde. Variables fixées : V , N et U (pas d'interactions entre particules). Ça peut se calculer par la thermodynamique statistique.

Les colloïdes cristallisent vers une fraction égale à 0.5, ça peut paraître contre-intuitif : interactions à longue portée réduisent les ddl. Mais l'état cristallin donne plus d'espace à chaque particule, et augmente l'entropie.

On n'a pas le temps mais voici le développement du Jones : Potentiel thermo : $F = U - TS$. F est donc le potentiel thermodynamique ici. Or, $S = k_B \ln \Omega$. Or, Ω est proportionnel à $\frac{V - Nb}{N}$, b étant le volume de chaque particule. Donc

$$S = k_B \ln a \frac{V}{N} + k_B \ln \left(1 - \frac{bN}{V}\right)$$

, a étant le coeff de proportionnalité entre Ω et la fraction occupée. Le premier terme est l'entropie d'une solution idéale, sans répulsion de coeur dur. Avec des fractions faibles, on en déduit :

$$F = F_{ideal} + k_B T \frac{N}{V} b$$

Il y a donc une dépendance en la fraction occupée.

L'entropie est maximisée lorsque localement, c'est surprenant car on a un ordre à longue portée qui devrait réduire les degrés de liberté ! La fraction obtenue est de 0.545, sous forme cristalline. Il y a deux phases et on arrive à l'appréhender avec ce formalisme !

La vidéo TedX : <https://youtu.be/chS8dpGB0E0?t=300>

Ca, on le retrouve dans l'opale, avec un phénomène d'interférences dû au cristal. (photo)

Transition : Okay, on comprend tout sur l'équilibre d'un système thermo isolé ! Mais on fait quoi quand il ne l'est pas ?

2 Les potentiels thermodynamiques

2.1 Contact avec un thermostat

Dans le cas où les échanges thermiques sont possibles (fermé), c'est moins évident : cas du quotidien, à moins qu'on ait un thermos, il y a des échanges de chaleur (schéma) → On n'est plus à énergie fixée. Qu'est-ce qu'on fait ? On cherche à connaître les variations du système.

Quelles variables sont imposées ? Le système est modélisé comme en contact avec un réservoir (ici, qui impose la température).

Réservoir : Système thermodynamique de grande taille source de travail ou de chaleur réversible, telle que :

- Il est toujours à l'équilibre thermodynamique
- Impose une contrainte externe constante (T pour la chaleur, P pour le travail de pression).

- N'échange de l'énergie que sous la forme associée à la contrainte (chaleur, pression)
Exemples : Réservoir d'entropie : thermostat. Réservoir de volume : pressostat.
Définitions monotherme/isotherme.

Très bien, alors on connaît la contrainte imposée au système, comment évolue le système en conséquence ? On ne peut plus juste considérer l'entropie, car localement il peut exister des diminutions par échanges.

On travaille avec $\Sigma_{th} \cup \Sigma_{sys}$ à (T, V, N) fixés. est isolé $\rightarrow S$ est maximale, donc $-T_0 \Delta S \leq 0$. De plus, $\Delta U = 0$ (échange entre le réservoir et le système), donc $\Delta(U - T_0 S) \leq 0$

Ici, on a un potentiel thermo : $F^*(T_0; S, V, N) = U - T_0 S$, **l'énergie libre externe**.

Détail de ses variables naturelles. On les obtient par la différentielle exacte : dépend de S, N, V et la contrainte T_0 .

On avait dit que le second principe dicte les évolutions, cela se transcrit par l'apparition de ce potentiel thermo. C'est pas quelque chose de nouveau.

Même remarque qu'entre S et S^* .

Ca fait penser à l'énergie libre...

2.2 Équilibre et stabilité : le gaz de Van der Waals

(Diu p.206, p.297, p.337)

On part de l'équation de Van der Waals $((P + \frac{n^2 a}{V^2})(V - nb) = nRT)$ pour trouver la condition d'équilibre d'un système composé d'eau gazeuse que l'on veut faire condenser à température fixée en diminuant le volume (figure 1).

Paramètre extérieur : V, T Variable interne : P

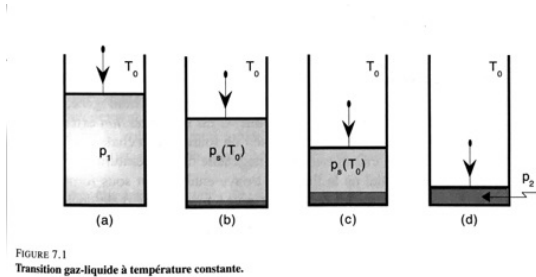


FIGURE 1 – Tiré du Diu de thermo (page 297)

On en déduit le profil de l'énergie libre via $P = - \frac{\partial F}{\partial V} \Big|_{T,N} = - \frac{\partial F^*}{\partial V} \Big|_{S,N}$, on pourrait même l'admettre. C'est celui du Diu, p.208.

Problème : le système résultant est instable !

Critère de stabilité : (Diu p. 195) Pour qu'il y ait stabilité, il faut qu'une petite fluctuation sur l'état d'équilibre le ramène à ce même état. Dans les faits, cela donne : U est convexe par rapport à S et V . Par transformée de Legendre, F doit être convexe par rapport à V : $\frac{\partial^2 F}{\partial V^2} \Big|_{T,N} \geq 0$ (mais concave par rapport à T)

Interprétation par les coefficients thermoélastiques : $\chi_T = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P} \Big|_T = \frac{1}{V} \frac{1}{\frac{\partial^2 F}{\partial V^2} \Big|_T} \geq$

0. Lorsque l'on comprime, son volume diminue.

Retour au problème : Puisque c'est instable, le système devient diphasé. Le système biphasique doit être plus stable pour une valeur de v fixée (attention!!!). En vrai, la bitangente c'est carrément plus compliqué, il faut :

- Par continuité de F et de P , il n'y a qu'une seule façon de placer la droite, c'est la bitangente.
- Par extensivité, l'énergie libre globale est l'énergie libre molaire de chaque phase multipliée par n pour chaque phase. Ainsi, la bitangente est stabilisante.

On n'a pas vraiment le temps mais l'énergie libre du système devient :
Equilibre : Minimum de

$$\frac{1}{n} F^*(T, V, n; V_a, V_b, n_a, n_b) = \frac{1}{n} (F(T, V_a, n_a) + F(T, V_b, n_b))$$

Conséquence : $\frac{1}{n} F^*(T, V, n; v_a, v_b) = \frac{v_b - v}{v_b - v_a} f(T, v_a) + \frac{v - v_a}{v_b - v_a} f(T, v_b)$, on a la corde qui relie les points A et B qui est plus stable.

2 discussions : Métastabilité et pression de coexistence (cf. construction de Maxwell).

2.3 Contact avec un thermostat

C'est sûrement mieux de plutôt faire ça que de parler du gaz de VdW qui est long et un peu compliqué

$F^*(T_0; S, V, N) = U - T_0 S$ donc quand on veut minimiser F^* on a en se mettant à nombre de particules fixés et à volume constant :

$dF^* = 0 = (T - T_0) dS$ et donc la minimisation de F^* par rapport à S donne $T = T_0$: on a bien un thermostat. On a la même démo avec G^* en se mettant juste à N fixé.

3 Ajout d'un pressostat

(Précis p. 45)

Cette fois, le paramètre extérieur est P_0 : colle plus aux expériences. On a un pressostat. Définitions monobare/isobare.

On dérive alors dG^* de la même manière que précédemment. On a l'enthalpie libre externe, de variables $(T_0, P_0; V, N, S)$

Exemple : la nucléation homogène (Diu p615). On a une enceinte de gaz, de n_0 moles. L'ensemble est à P_0 et à T_0 , donc le potentiel thermo est $G^* = U - T_0 S + P_0 V$. Les germes sont en équilibre à tout instant, d'où $P_l = P_0 + \frac{2\gamma}{r}$. On suppose l'apparition d'une goutte sphérique stable, de rayon r . Le nb de moles de gaz est n , la variation de G sera : $\Delta G^* = \Delta F^* + P_0 \Delta V$. Or, F comprend un terme énergétique de surface, donc

$$\Delta G^* = F_l^*(T_0; S, V_l, n) + P_0 V_l(T_0, P_l, n) - F_g^*(T_0; S, V_l, n) - P_0 V_l(T_0, P_0, n) + \gamma S$$

N.B. : La goutte en particulier est un système ouvert ! L'ensemble est fermé, il faudrait le préciser.

$$\Delta G^* = G_l(T_0, P_0; T, P_l, n) - G_g(T_0, P_0; T, P_0, n) + (P_0 - P_l)V_l(T_0, P_l, n) + \gamma S$$

On suppose $\frac{P_l - P_0}{P_0} \ll 1$, donc : DL sur G_l en P_0 . Puis en remplaçant G par $n\mu$, on en déduit :

$$\Delta G^* = n(\mu_l(T_0, P_0) - \mu_g(T_0, P_0)) + \gamma S$$

Puis on fait $S = 4\pi r^2$, $n = \frac{4/3\pi r^3}{v_l(T_0, P_0)}$, alors :

$$\Delta G^*(T_0, P_0; T, r) = \frac{4\pi r^3}{3v_l(T_0, P_0)}(\mu_l(T_0, P_0) - \mu_g(T_0, P_0)) + 4\pi\gamma r^2$$

On fait les schémas selon le signe de $\mu_l(T_0, P_0) - \mu_g(T_0, P_0)$, déduction du rayon critique :

$$r_c = \frac{2\gamma v_l(T_0, P_0)}{\mu_g(T_0, P_0) - \mu_l(T_0, P_0)}$$

Toute goutte est alors instable : si la barrière n'est pas franchie, la diminution de G emmènera le système à l'état initial. Dans l'autre cas, la goutte ne cesse de grandir. Discussion sur les nuages intéressante, p. 624. La croissance des gouttes d'eau dans les nuages n'est pas infinie, car il y a présence de cristaux de sel, on a une autre forme de nucléation, entre homogène et hétérogène (le sel n'étant pas des germes fixes, ils se dissolvent dans les gouttes. Il y a tout l'aspect énergétique du sel à prendre en compte).

A partir d'ici jusqu'à la conclusion, c'est en excès : on n'a pas le temps d'en parler.

Transition : En bref, on trouve le potentiel thermo qui permet de trouver la bonne évolution du système. Lors de cette étape, il y a un transfert ou dissipation d'énergie, comme en méca.

4 Transfert énergétique

(Diu p. 191, Précis, p.55)

4.1 Travail récupérable

Système avec échanges de chaleur et de travail.

$$dU = \delta Q + \delta W$$

Or, par le second principe :

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T_0}$$

Donc

$$dU - T_0 dS \leq \delta W$$

Soit $W_{rec} = -W$ le travail récupérable, avec $W \leq 0$ (travail fourni à l'extérieur), alors pour une évolution monotherme :

$$W_{rec} \leq -\Delta F^*$$

Si l'évolution est entre deux états d'équilibre, alors $T = T_0$ aux états initial et final, et $F^*(f) - F^*(i) = \Delta F$. Cette borne est atteinte pour un travail réversible, où le second principe est une égalité.

Dans le cas isotherme + isobare, avec W_{ut} les travaux autres que ceux de pression,

$$dU - T_0 dS + P_0 dV \leq W_{ut}$$

$$\Leftrightarrow W_{ut,rec} \leq -\Delta G^*$$

4.2 Application : Travail d'une pile

(Diu p. 581)

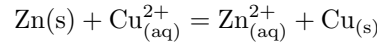
Etude de la pile Daniell + schéma. On se place dans une situation à T et P fixé donc le potentiel à utiliser est bien l'enthalpie libre. $dG = -SdT + VdP - E(T, P)dq$, car q est extensive donc sa variable conjuguée dépend des valeurs extensives. Par les relations de Maxwell :

$$\left. \frac{\partial E}{\partial P} \right|_{q,T} = - \left. \frac{\partial V}{\partial q} \right|_{P,T}$$

$$\left. \frac{\partial E}{\partial T} \right|_{q,P} = \left. \frac{\partial S}{\partial q} \right|_{P,T}$$

on voit que la variation en fonction de P de E dépend de la dilatation de la pile au cours de la transfo. C'est négligeable. Donc en intégrant la deuxième : $Q_{rev} = T\Delta S = T \left. \frac{\partial E}{\partial T} \right|_P \Delta q$, cette chaleur ne dépend que de q. Après, on peut se débarrasser de toutes ces considérations en se plaçant en effet avec le potentiel thermo G (donc cette partie est un peu superflue).

En conclusion, tout cela se simplifie, et on a juste $\delta W_{rec} \leq dG = Edq = \Delta_r G d\xi$. Donc pour la pile Daniell, On peut faire l'A.N. en prenant la valeur de $E^o = 1.10V$ à pression et température ambiante.



donc $dq = 2\mathcal{F}dn = idt$, donc $W_{max,rec} = E^o i \Delta t$

Discussion : Cette borne sup, en réalité on ne l'atteint jamais, puisqu'elle suppose une évolution réversible, donc $i = 0$, ce qui ne permet pas de faire marcher grand-chose... Il y a un compromis à faire entre les deux.

Conclusion

Slide récapitulant les potentiels thermo pour un système fermé.

En conclusion : Construction d'un formalisme permettant de comprendre l'état d'équilibre atteint par un système en fonction des paramètres extérieurs appliqués. Formalisme fort et fondamental, qui nous permet de comprendre pourquoi on atteint cela, mais aussi comment en profiter (notion de travail récupérable).

Ce travail, on l'a illustré simplement avec une pile (vous avez déjà pu le voir en chimie, c'est un système simple) mais on peut l'étendre à d'autres systèmes, et notamment tout ce qui est machines thermiques, que l'on verra par la suite.

5 Remarques

-Sur l'appellation "réservoir d'entropie" : il vaut mieux l'éviter (dire "thermostat" et "pressiostat") pour ne pas avoir de problème. Mais en gros il n'y a pas conservation de l'entropie, donc il faut l'avoir en tête si on veut garder l'appellation "réservoir d'entropie". Par contre, ce n'est pas un "réservoir d'énergie" (le pressiostat l'est tout autant), et la définition de réservoir d'entropie colle avec le Diu. C'est une histoire d'appellation quoi...

Remarques issues du passage de Gauthier, oraux blancs.

- Il faut plus exploiter l'analogie mécanique je pense, en donnant les propriétés d'un potentiel thermo : toujours décroissant, minimum à l'équilibre, stabilité.
- On peut illustrer un exemple plus simple pour F^* , histoire de montrer que $T = T_0$.
- Le cas de la nucléation peut d'abord être abordé d'une manière plus simple, où l'on considère le cas de deux corps purs, et le passage de la phase gaz à liquide.
- Pour éviter les discussions chiantes autour de la stabilité, notamment sur les oscillations, il faut parler de système gradient, ou de régime fortement amorti.
- Faut se calmer sur "réservoir d'entropie", car vu qu'il y a création d'entropie c'est pas obvious.

6 Questions

Questions issues du passage de Gauthier, oraux blancs.

- Revenez sur le critère d'équilibre et de stabilité sur l'analogie mécanique. Stabilité nécessite amortissement, sinon on a oscillations.
- "L'entropie n'est pas définie hors de l'équilibre." Si elle est définie, comme le volume, mais ça dépend des variables couplées. L'entropie statistique, elle, est toujours définie
- Pour l'entropie statistique : on l'utilise pour décrire les cristaux liquides. C'est legit ? Non, car il y a des interactions. Donc faut bien dire que c'est un potentiel de sphères dures.
- Retour sur le critère de stabilité : justifiez la convexité de F^* . $\Rightarrow$ Définition du potentiel thermo.
- Réécriture des équations de la dynamique pour le système masse-ressort.

Questions issues du passage de Francis, Février.

- Par rapport à l'analogie avec la mécanique, la trajectoire est-elle juste un mouvement vers la position d'équilibre ? Il faut prendre en compte les dissipations.
- Mettre ça en parallèle avec la thermo
- Variables internes et paramètres externes pour un système masse-ressort ? Longueur initiale du ressort/longueur du ressort au cours de l'évolution.
- Non de $-S$? Étymologie ? Néguentropie
- Donner une définition simple en une phrase de S^*
- Retour sur le second principe et la détente de Joule-Gay-Lussac ? Attention à ne pas confondre stationnarité et extrémalité. Il faut prendre le cas le plus général possible : l'entropie doit être maximale.
- Vocabulaire des transformations quand on couple un système avec un thermostat. Lien avec le potentiel choisi ? Pour une transformation isotherme vs monotherme on prend F ou F^* ?
- Qu'est-ce qui est surprenant dans l'exemple de l'opale ? C'est quelque chose d'exceptionnel en physique statistique ? Peut-on parler de transition de phase

- Est-ce que un potentiel thermo c'est une fonction d'état ? Non : par exemple G^* dépend des contraintes imposées.
- $P = -\frac{\partial F^*}{\partial V}|_{T,N}$? Attention F^* dépend toujours de S puisqu'on retire $T_0 S$. On doit plutôt écrire $P = -\frac{\partial F}{\partial V}|_{T,N}$ ou $P = -\frac{\partial F^*}{\partial V}|_{S,N}$
- Réservoir de chaleur pour le thermostat ? Réservoir d'entropie.
- Comment on les appelle les potentiels étoilés ? F^* énergie libre externe G^* enthalpie libre externe.
- Dans quel contexte on peut avoir parlé en cours de la condition de stabilité $\frac{\partial^2 F}{\partial V^2} \geq 0$? La convexité de U par rapport à V redonne la convexité de F par rapport à V via transformation de Legendre.
- Parle moi de capillarité ?
- Relation de Clausius-Carnot ? Physiquement qu'est ce que ça représente $\frac{\delta Q_i}{T_i}$?
- Justifier "homogène" dans la nucléation.
- C'est favorable ou pas d'avoir des impuretés pour nucléer (nucléation hétérogène donc) ?
- G^* dépend de quelles variables pour la goutte et pour le liquide ?
- Le raisonnement pour la nucléation a-t-il été fait pour un système ouvert ou fermé ?
- Rayon critique pour la nucléation ? Relier ça avec la nucléation dans les nuages ? Est-ce que c'est de la nucléation homogène ou hétérogène ? cf. le Diu.
- Est-ce que l'enthalpie c'est un potentiel thermo ? A priori non, on ne peut pas démontrer $dH \leq 0$ à partir du second principe
- Établir le lien entre les grandeurs thermo utilisées dans cette leçon et celles utilisées en physique statistique.
- Entropie de Boltzmann, Shanon, ensemble micro-canonique, canonique etc
- En quoi l'étude des potentiels thermo est utile pour les machines thermiques ? Lien avec le travail récupérable.

7 Remarques du jury

- Ça pourrait être utile de remettre les principes (sur slide peut-être ?)
- Éviter l'emploi du futur proche ça fait peu sur de soi.
- Ne pas pousser trop loin l'analogie avec la mécanique, il faut être bien clair sur le message à faire passer et aller un poil plus vite. La transition entre I/1) et I/2) doit être plus douce et pertinente.
- Très bien pour la distinction S^* et S et l'exemple de la détente de Joule-Gay-Lussac (à présenter avec la maximalisation de l'entropie plutôt).
- Cool l'exemple de l'opale mais insister sur pourquoi c'est surprenant
- Présenter la bitangente pour Van der Waals c'est trop ambitieux.
- Éviter de dire que S^* est un artefact mathématique.
- Écrire les variables naturelles de F^* et G^* parce que c'est assez subtil.
- Pour établir G^* faut prendre un peu de temps même si ça déjà été fait pour F^*
- Slide de conclusion avec un tableau récapitulatif des potentiels : il faut virer l'enthalpie et mentionner le type de transformation (isobare/monobare...)
- Certains termes tels que "monotherme, isotherme, monobare, isobare" sont manquants.
- écrire thermostat = réservoir d'entropie, pressostat = réservoir de volume
- plan bien, globalement rigoureux, des exemples originaux