

Correction Thermodynamique 2

I.

APPLICATIONS DU 1ER ET 2ND PRINCIPES

QUELQUES QUESTIONS.

1. L'équilibre thermodynamique (global) d'un système est atteint quand il est à la fois à l'équilibre thermique (la température de chaque partie du système est uniforme et constante), mécanique (les résultantes des forces exercées sur les parties mobiles du système comme les pistons sont nulles) et chimique. Les paramètres d'état ne varient plus au cours du temps, il n'existe plus ni échange de matière, ni échange d'énergie (pas de flux entre le système et l'extérieur).

Cette dernière partie est importante : il ne faut pas confondre équilibre thermodynamique et état stationnaire pour lequel les propriétés du système sont indépendantes du temps. Pour mettre en évidence cette différence, il suffit de couper le contact entre le système et l'extérieur (on "isole" le système) : s'il est à l'équilibre thermodynamique il ne sera pas affecté, sinon, le régime stationnaire sera aussitôt détruit.

2.

2.1. Un processus est dit quasi-statique si on peut la décomposer en une suite de transformations infinitésimales mises bout à bout. Tous les états intermédiaires du système thermodynamique au cours de la transformation sont des états définis, proches d'états d'équilibre. Les paramètres d'état du système restent à tout instant définis de façon uniforme et varient continûment dans le temps. Il faut que cette transformation soit infiniment lente, c'est donc une transformation idéale.

2.2. Une transformation réversible est une transformation pour laquelle le sens d'écoulement du temps n'a pas d'influence : c'est une transformation qui peut être inversée **en repassant par les mêmes états intermédiaires**, par une modification infinitésimale des caractéristiques du milieu extérieur.

Pour être réversible, une transformation doit être quasistatique **mais ce n'est pas suffisant** : par exemple, si on tire très lentement sur un morceau de chewing gum, il s'allonge bien de façon quasi-statique, mais la transformation n'est pas réversible.

Pour une telle transformation, la variation d'entropie est égale à l'entropie échangée avec le milieu extérieur : il n'y a pas de création d'entropie.

Pour plus de détails concernant les transformations réversibles, je conseille la lecture du DGLR de Thermodynamique, Chapitre 3.

2.3. Des facteurs d'irréversibilité sont par exemple :

- la dissipation d'énergie, par exemple par frottement solide ou visqueux,
- l'inhomogénéité de grandeurs intensives (température, densité particulaire...) menant à de la diffusion,
- la brutalité/rapidité de la transformation,
- des réactions chimiques, ...

3. La loi de Laplace en thermodynamique concerne une transformation isentropique d'un gaz parfait. On peut l'obtenir aisément en partant de l'expression de la variation d'entropie pour un gaz parfait. On peut l'écrire sous la forme : $PV^\gamma = \text{cste}$

On obtient ses variantes reliant la température au volume ou à la pression en utilisant l'équation d'état du gaz parfait.

Remarque : les lois de Laplace s'appliquent pour une transformation adiabatique et réversible puisqu'une telle transformation est isentropique. En revanche, ce n'est pas nécessaire : on peut avoir une transformation isentropique non réversible où l'entropie créée est compensée par une entropie d'échange cédée au milieu extérieur (cas très rare).

4. La source froide est bien sûr le fleuve, donc à une température de $T \approx 300$ K. Le rendement maximal envisageable est le rendement de Carnot, qui s'écrit :

$$\eta_C = 1 - \frac{T_F}{T_C} \approx 50\%$$

Si le rendement réel est de 33%, 2/3 de l'énergie provenant de la source chaude est perdue, soit 2 GW. Pour ne pas gâcher toute cette énergie disponible, on peut avoir recours à la cogénération (chauffage urbain par exemple).

En général, on utilise des cycles avec un changement d'état comme le cycle de Rankine ou le cycle de Hirn. L'intérêt de ce type de cycle est que l'énergie échangée lors d'un changement d'état est très importante : pour faire passer un litre d'eau liquide de 0°C à 100°C il faut une énergie $E = 418$ kJ, pour la faire passer de l'état liquide à l'état vapeur à 100°C, il faut environ 2300 kJ!

I. COMPRESSION ADIABATIQUE D'UN GAZ PARFAIT

1. Le système considéré est constitué du gaz parfait enfermé dans le cylindre. Celui-ci passe d'un état caractérisé par une pression $p_0 = m_0 g / S$, un volume $V_0 = SL$ et une température T_0 , à un état de pression p_1 , de volume V_1 et de température T_1 . Ces trois quantités étant inconnues, il est nécessaire de disposer de trois équations les faisant intervenir. On les trouve en écrivant l'équilibre mécanique du piston, l'équation d'état du gaz supposé parfait, et le bilan énergétique sous la forme du premier principe.

2. La première égalité donne la pression,

$$p_1 = \frac{(m_0 + m)g}{S} = \frac{m_0 g}{S}(1 + x) = p_0(1 + x),$$

avec $x = m / m_0$. Les états initial et final étant des équilibres d'un gaz parfait, on a

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_0 V_0}{T_0} \quad \text{donc} \quad (1 + x) \left(1 - \frac{\Delta L}{L}\right) = \frac{T_1}{T_0},$$

où ΔL est l'enfoncement du piston, compté positivement lorsque le volume décroît. On peut réécrire cette équation en introduisant l'enfoncement relatif $\eta = \Delta L / L$ et le rapport $\theta = T_1 / T_0$,

$$(1 + x)(1 - \eta) = \theta.$$

Enfin, sachant que le gaz est supposé parfait, que le cylindre est calorifugé, et que le seul travail reçu est celui des forces de pression, le premier principe donne

$$\Delta U = Q + W = W \quad \text{donc} \quad C_v(T_1 - T_0) = - \int p_{\text{ext}} dV,$$

p_{ext} étant la pression *extérieure* appliquée au gaz. De toutes les manières, la transformation étant brutale, la pression du gaz est indéterminée en dehors de l'équilibre. On en déduit que

$$C_v T_0 (\theta - 1) = -p_{\text{ext}}(V_1 - V_0) = (m_0 + m)g\Delta L = m_0 g L (1 + x)\eta.$$

Or on peut réécrire la capacité calorifique à volume constant du gaz en utilisant la relation de Mayer $C_p - C_v = nR$ et le rapport $\gamma = C_p / C_v$,

$$C_v = \frac{nR}{(\gamma - 1)} = \frac{p_0 V_0}{T_0(\gamma - 1)} = \frac{m_0 g L}{T_0(\gamma - 1)}.$$

Par conséquent, le premier principe s'écrit finalement

$$\theta - 1 = (\gamma - 1)(1 + x)\eta.$$

En substituant θ dans cette équation par l'expression tirée de l'équation d'état, on obtient

$$(1 + x)(1 - \eta) - 1 = (\gamma - 1)(1 + x)\eta \quad \Rightarrow \quad \eta = \frac{x}{\gamma(1 + x)} \quad \text{et} \quad \Delta L = \frac{xL}{\gamma(1 + x)}.$$

En réutilisant l'équation tirée du premier principe, on obtient la température finale,

$$\theta = 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} x \quad \text{donc} \quad T_1 = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} x\right) T_0 > T_0 \quad \text{car} \quad \gamma > 1.$$

3. La variation de l'entropie du gaz ne dépend que des états initial et final et on a

$$\Delta S = C_v \ln\left(\frac{T_1}{T_0}\right) + nR \ln\left(\frac{V_1}{V_0}\right) = nR \left[\frac{1}{\gamma - 1} \ln \theta + \ln(1 - \eta) \right],$$

soit, en utilisant les expressions trouvées pour η et θ , et après un réarrangement utilisant l'équation d'état,

$$\Delta S = nR \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \ln\left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} x\right) - \ln(1 + x) \right] > 0 \quad \text{car} \quad \frac{\gamma - 1}{\gamma} \in]0, 1[\quad \text{et} \quad x > 0.$$

Le signe de cette expression ne saute certes pas aux yeux. Regrouper les termes dans un seul logarithme et comparer son argument à 1 à l'aide d'un graphique. La transformation étant adiabatique (donc pas d'entropie échangée), cette inégalité traduit son irréversibilité.

4. Dans ce cas, la transformation se fait de façon quasi-statique. En négligeant les frottements du piston contre le cylindre, elle est aussi réversible: on peut retirer un à un les grains de sable et le piston remontera à la hauteur initiale. Mettons nous au charbon et démontrons cette affirmation.

Tout se passe comme si on faisait un grand nombre N de transformations identiques à celles de la question précédente, avec des masses $\delta m = m / N$ ajoutées successivement. Dans cette optique, on peut écrire que la variation d'entropie du processus

réversible est la limite, pour N infini, de la somme des variations d'entropie correspondant aux étapes élémentaires,

$$\Delta S = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N \Delta S_k = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N nR \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} \ln \left(1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} x_k \right) - \ln(1+x_k) \right],$$

où x_k est le rapport de la masse ajoutée à l'étape k sur la masse initiale de cette étape, soit

$$x_k = \frac{\delta m}{m_0 + (k-1)\delta m} = \frac{x}{N + (k-1)x} \quad \text{avec} \quad x = \frac{m}{m_0}.$$

Quand N est suffisamment grand, $x_k \ll 1$ et on peut faire un développement limité de chaque ΔS_k , sachant que le développement du logarithme est $\ln(1+\epsilon) \simeq \epsilon - \epsilon^2/2$,

$$\Delta S_k \simeq \frac{nR}{2\gamma} x_k^2 \quad \text{donc} \quad 0 \leq \Delta S \simeq \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N \frac{nR}{2\gamma} \left[\frac{x}{N + (k-1)x} \right]^2 \leq \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{nR x^2}{2\gamma N} = 0.$$

On en déduit que la transformation est isentropique, $\Delta S = 0$, ce qui était prévisible puisqu'elle est adiabatique et réversible.

Remarque importante : La réversibilité de la transformation est intimement liée au fait que ΔS_k est proportionnelle à x_k^2 , infiniment petit d'ordre 2, et non à x_k . Dans le cas d'une détente de Joule-Gay Lussac quasistatique, on trouve que ΔS_k est à l'ordre le plus bas proportionnel à la variation de volume, et non à son carré (cf Tec et Doc de thermo de S. Olivier et H. Gié (1996)). Une détente de Joule-Gay Lussac, même quasi-statique, reste irréversible.

Écrivant ΔS en fonction des états 0 et 1,

$$\Delta S = \frac{nR}{\gamma-1} \ln \left(\frac{T_1}{T_0} \frac{V_1^{\gamma-1}}{V_0^{\gamma-1}} \right) = 0 \quad \text{donc} \quad T_1 V_1^{\gamma-1} = T_0 V_0^{\gamma-1}.$$

On voit que la quantité $TV^{\gamma-1}$ est conservée dans une transformation adiabatique réversible, reconnaître la loi de Laplace. L'équation d'état permet d'écrire cette relation de conservation sous la forme $P_1 V_1^\gamma = P_0 V_0^\gamma$, d'où on peut trouver l'enfoncement ΔL du piston dans le cas réversible,

$$\frac{m_0(1+x)g}{S} S^\gamma (L - \Delta L)^\gamma = \frac{m_0 g}{S} S^\gamma L^\gamma \quad \Rightarrow \quad \Delta L = \left[1 - (1+x)^{-\frac{1}{\gamma}} \right] L.$$

Quant à la température finale T_1 , elle se déduit de

$$T^\gamma P^{1-\gamma} = \text{Cte} \quad \Rightarrow \quad T_1 = T_0 (1+x)^{1-\frac{1}{\gamma}}.$$

Il est bien entendu possible de retrouver ces résultats en appliquant les principes utilisés dans la première question. Le seul changement concerne l'équation exprimant le premier principe, car dans le cas d'une transformation quasi-statique, on peut considérer que le gaz est constamment en équilibre, en particulier en équilibre de pression avec l'extérieur, d'où

$$dU = C_v dT = -pdV = -\frac{nRT}{V} dV \quad \Rightarrow \quad C_v \ln \left(\frac{T_1}{T_0} \right) = -nR \ln \left(\frac{V_1}{V_0} \right),$$

d'où on retrouve le caractère isentropique du processus, puis les expressions de T_1 et ΔL .

Remarque importante : la seule différence entre le cas brutal et le cas quasi-statique réside dans le travail des forces de pression. Dans le cas brutal la pression extérieure est toujours différente de la pression du gaz, alors que cette différence tend vers 0 dans le cas quasi-statique. Ce qui donne deux termes se compensant exactement dans l'expression de la variation d'entropie.

5. Dans le cas d'une masse ajoutée m petite devant celle du piston ($x \ll 1$), l'enfoncement ΔL du piston et l'échauffement ΔT du gaz sont sensiblement identiques, que la transformation soit brutale ou quasi-statique. On a, dans les deux cas de figure

$$\Delta L \simeq xL/\gamma \quad \text{et} \quad \Delta T \simeq T_0 \frac{\gamma-1}{\gamma} x.$$

Ce résultat n'est pas surprenant si on repense à la méthode employée pour passer du cas brutal au cas quasi-statique, laquelle revenait justement à diminuer la masse m .

La différence entre les deux transformations se fait sentir à l'autre extrême ($x \gg 1$). Dans le cas quasi-statique, l'enfoncement tend à être total $\Delta L \rightarrow L$, tandis que dans le cas de la méthode brutale, on a $\Delta L \rightarrow L/\gamma < L$. De manière générale, les transformations quasi-statiques sont plus efficaces que les transformations brutales correspondantes.

Remarque : Ne pas confondre cet exercice avec la variante où le système est en contact avec un thermostat et dont les résultats sont bien évidemment différents.

II. ÉLECTROSTRICTION

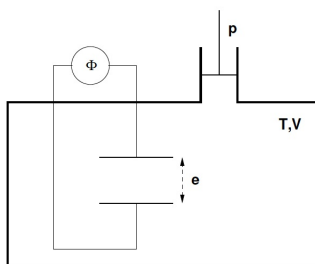


Figure 1: Électrostriction

1. Puisqu'on ne suppose pas que le système est calorifugé, il peut recevoir de la chaleur Q du milieu extérieur. Le piston permettant d'exercer sur le liquide une pression p donnée fournit du même coup au système un travail mécanique W_m . Enfin, le générateur permettant de charger les armatures du condensateur lui fournit un travail électrique W_e . Les expressions de ces différents transferts thermiques lors d'une évolution élémentaire réversible sont :

$$\delta Q = TdS, \quad \delta W_m = -pdV \quad \text{et} \quad \delta W_e = \phi dq$$

Remarque : Si vous hésitez entre ajouter ϕdq ou $q d\phi$ à l'identité thermodynamique usuelle, pensez à faire l'analogie avec le terme μdn qui est analogue pour les particules non chargées. Vous pouvez aussi remarquer que les variables naturelles de l'entropie et de l'énergie interne sont toutes extensives.

2. Écrivant le premier principe de la thermodynamique appliqué au système lors d'une évolution élémentaire réversible, on a la variation de l'énergie interne selon :

$$dU = \delta Q + \delta W_m + \delta W_e = TdS - pdV + \phi dq.$$

Remarque : On obtient cette relation pour une transformation réversible, mais les variations de U , S , V et ϕ ne dépendant pas du chemin parcouru, cette identité est valable quelle que soit la nature de la transformation.

Il apparaît donc que les variables "naturelles" du système sont S , V et q . Or il est plus intéressant de traiter le problème en fonction des variables contrôlées par l'opérateur, à savoir T , p et ϕ . En conséquence, on introduit la fonction G définie par :

$$G = U - TS + pV - q\phi \quad \Rightarrow \quad dG = -SdT + Vdp - qd\phi$$

Remarque : La transformation que l'on a effectuée pour passer de U à G est une transformation de Legendre, commune en thermodynamique. Référez vous à un ouvrage comme le *Du de Thermodynamique* si vous souhaitez obtenir plus d'informations sur la question.

3. La propriété de différentielle exacte de dG permet d'en déduire les relations suivantes :

$$-\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{T,\phi} = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_{p,\phi} \quad \left(\frac{\partial S}{\partial \phi}\right)_{T,p} = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_{p,\phi} \quad -\left(\frac{\partial q}{\partial p}\right)_{T,\phi} = \left(\frac{\partial V}{\partial \phi}\right)_{p,T}.$$

La première de ces relations ne comportant pas de variable électrique, elle traduit simplement le comportement thermodynamique du diélectrique liquide indépendamment de la présence d'un générateur et d'un condensateur. En ce qui concerne le phénomène d'électrostriction (variation de volume du diélectrique lors de la charge ou de la décharge du condensateur), il est clair que celui-ci est lié à la troisième relation. En effet, à T et p constantes, on a :

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \phi}\right)_{p,T} = -\left(\frac{\partial q}{\partial p}\right)_{T,\phi} = -\phi C_0 \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial p}\right)_{T,\phi},$$

où l'on a utilisé le fait que la dérivation se faisait à tension constante pour en extraire ϕ et C_0 .

En supposant que le coefficient ainsi mis en évidence est constant, on en déduit la variation de volume du diélectrique lors d'une charge à pression et température constantes :

$$\Delta V = \int_0^{\phi_0} \left(\frac{\partial V}{\partial \phi}\right)_{p,T} d\phi = -\frac{C_0 \phi_0^2}{2} \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial p}\right)_{T,\phi}.$$

On note que cette expression ne dépend pas du signe de la tension établie entre les armatures du condensateur.

Pour arriver au signe de cette variation de volume, il faut réfléchir au signe de la quantité supposée constante. Lorsqu'on comprime le diélectrique à température et tension constantes, on provoque une augmentation de la densité (car la compressibilité isotherme d'un milieu stable est toujours positive), donc de la polarisation volumique du milieu (cf cours d'électromagnétisme dans les milieux). Par suite, la susceptibilité χ (car $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$ et donc de la permittivité électrique relative ϵ_r (car $\epsilon_r = \epsilon_0(1 + \chi)$) augmente aussi avec la pression du milieu. Ainsi, la charge du condensateur conduit effectivement à une contraction du diélectrique :

$$\left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial p}\right)_{T,\phi} > 0 \quad \Rightarrow \quad \Delta V < 0.$$

Remarquons que le signe négatif peut s'interpréter par un raisonnement qualitatif du type "loi de modération" : pour un système à l'équilibre, l'application d'une perturbation tend à induire une réaction du système modérant l'effet de cette perturbation (cf loi de Lenz en électromagnétisme, lois de déplacement d'équilibre en chimie,...). En effet, pour un condensateur infini, le champ électrique entre les armatures peut s'écrire $E = \sigma/\epsilon$ avec σ la charge surfacique et $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$. Une charge du condensateur augmente σ et donc E . Le système évolue alors de manière à diminuer le champ électrique. La seule possibilité est que la permittivité relative augmente. Le seul paramètre non fixé étant le volume, celui-ci diminue par conséquent.

Il est remarquable d'obtenir ce résultat par le raisonnement thermodynamique sans connaître les propriétés exactes du diélectrique au niveau microscopique. Ce phénomène est observable mais les variations sont très faibles : par exemple, dans le cas du sulfure de carbone CS_2 , on observe une variation relative du volume $\delta V/V$ de l'ordre de 10^{-7} pour un champ électrique appliqué E_0 de 5.10^6 V.m^{-1} .

4. Lors d'une charge réversible à température et pression constantes, la chaleur reçue est donnée par l'intégration de l'expression élémentaire

$$\delta Q = T(dS)_{T,p} = T \left(\frac{\partial S}{\partial \phi}\right)_{T,p} d\phi = T \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_{p,\phi} d\phi = TC_0 \phi \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial T}\right)_{p,\phi} d\phi.$$

En supposant que le coefficient de variation de la permittivité relative avec la tem-

pérature est constant, on en déduit que la chaleur reçue est

$$Q = \frac{TC_0 \phi_0^2}{2} \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial T}\right)_{p,\phi}.$$

A pression et tension constantes, une élévation de température provoque une dilatation du fluide et donc une diminution de la polarisation volumique et de la permittivité ϵ_r ,

$$\left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial T}\right)_{p,\phi} < 0 \quad \Rightarrow \quad Q < 0.$$

Cette chaleur est donc perdue par le système.

Par ailleurs, au cours d'une charge élémentaire isentropique et isobare, on a

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p,\phi} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial \phi}\right)_{T,p} d\phi = 0,$$

donc la variation de la température du diélectrique avec la tension est donnée par

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \phi}\right)_{S,p} = -\frac{\left(\frac{\partial S}{\partial \phi}\right)_{T,p}}{\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_{p,\phi}} = -\frac{T}{C_p} C_0 \phi \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial T}\right)_{p,\phi} \Rightarrow dT = -\frac{TC_0}{2C_p} \left(\frac{\partial \epsilon_r}{\partial T}\right)_{p,\phi} d(\phi^2).$$

La charge du condensateur provoque donc une augmentation de la température. C'est ce qui se passe si on calorifuge le réservoir contenant le système.

II. TRANSITIONS DE PHASES

QUELQUES QUESTIONS.

1. Voici une liste **non exhaustive** de transitions de phase :

- transition solide/liquide, liquide/gaz, solide/gaz
- transition entre variétés allotropiques d'un même corps pur solide (changement de structure cristalline par effet de la pression et/ou la température)
- transition ferromagnétique/paramagnétique
- transition structurelles dans les cristaux liquides (systèmes complexes, souvent représentés par des bâtonnets rigides dans un solvant) : isotrope (aucun ordre)/nématique (ordre orientationnel des bâtonnets) et nématique/smectique (ordre orientationnel et positionnel des bâtonnets)
- transition métal normal/métal supraconducteur

2.

2.1. Un corps peut, suivant les conditions qui lui sont imposées, se présenter sous diverses phases (cf question précédente). Une transition de phase se produit lorsqu'une phase thermodynamique devient instable dans des conditions données et que le système passe dans une nouvelle phase. Une transition de phase se manifeste par un changement brutal qualitatif et quantitatif des propriétés macroscopiques du système lorsqu'on varie un de ses paramètres de contrôle (la température, la pression, ...).

Une définition plus mathématique (trop aride pour l'agrégation) consiste à dire qu'une transition de phase correspond à une non-analyticité du potentiel thermodynamique adéquat (souvent on considère l'énergie libre).

Attention : Ceci inclue les cas où le potentiel thermodynamique ou n'importe laquelle de ses dérivées partielles est discontinu ou diverge mais pas seulement ! Il existe des fonctions non analytiques en un point dont pourtant toutes les dérivées en ce point sont continues, qui donnent lieu à des transitions exotiques comme la transition BKT (liée au Nobel 2016).

Note : Une fonction analytique est une fonction développable en série entière en tout point de son domaine de définition.

2.2. Il existe plusieurs définitions de l'ordre d'une transition :

- la classification d'Ehrenfest, aujourd'hui **obsolète**, consistant à dire qu'une transition de phase est d'ordre n quand une dérivée n -ième de l'énergie libre est discontinue (et aucune dérivée p -ième avec $p < n$).
- la classification actuelle, où l'on distingue deux catégories : les transitions du premier ordre (transition qui s'effectue avec discontinuité des fonctions d'état : énergie, entropie, ... et pour laquelle il y a une chaleur latente *i.e.* un échange d'énergie est nécessaire pour avoir un changement d'état) et les transitions du second ordre ou encore "transitions continues" (toutes les autres)
- d'autres classifications, reposant sur des propriétés de symétrie ou la notion de longueur de corrélation existent aussi mais ne seront pas développées dans ce corrigé.

Il faut privilégier la classification actuelle même si pour les transitions de phase rencontrées au cours de l'année cela devrait coïncider avec la classification d'Ehrenfest.

2.3. Une autre notion intéressante dont il faut avoir entendu parler pour caractériser les transitions de phase est celle du paramètre d'ordre. Lors d'une transition de phase, on a souvent un passage d'une phase dite "désordonnée" qui respecte de nombreuses symétries à une phase dite "ordonnée" qui en respecte moins.

Par exemple, dans un liquide, les particules sont réparties de manière isotrope, la phase est désordonnée et invariante par l'ensemble des translations ; dans un solide cristallin, les atomes sont ordonnés sur un réseau et seulement une petite partie des translations laisse le système invariant. On parle souvent de brisure de symétrie.

On peut définir de manière générale le paramètre d'ordre comme **un paramètre physique valant 0 dans une phase (normalement la phase désordonnée) et 1 dans l'autre (la phase ordonnée)**. (Des définitions plus strictes comme celle de Landau font intervenir plus fortement la notion de symétrie)

Par exemple, pour la transition paramagnétique/ferromagnétique sous un champ magnétique extérieur nul. La phase paramagnétique, désordonnée, est isotrope alors que dans la phase ferromagnétique, ordonnée, l'ensemble des spins est orienté en moyenne selon une même direction : la phase est anisotrope. On définit alors le paramètre d'ordre comme l'orientation moyenne des spins ou l'aimantation (renormalisée pour valoir 0 ou 1 dans chacune des phases). On peut définir un paramètre d'ordre de manière analogue pour la transition liquide/solide par exemple.

Pour la transition gaz/liquide, il n'y a pas de réelle rupture de symétrie, les deux phases sont "désordonnées". Cependant, tant qu'on se trouve assez loin du point critique, les deux phases ont des masses volumiques différentes, ce qui permet de construire un analogue de paramètre d'ordre. Toutefois, cela n'est plus possible au-delà du point critique (plus de différence). Même si ce n'est pas un paramètre d'ordre au sens strict, il y a de fortes analogies entre son comportement et le comportement de paramètres d'ordre dans d'autres transitions.

La notion de paramètre d'ordre est utile pour caractériser de nombreuses transitions de phase, néanmoins certaines transitions (par exemple la transition BKT) n'ont pas du tout de paramètre d'ordre ni de brisure de symétrie.

Pour aller plus loin dans les notions de symétrie en physique il est possible de s'intéresser au problème de 2016.

I. TRANSITION LIQUIDE-VAPEUR D'UN FLUIDE DE VAN DER WAALS

1. On rappelle que les isothermes de Van der Waals pour des températures inférieures à T_c ont l'allure indiquée sur la figure 2, cf TD1. Celles-ci présentent une remontée entre les points Q et N. Pour une pression p comprise entre p_Q et p_N , il existe trois intersections (X_0 , X_1 et X_2) de l'isotherme avec une isobare, et donc *a priori* trois états d'équilibre possibles du fluide à cette température et à cette pression. Or, la condition de stabilité du fluide est que le volume diminue lorsque la pression augmente, à température constante, c'est-à-dire $\lambda_T > 0$. Cette condition est remplie par X_1 et X_2 , mais pas par X_0 . Il existe donc, à cette température et à cette pression, deux états d'équilibre stable, l'un correspondant à la phase liquide plus dense (X_2), l'autre à la phase gazeuse moins dense (X_1). Notons que l'état liquide existe seul à haute pression et que l'état gazeux existe seul à basse pression.

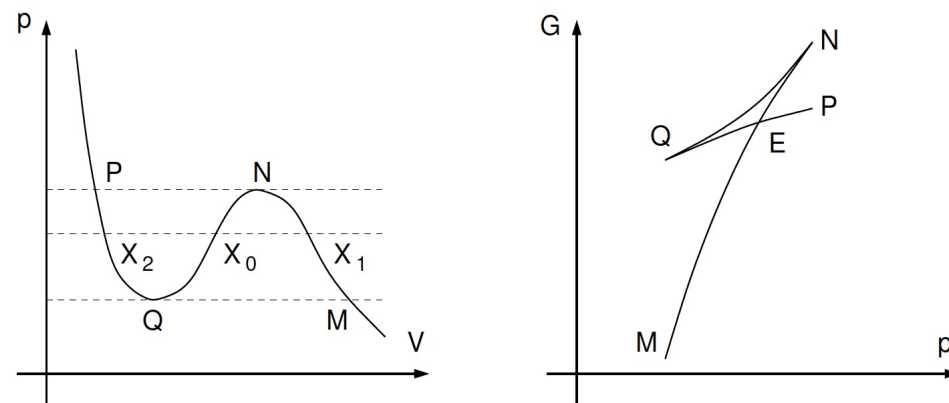


Figure 2: Transition liquide-vapeur d'un fluide de Van der Waals

2. Les deux premières dérivées partielles de l'enthalpie libre par rapport à la pression, à température constante, sont données par les expressions suivantes,

$$\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T = V \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial^2 G}{\partial p^2}\right)_T = \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T = -\chi_T V.$$

Par conséquent, les branches stables PQ et MN du diagramme de Clapeyron (p, V) sont représentées dans le diagramme (G, p) par des arcs de pente positive ($V > 0$) et concaves ($-\lambda_T V < 0$) tandis que la branche instable est représentée par un arc convexe, comme indiqué sur la figure 2. D'autre part, comme le volume du gaz est plus grand que celui du liquide, la pente de l'arc MN est plus forte que celle de l'arc PQ . Enfin, comme à forte pression $p_N = p_P$, l'état naturel du corps est sa forme liquide, l'enthalpie libre correspondant à la branche liquide doit être plus faible que celle correspondant à la branche gazeuse à la même pression, soit $G(P) < G(N)$. De même, à faible pression $p_M = p_Q$, on doit avoir $G(M) < G(Q)$.

3. Le point d'intersection de MN et PQ dans le diagramme (G, p), qui existe alors nécessairement, est noté E . Si on prend un mélange avec $p < p_E$, la phase gazeuse a une enthalpie libre qui se trouve sur la branche EM , donc inférieure à l'enthalpie libre de la phase liquide, qui se trouve sur la branche EQ . En conséquence, tout le corps passe dans la phase gazeuse, d'enthalpie libre plus basse. Réciproquement, si on part de $p > p_E$, tout le corps passe dans la phase liquide, car la branche EP qui lui correspond est plus stable que la branche EN correspondant à la phase gazeuse. Les phases ne peuvent coexister qu'au point E , où leurs enthalpies libres sont égales. Ceci fixe la pression de vapeur saturante p_E en fonction de la température T .

Considérons une transformation le long de l'isotherme depuis le point de la branche PQ d'ordonnée p_E , noté E_2 jusqu'au point de la branche NM d'ordonnée p_E , noté E_1 . Ces deux points correspondent respectivement à la phase liquide et à la phase vapeur. Le point de croisement intermédiaire est noté E_0 . Comme p_E est la pression d'équilibre à la température considérée, la variation d'enthalpie libre ΔG est nulle lors de cette transformation. On a à température constante $dG = V dp$. Donc de E_2 à E_1 :

$$\begin{aligned} \Delta G = 0 &= \int_{E_2 E_1} V dp = [Vp] - \int_{E_2 E_1} p dV \\ &= \left(p_E (V_{E_0} - V_{E_2}) - \int_{E_2 E_0} p dV \right) + \left(p_E (V_{E_1} - V_{E_0}) - \int_{E_0 E_1} p dV \right) \end{aligned}$$

Remarquons que le premier terme correspond à l'aire comprise entre la courbe $p = p_E$ et l'isotherme entre les points E_2 et E_0 . Le deuxième terme est l'opposé de l'aire associée au domaine $E_0 E_1$. On en déduit alors que ces deux aires sont égales.

4. Considérons un liquide à une pression $p > p_E$, auquel on fait subir une détente lente. Le point représentatif de l'état du corps dans le diagramme (G, p) se déplace

sur la branche EP , en direction de E . En l'absence de perturbation, il est possible que le corps se retrouve dans le prolongement de cette branche, à savoir sur EQ . Celle-ci n'est pas la plus stable, mais elle n'en est pas moins une succession d'états d'équilibre dits métastables. Il suffit alors d'une perturbation du milieu pour que le système tombe brutalement sur la branche stable EM . De même, si on prend un gaz qu'on comprime lentement, on peut passer de la branche EM à la branche EN métastable. Ces deux phénomènes de retard expliquent les propriétés des chambres à brouillard, dans lesquelles une vapeur métastable est perturbée et se condense au passage d'une particule énergétique, et des chambres à bulles, dans lesquelles c'est un liquide métastable qui se vaporise. Le retour à l'équilibre stable est local dans les deux cas, et permet de matérialiser les trajectoires des particules perturbatrices.

Par ailleurs, les chauffeuses chimiques (dites aussi bouillottes magiques) contiennent une solution aqueuse saturée en acétate de sodium en surfusion permettant de fournir de la chaleur en provoquant la solidification de la solution.

Pour finir, dans le diagramme $p - V$, la courbe constituée des points d'équilibres de type E_2 et E_1 est dite binodale. Celle constituée des points Q et N est dite spinodale.

II. EXPOSANTS CRITIQUES DE LA TRANSITION LIQUIDE-VAPEUR

1. Remarquons que le modèle d'Ising 3D donne les mêmes exposants critiques que la transition liquide-vapeur ! C'est *a priori* surprenant de la part d'un modèle élaboré pour décrire la transition ferromagnétique/paramagnétique. Ce n'est d'ailleurs pas la seule similitude. Par exemple, la variation du paramètre d'ordre en fonction de la température au voisinage de leur point critique est similaire pour ces deux transitions de phase. On dit qu'elles appartiennent à la même classe d'universalité. Remarquons l'analogie entre les définitions des exposants critiques pour ces deux transitions.

2. L'équation de Van der Waals introduit des coefficients appliqués de manière homogène à tout le fluide. Cette équation ne prend donc pas en compte la nature statistique des distributions de particules et néglige les fluctuations (comme le modèle de Landau). C'est donc une théorie de champ moyen. Un calcul de physique statistique permet en effet de démontrer l'équation d'état de Van der Waals à partir de la fonction de partition si les interactions sont décrites par un champ moyen (cf *Physique Statistique* de DGLR).

III. MODÈLE DE LANDAU DES TRANSITIONS DE PHASE

1. Pour la branche où l'aimantation M est positive, sa valeur décroît depuis $M(T = 0) > 0$ à $M(T = T_c) = 0$ avec une pente verticale en $M = 0$. Pour $T \geq T_c$, l'aimantation est nulle.

Pour la transition liquide-vapeur, ce qui joue le rôle de l'aimantation est la densité volumique qui peut prendre deux valeurs (celle de la phase liquide et celle de la phase gaz) pour $T < T_c$ mais une seule pour $T \geq T_c$ (fluide supercritique). C'est alors la différence des densités qui s'annule en $T = T_c$.

2. La transition est du second ordre car toutes les dérivées premières du potentiel thermodynamique adéquat sont continues à la traversée de T_c y compris bien sûr l'aimantation (ou la différence de densité volumique pour la transition liquide-vapeur) comme on pourra le confirmer par la suite.

3. Pour un champ magnétique nul, l'énergie du système est bien sûr la même quelle que soit la direction de \vec{M} (symétrie par rotation du système). On ne peut donc avoir de terme impair en aimantation.

4. Revenons sur la la fonction \bar{G} introduite ici. Elle correspond, pour T et p données, à l'énergie libre qu'aurait le système si l'aimantation était fixée à une valeur M . C'est donc une fonction différente de l'enthalpie libre à l'équilibre $G_{eq}(T, p)$ qui ne dépend que de T et p (voire aussi B , paramètre extérieur). Le second principe de la thermodynamique nous dit que $G_{eq}(T, p)$ correspond en fait au minimum de $\bar{G}(T, p, M)$ par rapport à M pour T, p fixées. Ainsi, en cherchant ce minimum, on en déduit l'aimantation à l'équilibre $M_{eq}(T, p)$. On voit alors que $\bar{G}(T, p, M_{eq}(T, p))$ est maintenant une fonction qui ne dépend plus que de la température et la pression, correspondant bien à l'enthalpie libre du système.

On dérive donc le potentiel par rapport à l'aimantation pour déterminer ses minima : $(\partial \bar{G} / \partial M)_{T, p} = 0$ pour $M = M_{eq}$.

On obtient l'équation :

$$2a(T)M_{eq} + 4b(T)M_{eq}^3 = 0$$

Les solutions sont $M_1 = 0$ (toujours) et $M_2 = \sqrt{-a/(2b)}$ (sous réserve que a et b soient de signes opposés).

Remarque : $-M_2$ est bien sûr aussi solution si M_2 l'est.

Pour déterminer la stabilité de ces solutions, il faut regarder le signe de la dérivée seconde de \bar{G} :

$$\left(\frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial M^2} \right)_T = 2a(T) + 6b(T)M^2$$

On a alors :

$$\left(\frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial M^2} \right)_T [M_1] = 2a(T), \quad \left(\frac{\partial^2 \bar{G}}{\partial M^2} \right)_T [M_2] = -4a(T),$$

Pour que le modèle corresponde à la situation réelle, il faut que la solution M_1 soit stable pour $T \geq T_c$ et que la solution M_2 le soit pour $T < T_c$. Ceci est vérifié si $a(T < T_c) < 0$ et $a(T > T_c) > 0$. Par continuité de \bar{G} , on a $a(T_c) = 0$. Ceci est en accord avec le fait que lorsqu'on se rapproche de la température critique par valeurs inférieures, la valeur de l'aimantation diminue jusqu'à la valeur nulle.

Pour que la solution M_2 soit bien définie pour $T < T_c$, il faut $b(T < T_c) > 0$. La solution M_1 est toujours définie.

Enfin, il faut que la solution M_1 soit stable en $T = T_c$ or si on regarde la dérivée seconde de \bar{G} en M_1 à T_c on trouve une valeur nulle ($a(T_c) = 0$). Pour que la stabilité soit assurée il faut absolument $b(T_c) > 0$ (réécrire le potentiel avec $a = 0$ pour s'en convaincre) et donc, par continuité encore, que $b(T)$ soit strictement positif au voisinage de la transition.

On voit ainsi qu'avec $b(T) > 0$, la fonction présente déjà des minima. Comme M reste petit au voisinage de T_c , aller plus loin est inutile.

5. L'énergie d'interaction entre un moment magnétique \mathcal{M} et un champ magnétique B est de la forme $-\mathcal{M} \vec{B}$. Si on suppose que G est un potentiel par unité de volume, il suffit de lui ajouter l'énergie magnétique volumique $-\vec{B} \vec{M}$ (sinon on a

en facteur un volume V). Nous avons vu précédemment que la fonction $\bar{G}(T, M)$ ne dépendait que du module M , ici, on comprend que l'aimantation va s'orienter selon la direction du champ pour minimiser l'énergie, et on peut abandonner la notation vectorielle. Remarquons alors qu'on ajoute B aux autres variables naturelles T et p du potentiel G .

Le nouvel équilibre est tel que $(\partial G / \partial M)_{T,p,B} = 0$ d'où :

$$2a(T)M_{eq} + 4b(T)M_{eq}^3 = B$$

Cela permet de définir implicitement la nouvelle aimantation d'équilibre $M_{eq}(T, p, B)$ (qu'on peut par exemple résoudre graphiquement). On définira dans la suite χ comme la dérivée de M par rapport à B (on utilise plutôt d'habitude une dérivée par rapport à l'excitation magnétique H ce qui donnerait une susceptibilité sans dimension). En dérivant l'équation précédente par rapport à B , on trouve :

$$\chi(2a + 12bM_{eq}^2) = 1$$

On a donc $\chi = \frac{1}{2a(T)}$ pour $T > T_c$ et $\chi = \frac{1}{-4a(T)}$ pour $T < T_c$.

Remarque : On a travaillé ici avec le champ magnétique \vec{B} . Il est normalement plus approprié d'utiliser l'excitation magnétique \vec{H} dans l'expression du potentiel, auquel cas on utilise la définition de la susceptibilité magnétique avec H . Pour plus de détails, voir le complément 5.B du DGLR de Thermodynamique.

6. $a(T) = A \times (T - T_c)$.

7. On peut enfin écrire $G(T, p)$ en remplaçant M par sa valeur à l'équilibre dans l'expression de \bar{G} . On obtient :

$$T < T_c, \quad G(T) = G_0(T) - \frac{A^2}{2b_c}(T_c - T)^2$$

$$T > T_c, \quad G(T) = G_0(T)$$

On a l'identité thermodynamique pour $G(T, p)$: $dG = -SdT + VdP$.
On obtient ainsi l'entropie (dérivée première au signe près) de G :

$$T < T_c, \quad S(T) = -\frac{dG_0}{dT} - \frac{A^2}{b_c}(T_c - T)$$

$$T > T_c, \quad S(T) = -\frac{dG_0}{dT}$$

On voit ainsi avec ces expressions que l'entropie est continue en $T = T_c$, on peut en déduire la même chose pour H (puisque $G = H - TS$) et donc qu'il n'y a pas de chaleur latente dans cette transition, la transition n'est effectivement pas du premier ordre.

On peut calculer la capacité thermique à pression constante : $C_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p$. (On peut utiliser la définition via l'enthalpie, les résultats seront les mêmes). On a alors :

$$T < T_c, \quad C_p(T) = -T \frac{d^2 G_0}{dT^2} + T \frac{A^2}{b_c}$$

$$T > T_c, \quad C_p(T) = -T \frac{d^2 G_0}{dT^2}$$

Cette fois-ci, on voit que la capacité thermique est discontinue à la transition. Ceci est mesurable et fidèle à la réalité.

8. Puisque C_p est discontinue, on pose par convention $\alpha = 0$.

Les résultats des questions précédentes donnent facilement $\beta = 1/2$ et $\gamma = 1$.

Pour $T = T_c$, on doit avoir $-B + 4b(T = T_c)M^3 = 0$ et donc $\delta = 3$.

Remarque : normalement, les trois premiers exposants critiques sont définis de part et d'autre de la température critique et ne sont pas forcément les mêmes de chaque côté. Ici on peut voir qu'ils sont les mêmes et que ce n'était pas nécessaire de faire cette distinction.

9. La valeur expérimentale est donc bien différente de la valeur 1/2 obtenue à la question précédente. On remarque qu'au voisinage de la température critique, le modèle de Landau n'est plus correct car les fluctuations n'y sont plus négligeables. Développer le potentiel thermodynamique en puissances de l'aimantation (ce qui suppose l'aimantation faible) n'est alors plus possible. De manière générale, toute théorie de champ moyen (dont le modèle de Landau n'est qu'un exemple particulier) aurait donné un exposant critique valant 1/2 pour le paramètre d'ordre. Ici on voit bien que les exposants critiques du modèle de Landau correspondent parfaitement à ceux d'une théorie de champ moyen (cf exercice précédent).

IV. REFROIDISSEMENT PAR ÉVAPORATION

1.

1.1. Quand on pompe de la vapeur d'hélium, la pression dans l'enceinte devient inférieure à la pression de vapeur saturante et donc entraîne la formation de vapeur pour pouvoir atteindre un nouvel état d'équilibre. Ce changement d'état est coûteux en énergie et donc permet un refroidissement du système, avec en contrepartie une perte de quantité de matière d'hélium qui ne doit pas être trop importante. Ce refroidissement est par exemple analogue au refroidissement d'une tasse de thé : en soufflant sur le liquide, on expulse la vapeur d'eau et la pression partielle de la vapeur d'eau devient inférieure à la pression de vapeur saturante (prise à la température de la tasse) donc entraîne l'évaporation d'une partie du liquide ce qui refroidit le liquide restant. Il faut pour cela en payer le prix via la perte de molécules d'eau, normalement très raisonnable par rapport aux bénéfices obtenus *i.e.* ne pas se brûler la langue.

Remarque : On parle ici bien d'évaporation et non d'ébullition, deux phénomènes distincts à ne pas confondre. L'évaporation est un phénomène **surfaccique** de vaporisation progressive : ce sont les molécules du liquide à l'interface liquide - vapeur qui peuvent passer dans la phase vapeur si la pression partielle de leur vapeur est inférieure à la pression de vapeur saturante. Au contraire, l'ébullition est une vaporisation rapide qui est **volumique** : elle se produit quand la pression de vapeur saturante est supérieure ou égale à la pression dans la phase liquide expliquant pourquoi les bulles naissent à l'intérieur du liquide (cela revient en général à ce que la pression de vapeur saturante soit égale à la pression totale de la phase gaz, comme pour une casserole d'eau mise à bouillir .)

1.2. On considère le système constitué des $\{n$ moles de liquide} à t devenant $\{(n + dn)$ moles de liquide + $(-dn)$ moles de gaz} à $t + dt$ avec $dn < 0$ bien entendu. Par extensivité :

$$dH_{\text{sys}} = dH_{n+dn, \text{liq}} + dH_{-dn, \text{liq} \rightarrow \text{gaz}}$$

Entre t et $t + dt$, la phase liquide est refroidie et la phase gazeuse est formée et absorbée par la pompe (elle ne se thermalise pas avec le liquide). Comme on considère une détente isenthalpique, on a $dH_{\text{sys}} = 0$ et au premier ordre :

$$\begin{aligned} dH_{n+dn, \text{liq}} &= C_m(n + dn)dT \simeq C_m n dT \\ dH_{-dn, \text{liq} \rightarrow \text{gaz}} &= L_v(-dn) \end{aligned}$$

D'où :

$$C_m n dT = L_v dn$$

1.3. On intègre alors l'équation précédente :

$$\int_{n_i}^{n_f} \frac{dn}{n} = \int_{T_i}^{T_f} \frac{C_m dT}{L_v}$$

Donc :

$$n_f = n_i \exp\left(\frac{C_m(T_f - T_i)}{L_v}\right)$$

Les pertes sont alors données par $\Delta n = n_i - n_f$.

AN : $n_i = 1$ mol, $T_i = 4,7$ K

- Pour $T_f = 0,7$ K on a $\Delta n = 0,18$ mol
- Pour $T'_f = 0,1$ K on a $\Delta n' = 0,21$ mol

Le surcoût en hélium sacrifié pour passer de 700 mK à 100 mK est dérisoire, ce calcul ne permet donc pas d'expliquer pourquoi ce procédé est inutilisable pour se refroidir à $T'_f = 100$ mK.

Remarque : On notera que l'enthalpie de vaporisation L_v de l'hélium dans les conditions de l'expérience est particulièrement faible (au moins 10 fois plus faible que pour les corps purs usuels, autres gaz rares compris), mais ce n'est ici que l'une de ses nombreuses propriétés exotiques...

2. Le débit volumique de la pompe D_v est constant par construction.

2.1. On va utiliser la relation de Clapeyron :

$$\frac{L_v}{T(V_{m,v} - V_{m,l})} = \frac{dP}{dT}$$

Avec les deux dernières hypothèses de l'énoncé on peut simplifier en :

$$L_v = \frac{RT^2}{P} \frac{dP}{dT}$$

Les variables se séparent aisément et on peut intégrer :

$$\frac{dP}{P} = \frac{L_v}{R} \frac{dT}{T^2} \Leftrightarrow \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) = \frac{L_v}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)$$

À partir de là on retrouve bien la formule de l'énoncé.

2.2.

$$V_{m,v} = \frac{RT}{P} = \frac{RT}{P_0} \exp\left(\frac{L_v}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right)$$

On remarque que $\lim_{T \rightarrow 0} V_{m,v} = \lim_{T \rightarrow +\infty} V_{m,v} = +\infty$ donc le volume molaire doit nécessairement passer par un minimum.

$$0 = \frac{dV_{m,v}}{dT}(T_{min}) = \frac{R}{P_0} \exp\left(\frac{L_v}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_0}\right)\right) - \frac{RT_{min}}{P_0} \frac{L_v}{RT_{min}^2} \exp\left(\frac{L_v}{R} \left(\frac{1}{T_{min}} - \frac{1}{T_0}\right)\right)$$

On en déduit :

$$\frac{L_v T_{min}}{RT_{min}^2} = 1 \Leftrightarrow T_{min} = \frac{L_v}{R} \simeq 9,6 \text{ K}$$

On remarque donc que l'on travaille dans le domaine $T < T_{min}$ où le volume molaire augmente quand la température diminue, et ce exponentiellement avec $1/T$.

2.3. Comme le débit volumique de la pompe est constant, la durée nécessaire pour éliminer une quantité donnée de vapeur tend vers l'infini ce qui constitue la limitation fondamentale de cette technique. En effet, avec les notations de l'énoncé :

$$\frac{\tau'}{\tau} = \frac{V_{m,v}(T'_f)}{V_{m,v}(T_f)} = \frac{T'_f \exp(L_v/RT'_f)}{T_f \exp(L_v/RT_f)} \simeq 8,9 \cdot 10^{34}$$

On voit que si τ est raisonnable, alors τ' est supérieur à l'âge de l'Univers (Âge Univers $\simeq 4 \cdot 10^{17}$ s) ce qui rend le procédé complètement inutilisable pour refroidir l'hélium à 100 mK.

Pour refroidir davantage, on peut par exemple avoir recours à des réfrigérateurs à dilution (on descend à des températures de l'ordre du mK), à de la désaimantation

adiabatique (important, exemple pouvant servir pour les leçons) ou bien d'autres encore.

3. Imaginons un gaz d'atomes froids confinés dans un puits de potentiel. Les niveaux d'énergie sont quantifiés et les différentes particules peuvent occuper ces différents niveaux. Pour quantifier la température d'un tel gaz d'atomes, on considère son énergie moyenne. Ainsi, le refroidissement par évaporation consiste à baisser la hauteur du potentiel, de sorte que les particules occupant les plus hauts niveaux d'énergie ne soient plus piégées et se libèrent, abaissant alors l'énergie moyenne du gaz des particules restantes, donc la température. Ce type de refroidissement nécessite une thermalisation du gaz entre chaque étape d'abaissement, il faut donc faire attention d'avoir un taux de collision entre particules suffisant.

Pour observer un gaz dégénéré, il faut que la densité dans l'espace des phases soit petite donc que la densité dans l'espace et la densité en impulsion soient petites. La densité en impulsion est maximisée en minimisant la température du nuage, la densité dans l'espace est maximisée en ayant un grand nombre de particules confinées dans un piège de taille minimale, il faut donc faire attention de ne pas perdre trop de particules lors du refroidissement par évaporation. L'obtention de gaz dégénérés permet de visualiser des phénomènes comme la condensation de Bose-Einstein ou encore des propriétés telles que la superfluidité (absence de viscosité dans le fluide).