

LP 15 - TRANSITIONS DE PHASE

25 janvier 2018

Ugo Petrone & Tristan Guyomar

Les transitions c'est pas pour les champignons.
UN·E STÉPHANOIS·E

Niveau : L3

Commentaires du jury

2017 :

Bibliographie

- ♣ [1] *Thermodynamique*, **Diu** → Un classique qui plaît à tout le monde
- ♣ [2] *Physique Statistique*, **Diu** → Développement sur la transition ferromagnétique-paramagnétique et le développement du Viriel ainsi que la transition liquide-gaz
- ♣ [3] *Thermodynamics and an introduction to thermostatistics*, **Callen** → Si on veut une jolie description en anglais aux chapitres 9 et 10
- ♣ [4] *Physique Statistique*, **Couture et Zitoun** → PNL ne s'est pas encore remis du chapitre sur les gaz réels et les liquides - Changement de phase liquide-vapeur et ses commentaires
- ♣ [5] *Physique des transitions de phase*, **Papon, Leblond, Meijer** → Chapitre 1 super pour comprendre l'universalité du phénomène, le chap. 4 et 7 sont utiles aussi.

Prérequis

- Potentiels thermodynamiques
- Physique statistique d'un système canonique
- Ensembles, fonctions de partitions

Expériences

- ☛ Transition ferro-para
- ☛ Tube de Naterer

Table des matières

1	Une transition de la vie pratique(lol) : La transition de phase liq	2
1.1	Nécessité de la transition de phase : stabilité d'un système thermodynamique	2
1.1.1	Cas d'un fluide : apparition de la transition de phase	3
1.1.2	Les isothermes de van der Waals : construction de Maxwell	4
1.1.3	La chaleur latente de transition : manifestation de la discontinuité de l'entropie	4
1.1.4	Un indice sur des transitions de différents types ?	5
2	Transition ferromagnétique-paramagnétique	5
2.1	Approximation de champ moyen : le champ moléculaire de Weiss (1906)	5
3	La théorie de Landau des transitions de phase	8
3.1	Exposants critiques	9

Introduction

On sait de par notre expérience que toute substance de composition chimique fixée, par exemple l'eau, peut se présenter sous des différentes formes homogènes. On trouve l'eau sous forme de gaz, de liquide ou d'un solide, la glace. Ces trois états de la matière diffèrent par leur capacité calorifique et leur densité ainsi que leurs propriétés optiques. Dans le cas de l'eau, une approche microscopique permet de comprendre que c'est l'arrangement des molécules qui permettent d'expliquer les différences entre les états de la matière observés. Mais les transitions de phases n'ont pas nécessairement pour conséquences un changement structurel mais peuvent être associées à des propriétés nouvelles comme c'est le cas pour le ferromagnétisme ou la supraconductivité où se sont les propriétés électroniques qui sont modifiées.

Historiquement la description des transitions de phase et leur classification selon des similitudes a occupé une partie importante de la physique du XX^e siècle et est encore un sujet d'actualité.

Le but de cette leçon est de présenter plusieurs transitions de phase de nature apparemment différentes et d'essayer de dégager les caractéristiques qui les lient toutes.

On commence par donner quelques définitions dans le cadre de l'étude de corps purs à l'équilibre :

- Une **phase** est la partie homogène d'un système. Par extension, c'est l'ensemble du domaine d'existence d'une phase donnée dans l'espace des paramètres thermodynamiques intensifs (P, T, \dots) . Au sein d'une même phase, les fonctions thermodynamiques sont analytiques en leur paramètres.
- Une **transition de phase** se produit lorsqu'une phase devient instable, *i.e.*, dans des conditions thermodynamiques données, décrites par des variables intensives (P, T, H, E, \dots) . On la caractérise par des discontinuités/divergences dans les potentiels thermodynamiques décrivant le système et leurs dérivées.
- VRAIMENT ICI?? Un **diagramme de phase** est constitué par l'ensemble des frontières entre différentes phases dans un diagramme PT.

1 Une transition de la vie pratique(lol) : La transition de phase liq

La transition liquide-vapeur pour un fluide consiste à la liquéfaction du gaz ou à la transformation inverse : la vaporisation. On a l'habitude de voir présentée cette transition car elle fait partie de notre quotidien. Elle est d'une importance capitale en industrie pour son utilisation dans de nombreuses machines thermiques.

1.1 Nécessité de la transition de phase : stabilité d'un système thermodynamique

On a vu dans une leçon précédente que la condition de stabilité d'un système thermodynamique était qu'à l'équilibre, l'entropie d'un système isolé constitué de N particules dans un volume V prend la valeur maximale qui lui est accessible. Cette condition s'écrit sur $S(U, V, N)$ comme :

$$\left(\frac{\partial^2 S}{\partial V^2}\right)_{U, N} \leq 0$$

C'est la propriété de concavité de la fonction entropie. Si cette condition n'est pas vérifiée, le système se scinde en deux sous-systèmes. ([1] pp. 205-206)

On se place désormais à T imposée. Le potentiel adapté pour décrire le système isolé est l'énergie libre de Helmholtz : $F = U - TS$. La condition précédente sur l'entropie S impose que F soit convexe et notamment que :

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2}\right)_{T, N} \geq 0$$

Les relations thermodynamiques pour F : $dF = -PdV + SdT$ avec $T = \text{cste}$) nous permettent d'écrire que :

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial V^2}\right)_{T, N} = -\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{U, N}$$

D'où la forme de la compressibilité isotherme : $\chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \geq 0$. Cela définit la condition de stabilité pour le système.

1.1.1 Cas d'un fluide : apparition de la transition de phase

Considérons alors le modèle du gaz parfait : $PV = Nk_B T$. Dans le plan (V, P) , on observe que $\chi_T \geq 0$ pour n'importe quel volume. On n'a donc pas d'instabilité. Cependant notre expérience nous montre qu'il existe une transition liquide-vapeur. Pour décrire correctement cette transition, il faut se munir d'une équation d'état capable de rendre compte des propriétés des fluides. van der Waals a proposé le premier en 1881 une telle équation d'état. Il a modifié l'équation d'état du gaz parfait en remplaçant V par $V - Nb$ et P par $P + \frac{N^2 a}{V^2}$ ce qui donne :

$$\left(P + \frac{N^2 a}{V^2}\right)(V - Nb) = Nk_B T$$

Les modifications des termes vient de deux effets :

- le volume disponible pour chaque molécules diminue du volume déjà occupé par les $N - 1 \simeq N$ particules, b représente alors le volume effectif occupé par une particule (4 fois le volume d'une molécule individuelle)
- prise en compte l'attraction des molécules à longue distance des particules. Pour les particules au sein du fluide, les forces d'attraction se compensent et s'annulent mais pour celles qui sont situées à la surface du fluide, elles ne sont soumises qu'à la force des molécules qui sont en dessous de cette surface. Cette force non compensée est exercée vers l'intérieur du fluide

Avant de tracer les isothermes de van der Waals dans le plan (V, P) . On peut donner une description qualitative de la situation. Si on considère un gaz enfermé dans une enceinte. On diminue le volume du gaz par compression à l'aide d'un piston à température constante. L'expérience montre qu'à un certain moment des gouttelettes vont apparaître dans l'enceinte (**point de rosée**). Cependant ce phénomène ne se produit que si la température est suffisamment basse. C'est à dire si on se trouve en dessous de la température critique T_c . Si on continue à appuyer sur le piston, le volume du gaz diminue à pression constante et le mouvement du piston ne requiert aucun travail tant que l'espace en dessous du piston n'est pas uniquement rempli de liquide. On appelle volume de "**bulle**" ou d'"**ébullition**".

En traçant plusieurs isothermes dans le plan (V, P) on obtient cette fois plusieurs cas et l'existence d'une température critique T_c telle que :

- si $T > T_c$, $P \sim \frac{k_B T}{V - Nb}$ et P est monotone décroissante
- si $T < T_c$, on a un intervalle où $P = f(V)$ est croissant et où donc le fluide est instable
- $T = T_c$ est signalée par le point d'inflexion tel que : $\frac{\partial P}{\partial V} = \frac{\partial^2 P}{\partial V^2} = 0$

Remarque : le modèle de van der Waals peut s'obtenir par la physique statistique, les calculs sont fait dans [2] Complément III.H.

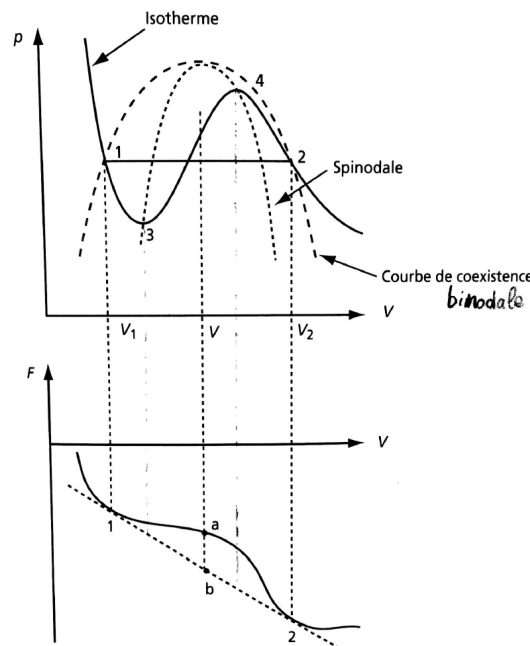


FIGURE 1 – Graphe du [5] p.125, construction de la double tangente sur une isotherme de van der Waals.

Sur ce graphe on voit une isotherme $T < T_c$ et l'existence d'une zone d'instabilité entre les points **3** et **4** ($\frac{\partial P}{\partial V} > 0$). On peut aussi tracer $F(V)$ pour cette isotherme et on voit qu'il existe une zone concave de F donc une zone d'instabilité du système. Le système se scinde en deux sous-système afin de minimiser F . Il y a donc une transition de phase et un changement d'état du système! On appellera le liquide la phase à gauche de l'isotherme (phase peu compressible) et le gaz sera à droite (phase compressible).

Remarque : Il convient aussi de bien dire que le modèle de van der Waals pourrait être remis en cause dès qu'il y a apparition d'une phase liquide mais qu'en réalité ça marche bien avec l'expérience donc on le garde.

La ligne les deux points 1 et 2 de F est une tangente commune : pour toute valeur de V comprise entre V_1 et V_2 , le système peut prendre n'importe quelle valeur de F sur cette droite. Cette énergie est bien inférieure à l'énergie du système instable. V_1 et V_2 sont les valeurs de volume prises par les deux sous-systèmes. Les points 1 et 2 sont donc sur la **binodale** : courbe de coexistence des phases liquide et gaz. Les portions de l'isotherme entre les points 1 et 3 et 2 et 4 correspondent à des états **métastables**. Les points 3 et 4 sont sur une courbe qui s'appelle la **spinodale** : c'est le lieu représentant les points à la limite de la métastabilité.

Aux points 1 et 2 on a $\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{\text{phase}_1} = \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{\text{phase}_2}$ ou autrement dit : $P_1 = P_2$: il y a équilibre mécanique entre les deux sous-systèmes.

Sur le segment reliant 1 à 2 on a donc un système à T et P imposées donc on peut s'intéresser à l'enthalpie libre du système $G(T, P, N) = F(T, V, N) + PV$. Depuis le graphe de F on peut écrire que $F_2 = F_1 + \frac{\partial F}{\partial V}(V_2 - V_1)$ d'où on déduit : $F_1 + P_1 V_1 = F_2 + P_2 V_2$ donc $G_1 = G_2$ et on a alors le graphe suivant en coordonnées $G(V)$.

Lorsqu'une particule est enlevée de la phase gazeuse et intégrée à la phase liquide (ou inversement) aucune énergie n'est gagnée ou perdue. On assiste ici à une transition du 1^{er} ordre : entre les deux phases il y a discontinuité de V : on a une discontinuité dans une dérivée première de G : le volume. ($V = \frac{\partial G}{\partial P}$).

Remarques : En considérant des profils de G en fonction du volume pour des pressions plus haute et plus basse que la pression critique. On voit réapparaître des états métastables. Idem si on augmente T le long de la courbe de stabilité dans le diagramme (T, P) . cf [3] p 256-257 et figure 2.

1.1.2 Les isothermes de van der Waals : construction de Maxwell

On a vu par l'étude de F qu'on avait $P_1 = P_2 = P$ à la transition. Mais il subsiste une question : comment déterminer la valeur de P ? On pourrait s'attacher à trouver ce point grâce au graphe de F . Mais un petit raisonnement peut nous donner la valeur de P . Sur une isotherme on a $dG = -SdT + VdP = VdP$ et on a vu que sur le parcours de la transition on voulait : $\Delta G = 0 = \int_1^2 V dP = - \int_1^2 P dV + P(V_2 - V_1)$. D'où :

$$P(V_2 - V_1) = \int_1^2 P dV$$

. Cette égalité se traduit par l'égalité des aires entre l'isotherme et l'isobare et permet de retrouver la valeur de P . (cf Graphe)

1.1.3 La chaleur latente de transition : manifestation de la discontinuité de l'entropie

La chaleur latente de transition est à relier à la discontinuité de l'entropie. Plus précisément, la chaleur latente \mathcal{L} est la quantité de chaleur que doit recevoir le corps pour passer d'un état 1, de basse température à un état 2, de plus haute température.

$$\mathcal{L}(T) = T(S_2(T, P_{1,2}, N) - S_1(T, P_{1,2}, N))$$

Pour une transition de phase d'ordre 1, on peut établir la relation de Clapeyron donnant l'évolution de la pression de changement d'état d'un corps pur en fonction de la température. Encore une fois c'est l'égalité de G dans les deux phases qui donnent cette formule : $dG_1 = dG_2$ et $V_2 dP_{1,2} - S_2 dT = V_1 dP_{1,2} - S_1 dT$ d'où :

$$\frac{dP_{1,2}}{dT} = \frac{S_2 - S_1}{V_2 - V_1} = \frac{\mathcal{L}(T)}{T(V_2 - V_1)}$$

OdG Pour la transition liquide-gaz de l'eau, pour faire évaporer un kg d'eau, il faut dépenser 2,5 millions de joules, soit 6 fois plus qu'il n'en faut pour élever la température de cette même quantité d'eau de 0 à 100 °C. Cela correspond aussi à l'énergie nécessaire pour monter une voiture au sommet de la Tour Eiffel. Elle est de 2 264,76 kJ/kg pour l'eau à pression et température ambiante.

Pour décrire efficacement cette transition de phase, on a besoin de critère pour déterminer la stabilité d'un système. Cette information est apportée par des considérations thermodynamiques.

1.1.4 Un indice sur des transitions de différents types ?

Si on revient au diagramme (T,P) de l'eau, on voit qu'on peut augmenter la température et dépasser la température critique et on aura alors $\Delta V = 0$ et on n'a donc plus une transition d'ordre strictement 1 comme décrite précédemment.

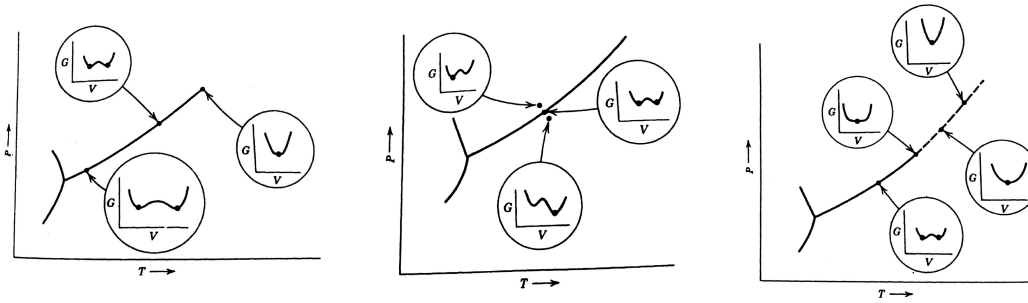


FIGURE 2 – Graphe du [3] p 256, on y voit le diagramme P-T de l'eau et qualitativement la forme de G pour différentes situations.

On va voir qu'on peut étudier d'autres systèmes pour lesquels on n'aura pas une transition d'ordre 1. C'est le cas de la transition ferromagnétique-paramagnétique qu'on va maintenant étudier.

2 Transition ferromagnétique-paramagnétique

La thèse de Pierre Curie paraît en 1895. Elle s'intitule *Propriétés magnétiques dse corps à diverses températures*. Le (alors) jeune physicien s'interroge sur le lien existant entre les propriétés magnétiques des corps : le diamagnétisme, le paramagnétisme et le ferromagnétisme. Il dit "s'agit-il de phénomènes entièrement différents ou avons-nous affaire seulement à un phénomène unique plus ou moins déformé?" Après avoir mené des expériences il conclue : "Un corps ferromagnétique se transforme progressivement quand on le chauffe, en corps faiblement magnétique." Ce n'est qu'avec Langevin en 1905 que le phénomène commence à être interprété de façon microscopique (une première dans l'histoire des sciences)! Mais c'est Peter Weiss en 1906 qui réussit à tenir compte des interactions magnétiques pour les corps ferromagnétiques. Adoptant une démarche proche de celle de van der Waals le physicien décrit : "un moment magnétique est soumis à l'action d'un champ magnétique créé par les autres moments magnétiques l'environnant. Ce champ, qui s'ajoute au champ extérieur, va rendre compte de la grande intensité d'aimantation des corps ferromagnétiques au moyen des lois des corps paramagnétiques, tout comme la pression extérieure rend compte de la forte densité des liquides en invoquant la compressibilité des gaz." On se propose dans cette partie d'étudier la transition ferromagnétique-paramagnétique selon la démarche de Peter Weiss.

2.1 Approximation de champ moyen : le champ moléculaire de Weiss (1906)

🔗 Diu, Thermo

Dans un matériau ferromagnétique, la température de Curie, ou point de Curie, est la température T_c à laquelle le matériau perd son aimantation permanente. Au-dessus de cette température, le matériau est dans un état magnétiquement désordonné dit paramagnétique. Cette transition de phase est réversible, le matériau retrouve ses propriétés ferromagnétiques quand la température redescend en dessous de la température de Curie. En revanche il a perdu son ancienne aimantation, même s'il peut être aimanté à nouveau.

"Chauffage de clou aimanté"

🔗 3 min



Un aimant attire un clou en fer. On chauffe le clou et on attend pour que la température du clou dépasse la température de Curie du fer soit $T_c(\text{fer}) = 770^\circ\text{C}$ et alors là, magie, le clou n'est plus attiré par l'aimant. On attend la fin du calcul et donc son refroidissement pour montrer qu'il peut de nouveau être aimanté!

On considère un système de N atomes placés aux noeuds d'un réseau cristallin, portant chacun un spin $1/2$. On ne considère que les interactions entre les voisins immédiats. Si on place ce système dans un champ uniforme \vec{B}_0 , il a pour hamiltonien de Heisenberg :

$$H_H = -g\mu_B \vec{B}_0 \cdot \sum_{i=1}^N \vec{S}_i - J \sum_{(i,j)\text{voisins}} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad \text{avec } J > 0$$

J est le coefficient de couplage entre les atomes.

Comme souvent lorsque l'on a affaire à un système de particules en interaction, on va procéder à une approximation de champ moyen. On considère un site particulier (i) du réseau. On isole la partie de l'hamiltonien faisant intervenir le site (i) :

$$H_i = -\vec{S}_i \cdot \left[g\mu_B \vec{B}_0 + J \sum_{j \in v(i)} \vec{S}_j \right]$$

Pour ce site, tout se passe donc comme s'il était soumis à un champ \vec{B}_i tel que :

$$\vec{B}_i = \vec{B}_0 + \frac{J}{g\mu_B} \sum_{j \in v(i)} \vec{S}_j$$

Le second terme dans le champ \vec{B}_i qui s'ajoute au champ \vec{B}_0 est appelé *le champ moléculaire*. On a :

$$H_i = -g\mu_B \vec{S}_i \cdot \vec{B}_i$$

L'approximation de champ moyen proposée par Weiss en 1906 consiste à négliger les fluctuations du champ moléculaire et donc à le remplacer par sa valeur moyenne. La valeur moyenne de chaque spin du réseau \hat{S}_i est reliée à l'aimantation \vec{M} :

$$\vec{M} = \frac{N}{V} g\mu_B \hat{S}_i$$

Le champ effectif moyen \vec{B}_{eff} est donc le même en tout point du réseau et s'écrit :

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_0 + \lambda \vec{M} \quad \text{où } \lambda = \frac{pJ}{(g\mu_B)^2} \times \frac{N}{V}$$

avec p le nombre de plus proches voisins d'un site donné.

Dans l'approximation du champ moyen, chaque spin du cristal est soumis à la seule action du champ et on se ramène donc au problème de N spins indépendants placés dans un champ magnétique uniforme fonction de l'aimantation du cristal. L'hamiltonien de champ moyen s'écrit :

$$H_{cm} = -g\mu_B \vec{B}_{eff} \cdot \sum_{i=1}^N \vec{S}_i + K$$

Le terme constant K s'obtient en comparant les valeurs moyennes de l'hamiltonien de Heisenberg et de l'hamiltonien de champ moyen :

$$K = J \frac{Np}{2} \left(\frac{VM}{Ng\mu_B} \right)^2$$

On note ici que K , comme B_{eff} dépend de l'aimantation M . L'aimantation est ici une variable interne qui doit s'ajuster pour que l'énergie libre soit au minimum. La fonction de partition du système est :

$$Z_{cm} = \left[2 \exp \left(-\frac{pJ}{2kT} \left(\frac{VM}{Ng\mu_B} \right)^2 \right) \text{ch} \left(\frac{g\mu_B}{2kT} B_{eff} \right) \right]^N$$

L'énergie libre du système est donc :

$$F_{cm} = \frac{NJp}{2} \left(\frac{VM}{Ng\mu_B} \right)^2 - NkT \ln \left(2 \text{ch} \left(\frac{g\mu_B}{2kT} (B_0 + \lambda M) \right) \right)$$

La valeur de M à l'équilibre est celle qui rend F_{cm} minimum : M est solution de l'équation $\frac{\partial F_{cm}}{\partial M} = 0$.

$$M = \frac{g\mu_B N}{2V} \text{th} \left(\frac{g\mu_B}{2kT} (B_0 + \lambda M) \right)$$

On trouve ici une équation d'autocohérence qui va nous permettre de déterminer la valeur de M . En l'absence de champ extérieur, c'est-à-dire avec B_0 nul, on a :

$$\frac{M}{M_\infty} = \text{th} \frac{pJ}{4kT} \frac{M}{M_\infty} \quad \text{avec} \quad M_\infty = \frac{Ng\mu_B}{2V}$$

M_∞ est l'aimantation maximum, correspondant à l'état dans lequel tous les moments magnétiques pointent vers la même direction. On peut résoudre cette équation d'autocohérence en traçant les deux courbes suivantes et en regardant leurs points d'intersection :

$$\begin{cases} \frac{M}{M_\infty} = \text{th} x \\ \frac{M}{M_\infty} = \frac{4kT}{pJ} x \end{cases}$$

Les deux courbes se coupent toujours à l'origine pour $M = 0$ mais il existe aussi deux autres intersections si $T < T_C = \frac{pJ}{4k}$ qu'on note $+M_0$ et $-M_0$. Pour $T > T_c$, il n'y a qu'une solution $M = 0$ et F_{cm} est minimum en ce point, comme présenté en figure 4. Pour $T < T_c$, F_{cm} a un maximum local en $M = 0$ et deux minimums en $+M_0$ et $-M_0$, comme présenté en figure 5. La température T_c est appelée *température de Curie*.

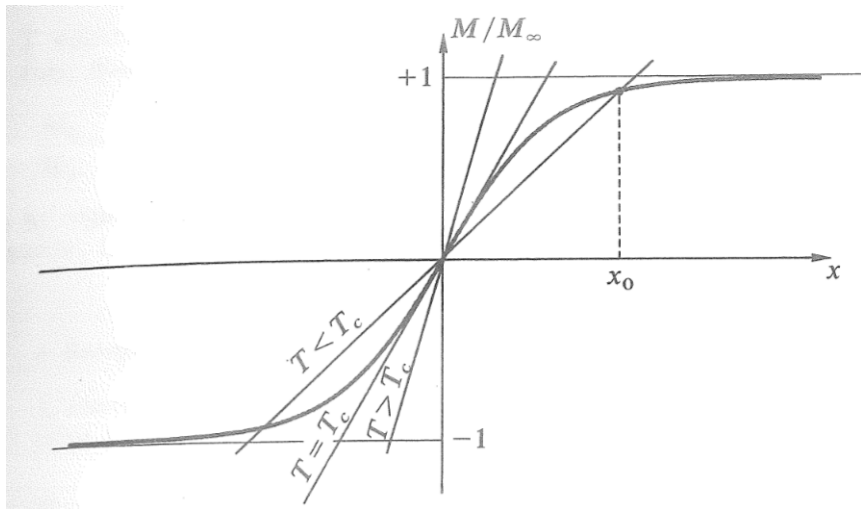


FIGURE 3 – Résolution graphique de l'équation d'autocohérence

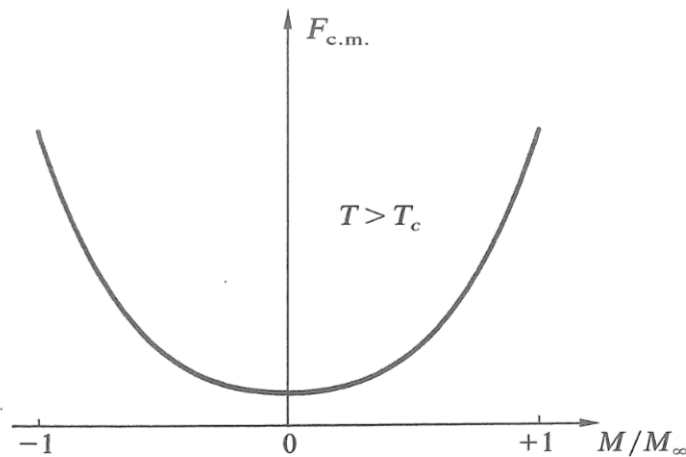
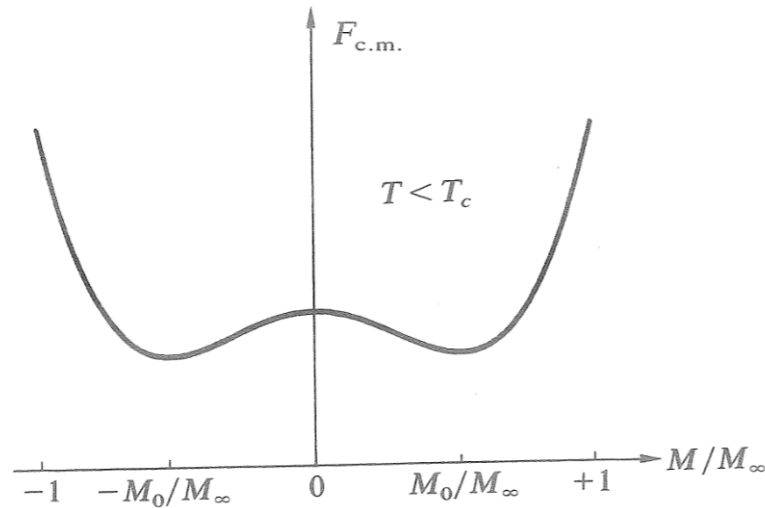


FIGURE 4 – F_{cm} en fonction de M pour $T > T_c$

FIGURE 5 – F_{cm} en fonction de M pour $T < T_c$

La théorie de champ moléculaire de Weiss a permis de montrer que la transition ferromagnétique-paramagnétique est une transition d'ordre 2 : la dérivée première de l'énergie libre par rapport au champ magnétique appliqué est l'aimantation, la dérivée seconde est la susceptibilité magnétique et celle-ci change de manière discontinue à la température de Curie. On peut aussi noter que cette transition ferromagnétique-paramagnétique s'accompagne d'une brisure spontanée de symétrie. En effet, l'aimantation est nulle dans la phase la plus symétrique (paramagnétique) et est non nulle dans la phase la moins symétrique (ferromagnétique) dans laquelle la direction de l'aimantation indique un axe de symétrie privilégié. Lors d'une telle transition on passe d'une phase à l'autre sans que les deux phases coexistent jamais, l'entropie des deux phases tend vers la même valeur lorsque T tend vers T_c . Aucune chaleur latente de transformation n'est associée.

3 La théorie de Landau des transitions de phase

This work contains many things which are new and interesting. Unfortunately, everything that is new is not interesting, and everything which is interesting, is not new.

Lev Landau

La théorie d'Ehrenfest n'est plus utilisée aujourd'hui et ne présente qu'un intérêt historique. En 1937, Lev Landau introduit la notion de *brisure spontanée de symétrie*. En effet, dans la plupart des cas, une transition de phase s'accompagne d'un changement de symétrie. On associe à ce changement de symétrie un *paramètre d'ordre* : cette grandeur physique est nulle dans la phase symétrique et non-nulle dans la phase la moins symétrique. Ainsi, le paramètre d'ordre mesure le degré d'ordre qui apparaît dans la phase la moins symétrique à partir du "désordre" de la phase symétrique. Notons tout de suite qu'il n'est pas toujours possible d'associer un paramètre d'ordre à une transition. Par exemple, la transition liquide-vapeur ne présente pas de changement de symétrie. Landau distingue donc deux types de transition :

- Les transitions du premier ordre, pour lesquelles on ne peut pas définir de paramètre d'ordre ou pour lesquelles le paramètre d'ordre est discontinu.
- Les transitions du second ordre, pour lesquelles le paramètre d'ordre est continu.

La théorie de Landau repose sur la possibilité de réaliser un développement de Taylor de l'énergie libre du système au voisinage de la transition.

La théorie de Landau est une théorie phénoménologique : elle ne permet pas de prédire ex-nihilo une transition de phase dans un système quelconque comme le ferait par exemple un calcul ab-initio. En revanche, partant d'une transition de phase identifiée expérimentalement, elle est capable de décrire de manière cohérente l'ensemble des phénomènes micro- et macroscopiques accompagnant cette transition : changement de symétrie cristalline, anomalies

de diverses propriétés physiques (constante diélectrique, chaleur spécifique etc.). Elle permet aussi de construire des diagrammes de phases qui récapitulent les domaines de stabilités des différentes phases prédites par symétrie. On peut comparer les paramètres d'ordre pour différentes transitions de phase, ainsi que les températures critiques associées ([3]) :

Transition	Paramètre d'ordre	Exemple	$T_{critique}(K)$
Liquide-vapeur	Volume molaire	H ₂ O	647,05
Ferromagnétique-paramagnétique	Aimantation	Fe	1044,0
Fluide-superfluide dans l'hélium	Valeur moyenne de l'opérateur annihilation	He	1,8-2,1
Normal-supraconducteur	Fonction d'onde complexe	YBaCuO	92
Ordre-désordre dans un alliage binaire	Probabilité de présence sur un site	Cu-Zn	739
Ferroélectrique-Paraélectrique	Moment dipolaire électrique	Sulphate de triglycine	322,5

3.1 Exposants critiques



Tube de Natterer

⚡ 3 min



On prend le tube de Natterer et on le décrit, il contient du CO₂ dans un volume critique. Il suffit de le chauffer au sèche cheveux pour voir petit à petit l'interface liquide-gaz disparaître et le fluide se troubler au voisinage de la transition. Le fluide devient supercritique. On remarque ici les grandes fluctuations de densité au voisinage du point critique. C'est un autre aspect des transitions de phase. A l'approche du point critique les fluctuations dans le système sont telles que l'approximation du champ moyen précédemment utilisée ne tient plus. On peut s'interroger sur la manière dont les paramètres d'ordre varient autour du point critique.

Pour chaque transition du second ordre selon Landau, où le paramètre d'ordre est continu, on définit un jeu d'exposants critiques : ces exposants caractérisent les lois de puissance proches de la transition. Comparons les exposants critiques de la transition ferromagnétique-paramagnétique et ceux de la transition liquide-vapeur. Pour la transition ferro-para :

- si $B = 0$, l'aimantation se développe sous la forme $M_0 \pm (T_c - T)^{\frac{1}{2}}$
- à $T = T_c$, on a $M \sim B^{\frac{1}{3}}$
- la susceptibilité évolue comme $(T_c - T)^{-1}$

Pour la transition liquide-vapeur :

- l'écart en volume molaire est donné par : $v_g - v_l = (T_c - T)^{\frac{1}{2}}$
- au point critique, en faisant varier P , on a $v_g - v_l \sim (P_c - P)^{\frac{1}{3}}$
- la compressibilité évolue comme $(T_c - T)^{-1}$

Expérimentalement, on trouve pour ces deux situations des coefficients très différents des modèles de champ moyen. Cependant, on conserve toujours des valeurs voisines entre deux phénomènes *a priori* très éloignés : on construit alors des classes d'universalité, regroupant des systèmes complètement différents mais présentant le même jeu d'exposants critiques à l'approche de leur transition. La seule condition pour construire ces classes d'universalité est de considérer des transitions du second ordre selon Landau, où le paramètre d'ordre est continu.

Conclusion

La théorie de Landau est encore une théorie de champ moyen et c'est là où le bât blesse. En effet aux alentours d'un point critique on a vu qu'on avait de larges fluctuations du paramètre d'ordre. L'approximation du champ moyen est donc mise en défaut car les interactions entre particules à longue distance ne sont plus négligeables. Pour le

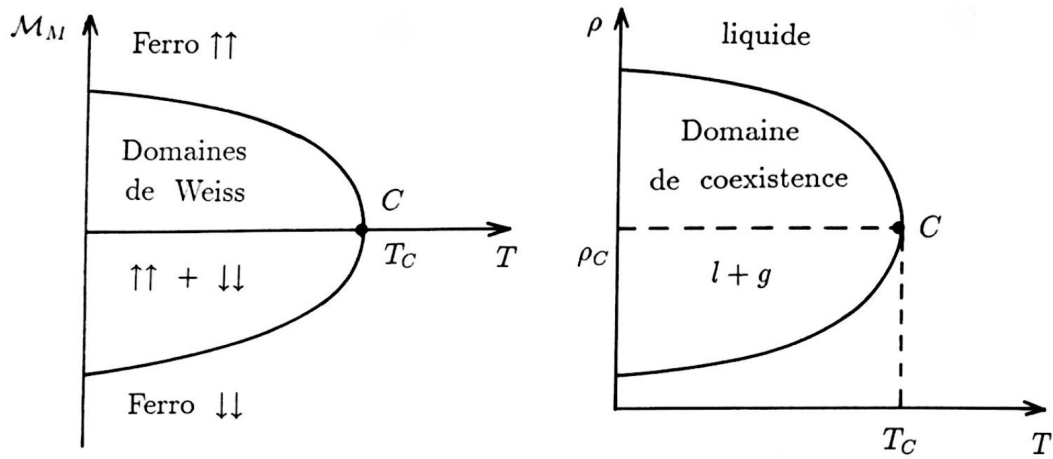


FIGURE 6 – Graphe du [4] p.456, à gauche, domaine de coexistence d'îlots ferromagnétiques (domaines de Weiss) ayant diverses orientations et à droite domaine de coexistence des phases liquides et vapeur d'une substance chimique

phénomène d'opalescence critique, on peut calculer ces fluctuations de densité en utilisant la physique statistique et on peut comparer les modèles développés grâce à des techniques expérimentales utilisant la diffusion de la lumière avec des lasers [5]. La théorie de la renormalisation permet de déterminer exactement la valeur des exposants critiques. Elle explore les liens entre brisures de symétrie, théorie des groupes et transition de phase.¹ Chose incroyable la théorie des groupes de renormalisation a démontré que les valeurs des exposants critiques sont déterminées par la dimension du système étudié et la dimension du paramètre d'ordre.

1. cf le livre incroyable de Nino Boccaro : **Symétries Brisées, théorie des transitions avec paramètre d'ordre**