

Titre : LPS3 : Approche microscopique du paramagnétisme et du ferromagnétisme

Présentée par : Thomas GAUTHIER

Rapport écrit par : Jawed DAMAK

Correcteur : Gwendal Feve

Date : 17/02/2021

Bibliographie		
Titre	Auteurs	Éditeur
Physique Statistique	Diu	Hermann
Physique de l'état solide	Kittel	Dunod

Plan détaillé

(indiquer parties, sous-parties, 1 ou 2 phrases d'explications par sous-partie, et références)

Niveau choisi pour la leçon : L3

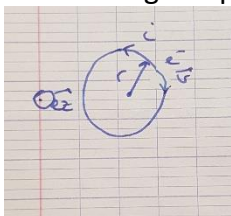
Pré-requis : Milieux Magnétiques, Ensemble Canonique, Aspects classique et quantique du moment cinétique.

Introduction : Dès le début de notre étude du magnétisme nous avons indiqué que la cause de ce phénomène résidait dans l'existence de moments magnétiques induits ou permanents au niveau atomique. Dans ce chapitre, nous allons préciser les origines du magnétisme atomique qui provient d'une part du mouvement des électrons et d'autre part de leur moment cinétique intrinsèque qu'on appelle Spin. D'après le Théorème de Bohr Van Leeuwen, le traitement classique ne prévoit pas de magnétisme à l'équilibre. C'est pourquoi nous ne pouvons ignorer l'aspect quantique.

I – Origine Microscopique du magnétisme

1) Moment magnétique atomique

1.1) Moment magnétique orbital



Si on considère un électron décrivant une orbite circulaire de rayon r autour d'un noyau fixe, on peut écrire le moment magnétique orbital

$$\mu_L = i \cdot S = i \pi r^2 \mathbf{e}_z = (q \pi r^2 / T) = (q \pi r^2 v / 2 \pi r) \mathbf{e}_z = qvr/2 \mathbf{e}_z$$

Or on a également $\mathbf{L} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{mv} = rmv\mathbf{e}_z$

On peut donc finalement écrire $\mu_L = (q/2m)\mathbf{L} = (-\mu_B/\hbar)\mathbf{L}$ avec μ_B le magnéton de Bohr qui est le plus petit moment magnétique associé à une particule.

1.2) Moment magnétique de spin

La mécanique quantique nous donne $\mu_S = (-g_S \mu_B/\hbar)\mathbf{S}$ avec $g_S=2$ pour un électron.

1.3) Moment magnétique total

$\mu = \mu_S + \mu_L = -\mu_B/\hbar(\mathbf{L} + g_S\mathbf{S})$ qu'on peut réécrire

$\mu = (-g_J \mu_B/\hbar)\mathbf{J}$ avec $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ et $g_J = 3/2 + (S(S+1) - L(L+1))/(2J(J+1))$ le facteur de Landé

2) Définitions

2.1) Aimantation M

$M = d\mu/dV$ densité volumique de moment magnétique

Dans le cas d'un système en contact avec un Thermostat

$M = -(1/V) \partial F / \partial B$ à T, V, N constant. F la fonction énergie libre et B le champ magnétique appliqué au matériau.

2.2) Susceptibilité magnétique χ

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \mu_0 \partial M / \partial B = \lim_{B \rightarrow 0} (-\mu_0/V) \partial^2 F / \partial B^2$$

χ est une grandeur sans dimension.

C'est la grandeur qui caractérise la réponse d'un matériau à une excitation magnétique extérieure

$\chi < 0$: Matériau diamagnétique $|\chi| \sim 10^{-5}$

$\chi > 0$: Matériau paramagnétique $|\chi| \sim 10^{-3}$

$\chi \gg 1$: Matériau ferromagnétique

$$|\chi|_{\text{para}} \gg |\chi|_{\text{dia}}$$

Le diamagnétisme est présent dans tous les matériaux, car si on applique un champ B à un matériau quelconque les électrons vont modifier leur mouvement de sorte à s'opposer à l'établissement du champ (Loi de Lenz), ces modifications vont induire des moments magnétiques opposés au champ appliqué. Si par contre, ce matériau quelconque possède au niveau microscopique des moments magnétiques permanent, ils s'alignent avec le champ appliqué et alors le diamagnétisme est caché par ce phénomène, et ces matériaux sont appelés paramagnétiques. Ils seront l'objet de la partie suivante.

II – Le Paramagnétisme

Kittel p273 - Le paramagnétisme se rencontre dans :

-Les atomes, les molécules possédant un nombre impair d'électrons. (Car dans ce cas, S ne peut être nul)

-Les atomes ou les ions libres dont une couche est incomplète : les éléments de transition ; les ions ayant la même structure électronique que les éléments de transition ; les ions ayant la même structure électronique que les éléments de transition ; les éléments des terres rares et des actinides.

- Quelques composés ayant un nombre pair d'e- comme l'oxygène moléculaire.
- Les métaux.

1) Hamiltonien et fonction de partition.

On considère un système de N atomes fixes aux nœuds du réseau cristallin en équilibre avec un thermostat à la température T.

On applique un champ magnétique $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$

Le moment magnétique d'un atome s'écrit $\mu = (-g \mu_B / \hbar) \mathbf{J}$

Si J est non nul, alors chaque atome possède un moment magnétique permanent.

Et on a

$$H = -\mu \cdot \mathbf{B} = g \mu_B J_z B_0 / \hbar = g \mu_B m_J B_0 \text{ avec } m_J \text{ qui prend les valeurs } \{J, J-1, J-2, \dots, -J\}$$

On considère ici les interactions entre atomes négligeables.

$$H = \sum_{i=1}^N -\mu_i \cdot \mathbf{B}_0 = \sum_i g \mu_B m_J^{(i)} B_0$$

On peut factoriser la fonction de partition comme ceci :

$$Z = z^N \text{ et } z = \sum_{m_J} \exp(-g \mu_B B_0 m_J / k_B T)$$

Thomas a fait le calcul pour J quelconque : on note $x = g \mu_B B_0 / k_B T$

on obtient alors $z = \sum_{m_J} (\exp(-x))^{m_J}$ avec m_J allant de -J à J, on peut faire un changement de variable $i = m_J + J$ pour avoir i allant de 0 à 2J, et on trouve

$$z = \sum_{i=0..2J} (\exp(-x))^{i-J} = \exp(Jx) \sum_i \exp(-x)^i \text{ on reconnaît une série géométrique}$$

$$z = \exp(Jx) * ((1 - \exp(-(2J+1)x)) / (1 - \exp(-x)))$$

En multipliant en haut et en bas par $\exp(x/2)$ on trouve finalement

$$z = \text{sh}((J+1/2)x) / \text{sh}(x/2). \text{ Diu de Physique Statistique, p312.}$$

Le prof a conseillé de se limiter à $J=1/2$ ($S=1/2$, $L=0$), dans ce cas on a $z = 2 \text{ch}(x/2)$. **Diu de physique statistique p312.**

Ainsi on a l'énergie libre $F = -k_B T \ln Z = -N k_B T \ln z$

2) Aimantation et susceptibilité

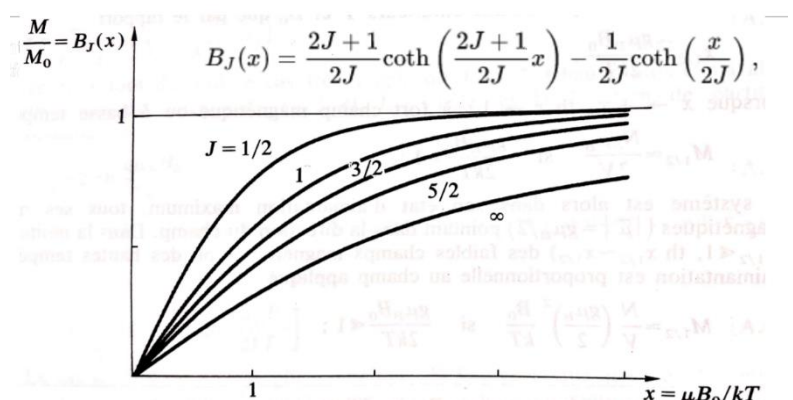
$$M = -1/V \partial F / \partial B_0$$

Dans le cas général,

$$\mathbf{M} = (N/V) J g_J \mu_B B_J(g_J * J * \mu_B B_0 / k_B T)$$

Avec $B_J(x)$ la fonction de Brillouin

Diu de Physique Statistique, p314.



Dans le cas $J=1/2$, on trouve $M = (N/2V)g \mu_B \text{th}(g \mu_B B_0/2k_B T)$

$B_J(x) \rightarrow 1$ quand $x \rightarrow \text{infini}$

$B_J(x) \rightarrow (J+1)x/3J$ quand $x \rightarrow 0$

Donc M dans le cas J quelconque, est maximum à fort champ et température faible (100-1000T à température ambiante) et prend comme valeur $M_J^{\text{max}} = nJg\mu_B$ avec $n=N/V$

Pour $gJ\mu_B B_0 \ll k_B T$ (Toujours le cas à température ambiante, car il est difficile de dépasser les dizaines de teslas en pratique)

$$M_J = n(gJ\mu_B)^2(J+1)JB_0/3k_B T$$

$$\text{ainsi } \chi = \mu_0 n(gJ\mu_B)^2(J+1)J/3k_B T = C/T$$

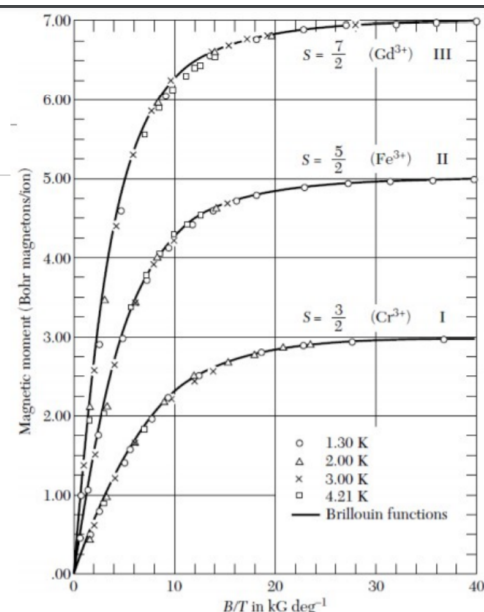
Elle varie en $1/T$, on retrouve ainsi la loi établie expérimentalement par Pierre Curie en 1895. **Diu p315.**

II. Interprétation du paramagnétisme

3. Aimantation et susceptibilité

Moment magnétique en fonction de B/T pour des échantillons sphériques de :

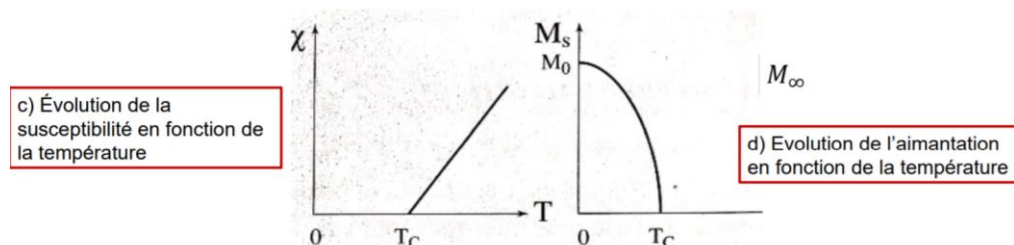
- [I] Sulfate de potassium et de chrome (III)
- [II] Sulfate d'ammonium et de fer (III)
- [III] Sulfate de gadolinium octahydraté



Avec ce modèle, on ne peut pas tout expliquer notamment le ferromagnétisme caractérisé par l'existence d'une aimantation non nulle à champ nul (ce qui n'est pas le cas dans notre étude précédente)

III – Description du ferromagnétisme

1. Résultats expérimentaux



On observe expérimentalement qu'il existe une certaine température T_c (Température de Curie) telle qu'à $T < T_c$, certains matériaux ont une aimantation non nulle, alors qu'il n'y a pas de champ appliqué.

Les ODG de T_c pour :

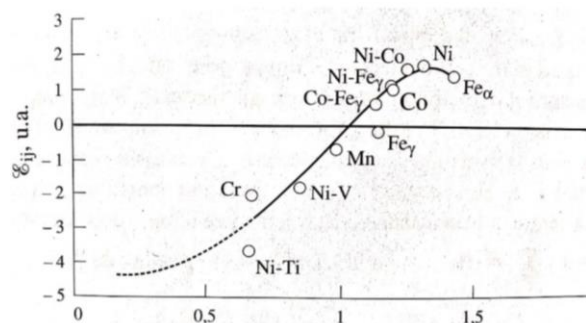
Le fer : 1043 K

Le cobalt : 1388 K

Le nickel : 627 K

1) Hamiltonien de Heisenberg (Diu page 450)

L'hamiltonien d'interaction entre les spins S_i et S_j de deux atomes situés sur les sites (i) et (j) d'un cristal est de la forme $H_{ij} = -J_{ij} S_i \cdot S_j$ avec J_{ij} le coefficient de couplage qui doit être positif pour que l'interaction favorise l'alignement des spins.



On considère un système de N atomes placés aux nœuds d'un réseau cristallin et portant chacun un spin $\frac{1}{2}$. Le coefficient de couplage dépend de la distance entre les sites (i) et (j) et ne peut que décroître quand cette distance augmente. On suppose que J décroît suffisamment vite pour qu'on ne considère que les interactions entre voisins immédiats. On a donc $J_{ij} = J$ pour tout (i,j).

Ainsi l'Hamiltonien total exact s'écrit (Diu p450)

$$H = -J \sum_i \sum_j S_i \cdot S_j + \sum_i g \mu_B S_i \cdot B_0$$

(g le facteur de Landé)

IMPORTANT (p450-453 Diu) Discussion sur l'origine physique du ferromagnétisme

L'interaction magnétique dipolaire entre les moments magnétiques associés aux spins des atomes est trop faible pour rendre compte du ferromagnétisme.

$$E_{\text{mag}} \sim \mu_0 \cdot \mu^2 / 4\pi r^3 \sim 10^{-24} \text{ joule (en prenant } \mu \sim \mu_B)$$

Avec cette énergie, les effets ferromagnétiques ne devraient être constatés qu'en dessous d'une température de l'ordre de 1K, ce qui n'est absolument pas le cas, donc ce n'est pas cela qui est à l'origine du phénomène.

C'est **l'interaction d'échange** qui en est la cause, cette interaction est due à la répulsion coulombienne et au principe d'exclusion de Pauli. Cf Diu page 450-453 pour plus de précisions.

$E_{ech} \sim e^2/4\pi\epsilon_0 r \sim qq \cdot 10^{-19}$ joule (soit $\sim 10000K$ ce qui est proche du bon ordre de grandeur de températures critiques)

Il n'a pas été possible jusqu'à présent de calculer exactement la fonction de partition du hamiltonien d'Heisenberg. On va donc utiliser l'approximation de champ moyen.

2) Approximation de champ moyen (Diu p453-455)

$$H = \sum_i g\mu_B S_i \cdot (B_0 - \sum_j J S_j / g\mu_B)$$

On fait apparaître un champ effectif $B_{eff} = B_0 - \sum_j J S_j / g\mu_B$. Le terme qui s'ajoute au champ magnétique appliqué est appelé champ moléculaire. La première approximation qu'on va faire est de négliger les fluctuations de ce champ moléculaire et de ne considérer que sa valeur moyenne.

Cette approximation permet de nous ramener à un problème de la même forme que précédemment, un problème à N spins indépendants, placés dans un champ magnétique uniforme B_{eff} .

On va écrire $B_{eff} = B_0 + \lambda M$ avec $\lambda = pJ/n(g\mu_B)^2$ avec $n = N/V$ et p le nombre de plus proches voisins d'un site donné. λ est la constante de champ moléculaire, elle est positive car $J > 0 \rightarrow$ Le champ moléculaire tend à aligner chaque spin dans le sens de l'aimantation !

$$H = \sum_i H_i \text{ avec } H_i = g\mu_B S_i \cdot B_{eff}$$

Donc d'après la partie précédente

$M = ng\mu_B S^* B_S(g\mu_B S(B_0 + \lambda M)/k_B T) = M_S^* B_S(g\mu_B S(B_0 + \lambda M)/k_B T)$ avec B_S la fonction de Brillouin. Cette équation est l'équation d'auto cohérence. On remarque alors que à champ nul, l'aimantation n'est plus nulle ! Pour $S = 1/2$

$$M = M_{1/2} \text{th}(g\mu_B(B_0 + \lambda M)/2k_B T)$$

3) Résolution en champ nul (Diu p456-457)

$$M/M_S = m = B_S(pJS^2 m/k_B T) = f(m)$$

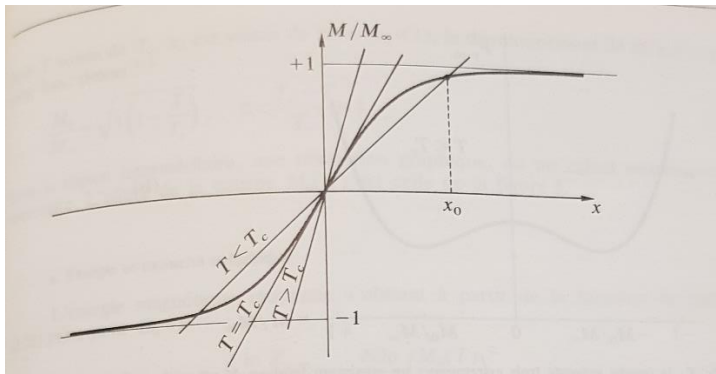
$$df/dm = pJS(S+1)/3k_B T = T_c/T$$

$$\text{Avec } T_c = pJS(S+1)/3k_B = pJ/4k_B \text{ pour } S = 1/2$$

Or $\text{th}(x) \rightarrow x$ quand $x \rightarrow 0$ donc on peut résoudre graphiquement le problème.

Si $df/dm > 1$ alors $T_c > T \rightarrow 3$ solutions $m = 0, m = \pm m_0 \rightarrow$ ferromagnétisme

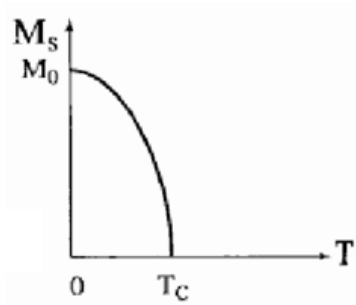
Si $df/dm < 1$ alors $T_c < T \rightarrow 1$ solution $m = 0 \rightarrow$ Paramagnétisme.



Pour $T \lesssim T_c$ on trouve $M \propto (1 - T/T_c)^{1/2}$

On retrouve bien $M=0$ pour $T=T_c$

Et pour tout $T > T_c$ $M=0$ à champ nul.



4) Système en présence d'un champ extérieur.

En chauffant au-dessus de sa température de transition, on retrouve un comportement paramagnétique, il y a donc possibilité d'avoir une aimantation non nulle en présence d'un champ appliqué

$T > T_c \rightarrow$ Etat paramagnétique,

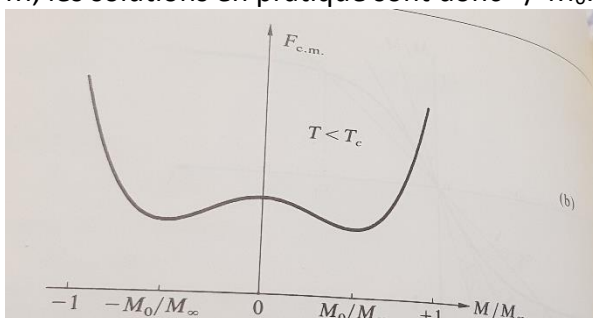
$$\mu_0 M = \chi_{\text{para}} B = \chi_{\text{para}} (B_0 + \lambda M) = C(B_0 + \lambda M)/T \rightarrow M(\mu_0 - C\lambda/T) = CB_0/T$$

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \mu_0 M/B_0 = C/(T - C\lambda/\mu_0) = C/(T - T_c) \text{ Loi de Curie Weiss.}$$

Questions posées par l'enseignant (avec réponses)

(l'étudiant liste les questions posées, ainsi que les réponses données par l'enseignant. Si certaines réponses manquent, l'enseignant pourra compléter le document)

- 1) Dans quel domaine de température on a un ferro, et dans quel domaine on a un para ?
Para $T > T_c$, Ferro $T < T_c$
- 2) Donnez des exemples de matériaux ferromagnétiques
Fer, Cobalt, Nickel
- 3) Combien y a-t-il de ferromagnétiques (à peu près) parmi les atomes du tableau périodique ?
Les métaux de transitions et les terres rares.
Ajout enseignant : parmi les métaux de transition, Fe, Co et Ni sont ferromagnétiques (cf question précédente), Mn et Cr sont antiferro, les autres sont paramagnétiques ou diamagnétiques.
- 4) Dans votre calcul d'ordre de grandeur de l'énergie d'interaction entre 2 moments magnétiques vous avez pris r de l'ordre de 2 angström, pourquoi ?
Le ferromagnétisme ne peut être présent que dans les solides cristallins, c'est pour ça qu'on prend cette valeur qui est la distance typique entre 2 atomes dans un solide cristallin.
- 5) Dans la courbe $f(m)$, vous avez dit pas de solution pour $df/dm < 1$, vous êtes sûr ?
Il y a bien une solution pour $m=0$.
- 6) pour $df/dm > 1$, combien de solutions ?
3 solutions, 0 et $\pm m_0$.
- 7) Du coup en pratique, c'est laquelle la solution ?
La solution $m=0$ est instable d'après la courbe de l'énergie libre à champ nul en fonction de M , les solutions en pratique sont donc $\pm M_0$. (cf Diu page 458)



Ajout enseignant : il y a donc deux solutions stables, il y a une brisure spontanée de symétrie, le système va choisir l'une des deux solutions en fonction des défauts locaux.

- 8) L'approximation du champ moyen décrit-elle bien le ferromagnétisme ?
(Réponse de l'étudiant, M proportionnel à $(1-T/T_c)^{1/2}$ au voisinage de $T=T_c$ n'est pas en accord avec l'expérience donc ça ne marche pas bien)
En dimension $d > 3$, ça marche très bien, mais dans notre cas $d=3$, et ça ne marche pas très bien.
Ajout enseignant : en dimension 3, l'approximation de champ moyen décrit bien les résultats expérimentaux (donc elle marche bien) sauf au voisinage de T_c et de $T=0$. De manière générale, les méthodes de champ moyen ne fonctionnent pas bien au voisinage d'un point critique (T proche de T_c) car les fluctuations et corrélations sont grandes et c'est précisément ce qui est négligé dans l'approche de champ moyen. A plus haute dimension

$D > 3$, le champ moyen décrit de mieux en mieux le système, il devient exact dans la limite de dimension infinie.

9) à 1D, il se passe quoi ?

à $d=1$, ça se résout analytiquement et on trouve $T_c=0 \rightarrow$ pas de ferromagnétisme en 1D.

Ajout enseignant : donc le champ moyen ne marche pas bien du tout en dimension 1.

10) Retour, sur la question 8) du coup c'est quoi le bon exposant en accord avec l'expérience ? 0,35. C'est l'exposant critique.

Ajout enseignant : les exposants critiques décrivent le comportement des différentes observables au voisinage de $T=T_c$. En particulier pour T proche de T_c par valeur inférieure, le champ moyen prévoit $M=(1-T/T_c)^{1/2}$ c'est-à-dire un exposant critique de $1/2$. En réalité en dimension 3, l'exposant critique réel est proche de 0,35.

11) A votre avis pourquoi l'approximation de champ moyen ne marche pas bien à $T \approx T_c$ et donne le mauvais exposant ?

Dans cet approx. on néglige les fluctuations or c'est proche de T_c qu'elles sont le plus importantes. C'est l'opalescence critique (*ajout enseignant : non, c'est analogue à l'opalescence critique*). Les fluctuations sont très importantes au voisinage d'un point critique.

Ajout enseignant : l'opalescence critique décrit la diffusion de lumière d'un fluide au voisinage du point critique de la transition liquide gaz. Au delà de la température critique, il n'y a plus transition entre l'état gaz et l'état liquide (on parle de fluide supercritique). Au voisinage du point critique, les fluctuations sont très grandes (cf question 8) ce qui est une propriété générale des transitions de phase au voisinage du point critique. Dans le cas de l'opalescence critique, il s'agit de fluctuations de la densité du fluide qui entraînent une grande augmentation de la diffusion de la lumière.

12) En pratique quel champ pour saturer le matériau ?

à T ambiante, il faut B de l'ordre de 1000T. C'est énorme, et donc les para ne sont jamais saturés à T ambiante.

13) Pourquoi $L=0$ et $S \neq 0$ quand une couche est demi-remplie ?

Quand on applique les règles de remplissage on remplit tous les sous niveaux m_l avec des spins parallèles. m_l allant de $-l$ à l , la somme donne $L=0$. Les spins étant tous parallèles, la somme donne S maximum.

14) Si la couche est totalement remplie, $L = ?$ $S = ?$ Et cela donne quel type de matériau ?

$L=0$ et $S=0$, c'est un *diamagnétique*.

15) $\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \mu_0 M/B$ commentaire ?

Il faut $H=B/\mu_0$

Ajout enseignant : c'est-à-dire $\chi \ll 1$

16) Application du paramagnétisme ?

Désaimantation adiabatique.

16bis) Quel matériau, quel température atteint-on ?

Sel paramagnétique, $T \sim 1 \cdot 10^{-3}$ K

17) Que se passe-t-il si on considère des matériaux ou les atomes interagissent + avec leurs voisins ?

Les atomes « partagent » leurs électrons et donc les électrons sont libres ou presque libres
 \rightarrow Paramagnétisme dans les métaux.

18) Ces métaux vérifient-ils la loi de Curie ?

Non, χ indépendant de la température.

Commentaires lors de la correction de la leçon

(l'étudiant note les commentaires relatifs au contenu de la leçon : niveau, sujets abordés, enchaînement, réponses aux questions, etc. L'enseignant relit, et rectifie si besoin)

Très bon en calcul et aux réponses aux questions. Il manque des chiffres et des ordres de grandeurs. Il suffit de quelques ODG et la leçon est vraiment complète. Le correcteur conseille de ne faire les calculs que pour $J=1/2$ après avoir défini les moments magnétiques orbital, de spin et total. Le correcteur déconseille de discuter l'allure de M proche de $T=T_c$, $M \propto (1-T/T_c)^{1/2}$.

Partie réservée au correcteur

Avis général sur la leçon (plan, contenu, etc.) :

Le plan est bon, la leçon est presque complète car je pense qu'il est important de traiter la loi de Curie Weiss pour les matériaux ferromagnétiques au-dessus de la température critique. La loi a été évoquée en conclusion mais elle mérite de figurer dans la leçon. Certains points délicats ont été très bien traités :

- le passage de $\mu = -\mu_B/\hbar(\mathbf{L}+2\mathbf{S})$ à $\mu = -g_J\mu_B/\hbar\mathbf{J}$ qui est nécessaire car en raison du couplage spin-orbite, \mathbf{L} et \mathbf{S} ne commutent pas avec H tandis que \mathbf{J} commute bien avec H , il est donc nécessaire d'exprimer μ dans la base des états propres de H , c'est-à-dire la base (L^2, S^2, J^2, J_z) .
- La discussion sur le caractère négligeable des interactions dipôle magnétique-dipôle magnétique et le rôle de l'interaction d'échange qui conduit à une interaction effective entre spins mille fois plus forte.
- La leçon est assez formelle avec beaucoup de calculs délicats à faire proprement qui ont été très bien menés durant la leçon

Précisément parce que la leçon est assez formelle, il faut impérativement l'illustrer par un maximum d'exemples et de calculs d'ordre de grandeur, cela a été fait en partie durant la leçon mais certaines choses pourraient être ajoutées

- Pour les matériaux paramagnétiques : un fois arrivé à $\chi = \mu_0 n (g_J \mu_B)^2 (J+1)J / 3k_B T \sim n \mu_B^2 / k_B T$, il faut évaluer cette expression dans différents cas : pour un gaz : $n = P/k_B T \sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ qui donne $\chi \sim 10^{-7} - 10^{-6}$. Dans les phases condensées (liquide, solide), les densités sont environ 10^3 à 10^4 fois plus grandes qui donne $\chi \sim 10^{-3}$. Attention, dans les phases solides cristallines, les atomes ne peuvent souvent plus être considérés comme isolés, c'est le cas des métaux en particulier pour lesquels les électrons vont remplir les bandes d'énergie ce qui donne naissance au paramagnétisme de

Pauli, indépendant de la température et fortement réduit $\chi \sim 10^{-5}$. On utilise des sels paramagnétiques qui forment des cristaux ioniques avec un ion paramagnétique.

- Il faut montrer des courbes expérimentales présentant M en fonction de $\mu_B B / k_B T$, cela a été fait dans la leçon (bien), il s'agit de sels paramagnétiques (cf remarque précédente)
- Il faut plus discuter ces courbes, c'est quoi le régime de champ fort, pour quels champs est-il atteint. Pour $T=300K$, $k_B T / \mu_B \sim 400$ T, c'est un champ énorme au-delà de ce que l'on peut produire en laboratoire (champs de l'ordre de 1 à 10-20T), on est donc dans le régime $\mu_B B \ll k_B T$ à température ambiante. Pour entrer dans le régime $\mu_B B \gg k_B T$, il faut travailler à basse température, $T \sim 1K$, on a alors $k_B T / \mu_B \sim 1$ T que l'on peut aisément atteindre et dépasser en laboratoire (c'est bien le régime de température des courbes M fonction de $\mu_B B / k_B T$ présentées durant la leçon).
- Dans le cas des ferromagnétiques, présenter une courbe expérimentale (cf Diu ou Kittel) de l'aimantation du Fer ou Nickel en fonction de la température en dessous de la température critique et discuter la comparaison avec le champ moyen : cela marche bien sauf au voisinage de la température critique
- Discuter la valeur numérique du champ moléculaire de Weiss, elle est colossale, de l'ordre de 1000T, beaucoup plus grande que n'importe quelle valeur de champ magnétique que l'on peut produire et beaucoup plus grande que la contribution de l'aimantation $\mu_0 M$ qui est de l'ordre de 1T (ce qui est une autre manière de dire que l'interaction dipôle magnétique-dipôle magnétique n'est pas à l'origine du ferromagnétisme au contraire de l'interaction d'échange).

Je déconseille en effet de présenter $M \propto (1-T/T_c)^{1/2}$ au voisinage de T_c . En effet, cela n'est valable que proche de la température critique, précisément lorsque le champ moyen ne fonctionne pas, cela n'a donc d'intérêt que pour discuter les limites du champ moyen et comparer à la valeur expérimentale de l'exposant critique (proche de 0,35). Je pense qu'il vaut mieux garder cette discussion sur les exposants critiques pour les questions et plutôt traiter proprement la susceptibilité dans la limite $T > T_c$, loi de Curie-Weiss.

Je conseille aussi de faire les calculs dans les cas paramagnétique et ferromagnétique pour le cas $J=S=1/2$ et généraliser en disant que pour une valeur arbitraire de J , il faut remplacer la $\tanh(x)$ par la fonction de Brillouin B_J qui dépend de J (toutefois, le cas général a été bien traité durant la leçon). Les calculs sont plus simples, il n'est pas nécessaire de passer par la fonction de partition, on peut directement discuter de la probabilité d'avoir un spin orienté parallèle au champ ou antiparallèle et calculer l'aimantation moyenne à partir des probabilités. La discussion du ferromagnétisme est aussi plus simple, on a $M = M_{1/2} \tanh(g\mu_B(B_0 + \lambda M) / 2k_B T)$ et on sait que, au voisinage de $x=0$, $\tanh(x) \sim x$, ce qui est moins directement visible avec la fonction de Brillouin.

Notions fondamentales à aborder, secondaires, délicates :

-paramagnétisme : moment magnétique non-nul lié au moment cinétique non nul (orbital ou de spin). Les moments n'interagissent pas entre eux et peuvent être ordonnés par l'action d'un champ extérieur. Cet ordre est détruit par les fluctuations thermiques ($\mu_B B \ll k_B T$) ce qui donne une susceptibilité en $1/T$ (loi de Curie). Attention, ce résultat est obtenu en sommant les contributions de chaque atome/ion considérés indépendants, il n'est pas valable pour les métaux dans lesquels les couplages entre niveaux électroniques d'atomes différents sont très importants et donnent naissance aux bandes d'énergie (théorie des bandes). On parle dans le cas des métaux de paramagnétisme de Pauli avec une susceptibilité obtenue par multiplication de la susceptibilité de Curie par le facteur T/T_F (habituel pour les métaux). Pour les métaux, la susceptibilité ne dépend donc pas de la température et est faible (de l'ordre de 10^{-6})

-ferromagnétisme : l'interaction entre spins provient de l'interaction de Coulomb combinée au caractère fermionique des électrons, on l'appelle l'interaction d'échange. Elle permet d'ordonner les spins pour obtenir une aimantation non nulle à champ extérieur nul en dessous de la température critique T_c . La valeur de l'aimantation à champ nul en dessous de la température critique est assez bien décrite par la théorie de champ moyen qui néglige les fluctuations des spins et les corrélations entre spins sauf au voisinage de la température critique (où les fluctuations ne peuvent pas être négligées). Au-dessus de T_c la susceptibilité est donnée par la loi de Curie-Weiss : $\chi = C/(T - T_c)$

-Les fluctuations thermiques tendent à détruire l'ordre magnétique (comparaison de $k_B T$ avec $\mu_B B$ pour le paramagnétisme, de $k_B T$ avec $k_B T_c$ pour le ferromagnétisme).

Notions secondaires :

- le diamagnétisme est toujours présent, il est compensé par la réponse paramagnétique pour les corps paramagnétiques
- la magnétisme nucléaire existe aussi, il est plus faible (facteur m dans le magneton de Bohr)
- autres ordres magnétiques : antiferromagnétisme, ferrimagnétisme
- pour $T = T_c$, fluctuations importantes de l'aimantation, divergence de la susceptibilité

Point délicat : on fait d'abord le lien entre le moment magnétique μ et les moments cinétiques L et S : $\mu = -\mu_B (L + 2S)$ puis on relie μ à J , moment cinétique total ($J = L + S$). Ce lien n'est pas évident. Il est nécessaire car en raison du couplage spin-orbite L_z et S_z ne commutent pas avec H alors que J^2 et J_z commutent bien avec H . On peut montrer que dans le sous-espace généré par les états propres de (L^2, S^2, J^2, J_z) (qui commutent entre eux et avec H), μ est proportionnel à J , $\mu = -g_J \mu_B J$ avec g_J le facteur de Landé qui dépend de J, L et S . Il n'est pas nécessaire de dire tout cela durant la leçon (manque de temps) mais il faut expliquer pourquoi il est nécessaire de relier $\mu = -\mu_B (L + 2S)$ à J (couplage spin-orbite), cela a été très bien traité dans la leçon.

Expériences possibles (en particulier pour l'agrégation docteur) :

Expérience du clou ou fil de fer chauffé pour illustrer la température de Curie. En approchant un aimant, le clou/fil de fer est attiré. Le clou/fil de fer est ferromagnétique, en présence d'un champ magnétique extérieur il apparaît une aimantation importante (courbe d'aimantation d'un ferromagnétique). En chauffant le clou/fil au-dessus de la température de Curie, il devient paramagnétique et l'aimantation est beaucoup plus faible, de même que la force d'attraction exercée par l'aimant.

Paramagnétisme/diamagnétisme : orientation d'un barreau paramagnétique ou diamagnétique dans l'entrefer d'un électroaimant, le barreau paramagnétique se place dans les régions de champ fort, le barreau diamagnétique dans les régions de champ faible (décrit par exemple dans le cours de Feynman électromagnétisme 2 p257). Cette expérience peut être utilisée en introduction de la leçon pour illustrer la différence en diamagnétiques et paramagnétiques.

Bibliographie conseillée :

OK avec la bibliographie donnée en début de cette fiche.