

**Titre :** LPS3 Paramagnétisme, Ferromagnétisme : Approximation du champ moyen

**Présentée par :**

**Rapport écrit par :**

**Correcteur :**

**Date :** 31/01/2020

Bibliographie de la leçon :			
Titre	Auteurs	Éditeur	Année
Electromagnétisme 4, 3 <sup>e</sup> edition	M.Bertin, J.P.Faroux, J.Renault	Dunod Université	1984
Physique Statistique	B.Diu, C.Guthmann, D.Lederer, B.Roulet	Hermann	2001
Physique de la matière condensée	Hung T. Diep	Dunod	2003
Physique de l'état solide 8 <sup>e</sup> edition	Charles Kittel	Dunod	2007

Plan détaillé
<p><u>Niveau choisi pour la leçon :</u> L3</p> <p><u>Prérequis :</u> Milieux magnétiques, EM dans la matière, Mécanique quantique (Spin), Physique statistique : Maxwell-Boltzmann</p> <p>Intro : Dans une leçon antérieure sur les milieux mag ont été définies les notions d'aimantation et de susceptibilité magnétique. Une interprétation macroscopique du ferromagnétisme a été donnée. Comment comprendre à l'échelle micro comment se fait l'aimantation ?</p> <p><u>I/Origine microscopique du magnétisme</u></p> <ul style="list-style-type: none"><li>• <u>Moment magnétique et aimantation</u></li></ul> <p>2 origines au magnétisme : Magnétisme orbital et magnétisme de spin</p> <p>Magnétisme orbital : Avec le magnéton de Bohr, commencer par approche classique puis changer directement à quantique en ajoutant <math>\hbar</math></p>

Magnétisme de spin : avec  $g_s = 2.00$  le facteur de Landé de l'électron.

### 1.1 Moments magnétiques atomiques

- Moment magnétique associé au moment cinétique orbital :  $\vec{\mu}_L = i \times \pi r^2 \vec{e}_z = q/T \pi r^2 \vec{e}_z$  et  $T = 2\pi r/v$ , donc [1] p 147

$$\vec{\mu}_L = \frac{q}{2m} \vec{\mathcal{L}} = -\frac{e\hbar}{2m} \vec{L}.$$

- Magnéton de Bohr  $\mu_B = e\hbar/2m = 9.27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ . On a donc  $\vec{\mu}_L = -\mu_B \vec{L}$  pour un électron.
- Moment magnétique intrinsèque dû au spin : facteur gyromagnétique  $g$  de Landé. On a

$$\vec{\mu}_S = -g_s \mu_B \vec{S} \quad \text{où} \quad g_s \approx 2.$$

- Moment magnétique total : [4] p 378

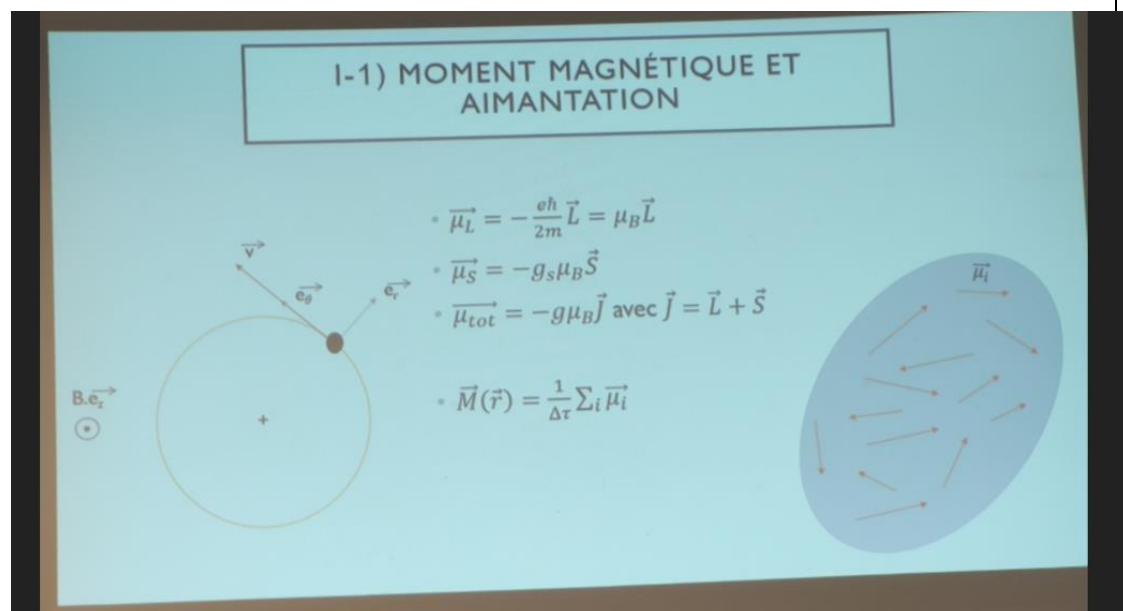
$$\vec{\mu} = -g \mu_B \vec{J}.$$

- On a  $m_p \gg m_e$ , donc seul le moment magnétique des électrons va compter ici.

[1] p. 147 pour définir moment magnétique orbital de l'électron  $\mu_L$  et le relier au moment cinétique. On ajoute  $\hbar$  car on est en quantique.

[4] chapitre 11 pour définition du moment magnétique de spin et moment magnétique total  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$

Finalement, un petit moment magnétique  $i$  total comme la somme des moments magnétiques. [1] p. 100



Chaque électron porte un moment magnétique. Pour rendre compte de cela à l'échelle macro on définit l'aimantation (dernière formule avec Delta r étant un volume.)

TR : Comportement relié à la réponse magnétique d'un échantillon soumis à une excitation extérieure : soit un champ B soit un changement de température. Cette réponse s'exprime au travers de la susceptibilité

t = 5 min

- Susceptibilité magnétique

Par définition de la susceptibilité magnétique : [2] p. 310 (attention le Diu utilise une valeur dimensionnée tandis que nous on utilise une valeur adimensionnée, voir pied de page).

— Susceptibilité magnétique : on définit

$$\chi = \mu_0 \lim_{B_0 \rightarrow 0} \frac{\partial M}{\partial B_0},$$

grandeur sans dimension.

— Signe de  $\chi$  : diamagnétisme, paramagnétisme, ferromagnétisme. Pour donner un ordre de grandeur de  $\chi$ , il faudrait préciser la température  $T$  et la densité  $n$ .

#### Remarques

- La susceptibilité magnétique est parfois définie par  $\chi = \partial M / \partial B_0$ , ce qui correspond à notre définition dans les unités CGS. On voit aussi parfois  $\chi = \mu_0 M / B$  (par exemple dans [4] p 375) : cela correspond aussi à notre définition car aux faibles valeurs de  $B_0$  l'aimantation est généralement proportionnelle au champ appliqué.
- En réalité, le champ que l'on peut imposer est  $\vec{H}$ . Pour un paramagnétique, on a  $\chi \ll 1$ , donc cela correspond en gros à  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ . Cependant, pour un ferro, cela ne fonctionne plus... On a donc bien le droit de mettre  $\vec{B}_0$  dans l'hamiltonien du paramagnétisme, mais peut-on faire la même chose pour le ferromagnétisme? Ce n'est pas clair. Cependant, le champ moyen ferromagnétique comprend la contribution des voisins, et cela compense peut-être le problème?

La susceptibilité correspond à la réponse magnétique d'un échantillon à une excitation extérieure. En fonction de sa valeur, on a différentes propriétés. Si la susceptibilité est négative diamagnétisme, B et M sont de signes opposés. Sinon paramagnétisme : M et B sont de même sens. [1] p. 126

On ne s'intéresse pas au diamagnétisme.

TR : On ne s'intéressera pas au diamagnétisme, qui correspond en fait simplement à un

phénomène d'induction des électrons dans le solide. On supposera l'existence de moments permanents, et on étudiera leur interaction avec un champ appliqué. On commence par le cas où les moments sont indépendants : le paramagnétisme.

t = 8 min

## II/ Paramagnétisme

En l'absence de champ les  $\mu_i$  sont orientés au hasard et  $M=0$ . En présence de champ les  $\mu_i$  s'alignent et  $M$  n'est plus nulle. Pourquoi ?

- Etats magnétiques du système

Suivre [1] p. 165 4.2, faire le calcul au tableau.

Si les  $\mu_i$  sont indépendants alors avec  $n$  la densité de moment magnétiques dans le matériau. **Introduire  $n$  densité de moment magnétiques du milieu pour écrire la formule p. 164 4.1 de [1]**

L'énergie d'interaction entre un moment magnétique avec un champ  $B$  vaut  $W$  (c.f. [1] p. 166).

Pour simplifier le problème, on se place dans le cas où . Soit on a un spin  $\uparrow$  soit  $\downarrow$ . Alors avec  $g = 2$ , le produit  $g \cdot J = g \cdot S = 1$ .

On suppose donc que les spins sont soit // à  $B$  et de même sens, soit // à  $B$  et de sens opposés. On a alors deux états d'énergie possible  $W_+$  et  $W_-$  qui valent  $\pm \mu_B \cdot B_{\text{ext}}$ .

Pour déterminer la probabilité d'occupation de chaque état on utilise Maxwell-Boltzmann. On peut alors déterminer  $\langle \mu \rangle$ .

Arriver à la formule de  $M = n \cdot \tanh(\mu_B \cdot B / k_B \cdot T)$

TR :  $M$  ne dépend que de  $B$  et  $T$ . On a donc compétition entre les deux.

$t = 12 \text{ min } 30$

Dessiner ou montrer la courbe de  $M$  en fonction de  $(\mu_B \cdot B / k_B \cdot T)$  p. 167. On distingue alors 2 comportements asymptotiques. Ces comportements asymptotiques correspondent à la dominance de l'agitation thermique v/s l'alignement magnétique (ordre ou désordre).

- Agitation thermique contre alignement magnétique

Si  $\mu_B B \gg k_B T$  :  $M = n \mu_B$  et l'aimantation est maximale. Tous les moments sont alignés dans la direction de  $B$ .

Sinon, en considérant la formule [1] p. 166 quand  $\mu_B B \ll k_B T$  on fait le DL. Or  $M = X_m \cdot B / \mu_0$  si  $X_m$  est faible devant 1 (voir formule [1] p. 126).

AN : Si  $T = 300 \text{ K}$  et  $B = 1 \text{ T}$  alors  $\mu_B B / k_B T = 2.24 \cdot 10^{-3} \ll 1$ . On trouve  $\chi_m = 2.7 \cdot 10^{-3}$  pour  $n = 10^{29} \text{ m}^{-3}$ . Donc  $X_m \ll 1$ .

Dou on identifie la susceptibilité magnétique et on arrive à la loi de Curie :  $X_m = C_{\text{te}} / T$ . À  $T$  ambiante, même sous des champs très forts, la susceptibilité suit la loi de Curie.

Ceci n'est plus vrai si on se place aux basses températures.

B tend à orienter les moments magnétiques, T tend à désordonner les moments magnétiques. Pour aligner les moments mag et avoir une aimantation il faut B fort et T faible.

TR : Si  $B=0$ ,  $M=0$  dans ce modèle. Pourtant avec les aimants on a une aimantation pour  $B=0$ . Donc l'hypothèse de moments magnétiques indépendants n'est pas valable dans ce cas. Ce sont les corps ferromagnétiques.

t = 25 min 30

### III/ Description du ferromagnétisme

Donc Commencer par dessiner la courbe de l'aimantation d'un ferromagnétique [1] p. 175 et insister sur l'existence d'une température  $T_c$  ( $T_f$  dans [1]) en dessus de laquelle l'aimantation est nulle.

On peut faire l'expérience du bout de fer et le chalumeau ici pour l'illustrer ou montrer une vidéo. <https://www.youtube.com/watch?v=SIFcXfoF5i0>.

Comment explique ce phénomène ?

- Autre origine de l'interaction ?

*Cette partie n'était pas prévue au départ. Elle devrait être en III.1 mais par peur de manque de temps je ne l'avais pas faite. J'avais finalement encore 5 minutes j'ai donc pu la traiter en III.3 **La faire si on est en avance seulement.***

L'interaction pourrait-elle venir aussi de l'interaction magnétique dipôle-dipôle entre les molécules ? Donner la formule  $J_9$  de [2] p. 451 et l'ordre de grandeur associé.

donc on obtient  $E \sim 10^{-5}$  eV

Or pour  $T=298K$ ,  $k_B T=0,026$  eV, 1000 fois plus. Donc  $E_{\text{mag}} \ll k_B T$ , ce n'est donc pas cette interaction qui explique le comportement différent. Pour geler le système, il faudrait avoir  $T \sim 1K$ . Or il existent des aimants au-dessus de 1K.

*(On aurait alors des températures de Curie de l'ordre de 1K ce qui n'est pas cohérent avec la réalité.) ne pas dire ceci.*

On a jusqu'ici supposé les spins indépendants. Mais ce n'est pas toujours le cas.

- Couplage entre spins voisins

**Cette partie prend 5 minutes au moins, la faire que si on ne dépasse pas 27 :00. Si on est court survoler l'explication et dire simplement que le couplage provient du pp de Pauli et de l'interaction coulombienne entre électrons.**

En 1928 Heisenberg propose couplage entre **spins** voisins par l'intermédiaire des fonctions d'ondes électroniques. Interaction fondée sur le principe de Pauli et ses conséquences sur les contraintes sur les fonctions d'onde décrivant le système.

### 3.1 Hamiltonien de Heisenberg

- D'où vient le ferromagnétisme? [2] p 451
- L'interaction magnétique dipolaire entre les moments n'est pas suffisante, on aurait  $T_C \sim 1\text{ K}$ .
- Interaction d'échange : pour des spins parallèles, la fonction d'onde en position est antisymétrique (par principe d'exclusion) donc ils ne peuvent pas être trop proches. Leur énergie d'interaction coulombienne est donc faible. Pour des spins antiparallèles, le principe d'exclusion n'empêche pas qu'ils se trouvent au même endroit et donc leur énergie de répulsion coulombienne est plus élevée.
- On peut tout ramener à une énergie d'interaction  $-J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ . L'intégrale d'échange  $J$  est prise positive ici (sinon c'est de l'antiferromagnétisme). On a plus d'informations sur  $J$  dans [1] p 190.
- On ne considère que les interactions avec plus proches voisins : il vient l'hamiltonien d'interaction

$$H = g\mu_B \vec{B}_0 \cdot \sum_{i=1}^N \vec{S}_i - J \sum_{i,j \text{ voisins}} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

#### Attention

La convention de signe  $\vec{\mu} = -g\mu_B \vec{S}$  est opposée dans [2] p 450, ce qui fait qu'il y a un signe - de plus dans l'hamiltonien pour cette référence (le signe - de l'interaction moment magnétique - champ n'est plus compensé). On a donc un champ magnétique effectif différent, puis tout rentre dans l'ordre car  $\vec{M} = -\frac{N}{V}g\mu_B \langle \vec{S}_i \rangle$ .

**Transition :** On a a priori un problème à  $N$  corps couplés. On ne sait pas le résoudre : on réalise une approximation, appelée approximation de champ moyen.

Donner directement l'équation J.14 [2] p. 452. L'interprétation physique du dernier paragraphe p. 452 est excellente, mais en gros si on prend le cas de 2 électrons :

- fermions, la fonction d'onde qui décrit ces deux électrons doit être antisymétrique et est le produit d'une fonction d'onde orbitale et une fonction d'onde de spin.
- Si les électrons ont des spins dans le même sens la fonction de spin est symétrique et donc la fonction orbitale doit être antisymétrique, cette fonction d'onde est alors très faible si les spins sont voisins.
- Donc deux électrons avec des spins parallèles seront rarement voisins. Ceci fait que l'interaction coulombienne entre 2 électrons avec des spins alignés est plus faible que si les 2 électrons avaient des spins antiparallèles et pouvaient se rapprocher d'avantage.

La différence d'énergie électrostatique est décrite par l'équation J14. À retenir, elle découle du PP d'exclusion de Pauli et de l'interaction coulombienne.

J12 dépend de la distance, l'énergie effective résultante est de l'ordre de 0.1 eV donc au dessus de  $k_B T$  à  $T$  ambiante.

On peut montrer le graphe [1] p. 191, lire aussi p. 190-192 sur les cas des anti-ferro et ferromagnétiques mais ça n'a pas sa place dans cette leçon. Ces effets nécessitent de s'intéresser aussi au couplage noyau-électron [2] p. 453.

*Energie de couplage entre 2 spins atomiques :*

*$J_e$  intégrale d'échange dépend de la distance entre les atomes. Si  $d$  trop faible antiferro. Si  $d$  trop grand pas de couplage.*

*$J_e$  diminue avec  $d \Rightarrow$  on ne prend en compte que les interactions avec les plus proches voisins.*

*On en déduit l'hamiltonien pour 1 spin  $S_i$  dans un champ  $B$  :*

Le hamiltonien qui décrit le système est alors :

$$H = g\mu_B \vec{B}_0 \cdot \sum_{i=1}^N \vec{S}_i - J \sum_{i,j \text{ voisins}} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

Le premier terme décrit l'interaction des différents électrons par rapport au champ extérieur et le deuxième décrit le couplage spin-spin.

TR : Problème à N corps couplé trop compliqué à résoudre. On a besoin de faire une approximation.

- Approximation du champ moyen **Prendre au moins 7 minutes ici, voir 9 pour être tranquille (31 :00)**

Suivre [2] p. 454 1a. Montrer que on peut passer de un champ général à un champ moyen (approximation). Alors les calculs sont identiques à ceux fait pour le cas du Paramagnetisme et on donne la solution J.22 p. du [2] p. 454.

- On néglige les fluctuations du champ moléculaire et on en prend la valeur moyenne. En faisant intervenir l'aimantation on trouve (Cf Diu Phy stat). Tout se passe comme si chaque spin était soumis à 1 champ  $B^{\text{eff}}$  indépendant du spin considéré. On est ramené au cas où on a N spins indépendants placés dans un champ  $B^{\text{eff}}$ .

On normalise et on fait une résolution graphique.

Par résolution graphique de cette équation d'autocohérence, on remarque que si  $T < T_c$  alors on a 3 solutions pour M. 2 différentes de 0 qui sont des équilibres stables, 1 égale à 0 qui est un équilibre instable

Si  $T > T_c$  alors on a une seule solution pour M,  $M=0$  qui est un équilibre stable.

On a une transition de phase entre un état ferromagnétique à un état paramagnétique.

### 3.2 Approximation de champ moyen

- Champ moléculaire, principe de l'approximation : on remplace le champ par sa valeur moyenne [2] p 454
- Noter que le champ moléculaire avait été proposé par Weiss bien plus tôt. [1] p 189
- On peut alors appliquer les calculs réalisés pour le paramagnétisme : on obtient l'équation implicite

$$M = N \frac{g\mu_B}{2V} \tanh\left(\frac{g\mu_B}{2k_B T} B_{\text{eff}}(M)\right)$$

où  $B_{\text{eff}}(M) = B_0 + \lambda M$ .

- Insister sur le contenu physique de cette équation : on s'est ramené à des états indépendants ! Cela revient à passer de l'ensemble canonique à des facteurs de Boltzmann individuels.
- Résolution graphique en champ nul. [2] p 457
- Température de Curie  $T_C$ , aimantation pour  $T > T_C$  et  $T < T_C$ .
- Si on a le temps : exposant critique  $\beta = 0.5$ . [2] p 465

### 3.3 Système en présence d'un champ extérieur

Faire une dernière partie importante

#### 3.3 Système en présence d'un champ extérieur

À adapter selon le temps restant.

- Argument rapide : au-dessus de  $T_C$  on a une phase paramagnétique. D'après la loi de Curie, on a  $\mu_0 M = \chi_{\text{para}} M$ , donc

$$\mu_0 M = \frac{C}{T} (B_0 + \lambda M) \quad \text{soit} \quad \chi = \frac{\mu_0 M}{B_0} = \frac{C}{T - \frac{C\lambda}{\mu_0}} = \frac{C}{T - T_C}.$$

Il s'agit de la loi de Curie-Weiss.

- On peut aussi présenter les calculs lorsque  $B_0 \rightarrow 0$  et  $T > T_C$ . [2] p 461

#### Écran

Calculs pour  $B_0 \rightarrow 0$  et  $T > T_C$ .

On peut se contenter de introduire la loi de Curie-Weiss comme fait par Jules, par contre il y a une erreur de frappe :  $\mu_0 M = \chi B_{\text{eff}}$

Ensuite le calcul est évident.

CCL : Récap leçon. Ouverture : cohérence du modèle micro et modèle macro. Dans les domaines de Weiss c'est là que les moments magnétiques sont alignés.

### INFORMATIONS

Magneton de Bohr  $\sim 5,8 \cdot 10^{-5}$  eV

moment magnétique atomique  $\sim$  magneton de Bohr



--

### Questions posées par l'enseignant

#### **Placement du III.3 dans la dernière partie ?**

**Quelle origine micro du ferromagnétisme ?** Couplage entre spins. Origine quantique : principe d'exclusion de Pauli. A la base interaction de Coulomb.

**Pourquoi interaction de Coulomb agit sur le spin ?** Les électrons sont des fermions qui vérifient le postulat d'antisymétrie de la fonction d'onde qui dépend à la fois de la partie orbitale et du spin. Si l'un est symétrique, l'autre est antisym. Le choix de la symétrie de la fonction d'onde orbitale induit une symétrie sur le spin.

**Peut-on trouver du ferromag dans les liquides ou les gaz ?** N'existent pas car le signe de  $J$  nécessite une distance faible et bien fixée (donc que dans les solides). Ferrofluides : suspension de solides dans le liquide.

**Cas aligné ou non aligné, est-ce général comme façon de voir les choses ? En toute généralité, y a-t-il que deux niveaux ?** C'est faux, uniquement pour spin  $1/2$ . Modèle de Langevin donne approche classique.

**Dégénérescence de  $J$  ?**  $2j+1$  donc pour  $L=0$  et  $S=1/2$  on a dégé de 2. Il faut préciser pendant la leçon qu'on s'intéresse au cas particulier.

**$\chi_m$  toujours proportionnel à  $1/T$  ?**  $1/T$  vient de Maxwell Boltzmann donc si on a une autre distribution ce n'est plus vrai. Pour le cas ferro on a proportionnalité à  $1/(T-T_c)$ .

**Lien avec la capacité thermique d'un métal ?** Pour un bon métal,  $C$  proportionnel à  $Nk_B T/T_F$  (électrons gelés).

**Idee de  $\chi_m$  dans un métal ?** Susceptibilité proportionnelle à  $(T/T_F)^*$   $\chi_m^{\text{classique}}$  Donc les électrons de faible énergie sont « gelés ».  $T/T_F$   $e^-$  peuvent bouger, tous les états avant sont occupés avec proba de 1. C'est le paramagnétisme de Pauli pour les métaux.

**Peut-on déduire le magnétisme de manière classique ?** Ferromag est clairement quantique. Pour paramag on a des modèles classiques.  $e^-$  dans  $B$ , la force mag ne travaille pas donc a priori pas de changement d'énergie. Mais les modèles classiques marchent quand même un peu. Au fond, on ne peut pas décrire classiquement le magnétisme.

### Commentaires donnés par l'enseignant

Globalement bonne leçon. Le plan est bien et les explications claires. Bonne aisance à l'oral.

Gros point perfectible : lien entre théorie et expérimental à approfondir. Donner des valeurs de  $T_c$ , de  $\chi_m$  etc...

Possibilité de faire une expérience : clou en fer chauffé, matériau dia, ferro, para dans un électroaimant etc...

Essayer de mieux comprendre origine micro du ferromag : Pauli et interaction de Coulomb.

### **Partie réservée au correcteur**

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

Bon plan et bon contenu, bonne maîtrise du sujet. Quelques points sont perfectibles : 1) faire un lien plus explicite avec des mesures expérimentales et présenter une expérience 2) Discuter plus clairement l'origine de l'interaction entre spins pour le ferromagnétisme.

- Le Kittel décrit des mesures expérimentales de l'aimantation en fonction du champ magnétique et de la susceptibilité magnétique en fonction de la température (loi de Curie) pour des solides ioniques (sels) qui contiennent des ions magnétiques (métaux de transition  $Fe^{3+}$ ,  $Cr^{3+}$  ou terres rares  $Gd^{3+}$ ) ces mesures nécessitent de discuter le cas  $J$  différent de  $1/2$ . Je conseille de ne faire le calcul que pour  $J=1/2$  (comme présenté dans la leçon) et de dire que l'on peut généraliser à un  $J$  arbitraire. Pour la partie ferromagnétisme, donner des valeurs de  $T_c$  la température critique.
- La partie III.3 aurait pu être discutée en donnant la valeur typique de la température critique  $T_c$  de l'ordre de 1000K et  $T_c = pJ/(4 k_B)$  donne  $J$  de l'ordre de quelques dizaines de meV. L'interaction ne peut pas être d'origine magnétique (interaction dipôle-dipôle), l'ordre de grandeur est compatible avec l'interaction de Coulomb : c'est la combinaison de l'interaction de Coulomb avec l'antisymétrie de la fonction d'onde pour des fermions qui donne une interaction effective spin-spin.

Dernier point important : dans la partie 3 : ferromagnétisme, il faut introduire la loi de Curie-Weiss pour la susceptibilité :  $\chi = 1/(T - T_c)$  pour  $T > T_c$ .

#### **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 dans un solide. Il n'est pas valable pour la contribution des électrons dans un métal pour lesquels le couplage entre atome joue un rôle déterminant (théorie des bandes). C'est le paramagnétisme de Pauli avec une susceptibilité obtenue par multiplication

du facteur  $T/T_F$  habituel pour les métaux et qui ne dépend donc pas de la température.

-ferromagnétisme : l'interaction entre spins provient de l'interaction de Coulomb, permet d'ordonner les spins pour obtenir une aimantation non nulle à champ extérieur nul en dessous de la température critique  $T_c$ . Au dessus de  $T_c$  la susceptibilité est donnée par la loi de Curie-Weiss.

-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  $\mu$  et les moments cinétiques  $L$  et  $S$  :  $\mu = -\mu_B (L+2S)$  puis on relie  $\mu$  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  $H$ ),  $\mu$  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).

### **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).

### **Bibliographie conseillée**

Ok avec la bibliographie conseillée.

