On cherche donc a comprendre les propriétés magnétiques, plus précisément les moments magnétique, que présente certains matériaux soumis a un champ magnétique H externe (voir en l'absence de champ, pour les ferromagnétique). Pour cela on s'intéresse d'abord au effet magnétique sur un système quantique (atome, ions, voir molécule), puis on essayera de considérer un ensemble de ces système.

I Description quantique

Nous nous intéresseront tout d'abord au modèle des électrons indépendant, qui permet d'expliquer les propriétés de certains isolant, et, ne serait ce que grossièrement, certains métaux. De plus on se place dans un champ magnétique **H** uniforme (et parallèle a **M),** pour simplifier les calculs.
On peut définir l'aimantation d'un système quantique a T=0K de la manière suivante :

$$M(H) = -\frac{1}{V}\frac{\partial E_0(H)}{\partial H}$$

Ce qui permet de définir l'aimantation d'un système quantique a n'importe quelle température T, comme la moyenne thermique de chaque états excité E_n :

$$M(H,T) = \frac{\sum\limits_n M_n(H)\mathrm{e}^{-E_n/k_BT}}{\sum\limits_n \mathrm{e}^{-E_n/k_BT}}$$

Avec :

$$M_n(H) = -\frac{1}{V}\frac{\partial E_n(H)}{\partial H}$$

Ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$M = -\frac{1}{V}\frac{\partial F}{\partial H}$$

Avec F l'énergie libre de Helmholtz magnétique définie en mécanique statistique[1].

De plus, la susceptibilité magnétique, représentant la capacité qu'a un matériau à être attiré (ou repoussé) par un champ magnétique, et définie comme suit :

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} = -\frac{1}{V}\frac{\partial^2 F}{\partial H^2}$$

Il « suffit » donc de connaître la variation d'énergie que provoque le champ magnétique sur le matériau pour connaître sa susceptibilité. On obtient, en prenant en compte la modification du champ sur les moments cinétiques et l'interaction champ/spin pour chaque électron on obtient la variation de l'hamiltonien suivant :

---

1 Cf *Physique des solides N.W. Ashcroft et N.D. Mermin chapitre 31*

$$\Delta\mathcal{H} = \mu_B(\mathbf{L} + g_0\mathbf{S}) \cdot \mathbf{H} + \frac{e^2}{8mc^2} H^2 \sum_i (x_i^2 + y_i^2)$$

où **L** est le moment cinétique orbital global, **S** la somme des spins de chaque électron, g_0 le facteur de Landé électronique et μ_0 le magnéton de Bohr.

Or, on peut mesurer que ces variations d'énergies sont très faibles à l'échelle des énergies d'excitations atomiques. On peut donc utiliser la théorie des perturbations pour calculer les variations d'énergies induites par le champ. On utilise le résultat au second ordre en H car la susceptibilité se calcule depuis la dérivée seconde de l'énergie. On a donc :

$$\Delta E_n = \langle n | \Delta\mathcal{H} | n \rangle + \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle n | \Delta\mathcal{H} | n' \rangle|^2}{E_n - E'_n}$$

En utilisant l'expression de la variation de l'hamiltonien trouvé précédemment on obtient :

$$\Delta E_n = \mu_B \mathbf{H} \cdot \langle n | \mathbf{L} + g_0\mathbf{S} | n \rangle + \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle n | \mu_B \mathbf{H} \cdot (\mathbf{L} + g_0\mathbf{S}) | n' \rangle|^2}{E_n - E'_n} + \frac{e^2}{8mc^2} H^2 \left\langle n \left| \sum_i (x_i^2 + y_i^2) \right| n \right\rangle$$

L'étude de cette équation permet de calculer les moments magnétiques des atomes ou ions individuels et donc des solides qui peuvent être simplement considéré comme des rassemblements d'atomes ou ions. On peut, par exemple, calculer le cas simple du diamagnétisme de Larmor.

On considère donc un atome ou ions avec toutes ses couches électroniques remplies. Il a donc, dans son état fondamental |0> :

$$\mathbf{J} |0\rangle = \mathbf{L} |0\rangle = \mathbf{S} |0\rangle = 0$$

On a donc sa variation d'énergie depuis l'état fondamental donné par l'équation :

$$\Delta E_0 = \frac{e^2}{8mc^2} H^2 \left\langle 0 \left| \sum_i (x_i^2 + y_i^2) \right| 0 \right\rangle = \frac{e^2}{12mc^2} H^2 \left\langle 0 \left| \sum_i r_i^2 \right| 0 \right\rangle$$

Si on considère que tous les états autres que le fondamental ont une probabilité négligeable d'apparition si l'atome est a l'équilibre thermique, alors on à directement la susceptibilité donnée par :

$$\chi = -\frac{N}{V} \frac{\partial^2 \Delta E_0}{\partial H^2} = -\frac{e^2}{6mc^2} \frac{N}{V} \left\langle 0 \left| \sum_i r_i^2 \right| 0 \right\rangle$$

C'est la susceptibilité diamagnétique de Larmor, elle décrit les gaz a l'état solide et les halogénures

alcalins.
De manière similaire, quoique plus complexe, on peut obtenir plusieurs sortes de susceptibilité, négative, positive et faible, ou bien positive et forte.

II Étude macroscopique en partant des différentes susceptibilités

II.1Diamagnétisme, susceptibilité négative

Les matériaux diamagnétiques ont une susceptibilité très faible et opposée au champ magnétique, de l'ordre du cent-millième, en général. Cette susceptibilité s'explique par une déformation du nuage électronique sous l'effet du champ, déformation qui, selon la loi de Lenz est opposée au champ [2]. Leur aimantation est donc décroissante (car négative) avec l'augmentation du champ. De plus cet effet est indépendant de l'agitation thermique, donc la susceptibilité est constante en fonction de la température.

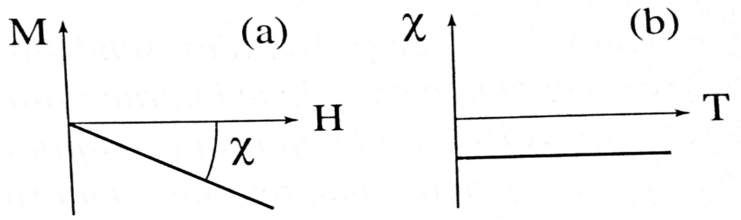

Figure 1-Diamagnétisme,

(a) M(H) -(b)variation thermique de la susceptibilité

II.2 Paramagnétisme, susceptibilité positive et faible

C'est le cas où l'interaction entre les différents moments magnétiques des atomes est faible et où ils peuvent donc s'orienter dans n'importe quelle direction, et donc en l'absence de champ extérieur, le système n'est pas aimanté. Sous l'action d'un champ extérieur la moyenne des moments tend à s'aligner avec celui-ci, induisant une aimantation globale, mais qui reste faible. De plus si l'agitation thermique augmente, alors cet alignement moyen devient d'autant plus faible. Dans le cas idéal, on a la loi de Curie : l'inverse de la susceptibilité varie proportionnellement à la température.

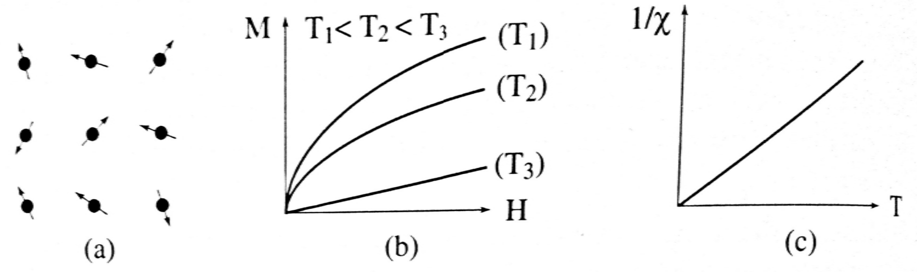

Figure 2- Paramagnétisme

(a) réseau de spin - (b) M(H) - (c) variation thermique de l'inverse de la susceptibilité

II.3 Ferromagnétisme, susceptibilité positive et forte

2 Cette déformation existe bien sur chez les atomes possédant des atomes magnétique, mais elle est négligeable devant les effets de ceux ci.

Les matériaux ferromagnétiques ceux pour lesquels les phénomènes d'aimantations sont les plus impressionnants. En effet ce sont ceux pour lesquelles non seulement la susceptibilité est forte, mais aussi où il y a des interactions inter-atomiques dites *d'échange positive*, qui peut permettre un parallélisme des moments magnétiques, et donc une aimantation globale importante.

Il faut enfin que la température soit suffisamment faible pour observer une aimantation spontanée. En effet l'agitation thermique provoque une variation de la susceptibilité en fonction de la température assez similaire à celle des paramagnétiques. Mais, grâce aux interactions d'échange positive, la susceptibilité ne devient pas infinie à T=0 K, mais a une certaine température, dite de Curie. En dessous la susceptibilité est infinie et on voit donc apparaître une aimantation spontanée, ceci même en l'absence de champ appliqué donc. C'est ce qu'on appelle plus couramment un aimant permanent.

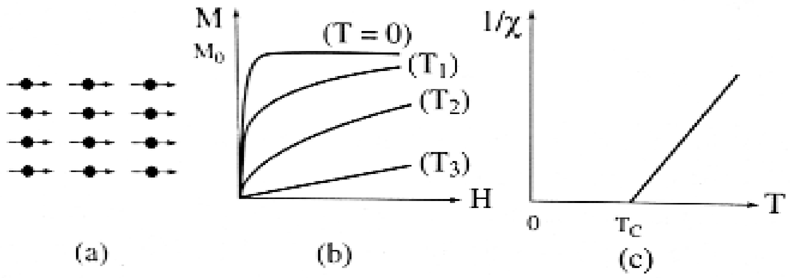

Figure 3- ferromagnétisme

(a) réseau de spin – (b)M(H) - (c)variation thermique de l'inverse de la susceptibilité

Pourtant on voit souvent de morceaux de fer à température ambiante, donc en dessous de leurs températures de Curie, qui ne sont pas aimanté. Cela s'explique par la formation de domaine de Weiss. Ce sont des domaines magnétiques où sont alignés les moments d'un grand nombre d'atome. Ces domaines se forment naturellement dans un ferromagnétique, de manière à ce qu'ils se compensent mutuellement pour former un moment magnétique global nul.

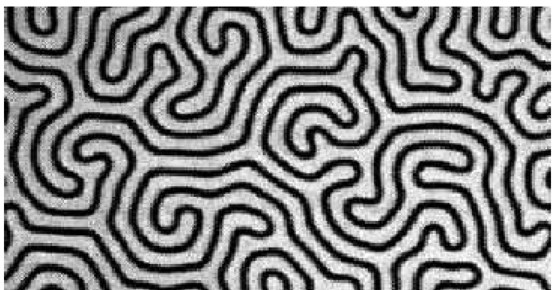
Figure 4 - Domaines de Weiss

Lorsque l'on soumet à un champ magnétique extérieur un ferromagnétique divisé de telle manière, les domaines alignés avec le champ vont avoir tendance à grandir jusqu'à, si le champ extérieur est suffisamment fort, faire disparaître totalement les domaines de Weiss opposé. On a donc l'apparition d'une aimantation résiduelle qui persistera même en l'absence de champ.