



Ferromagnétisme de moments localisés

Unité Mixte de Physique



Ferromagnétisme de moments localisés



- ♦ Un ferromagnétique est caractérisé par un champ de saturation faible, de l'ordre de 5 mT. Il atteint pour ce champ là son aimantation à saturation ($M=1700 \text{ emu/cm}^3$ dans le cas du fer)
- ♦ Par comparaison, un matériau paramagnétique présente, à $H_a=5\text{mT}$, une aimantation de l'ordre de 10^{-3}emu/cm^3 , soit 10^6 fois plus faible.
- ♦ Au dessus de sa température de Curie T_C , un ferromagnétique devient paramagnétique. La susceptibilité suit donc une loi de Curie-Weiss ($c = C/(T - q)$) avec $\theta \approx T_C \approx 10^3 \text{ K}$.

Ferromagnétisme de moments localisés



Unité Mixte de Physique

Ferromagnétisme de moments localisés

Ferromagnétisme de moments localisés

- ♦ θ est donc grand et positif, ce qui indique l'existence de très fortes interactions entre moments magnétiques au sein d'un ferromagnétique.
- ♦ La théorie de Weiss considère que ces interactions existent à toutes températures (au dessus et en dessous de T_C). Le champ moléculaire correspondant est si fort qu'il peut à lui seul saturer l'aimantation, d'où l'existence d'une aimantation spontanée dans un ferromagnétique.

2 Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

Théorie du champ moléculaire (champ moyen)

Ferromagnétisme de moments localisés

- ♦ On considère un système comprenant N atomes par unité de volume, portant chacun un moment magnétique $\vec{\mu}$.
- ♦ Simplification : on considère le cas particulier suivant : $J=S=1/2$; $L=0$; $g=2$; $\mu_z = \pm \mu_B$.

3 Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

Au dessus de T_c

♦ Le matériau est dans l'**état paramagnétique**. Les fluctuations thermiques surpassent le champ moléculaire. Il faut appliquer un champ magnétique pour avoir une aimantation.

$$\overline{H} = \overline{H_a} + \overline{H_M} = \overline{H_a} + g \overline{M}$$

$$M = N\mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B H}{k_B T}\right) = N\mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B (H_a + gM)}{k_B T}\right)$$

♦ M est faible, donc $x \ll 1$ et $\tanh x \approx x$.

$$M = N\mu_B^2 \frac{H_a + gM}{k_B T}$$

Unité Mixte de Physique

Ferromagnétisme de moments localisés

This document is the property of Thales. The content represents confidential information of Thales for internal use only.

Au dessus de T_c

$$\Rightarrow M = N\mu_B^2 \frac{H_a}{k_B} \frac{1}{\left(T - \frac{gN\mu_B^2}{k_B}\right)}$$

$$\Rightarrow c = \frac{M}{H_a} = \frac{C}{T - T_C}$$

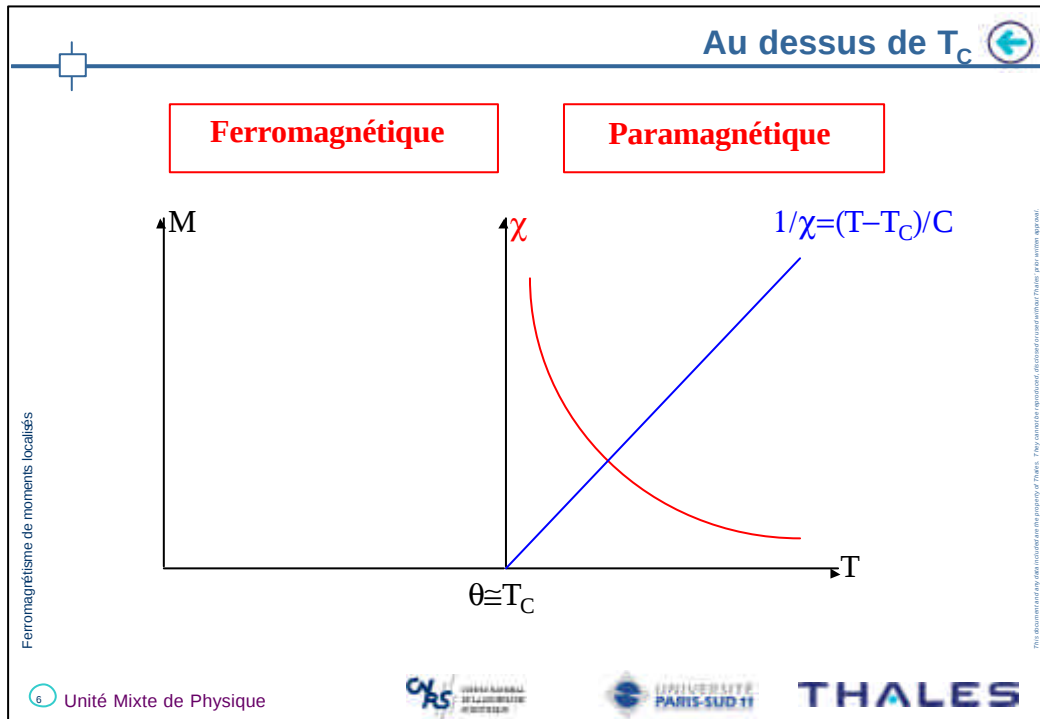
$$\Rightarrow T_C = \frac{gN\mu_B^2}{k_B}$$

$$\Rightarrow C = \frac{N\mu_B^2}{k_B}$$

Unité Mixte de Physique

Ferromagnétisme de moments localisés

This document is the property of Thales. The content represents confidential information of Thales for internal use only.



Cas général 

$$\Rightarrow c = \frac{C}{T - T_C}$$

$$\Rightarrow T_C = \frac{gNg^2\mu_B^2 J(J+1)}{3k_B}$$

$$\Rightarrow C = \frac{Ng^2\mu_B^2 J(J+1)}{3k_B}$$

Ferromagnétisme de moments localisés

 Unité Mixte de Physique





This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without prior written approval. © 2014 Thales. All rights reserved.

Au dessous de T_c

- Le matériau est dans l'**état ferromagnétique**. Il est spontanément aimanté. Le seul champ agissant sur le matériau est le champ moléculaire $\overline{H}_M = g \overline{M}$.

$$M = N\mu_B \text{th}\left(\frac{\mu_B H_M}{k_B T}\right) = N\mu_B \text{th}\left(\frac{\mu_B g M}{k_B T}\right)$$

- On considère les variables réduites $m = \frac{M}{N\mu_B}$ et $t = \frac{T}{T_c}$.
- On a alors : $m = \text{th}\left(\frac{m}{t}\right)$

Cette équation peut être résolue de manière graphique en considérant l'intersection des deux courbes $y=m$ et $y=\text{th}(m/t)$.

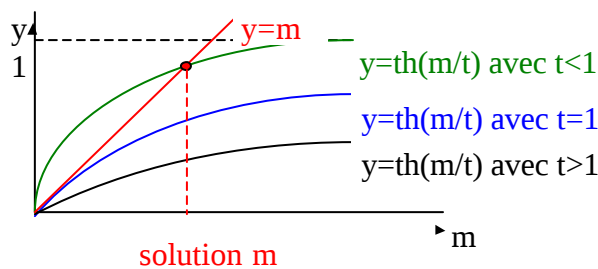
Ferromagnétisme de moments localisés

Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

Au dessous de T_c



- Lorsque $t > 1$ ($T > T_c$), la seule solution est $m=0$, donc $M=0$. Il n'y a pas d'aimantation spontanée : état paramagnétique.
- Lorsque $t < 1$ ($T < T_c$), il existe toujours une solution $m \neq 0$ (état ferromagnétique)
- Exemple : $t=0.5$ $m=0.94$

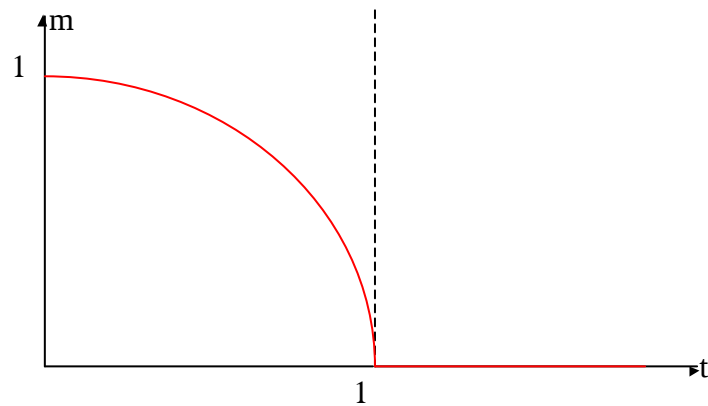
Ferromagnétisme de moments localisés

Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

Paramagnétique



Unité Mixte de Physique



This document and any data included are the property of Thales. They cannot be reproduced, disclosed or used without Thales' prior written approval.
Till 1/15/2006. Template version 1.0.3

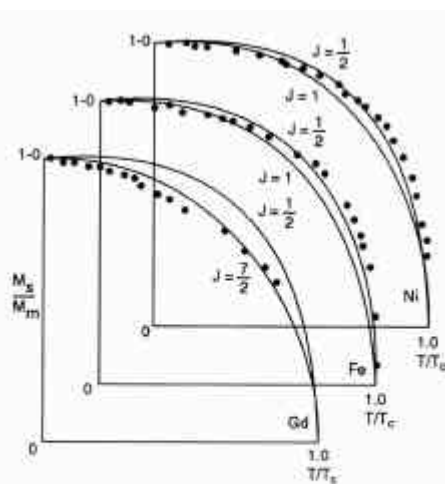


FIGURE 2.25 Measured variations of (M_z/M_s) with (T/T_c) for nickel, iron and gadolinium (points) compared with the theoretical curves from the molecular field model for $J = \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}$. The best agreement is with $J = \frac{1}{2}$ (spin only) for nickel and iron and $J = \frac{3}{2}$ for gadolinium (Marin, 1967).

11 Unité Mixte de Physique



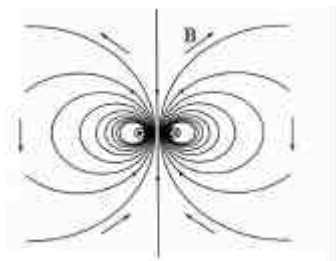
This document and any data included are the property of Thames. They cannot be reproduced, disclosed or used without Thames' prior written approval.

- ◆ Ordre de grandeur pour le fer ($T_C=1063K$)

$$H_M = gM = \frac{k_B T_C M}{N \mu_B^2} \approx 10^3 T$$

- ◆ On considère le champ magnétique généré par un moment magnétique sur l'atome voisin. Chaque moment magnétique peut être considéré comme un dipôle.
- ◆ Le champ agissant sur le moment $\vec{M}_2$ dû au moment $\vec{M}_1$ s'écrit :

$$\vec{H}_{dip.} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3(\vec{M}_1 \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{M}_1}{r^3} \right)$$



Origine dipolaire ?

- ♦ L'interaction dipolaire ne favorise pas un alignement des moments.
- ♦ En terme d'ordre de grandeur, et en se plaçant dans la situation la plus favorable :

$$B_{dip.}^{max.} = \frac{2\mu_0 M_1}{4\pi r^3} \approx 0.1 \text{ T} \ll 10^3 \text{ T}$$

- ♦ Les interactions dipolaires ne peuvent expliquer l'existence d'un ordre magnétique à température ambiante.

Interaction d'échange

- ♦ « La force qui aligne les spins est une force d'échange de nature quantique » (*Heisenberg – 1928*)
 - ♦ Son origine vient du principe d'exclusion de Pauli : deux électrons ne peuvent avoir le même spin si ils sont au même endroit avec la même vitesse.
- ⇒ La distance moyenne entre deux électrons est différente si leur spin sont parallèles ou antiparallèles
- ⇒ L'énergie électrostatique (de Coulomb) est différente.

- ♦ La différence d'énergie est **l'énergie d'échange**, qui s'écrit :

$$E_{ech.} = -2J \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

J est l'intégrale d'échange

- ♦ J décroît rapidement avec la distance
- ♦ Si $J > 0$, ce terme favorise un alignement parallèle des spins, et donc un ordre ferromagnétique.
- ♦ Si $J < 0$, ce terme favorise un alignement antiparallèle des spins, et donc un ordre antiferromagnétique ou ferrimagnétique.

- ♦ Chaque atome a Z plus proches voisins
- ♦ Lorsque tous les spins sont parallèles, la force s'exerçant sur cet atome (venant de ses premiers voisins) est : $E_{ech.} = Z(-2JS^2)$
- ♦ Pour le système dans son ensemble, on a : $E = N \times 1/2 \times (-2JZS^2)$
où le terme $1/2$ permet de ne compter qu'une fois chaque paire.
- ♦ D'autre part, l'énergie due au champ moléculaire s'écrit :

$$E = N(-\vec{\mu} \cdot \vec{H}_M) = Ng\mu_B SH_M = Ng\mu_B Sg(-Ng\mu_B S)$$

- ♦ En identifiant les deux écritures de l'énergie, on aboutit à :

$$g = \frac{JZ}{Ng^2\mu_B^2}$$

Matériaux magnétiques décrits par ce modèle

- ◆ Terres rares : (exemple : gadolinium Gd). Le magnétisme est associé aux électrons 4f.
- ◆ Isolants ferromagnétiques : CrBr_3 , EuO , EuS
- ◆ Dans le cas des métaux de transition de la série du fer, il y a recouvrement des couches 3d. On a affaire à un ferromagnétisme de bande.

Ferromagnétisme de moments localisés

18 Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

Matériaux magnétiques décrits par ce modèle

period	group																				18
	1s	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	0			
1	H	He																			He
2	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne			
3	Na	Mg	IIIa	IVa	Va	VIa	VIIa	VIIIa		10	11	12	Al	Si	P	S	Cl	Ar			
4	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr			
5	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe			
6	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn			
7	Fr	Ra	Ac	****	****	****	****	****	****	****	****	****									
			58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71					
			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu					
			90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103					
			Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr					

Ferromagnétisme de moments localisés

19 Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

- ♦ On appelle onde de spin (ou magnon) les oscillations relatives des spins d'un réseau.
- ♦ L'état fondamental d'un corps ferromagnétique est celui où tous les spins sont parallèle.



- ♦ On considère une chaîne de N spins. Chaque spin est lié à ses plus proche voisin par l'interaction d'échange :

$$U_{p, p+1} = -2J \vec{S}_p \cdot \vec{S}_{p+1}$$

- ♦ $\vec{S}_p$ est le spin de l'atome p, son moment cinétique est $\hbar \vec{S}_p$.

- ♦ L'énergie de l'état fondamental est : $U_0 = N(-2JS^2)$ où N est le nombre de paires ($\vec{S}_p \cdot \vec{S}_{p+1} = S^2$)

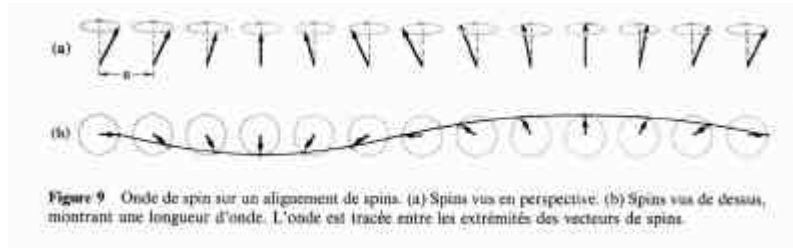
- ♦ Premier état excité : si c'est celui où un spin est renversé



- ♦ Il y a deux paires de spins antiparallèles et (N-2) paires parallèles
- ♦ Energie de l'état excité:

$$U_1 = (N - 2)(-2JS^2) + 2(2JS^2) = U_0 + 4JS^2$$

- ♦ En réalité, on obtient des excitations d'énergie beaucoup plus faible si tous les spins partagent l'angle d'inversion. Ces excitations élémentaires ont une forme ondulatoire.



- ♦ Champ effectif sur le moment μ_p

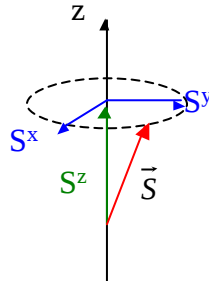
$$U_p = -2J S_p \cdot (S_{p-1} + S_{p+1}) = -\mu_p \cdot B_p$$

$$\overline{B_p} = \frac{-2J}{g\mu_B} (\overline{S_{p-1}} + \overline{S_{p+1}})$$

- ♦ D'après la mécanique élémentaire (théorème du moment cinétique), la vitesse de variation du moment cinétique est égale au couple qui agit sur le spin.

$$\hbar \frac{d\overline{S_p}}{dt} = \overline{\mu_p} \times \overline{B_p}$$

Relation de dispersion des magnons



- ◆ Les excitations sont de faible amplitude ($S_p^x, S_p^y \ll S, S_p^z \approx S$)

Relation de dispersion des magnons

- ◆ On cherche une solution sous la forme d'une onde progressive :

$$S_p^x = u \exp i(pka - \omega t)$$

$$S_p^y = v \exp i(pka - \omega t)$$

- a est le paramètre de maille
- k est le vecteur d'onde

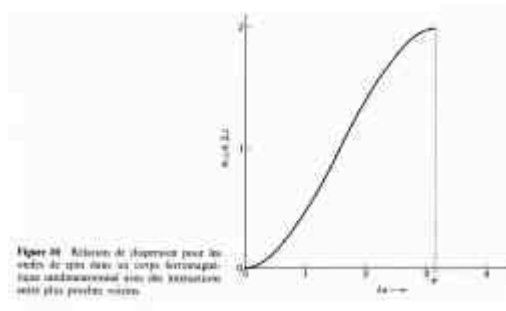
- ◆ Les conditions d'existence de la solution conduisent à la **relation de dispersion** :

$$\omega = \frac{4JS}{\hbar} (1 - \cos ka)$$

Relation de dispersion des magnons

- ♦ A trois dimensions, pour un réseau cubique, on obtient la même relation.
- ♦ Aux grandes longueurs d'onde ($ka \ll 1$), on obtient :

$$\omega = \frac{2JSa^2}{\hbar} k^2 = Dk^2$$



Ferromagnétisme de moments localisés

26 Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

Relation de dispersion des magnons

- ♦ La solution complète s'écrit :

$$\begin{aligned} S_p^x &= u \cos(pka - \omega t) \\ S_p^y &= u \sin(pka - \omega t) \\ S_p^z &= S - \frac{u^2}{2S} \end{aligned}$$

- ♦ Il y a donc précession de $\vec{S}_p$ autour de $\vec{Oz}$ à la vitesse angulaire ω , avec un déphasage (ka) d'un spin à l'autre.

Ferromagnétisme de moments localisés

27 Unité Mixte de Physique



This document is the property of Thales. The content is confidential and cannot be disclosed outside Thales group without approval.

Variation de l'aimantation avec la température

◆ Cela revient à calculer le nombre de magnons à T

◆ Les ondes de spin sont quantifiées. L'énergie du mode de fréquence ω_k avec n_k magnons est :

$$E_k = (n_k + \frac{1}{2})\hbar\omega_k$$

◆ Physique statistique : les magnons sont des bosons. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein. A la température T, le nombre moyen de magnons de fréquence ω_k (et donc d'énergie E_k) suit la distribution de Planck :

$$n_k = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_k/k_B T) - 1}$$





Variation de l'aimantation avec la température

◆ Nombre total de magnons à la température T :

$$\sum_k n_k = \int \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} D(\omega) d\omega$$

⇒ La somme est étendue à toutes les fréquences possibles

⇒ $D(\omega)d\omega$ représente le nombre d'états de fréquence comprise entre ω et $\omega+d\omega$.

◆ La densité d'état de magnons de fréquence ω est :

$$D(\omega) = \frac{1}{4\pi^2} (\hbar/D)^{3/2} \sqrt{\omega}$$





Variation de l'aimantation avec la température

- ♦ Aux basses températures, l'intégrale ci-dessus peut être étendue à tout le spectre (et non plus à la première zone de Brillouin) car n_k décroît exponentiellement aux hautes fréquences. Le calcul de l'intégrale conduit à :

$$\sum_k n_k = 0.0587 \left(\frac{k_B T}{2 J S a^2} \right)^{3/2}$$

Variation de l'aimantation avec la température

- ♦ Variation d'aimantation : $\Delta M = M(T) - M(0)$
- ♦ A chaque fois qu'un magnon est créé, le spin total est diminué d'une unité.

$$\Delta S = \sum_k n_k$$

$$\Delta M = -g\mu_B \Delta S = -g\mu_B \sum_k n_k$$

$$\frac{\Delta M}{M(0K)} = \frac{-g\mu_B \sum_k n_k}{-g\mu_B NS} = \frac{\sum_k n_k}{NS}$$

Variation de l'aimantation avec la température

$$\Rightarrow \frac{\Delta M}{M} = \frac{0.0587}{QS} \left(\frac{k_B T}{2JS} \right)^{3/2}$$

$\Rightarrow Q=1$ pour un cubique simple

$\Rightarrow Q=2$ pour un cubique centré

$\Rightarrow Q=4$ pour un cubique à face centrées

$\Rightarrow \Delta M$ suit une loi de Bloch en $T^{3/2}$