COMPORTEMENT CRITIQUE DE DEUX FERROMAGNÉTIQUES FAIBLEMENT ANISOTROPES MISE EN ÉVIDENCE DU CROSS-OVER DÛ A L'ANISOTROPIE

E. Vélu, B. Lécuyer, J.-P. Renard

▶ **To cite this version:**

E. Vélu, B. Lécuyer, J.-P. Renard. COMPORTEMENT CRITIQUE DE DEUX FERROMAGNÉTIQUES FAIBLEMENT ANISOTROPES MISE EN ÉVIDENCE DU CROSS-OVER DÛ A L'ANISOTROPIE. Journal de Physique Colloques, 1976, 37 (C1), pp.C1-219-C1-223. 10.1051/jphyscol:1976134 . jpa-00216461

HAL Id: jpa-00216461
https://hal.science/jpa-00216461

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

COMPORTEMENT CRITIQUE DE DEUX FERROMAGNÉTIQUES FAIBLEMENT ANISOTROPES MISE EN ÉVIDENCE DU *CROSS-OVER* DÛ A L'ANISOTROPIE

E. VÉLU, B. LÉCUYER et J.-P. RENARD

Institut d'Electronique Fondamentale (*)
Bâtiment 220, Université Paris XI, 91405 Orsay, France

Résumé. — Nous avons mesuré les exposants critiques β, γ et δ des sels ferromagnétiques $Cu(NH_4)_2Br_4$, 2 H_2O et $CuRb_2Br_4$, 2 H_2O. Les lois d'échelle sont approximativement satisfaites. L'équation d'état au voisinage de T_c est proche de l'équation d'état théorique du modèle de Heisenberg à 3 dimensions. Les susceptibilités mesurées coïncident bien avec les résultats théoriques du modèle de Heisenberg. Deux *cross-over* dus à l'anisotropie puis aux interactions dipolaires, permettent d'expliquer les exposants critiques expérimentaux.

Abstract. — The critical exponents β, γ, δ and the state function of ferromagnetic $Cu(NH_4)_2Br_4$, 2 H_2O and $CuRb_2Br_4$, 2 H_2O have been determined. The experimental state function is close to the theoretical one of 3-dimensional Heisenberg model and the scaling laws are approximately fulfilled. The measured susceptibilities agree well with theoretical results for slightly anisotropic Heisenberg ferromagnet. Two cross-over, first with anisotropy, next with dipolar interactions, allow to explain the experimental values of critical exponents.

1. **Introduction.** — $Cu(NH_4)_2Br_4$, 2 H_2O et $CuRb_2Br_4$, 2 H_2O sont des isolants qui deviennent ferromagnétiques respectivement aux températures critiques $T_c = 1{,}83$ K et 1,87 K. Le réseau des ions Cu est tétragonal mais presque cubique centré [1]. Leurs propriétés magnétiques et thermodynamiques sont bien interprétées par le modèle de Heisenberg de spin $\frac{1}{2}$ avec une interaction entre seconds voisins de l'ordre de l'interaction entre premiers voisins [2] et avec une petite anisotropie d'échange uniaxiale [3] dont nous avons mesuré l'intensité relative : $(6 \pm 0{,}6)\ 10^{-3}$ dans les 2 sels.

L'Hamiltonien représentant ces sels est donc de la forme :

$$\mathcal{H} = -J \sum_{ij} \mathbf{S}_i . \mathbf{S}_j - K \sum_{ij} S_{iz} . S_{jz} + \mathcal{H}_{dip} \qquad (1)$$

où l'axe z est parallèle à l'axe cristallographique c

et $$\frac{K}{J} \simeq 6 \times 10^{-3} .$$

$\sum_{ij}$ signifie somme sur les sites i et j premiers et seconds voisins. $\mathcal{H}_{dip}$ est l'hamiltonien représentant les interactions dipolaires entre spins.

Son intensité relative est décrite par le paramètre

$$\hat{g}_D = \frac{4 \pi g^2 \mu_B^2}{3 vqJ/2}$$

où g est le facteur de Landé, μ_B le magneton de Bohr, v le volume de la maille, q le nombre de voisins équivalents. Ici $\hat{g}_D \simeq 8 \times 10^{-3}$.

L'influence d'une petite anisotropie axiale sur le comportement critique a été étudiée par Riedel et Wegner [4]. Ils prédisent un *cross-over* entre comportement de Heisenberg et comportement de Ising quand T tend vers T_c. En particulier la susceptibilité perpendiculaire à l'axe z, $\chi_\perp$ ne diverge pas à T_c et devient indépendante de la température au-dessous de la température de *cross-over*. Le *cross-over* dû à l'anisotropie est donc facile à observer en comparant $\chi_\perp$ et $\chi_\parallel$ dans la région critique. De plus, récemment Pfeuty et coll. [5] ont calculé la fonction d'échelle théorique de la susceptibilité parallèle en présence d'anisotropie ce qui nous permet de comparer nos résultats à des calculs numériques précis.

L'influence des interactions dipolaires sur le comportement critique a été étudiée par Fisher et Aharony [6]. En absence d'anisotropie ils prédisent un *cross-over* entre modèle de Heisenberg et modèle dipolaire isotrope. Nous discutons aussi l'effet d'un tel *cross-over* sur le comportement critique des deux sels étudiés.

2. **Méthodes expérimentales.** — La susceptibilité magnétique initiale de l'échantillon est mesurée par un pont d'inductances mutuelles fonctionnant à 70 Hz. Les échantillons sont monocristallins et taillés en sphère ou en ellipsoïdes de sorte que le champ démagnétisant est constant dans le cristal.

L'aimantation spontanée M_S est mesurée par résonance magnétique nucléaire en champ nul du brome

(*) Laboratoire associé au C. N. R. S.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1976134

si la température est voisine de T_c et de l'hydrogène de l'eau pour des températures plus basses [7].

L'aimantation induite le long de l'axe c est mesurée par une méthode de fluxmètre [8]. La bobine comprend 6×10^4 spires de fils de cuivre de 0,08 mm de diamètre. Elle est connectée sans soudure à un intégrateur analogique de haute stabilité. L'appareil est étalonné avec une sphère de ferrite à grande perméabilité — les échantillons utilisés sont les mêmes que ceux ayant servi à la mesure de $\chi_{\parallel}$.

3. **Basses températures : $T < 0{,}5\ T_c$.** — La susceptibilité perpendiculaire reste finie au-dessous de T_c. Sa valeur à 0 K nous permet une première estimation du rapport K/J. D'après la théorie du champ moléculaire valable à 0 K, on a en effet

$$\chi_{\perp}(0\ K) = n g_{\perp}^2 \mu_B^2 / 2\ qK$$

où $g_{\perp}$ est le facteur de Landé perpendiculairement à c et n le nombre de spins par unité de volume. La valeur de K ainsi trouvée est confirmée par des mesures de $\chi_{\perp}$ en présence d'un champ magnétique appliqué parallèlement à c ou à [1, 1, 0]. Finalement nous adoptons $K/J = (6 \pm 0{,}6) \times 10^{-3}$ pour les deux sels.

Nous avons comparé la courbe expérimentale de l'aimantation spontanée en fonction de la température $M_S(T)$ avec la courbe théorique calculée par la méthode des ondes de spin avec renormalisation en utilisant le rapport K/J précédemment déterminé [9]. L'accord est excellent pour $T/T_c < 0{,}5$.

Nous avons également utilisé la renormalisation des ondes de spins pour expliquer la variation de $\chi_{\perp}$ en fonction de la température [19]. L'accord entre théorie et expérience est très satisfaisant pour $T/T_c < 0{,}6$ (Fig. 1).

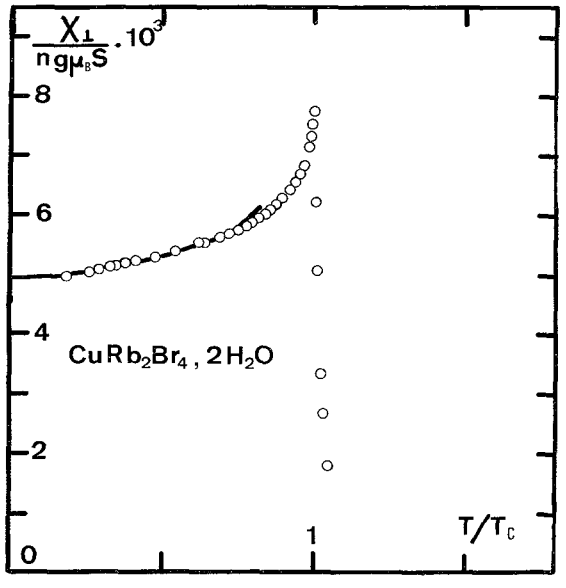

FIG. 1. — Variation de la susceptibilité perpendiculaire en fonction de la température pour $T < T_c$. La courbe en trait plein a été calculée par la méthode de renormalisation des ondes de spin en prenant $K/J = 6 \times 10^{-3}$ [19].

4. **Voisinage de T_c.** — On appelle ε l'écart à la température critique, $\varepsilon = 1 - T/T_c$. Pour

$$10^{-3} < |\varepsilon| < 7 \times 10^{-2},$$

l'aimantation spontanée suit la fonction d'échelle $M_S/M_0 = B(-\varepsilon)^{\beta}$ où M_0 est l'aimantation à saturation. La température critique est déterminée avec précision par la disparition de la raie de résonance quadrupolaire pure du brome.

4.1 SUSCEPTIBILITÉ MAGNÉTIQUE PARALLÈLE A c. — Dans les 2 sels, au-dessous de T_c la susceptibilité volumique apparente atteint l'inverse du facteur démagnétisant aux incertitudes près. Au-dessus de T_c la susceptibilité $\chi_{\parallel}$ corrigée de l'effet de forme diverge à T_c suivant la fonction d'échelle $\chi_{\parallel} = \Gamma\varepsilon^{-\gamma}$.

Afin d'éviter les erreurs dues à une incertitude sur la détermination de T_c nous avons porté $\chi_{\parallel}/(d\chi_{\parallel}/dT)$ en fonction de T suivant la méthode de Kouvel et Fisher [10]. Cette fonction est proportionnelle à $(T - T_c)/\gamma$ dans l'intervalle $5 \times 10^{-3} < \varepsilon < 2 \times 10^{-1}$. Les températures critiques ainsi déterminées sont respectivement de 1,828 K et 1,874 K pour $Cu(NH_4)_2Br_4$, $2\ H_2O$ et $CuRb_2Br_4$, $2\ H_2O$.

4.2 ISOTHERME CRITIQUE. — A $T = T_c$ l'aimantation M induite par un champ magnétique suit la fonction d'échelle $M/M_0 = \Delta H^{1/\delta}$ dans l'intervalle

$$2 < H < 300\ \text{Oe}$$

où H est le champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon.

L'erreur principale sur δ provient de l'incertitude sur T_c. Nous avons choisi comme T_c les valeurs déterminées par la méthode de Kouvel et Fisher dans les mesures de susceptibilité.

Nos valeurs expérimentales de β, γ, δ, B, $\Gamma T_c/C$, Δ ainsi que quelques valeurs théoriques sont données dans le tableau I, C est la constante de Curie. Dans le même tableau sont également portées les valeurs des exposants critiques α et α' de la chaleur spécifique déterminés par Lederman et coll. [11] à partir des expériences de Miedema et coll. [12]. Il faut remarquer que Lederman et coll. ont fait l'hypothèse que l'exposant est le même au-dessus et au-dessous de T_c ($\alpha = \alpha'$) pour traiter les données expérimentales.

Les lois d'échelle $2 - \alpha = 2\beta + \gamma = \beta(\delta + 1)$ sont approximativement satisfaites compte tenu des incertitudes (Tableau II). Cependant on voit que la plupart des exposants mesurés, en particulier γ, sont sensiblement différents des valeurs théoriques du modèle de Heisenberg.

4.3 ÉQUATION D'ÉTAT. — L'hypothèse de *scaling* statique entraîne que l'équation d'état de T_c est de la forme

$$M/H^{1/\delta} = g(\varepsilon/H^{1/\beta\delta}).$$

De plus l'hypothèse d'universalité précise que la

TABLEAU I

Comparaison des exposants critiques expérimentaux α, β, γ et δ avec les exposants théoriques des modèles à 3 dimensions

	β	γ	δ	$\alpha = \alpha'$
$Cu(NH_4)_2Br_4$, 2 H_2O	$0{,}375 \pm 0{,}008$ $10^{-3} < \lvert\varepsilon\rvert < 7 \times 10^{-2}$ $B = 1{,}45 \pm 0{,}04$	$1{,}275 \pm 0{,}017$ $2 \times 10^{-3} < \varepsilon < 2{,}2 \times 10^{-1}$ $\frac{\Gamma T_c}{C} = 1{,}22 \pm 0{,}08$	$4{,}21 \pm 0{,}05$ $3 < H < 300$ G $\Delta = 0{,}126 \pm 0{,}003$	$-0{,}041 \pm 0{,}014$ [11]
$CuRb_2Br_4$, 2 H_2O	$0{,}373 \pm 0{,}007$ $4 \times 10^{-4} < \lvert\varepsilon\rvert < 7 \times 10^{-2}$ $B = 1{,}45 \pm 0{,}03$	$1{,}29 \pm 0{,}01$ $5 \times 10^{-3} < \varepsilon < 3 \times 10^{-1}$ $\frac{\Gamma T_c}{C} = 1{,}26 \pm 0{,}05$	$4{,}20 \pm 0{,}07$ $2 < H < 300$ G $\Delta = 0{,}123 \pm 0{,}003$	
Développements en 1/T				
Heisenberg	$0{,}35 \pm 0{,}05$	$1{,}375^{+0{,}02}_{-0{,}01}$	$5{,}0 \pm 0{,}2$	$-0{,}14 \pm 0{,}06$
Ising	$0{,}313 \pm 0{,}003$	$1{,}25$	$5{,}0 \pm 0{,}2$	$0{,}13 \pm 0{,}01$
Développements en 4-*d*				
Heisenberg	0,380	1,365	4,458	−0,125
dipolaire isotrope	0,381	1,372	4,454	−0,135
Champ moléculaire	0,5	1	3	discontinuité

TABLEAU II

Vérification expérimentale des lois d'échelle
$2 - \alpha = 2\beta + \gamma = \beta(\delta + 1)$

	$2 - \alpha$	$2\beta + \gamma$	$\beta(\delta \pm 1)$
$Cu(NH_4)_2Br_4$,2 H_2O	$2{,}041 \pm 0{,}014$	$2{,}025 \pm 0{,}033$	$1{,}954 \pm 0{,}061$
$CuRb_2Br_4$, 2 H_2O		$2{,}036 \pm 0{,}024$	$1{,}940 \pm 0{,}063$

fonction g ne dépend pas de la valeur du spin ni de la structure détaillée du réseau. Sur la figure 2 nous comparons l'équation d'état obtenue à partir de nos données expérimentales avec les courbes théoriques relatives aux modèles de Heisenberg et d'Ising [13].

Pour les 2 sels on observe un bon accord avec les prédictions du modèle de Heisenberg.

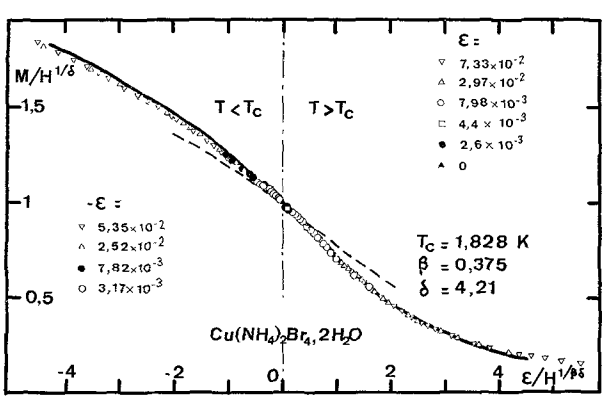

FIG. 2. — Equation d'état de $Cu(NH_4)_2Br_4$, 2 H_2O comparée à l'équation théorique du modèle de Heisenberg de spin ½ et de réseau cubique centré (trait plein) et à celle du modèle d'Ising [13] (trait pointillé).

5. **Cross-over.**— Pour expliquer la différence observée entre l'exposant α mesuré et l'exposant théorique du modèle de Heisenberg (Tableau I) Lederman et coll. [11] ont suggéré un *cross-over* dû aux interactions dipolaires. En effet Fisher et Aharony [6] ont montré que, si on néglige l'anisotropie, le système décrit par l'Hamiltonien (1) passe progressivement du modèle de Heisenberg pour $|\varepsilon| \gg \varepsilon^*$ au modèle dipolaire isotrope pour $|\varepsilon| \ll \varepsilon^*$. La température réduite de *cross-over* ε^* est donnée par $\varepsilon^* \sim \hat{g}_D^{1/\varphi_D}$ où φ_D est l'exposant de *cross-over* et égal au γ de Heisenberg = 1,38.

Dans nos échantillons ε^* est donc de l'ordre de 3×10^{-2} c'est-à-dire que le *cross-over* se produit dans la gamme de température explorée expérimentalement. Théoriquement les exposants doivent donc être intermédiaires entre ceux de Heisenberg et ceux du modèle dipolaire isotrope. Ces derniers ont été calculés par Bruce et Aharony [14] (Tableau I) qui donnent leur développement en 4-*d* jusqu'à l'ordre 2 (Tableau I). Les exposants α, β, γ et δ sont très peu différents de ceux du modèle de Heisenberg et, semble-t-il plus éloignés des exposants du modèle classique. Le *cross-over* entre modèle de Heisenberg et modèle dipolaire isotrope ne peut donc pas expliquer la valeur des exposants expérimentaux.

De Jongh et Miedema [15] les premiers ont suggéré un *cross-over* dû à l'anisotropie pour expliquer la faible valeur du γ expérimental. Si dans l'Hamiltonien (1) on néglige maintenant les interactions dipolaires, le système passe progressivement du modèle de Heisenberg pour $|\varepsilon| \gg \varepsilon^*$ au modèle d'Ising pour

$$|\varepsilon| \ll \varepsilon^* \quad \text{avec} \quad \varepsilon^* \sim \hat{g}_A^{1/\varphi_A}$$

où

$$\hat{g}_A = \frac{2}{3}\frac{K}{J} \quad \text{et} \quad \varphi_A = 1{,}25.$$

Ce *cross-over* a été étudié en détail par Pfeuty et coll. [5].

Dans nos sels nous avons

$$\hat{g}_A = 4 \times 10^{-3} \quad \text{d'où} \quad \varepsilon^* \simeq 1{,}2 \times 10^{-2} .$$

La température de *cross-over* apparaît expérimentalement sur le comportement critique de la susceptibilité perpendiculaire à l'axe facile c. Pour $\varepsilon \ll \varepsilon^*$, $\chi_\perp$ ne varie plus avec la température. Par contre pour $\varepsilon \gg \varepsilon^*$ le système est isotrope et $\chi_\perp = \chi_\parallel$. ε^* est approximativement la température où la courbe log $\chi_\perp$ en fonction de log ε a la courbure maximale. On voit sur la figure 3 que la température de *cross-over* expérimentale ($\sim 2 \times 10^{-2}$) est bien compatible avec le ε^* calculé.

Soit $T_c(\hat{g}_A)$ la température critique du système en présence de l'anisotropie $\hat{g}_A$. On a

$$\frac{T_c(\hat{g}_A)}{T_c(0)} = 1 + \left(\frac{B\hat{g}_A}{1{,}29}\right)^{1/\varphi_A} .$$

On pose

$$t = \frac{T}{T_c(0)} - 1 .$$

Dans la zone critique de la loi de variation de $\chi_\parallel$ est

$$\frac{\chi_\parallel T}{c}(T, \hat{g}_A) = At^{-\gamma} \chi_\parallel(B\hat{g}_A/t^{\varphi_A}) \qquad (2)$$

$\chi_\parallel$ est une fonction universelle dont la forme a été précisée par Pfeuty et coll. [5]

A et B sont des constantes non universelles : pour un réseau cubique centré avec interaction entre premiers voisins seulement on a :

$$A = 1{,}177 \quad \text{pour} \quad S = \tfrac{1}{2}$$
$$B = 1{,}183 \quad \text{pour} \quad S = \infty \text{ [5]} .$$

La valeur exacte de B pour $S = \frac{1}{2}$ n'est pas connue mais on sait qu'elle est voisine de celle pour $S = \infty$. On constate que au voisinage de $\varepsilon = 10^{-2}$ une variation de $\hat{g}_A$ d'un facteur 2 ne modifie pratiquement pas la valeur de $\chi_\parallel$. La valeur exacte de B n'a donc pas d'importance dans la mesure où elle est voisine de la valeur connue pour $S = \infty$.

Sur la figure 3 sont portés les points expérimentaux, la courbe théorique calculée par l'éq. (2) et une courbe calculée par les développements en série à haute température [16]. Nous avons ajusté le coefficient A de (2) de façon que la courbe théorique coïncide avec la courbe expérimentale pour $\varepsilon = 10^{-2}$. Le rapport du A expérimental au A théorique pour $S = \frac{1}{2}$, un réseau cubique centré et des interactions entre premiers voisins seulement est d'environ 0,88. Nous attribuons cet abaissement de l'amplitude à la présence des interactions entre seconds voisins, effet visible sur les développements en série à haute température [17]. Nous remarquons que la pente de la courbe théorique varie très lentement du γ Ising au γ Heisenberg (3 décades en ε). La pente locale au voisinage de $\varepsilon = 10^{-2}$

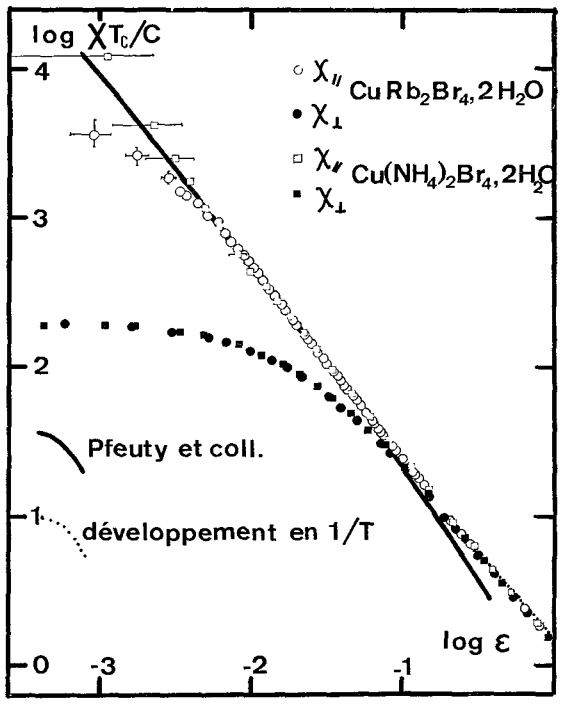

FIG. 3. — Mise en évidence du *cross-over* entre modèle de Heisenberg et modèle d'Ising. L'amplitude de la susceptibilité parallèle théorique [5] (trait plein) a été ajustée pour qu'expérience et théorie coïncident à $\varepsilon = 10^{-2}$.

est de 1,305, valeur très proche de la valeur expérimentale de l'exposant γ. Dans l'intervalle

$$10^{-3} < \varepsilon < 10^{-1}$$

on mesure en fait un exposant critique effectif intermédiaire entre celui d'Ising et celui de Heisenberg. Le régime Heisenberg de la susceptibilité est escamoté par le fait que, pour $\varepsilon > 10^{-1}$ le système devient progressivement classique et la pente de la courbe diminue. Finalement l'exposant effectif garde sa valeur intermédiaire exceptionnellement loin, jusqu'à $\varepsilon = 2 \times 10^{-1}$.

Au-dessus de $\varepsilon = 3 \times 10^{-1}$ les points expérimentaux rejoignent la courbe calculée par les développements en série à haute température.

Le *cross-over* entre modèle de Heisenberg et modèle d'Ising explique donc quantitativement le γ expérimental et qualitativement le α expérimental. Mais il n'en n'est pas de même pour β et δ. Au voisinage immédiat de T_c, puisque le système est plutôt uniaxial l'effet des interactions dipolaires doit être reconsidéré. En effet, plusieurs auteurs [17] ont montré que au voisinage immédiat de T_c le comportement critique du ferromagnétique dipolaire uniaxial est assez semblable à celui du modèle de Landau. Nous sommes donc probablement en présence de 2 *cross-over* simultanés, l'un dû à l'anisotropie d'échange, l'autre aux interactions dipolaires. Le résultat est un glissement des exposants critiques à la fois vers ceux du modèle de Ising et vers ceux du modèle de Landau. Cette hypothèse explique

qualitativement la valeur des 4 exposants expérimentaux.

Les exposants mesurés étant des exposants effectifs, il n'y a pas de raison qu'ils vérifient les lois d'échelle qui ne sont valables que dans la zone critique la plus restreinte, c'est-à-dire $\varepsilon \ll$ tous les ε^*. Il n'est donc pas étonnant que les lois d'échelle ne soient pas tout à fait bien vérifiées par nos sels car les exposants ont été mesurés dans la zone des *cross-over*.

Remerciements. — Nous remercions le Dr P. Pfeuty qui nous a donné de nombreux et fructueux conseils.

Bibliographie

[1] WYCKOFF, R. W. G., *Crystal Structure*, Vol. 3 (1965) p. 617.
[2] VAN AMSTEL, W. D., DE JONGH, L. J., *Solid State Commun.* **14** (1974) 491.
[3] SUZUKI, H., WATANABE, T., *Phys. Lett. A* **26** (1967) 103.
[4] RIEDEL, E., WEGNER, F., *Z. Phys.* **225** (1969) 195.
[5] PFEUTY, P., JASNOW, D., FISHER, M. E., *Phys. Rev. B* **10** (1974) 2088.
[6] FISHER, M. E., AHARONY, A., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 559.
AHARONY, A., FISHER, M. E., *Phys. Rev. B* **8** (1973) 3323.
[7] RENARD, J. P., VELU, E., *J. Phys. Colloq.* **31** (1971) C1-1154.
[8] VELU, E., CADOUL, D., LÉCUYER, P., RENARD, J. P., *Phys. Lett. A* **36** (1971) 443.
[9] VELU, E., RENARD, J. P., DUPAS, C., *Solid State Commun.* **11** (1972) 1.
[10] KOUVEL, J. S., FISHER, M. E., *Phys. Rev. A* **136** (1964) 1626.
[11] LEDERMAN, F. L., SALAMON, M. B., SHACKLETTE, L. W., *Phys. Rev. B* **9** (1974) 2981.
[12] MIEDEMA, A. R., WIELINGA, R. F., HUISKAMP, W. J., *Physica* **31** (1965) 1585.
[13] MILOSEVIC, S., STANLEY, H. E., *Phys. Rev. B* **6** (1972) 986 et 1002.
[14] BRUCE, A. D., AHARONY, A., *Phys. Rev. B* **10** (1974) 2078.
[15] RITCHIE, D. S., FISHER, M. E., *Phys. Rev. B* **5** (1972) 2668.
[16] BAKER, G. A., GILBERT, H. E., EVE, J., RUSHBROOKE, G. S., *Phys. Rev.* **164** (1967) 800.
[17] DALTON, N. W., WOOD, D. W., *Phys. Rev. A* **138** (1965) 779.
[18] LARKIN, A. I., KHMEL'INTSKII, D. E., *Sov. Phys.-JETP* **29** (1969) 1123.
AHARONY, A., *Phys. Rev. B* **8** (1973) 3363.
[19] VELU, E., Thèse C. N. R. S., n° A. O. 11243, Paris (1975).