



HAL
open science

Susceptibilité magnétique des halogénures ferreux FeCl_2 , FeBr_2 , FeI_2

Yves Bertrand, A.R. Fert, J. Gélard

► **To cite this version:**

Yves Bertrand, A.R. Fert, J. Gélard. Susceptibilité magnétique des halogénures ferreux FeCl_2 , FeBr_2 , FeI_2 . *Journal de Physique*, 1974, 35 (4), pp.385-391. 10.1051/jphys:01974003504038500. jpa-00208161

HAL Id: jpa-00208161

<https://hal.science/jpa-00208161>

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.

Classification
 Physics Abstracts
 8.531

SUSCEPTIBILITÉ MAGNÉTIQUE DES HALOGÉNURES FERREUX FeCl_2 , FeBr_2 , FeI_2

Y. BERTRAND, A. R. FERT et J. GÉLARD

Laboratoire de Physique des Solides (*), Institut National des Sciences Appliquées,
 avenue de Rangueil, 31077 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 10 octobre 1973, révisé le 5 décembre 1973)

Résumé. — Nous avons fait l'étude expérimentale des susceptibilités parallèle et perpendiculaire des halogénures ferreux FeCl_2 , FeBr_2 et FeI_2 . Nous calculons le paramètre d'interaction d'échange dans le plan J_1 à partir du comportement des susceptibilités parallèle et perpendiculaire dans le domaine paramagnétique et à partir des valeurs du paramètre d'interaction d'échange entre plans J_2 [J_2 peut être déduit du champ seuil métamagnétique à zéro degré (FeCl_2 , FeBr_2) ou de la valeur du maximum de la susceptibilité parallèle à T_N (FeI_2)]. Le paramètre D caractérisant la partie anisotrope du potentiel cristallin a été calculé à partir de la susceptibilité perpendiculaire à zéro degré par une méthode self-consistante.

Nous proposons enfin une interprétation naturelle du comportement « anormal » de la susceptibilité perpendiculaire en dessous de T_N en utilisant le modèle simple d'une assemblée d'ions caractérisés par un triplet fondamental $j = 1$ dans lequel nous traitons simultanément les énergies d'interaction d'échange et la partie anisotrope du potentiel cristallin.

Abstract. — We have done an experimental study of the parallel and perpendicular susceptibilities (χ_{\parallel} and χ_{\perp}) of the ferrous halides FeCl_2 , FeBr_2 and FeI_2 . We calculate the intralayer interaction J_1 from the paramagnetic behavior of χ_{\parallel} and χ_{\perp} and from the values of the interlayer interactions J_2 [J_2 can be obtained from the metamagnetic transition field at zero degree (FeCl_2 , FeBr_2) or from the experimental value of χ_{\parallel} at T_N (FeI_2)]. The D parameter characteristic of the trigonal crystalline field is calculated from value of χ_{\perp} at absolute zero by a self-consistent method.

In addition we propose a natural interpretation of the perpendicular susceptibility anomalous behavior below T_N , using a simple model of an assembly of triplet ions ($j = 1$) with a single ion uniaxial anisotropy of the same order of magnitude as the magnetic exchange couplings.

1. Introduction. — La susceptibilité des halogénures ferreux FeX_2 ($X = \text{Cl}$, Br ou I) a déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études plus particulièrement centrées sur le comportement à hautes températures [1], [2], [3]. Notre travail porte surtout sur l'étude de la susceptibilité à basse température et au voisinage de la transition magnétique.

Les halogénures ferreux sont des composés ioniques présentant une structure hexagonale en feuillets dans laquelle les plans Fe^{++} sont séparés par deux plans d'ions X^- . Au-dessous d'une température de Néel de l'ordre d'une dizaine de degrés Kelvin

$$[T_N(\text{FeCl}_2) = 24 \text{ K}, \quad T_N(\text{FeBr}_2) = 14,2 \text{ K} \\ \text{et } T_N(\text{FeI}_2) = 9,3 \text{ K}]$$

ils ont une structure ordonnée antiferromagnétique, les moments magnétiques étant dirigés le long de l'axe d'anisotropie (axe cristallographique c).

Pour les composés FeCl_2 et FeBr_2 , les ions Fe^{++} d'un même plan sont orientés dans le même sens, les aimantations de deux plans voisins étant opposées [4]. On caractérise [5], [6], [7] les couplages magnétiques dans un même plan par le paramètre $J_1 > 0$ et les couplages magnétiques entre deux plans voisins par le paramètre $J_2 < 0$. Pour FeI_2 , l'étude des transitions de phases en champ magnétique parallèle réalisée par A. Fert [8], [9] a montré que la structure magnétique de ce corps était plus complexe. Une étude par diffraction de neutrons réalisée au CEN de Saclay a permis de déterminer la structure magnétique de l'iodure ferreux (Fig. 1); celle-ci montre que dans un même plan d'ions Fe^{++} les couplages d'échange sont antiferromagnétiques.

Pour interpréter les résultats expérimentaux nous

(*) associé au C.N.R.S.

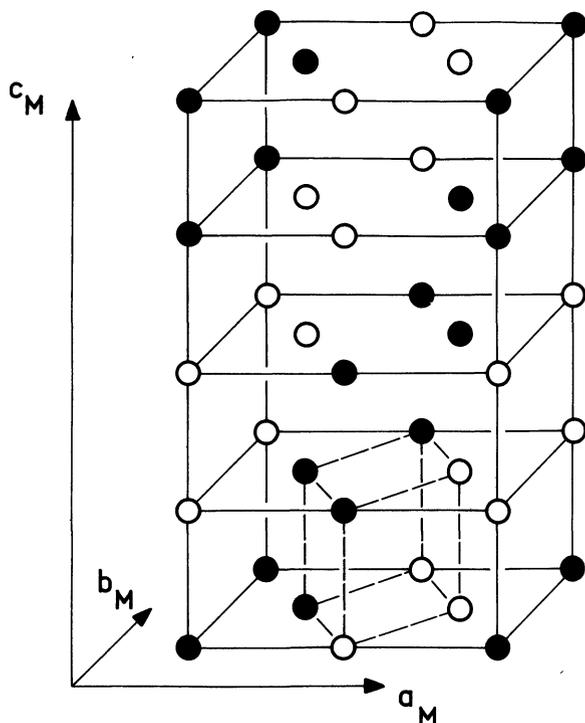


FIG. 1. — Maille magnétique de FeI_2 . Seuls les ions Fe^{++} sont indiqués. Les moments magnétiques sont représentés différemment selon qu'ils sont orientés parallèlement (●) ou anti-parallèlement (○) à l'axe c .

utilisons le modèle théorique proposé par Ono [10] et développé dans la thèse de P. Carrara. Dans ce modèle, on traite simultanément le couplage spin-orbite $V_{\text{LS}} = \lambda \mathbf{L} \mathbf{S}$ et la distorsion trigonale T du potentiel cristallin.

Si \mathbf{l} ($l = 1$) est l'opérateur de moment orbital fictif donné par la relation $\mathbf{l} = -\mathbf{L}$ dans l'espace du triplet orbital Γ_5 , l'hamiltonien correspondant est :

$$\mathcal{H}_0 = \lambda' \mathbf{l} \cdot \mathbf{S} - 10 D (l_z^2 - \frac{2}{3})$$

où $\lambda' = -\lambda \sim 100 \text{ K}$.

Dans l'hypothèse d'une faible distorsion trigonale, $10 D \ll \lambda'$, la structure de niveaux comprend un triplet fondamental caractérisé par la valeur $j = 1$ du moment cinétique total $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{S}$. Le terme de distorsion trigonale a pour effet de lever la dégénérescence en un doublet $j_z = \pm 1$ et un singulet $j_z = 0$ séparés l'un de l'autre par l'énergie D . Dans le triplet fondamental et dans l'approximation du champ moléculaire l'hamiltonien d'échange pour un ion du sous-réseau α s'écrit :

$$\mathcal{H}_m = - (J_1 \langle j_z^\alpha \rangle + J_2 \langle j_z^\beta \rangle) j_z^\alpha.$$

Un calcul de perturbations donne les expressions des facteurs spectroscopiques associés au moment

magnétique des ions Fe^{++} :

$$g_z = g_{\parallel} = \frac{7}{2} \left(1 + 1,3 \frac{D}{\lambda'} \right)$$

$$g_x = g_y = g_{\perp} = \frac{7}{2} \left(1 - 0,65 \frac{D}{\lambda'} \right).$$

Pour FeI_2 , dans lequel le potentiel trigonal est important, ce calcul de perturbation ne convient plus. Nous avons effectué par méthode numérique la diagonalisation de l'hamiltonien total $\mathcal{H}_0 = V_{\text{LS}} + T$ pour diverses valeurs de D/λ' . La figure 2 donne la variation du facteur spectroscopique g_z ainsi obtenue, en fonction de D/λ' .

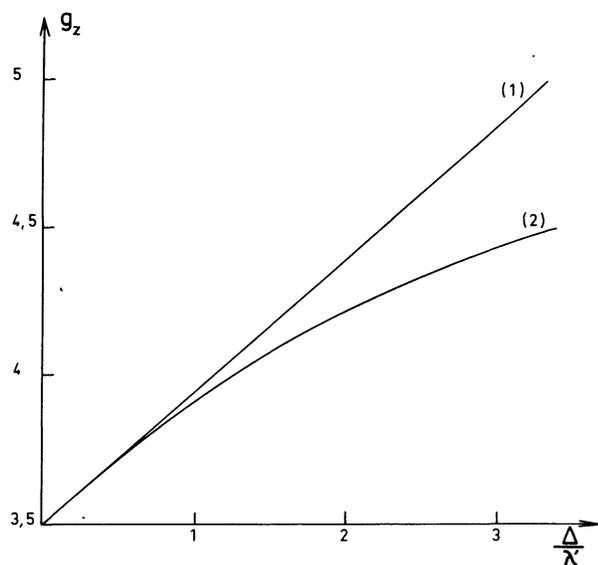


FIG. 2. — Variation du facteur spectroscopique g_z en fonction du rapport $\Delta/\lambda' = 10 D/\lambda'$ caractérisant l'importance relative du potentiel trigonal et du couplage spin-orbite. (1) Calcul de perturbation ($10 D \ll \lambda'$). (2) Calcul numérique exact.

Nous interprétons l'ensemble de nos résultats dans le modèle théorique d'une assemblée d'ions caractérisés par le triplet $j = 1$ dans lequel on traite simultanément l'anisotropie axiale et les interactions magnétiques d'échange.

2. Résultats expérimentaux. — Pour mesurer la susceptibilité magnétique nous avons utilisé deux méthodes. La première utilise un pont de mesure de mutuelle basse fréquence [7], la seconde consiste à mesurer le flux induit par déplacement de l'échantillon entre deux bobines captrices, en champ faible ($H \sim 100 \text{ Oe}$) [11]. Les figures 3 à 7 présentent les courbes $\chi_{\parallel}(T)$ et $\chi_{\perp}(T)$, pour FeBr_2 et FeI_2 . Pour permettre une étude comparée du comportement magnétique des trois halogénures ferreux nous avons utilisé les résultats relatifs à FeCl_2 donnés par P. Carrara [5].

Dans le domaine paramagnétique, pour des températures suffisamment éloignées de la température

d'ordre ($T > 2 T_N$), les susceptibilités molaires parallèle χ_{\parallel} et perpendiculaire χ_{\perp} suivent sensiblement des lois de Curie-Weiss :

$$\chi_{\parallel} = \frac{C_{\parallel}}{T - \theta_{\parallel}} \quad \text{et} \quad \chi_{\perp} = \frac{C_{\perp}}{T - \theta_{\perp}}$$

Les valeurs des constantes de Curie C_{\parallel} , C_{\perp} et $C = \frac{1}{3}(C_{\parallel} + 2 C_{\perp})$ et des températures de Curie θ_{\parallel} , θ_{\perp} et $\theta = \frac{1}{3}(\theta_{\parallel} + 2 \theta_{\perp})$ déterminées expérimentalement sont données dans le tableau I.

Nous présentons dans le tableau II les valeurs maximales χ_{\parallel}^M (max) de la susceptibilité parallèle au voisinage de la transition et celles de la susceptibilité perpendiculaire à zéro degré $\chi_{\perp}^M(0 \text{ K})$ pour les trois halogénures ferreux.

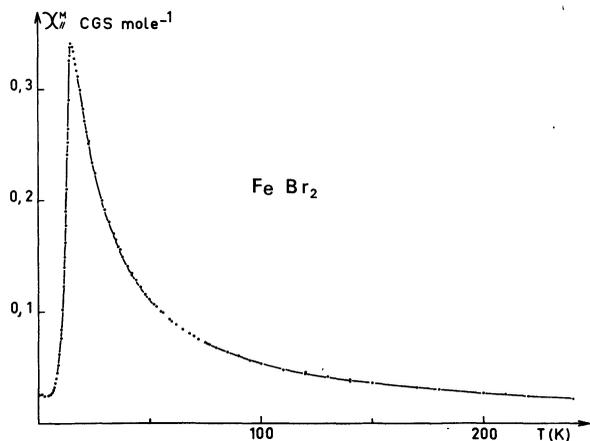


FIG. 3. — Variation thermique de la susceptibilité magnétique du bromure ferreux, entre 0,35 K et 200 K en présence d'un champ magnétique parallèle à l'axe d'anisotropie (c).

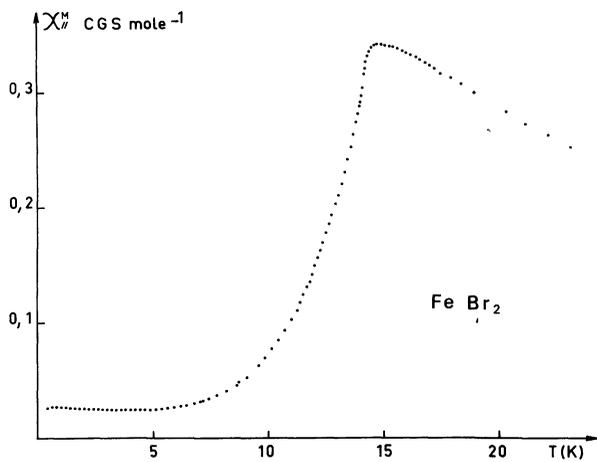


FIG. 4. — Variation thermique de la susceptibilité magnétique parallèle du bromure ferreux dans le domaine A.F. La température du maximum $T_{\lambda} = 14,85 \text{ K}$ est voisine de $T_N = 14,2 \text{ K}$. La susceptibilité a été obtenue par mesure de mutuelle.

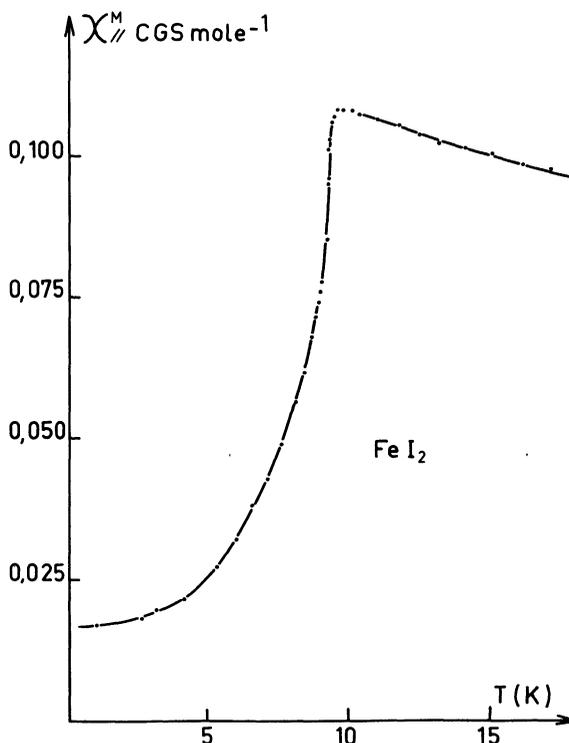


FIG. 5. — Variation thermique de la susceptibilité magnétique de l'iodure ferreux, en présence d'un champ magnétique parallèle à l'axe d'anisotropie. Les valeurs de χ ont été obtenues à partir de la mesure de la pente à l'origine des isothermes d'aimantation.

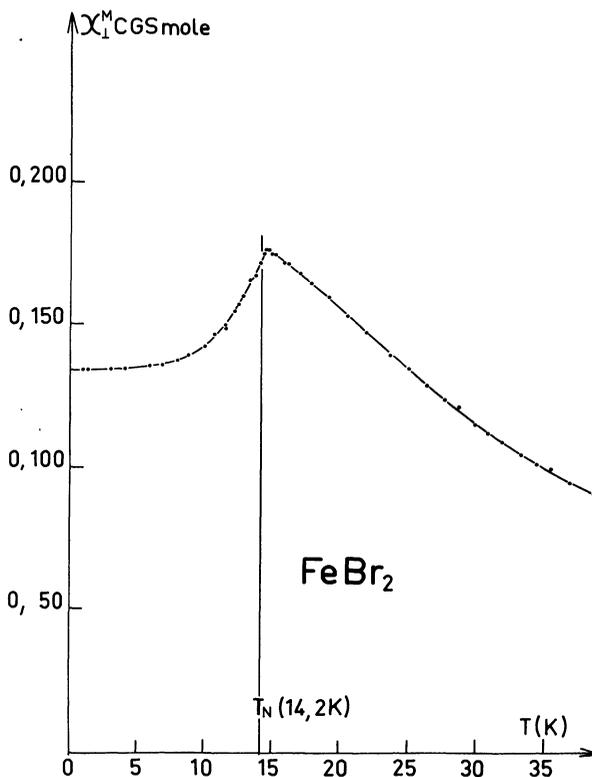


FIG. 6. — Variation thermique de la susceptibilité perpendiculaire du bromure ferreux

$$\chi_{\perp}^{-1}(0) - \chi_{\perp}^{-1}(T_N) = 1,7 \text{ C. G. S.}$$

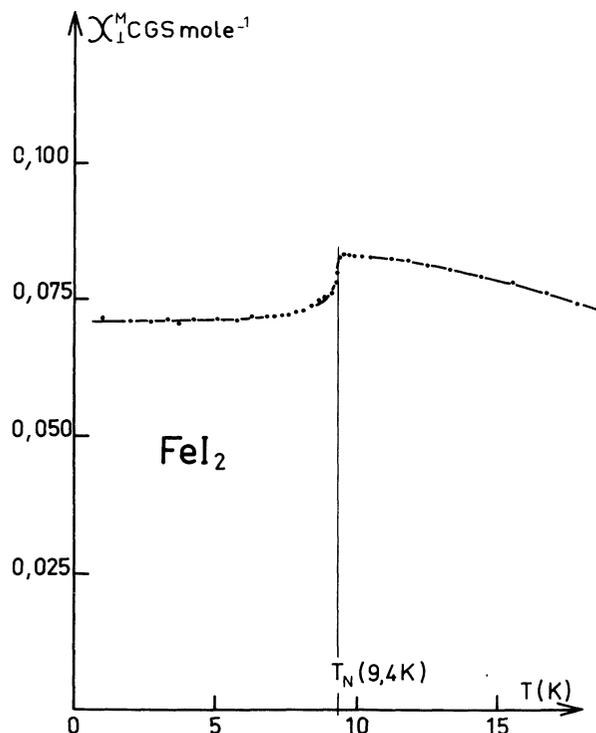


FIG. 7. — Variation thermique de la susceptibilité perpendiculaire de l'iodure ferreux

$$\chi_{\perp}^{-1}(0) - \chi_{\perp}^{-1}(T_N) = 2,3 \text{ C. G. S.}$$

TABLEAU I

Afin de nous placer dans le modèle simple qui consiste à ne pas tenir compte des niveaux supérieurs au triplet, ces valeurs ont été déterminées pour des plages de températures n'excédant pas 80 K.

	FeCl ₂	FeBr ₂	FeI ₂
C (C. G. S.)	5,20	5,17	4,00
C _⊥ (C. G. S.)	4,0	3,70	3,26
C (C. G. S.)	4,40	4,19	3,50
θ (K)	+ 21	+ 3,5	- 21,5
θ _⊥ (K)	+ 9	- 3,0	- 24
θ (K)	+ 13	- 0,8	- 23,2

TABLEAU II

	FeCl ₂	FeBr ₂	FeI ₂
T _N (K)	23,9	14,2	9,3
χ ^M max (C. G. S. mole ⁻¹)	0,928	0,341	0,108
χ _⊥ ^M (0 K) (C. G. S. mole ⁻¹)	0,145	0,135	0,071

Ces valeurs expérimentales nous permettront de déterminer, dans le cadre de notre modèle, les valeurs des paramètres J_1 , J_2 et D .

3. **Détermination des paramètres J_1 , J_2 et D .** — Le calcul que nous avons mené en champ parallèle et en champ perpendiculaire montre que les susceptibilités $\chi_{||}^M$ et χ_{\perp}^M suivent des lois de Curie-Weiss dont les constantes sont :

$$C_{||} = \frac{N g_{||}^2 \mu_B^2}{k}, \quad \theta_{||} = \frac{2}{3}(J_1 + J_2) + \frac{1}{3}D$$

$$C_{\perp} = \frac{N g_{\perp}^2 \mu_B^2}{k}, \quad \theta_{\perp} = \frac{2}{3}(J_1 + J_2) - \frac{1}{6}D$$

On peut alors déterminer le paramètre $J_1 + J_2$, somme des interactions d'échange magnétique dans le plan et entre plans :

$$J_1 + J_2 = \frac{1}{2}(\theta_{||} + 2\theta_{\perp}).$$

Pour le chlorure ferreux et pour le bromure ferreux on obtient J_2 à partir de la mesure du champ de transition magnétique. Les valeurs ainsi trouvées par P. Carrara [5] pour FeCl₂ et par A. R. Fert [12] pour FeBr₂ sont respectivement égales à - 3 K et - 7,6 K.

En ce qui concerne l'iodure ferreux, l'étude des isothermes d'aimantation a montré l'existence de plusieurs transitions de phases [9]. Il n'est donc pas possible de déterminer J_2 comme précédemment. Par contre, cette grandeur peut se calculer à partir de l'étude des valeurs relatives des maximums de susceptibilité des trois composés.

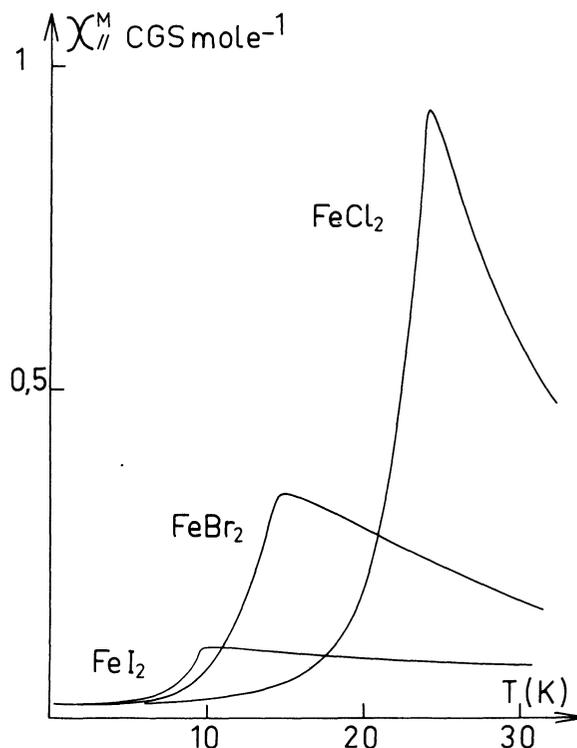


FIG. 8. — Etude comparée du comportement de la susceptibilité parallèle des trois halogénures ferreux au voisinage de la transition $A.F \rightarrow P$. La susceptibilité est maximum pour une température T_{λ} voisine de T_N . Elle est d'autant plus grande que le paramètre J_2 caractéristique des couplages d'échange entre plans est faible.

En effet, en approximation de champ moléculaire, l'expression de la susceptibilité maximum est directement liée à J_2 :

$$\chi_{\parallel}^M(\text{max}) = \frac{N g_{\parallel}^2 \mu_B^2}{-2 J_2}.$$

Ce résultat a déjà été observé expérimentalement par De Jongh [13] sur des composés formés d'un empilement de plans ferromagnétiques avec un faible couplage antiferromagnétique entre plans.

Les halogénures ferreux dont les courbes de susceptibilité parallèle sont groupées dans la figure 8 fournissent une excellente illustration de ce phénomène. Compte tenu des valeurs de g_{\parallel} obtenues à partir des aimantations à saturation [$g_{\parallel}^{AF}(\text{FeCl}_2) = 4,15$, $g_{\parallel}^{AF}(\text{FeBr}_2) = 4,00$ et $g_{\parallel}^{AF}(\text{FeI}_2) = 4,40$], la comparaison des maximums de susceptibilité permet d'obtenir la valeur du paramètre d'échange entre plans pour l'iodure ferreux :

$$J_2(\text{FeI}_2) = -26,4 \text{ K}.$$

On a inscrit dans le tableau III les valeurs de J_2 précédemment calculées et les valeurs de J_1 déduites de la susceptibilité paramagnétique :

TABLEAU III

	FeCl ₂	FeBr ₂	FeI ₂
J_1 (K)	+ 22,5	+ 6,35	- 8,3
J_2 (K)	- 3	- 7,6	- 26,4

On constate que les couplages d'échange dans le plan sont de nature ferromagnétique pour FeCl₂ et FeBr₂, et de nature antiferromagnétique pour FeI₂. Cet important résultat montre que l'iodure ferreux doit présenter une structure magnétique plus complexe que la structure à deux sous-réseaux qui caractérise FeCl₂ et FeBr₂. Une étude par diffraction neutronique récemment réalisée au CEN de Saclay a permis de déterminer l'ordre magnétique de l'iodure ferreux, mettant ainsi en évidence ce couplage antiferromagnétique dans le plan (Fig. 1).

A partir des valeurs de la susceptibilité perpendiculaire à 0 K nous allons déterminer le paramètre d'anisotropie D . L'expression de $\chi_{\perp}(0)$ s'obtient de manière simple à partir des éléments de matrice de l'opérateur de spin S et de l'opérateur moment magnétique total $\mu = \mu_B(-I + 2S)$ définis ci-dessous :

$$g_z = \langle 11 | 2S_z - I_z | 11 \rangle$$

$$g_x = \langle 11 | 2S_x - I_x | 10 \rangle$$

$$g'_z = \langle 11 | S_z | 11 \rangle$$

$$g'_x = \langle 11 | S_x | 10 \rangle.$$

Les états notés $|1 \pm 1\rangle$ et $|1 0\rangle$ sont les états de plus basse énergie de l'ion Fe²⁺ obtenus par diagonalisation de l'hamiltonien $V_{LS} + T + \mathcal{H}_m$ dans l'espace $\Gamma_5 \times e(2)$. Les notations des états font référence aux états du triplet isotrope $j = 1$ vers lesquels ils tendent pour $T + \mathcal{H}_m \ll V_{LS}$.

Nous obtenons la susceptibilité perpendiculaire à 0 K :

$$\chi_{\perp}^M(0) = N^2 \mu_B^2 \frac{g_x^2}{D - 2J_2 + (J_1 + J_2) \left[1 - \left(\frac{g'_x}{g'_z} \right)^2 \right]}.$$

Compte tenu des valeurs de J_1 et J_2 précédemment déterminées (Tableau III) et des valeurs expérimentales de $\chi_{\perp}^M(0)$ (Tableau II), nous avons résolu de manière numérique les problèmes couplés de la recherche des états de base et du calcul des valeurs de la constante d'anisotropie D (pour FeCl₂ et FeBr₂ la méthode plus simple utilisant les développements de g_z, g_x, g'_z, g'_x en puissance de D/λ' est suffisante).

En utilisant les valeurs du paramètre de couplage spin-orbite déterminées par Fujita [14]

$$[\lambda'(\text{FeCl}_2) = 137 \text{ K}, \quad \lambda'(\text{FeBr}_2) = 125 \text{ K}$$

$$\text{et } \lambda'(\text{FeI}_2) = 105 \text{ K}]$$

nous obtenons :

$$D(\text{FeCl}_2) = 14 \text{ K}$$

$$D(\text{FeBr}_2) = 14 \text{ K}.$$

$$D(\text{FeI}_2) = 21 \text{ K}.$$

4. Comportement anormal de χ_{\perp} dans la phase antiferromagnétique. — La susceptibilité perpendiculaire en champ nul des antiferromagnétiques est habituellement constante en dessous de la température d'ordre ($T < T_N$). Pour les trois halogénures ferreux, nous avons au contraire observé une variation relative $\frac{\chi_{\perp}(T_N) - \chi_{\perp}(0)}{\chi_{\perp}(0)}$ de 35 % (FeCl₂), 30 % (FeBr₂) et 18 % (FeI₂).

Ce comportement anormal a déjà été observé dans d'autres cas [De Jongh [13]] et il est généralement expliqué par la déviation de zéro de l'aimantation des antiferromagnétiques [Kubo [15]] ou par la présence de couplages magnéto-cristallins [Kittel [16], Rodbell *et al.* [17]]. Dans le cadre de notre modèle, ce phénomène s'interprète de manière naturelle, sans intervention de couplages magnéto-cristallins.

Dans un champ magnétique perpendiculaire à l'axe c , l'hamiltonien total à un ion prenant en compte les termes d'anisotropie, d'échange et Zeeman s'écrit :

$$\mathcal{H} = -D(j_z^2 - \frac{2}{3}) - (J_1 - J_2) \langle j_z \rangle_T j_z \\ - [(J_1 + J_2) \langle j_x \rangle_T + g_x \mu_B H] j_x$$

où $\langle j_z \rangle_T$ et $\langle j_x \rangle_T$ sont les valeurs moyennes thermiques des opérateurs j_z et j_x .

Afin de calculer χ_{\perp} à champ nul, on utilise un calcul de perturbations, l'hamiltonien non perturbé étant :

$$\mathcal{H}_0 = -D(j_z^2 - \frac{2}{3}) - (J_1 - J_2) \langle j_z \rangle_{T, H=0} j_z.$$

La susceptibilité perpendiculaire sera donnée par la limite de $\langle j_x \rangle/h$ pour $h \rightarrow 0$:

$$\chi_{\perp}(T) = (g\mu_B)^2 \frac{\langle j_x \rangle_T}{h} \frac{3}{D},$$

$\langle j_z \rangle_T$ et $\langle j_x \rangle_T$ étant donnés par les équations implicites suivantes :

$$\langle j_z \rangle_T = \frac{2 \operatorname{sh} \frac{b}{\tau} \langle j_z \rangle_T}{e^{-3/\tau} + 2 \operatorname{ch} \frac{b}{\tau} \langle j_z \rangle_T}$$

$$\langle j_x \rangle_T = \frac{1}{C(\tau)} (a \langle j_x \rangle_T + h)$$

avec :

$$a = \frac{3}{D} (J_1 + J_2)$$

$$b = \frac{3}{D} (J_1 - J_2)$$

$$h = \frac{3}{D} g\mu_B H$$

$$\tau = \frac{3 kT}{D}$$

$$C(\tau) = \frac{1 + \exp -\frac{1}{\tau} (3 + b \langle j_z \rangle_T) + \exp -\frac{2}{\tau} \cdot b \langle j_z \rangle_T}{\frac{1}{3 + b \langle j_z \rangle_T} - \left(\frac{1}{3 + b \langle j_z \rangle_T} + \frac{1}{3 - b \langle j_z \rangle_T} \right) \exp -\frac{1}{\tau} (3 + b \langle j_z \rangle_T) + \frac{1}{3 - b \langle j_z \rangle_T} \exp -\frac{2 b \langle j_z \rangle_T}{\tau}}$$

Explicitons ce résultat pour $T = 0$ et $T = T_N$ afin de calculer l'expression de la variation de χ_{\perp} entre 0 et T_N :

$$\chi_{\perp}^{\text{ion}}(0) = \frac{(g\mu_B)^2}{D - 2J_2},$$

$$\chi_{\perp}^{\text{ion}}(T_N) = \frac{(g\mu_B)^2}{\frac{D(J_1 - J_2)}{3T_N - 2(J_1 - J_2)} - (J_1 + J_2)},$$

où T_N est solution de l'équation implicite :

$$\frac{J_1 - J_2}{T_N} = 1 + \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{D}{T_N} \right).$$

Les résultats précédents permettent d'aboutir à l'expression approchée :

$$\chi_{\perp}^{-1}(0) - \chi_{\perp}^{-1}(T_N) \simeq \frac{D}{3,2(g\mu_B)^2},$$

pour

$$0 \leq \frac{D}{J_1 - J_2} \leq 1,6$$

montrant que la différence des inverses des susceptibilités perpendiculaires entre 0 K et T_N est proportionnelle à la constante d'anisotropie D .

Dans le tableau IV, nous rappelons tout d'abord les valeurs de D et de g_{\perp} caractéristiques des composés FeCl_2 , FeBr_2 et FeI_2 . Nous comparons enfin les écarts $\chi_{\perp}^{-1}(0) - \chi_{\perp}^{-1}(T_N)$ donnés par le modèle théorique et par l'expérience.

TABLEAU IV

	FeCl_2	FeBr_2	FeI_2
D	14 K	14 K	21 K
g_{\perp}	3,25	3,24	3,14
Théorie			
$\frac{kD}{3,2(g\mu_B)^2 \cdot N}$	1,1	1,1	1,77
C. G. S. mole			
Expérience			
$\chi_{\perp}^{-1}(0) - \chi_{\perp}^{-1}(T_N)$	1,8 Carrara	1,7	2,3
en C. G. S. mole	1,7 Bizette		

Bien que l'approximation du champ moléculaire ne permette pas une description correcte des fluctuations du système au voisinage de la température d'ordre, nous constatons que notre modèle explique en partie le comportement de la susceptibilité perpendiculaire à basse température. Il permet notamment de prévoir l'évolution de ce comportement dans la série des halogénures ferreux FeCl_2 , FeBr_2 et FeI_2 .

Toutefois, cette interprétation n'exclut pas la présence d'autres mécanismes tels que la déviation de zéro de l'aimantation ou l'existence de couplages magnéto-cristallins pouvant expliquer la dépendance en température de χ_{\perp} .

Conclusion. — L'interprétation des résultats de susceptibilité dans le modèle théorique que nous avons choisi, nous a conduits à des valeurs de J_1 , J_2 et D en accord avec celles précédemment déterminées dans le groupe à partir des mesures d'aimantation en champ parallèle et perpendiculaire [9], [12], [18]. Nous confirmons notamment pour l'iodure ferreux l'existence de couplages d'échange d'ordre antiferromagnétique dans le plan.

D'autre part, nous donnons une interprétation naturelle de la variation « anormale » de la susceptibilité perpendiculaire au-dessous de la température d'ordre sans faire intervenir les couplages magnéto-cristallins ni la déviation de zéro de l'aimantation.

Remerciements. — Les auteurs tiennent à remercier S. Legrand (D. Ph. S. R. M. du CEN Saclay) pour la préparation des monocristaux de FeBr₂ et FeI₂.

Bibliographie

- [1] BIZETTE, H., TERRIER, C. et TSAI, B., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **245** (1957) 507.
- [2] BIZETTE, H., TERRIER, C. et TSAI, B., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **261** (1965) 653.
- [3] JACOBS, I. S. et LAWRENCE, P. E., *J. Appl. Phys.* **35** (1964) 996.
- [4] WILKINSON, M. K., CABLE, J. W., WOLLANE, D. and KOEHLER, W. C., *Phys. Rev.* **113** (1959) 497-507.
- [5] CARRARA, P., Thèse, Orsay (1968).
- [6] LANUSSE, M. C., CARRARA, P., FERT, A. R., MISCHLER, G. et REDOULES, J. P., *J. Physique* **33** (1972) 429.
- [7] BERTRAND, Y., Thèse de 3^e cycle, Toulouse (1973).
- [8] FERT, A. R., GELARD, J., CARRARA, P., *J. Phys. & Chem. Solids* (à paraître).
- [9] FERT, A. R., GELARD, J., CARRARA, P., *Solid State Commun.* **13** (1973) 1219-1223.
- [10] ONO, K., ITO, A., FUJITA, T., *J. Phys. Soc. Japan* **19** (1964) 2119.
- [11] FERT, A. R., Thèse, Toulouse (1973).
- [12] FERT, A. R., CARRARA, P., LANUSSE, M. C., MISCHLER, G. et REDOULES, J. P., *J. Phys. & Chem. Solids* **34** (1973) 223.
- [13] DE JONGH, L. J., VAN AMSTEL, W. D. and MIEDEMA, A. R., *Physica* **58** (1972) 277.
- [14] FUJITA, T., ITO, A. et ONO, K., *J. Phys. Soc. Japan* **27** (1969) 1143.
- [15] KUBO, R., *Phys. Rev.* **87** (1952) 568.
- [16] KITTEL, C., *Phys. Rev.* **120** (1960) 335.
- [17] ROBBELL, D. S., JACOBS, I. S., OWEN, J. et HARRIS, E. A., *Phys. Rev. Lett.* **11** (1963) 10.
- [18] GELARD, J., FERT, A. R., CARRARA, P., *J. Physique* **35** (1974) 161.