

THÈSE

présentée à

J. ODIN

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
ET L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

pour obtenir le grade

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Rachida OMARI

SUJET

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'APPROCHE A LA
TRANSITION AUX TEMPERATURES $T \geq T_c$ ET DES
AIMANTATIONS AUX TEMPERATURES INFERIEURES
A T_c DANS LE VERRE DE SPIN Cu Mn

Soutenue le 4 octobre 1982 devant la commission d'Examen

Président R. MAYNARD

Examineurs B. BARBARA
P. MONOD
J. ODIN
J.J. PREJEAN
J. SOULETIE

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures du CNRS à Grenoble. Je remercie Monsieur R. TOURNIER de m'avoir accueillie dans ce laboratoire que dirige actuellement Monsieur D. THOULOZE.

J'exprime mes remerciements à Monsieur le Professeur R. MAYNARD pour l'honneur qu'il me fait en présidant le jury de cette thèse, ainsi que Messieurs B. BARBARA, P. MONOD, J. ODIN, J.J. PREJEAN, J. SOULETIE qui ont bien voulu faire partie de la commission d'examen.

Je suis reconnaissante à Monsieur J.J. PREJEAN de m'avoir proposé un sujet aussi passionnant. L'aide qu'il m'a apporté, la patience dont il a fait preuve ont été pour moi bien plus qu'une simple direction de mes travaux. Je voudrais remercier Monsieur J. SOULETIE pour l'intérêt qu'il a toujours manifesté pour mon travail et avec qui j'ai beaucoup appris.

Je remercie J.L. GENICON, H. GODFRIN, F. LAPIERRE pour leur contribution à la réalisation de ce travail.

J'ai été très sensible à l'aide efficace et amicale que j'ai toujours trouvée auprès des chercheurs et I.T.A, qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude. Je voudrais remercier, en particulier, Monsieur R. MEZIN pour la réalisation du montage cryogénique, Monsieur G. ESCALON pour son entière disponibilité à détecter les fuites et l'ensemble du service électronique pour ses conseils et son apport permanent.

J'ai apprécié la gentillesse et l'efficacité de Mlle F. MAHIEUX et de Mme D. DEVILLERS qui ont assuré la frappe de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

PAGES

INTRODUCTION GENERALE

PARTIE I : APPROCHE A LA TRANSITION VERRE DE SPINS A $T \geq T_c$

Situation du Problème

5

Chapitre I : Prédications théoriques

7

I - Modèle Sherrington-Kirkpatrick (S.K.)

8

II- Approche de Suzuki

Chapitre II : Mesures et analyse des résultats

11

I - Echantillon et méthode de mesure

II- Mise en évidence du comportement singulier de l'aimantation pour $T \geq T_c$

1. Mesure d'aimantation, de susceptibilité : comparaison avec un système paramagnétique

13

2. Analyse qualitative du comportement des termes d'ordre supérieur en champ de l'aimantation

16

3. Présence et dépendance en température du terme en H^3 de l'aimantation

18

4. Analyse du terme en H^5 de l'aimantation

24

5. Aimantation à $T = T_c$

26

6. Comparaison avec la théorie et d'autres résultats expérimentaux

28

Chapitre III : Tentative d'approche à une image physique dans le cadre d'un modèle superparamagnétique

31

CONCLUSION

39

PARTIE II : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES AIMANTATIONS A $T < T_c$

Chapitre I : Relaxation de l'aimantation sous champ à $T < T_c$

I - Système étudié	43
II - Procédure expérimentale	45
III - Présentation des résultats	47
IV - Conclusion	47

Chapitre II : Aimantation réversible à $T = 0$

I - Echantillon et procédure expérimentale	56
II - Résultats	58

Chapitre III : Aimantation réversible à $T \rightarrow 0$. Détermination de $\overline{M}_g$

- équivalence température-champ : détermination de $\overline{M}_g$	65
- conclusion	68

PARTIE III : APPAREIL DE MESURES D'AIMANTATION

Chapitre I : Cryogénie

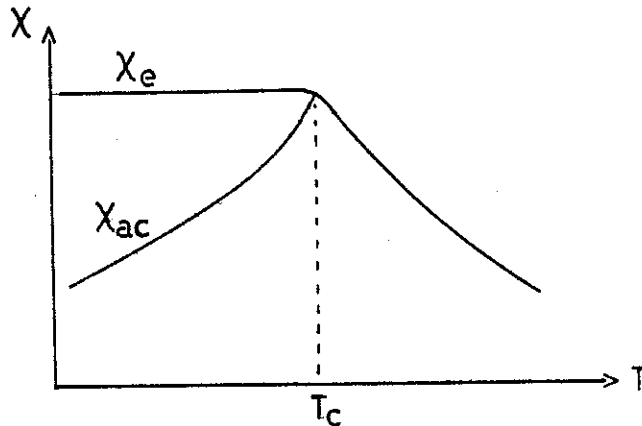
I - Introduction	71
II - Calorimètre	74
1. Source froide - boîte "1 K"	76
2. Porte-échantillon	76
3. Fuite thermique	77
4. Thermométrie	

Chapitre II : Mesure d'aimantation

I - Champ magnétique	/
1. Bobine supraconductrice	79
2. Alimentation en courant de la bobine supraconductrice	79
3. Mesure du champ et de sa stabilité	80
II - Mesure d'aimantation	
1. Méthode de mesure	81
2. Circuit de mesure	82

INTRODUCTION

L'une des questions fondamentales qui se posait pour les verres de spins est illustrée sur la figure ci-dessous.



χ_{ac} = susceptibilité alternative.

χ_e = susceptibilité statique à l'équilibre (obtenue par refroidissement sous champ).

On constate qu'à hautes températures la susceptibilité suit une loi de Curie et le système semble simplement paramagnétique. Par contre, à basses températures ($T < T_c$), on voit apparaître un comportement irréversible (phénomène d'hystérésis dépendant du temps), caractérisé par la différence entre la susceptibilité alternative (χ_{ac}) et la susceptibilité à l'équilibre χ_e .

Le problème qui se posait était de savoir si le régime avec hystérésis est séparé du régime réversible par une température critique comme dans le cas d'un ferromagnétique ou d'un supraconducteur du type II où la transition peut être mise en évidence par des mesures plus concrètes :

- divergence de la susceptibilité, apparition d'une aimantation spontanée pour un ferromagnétique ;
- résistance nulle, effet Meissner pour un supraconducteur du type II.

Pendant longtemps, faute de faits expérimentaux significatifs, une polémique sur la réalité de la transition verre de spins s'est établie. Récemment des mesures, faisant appel à une technique inhabituelle en ce domaine (effet magnétocalorique), qui consiste à aborder la transition par l'intermédiaire des propriétés thermodynamiques (où la phase verre de spins a été approchée à partir des hautes températures) ont abouti à des résultats fort intéressants :

- . l'existence d'une contribution non linéaire singulière de l'aimantation et où la susceptibilité associée diverge à T_c ;
- . détermination expérimentale d'un diagramme de phase (H,T) où apparaît la ligne de transition verre de spins ;
- . détermination d'une ligne de croisement dans le plan (H,T) pour $T > T_c$ où le terme singulier est du même ordre de grandeur que le terme de Curie.

L'ensemble de ces résultats suggèrent l'existence d'une vraie transition séparant une phase verre de spins et une phase paramagnétique.

Notre contribution dans ce domaine et qui fait l'objet de ce mémoire porte sur deux aspects du problème des verres de spins.

Dans la première partie où la transition est approchée à partir des hautes températures, nous essayons de comprendre le comportement de l'aimantation dans un développement en puissances impaires de H/T. Un accord qualitatif avec certaines prédictions théoriques (chapitre I) a été trouvé :

- . susceptibilité initiale de Curie $\chi_0 = C/T$;
- . la première susceptibilité non linéaire χ_1 (coefficient de $\frac{H^3}{T^3}$) semble diverger à T_c ;
- . l'aimantation à T_c n'est plus développable en puissances impaires de H/T.

Les exposants critiques (décrivant le comportement singulier de l'aimantation) obtenus sont compatibles avec ceux déduits d'autres expériences.

L'ensemble de ces résultats nous a encouragés à pousser l'étude du développement jusqu'au 5ème ordre (terme qui, à notre connaissance, n'a jamais été étudié auparavant). Nous avons trouvé que χ_2 (coefficient de $\frac{H^5}{T^5}$) diverge à T_c et est proportionnel à χ_1^2 .

Dans le dernier chapitre de cette partie, nous montrons que nous pouvons interpréter nos résultats expérimentaux dans le cadre d'un modèle de grands moments $\bar{S}$ provenant de paquets de spins (s) dont la taille moyenne $\bar{n}$ grandit au fur et à mesure qu'on abaisse la température

et semble diverger à T_c (constitution d'un cluster infini à T_c). Ces moments sont ceux de paquets indépendants, chacun constitué en moyenne de $\bar{n}$ spins corrélés par une interaction aléatoire ($S = s\sqrt{\bar{n}}$).

Cette approche nous a permis de rendre compte quantitativement de nos mesures avec une formule exacte :

$$M = \frac{N}{\bar{n}} g s \mu_B \sqrt{\bar{n}} B \left(\frac{gs\mu_B\sqrt{\bar{n}} h}{T} \right) \quad \bar{n} = \bar{n}(T)$$

où B est la fonction de Brillouin (ou de Langevin puisque $s\sqrt{\bar{n}}$ est grand). Cette formule n'est valable que dans le cas où

$$\frac{s\sqrt{\bar{n}}(T)H}{T} < 1.$$

Dans la deuxième partie où l'étude se fait à des températures inférieures à T_c , nous avons pu tirer les conclusions suivantes :

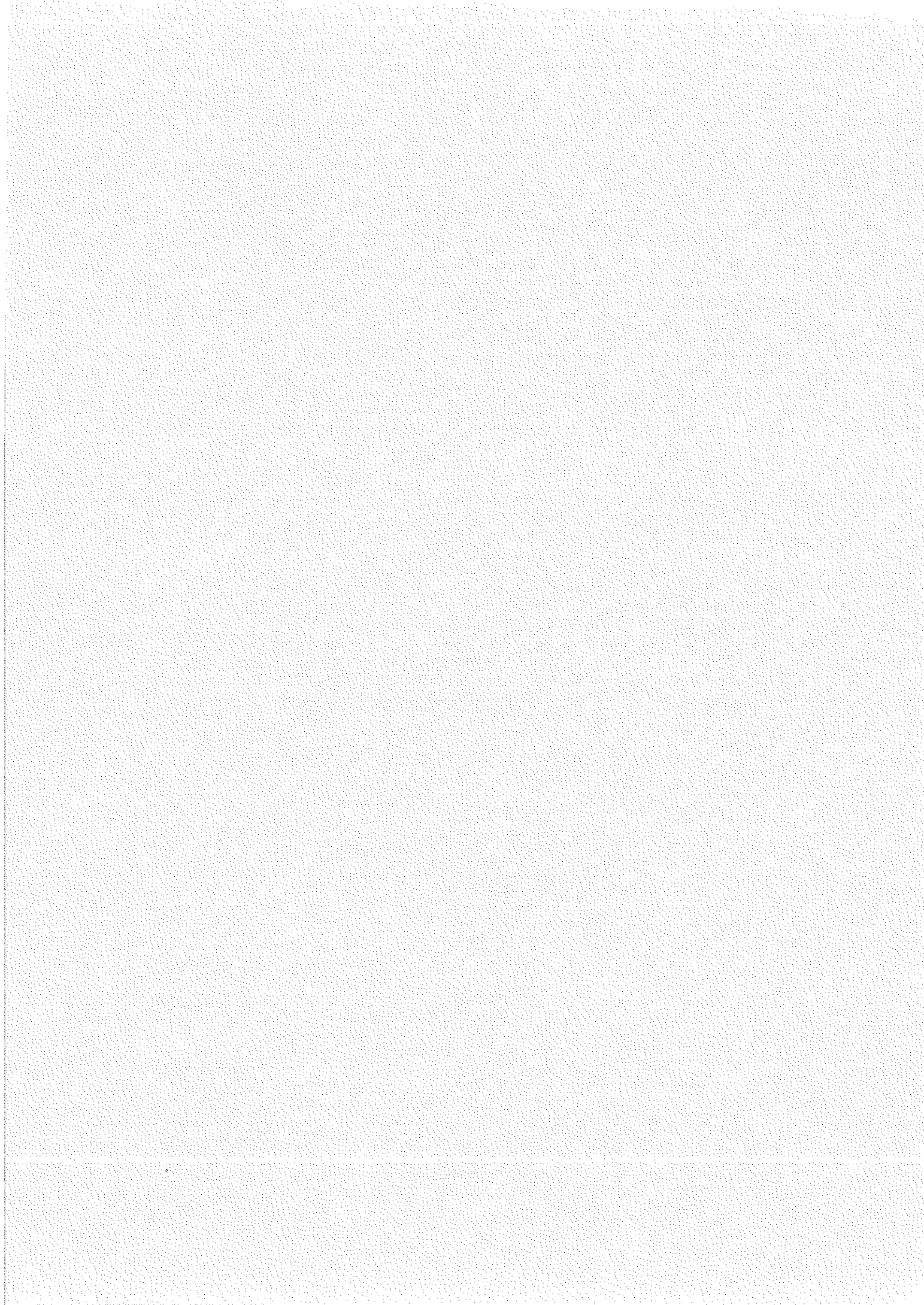
- la relaxation de l'aimantation sous champ est gouvernée par processus d'activation thermique avec une loi comparable à celle qui régit la dépendance en température et en temps des aimantations rémanentes

$$M = f(T \log t/\tau_0).$$

La valeur de τ_0 que nous avons déterminée ne semble pas affectée d'une manière significative par la présence d'un champ magnétique pour des valeurs de celui-ci habituellement utilisées pour l'étude des rémanentes.

- dans le chapitre II, nous montrons l'existence d'une aimantation réversible à $T \rightarrow 0$, linéaire en champ dans une gamme importante de valeurs de H .
- après déduction de cette contribution ($M_{\text{rév. } T \rightarrow 0}$) aux courbes de première aimantation à différentes températures, nous avons pu tester la validité du modèle de doubles puits de potentiel thermiquement activés (thèse PREJEAN), utilisé pour rendre compte des phénomènes d'hystérésis et des relaxations thermiques : les objets magnétiques qui relaxent ont un moment dont la valeur ($100 \mu_B$) ne semble pas dépendre de la gamme des températures et champs étudiés, par contre

une étude détaillée de première aimantation ($T \rightarrow 0$) montre que les distributions de hauteurs de barrières $P(W)$ et des différences de niveaux d'énergies impliquées semblent affectées par la présence du champ appliqué.



P A R T I E I

APPROCHE A LA TRANSITION VERRE DE SPINS à $T \geq T_c$.

SITUATION DU PROBLEME

Le problème de la transition dans les verres de spins s'est longtemps heurté aux difficultés suivantes :

- * La chaleur spécifique ne présente aucune anomalie visible à T_c
- * La susceptibilité initiale garde un comportement normal jusqu'à la transition (pas de divergence à T_c).

Les propriétés qui suggéraient la présence d'une transition étaient essentiellement reliées au phénomène d'hystérésis aux températures inférieures à T_c et l'existence d'un pic de susceptibilité alternative.

Des progrès faits sur le plan théorique (S.K. SUZUKI, TOULOUSE, ...) ont permis de comprendre l'origine de ces difficultés. En effet, la théorie ne prévoit pas de comportement anormal de la susceptibilité initiale ; ce sont les termes d'ordre supérieur (dans le développement en champ de l'aimantation) qui ont un caractère singulier. En conséquence, le paramètre d'ordre (q) qui caractérise la transition ne peut être obtenu par une mesure directe de l'aimantation : Il faut retrancher de l'aimantation totale du système un terme "régulier" traduisant le comportement hautes températures (paramagnétique) pour accéder à l'aimantation singulière du système.

Nous allons exposer dans les prochains chapitres les points suivants :

- I → Les principaux résultats théoriques
- II → L'analyse de nos résultats et leur comparaison avec les

prédictions théoriques et certains résultats expérimentaux

III → Un modèle de superparamagnétisme susceptible de donner une image physique dans un domaine limité en champ et en température.

CHAPITRE I

PREDICTIONS THEORIQUES

I - MODELE SHERRINGTON-KIRKPATRICK (S.K)

Le modèle S.K.⁽¹⁾ décrit un système de N spins Ising classiques à portée d'interaction infinie avec une distribution aléatoire gaussienne de ces interactions de largeur J. Ce modèle aboutit à un système d'équations couplant d'une façon implicite l'aimantation m et le paramètre d'ordre q

$$m = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dz e^{-z^2/2} \operatorname{th} \left(\frac{J\sqrt{q} Z + H}{kT} \right)$$

$$q = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dz e^{-z^2/2} \operatorname{th}^2 \left(\frac{J\sqrt{q} Z + H}{kT} \right)$$

Pour les faibles valeurs de H et près de T_c , q et m peuvent se développer de la manière suivante⁽²⁾.

$$\underline{T > T_c} \quad q = \frac{H^2}{k^2 [T^2 - T_c^2]} + O(q^2)$$

$$\frac{1}{M_0} \frac{M}{H} = \frac{1}{kT} - \frac{H^2}{3k^3 T^3} \frac{T^2 + 2T_c^2}{T^2 - T_c^2} + \frac{2}{15} \frac{H^4}{k^5 T^5} \cdot \frac{(T^6 + 12T^4 T_c^2 + 18 T^2 T_c^4 - 16 T_c^6)}{(T^2 - T_c^2)^3}$$

où M_0 est l'aimantation à saturation.

$$\underline{T = T_c} \quad q = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{H}{kT_c} + O(H^2)$$

$$\frac{1}{M_0} \frac{M}{H} = \frac{1}{kT_c} - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{H}{k^2 T_c^2} + O(H^2) \quad (\text{eq. 2})$$

En tenant compte de ces équations on s'aperçoit que la susceptibilité initiale (1er terme du développement en H de l'aimantation) présente un comportement banal qui ne fait apparaître aucune anomalie à température finie. Par contre les susceptibilités non linéaires (termes d'ordre supérieur du développement en H) divergent à T_c et à cette température l'aimantation n'est plus une fonction impaire du champ mais elle présente un terme quadratique en H.

La théorie S.K est une théorie de champ moyen, un accord avec l'expérience ne peut être que qualitatif : les exposants critiques déduits pour un alliage réel ne seront pas nécessairement ceux qui découlent de cette théorie.

II - APPROCHE DE SUZUKI

SUZUKI propose d'introduire, de manière plus générale, des exposants critiques (α, β, γ) qui permettent de décrire le comportement singulier :

$$\underline{T < T_c}$$

. β pour le paramètre d'ordre :

$$q = (T_c - T)^\beta$$

$$\underline{T > T_c}$$

. α pour la chaleur spécifique :

$$C(T) \sim (T - T_c)^\alpha$$

. γ pour l'aimantation :

$$M = \chi_0 H - \frac{H^3}{(T - T_c)^\gamma} + \dots$$

. $q = 0$ en l'absence du champ.

L'aimantation et le paramètre d'ordre q induit par la présence du champ sont alors obtenus par la relation plus générale à $T > T_c$ (près de T_c) :

$$M_{\text{sing}} = M - \chi_0 H = H \cdot (T - T_c)^\beta F\left(\frac{H^2}{(T - T_c)^{\beta+\gamma}}\right) \quad (\text{éq. 3})$$

$$q = (T - T_c)^\beta G\left(\frac{H^2}{(T - T_c)^{\beta+\gamma}}\right)$$

$F(x)$ et $G(x)$ pouvant se développer sous la forme

$$a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + \dots$$

à $T = T_c$, l'aimantation ne peut plus se développer en puissances impaires du champ. Il a été proposé⁽⁴⁾ d'introduire un exposant δ pour rendre compte à faible champ de la dépendance en champ de M à T_c .

$$M_{\text{sing}}(T_c) \sim H^{1 + 2/\delta} \quad (\text{éq. 4})$$

Des équations (3) et (4), il est possible de tirer une formule d'interpolation pour exprimer l'aimantation à la fois pour $T > T_c$ et $T = T_c$:

$$M_{\text{sing}} \sim H^{1 + 2/\delta} \phi\left[\frac{H^{2-2/\delta}}{(T - T_c)^\gamma}\right] \quad (\text{éq. 4 bis})$$

avec $\phi(x) \sim x$ pour x faible
 $\phi(x) = 1$ pour $T = T_c$ ($x \rightarrow \infty$)

Dans la littérature, on trouve la même formule sous la forme (4)

$$M_{\text{sing}} = H^{1+2/\delta} \psi\left[\frac{H^{2(\delta-1)/\delta\gamma}}{(T - T_c)}\right]$$

avec $\psi(x) = x^\gamma$ pour x faible.

Les différents exposants ($\alpha, \beta, \gamma, \delta$) sont reliés entre eux par la thermodynamique des lois d'échelle

$$\begin{aligned}\alpha + 2\beta + \gamma &= 2 \\ \gamma &= \beta (\delta - 1)\end{aligned}\quad (\text{éq. 5})$$

Les équations déduites de la théorie de champ moyen (S.K.) correspondent à l'expression de SUZUKI pour les valeurs

$$\alpha = -1 \quad \beta = 1 \quad \gamma = 1 \quad \delta = 2$$

L'équation 5 nous permet de comprendre que les équations 3 et 4 bis sont strictement équivalentes. Appelons x la variable $\frac{H^2}{(T-T_c)^{\beta+\gamma}}$ contenu dans 4bis :

$$(T - T_c)^{\beta+\gamma} = \frac{H^2}{x} = (T - T_c)^{\beta\delta}$$

L'équation 4bis s'écrit alors :

$$\begin{aligned}M_{\text{sing}} &= H^{1 + 2/\delta} \cdot x^{-1/\delta} F(x) \\ &= H^{1 + 2/\delta} F_1(x) = H^{1 + 2/\delta} \phi(X)\end{aligned}$$

avec
$$x = \frac{H^2}{(T-T_c)^{\beta+\gamma}} = \left[\frac{H^2 - 2/\delta}{(T-T_c)^\gamma} \right]^{\delta/(\delta-1)} = x \frac{\delta}{\delta-1}$$

CHAPITRE II

MESURES ET ANALYSE DE RESULTATS

Nous avons utilisé pour nos mesures un alliage CuMn 1 %. Le maximum de susceptibilité, mesuré par une méthode alternative (à la fréquence 11 Hz) dans le même cryostat, apparaît à une température

$$T_c = 10,05 \pm 0,05 \text{ K}$$

I - ECHANTILLON ET METHODE DE MESURE

L'échantillon a été obtenu par fusion des éléments constituants dans un four à semi lévitation. L'alliage, à l'état liquide, est brusquement trempé dans un creuset tournant refroidi à l'eau. L'échantillon, qui se présente sous la forme d'un cylindre de 7 mm de diamètre et de 20 mm de long, a été recuit dans une atmosphère d'argon et d'hydrogène à 900°C pendant une heure et refroidi lentement dans le four.

Dans les résultats présentés ici nous avons retiré, des résultats bruts de l'aimantation, la contribution diamagnétique du cuivre⁽⁵⁾ ainsi que celle du porte-échantillon mesurée dans les mêmes conditions.

Les valeurs de champs faibles ($H < 1 \text{ kOe}$) sont déterminées à l'aide d'une sonde de Hall et corrigées de la valeur de la composante longitudinale du champ terrestre.

Nous avons étudié l'aimantation de cet alliage pour diverses températures supérieures ou égales à T_c ($0,99 T_c < T < 3,9 T_c$) dans des champs allant jusqu'à 70 kOe.

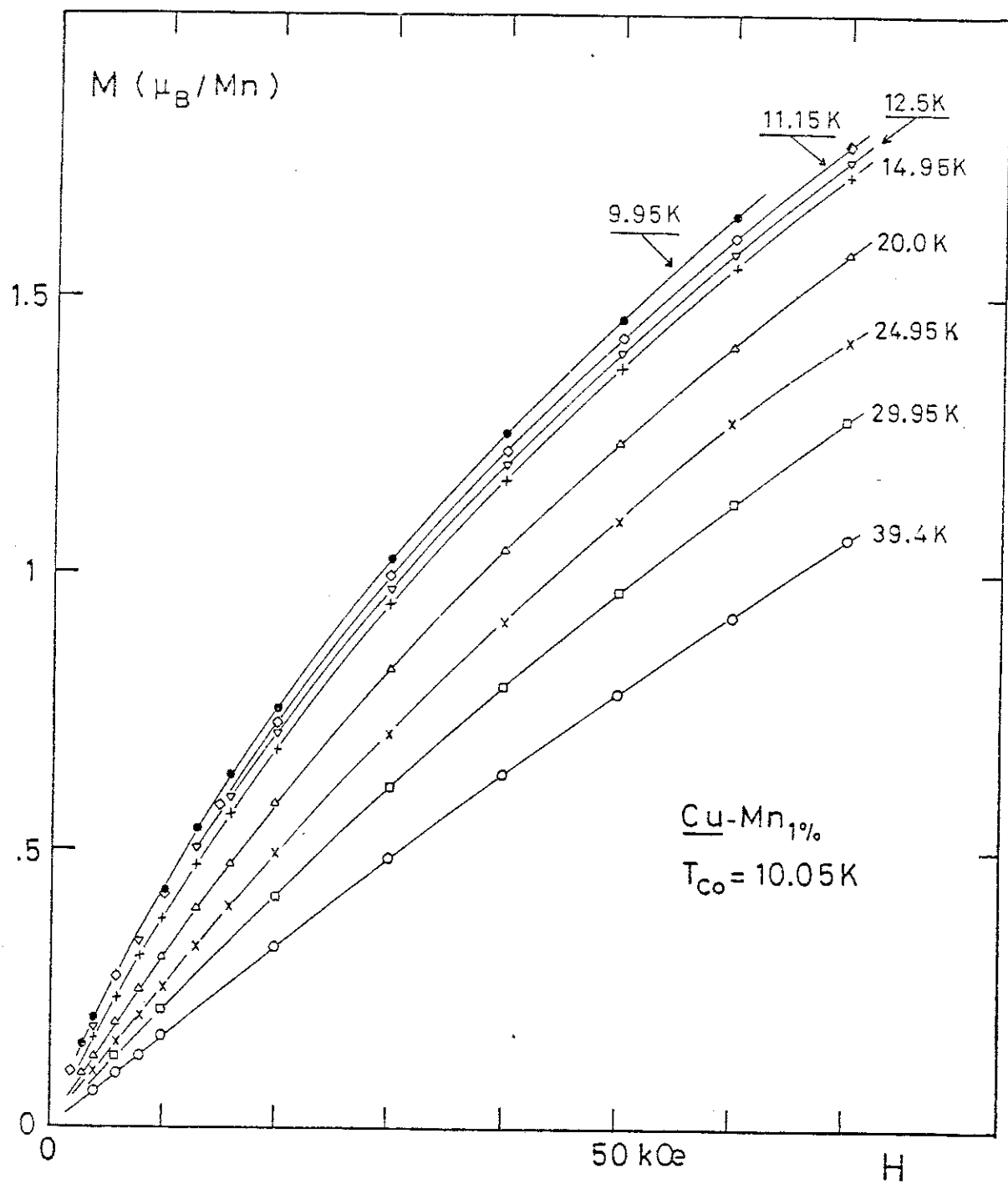


Figure 1 : Dépendance en champ de l'aimantation mesurée pour différentes valeurs de la température $T > T_c$, dans des champs allant jusqu'à 70 kOe.

II - MISE EN EVIDENCE DU COMPORTEMENT SINGULIER DE L'AIMANTATION POUR

$$T > T_c$$

1 - Mesure d'aimantation, de susceptibilité : comparaison avec un système paramagnétique

Sur la figure 1 nous avons représenté la dépendance en champ de l'aimantation mesurée à différentes températures dont les valeurs s'échelonnent de T_c à $3,9 T_c$.

La susceptibilité initiale χ_0 ne présente en elle-même aucun phénomène particulier : χ_0^{-1} est linéaire en T (fig. 2), le système semble simplement paramagnétique.

$$\chi_0 = \frac{C}{T + T_0} \quad \text{avec} \quad C = 0,568 \times 10^{-3} \text{ UEM/g/K} \\ T_0 = 0,82 \text{ K}$$

Le moment effectif déduit de la constante de Curie est de $5,45 \mu_B$, ce qui est en bon accord avec les mesures réalisées par d'autres auteurs⁽⁶⁾.

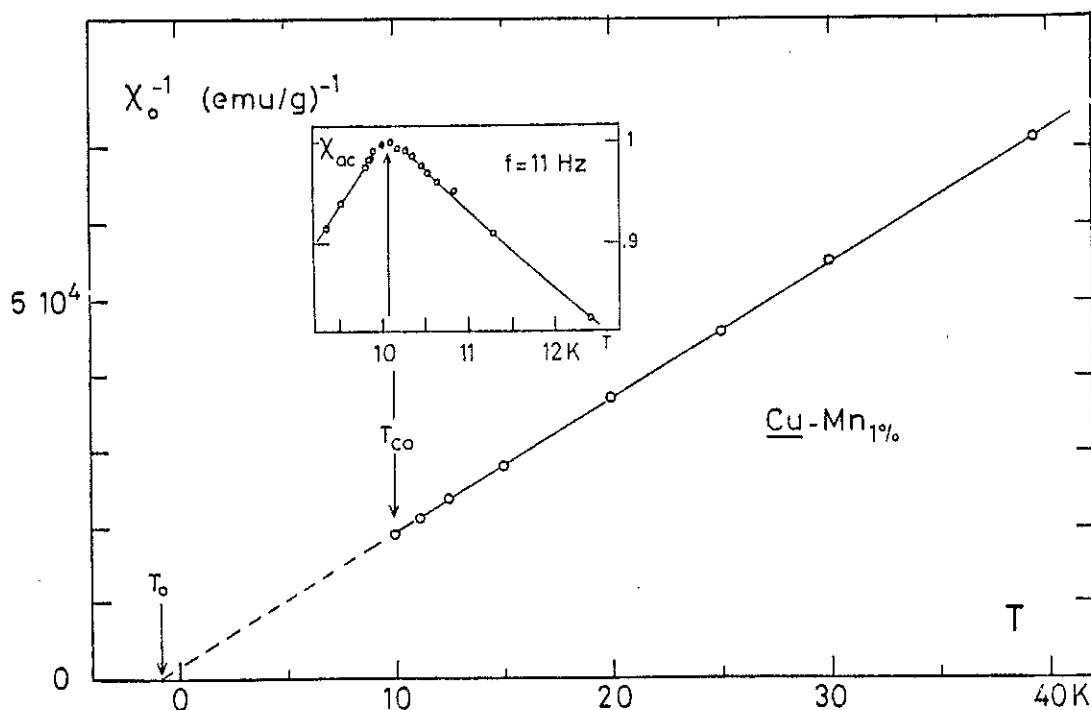


Figure 2 : Inverse de la susceptibilité initiale χ_0 en fonction de la température : $\chi_0^{-1} = C^{-1}(T + T_0)$, $T_0 = (0,82 \pm 0,02) \text{ K}$, la constante de Curie C correspond à un moment effectif de $5,45 \mu_B/\text{Mn}$. La température T_{co} du pic de susceptibilité alternative mesurée à 11 Hz (voir encart) est égale à $10,05 \pm 0,05 \text{ K}$.

La dépendance en température de la susceptibilité initiale nous suggère d'analyser l'ensemble de nos résultats à l'aide d'un modèle de paramagnétisme classique. Dans ce modèle, l'aimantation peut s'exprimer en fonction d'une variable unique $\frac{H}{T + T_0}$ pour $T \gg T_0$. Nos points expérimentaux portés dans le diagramme $M = f(\frac{H}{T + T_0})$ (fig. 3) montrent la faillite d'un tel modèle : si les courbes représentant la dépendance en $\frac{H}{T + T_0}$ de l'aimantation semblent pratiquement confondues à hautes températures, à plus basses températures ces courbes dévient d'un comportement universel et ce à partir de valeurs de $\frac{H}{T + T_0}$ d'autant plus faibles que l'on s'approche de T_c .

Nous pouvons tirer de ces constatations une première conclusion : dans ce système la susceptibilité initiale suit simplement une loi de Curie mais les termes d'ordre supérieur présentent un comportement anormal en comparaison de ce que l'on attend d'un paramagnétique classique.

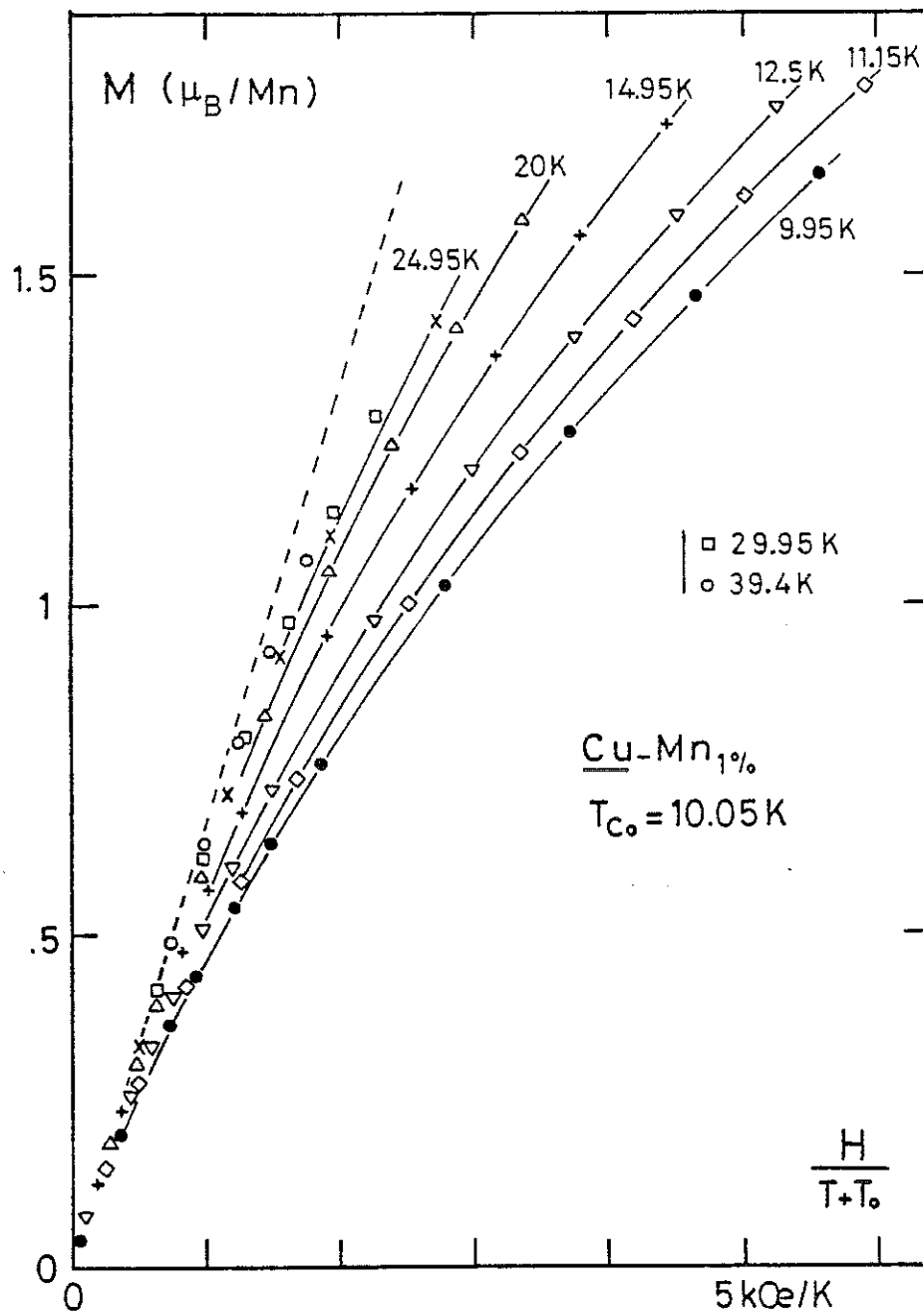


Figure 3 : M en fonction de la variable réduite $\frac{H}{T+T_0}$ pour différentes valeurs de $T > T_c$. La droite en pointillé représente la pente initiale commune (constante de Curie).

2 - Analyse qualitative du comportement des termes d'ordre supérieur en champ de l'aimantation :

Pour mettre nettement en évidence ce comportement anormal, nous avons choisi de porter nos résultats dans le diagramme $(T + T_0) \frac{M}{H} = f\left(\frac{H}{T + T_0}\right)$ (fig. 4), nous y avons également tracé la courbe correspondant à une aimantation qui suivrait la variation d'une fonction de Brillouin pour une valeur de spin $s = 2,5$:

- pour des champs évanescents, les courbes expérimentales se rejoignent à une valeur de l'ordonnée correspondant à la constante de Curie calculée précédemment ;
- pour les valeurs croissantes de $\frac{H}{T + T_0}$ l'écart à la loi de Brillouin augmente dramatiquement pour des valeurs décroissantes de la température ;
- les courbures initiales, à hautes températures, semblent indiquer la présence d'un terme en H^2 (H^3 pour l'aimantation) qui tend à se limiter à un domaine de plus en plus restreint en $\frac{H}{T + T_0}$ pour faire place à T_c , à un terme en H ou de puissance inférieure. C'était déjà la conclusion des études réalisées par H. Bouchiat - P. Monod⁽²⁾ et Barbara⁽⁷⁾.

Nous allons dans la suite montrer quantitativement que l'aimantation peut se développer en termes de puissances impaires du champ pour $T > T_c$ et prend une forme analytique très différente à $T = T_c$.

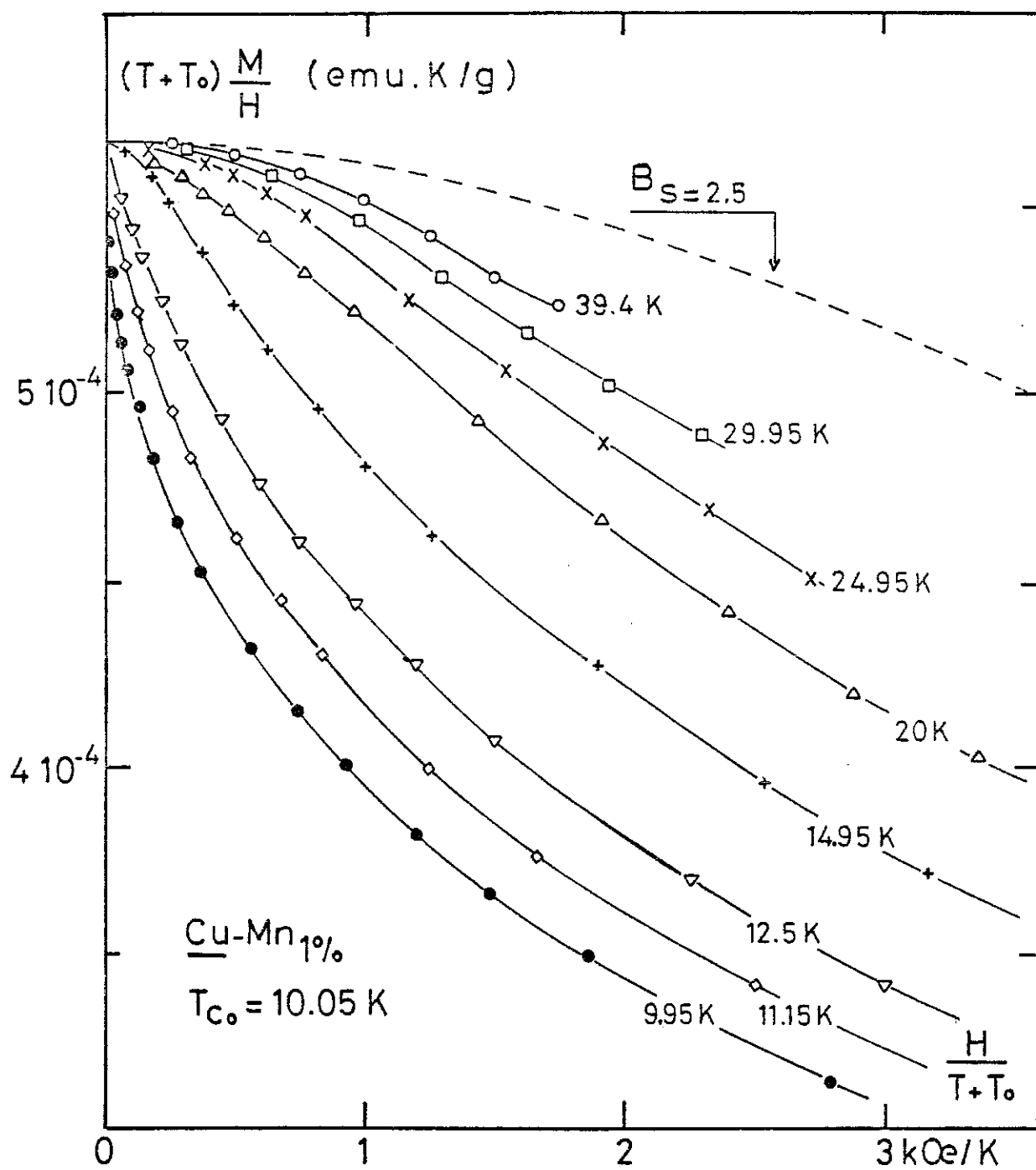


Figure 4 : $(T + T_0) \frac{M}{H}$ est représenté en fonction de $\frac{H}{T + T_0}$: pour un paramagnétique classique tous les points se trouveraient sur une même courbe (représentée en pointillés en supposant $M \sim B_s \left(\frac{H}{T + T_0} \right)$ avec $s = 2,5$).

3 - Présence et dépendance en température du terme en H^3 de l'aimantation :

Nous avons tracé, pour chaque température, un diagramme $\frac{M}{H}$ fonction de H^2 qui présente une très bonne linéarité en bas champs. Ceci nous permet de déterminer avec une excellente précision⁽⁸⁾ la susceptibilité initiale χ_0 . Nous avons porté l'ensemble de nos résultats sur la figure 5.

Celle-ci montre que l'on peut écrire dans des champs suffisamment faibles :

$$M = \chi_0 H \left[1 + \chi_1(T) \left(\frac{\mu_B H}{k(T + T_0)} \right)^2 \right]$$

Par contre la pente $\chi_1(T)$ du terme quadratique en $H/T + T_0$ de $\frac{M}{\chi_0 H}$ augmente de plusieurs ordres de grandeur quand on approche T_c .

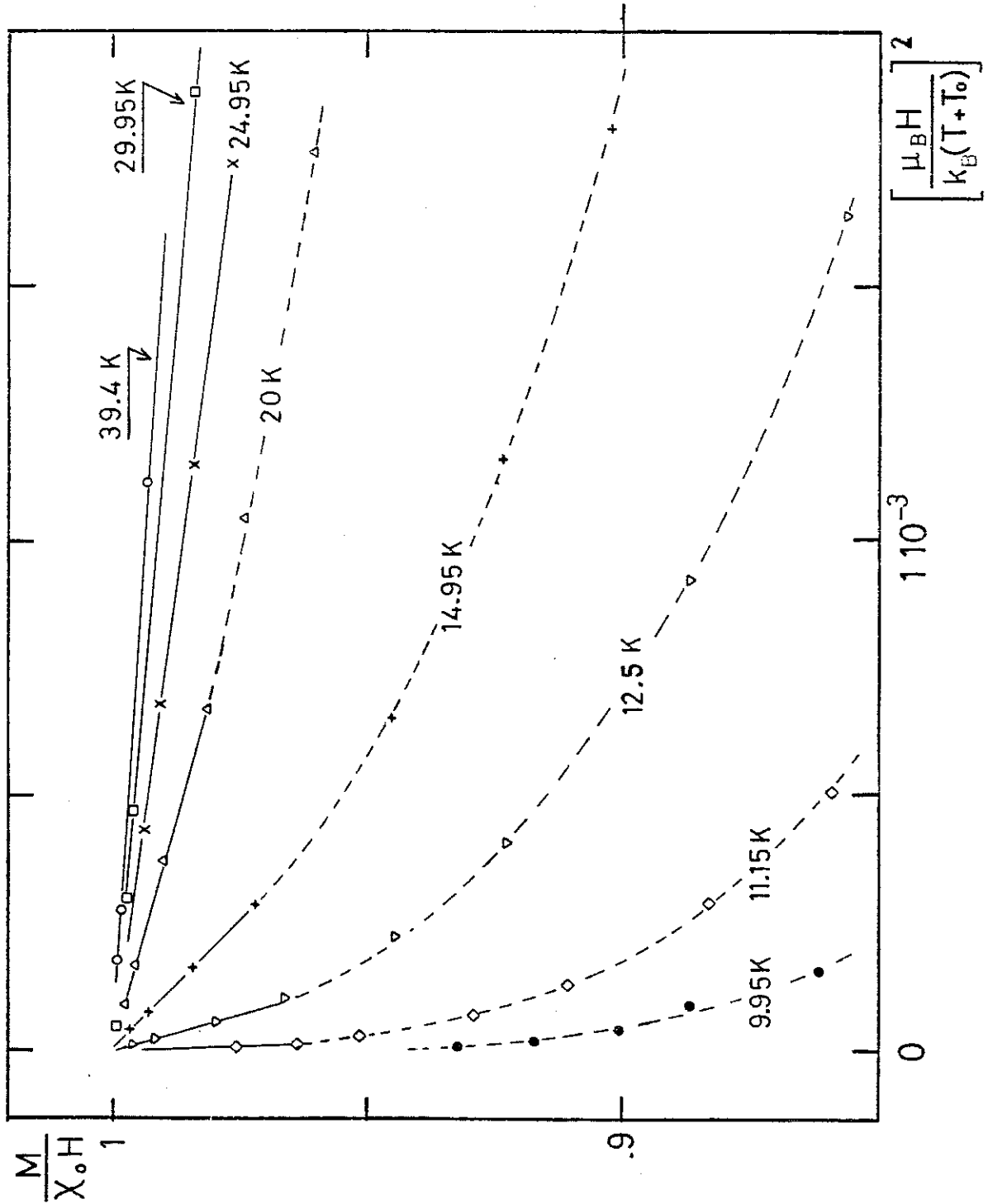


Figure 5 : $\frac{M}{\chi_0 H}$ en fonction de $\left(\frac{\mu_B H}{k_B (T + T_0)}\right)^2$ met qualitativement en évidence l'existence d'un terme en H^3 de l'aimantation. Notons la dépendance importante en température de la pente initiale et la restriction du domaine de validité en champ quand $T \rightarrow T_c$.

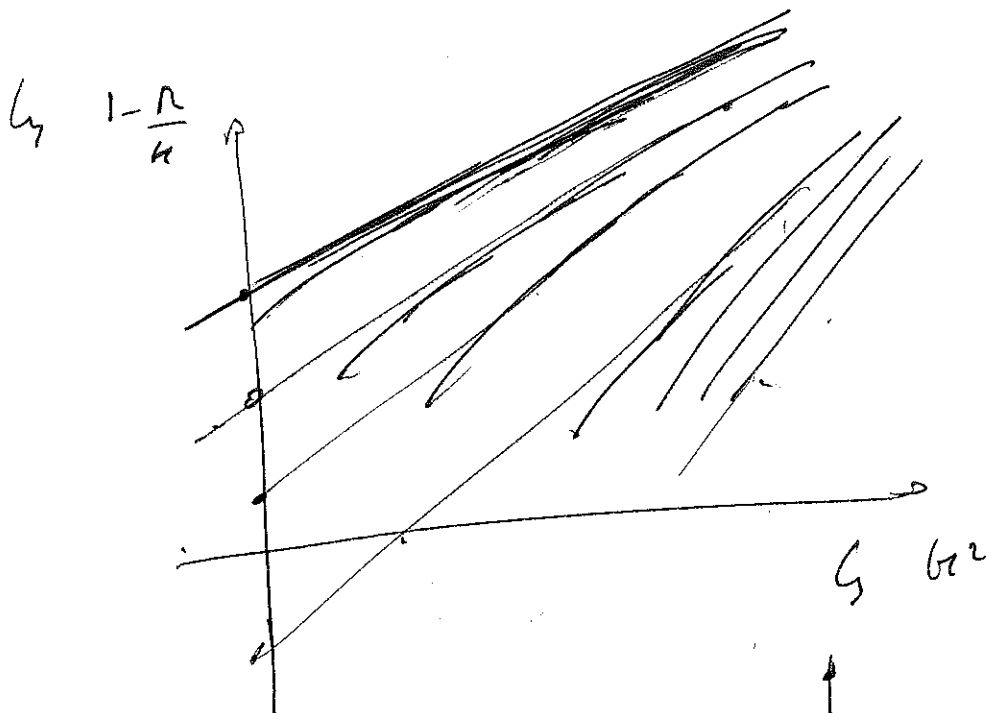
Pour rendre plus évident ce comportement nous avons choisi de porter nos résultats dans le diagramme

$$\text{Log} \left(1 - \frac{M}{\chi_0 H} \right) = f \left[\text{Log} \left(\frac{\mu_B H}{kT} \right)^2 \right] \quad (\text{fig. 6})$$

- les points à l'origine s'alignent sur des droites de pente 1, cette linéarité s'étend jusqu'à des champs de 60 kOe à 39,4 K mais se limite à 500 Oe à 11,15 K;
- χ_1 varie d'un facteur 500 quand on varie la température de 39,4 K à 11,15 K (partie gauche de la figure 6) alors que χ_0 n'a varié que dans le rapport des températures (tableau 1).

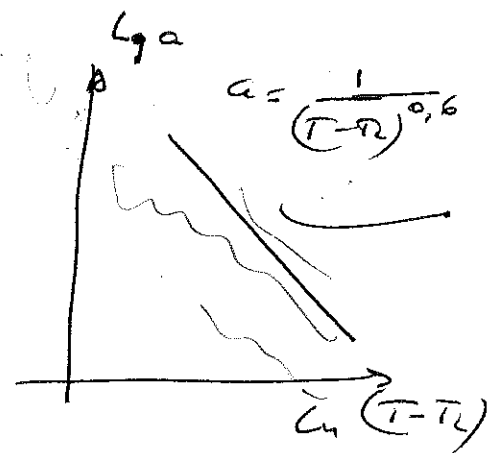
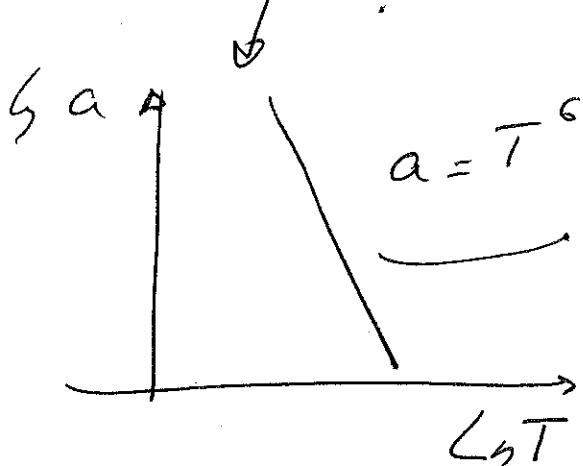
T K	χ_0 10^{-4} emu/g	χ_1	χ_2
39,4	0,141	$6,9 \pm 0,2$	
29,95	0,183	$9,4 \pm 0,3$	$(1,6 \pm 0,2) 10^2$
24,95	0,220	$14,8 \pm 0,4$	$(5,9 \pm 1,9) 10^2$
20	0,271	27 ± 1	$(13,6 \pm 0,7) 10^2$
14,95	0,361	115 ± 5	$(33,0 \pm 0,3) 10^2$
12,5	0,417	$5,10 \pm 15$	$(6 \pm 3) 10^5$
11,15	0,470	$(3,9 \pm 0,6) 10^3$	$(2,2 \pm 1,3) 10^8$
9,95	0,543		

Tableau 1

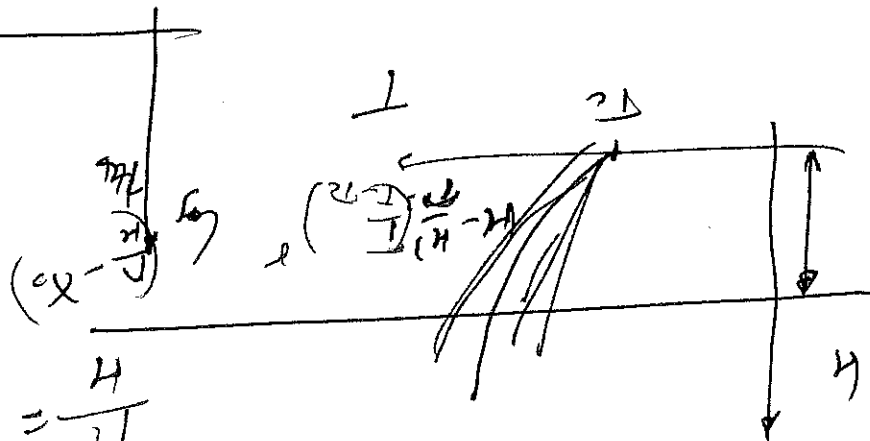


$$M = H + aH^{1+4/5}$$

$$\sqrt{\frac{h}{H}} = 1 + \textcircled{a} H^{2/5}$$

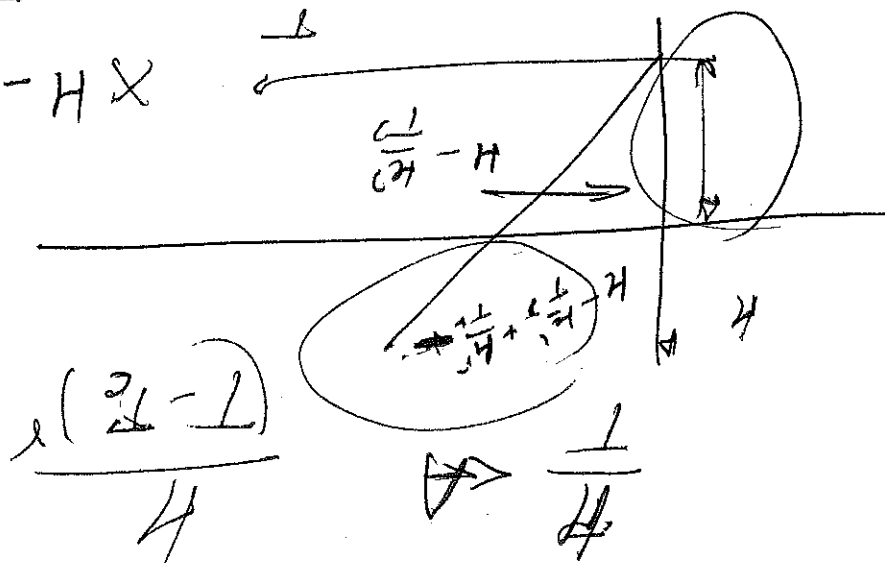


4 27



$$(2) \quad H \cdot i - i \cdot X = \frac{H}{2}$$

$$H - H \cdot X$$



$$H - H \cdot X = \frac{H}{2}$$

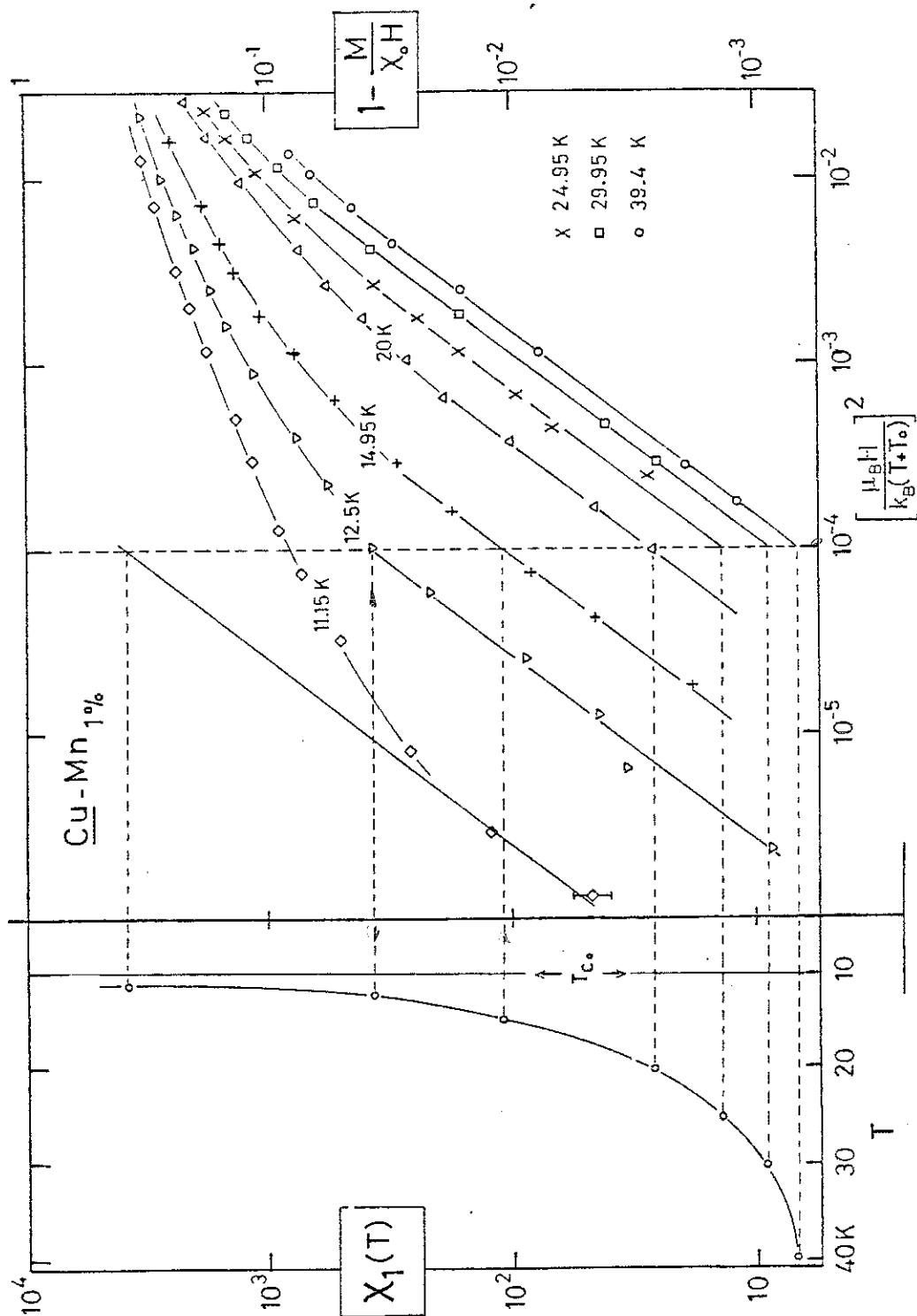


Figure 6 : La linéarité initiale (pente 1) du diagramme $\log(1 - \frac{M}{X_0H}) = f(\text{Log} (\frac{\mu_B H}{k_B (T+T_0)})^2)$ (partie droite de la figure) permet d'écrire
 $M = X_0H [1 - X_1 (\frac{\mu_B H}{k_B (T+T_0)})^2 + \dots]$
 X_1 représenté sur la partie gauche de la figure ($\log X_1 = f(T)$) varie de 3 ordres de grandeurs et semble diverger à T_{c0} .

Nous avons cherché une loi de variation en température de χ_1 qui fasse intervenir un caractère de divergence pour $T = T_{co}$ et qui devienne pratiquement constant à haute température (le développement de l'aimantation devenant alors celui d'un simple paramagnétique). Si l'on choisit comme variable $\frac{T}{T - T_{co}}$ qui répond à ces deux critères,

nous obtenons pour χ_1 (fig. 7) l'expression suivante :

$$\chi_1(T) \approx A \left(\frac{T}{T - T_c} \right)^\gamma$$

En tenant compte des barres d'erreurs expérimentales (difficulté de détermination précise de χ_1 pour T proche de T_c), nous avons déduit une valeur de l'exposant γ comprise entre 3,25 et 3,35 et une valeur de A égale à environ 2,5.

On remarque que pour $T \rightarrow \infty$ on a $\chi_1 = A = \frac{1}{12} m^2$, m étant le moment effectif du manganèse déduit de la constante de Curie. Ceci indique que pour $T \rightarrow \infty$, une fonction de Langevin permet d'approximer la dépendance en champ et en température de l'aimantation (un développement de type tangente hyperbolique est loin de nos coefficients expérimentaux) :

$$M \approx N m \mu_B L \left[\frac{m \mu_B H}{k(T+T_0)} \right] = \frac{1}{3} N (m \mu_B)^2 \left[\frac{H}{k(T+T_0)} \right] - \frac{N}{45} (m \mu_B)^4 \left[\frac{H}{k(T+T_0)} \right]^3$$

ou bien

$$\frac{M}{\chi_0 H} \approx 1 - \frac{1}{15} \left(\frac{m \mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^2$$

avec
$$\chi_0 = \frac{N (m \mu_B)^2}{3k(T+T_0)}$$

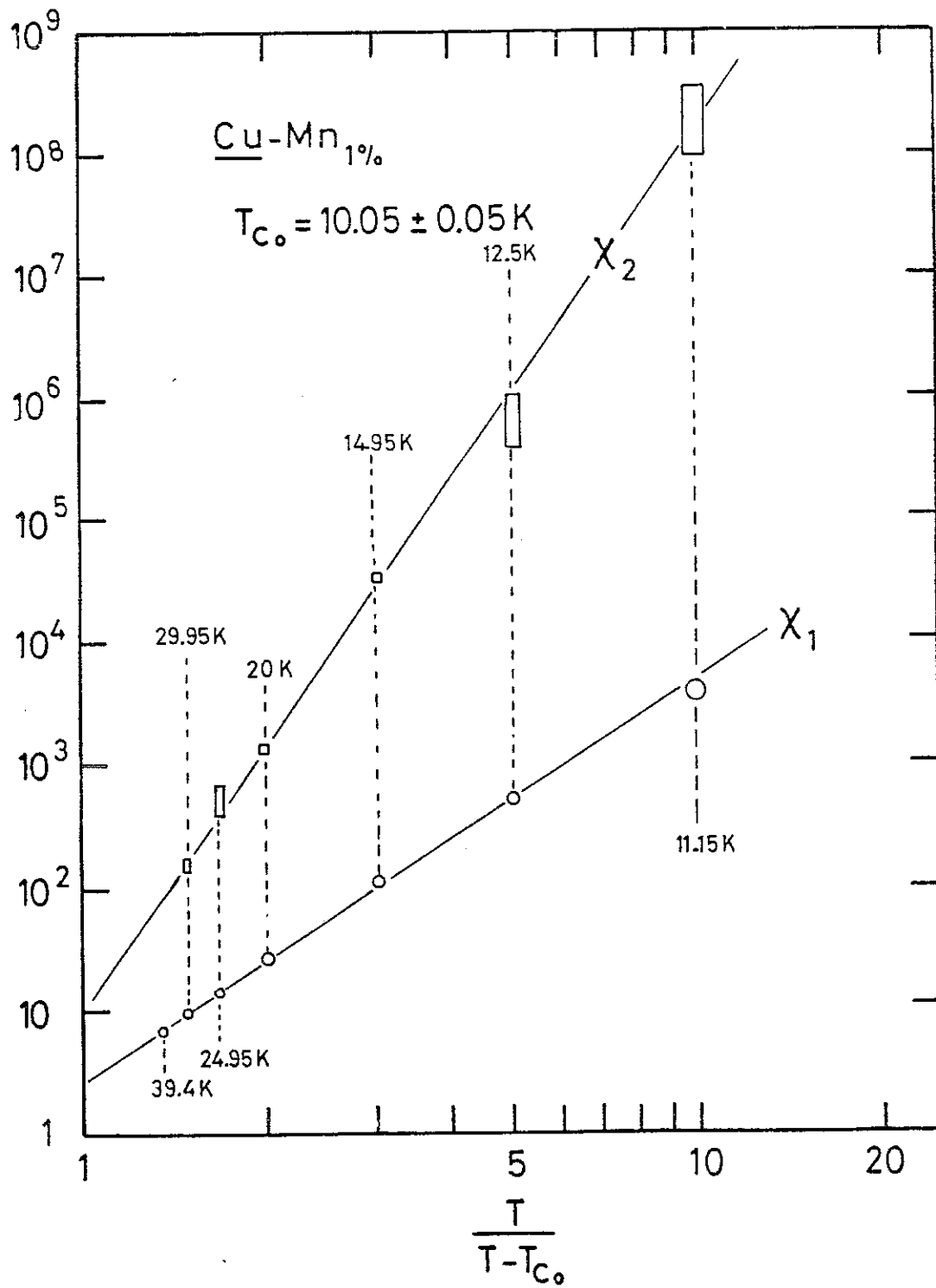


Figure 7 : Les coefficients X_1 et X_2 des termes du troisième et cinquième ordre en $\frac{H}{T}$ de l'aimantation en fonction de $\frac{T}{T-T_{C_0}}$ dans un diagramme logarithmique. La surface des points contient les barres d'erreurs.

4 - Analyse du terme en H^5 de l'aimantation :

Notre analyse nous a permis jusqu'ici de développer, jusqu'au troisième ordre, l'aimantation en puissances impaires du champ. La poursuite d'une telle analyse incite à continuer ce développement en termes d'ordre supérieur H^5 (et à comprendre leur comportement) selon la forme :

$$M = \chi_0 H \left[1 + \chi_1 \left[\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right]^2 + \chi_2 \left[\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right]^4 + \dots \right]$$

Nous avons constaté que χ_2 est fonction de la température (fig. 7), varie de plusieurs ordres de grandeurs dans l'intervalle des températures (29,96 K - 11,15 K) et peut s'exprimer par une loi $\chi_2 \approx \chi_1^2$ (dans notre gamme de températures d'étude et dans la limite de notre précision expérimentale on trouve plutôt une loi de puissance légèrement supérieure à 2 : $\chi_2 \approx \chi_1^{2,2}$).

Pour mettre en valeur cette propriété, nous avons choisi de porter nos résultats (fig. 8) dans le diagramme

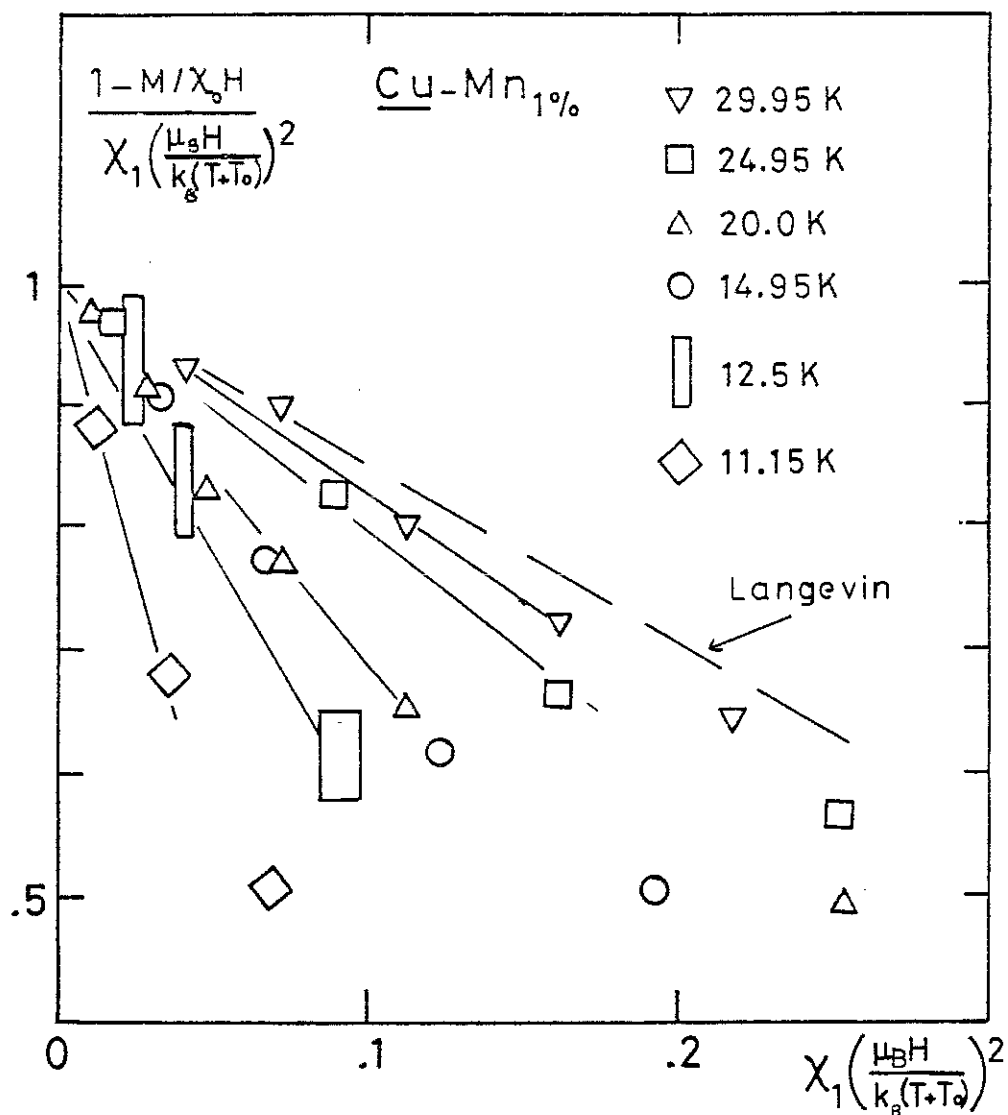
$$\frac{1 - \frac{M}{\chi_0 H}}{\chi_1 \left[\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right]^2} = f\left(\chi_1 \left[\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right]^2\right)$$

où nous avons également tracé la courbe théorique correspondant à la loi $\chi_2 \approx a\chi_1^2$ avec pour valeur de a le rapport des coefficients des termes en H^3 et H^5 d'un développement de Langevin.

On remarque qu'à hautes températures on a une dépendance linéaire en $\chi_1 \left[\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right]^2$ jusqu'à des champs de l'ordre de 60 kOe, cette variation linéaire se restreint à des champs de plus en plus faibles à l'approche de T_c . Ceci nous permet (dans un domaine de champ d'autant plus faible que l'on est à plus basses températures) d'écrire

$$1 - \frac{M}{\chi_0 H} = \chi_1(T) \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^2 + \alpha(T) \chi_1^2(T) \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^4$$

Figure 3 : Le diagramme ci-dessus montre la possibilité d'un développement, jusqu'au 5ème ordre, de l'aimantation en puissances impaires du champ.



Il est facile de constater que :

a- $\alpha(T)$ est proche du rapport des coefficients de Langevin à hautes températures ;

b- dans l'intervalle des températures étudiées, $\alpha(T)$ varie d'un rapport 4 ce qui est négligeable devant les variations de $\chi_1^2(T)$ (5 ordres de grandeurs), ceci nous incite à approximer $\alpha(T)$ par une constante indépendante de la température.

Signalons à ce propos que CHIKAZAWA et al.⁽⁹⁾ étaient les premiers à avoir étudié le terme d'ordre 5. Ils ont montré, par une mesure alternative des harmoniques 3ω et 5ω du champ appliqué, que les susceptibilités non linéaires (χ_1 et χ_2) croissent anormalement vite à l'approche de T_c .

5 - Aimantation à $T = T_c$:

A $T = T_c$, tous les termes en H^2 , H^5 , ... vont diverger et l'aimantation va s'exprimer selon une forme analytique non développable en puissance impaire de H . Il ne nous a pas été possible de rendre compte de la dépendance en champ de l'aimantation par le développement de S.K. :

$$M = H - H^2 + \dots$$

Nous avons testé si la formule proposée par Susuki :

$$M = \chi H - bH^{1+2/\delta} + \dots$$

était compatible avec nos résultats expérimentaux en portant nos résultats dans le diagramme $\frac{M}{H} = f(H^{2/\delta})$. Nous avons obtenu une excellente linéarité pour une valeur $\frac{2}{\delta} = 0,35 \pm 0,03$, pour des champs variant de 100 Oe à 20 000 Oe. Nous avons comparé ce comportement avec des mesures que nous avons effectuées sur d'autres échantillons : CuMn₅ % et CuMn₈ %.

La figure 9 montre que l'ensemble de ces résultats, où nous avons normalisé l'aimantation à χH , se superposent pour les diverses concentrations c :

$$\frac{M}{\chi(c) \cdot H} = f \left[b'(c) \left(\frac{\mu_B H}{kT_c} \right)^{0,35} \right] = 1 - b'(c) \left(\frac{\mu_B H}{kT_c} \right)^{0,35} + \dots$$

Nous avons reporté dans le tableau 2 les valeurs de χ et b' pour chaque concentration.

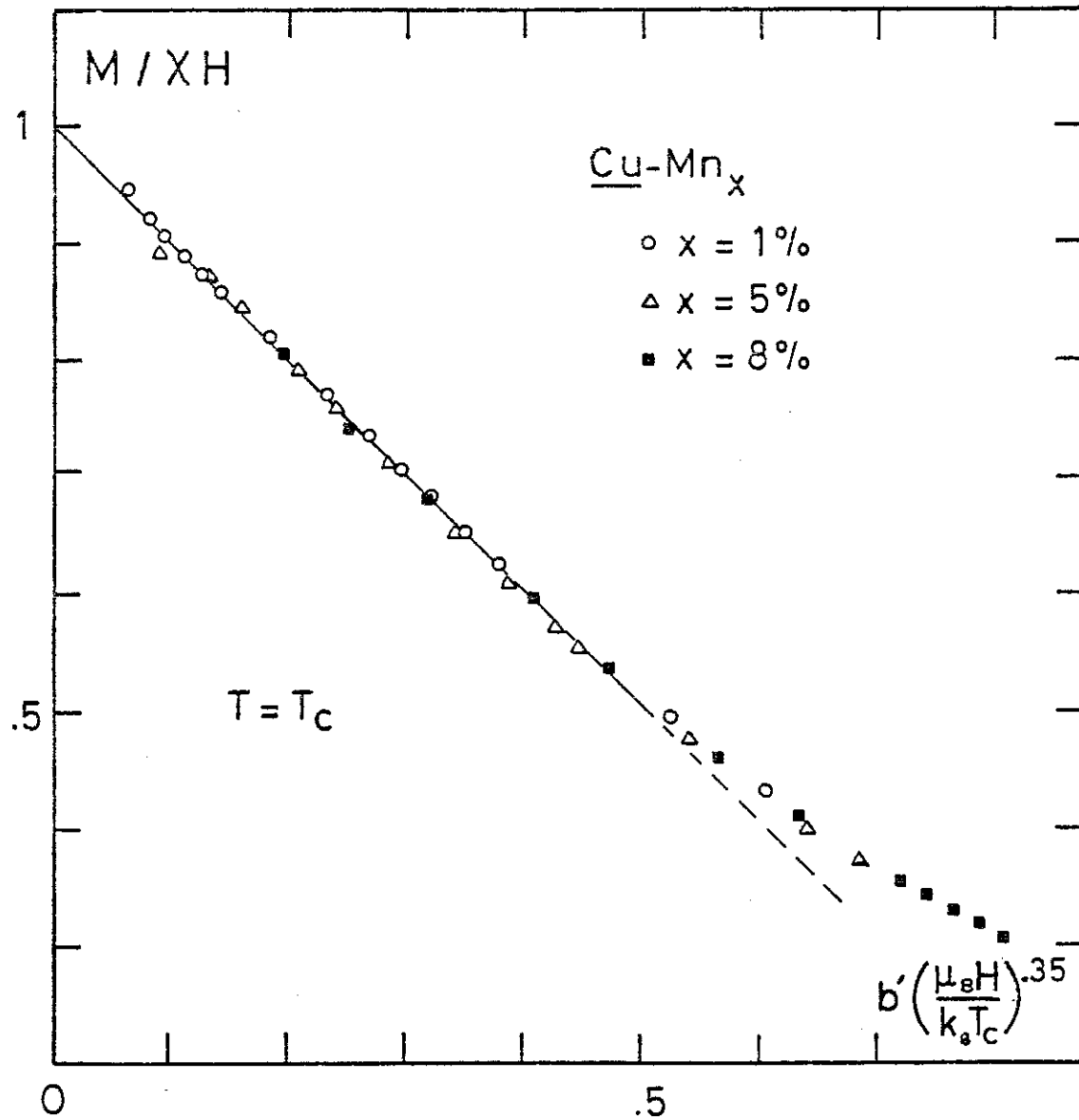


Figure 9 : $\frac{M(T=T_c)}{\chi(c)H}$, porté en fonction de $b'(c) \cdot \left(\frac{\mu_B H}{k_B T_c} \right)^{0.35}$ pour trois échantillons de CuMn de différentes concentrations (1%, 5%, 8% at Mn), montre un comportement universel de l'aimantation à T_c pour ce système. Les valeurs de χ et b' pour les différentes concentrations sont reportées dans le tableau 2.

c CuMn_c	$\chi(c)$ 10^{-4} emu/g	$b'(c)$
1 %	0,543	0,82
5 %	2,33	1,38
8 %	4,20	1,73

Tableau 2

6 - Comparaison avec la théorie et d'autres résultats expérimentaux.

L'étude expérimentale du comportement de l'aimantation au-dessus de la température de transition nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

1 - La susceptibilité initiale χ_0 est celle d'un paramagnétique sur toute la gamme des températures étudiées $[0,9 T_c - 3,9 T_c]$.

2 - Les susceptibilités non linéaires χ_1 et χ_2 présentent un comportement particulier :

χ_1 diverge comme $(\frac{T}{T-T_c})^\gamma$ avec $3,25 < \gamma < 3,35$
 χ_2 suit les variations de χ_1^2 .

3 - A ce niveau de l'analyse des premiers termes en champs de l'aimantation, à hautes températures, jusqu'à des champs de l'ordre de 60 kOe et dans un domaine de plus en plus restreint en champ au fur et à mesure qu'on est à plus basses températures, l'aimantation dite singulière ($M_{\text{sing}} = M - \chi_0 H$) peut être exprimée en fonction de la variation unique :

$$\chi_1 \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^2$$

$$M_{\text{sing}} = \chi_0 H \left[- \chi_1 \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^2 + \alpha \chi_1^2 \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^4 + \dots \right]$$

4 - L'aimantation totale peut être bien décrite dans ce même domaine de validité par l'expression :

$$\frac{M}{N m \mu_B} = \frac{1}{3} \frac{m \mu_B H}{k(T+T_0)} + a_2 \left(\frac{m \mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^3 \left(\frac{T}{T-T_c} \right)^{3,3} + a_4 \left(\frac{m \mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^5 \left(\frac{T}{T-T_c} \right)^{6,6} + \dots$$

a_2 et a_4 prennent les valeurs proches de celles d'un développement de Langevin (qui seraient 1/45 pour a_2 , 2/945 pour a_4).

Les résultats sont en accord qualitatif avec les prédictions théoriques de S.K. Une comparaison quantitative avec le modèle SK fait apparaître cependant des discordances :

. S.K. prévoit une divergence de χ_1 en $(\frac{1}{T-T^c})^\gamma$ avec $\gamma = 1$. Notre analyse expérimentale fait apparaître une valeur de γ largement supérieure $\gamma = 3,3$;

. le terme χ_2 de S.K. est proportionnel au cube de χ_1 . Notre détermination expérimentale de χ_2 nous a montré que sa valeur était environ égale à χ_1^2 .

Nous allons, dans la suite, chercher à résoudre ces contradictions dans le cadre plus général proposé par SUZUKI (voir chapitre I).

En utilisant la dépendance en champ de l'aimantation (éq. 4) nous avons déduit une valeur de l'exposant $\delta = 5,7$.

A partir des valeurs de δ et γ que nous avons obtenues et compte tenu des lois d'échelle (éq. 5), nous avons déduit les valeurs de (α, β) qui sont comparées, dans le tableau 3, aux valeurs prévues par le modèle S.K.⁽¹⁾ et celles déduites d'autres résultats expérimentaux^(4,7).

Exposant	SK	BERTON et al. <u>CuMn</u> _{0,25%}	BARBARA et al. <u>CuMn</u> _{4,6%}	Notre travail <u>CuMn</u> _{1%}
γ	1	3,5	$3,6 \pm 0,6$	3,3
δ	2	4,5	5 ± 1	5,7
α	-1	-3,5		-2,7
β	1	1		0,7

Tableau 3

On constate un assez bon agrément des valeurs expérimentales entre elles. La valeur de α fortement négative explique l'absence d'accident notoire sur la chaleur spécifique.

L'approche phénoménologique de SUZUKI que nous venons d'utiliser ne permet pas une image physique précise de l'approche à la transition. Dans ce but, nous tenterons dans le prochain chapitre de décrire le comportement du système à $T > T_c$ dans le cadre d'un modèle de superparamagnétisme de clusters dont la taille varie avec la température.

C H A P I T R E I I I

TENTATIVE D'APPROCHE A UNE IMAGE PHYSIQUE DANS LE CADRE D'UN MODELE SUPERPARAMAGNETIQUE

Le caractère superparamagnétique des verres de spins est bien établi : on part de spins isolés de valeur s (paramagnétisme de Curie, $T \gg T_c$) puis on crée des paires (MATHO) et des entités magnétiques dont la taille grandit avec la température.

Dans le cadre d'un modèle de superparamagnétisme de grains antiferromagnétiques, la banalité du terme du premier ordre est bien connue. Néel avait montré que si l'on forme des grains de grande taille avec des interactions antiferromagnétiques, leur moment moyen est nul et ce qui va être soumis à l'agitation thermique c'est la fluctuation de ce moment qui est de l'ordre de $\sqrt{n}$.

Pour $\frac{N}{n}$ grains de taille n , la susceptibilité initiale s'écrit :

$$\chi_0 = \frac{N}{n} \sqrt{n} g s \mu_B \frac{\sqrt{n} g s \mu_B}{kT} = N \frac{(g s \mu_B)^2}{kT}$$

où N est le nombre total d'atomes magnétiques.

Il est remarquable de noter que χ_0 ne dépend pas de la taille des grains mais seulement du nombre total d'atomes magnétiques du système ; χ_0 ne permet pas d'atteindre la valeur réelle du moment $s\sqrt{n}$. C'est ce qu'avait noté, entre autres, CYROT⁽¹⁰⁾ qui avait déduit d'un tel modèle la dépendance en température du temps de réponse du système : la dépendance en fréquence de la température du pic de susceptibilité, mesurée par une méthode alternative, peut s'exprimer selon la loi de Fulcher.

On peut généraliser ce modèle, pour décrire d'une manière plus réaliste notre système, en introduisant deux distributions :

- l'une, $P_n(S)$, portant sur la valeur du moment S d'un groupe de n spins : distribution que l'on peut supposer gaussienne, en raison du caractère aléatoire de la valeur et du signe de ces interactions

$$P_n(S) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{s/\bar{n}} e^{-S^2/2(s/\bar{n})^2} \quad (\overline{S^2} = ns^2, \overline{S^4} = 3n^2s^4, \overline{S^6} = 15n^3s^6)$$

- l'autre, $P(n)$, à laquelle nous ne donnons pas d'expression particulière et qu'on peut, a priori, supposer dépendre de la température (ce qui implique que $\bar{n}$ peut dépendre de T).

Pour décrire l'ensemble des paquets de même taille n et de même moment S , on peut utiliser la fonction de Langevin (valable pour des grands spins).

$$L\left(\frac{SH}{T}\right) = \frac{1}{3} \frac{SH}{T} - \frac{1}{45} \left(\frac{SH}{T}\right)^3 + \frac{2}{945} \left(\frac{SH}{T}\right)^5 + \dots$$

L'aimantation du système s'écrit alors

$$M = \int P(n) \int P_n(S) S L\left(\frac{SH}{T}\right) dn dS$$

On obtient aisément le premier terme du développement :

$$\frac{1}{3} \frac{s^2}{kT} \underbrace{\int n P(n) dn}_N = \frac{Ns^2}{3kT} H = \chi_o H$$

Pour les termes d'ordre supérieur du développement, dans la mesure où $\bar{n}$ est grand, nous pouvons supposer que l'écart quadratique moyen $\sqrt{(\Delta n)^2}$ est négligeable devant $\bar{n}$ (de l'ordre de $\sqrt{\bar{n}}$ dans le cas où $P(n)$ est une distribution dont les ailes ont peu de poids). Ceci nous permet d'écrire le deuxième et le troisième terme du développement sous la forme

$$2^{\text{e}} \text{ terme} = \frac{1}{45} N \bar{n} \overline{s^4} \left(\frac{H}{kT}\right)^3 = \frac{1}{15} \chi_0 H \cdot 3 \bar{n} \left(\frac{sH}{kT}\right)^2 \quad (\text{éq. 6})$$

$$3^{\text{e}} \text{ terme} = \frac{2}{945} N \bar{n}^2 \overline{s^6} \left(\frac{H}{kT}\right)^5 = \frac{2}{315} \chi_0 H \cdot 15 \bar{n}^2 \left(\frac{sH}{kT}\right)^4$$

Nous constatons que les termes en H^3 , H^5 , ... de l'aimantation permettent d'atteindre la valeur réelle ($\sim s \sqrt{\bar{n}}$) du moment. χ_1 et χ_2 , tels que nous les avons définis, mesurent respectivement $\bar{n}$ et $\bar{n}^2$ et leur divergence traduit, dans notre modèle, la formation d'un cluster infini à T_c . La non-dépendance en $\bar{n}$ de χ_0 justifie le fait que le comportement de χ_0 reste normal jusqu'à la transition.

Cette approche est en bon accord qualitatif avec nos résultats expérimentaux :

$$\frac{M}{\chi_0 H} = 1 - \frac{1}{12} \left(\frac{T}{T-T_c} \right)^\gamma \left(\frac{m\mu_B H}{kT} \right)^2 + \dots, \quad \chi_0 = \frac{N(m\mu_B)^2}{3kT}$$

Néanmoins, en supposant $\bar{n} = \left(\frac{T}{T-T_c} \right)^\gamma$ ($\bar{n} = 1$ pour $T \rightarrow \infty$), le facteur 3 supplémentaire dans l'équation 6^c n'apparaît pas expérimentalement. Il semble qu'on puisse avec plus de succès utiliser directement la formule suivante :

$$M = \frac{N}{\bar{n}} g s \mu_B \sqrt{\bar{n}} L \left(\frac{g s \mu_B \sqrt{\bar{n}} H}{kT} \right) \quad (\text{éq. 7}).$$

Le développement de l'aimantation peut se généraliser de la façon suivante :

$$\frac{M}{\chi_0 H} = F \left[\bar{n} \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^2 \right]$$

avec $\bar{n} \sim \chi_1(T)$.

Nous avons testé le domaine de validité de l'universalité d'un tel comportement (fig. 10).

Nous constatons que :

- pour les faibles valeurs de $\chi_1 \left[\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right]^2$ les points expérimentaux se trouvent sur la même courbe (prédominance du terme en H^2) ;
- à partir d'une certaine valeur de $\chi_1 \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^2$ les courbes commencent à s'écarter les unes des autres.

Il est remarquable de constater que cette valeur de $\chi_1 \left(\frac{\mu_B H}{k(T+T_0)} \right)^2$ correspond à une valeur du moment $\bar{S} = s \sqrt{\bar{n}}$ telle que $\frac{\bar{S}H}{T} = 1$ dans notre assimilation avec une fonction de Langevin.

L'écart à un modèle simpliste de moments indépendants du champ peut s'expliquer de la manière suivante :

1 - tant que $\frac{\bar{S}H}{T} < 1$ on peut considérer que le comportement du système est bien décrit par notre modèle avec une valeur du moment $\bar{S}$ qui dépend essentiellement de la température

$$\bar{S} = \bar{S}(T) = s \sqrt{\bar{n}(T)}$$

2 - lorsqu'une part notable de ces moments se trouvent alignés dans le champ ($\frac{\bar{S}H}{T} > 1$), ces moments vont acquérir en moyenne une polarisation interne supplémentaire p due au champ : le moment moyen tend à dépendre essentiellement de la grandeur du champ appliqué pour de fortes valeurs de celui-ci

$$S = S(H, T) = s \sqrt{\bar{n}} (1 + p(H)) ; \bar{n} = \bar{n}(T)$$

ce que nous venons d'exposer se contente de l'hypothèse d'une distribution $P(n)$ indépendante de H . Il est évident que cette distribution est modifiée par la présence du champ qui va détruire un certain nombre de liaisons nécessaires à la construction de nos paquets de spins : $\bar{n} = \bar{n}(T, H)$. Notamment si notre modèle semble indiquer l'existence d'un cluster infini à T_{c0} en champ nul, en présence d'un champ H non évanescant on peut supposer qu'il faille abaisser la température jusqu'à une valeur qu'on peut appeler $T_c(H)$ pour construire un tel cluster.

On peut contester que l'expression de l'aimantation sous la forme

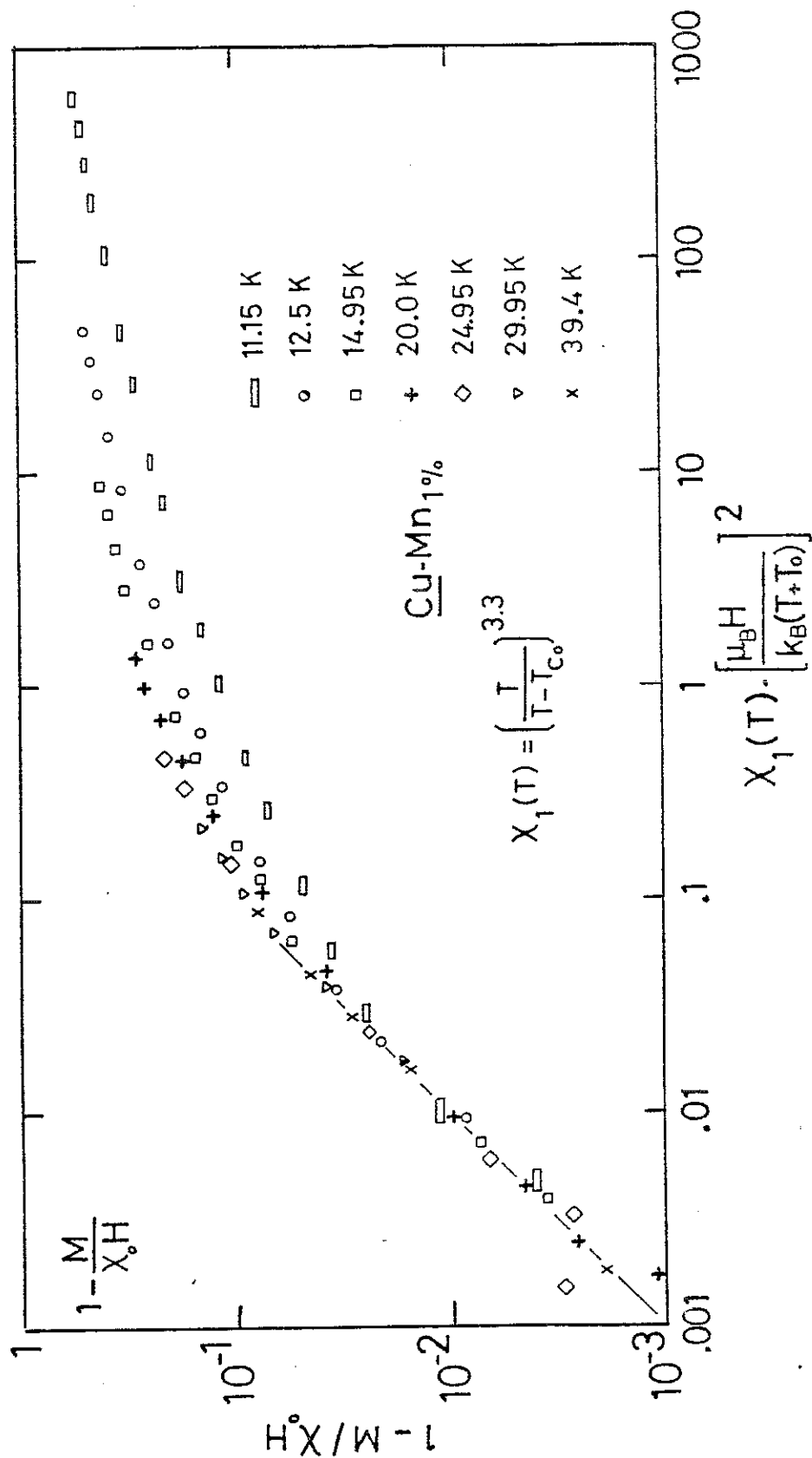


Figure 10 : Le diagramme en coordonnées réduites $1 - \frac{M}{X_0 H}$ en fonction de $X_1(T) \left[\frac{\mu_B H}{k_B (T + T_0)} \right]^2$ (échelles logarithmiques) montre le comportement général de l'aimantation mesurée aux différentes températures indiquées. Des discordances à une loi universelle commencent à apparaître pour de grandes valeurs de l'abscisse (voir texte).

$$M = \frac{N}{n} s \sqrt{\bar{n}} L \left(\frac{s \sqrt{\bar{n}} H}{T} \right) = \frac{C}{T} H \frac{3L(x)}{x}$$

avec $x = \frac{s \sqrt{\bar{n}} H}{T}$

$$\bar{n} = \bar{n}(T)$$

puisse réellement avoir une signification physique pour $\frac{\bar{S}H}{T} \gg 1$. Nous avons tenté néanmoins d'estimer la dépendance en H du moment $\bar{S}$ qui contribuerait à une aimantation pouvant être décrite par l'expression

$$\frac{M}{\chi_0 H} = 3 \frac{L(x)}{x} \quad \text{avec } x = \frac{\bar{S}H}{T+T_0}$$

La figure 11 montre que pour $\frac{\bar{S}H}{T+T_0} < 1$ $\bar{S}$ est fonction uniquement de la température. Pour $\frac{\bar{S}H}{T+T_0} > 1$, $\bar{S}$ tend à dépendre uniquement du champ pour rejoindre à fort champ la valeur de $\bar{S}(H)$ à T_c estimée également selon la même expression.

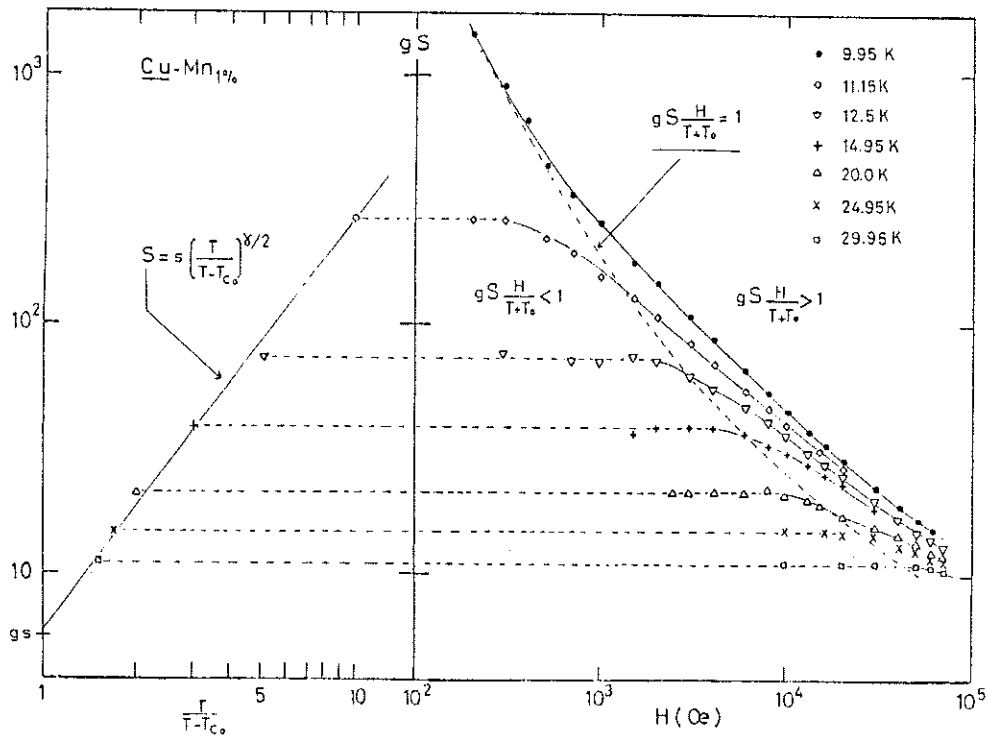


Figure 11

Nous comprenons, à l'aide de cette analyse (qui certainement est très frustrante quand $\bar{S}H/T > 1$), qu'il est possible de trouver pour l'aimantation une formule qui décrive bien à la fois son comportement dans la zone en H et T ($\bar{S}H/T < 1$) où on a pu développer l'aimantation en puissances impaires du champs, et son comportement en plus hauts champs qui tend à rejoindre celui de l'aimantation à T_c . L'équation 4 bis (p. 9) répond bien à ces constatations et peut s'écrire compte tenu de nos résultats :

$$(1 - \frac{M}{\chi_0 H}) / b' (\frac{\mu_B H}{kT_c})^{0,35} = \phi [(\frac{\mu_B H}{kT})^2 \cdot (\frac{T}{T-T_c})^{3,3} / b' (\frac{\mu_B H}{kT_c})^{0,35}]$$

avec $\phi(x) \sim x$ pour x faible

$\phi(x) \rightarrow 1$ pour x grand $\rightarrow \infty$ ($T = T_c$ ou $H \rightarrow \infty$).

La figure 12 montre l'universalité de cette formulation pour la gamme de champs et de températures étudiées. Nous constatons que la valeur de l'ordonnée tend bien à se saturer pour les grandes valeurs de x et pourrait tendre vers 1 pour des valeurs de x très supérieures (ce qui imposerait de travailler à des températures beaucoup plus proches de T_c).

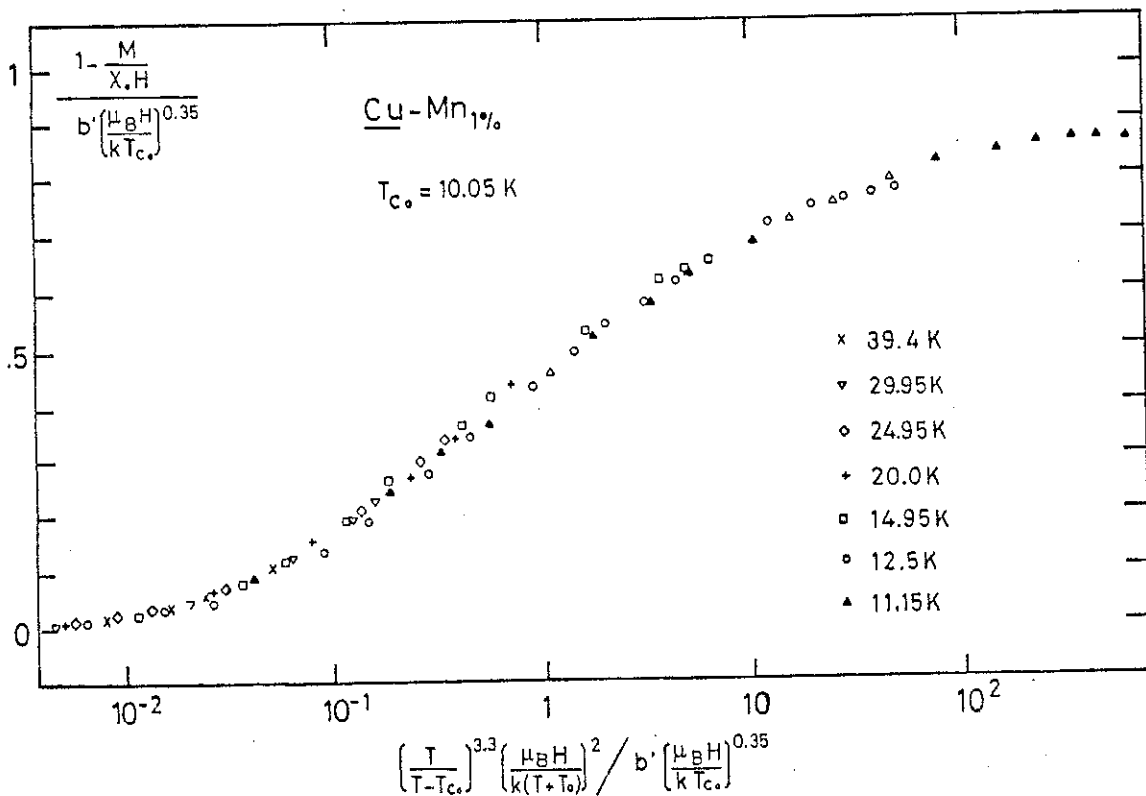


Figure 12

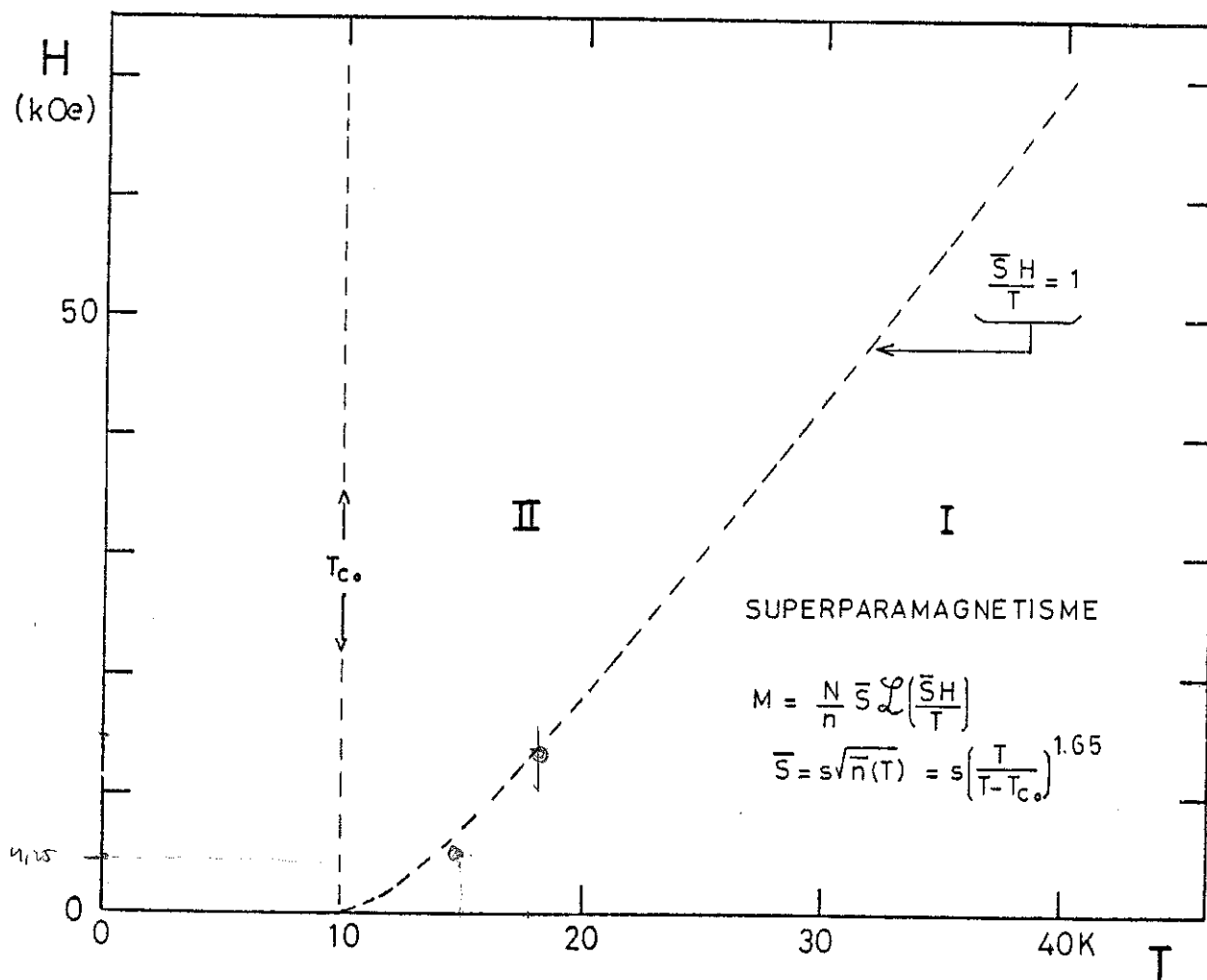


Figure 13

C O N C L U S I O N

Dans cette partie, nous avons développé un modèle de superparamagnétisme de paquets de spins ($\bar{S} = s\sqrt{n}$) dont la taille n grandit quand on diminue la température pour devenir infinie à T_c ; dans ce modèle l'aimantation se développe en puissances impaires du champ.

Nous avons montré que notre système peut être décrit par un tel modèle dans la limite où $\frac{\bar{S}H}{T} < 1$. Ceci nous a incité à tracer une ligne $H = f(T)$ à partir de l'équation $\frac{\bar{S}H}{T} = \left(\frac{T}{T - T_c}\right)^{\gamma/2} \left\{ \frac{m_B H}{k_B T} \right\} = 1$ (fig. 13). Cette ligne sépare le plan $[H, T \geq T_c]$ en deux régions I et II.

1. Une région (I) parfaitement décrite par notre modèle (notons que nos mesures d'aimantation ont été faites d'une façon isotherme : plus on approche T_c et plus la zone de notre modèle se restreint en champ pour se réduire à un seul point $H = 0$ à T_c).

2. Une zone (II) où le champ entre en compétition avec les interactions entre spins ce qui a pour conséquences :

- rupture, pour une température donnée, d'un certain nombre de liaisons entraînant - sous champ - une diminution de la taille moyenne des paquets ;
- pour une même taille de paquets le champ va produire une polarisation supplémentaire à ce qu'on pourrait attendre d'un moment résultant créé par des interactions aléatoires.

Connaissant la dépendance en champ de l'aimantation à T_c (température de divergence de $\bar{S}$), nous avons pu utiliser une formule d'interpolation valable dans la zone I (où notre modèle s'applique) et dont la limite, à grand champ et pour $T \rightarrow T_{c0}$, soit le comportement de l'aimantation à T_{c0} , ce qui nous permet de rendre compte, dans un diagramme

universel, de l'ensemble de nos résultats (obtenus dans toute la gamme de champs et de températures utilisées, c'est-à-dire dans la zone I comme dans la zone II) (fig. 12).

D'autre part, nous avons trouvé un bon accord qualitatif avec les prédictions théoriques du modèle S.K:

- susceptibilité du premier ordre normale,
- les susceptibilités d'ordre supérieur divergent à T_c ,
- à T_c , l'aimantation n'est plus développable en puissances impaires du champ.

Quantitativement, les exposants critiques que nous avons obtenus sont différents de ceux prédits par la théorie du champ moyen mais en accord convenable avec ceux déduits d'autres expériences réalisées sur le même système (CuMn)^(5,7) ou sur d'autres (AlGd)⁽⁷⁾.

Ce qui est remarquable, c'est l'étendue de la gamme de champs et de température où ces exposants restent valables. Si nous voulons situer notre travail parmi les autres études menées, il est nécessaire d'utiliser un scaling en $\frac{H}{T_c}$ et $\frac{T}{T_c}$ pour comparer les champs et températures utilisés par d'autres auteurs. Par exemple, le domaine de champ utilisé par BARBARA et al. équivaldrait pour notre échantillon à une étude où il serait compris entre 1 Oe et 1,5 kOe. Nous avons pu prolonger cette analyse pour des champs beaucoup plus élevés (100 Oe $\rightarrow$ 70 kOe) en utilisant avec le même succès les mêmes valeurs d'exposants.

Le modèle que nous avons développé a l'avantage de donner une image physique simple permettant de comprendre le comportement de l'aimantation dans la zone I de la figure 13. Nous avons pu en déduire la valeur de γ .

La dépendance en champ de l'aimantation à T_c est très particulière et nous avons repris à notre compte l'approche de SUSUKI pour la décrire (détermination de δ).

Des lois reliant les différents coefficients α , β , γ , δ , il nous a été possible de calculer les valeurs de α et β ; ceci nous permet d'utiliser la formule 3 (p. 9), qui n'est autre (comme nous l'avons précisé p. 10), que l'équation 4 mise sous une autre forme.

L'ensemble des points expérimentaux se superposant fig. 12 (diagramme s'inspirant de l'équation 4b), il n'est pas étonnant que nos résultats portés dans le diagramme (s'inspirant de la formule 3) :

$$\left(1 - \frac{M}{\chi_0 H}\right) / (T - T_c)^\beta = F \left[\frac{H^2}{(T+T_0)^2} \left(\frac{T}{T-T_c}\right)^{\beta+\gamma} \right]$$

montrent là aussi un comportement universel (fig. 14). Il convient de noter (puisque $F(x) \sim x + x^2, \dots$ pour x faible) que :

$$\chi_1 = \left(\frac{T}{T-T_c}\right)^\gamma \quad \chi_2 = \left(\frac{T}{T-T_c}\right)^{2\gamma+\beta} = \chi_1^{2,2}$$

compte tenu des valeurs de β et γ . C'est pour χ_2 le résultat que nous avons évoqué (avec prudence en raison de la difficulté expérimentale d'analyser le terme en H^5).

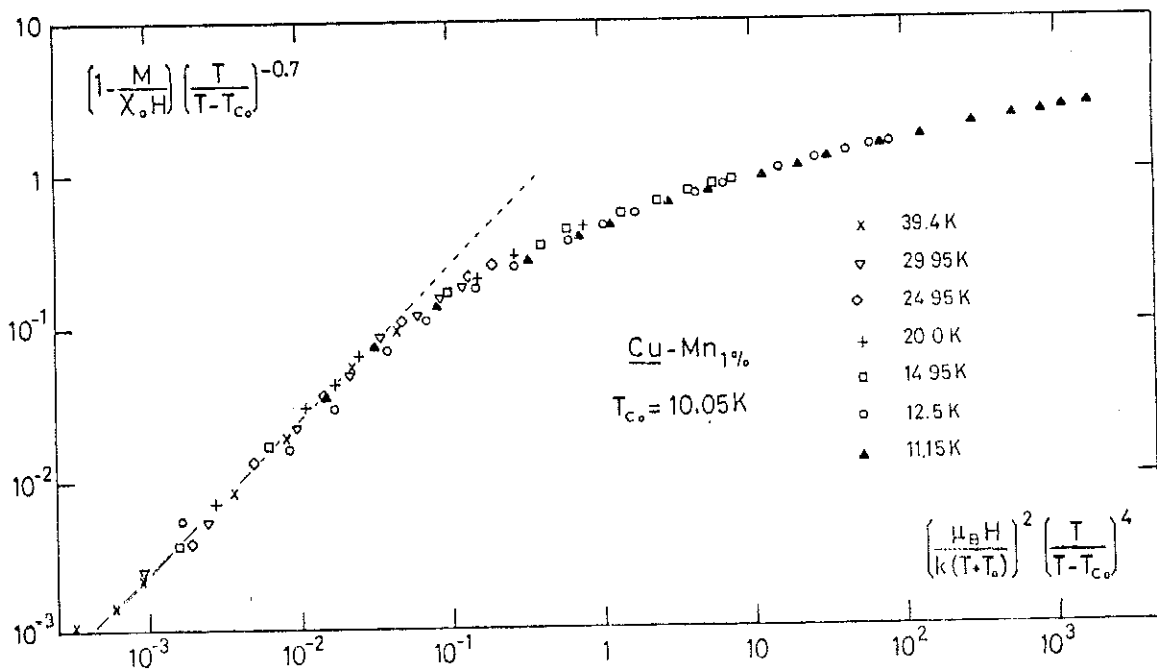
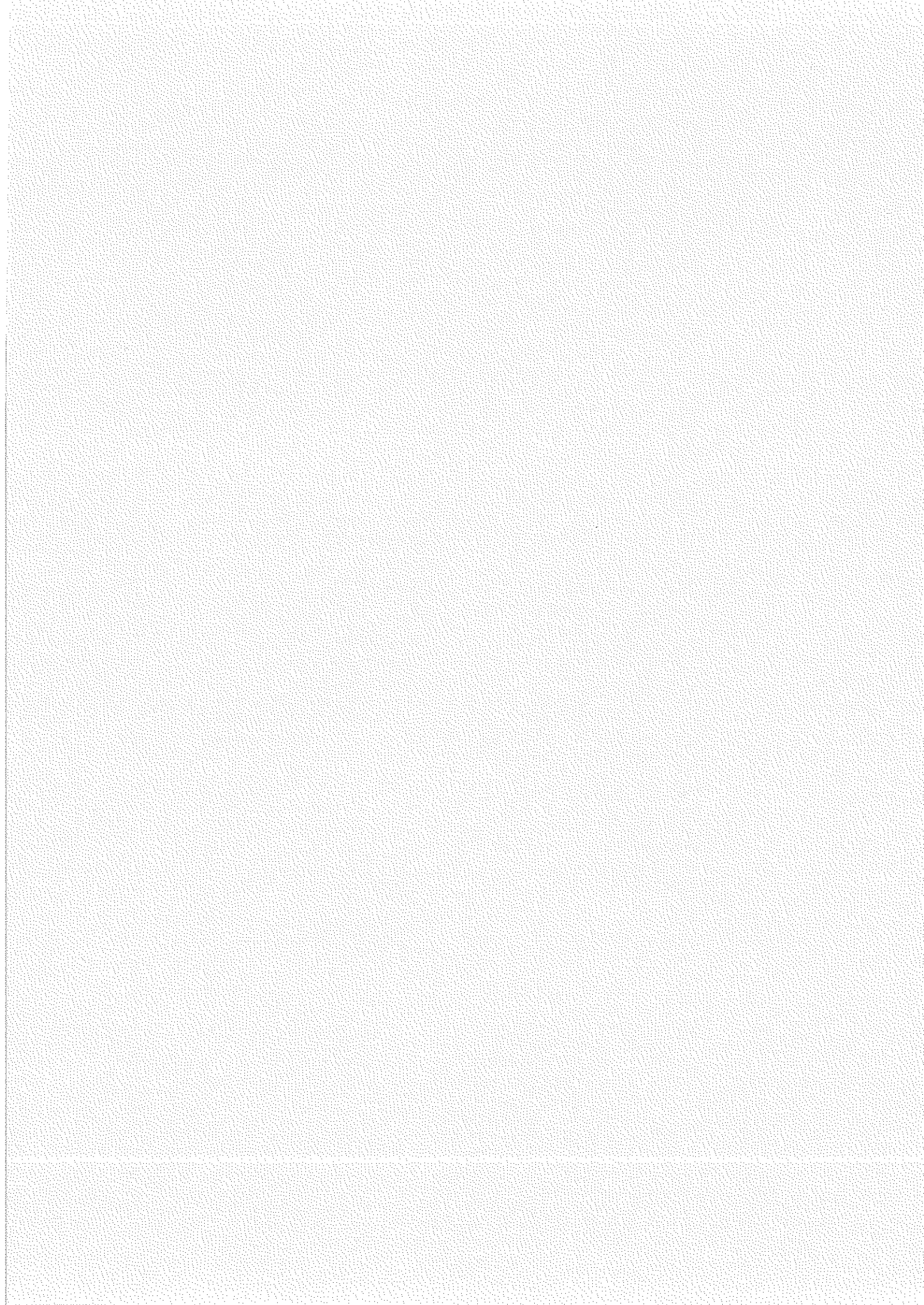


Figure 14

REFERENCES

1. D. SHERRINGTON and S. KIRKPATRICK, Phys. Rev. Lett. 35, A92 (1975).
2. P. MONOD and H. BOUCHIAT, J. Phys. Lett. 43, L45-L53 (1982).
H. BOUCHIAT, Thèse de 3ème Cycle, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1981).
3. M. SUZUKI, Prog. Theor. Phys. 58, 1151-1165 (1977).
4. A. BERTON, J. CHAUSSY, J. ODIN, R. RAMMAL and R. TOURNIER, J. Phys. Lett. 43, L153-L158 (1982).
J. ODIN, Thèse d'Etat, Université de Grenoble (1982).
5. C. KITTEL, Introduction à la Physique de l'Etat Solide (3e Edition).
6. J.A. CAREAGA, B. DREYFUS, R. TOURNIER and L. WEIL, 10e Conférence Internationale, LT 10, Moscou (1966).
7. B. BARBARA, A.P. MALOZEMOFF and Y. IMRY, Phys. Rev. Lett. 47, 1852 (1981).
Pour les mêmes auteurs voir : IMM Conference (Montréal, 1982), J. Appl. Phys., à paraître.
8. Même en prenant les plus grandes précautions quant à la détermination du champ, notre précision sur la valeur de χ_0 , obtenue par la relation $\chi_0 = \frac{M}{H}$ à bas champ, n'est guère inférieure à quelques 10^{-3} et peut même se révéler supérieure quand les termes en H^3 , H^5 , ... prennent à basses températures une importance considérable. Cette précision est insuffisante pour traiter avec soin notre analyse de l'aimantation. Un diagramme $\frac{M}{H} = f(H^2)$ permet, par extrapolation à $H = 0$, d'affiner à mieux que 10^{-3} près la valeur de χ_0 , c'est par cette méthode que nous avons déterminé la valeur de la susceptibilité initiale (χ_0) utilisée dans l'ensemble de nos résultats.
9. S. CHIKAZAWA, Y.G. YUOCHUNAS and Y. MYAKO, J. Phys. Jpn 49, 1276 (1980).
10. M. CYROT, Solid State Communications, vol. 39, 1009-1012 (1981).



P A R T I E I I

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES AIMANTATIONS à $T < T_c$

INTRODUCTION

Le comportement des verres de spins à $T < T_c$ a donné lieu à de nombreuses, et déjà anciennes, études expérimentales qui ont montré un phénomène d'hystérésis magnétique assez notable ainsi que l'existence de relaxations, non exponentielles, comme réponse à une variation de champ.

L'observation expérimentale des aimantations et de l'énergie associée dans l'état verre de spins ($T < T_c$) a permis de tirer trois conclusions essentielles :

1. L'aimantation $M(H,T)$ obtenue par refroidissement sous champ H de $T > T_c$ à $T < T_c$ prend une valeur unique pour le couple de valeurs (H,T) , elle est stable dans le temps et on n'observe aucune relaxation énergétique associée : ce processus expérimental conduit à un état de quasi-équilibre du système.

2. Une variation de champ conduit à un état hors-équilibre se caractérisant par

- une aimantation qui présente une relaxation temporelle de nature logarithmique ($M \sim \log t$), et dont la valeur dépend de l'histoire magnétothermique de l'échantillon, ce qui est significatif de la présence d'une large distribution de barrières de potentiel ;
- une relaxation d'énergie associée, y compris en champ nul, de type $\dot{Q} \sim t^{-1}$, ce qui implique que les barrières de potentiel séparent des niveaux différents largement distribués.

3. La corrélation temps-température de ces relaxations en champs nul (aimantations rémanentes et énergies associées) montre que le franchissement des barrières est gouverné par des processus d'activation thermique $[M_r \sim f(T \log t/\tau_0), \dot{Q} \approx \frac{d}{dt} g(T \log t/\tau_0)]$

Les constatations expérimentales ont conduit à l'utilisation d'un modèle classique de doubles puits de potentiel asymétriques thermiquement activés.

Ce modèle permet de bien décrire et de prévoir qualitativement le comportement de l'aimantation et de l'énergie associée, connaissant l'histoire thermique et magnétique du système.

Le travail que nous avons effectué à $T < T_c$ et que nous présentons ici a pour objet d'éclairer un certain nombre de points qui étaient soit supposés, soit non prévus par le modèle :

1. La relaxation de l'aimantation hors-équilibre sous champ est-elle gouvernée par une loi du type $M \sim f(T \log t/\tau_0)$ déjà observée en champ nul et qu'elle est la dépendance en champ de τ_0 ? Nous exposons ce point au chapitre I.
2. On observe dans les mesures de susceptibilité alternative une contribution réversible à $T = 0$ non négligeable (de l'ordre du tiers ou de la moitié du maximum de susceptibilité) ; contribution non prévue par le modèle précédemment évoqué. Son existence et sa dépendance en champ ne peut être oubliée dans tout modèle qui veut rendre compte, quantitativement, du comportement de l'aimantation à basses températures : pour cela nous avons mesuré la susceptibilité alternative sous champ pour $T \rightarrow 0$, mesure que nous présentons dans le chapitre II.
3. Connaissant la dépendance en champ des différentes aimantations à $T \leq T_c$ (aimantation refroidie sous champ, contribution réversible à $T = 0$, première aimantation) peut-on donner des indications sur les distributions des barrières et des niveaux d'énergie utilisées dans le modèle de doubles puits de potentiel asymétriques ? Nous essaierons d'y apporter des éléments de réponse dans le chapitre III.

C H A P I T R E I

RELAXATION DE L'AIMANTATION SOUS CHAMP A $T < T_c$

Il a été déjà montré pour les systèmes $\text{CuMn}^{(1)}$ (pour des concentrations de 1 à 8 % at Mn) et $\text{AuFe}^{(2)}$ (4 % et 6 %) que la relaxation de l'aimantation thermorémanente σ_r pourrait s'exprimer selon une loi faisant intervenir 2 variables :

- l'une représentant le champ H initial nécessaire à la création de cette aimantation rémanente ;
- l'autre couplant la température T et le temps de mesure t (compté à partir de l'instant où le champ a atteint la valeur nulle) par la relation $T \log t/\tau_0$.

$$\sigma_r = f(H, T \log t/\tau_0) \quad \begin{array}{l} \tau_0 \approx 10^{-11} \text{ s pour } \underline{\text{CuMn}} \\ \tau_0 \approx 10^{-13} \text{ s pour } \underline{\text{AuFe}}. \end{array}$$

Nous démontrons ici qu'une telle loi est valable pour décrire le comportement de l'aimantation hors équilibre en présence d'un champ extérieur.

I - SYSTEME ETUDIE

Le système choisi pour l'étude est l'alliage $\underline{\text{CuMn}}$ 5 % ($T_c = 30 \text{ K}$), l'échantillon étant celui déjà utilisé par J. ODIN pour ses mesures de relaxation énergétique sous champ⁽³⁾. La haute valeur de T_c de ce système nous permet, compte tenu de notre cryogénie, d'effectuer des mesures sur une large gamme de température ($T_c/30 \rightarrow T_c$).

Figure 1

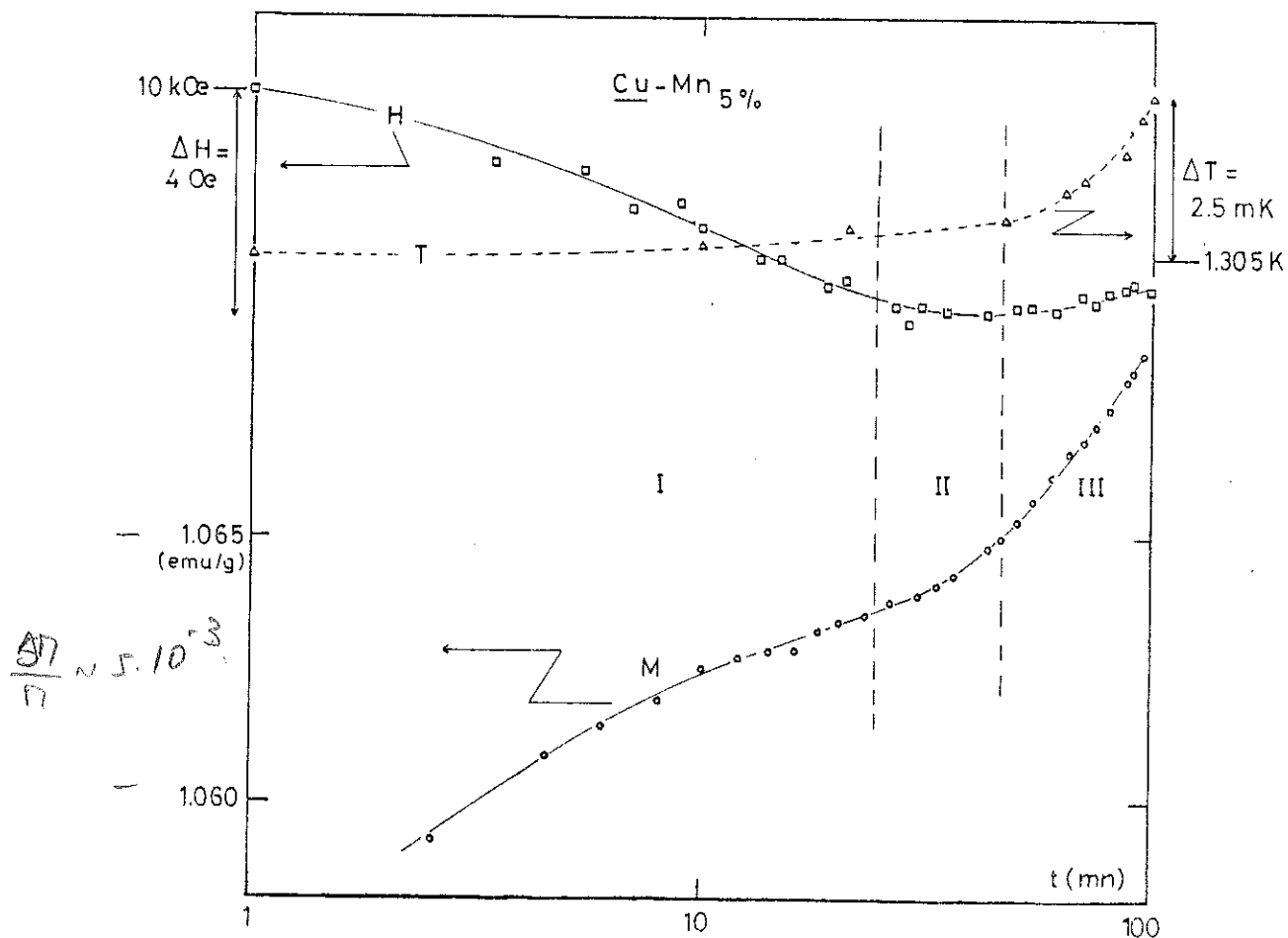
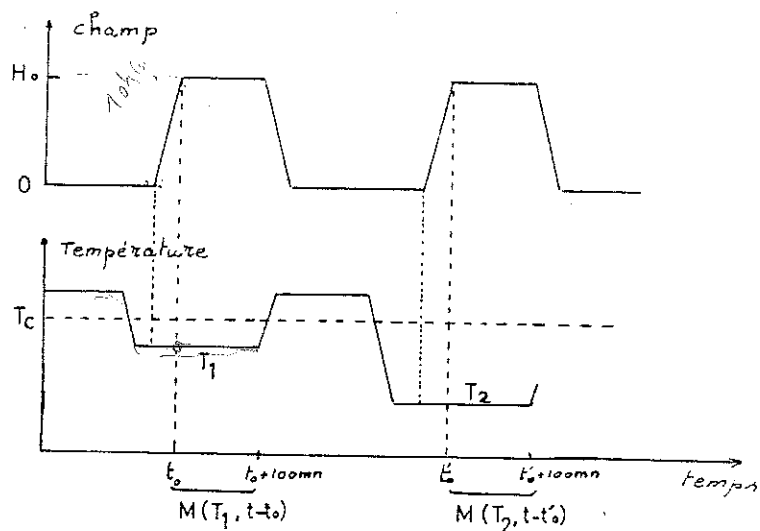


Figure 2 : Effets des dérives en température et champ sur la relaxation de l'aimantation (notons qu'elle ne varie dans ces conditions expérimentales que de quelques millièmes en 100 mn). Dans la zone I, une légère diminution de H ralentit et tend même à bloquer la relaxation. Dans la partie II, H et T sont stables, on observe que l'aimantation tend à reprendre une variation normale dans le temps. Dans la zone III, une faible augmentation de température accélère brusquement la relaxation (changement de pente continu en $\log t$).

II - PROCEDURE EXPERIMENTALE

L'aimantation dépend à la fois du champ d'étude H_0 , de la température et du type de mesure mais aussi de son histoire magnétique et thermique. Nous avons choisi une procédure simple : l'examen de la relaxation de première aimantation. Le système est refroidi de $T > T_c$ à $T_1 < T_c$ en champ nul et se trouve alors dans un état d'équilibre présentant une aimantation nulle. Puis à cette température T_1 , nous établissons un champ H_0 dont le temps de montée est suffisamment lent pour éviter un chauffage parasite par courants induits. Quand la valeur de H_0 du champ est atteinte à l'instant t_0 (stabilité de la tension de notre sonde de Hall), nous mesurons pendant 100 mn l'aimantation du système en fonction du temps t : $M = f(t - t_0)$. Afin d'étudier la relaxation pour une température T_2 , nous réchauffons le système à $T > T_c$ et recommençons l'ensemble du processus (fig. 1).

Il faut noter la difficulté d'une telle investigation : de faibles dérives lentes de température et de champ vont produire des erreurs importantes sur la mesure. Toute augmentation de température ou de champ va accélérer le processus de relaxation. Au contraire toute diminution de la température ou du champ va bloquer la relaxation et pire, dans le cas de diminution lente du champ, la contribution réversible de l'aimantation va suivre l'évolution du champ et on observera une diminution dans le temps de l'aimantation totale.

Nous avons pu déterminer expérimentalement qu'il fallait éviter des dérives de température de plus de 10^{-3} en valeur relative et de champ de plus de 10^{-4} pendant des temps de plusieurs dizaines de minutes, notamment pour l'observation de relaxations lentes. Nous illustrons ce point sur la figure 2 (pour une mesure de relaxation lente de M) où nous avons porté la variation du champ dans le temps (mesuré avec une sonde de Hall) et de température.

La difficulté et la durée de telles expériences nous ont conduits à choisir une seule valeur H_0 de champ, valeur suffisamment importante pour tirer des conclusions pertinentes de notre étude, $H_0 = 10 \text{ kOe}$.

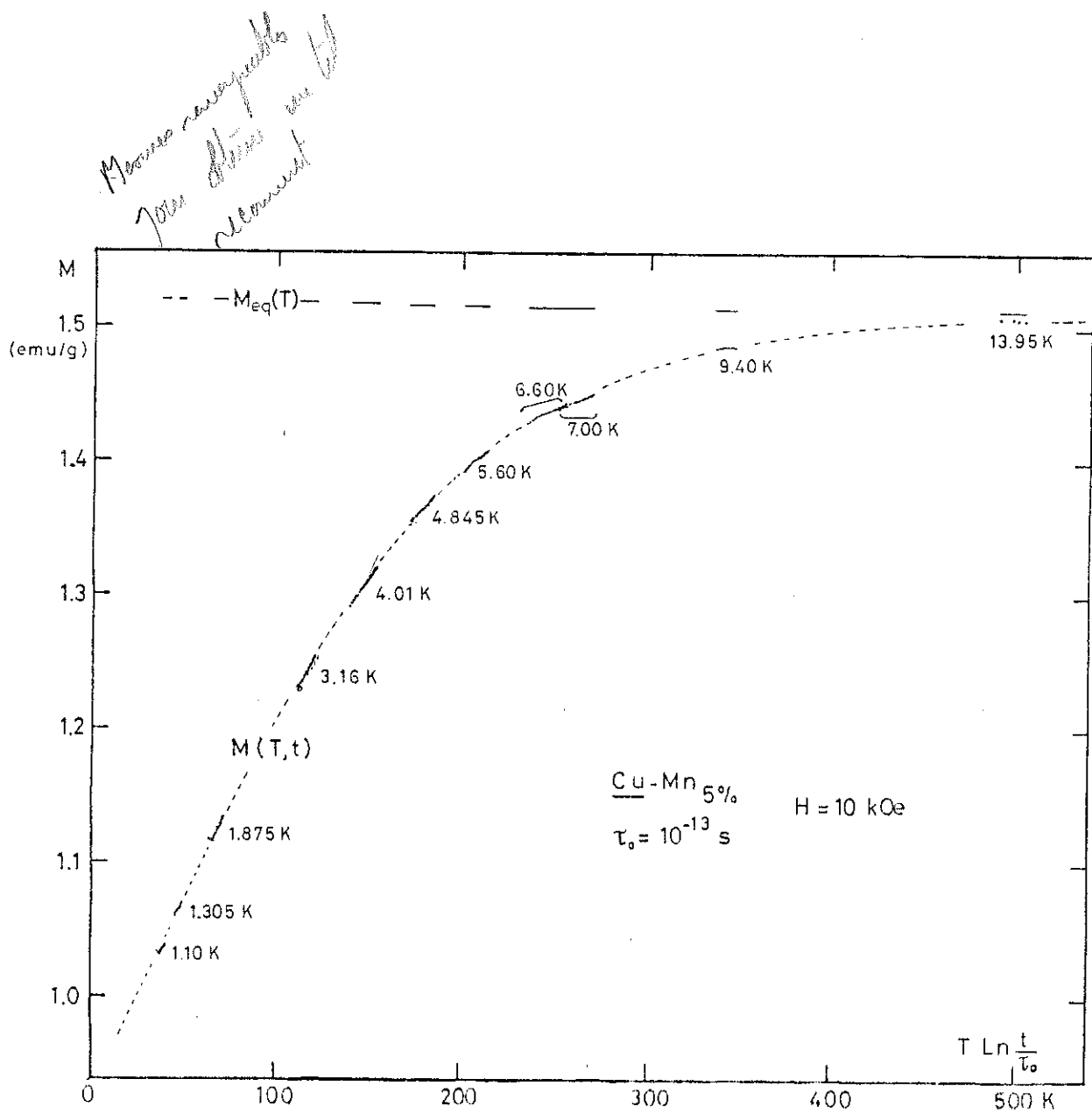


Figure 3

III. PRESENTATION DES RESULTATS

La relaxation de l'aimantation est de nature logarithmique $M = f(\log(t - t_0))$, fonction non linéaire en $\log(t - t_0)$ à hautes températures. Nous avons placé nos points expérimentaux sur un diagramme $M = f(T, \log \frac{t - t_0}{\tau_0})$ représentant l'évolution temporelle de l'aimantation à diverses températures fixes $T_1, T_2, \dots, T_n, \dots$, nous avons utilisé diverses valeurs de τ_0 (de 10^{-9} à 10^{-13} s). Les points expérimentaux se placent sur une courbe unique et continue pour une valeur de τ_0 comprise entre 10^{-11} et 10^{-13} s (fig. 3).

Nous avons également indiqué sur la figure la valeur de l'aimantation (Meq) refroidie sous la même valeur du champ ($H_0 = 10$ kOe) de $T > T_c$ à $T = T_1$.

IV. CONCLUSION

Il semble plus pertinent d'analyser nos résultats en termes de retour à la valeur d'équilibre (Meq). C'est pourquoi nous allons commenter la figure 4 où nous avons porté nos résultats dans un diagramme

$$M_{eq}(H, T) - M(H, T, t - t_0) = f_H(T \log \frac{t - t_0}{\tau_0})$$

Nous pouvons constater que :

a) La valeur τ_0 permettant d'obtenir une courbe unique est sensiblement égale à la valeur déterminée en champ nul pour le même système⁽¹⁾. Il en résulte que la valeur de τ_0 (qui en fait est une valeur moyenne d'une distribution (par ailleurs assez piquée) de τ_0) n'est pas affectée par le champ tant que ce champ prend des valeurs inférieures à celles du champ critique H_c au-delà de laquelle le système devient paramagnétique.

b) Bien que, dans la limite de notre précision expérimentale, nous n'ayons pu déceler de relaxation à des températures supérieures à 10 K, il est visible que la valeur d'aimantation à l'équilibre est loin d'être atteinte. Ceci nous indique que, à suffisamment hautes

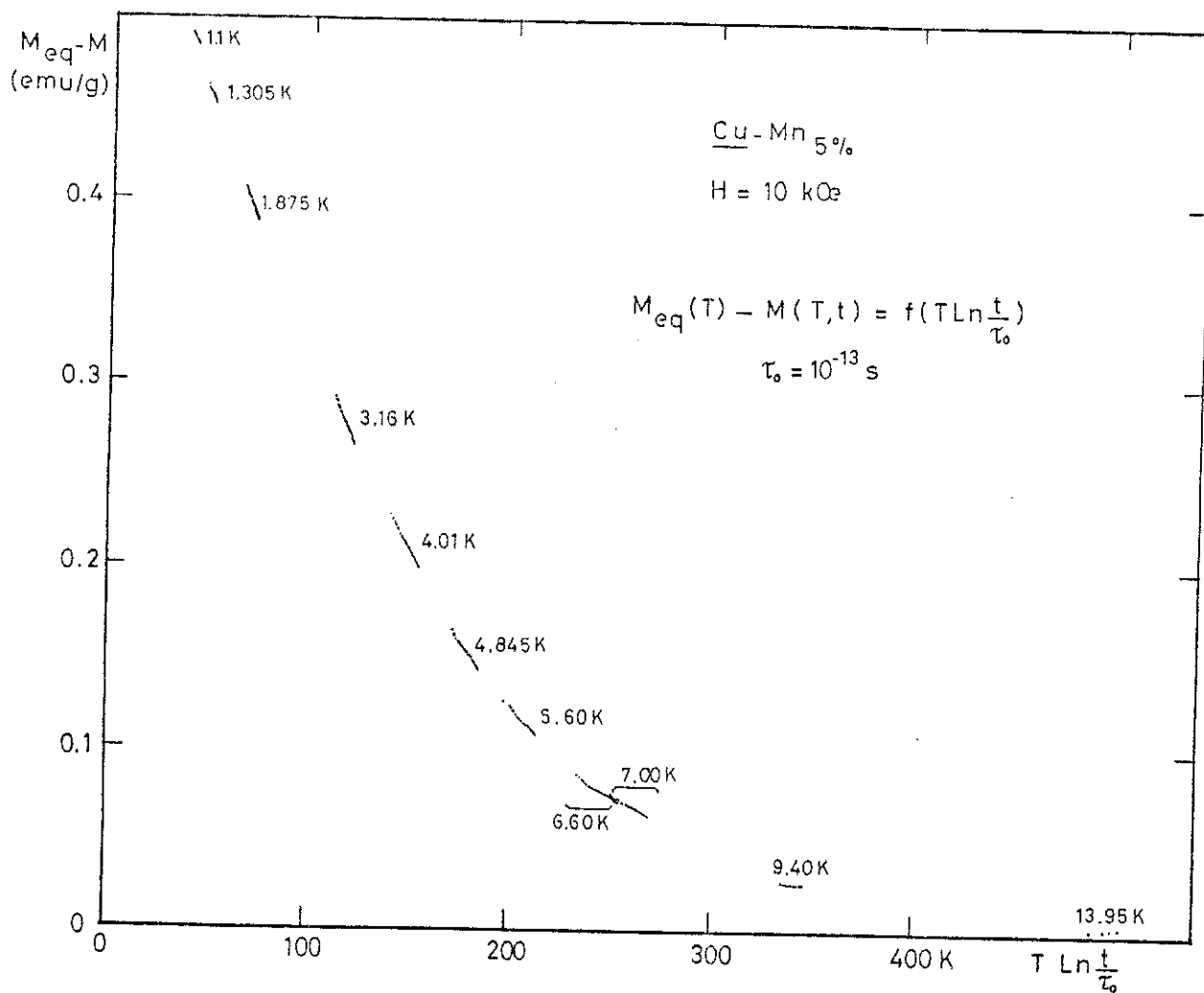


Figure 4 : Approche à l'équilibre de la première aimantation $M(H = 10 \text{ kOe}, T, t)$ représentée dans le diagramme $M_{eq}(H, T) - M(H = 10 \text{ kOe}, T, t)$ fonction de la variable réduite $T \ln \frac{t}{\tau_0}$.

températures, la relaxation de l'aimantation totale est trop lente pour être mise en évidence expérimentalement : il est donc difficile de conclure sa disparition à partir d'une température limite expérimentale T_{ℓ} pouvant être interprétée, à ce champ H_0 , comme température critique de disparition de l'état verre de spins.

C H A P I T R E I I

AIMANTATION REVERSIBLE A $T = 0$

Les mesures de susceptibilité alternative en champ nul ou de susceptibilité statique en très faible champ prouvent l'existence, à $T < T_c$, d'une aimantation qui répond dans le temps de mesure choisi à une sollicitation de champ externe. La grandeur de cette aimantation, appelée aimantation réversible (M_{rev}) dépend du temps de mesure t_m (fig. 1).

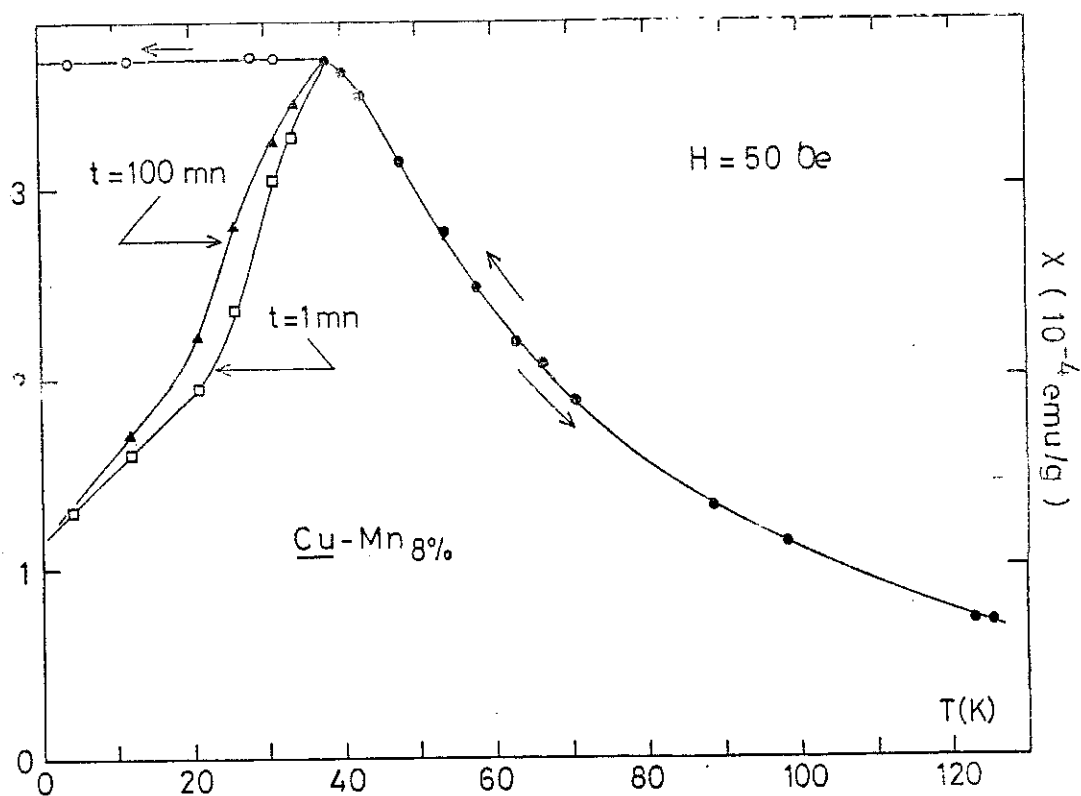


Figure 1 : $\frac{M}{H}$ en fonction de T en très faible champ. Pour $T < T_c$, un processus de 1^{ère} aimantation fait apparaître un comportement dépendant du temps; pour $T \rightarrow 0$, $\frac{M}{H}$ prend déjà une valeur appréciable.

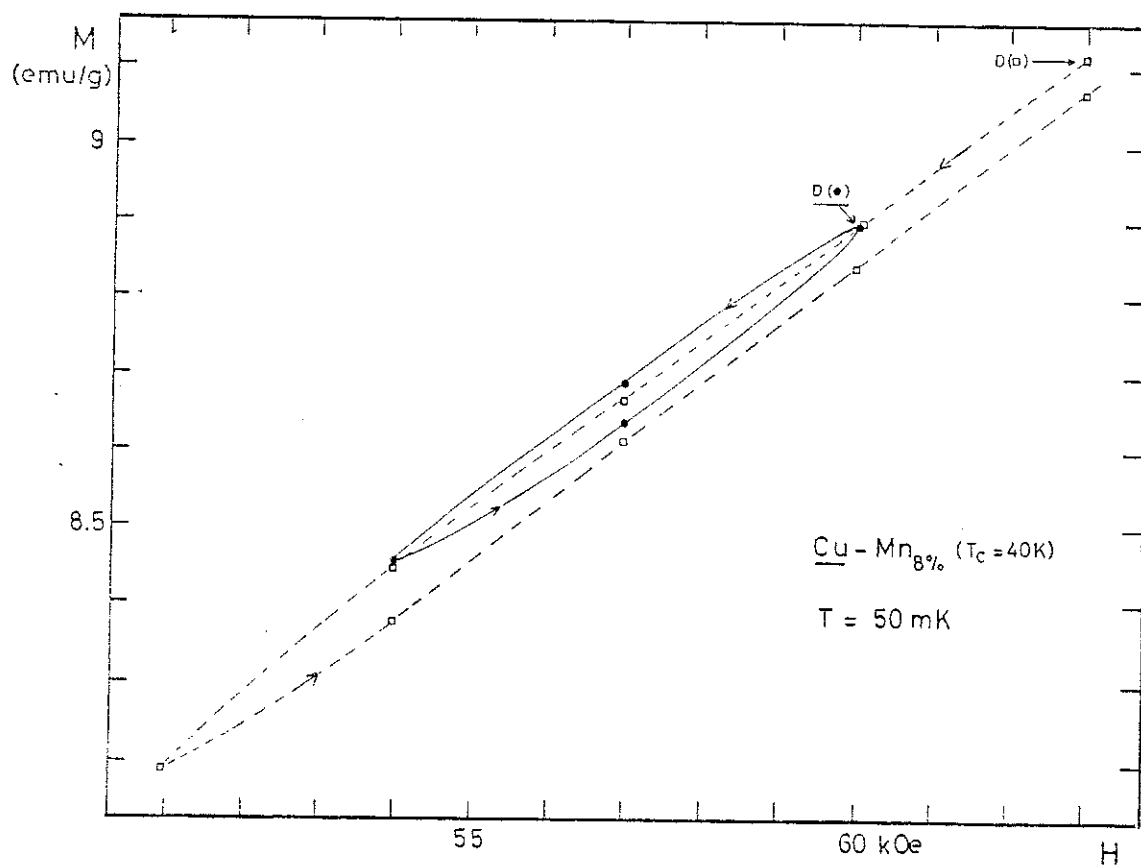


Figure 2 : Cycles de Rayleigh centrés sur une grande valeur de champ H_0 à $T = 50\text{ mK}$. L'épaisseur du cycle augmente avec la valeur de la variation du champ, la pente moyenne ne semble pas varier.

Par contre, des variations plus importantes de ce champ font apparaître un phénomène d'hystérésis magnétique qui fait appel à la notion de contribution irréversible (dans le temps de mesure) de l'aimantation.

Les mesures habituelles d'aimantation ne peuvent donner que la somme de ces contributions. Pour essayer de déterminer la part de l'aimantation réversible dans l'aimantation totale, il faut faire appel à une autre technique : la mesure de susceptibilité alternative en présence d'un champ statique. Pour illustrer ce point, nous présentons sur la figure 2 les valeurs expérimentales de l'aimantation lors d'une variation lente du champ ΔH autour d'une valeur H_0 . Nous constatons l'existence de cycles (dits cycles de Rayleigh) se présentant sous la forme d'ellipsoïdes déformées.

Plus ΔH est faible, plus petite est l'épaisseur ΔM du cycle, ΔM caractérisant l'hystérésis. Par contre, la pente moyenne ne semble pas varier : une mesure de susceptibilité alternative, à la fréquence ω , sous champ statique H_0 ($\Delta H \sim 0,1$ Oe) détermine cette pente

$$\chi(H_0) = \frac{dM_{\text{rev}}(T, \omega)}{dH_0}$$

Le modèle de doubles puits de potentiel thermiquement activés permet de rendre compte de l'existence des contributions réversibles et irréversibles de l'aimantation et de prévoir, par exemple, la forme qualitative des cycles présentés ci-dessus :

- l'aimantation réversible, M_r , est une fonction de l'aimantation à l'équilibre, fraction résultant de la contribution d'objets magnétiques correspondant à des barrières de potentiel (fig. 3) de hauteur moyenne $W < W_c = kT \log(t / \tau_0)$

$$M_r = M_{eq} \int_0^{W_c} P(W) dW$$

- l'aimantation irréversible provient d'un processus plus complexe faisant intervenir la conjugaison du champ et de l'activation thermique pour le franchissement de barrières de potentiel effectives $W \pm \epsilon_0$ pour des valeurs de $W > kT \log(\frac{t}{\tau_0})$.

Un tel modèle suggère que pour $T = 0$ l'aimantation réversible est nulle. Or à la vue des résultats de susceptibilité, il est évident qu'en très faible champ cette prévisions'avère fausse : la valeur de la susceptibilité à $T = 0$ est de l'ordre du tiers de la susceptibilité à l'équilibre (fig. 1).

Il est possible de faire appel à diverses explications pour justifier l'existence de cette aimantation réversible à $T = 0$. Néanmoins, avant toute tentative d'approche théorique, il semble déterminant de connaître sa dépendance en champ qui nous sera donnée par l'expression

$$M_r(H, T = 0) = \int_0^{H_0} \chi(H, T = 0) dH$$

C'est à cette détermination expérimentale que nous nous sommes attachés et dont nous allons présenter les résultats ci-dessous.

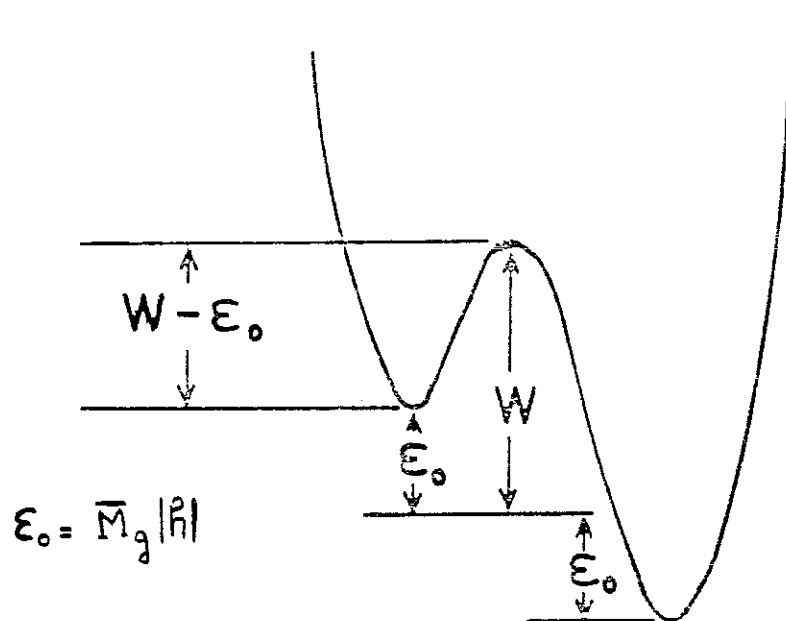


Figure 3

I - ECHANTILLON ET PROCEDURE EXPERIMENTALE

Nous avons choisi l'échantillon de CuMn 8 % dont les aimantations à $T < T_c$ ($T_c = 40$ K) ont été auparavant étudiées en détail⁽¹⁾. Il se présente sous la forme d'une plaque (épaisseur : 1,5 mm, longueur : 15 mm, largeur : 5 mm) placée longitudinalement dans le champ statique.

L'étude expérimentale a été menée en collaboration avec Mr GENICON dans son appareil à dilution.

L'échantillon (fig. 4) est placé dans un tube en araldite dans lequel se trouve le mélange $^3\text{He} - ^4\text{He}$, l'enceinte extérieure est aussi fabriquée en araldite. L'ensemble de ce cryostat à dilution peut s'extraire le long de l'axe d'un ensemble fixe de 4 bobines concentriques assemblées solidairement et plongées dans l'hélium 4 :

- une bobine extérieure en fil supraconducteur produisant le champ statique ($H_{\text{max}} = 70$ kOe) ;
- deux bobines de mesures constituées chacune de deux enroulements bobinés en sens inverses : elles servent respectivement à la mesure d'aimantation et à celle de susceptibilité alternative ;
- une bobine destinée à produire le champ alternatif.

Pour obtenir les résultats exposés ci-dessous, nous avons, à chaque valeur de champ statique, mesuré (par une méthode d'extraction) successivement l'aimantation totale et la susceptibilité alternative.

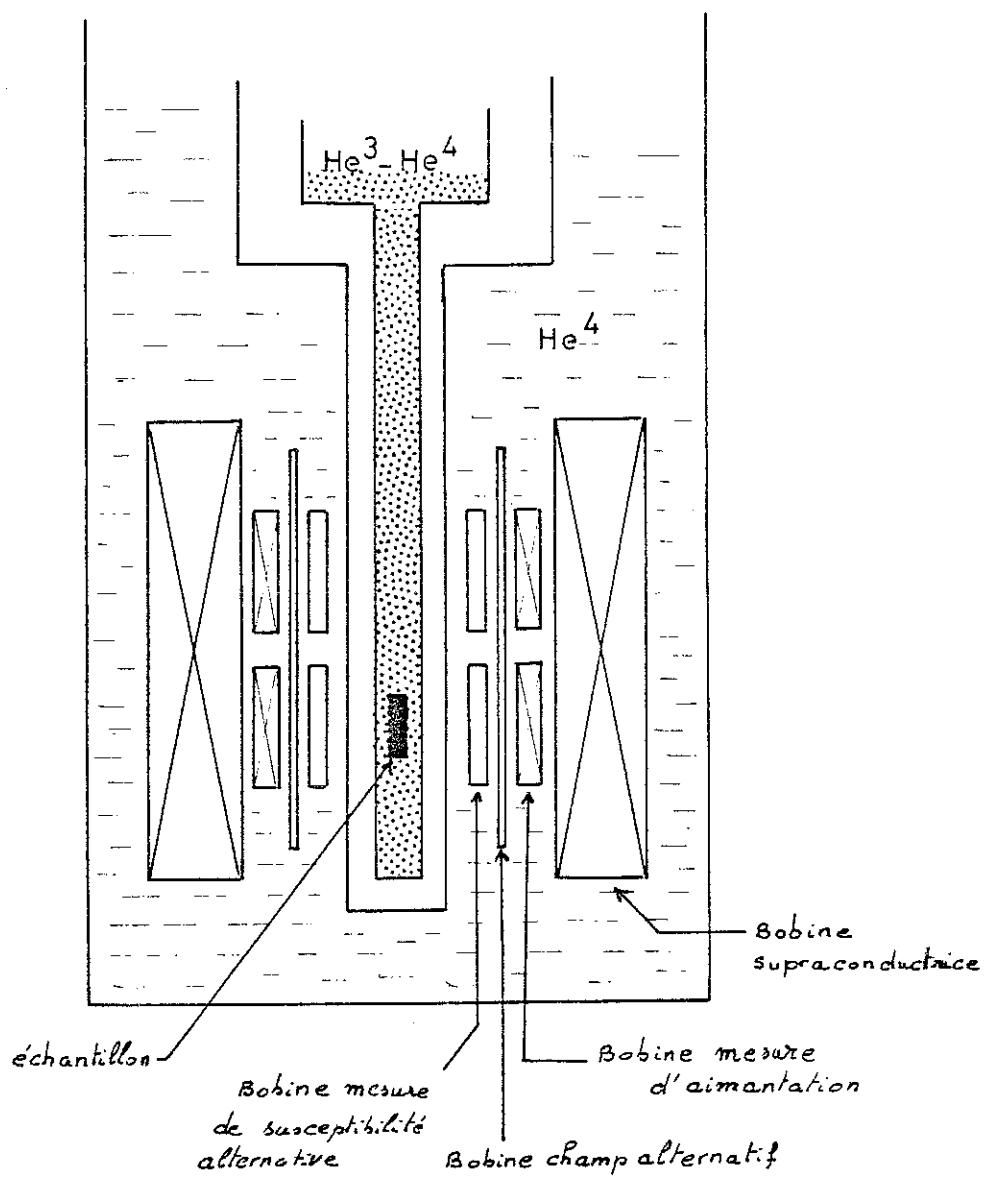


Figure 4 : Schéma général de l'appareil. Les mesures sont effectuées par différences de signal pour deux positions de l'échantillon dans la bobine de mesure (on extrait la boîte à mélange où se trouve l'échantillon).

II - RESULTATS

Nous avons mesuré la susceptibilité alternative sous champ $\chi_{acOK}(H)$, à la fréquence 13 Hz, pour différentes valeurs croissantes (courbe de 1ère aimantation) du champ statique H de 0 à 70 kOe), l'échantillon étant à la température $T \approx 50 \text{ mK} = T_c/800$.

Nous constatons (fig. 5) que $\chi_{acOK}(H)$ qui prend la valeur χ_0 à champ nul, semble diminuer légèrement pour les champs de 0 à 40 kOe. Au-delà de $H = 40 \text{ kOe}$, $\chi_{acOK}(H)$ semble augmenter. Nous n'avons pu trouver une explication physique précise pour décrire ces variations mais il faut noter que, dans la gamme des champs étudiés, l'écart maximum entre χ_{ac} mesurée à champ nul et celle mesurée sous champ ne dépasse pas 20 %.

L'aimantation réversible ainsi définie

$$M_{rev}(H, T = OK) = \int_0^H \chi_{acOK}(h) dH$$

est linéaire en champ jusqu'à 70 kOe à mieux que 10 % près, ce qui permet d'écrire :

$$M_{rev}(H, T = OK) \sim \chi_0 H$$

Le modèle de doublespuits de potentiel thermiquement activés fait appel à l'hypothèse suivante :

Il existe des objets magnétiques, de moment résultant M_g , possédant une énergie d'anisotropie uniaxiale (d'origine non définie) en présence d'un champ interne h et d'un champ externe H parallèle à l'axe d'anisotropie. Les valeurs de W et h sont largement distribuées et les distributions correspondantes $P(W)$, $P(h)$ ne sont pas affectées par la température T et le champ H . Dans ce modèle, l'aimantation réversible (ne donnant lieu à aucun phénomène hystérétique) à la température T est définie par

$$M_{Rev}(T) = M_{eq} \int_0^{W_c} P(W) dW$$

où M_{eq} est l'aimantation à l'équilibre

et $W_c = kT \ln t/\tau_0$

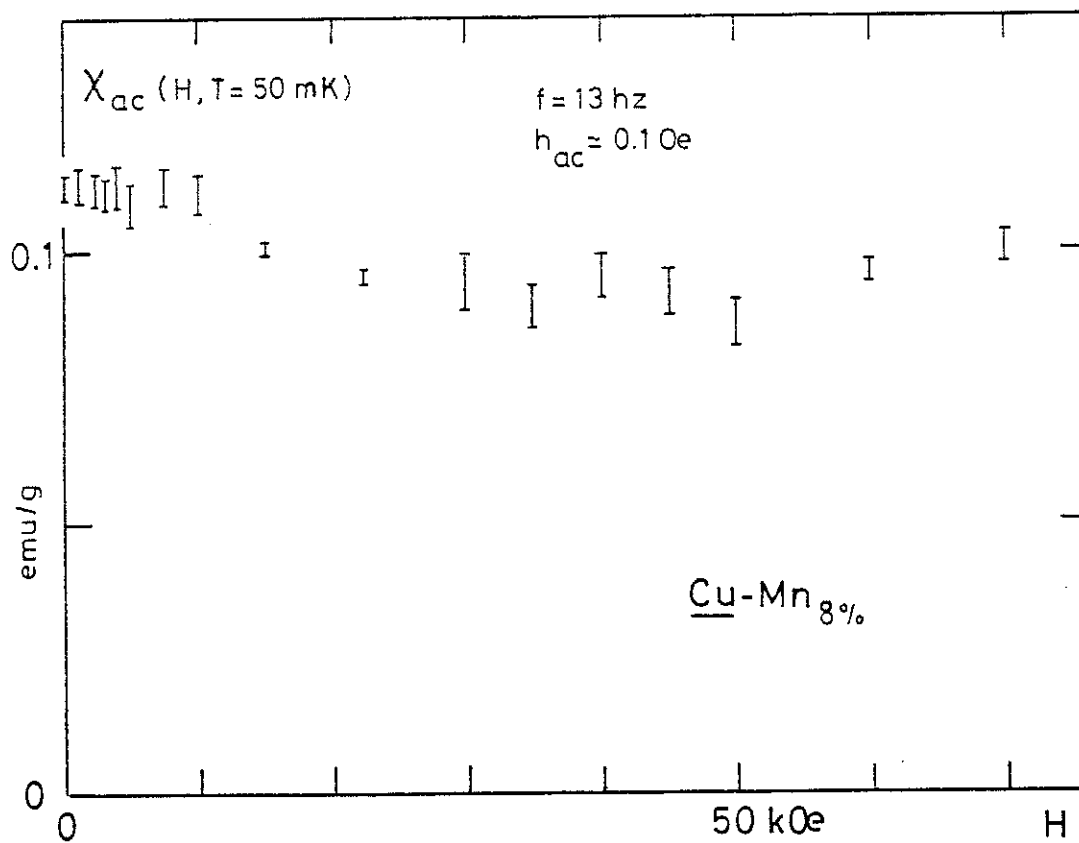


Figure 5 : Valeurs de la susceptibilité alternative mesurées à 50 mK à diverses valeurs d'un champ statique superposé .

et par conséquent

$$M_{\text{Rev}}(T = 0) = 0$$

Or, expérimentalement, nous avons trouvé une contribution non négligeable à $T \approx 0$.

Il est toujours possible de reprendre le modèle ci-dessus en lui ajoutant les hypothèses suivantes :

1. Il existe de nombreux objets magnétiques dont la hauteur de barrière W est nulle.

2. Il existe une certaine proportion d'objets dont l'axe d'anisotropie est perpendiculaire au champ, ce qui revient, dans la symétrie de mesure (parallèle au champ) à observer une aimantation réversible à $T = 0$.

L'une comme l'autre hypothèse peut se formaliser par l'existence d'un pic de Dirac à $W = 0$ dans la distribution $P(W)$. Mais dans ce cas et dans l'absence d'hypothèse supplémentaire, on devrait avoir une proportionnalité de cette contribution et de l'aimantation à l'équilibre

$$M_{\text{Rev}}(T = 0) \sim M_{\text{eq}}$$

Ceci nous incite à porter sur un même diagramme l'aimantation à l'équilibre (obtenue par refroidissement sous champ) et l'aimantation réversible à $T = 0$ en fonction du champ.

Nous constatons (fig. 6) que loin de suivre les variations de M_{eq} , $M_{\text{Rev}}(T = 0)$ reste linéaire en champ (du moins dans la gamme 0 - 70 kOe).

Un autre type d'explication, qui n'a pas de liens avec l'existence des barrières de potentiel W , vient naturellement à l'esprit : on considère qu'à champ nul et à la température $T = 0$ des paquets de spins (s) solidaires se sont formés avec un moment résultant $M_{g_0} = M_g(H=0, T=0)$. L'application d'un champ externe H induit une polarisation supplémentaire $p(H)$ au niveau de ces paquets qui voient leur moment résultant varier avec le champ

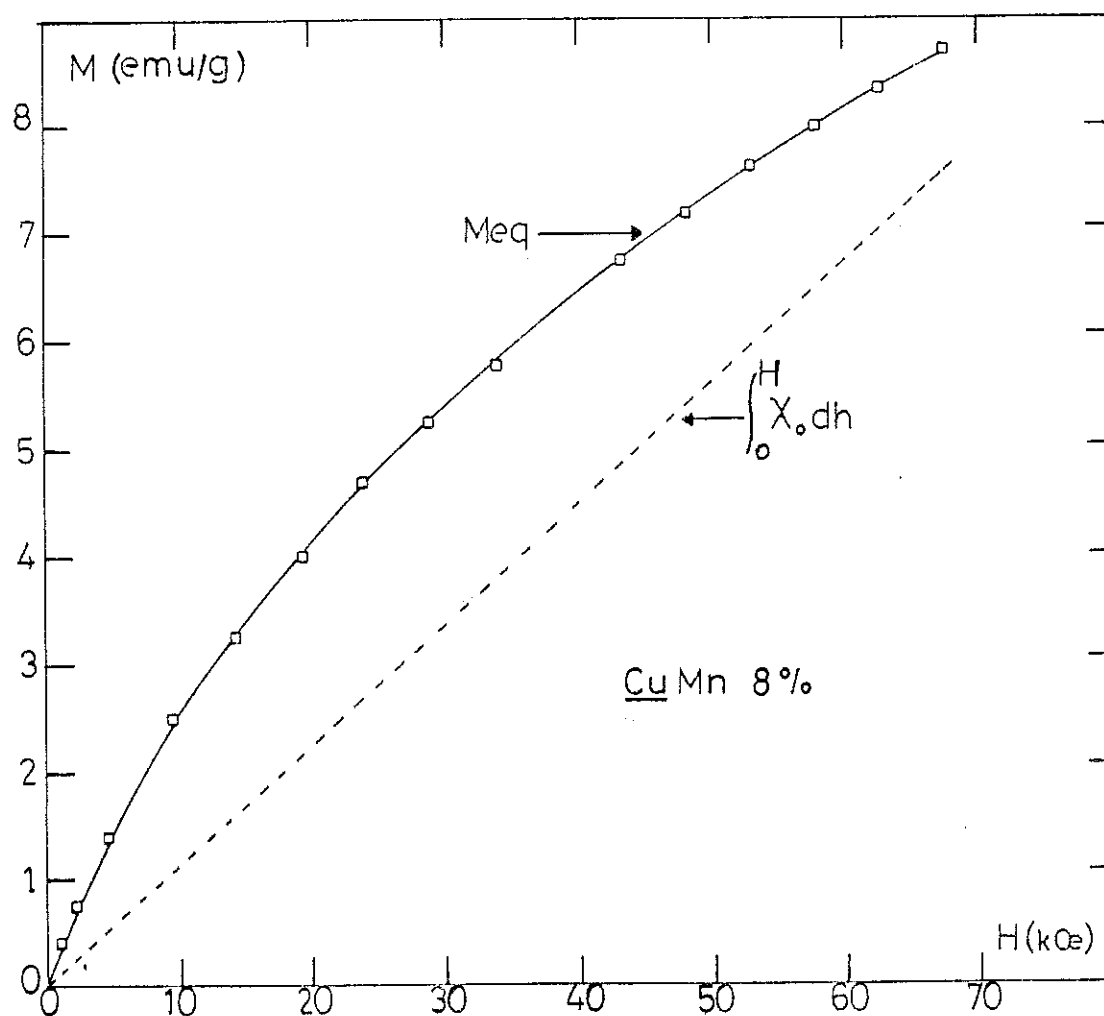


Figure 6 : Dépendance en champ de l'aimantation dite de quasi-équilibre (M_{eq} , obtenue par refroidissement sous champ) et de l'aimantation réversible déduite des mesures de susceptibilité sous champ.

$$Mg(H, T = 0) = Mg_0(1 + P(H))$$

Nous pouvons interpréter cette polarisation de la manière suivante : sous l'effet du champ magnétique, les spins tendent chacun à s'orienter parallèlement au champ, ce qui est contrarié par l'interaction R.K.K.Y. (de potentiel moyen $\bar{J}$) responsable de la cohésion des paquets de spins. Tant que $gs\mu_B H$ est très inférieure à $\bar{J}$, $p(H)$ peut être considéré comme linéaire en champ :

$$P(H) \sim \frac{gs\mu_B H}{\bar{J}}$$

Ainsi l'aimantation réversible à $T = 0$ serait due lors de l'application d'un champ externe, à une légère rotation des spins dans le sens du champ autour de leur position acquise à $H = 0$, $T = 0$, contribution qui ne peut être liée au problème de franchissement de barrières mais dont il faudra tenir compte dans toute analyse quantitative de l'aimantation à $T < T_c$.

C H A P I T R E I I I

AIMANTATION IRREVERSIBLE A $T \rightarrow 0$. DETERMINATION DE $\overline{Mg}$

Les mesures classiques d'aimantation à $T < T_c$ donnent la somme de deux contributions :

- contribution réversible qui est une réponse, dans le temps de mesure, à une sollicitation du champ externe ;
- contribution irréversible faisant apparaître un phénomène d'hystérésis magnétique.

Il est donc nécessaire de connaître la contribution réversible pour accéder à la part hystérétique et pouvoir analyser celle-ci dans le cadre d'un modèle de doubles puits de potentiel.

Pour ce fait, connaissant l'aimantation réversible à $T \rightarrow 0$ ($M_{rev}(0 K, H)$: voir chapitre précédent), nous avons mesuré l'aimantation du même système dans des champs croissants de 0 à 70 kOe (courbe de 1ère aimantation à 50 mK) (notons que pour notre système (CuMn 8 %) où $T_c = 40$ K, les effets de l'activation thermique sont pratiquement nuls à cette température d'étude ($\frac{T}{T_c} \approx 10^{-3}$)). La contribution irréversible est alors obtenue par la différence $M_{total}(H, T \approx 0) - M_{rev}(H, T \approx 0)$, la figure 1 montre que celle-ci peut se mettre sous la forme

$$M_{irrev}(H, T \approx 0) \approx H^\alpha \quad \text{où } \alpha = 2,57 \pm 0,03$$

Dans le cadre d'un modèle de doubles puits de potentiel où les distributions $P(W)$ et $P(h)$ sont considérées comme indépendantes du champ, la 1ère aimantation pour $T \rightarrow 0$ est due à la capacité du champ à faire franchir des barrières effectives de hauteur $W + \overline{Mg}h < \overline{Mg}H$, ce qui peut se formuler ainsi :

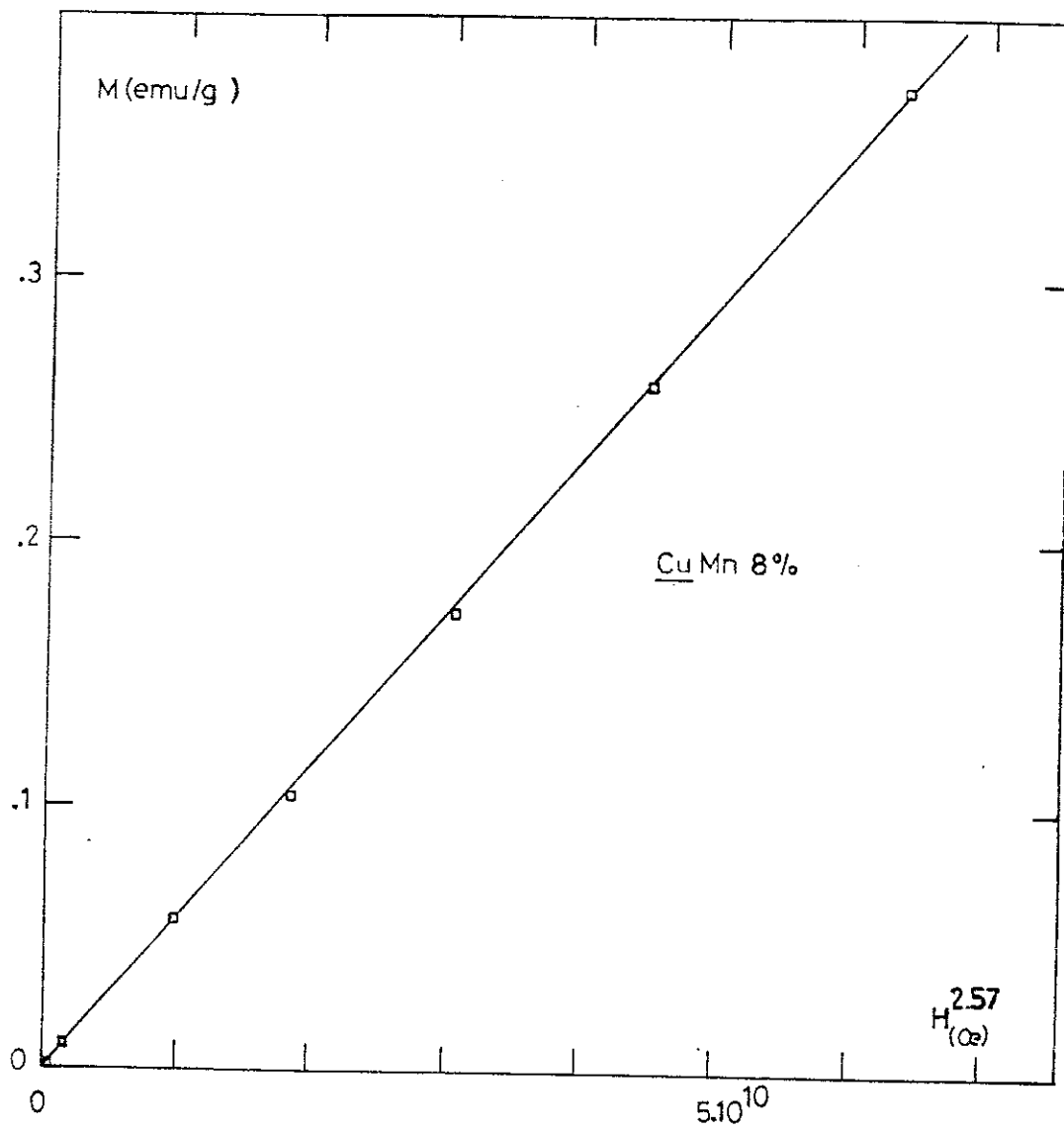


Figure 1

$$M = \bar{M}g \int_0^{\bar{M}gH} P(W) \int_0^{H-W/\bar{M}g} P(h) dh$$

$$\frac{dM}{dH} = \bar{M}g \int_0^{\bar{M}gH} P(W) P\left(H - \frac{W}{\bar{M}g}\right) dW$$

Dans la mesure où $P(W)$ est constant, il s'en suit :

$$\frac{dM}{dH} = \bar{M}g P_0 \int_0^{\bar{M}gH} P(h) dh = M_{eq} P_0$$

puisque l'aimantation à l'équilibre est obtenue après franchissement de toutes les barrières.

Expérimentalement, comme nous l'avons vu dans la 1ère partie, $M_{eq} = \chi_0 H - bH^{1,35}$ et augmente donc moins vite que H pour H croissant, Notre détermination de $\frac{dM_{OK}}{dH} (\sim H^{1,57})$ indique que le modèle supposé est trop simpliste pour rendre compte quantitativement de l'aimantation pour $T < T_c$. Ceci peut être dû notamment au fait que $P(W)$ et $P(h)$ peuvent dépendre du champ extérieur. Ceci est d'autant plus une hypothèse réaliste pour $P(h)$ que les champs H utilisés sont de l'ordre de grandeur des valeurs de h .

Equivalence température - champ : détermination de $\bar{M}g$

Nous avons mesuré l'aimantation du système, après refroidissement en champ nul, pour diverses températures $T < T_c$ (50 mK $\rightarrow$ 7 K) dans des champs croissants jusqu'à 16 kOe (temps de mesure utilisé : 3 mn après établissement du champ). Nous avons constaté une bonne linéarité de M en fonction de T (dans la gamme 0 $\rightarrow$ 2 K) pour chaque valeur du champ étudié, ceci nous permet d'écrire au voisinage de $T = 0$

$$M = f(H) \cdot T \log t/\tau_0 \quad (1)$$

Un accroissement ΔM de l'aimantation M construite au champ H et à la température T peut être obtenu de deux façons différentes :

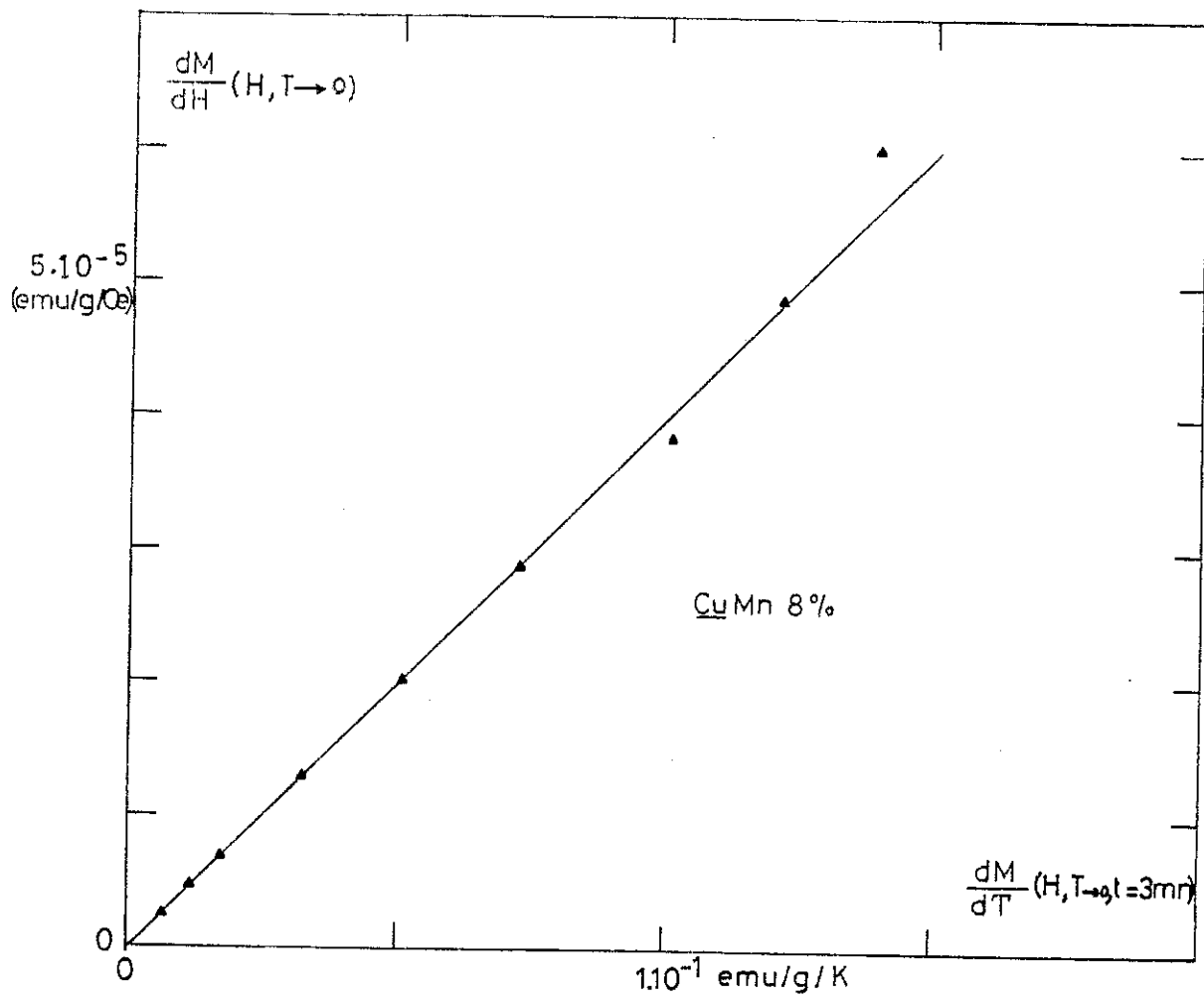


Figure 2

1. On maintient le système à la température $T \approx 0$ et on applique un accroissement ΔH nécessaire pour franchir les barrières W_{eff} telles que $W_{\text{eff}} \leq \bar{M}g \Delta H$.

2. On maintient le champ constant et on élève la température du système depuis $T = 0$ jusqu'à une valeur T de la température (T très petit) permettant de faire franchir par l'activation thermique les mêmes hauteurs des barrières effectives pour contribuer au même ΔM .

Ce qui revient à écrire

$$\frac{\Delta M}{\bar{M}g \Delta H} = \frac{\Delta M}{kT \log t/\tau_0}$$

pour $\Delta H \rightarrow 0$ $\frac{\Delta M}{\Delta H} \Big|_{\Delta H \rightarrow 0} = \frac{dM}{dH}$ et compte tenu de (1) :

$$\frac{dM}{dH} \Big|_{H, T \approx 0} = \bar{M}g \lim_{T \rightarrow 0} \frac{M(H)}{k_B T \log t/\tau_0} = \frac{\bar{M}g}{k_B \log t/\tau_0} \left(\frac{dM}{dT} \right)_{T \rightarrow 0}$$

Nous constatons (fig. 2) où nous avons porté $\frac{dM}{dH}$ en fonction de $\frac{dM}{dT}$, pour différentes valeurs du champ, une excellente linéarité ce qui nous permet d'affirmer que $\bar{M}g$ ne varie pas avec le champ et prend une valeur de l'ordre de $100 \mu_B$. Une détermination différente pour le même échantillon⁽¹⁾ (estimation par comparaison des températures T (à champ nul) et des champs H (à $T \rightarrow 0$), permettant de franchir les hauteurs des barrières maximales), aboutit à une valeur de $500 \mu_B$ pour $\bar{M}g$.

Le fait marquant, par-delà le facteur 5 de différence, est que la valeur de $\bar{M}g$, déterminée en bas champs, basse température (notre méthode) ou en haut champ, ou haute température, reste du même ordre de grandeur, c'est-à-dire qu'elles que soient les hauteurs des barrières et les valeurs de h (champ interne) impliquées.

C O N C L U S I O N

A travers notre analyse de l'aimantation à $T < T_c$ il nous a été possible de rendre compte de la validité d'un modèle de doubles puits de potentiel thermiquement activés (thèse PREJEAN).

.La relaxation de l'aimantation sous champ montre que le franchissement des barrières est gouvernée par des processus d'activation thermique, selon la même loi établie en champ nul, soit :

$$M(T, t) \sim f(T \log t/\tau_0)$$

Nous avons trouvé, dans la limite de notre précision expérimentale, que la valeur de τ_0 n'est pas affectée par la présence d'un champ externe, ce qui permet d'utiliser $T \log t/\tau_0$ comme variable unique pour exprimer les relaxations de l'aimantation (en champ nul ou en présence d'un champ).

.L'aimantation réversible, mesurée à $T \rightarrow 0$ où les effets d'activation thermiques sont pratiquement nuls (aimantation supposée alors nulle dans le modèle évoqué), contribue d'une façon non négligeable à l'aimantation totale.

- 1) cette aimantation semble linéaire en champ dans la gamme des champs étudiés ;
- 2) celle-ci peut être interprétée comme étant due à la contribution des spins individuels fortement corrélés par l'intermédiaire de l'interaction RKKY et qui sous l'effet d'un champ externe tendent à se mettre dans la direction de celui-ci.

Pour tester la validité d'un modèle de doubles puits de potentiel en termes d'activation thermique et d'hystérésis, nous avons soustrait la contribution réversible à $T = 0$, à l'aimantation totale du système (1ère aimantation) pour avoir la part irréversible de celle-ci. Nous

avons constaté que

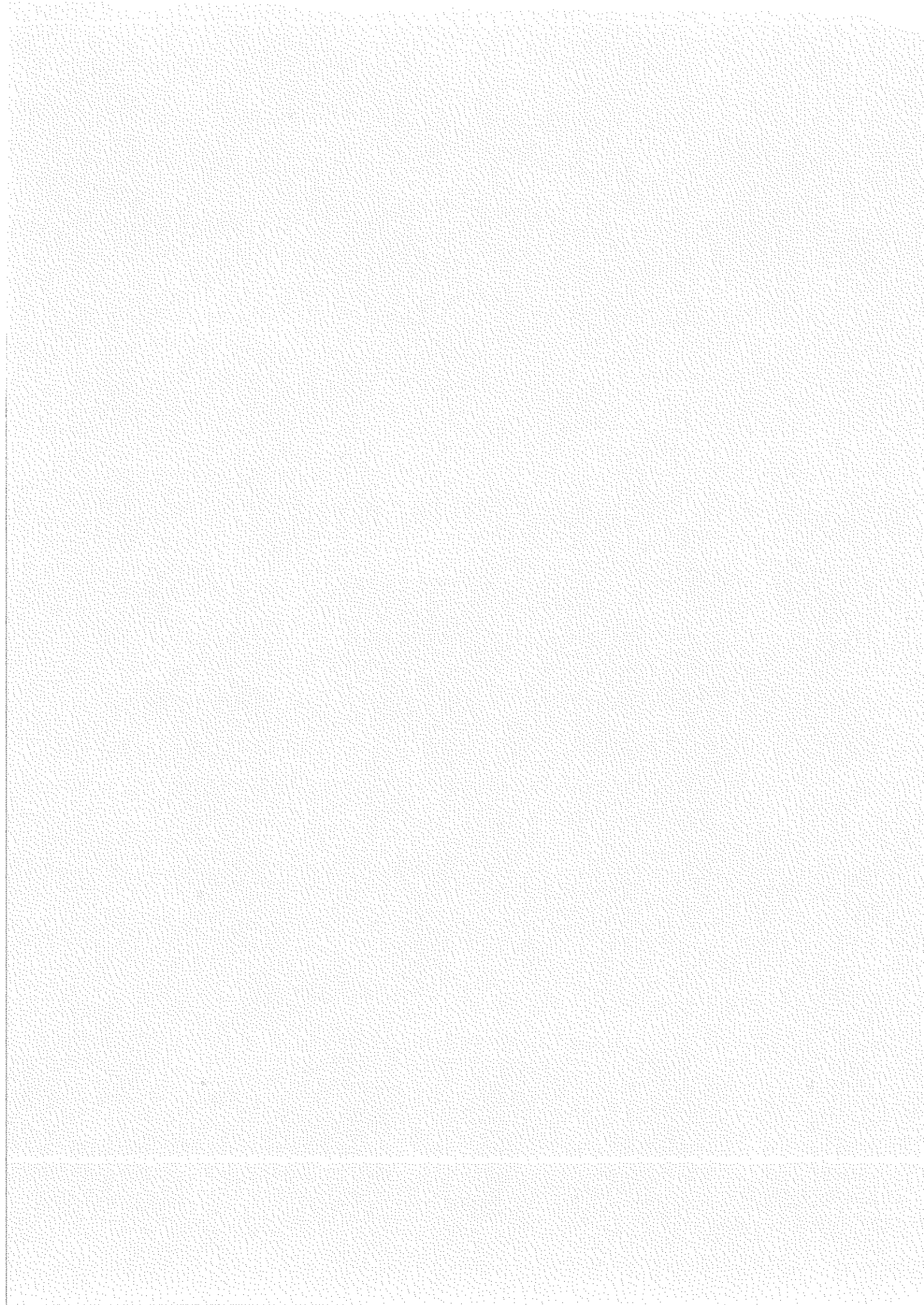
- dans l'aimantation irréversible (à $T \rightarrow 0$), on voit apparaître un terme en H de puissance 2,57 (une valeur égale à 2 est attendue dans le modèle initial) ;
- les moments impliqués ont une valeur $\bar{M}_g$ qui ne semble pas, à basse température, varier avec le champ (dans la gamme des champs étudiés) et prend une valeur de $100 \mu_B$ compatible avec celle déterminée à plus hauts champs ou hautes températures.

Ainsi le modèle de doubles puits de potentiel tel qu'il a été défini permet de bien décrire qualitativement l'aimantation à $T < T_c$ sur une grande gamme de champ et de température, à l'aide de la variable unique $T \log t/\tau_0$ dans la prise en compte des effets thermiques, les objets magnétiques impliqués étant de grande taille et possèdent un moment que l'on peut considérer comme constant. Cependant une étude quantitative plus fouillée appelle la connaissance de la dépendance en champ (ou en aimantation) des distributions $P(W)$ et $P(h)$ qui avaient jusqu'à présent été supposées des constantes du problème.

REFERENCES

1. J.J. PREJEAN et J. SOULETIE, J. Physique 41, pp. 1335-1352 (1980).
J.J. PREJEAN, J. Physique, Colloque C6, supplément n° 8, tome 39, p. C6-907 (1978).
J.J. PREJEAN, Thèse d'Etat, Université de Grenoble (1980).
2. A. BERTON, J. CHAUSSY, J.J. PREJEAN, R. RAMMAL, J. SOULETIE and R. TOURNIER,
J. of Magnetism and Magnetic Materials 15-18, pp. 203-204 (1980).

A. BERTON, J. CHAUSSY, J. ODIN, J. PEYRARD, J.J. PREJEAN and J. SOULETIE,
Solid State Communications, vol. 37, pp. 241-245 (1981).
3. J. ODIN, Thèse d'Etat, Université de Grenoble (1982).



P A R T I E I I I

APPAREIL DE MESURE D'AIMANTATION

C H A P I T R E I

CRYOGENIE

I - INTRODUCTION

La production des basses températures se fait à base de fluides cryogéniques. Nous utilisons l'azote liquide pour prérefroidir les cryostats et l'hélium liquide dont la température d'ébullition est de 4,2 K à pression ordinaire.

Par simple pompage sur le bain d'hélium on peut abaisser la tension de vapeur d'hélium et par conséquent la température. Avec les vases (25 l) et les pompes couramment utilisées au laboratoire, la température minimale obtenue est 1,4 K.

Les températures inférieures à 1,4 K sont obtenues par désaimantation adiabatique d'un sel paramagnétique. Cette méthode, permettant d'atteindre des températures de l'ordre de 50 mK, présente un certain nombre d'inconvénients :

- Le temps de mesure à 50 mK est limité (deux heures maximum).
- Il est difficile de réguler la température pour des valeurs légèrement supérieures.

La limite inférieure des températures obtenues par un réfrigérateur à dilution $\text{He}^3\text{-He}^4$ est 2 mK. Cette technique, bien développée au laboratoire, nécessite un appareillage lourd et coûteux et ne peut être utilisée que pour des températures inférieures ou égales à 900 mK.

Le cryostat que nous utilisons est d'une conception classique.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, ils ne nous permet pas de couvrir la gamme des températures comprises entre 1 K et 1,4 K.

D'autre part le vase, le mandrin de la bobine supraconductrice, les suspensions des bobines, le calorimètre sont en acier inoxydable ou en laiton. Toute variation de champ y produit des courants induits qui dégagent une puissance thermique suffisante pour élever de quelques dixièmes de degré la température du bain d'hélium (dans la zone des températures 1,4 K - 4 K, d'où l'impossibilité de réguler des températures inférieures à 1,7 K.

Nous étudions des échantillons qui présentent un hystérésis dont le comportement est très sensible aux variations de température. Tout écart ΔT par rapport à la température T de mesure perturbe le système et les mesures. L'étude de tels phénomènes exige une parfaite stabilité en température ($\frac{\Delta T}{T} < 10^{-3}$).

Soucieux d'obtenir une source froide dont la température soit indépendante des variations du champ magnétique et puisse descendre à des valeurs de l'ordre de 1 K, nous avons adopté une solution technique relativement simple : une boîte dite à 1 K, isolée thermiquement du bain principal.

Nous allons détailler par la suite le calorimètre où se trouve la boîte 1 K et le porte-échantillon. La figure 1 montre le schéma général du calorimètre.

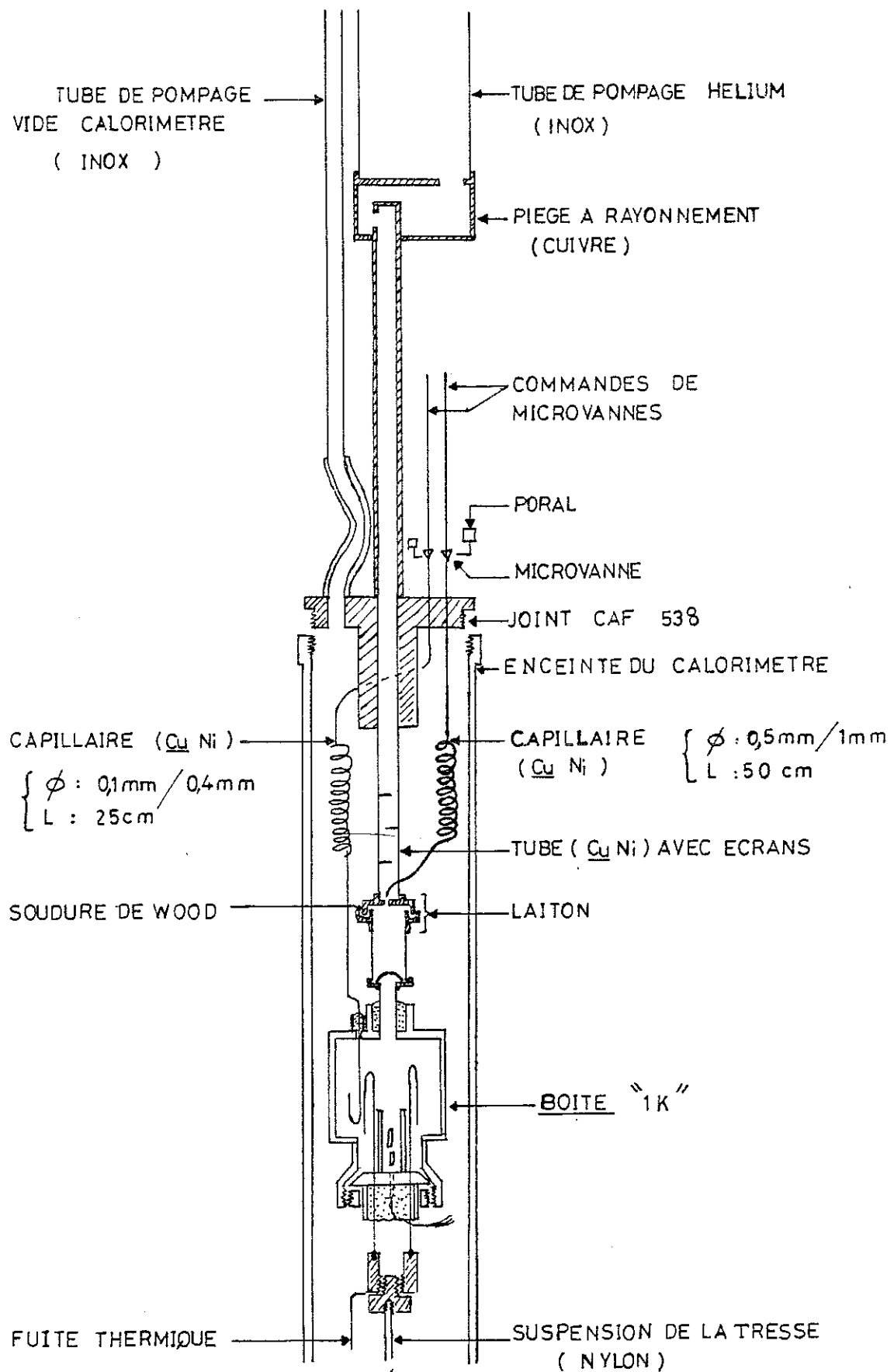


FIGURE 1

II - CALORIMETRE

Le principe (figure 2) consiste à réguler la température du porte-échantillon (tresse-échantillon - thermomètres) relié à la source froide, au moyen d'une fuite thermique.

1 - Source froide - Boite "1 K"

C'est une petite enceinte d'un volume environ 30 cm^3 (figure 3). Elle est entièrement faite en araldite, ce qui évite les problèmes de courants induits. L'accès à l'intérieur de cette boîte est aisé grâce à un bouchon conique en araldite.

Le remplissage de la boîte "1 K" s'effectue à partir du bain principal à travers une microvanne suivie d'une impédance z_1 . Une impédance z_2 en parallèle alimente la boîte "1 K" après remplissage.

Les impédances sont réalisées au moyen de capillaires en CuNi. Dans ce cas l'impédance est donnée par la formule :

$$z = 128 \ell / D^4$$

ℓ : longueur du capillaire

D : diamètre

Pour notre impédance z_2 , constituée de 25 cm de capillaire de diamètre 0,1 mm, la puissance conduite est inférieure à 0,1 mW et peut être négligée. Pour z_1 (50 cm de capillaire de diamètre 0,5 mm), la puissance commence à devenir importante, mais dans notre cas nous fermons la microvanne après remplissage.

Les températures inférieures à 4,2 K sont obtenues en pompant sur la boîte "1 K" préalablement remplie d'hélium 4 liquide. Le tube de pompage reliant la boîte à la platine du calorimètre (se trouvant à

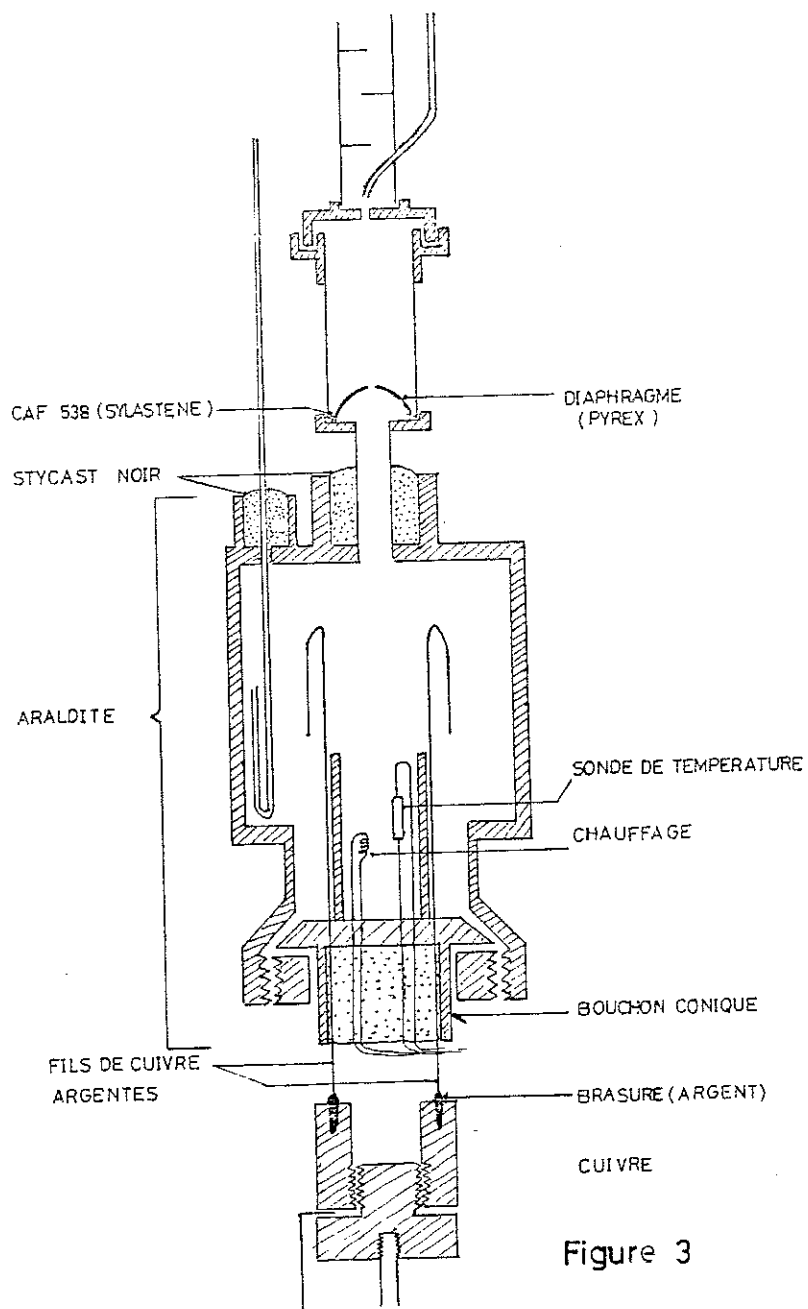
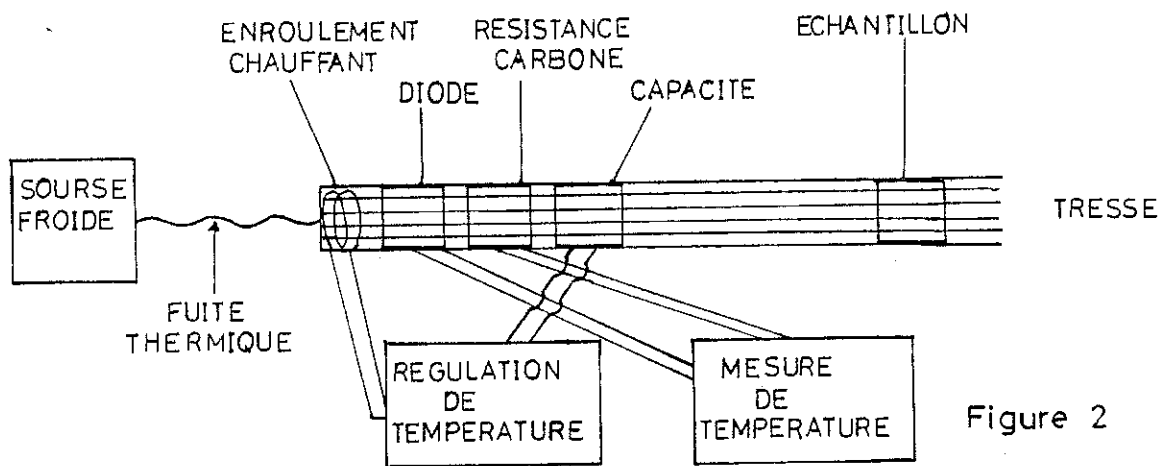


Figure 3

4,2 K) est en CuNi. Sa longueur et son épaisseur sont calculées pour que la puissance amenée par conduction soit inférieure à 0,1 mW. Des écrans refroidis par la vapeur y sont logés.

Dans la partie inférieure du tube de pompage nous avons placé un diaphragme dont le but est de limiter l'écoulement du film superfluide remontant les parois. Ce diaphragme, en pyrex, a la forme d'une cloche dont le sommet présente un orifice de diamètre 1 mm et dont les bords sont très arrondis. La qualité de ce diaphragme est liée à sa propreté.

2 - Porte-échantillon

Celui-ci est constitué d'une tresse de fils de cuivre de diamètre 0,4 mm. Ces fils sont usinés pour avoir une forme semi cylindrique. Ils sont assemblés et collés au moyen d'une résine epoxy pour former un tube de diamètre 7 mm interne et 8 mm externe. Ce tube est fendu suivant une génératrice.

L'échantillon est placé dans ce tube porte-échantillon. Sa surface cylindrique est en contact thermique avec les fils de cuivre et un tube en kapton, placé autour de la tresse, assure un bon contact thermique entre les fils de cuivre et l'échantillon par différence de contraction à basse température.

3 - Fuite thermique

Le choix de la fuite thermique est un compromis. Sa conductivité doit être suffisamment grande pour que le porte-échantillon puisse être porté à la température la plus basse dans des temps raisonnables mais assez faible pour ne pas trop chauffer et donc vider la boîte "1 K" pendant la régulation.

Notre fuite thermique est un fil de cuivre reliant le porte-échantillon à la boîte "1 K", les deux contacts étant réalisés par serrage cuivre sur cuivre.

4 - Thermométrie

Les thermomètres (résistances carbone, diodes) sont usinés et thermalisés dans des cylindres de cuivre de diamètre 7 mm maintenus en bon contact thermique avec la tresse de manière identique à l'échantillon. La diffusivité thermique est ainsi augmentée, les contacts thermiques améliorés.

Nos températures sont obtenues par chauffage de l'échantillon. Elles sont régulées au moyen d'une capacité. Son boîtier est enfoncé à force dans un cylindre de cuivre et y est collé à la colle d'argent. La capacité, indépendante du champ, apparaît comme un moyen de régulation intéressant lors de l'application de champs magnétiques importants. Celle que nous utilisons est linéaire en température de 0 à 50 K, et suffisamment sensible pour réguler notre porte-échantillon à 1 mK près ou mieux sans problème.

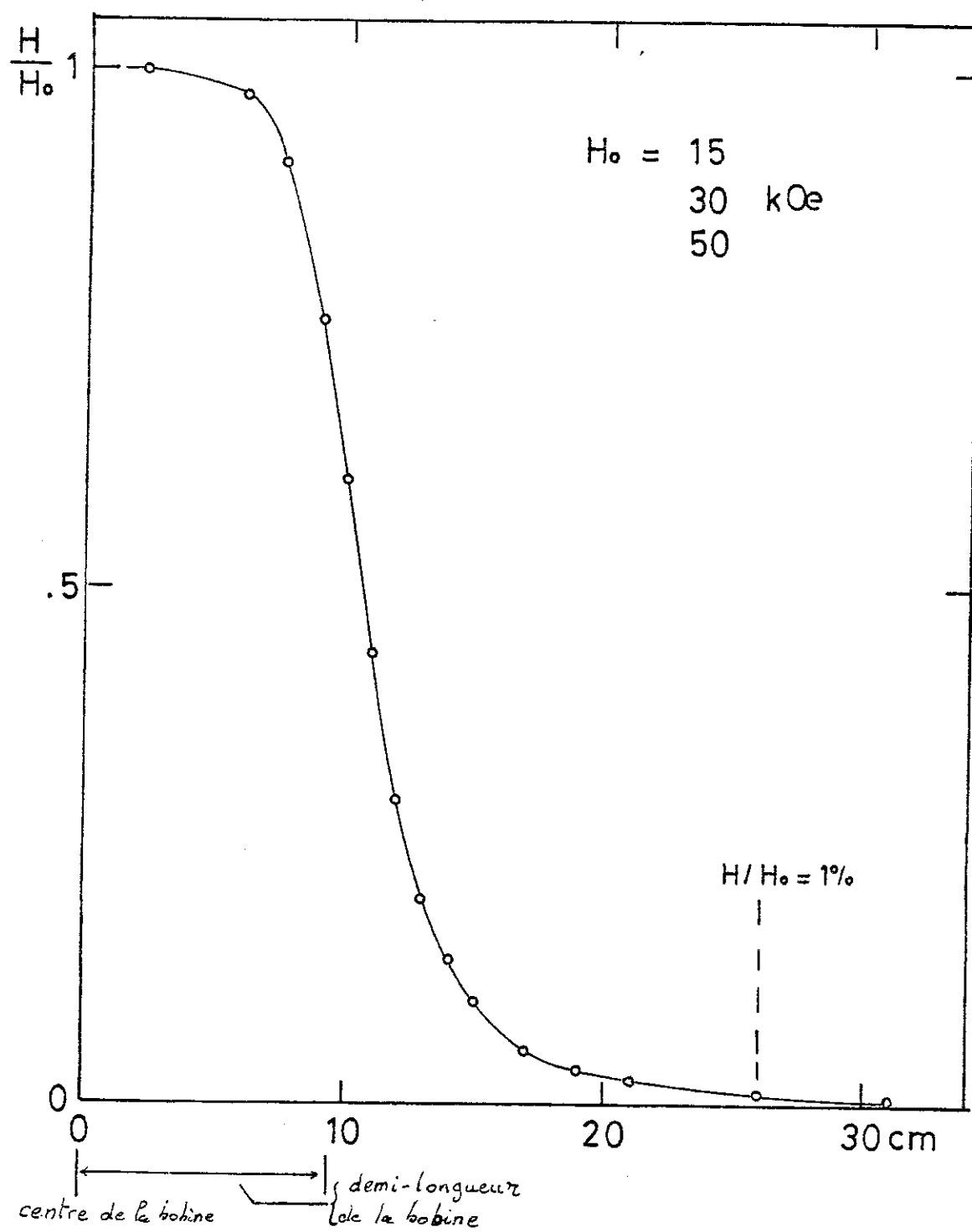


Figure 4

C H A P I T R E I I

MESURE D'AIMANTATION

I - CHAMP MAGNETIQUE

1 - Bobine supraconductrice

Pour obtenir des champs pouvant atteindre 80 kOe, nous utilisons une bobine supraconductrice en Nb-Ti dont nous allons détailler les caractéristiques :

- diamètre intérieur 30 mm
- diamètre extérieur 100 mm
- longueur 180 mm

La bobine a été construite pour assurer une homogénéité du champ (de 10^{-3} sur 6 cm de long) au centre de la bobine .

Par ailleurs nous avons établi la carte du champ longitudinal à l'aide d'une sonde de Hall préalablement étalonnée sur une distance allant jusqu'à 30 cm du centre de la bobine (figure 4) .

Nous avons mesuré le champ rémanent de la bobine supraconductrice. Après refroidissement de la bobine nous avons établi un courant permettant d'obtenir 80 kOe puis nous avons ramené le courant à une valeur nulle, la sonde de Hall nous a indiqué une valeur inférieure à 3 Oe.

Cette bobine est munie d'un shunt supraconducteur permettant de court-circuiter la bobine sur elle-même.

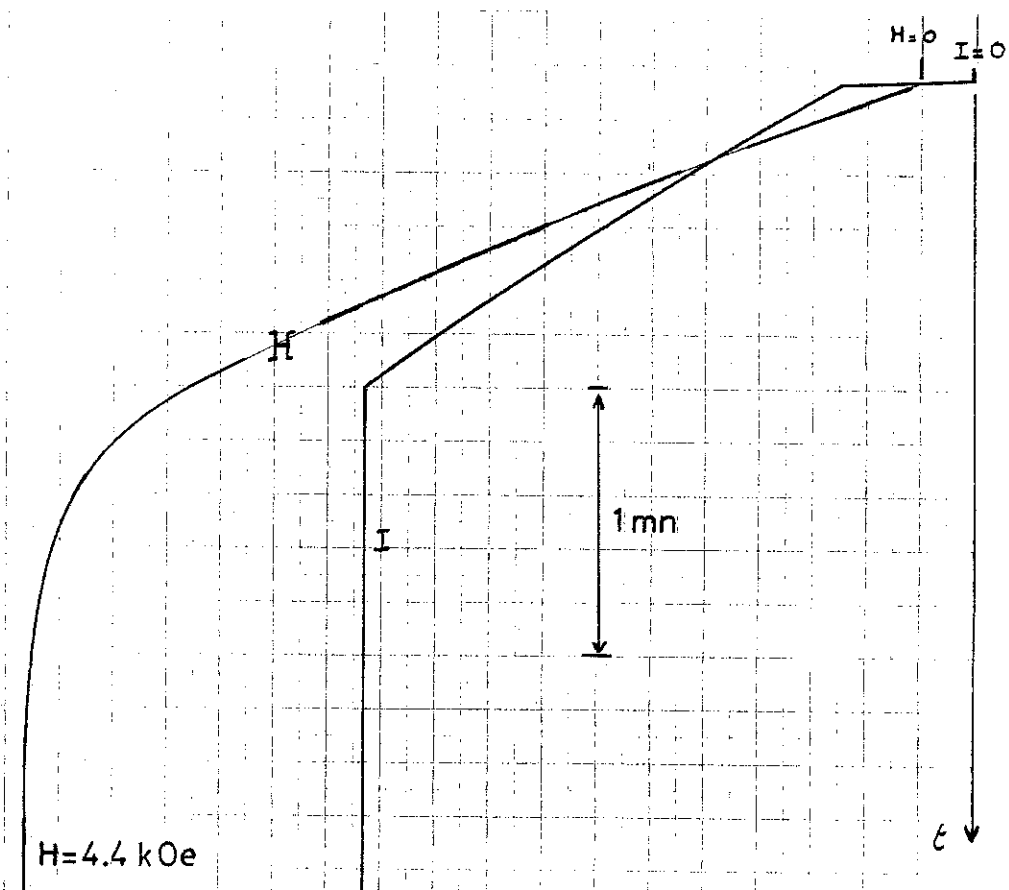
2 - Alimentation en courant de la bobine supraconductrice

L'alimentation en courant ($I : 0 \rightarrow 70 \text{ A}$) permet de varier le champ de la bobine supraconductrice. Cette alimentation est prévue pour être utilisée avec des bobines munies d'un shunt supraconducteur ; dans

ce but, une source de courant réglable pour le chauffage du shunt est incorporée. Un ingénieux système de commutation permet de passer rapidement du fonctionnement normal au mode de fonctionnement bobine court-circuitée, alimentation coupée. Le retour au fonctionnement normal se fait par manoeuvre inverse. Aucune variation brusque du courant n'apparaît dans la bobine et il n'y a aucun risque de la faire transiter vers l'état normal.

3 - Mesure du champ et de sa stabilité

La mesure du champ se fait simplement par la mesure du courant qui a servi à le produire. Le coefficient de proportionnalité champ-courant est $\alpha = 1,208 \text{ kOe/A}$. Nous contrôlons la stabilité du champ à l'aide d'une sonde de Hall (nous avons enregistré simultanément le courant aux bornes de la bobine et ce même courant vu par la sonde de Hall). La figure 5 montre le retard de l'établissement du champ sur le courant.



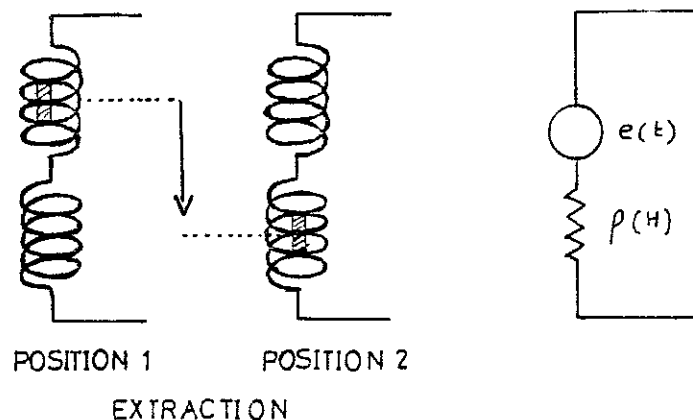
La sonde de Hall, linéaire en bas champ ($H < 1 \text{ kOe}$) nous permet également de déterminer plus précisément les valeurs de champs dans cette gamme (à $0,2 \text{ Oe}$ près).

II - MESURE D'AIMANTATION

1 - Méthode de mesure

La bobine de mesure, de 6 cm de long, est constituée de deux enroulements (10 000 spires chacun fil de cuivre 7/100) bobinés en sens inverse et mis en série.

Un extracteur permet le déplacement de la cellule de mesure (échantillon, thermomètres, tresse, boîte "1 K") le long de l'axe du champ produit par la bobine supraconductrice. Le passage de l'échantillon, dans un champ constant, du centre de l'un de ces enroulements au centre de l'autre, induit une variation de flux ($\frac{d\phi}{dt}$) dans ces enroulements. La bobine de mesure est alors équivalente à une source de tension ($e(t) = - \frac{d\phi}{dt}$) en série avec une résistance ($\rho(H)$ qui dépend du champ appliqué (magnétorésistance)).



Le signal est amplifié par un amplificateur galvanométrique (ampli-spot de gain $10^3 \rightarrow 10^5$) ensuite intégré, sur le temps d'extraction, par un voltmètre intégrateur. Le résultat est directement proportionnel à l'aimantation de l'échantillon.

$$V = \int_{\text{durée extraction}} e(t) dt = \int_{\text{durée extraction}} \frac{d\phi}{dt} dt = \Delta\phi = A.M$$

2 - Circuit de mesure

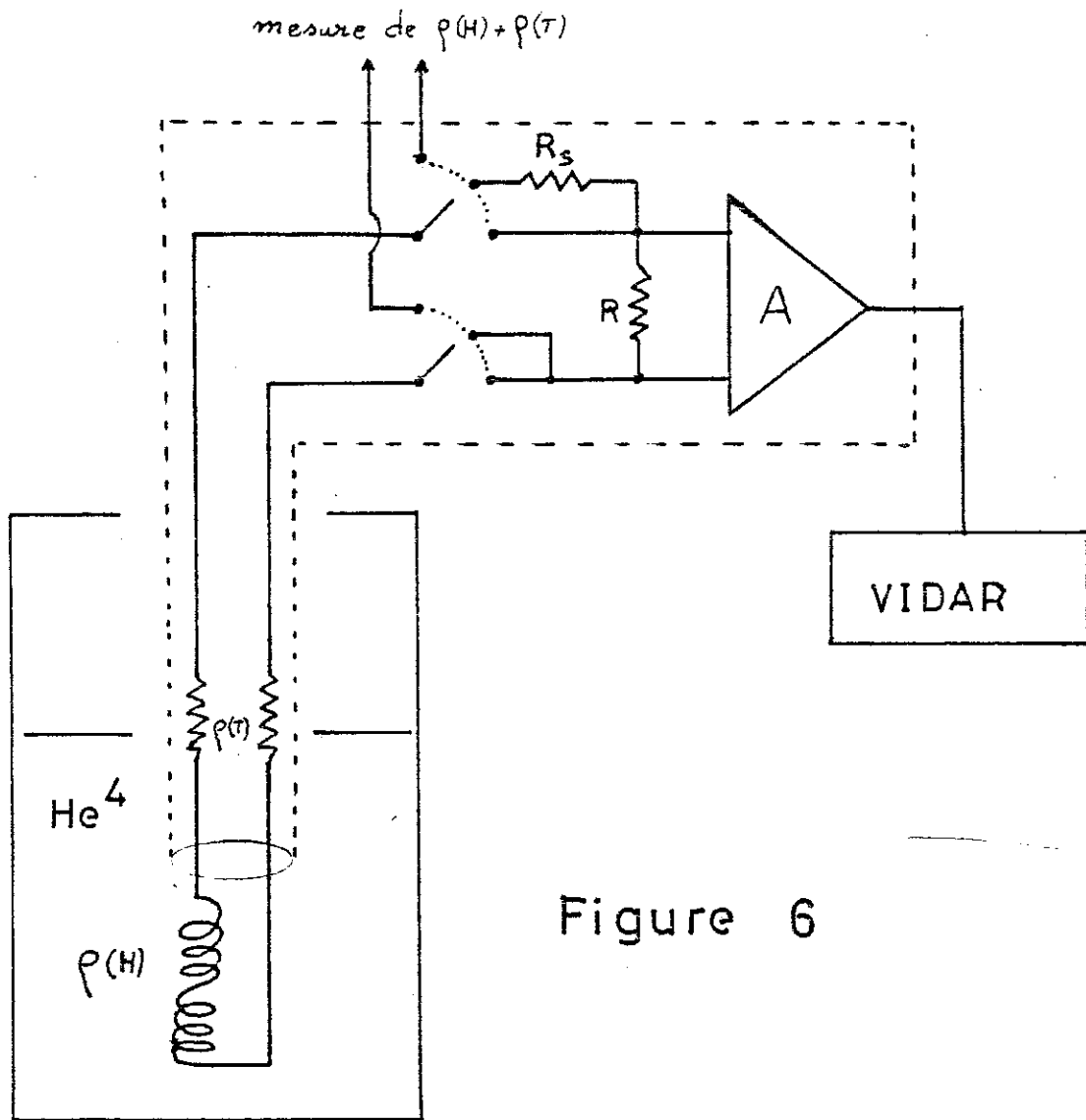
Le circuit est schématisé figure 6. Pour éviter les f.e.m. thermiques, les fils de mesure sont continus de la bobine de mesure jusqu'au boîtier thermalisé où se trouve l'amplispot et les contacts situés à température ambiante sont réalisés à l'aide d'une soudure spéciale (Cd-Bi). Les fils de mesure sont torsadés et placés dans un blindage descendant jusqu'à la bobine de mesure. Ils sont soudés à un contacteur soigné (à forte pression cuivre sur cuivre), permettant de passer du circuit mesure d'aimantation (vers l'amplispot) au circuit mesure de la résistance $\rho(H) + \rho(T)$ (les fils de mesure ont une résistance $\rho(T)$ dépendant du niveau d'hélium). Ceci permet, à chaque point de mesure, de faire la correction nécessaire :

$$\frac{dM}{dt} = e(t) = V(t) \frac{R + \rho(H) + \rho(T) + R_S}{R}$$

Une résistance R_S peut être adjointe en série à la bobine de mesure pour les mesures de fortes aimantations ($R_4 = 0, 10^3, 10^5 \Omega$). Les résistances R (100Ω) et R_S sont du type couche métallique (valeur à 10^{-4} près, $d \log T/dT = 5 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$). La résistance interne de l'amplispot sur le gain de 10^4 étant supérieure à $130 \text{ k}\Omega$ ($1,3 \text{ M}\Omega$ sur le gain 10^3), la non-prise en considération de cette résistance interne dans le calcul de correction introduit une erreur inférieure à $4 \cdot 10^{-4}$ (avec $R_S = 0$) et bien inférieure à 10^{-4} dans les autres cas ($R = 10^3$ ou $10^5 \Omega$, gain de l'amplispot = 10^3).

L'intégrateur est un VIDAR IDVM 521.

L'étalonnage est réalisé par mesure de l'aimantation de barreaux de Pt Leico : la sensibilité est de $35 \cdot 10^{-6} \text{ emu/mV}$, l'indétermination sur la mesure est de 1 mV .



RESUME

Dans la première partie, la transition verre de spins a été approchée à partir des hautes températures ($T \gg T_c$). Les mesures d'aimantation faites sur l'alliage CuMn 1 % montrent qu'un modèle de superparamagnétisme de paquets dont la taille grandit au fur et à mesure qu'on diminue la température pour diverger à T_c (formation d'un cluster infini à T_c) permet de décrire le comportement de l'aimantation à $T \gg T_c$ dans un domaine restreint en champ et en température.

Dans la deuxième partie sont étudiées les aimantations de deux systèmes CuMn 1 % et CuMn 5 % aux basses températures ($T < T_c$). L'étude des relaxations de l'aimantation sous champ, des courbes de première aimantation et de l'aimantation réversible à $T \rightarrow 0$ montre que le modèle de doubles puits de potentiel thermiquement activés permet de bien décrire qualitativement le comportement de l'aimantation à $T < T_c$.

Mots-clés : Verre de spins, transition de phase, aimantation singulière, superparamagnétisme, exposants critiques, relaxation d'aimantation sous champ, aimantation réversible, aimantation irréversible, hystérésis.

