

Troisième Cycle
d'Enseignement Supérieur

T0243
1971/3eC

1971.1
(043)3^e

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE
L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir

Centre National de la Recherche
Scientifique
Laboratoire d'Electrostatique
et de Physique du metal
Centre de recherches sur les
tres basses temperatures
BIBLIOTHEQUE

le grade de Docteur en 3^{ème} Cycle

par

Bénédicte SOULETTE

Sujet : Effets d'interactions entre impuretés presque magnétiques
de cobalt dans l'or

Soutenue le 18 mars 1971 devant la Commission d'Examen

MH. B. DREYFUS

Président

A. LACAZE

Examineurs

R. TOURNIER

L I S T E D E S P R O F E S S E U R S

Doyen honoraire : M. M. MORET

Doyen : M. E. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	NEEL Louis	Physique Expérimentale
	KRAVTCHEKNO Julien	Mécanique Rationnelle
	CHABAUTY Claude	Calcul différentiel et intégral
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	CHENE Marcel	Chimie Papetière
	FELICI Noël	Electrostatique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	BARBIER Reynold	Géologie Appliquée
	SANTON Lucien	Mécanique des Fluides
	OZENDA Paul	Botanique
	FALLOT Maurice	Physique Industrielle
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques
	GALVANI Octave	Mathématiques
	MOUSSA André	Chimie Nucléaire
	TRAYNARD Philippe	Chimie Générale
	SOUTIF Michel	Physique Générale
	CRAYA Antoine	Hydrodynamique
	REULOS René	Théorie des champs
	BESSON Jean	Chimie Minérale
	AYANT Yves	Physique Approfondie
	GALLISSOT François	Mathématiques
Melle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques
	BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	BONNIER Etienne	Electrochimie et Electrometallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie Animale
	PILLET Emile	Physique-Industrielle-Electrotechnique
	YOCOZ Jean	Physique Nucléaire Théorique
	DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
	GERBER Robert	Mathématiques
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	VAUQUOIS Bernard	Calcul Electronique
	BARJON Robert	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Physique

SILBER Robert
 BUYLE-BODIN Maurice
 DREYFUS Bernard
 KLEIN Joseph
 VAILLANT François
 ARNAUD Paul
 SENDEL Philippe
 BARNOUD Fernand
 BRISSONNEAU Pierre
 GAGNAIRE Didier
 Mme KOFLER Lucie
 DEGRANGE Charles
 PEBAY-PEROULA Jean-Claude
 RASSAT André
 DUCROS Pierre
 DODU Jacques
 ANGLES D'AURIAC Paul
 LACAZE Albert
 GASTINEL Noël
 GIRAUD Pierre
 PERRET René
 PAYAN Jean-Jacques
 BONNET Georges

Mécanique des Fluides
 Electronique
 Thermodynamique
 Mathématiques
 Zoologie et Hydrobiologie
 Chimie
 Zoologie
 Biosynthèse de la cellulose
 Physique
 Chimie Physique
 Botanique
 Zoologie
 Physique
 Chimie Systématique
 Cristallographie Physique
 Mécanique Appliquée I.U.T.
 Mécanique des Fluides
 Thermodynamique
 Analyse Numérique
 Géologie
 Servo-mécanisme
 Mathématiques Pures
 Electronique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. GIDON Paul
 Mme BARBIER M. Jeanne
 Mme SOUTIF Jeanne
 COHEN Joseph
 DEPASSEL R.
 GLENAT René
 BARRA Jean
 COUMES André
 PERRIAUX Jacques
 ROBERT André
 BIARREZ Jean
 CAUQUIS Georges
 BONNETAIN Lucien
 DEPOMMIER Pierre
 HACQUES Gérard
 POLOUJADOFF Michel
 Mme KAHANE Josette
 Mme BONNIER Jane
 VALENTIN Jacques
 REBECQ Jacques
 DEPORTES Charles
 SARROT-REYNAULD Jean
 BERTRANDIAS J. Paul
 AUBERT Guy
 DOLIQUE Jean-Michel
 DESRE Georges
 LAURENT Pierre
 CARLIER Georges
 SIBILLE Robert

Géologie
 Electrochimie
 Physique
 Electrotechnique
 Mécanique des Fluides
 Chimie
 Mathématiques Appliquées
 Electronique
 Géologie et Minéralogie
 Chimie Papetière
 Mécanique Physique
 Chimie Générale
 Chimie Minérale
 Physique Nucléaire-Génie Atomique
 Calcul numérique
 Electrotechnique
 Physique
 Chimie
 Physique
 Biologie
 Chimie
 Géologie
 Mathématiques Appliquées
 Physique
 Electronique
 Chimie
 Mathématiques Appliquées
 Biologie Végétale
 Construction mécanique I.U.T.

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. RODRIGUES Alexandre
MORITA Susumu
RADHAKRISHNA

Mathématiques Pures
Physique Nucléaire
Thermodynamique

MAITRES DE CONFERENCES

MM. LANCIA Roland
Mme BOUCHE Liane
KAHANE André
BRIERE Georges
LAJZEROWICZ Joseph
Mme BERTRANDIAS Françoise
LONGEQUEUE J. Pierre
SOHM Jean-Claude
ZADWORNÝ François
DURAND Francis
PFISTER Jean-Claude
CHIBON Pierre
IDELMAN Simon
BLOCH Daniel
MARTIN-BOUYER Michel
BRUGEL Lucien
BOUVARD Maurice
RICHARD Lucien
PELMONT Jean
BOUSSARD Jean-Claude
MOREAU René
ARMAND Yves
BOLLIET Louis
KUHN Gérard
PEFFEN René
GERMAIN Jean-Pierre
JOLY Jean René
Melle PIERY Yvette
BERNARD Alain
MOHSEN Tahain
CONTE René
LE JUNTER Noël
LE ROY Philippe
ROMIER Guy
VLALON Pierre
BENZAKEN Claude
MAYNARD Roger
DUSSAUD René
BELORIZKY Elie
Mme LAJZEROWICZ Jeanine
JULLIEN Pierre
Mme RINAUDO Marguerite
BLIMAN Samuel
BEGUIN Claude
NEGRE Robert

Physique Atomique
Mathématiques
Physique Générale
Physique
Physique
Mathématiques Pures
Physique
Electrochimie
Electronique
Chimie Physique
Physique
Biologie animale
Physiologie animale
Electrotechnique I.P.
Chimie (C.S.U. Chambéry)
Energétique I.U.T.
Hydrologie
Botanique
Physiologie animale
Mathématiques Appliquées I.P.G.
Hydraulique I.P.G.
Chimie I.U.T.
Informatique I.U.T.
Energétique I.U.T.
Chimie I.U.T.
Mécanique
Mathématiques Pures
Biologie animale
Mathématiques Pures
Biologie (C.S.U. Chambéry)
Mesures Physiques I.U.T.
Génie Electrique Electronique I.U.T.
Génie Mécanique I.U.T.
Techniques Statistiques quantitatives
I.U.T.
Géologie
Mathématiques Appliquées
Physique
Mathématiques (C.S.U. Chambéry)
Physique (C.S.U. Chambéry)
Physique (C.S.U. Chambéry)
Mathématiques Pures
Chimie
E.I.E.
Chimie Organique
I.U.T.

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	YAMADA Osamu	Physique du Solide
	NAGAO Makoto	Mathématiques Appliquées
	MAREZIO Massimo	Physique du Solide
	CHEEKE John	Thermodynamique
	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	ROZMARIN Georges	Chimie Papetière

TABLE DES MATIERES

Pages

I - SITUATION EXPERIMENTALE DANS LE CADRE DE LA THEORIE DE FRIEDEL

- 1 I.1 - Distinction entre les alliages magnétiques et les alliages non magnétiques.
- 4 I.2 - Situation expérimentale du système AuCo
- 4 I.2.a - Résistivité magnétorésistance
- 10 I.2.b - Chaleur spécifique
- 14 I.2.c - Mesures magnétiques
- 18 I.2.d - Pouvoir thermoélectrique
- 25 I.2.e - Conductibilité thermique
- 28 I.2.f - Orientation nucléaire - Effet Mössbauer

II - INTRODUCTION

- 32 II.1 - General survey
- 36 II.2 - Influence of the local environment around the impurity on the existence of a magnetic moment.

III - METALLURGIE ET TECHNIQUE EXPERIMENTALE

- 38 III.1 - Préparation des échantillons
- 42 III.2 - Principe des mesures
- 44 III.3 - Appareils

IV - EXPERIMENTAL RESULTS

- 50 IV.1 - The initial susceptibility
- 55 IV.2 - The magnetization curves in high fields at low temperatures
- 65 IV.3 - Specific heat results

V - INTERPRETATION

- 67 V.1 - The model
- 69 V.2 - The saturation magnetization, the hyperfine field and Curie constant at low temperatures
- 73 V.3 - The susceptibility and the electronic specific heat of non magnetic impurities
- 76 V.4 - The AuCo alloys and the local spin fluctuation model
- 80 V.5 - The magnetic ordering at low temperatures
- 83 V.6 - Pair magnetization in high field
- 84 V.7 - Les porteurs de moment

VI.- CONFRONTATION AVEC LES MESURES A HAUTE TEMPERATURE

- 88 VI.1 - Température de Curie
- 93 VI.2 - Moment effectif
- 95 VI.3 - Susceptibilité des impuretés non magnétiques

97 VII.- CONCLUSION

99 BIBLIOGRAPHIE

109 APPENDICE A : Etude des groupes d'un, deux, trois atomes isolés dans un alliage cubique faces centrées.

117 APPENDICE B : Dosage du cobalt et du fer dans l'or.

121 TABLEAUX DE MESURES

I - SITUATION EXPERIMENTALE DANS LE CADRE DE LA THEORIE DE FRIEDEL

I.1 - DISTINCTION ENTRE LES ALLIAGES MAGNETIQUES ET LES ALLIAGES NON MAGNETIQUES

La théorie des états liés virtuels de Friedel^(I.1) a permis de comprendre les propriétés des impuretés de transition en solution dans les métaux nobles. Cette théorie donnait les critères qui permettaient de classer ces impuretés en deux groupes aux comportements très distincts :

- a) les impuretés sont non magnétiques
- la structure électronique de ces impuretés est bien décrite par un état lié virtuel d, non découplé.
- La résistivité résiduelle est proportionnelle à la concentration et indépendante de la température. Quantitativement, on obtient un bel accord expérimental, mais une faible dépendance en température est parfois observée.
- Le pouvoir thermoélectrique reste du même ordre de grandeur en valeur absolue que celui du métal pur (quelques dixièmes de $\mu\text{V}/\text{degré}$).
- La contribution à la chaleur spécifique est une contribution à la densité d'états, donc à γ . Elle est proportionnelle à la concentration et faible. Expérimentalement, si la proportionnalité à la concentration est observée, les ordres de grandeur obtenus sont généralement plus grands que ceux prévus.
- La susceptibilité de type Pauli est proportionnelle à la concentration et indépendante de la température. Expérimentalement

on observe parfois une faible dépendance en température et les ordres de grandeurs obtenus sont généralement plus grands que ceux prévus.

b) les impuretés sont magnétiques

La structure électronique de ces impuretés est bien décrite par un état lié virtuel découplé. Les moments sont localisés sur l'impureté. Les propriétés observées sont principalement reliées aux interactions entre impuretés à travers des oscillations à longue distance du type Rüdernan-Kittel-Yosida (RKY) ^(1,2) en $\frac{\cos(2k_F r)}{r^3}$.

Il y a un très bon accord entre les propriétés prévues et observées expérimentalement.

- La contribution à la chaleur spécifique des impuretés est indépendante de la concentration et linéaire en température pour $T < T_{0Y}$ où C_p passe par un maximum.
- La susceptibilité de l'alliage est indépendante de la concentration pour $T < T_{0X}$ où la susceptibilité passe par un maximum. Au-dessus de T_{0X} , la susceptibilité suit une loi de Curie-Weiss.
- Les températures caractéristiques de l'ordre magnétique T_{0Y} et T_{0X} sont proportionnelles à la concentration (et du même ordre de grandeur).
- Le pouvoir thermoélectrique est 10 à 100 fois plus grand que celui du métal pur (10 $\mu V/^\circ$).
- Une autre propriété était observée sur tous les systèmes magnétiques et resta longtemps inexpliquée par la théorie :

l'existence d'un minimum de résistivité suivi d'une remontée logarithmique de ρ vers les basses températures, à une température supérieure à la température d'ordre où ρ passait par un maximum dans une certaine gamme de concentration.

Dans la vérification expérimentale, les systèmes Au Co et Cu Co parmi quelques autres, présentaient une image un peu intermédiaire qui rendait leur classification difficile dans l'une ou l'autre de ces deux catégories.

I.2 - SITUATION EXPERIMENTALE DU SYSTEME AuCo

I.2.a - Résistivité - Magnétorésistance

réf	auteurs	année	nb d'éch	concentration (at%)		temp. (K)		Champ (kOe)	Fig
				c _{min}	c _{max}	T _{min}	T _{max}		
I.3	J.O. LINDE N. BACKLUND	1958	1		7	1,2	4,2		
I.4	A.N. GERRITSEN	1959	7	0,012	0,44	1,2	20	23	I-1 I-2
I.5	C.A. DOMENICALI E.L. CHRISTENSON	1961	2	2,1	4,3	4,2	1200		I-3
I.6	G.J. VAN DEN BERG J. VAN HERK B. KNOOK	1966	11	0,001	2	1,2	20		I-4
I.7	F. LAPIERRE	1967	4	1	4	1,2	300		
I.8	P.J. FORD T.E. WHALL J.W. LORAM	1968	6	0,005	3	0,4	300		I-5
I.9	J.W. LORAM P.J. FORD T.E. WHALL	1970	8	0,005	3	0,4	300		
I-10	F. LAPIERRE	1970	8	0,2	4	0,35	4,2		

GERRITSEN a étudié la résistivité à basses températures et trouve un minimum pour toutes les concentrations. Il obtient un palier à très basses températures pour $c \leq 0,25$ % atomique. Seul son échantillon le plus concentré (0,44 % atomique) a une magnétorésistance négative.

DOMENICALI et CHRISTENSON observent pour $\Delta\rho$ un palier aux basses températures puis une décroissance à peu près

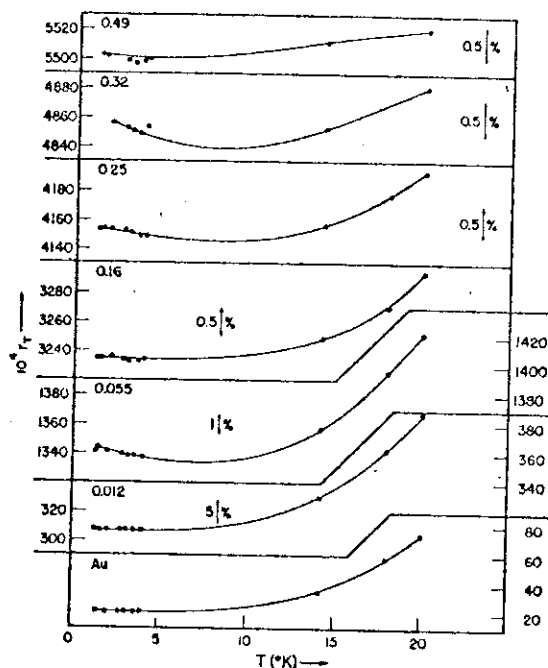
logarithmique entre l'ambiante et 1000 K.

Sur les mesures de VAN DEN BERG à basses températures, le minimum très accentué observé aux fortes concentrations semble disparaître pour $c < 0,2$ % atomique : en fait, la profondeur du creux varie plus rapidement que la concentration.

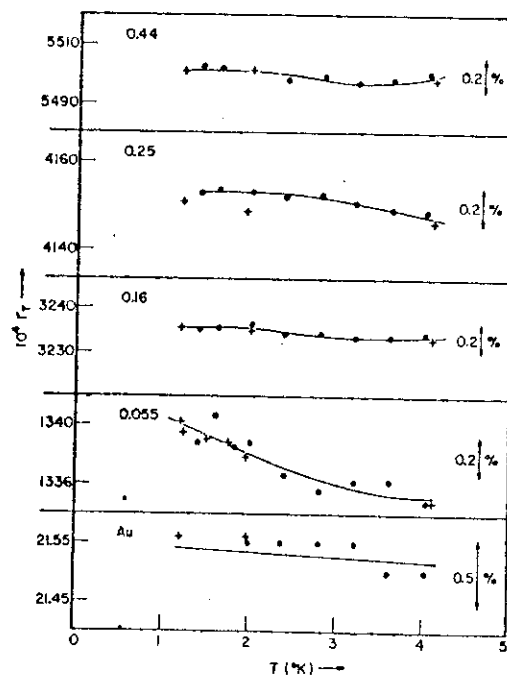
Plus tard, FORD, WHALL et LORAM interpréteront les résultats de DOMENICALI et CHRISTENSON comme étant caractéristiques de la formation d'un état de spin compensé. Eux-mêmes ont étudié à très basses températures et jusqu'à l'ambiante des alliages très dilués. Ils trouvent que la résistance est proportionnelle à la concentration ($\Delta\rho/c = 5,8 \mu\Omega \text{ cm/at } \%$) et qu'elle dépend linéairement de la température à très basses températures. La pente de la partie linéaire $\frac{d\Delta\rho}{dT}$ varie approximativement comme $c^{1,5}$. Pour $c < 0,4$ % atomique, $\Delta\rho$ passe par un minimum vers 10 K et un large maximum vers la température de l'azote liquide. Ce maximum est dû à des anomalies à la loi de Matthiessen. Quant à la variation non linéaire de $\frac{d\Delta\rho}{dT}$, FORD, WHALL et LORAM suggèrent un modèle d'interaction à longue distance où le moment par atome de Co varierait en fonction de la distance moyenne entre impuretés.

Mademoiselle LAPIERRE donne $6 \mu\Omega \text{ cm/at } \%$ comme valeur de résistivité résiduelle. Ses premières mesures montrent l'importance des traitements thermiques, recuits et trempes. Ses derniers résultats sur les mêmes échantillons que les nôtres, étudiés à très basses températures, confirment les observations de LORAM. Ces résultats s'expliquent dans le modèle d'apparition du magnétisme qui va être discuté ici pour les mesures magnétiques.

$$r_t = \frac{R_T}{R_{273}}$$



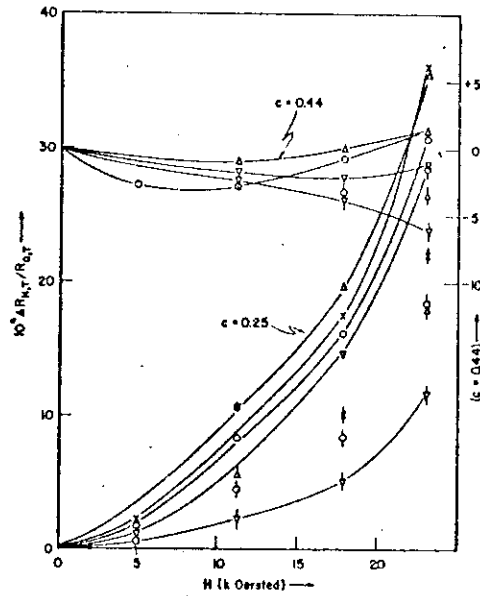
$r_T(T)$ for several gold-cobalt alloys, below 20°K. The numbers indicate the effective cobalt concentrations (read 0.44 instead 0.49), the double arrows represent a given percentage of the ordinate.



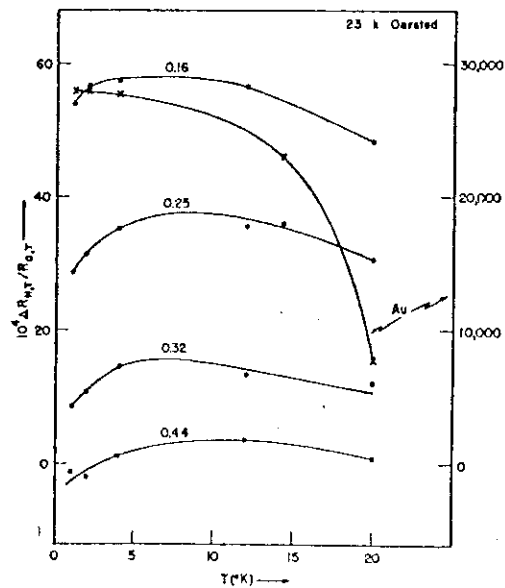
$r_T(T)$ for temperatures below 4.2°K. The numbers indicate the effective cobalt concentration; the double arrows represent a given percentage of the ordinate. Dots and crosses indicate results obtained on days two months apart.

FIGURE 1-1

GERRITSEN (1959)

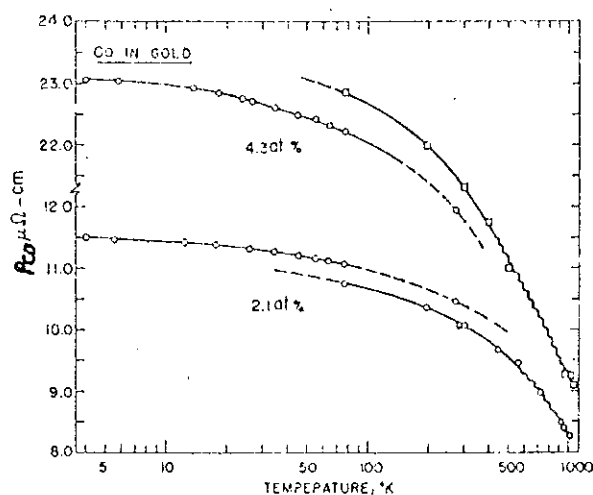


The change in resistance at different temperatures as a function of magnetic field for a 0.25 at.% and a 0.44 at.% gold-cobalt alloy.
 ○ 20.4°K; × 14.3°K; △ 4.2°K; ▽ 1.1 to 1.2°K; results for longitudinal fields are indicated by marks with vertical dashes.



The change of the resistance in a constant field (23.1 kilo oersted) against temperature. The numbers next to the curves indicate the cobalt concentration.

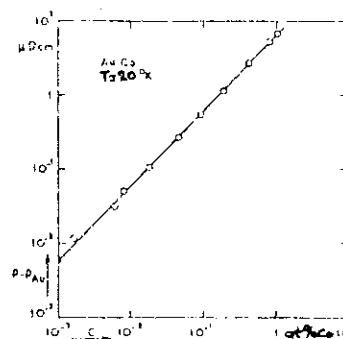
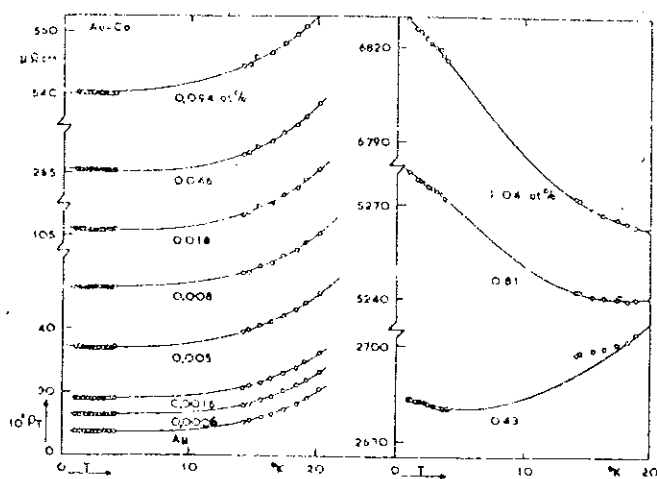
Resistivity



Temperature dependence of the solute contribution ρ_0 to the resistivity of gold-cobalt alloys in the range 4° to 1000°K. The separation of the curves comes from our using two separate sections of the same piece of wire in the low- and high-temperature apparatus. The wavy lines in the high-temperature regions indicate uncertainty resulting from possible precipitation of cobalt. However, the sets of data in the vicinity of 1000°K represent the effects of the fully dissolved solute, so that the wavy curves give a good idea of the actual behavior of these alloys.

FIGURE 1-3

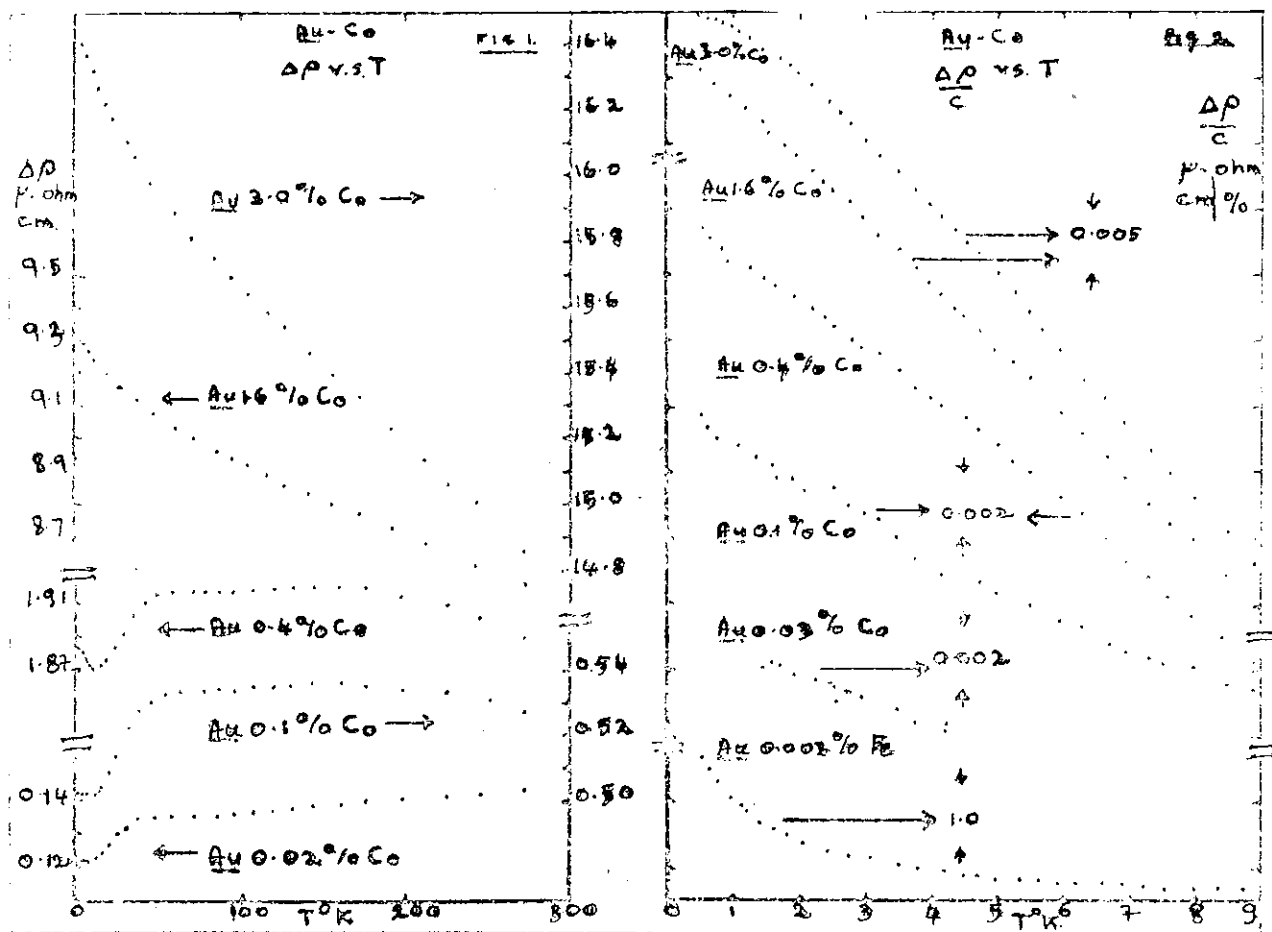
DOMENICALI, CHRISTENSON (1961)



VAN DEN BERG (1966)

FIGURE 1-4

FORD, WHALL, LORAM (1968)



Résistivité

FIGURE I-5

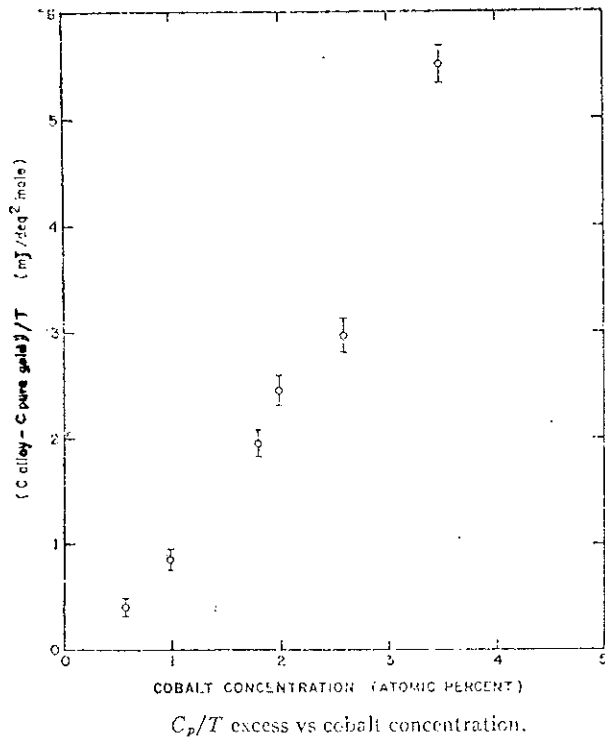
I.2.b - Chaleur spécifique

réf.	auteurs	année	nb d'éch	concentration (at%)		températ. (K)		Fig
				c _{min}	c _{max}	T _{min}	T _{max}	
I.11	L.T. CRANE	1962	6	0,6	3,5	1,2	30	I-6 I-7
I.12	J. SOULETIE	1964	1		6	1,2	4,2	I-7
	D. THOULOZE	1968	1		6	0,02	0,5	I-8
I.13	P. COSTA-RIBEIRO J. SOULETIE D. THOULOZE	1970	5	0,75	4	0,02	0,5	I-9 I-10

CRANE, par ses mesures au dessus de 1,2 K, a montré la variation du terme électronique de ΔC_p avec la puissance 1,5 de la concentration en Co, avec, pour valeur moyenne, 0,8 mJ 0,8 mJ/(degré⁻².mole.(at.%)^{3/2}).

COSTA RIBEIRO et al ont étudié la chaleur spécifique à très basses températures de nos échantillons. Les mesures du terme hyperfin (AT^{-2}) montrent que seuls les groupes de trois impuretés, ou plus, sont magnétiques : A est proportionnel à c^3 . La valeur du champ effectif au niveau du noyau calculée dans cette hypothèse est 200 kOe, c'est-à-dire très voisine de 225 kOe que l'on observe dans le Co massif.

Le terme électronique mesuré à plus haute température par CRANE, a été attribué aux atomes non magnétiques.



CRANE (1962)

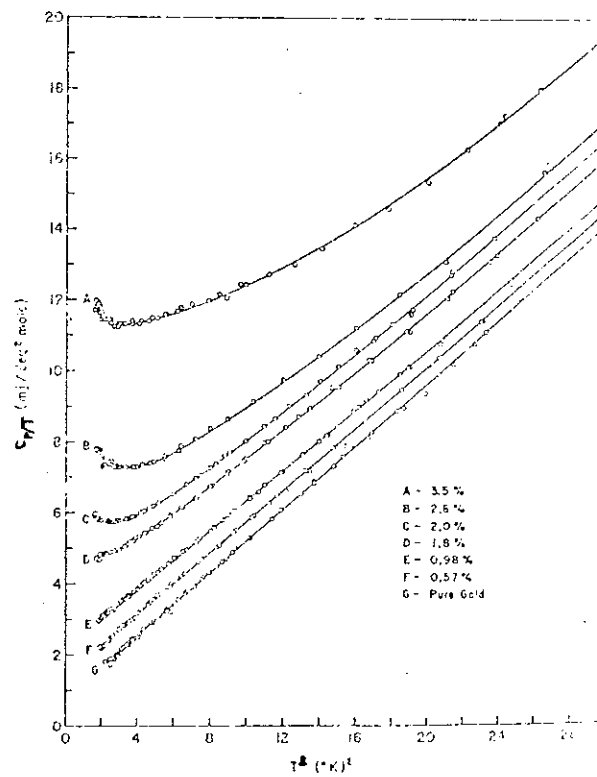


FIGURE 1-6

Chaleur spécifique

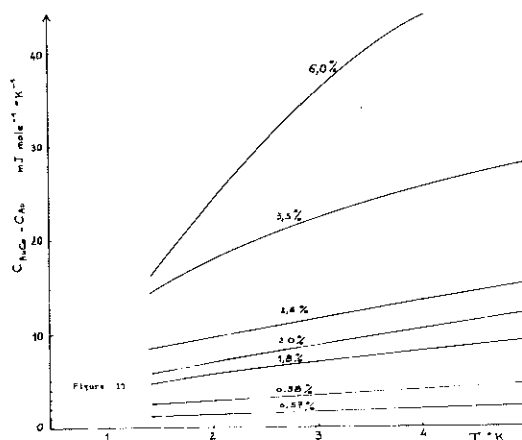
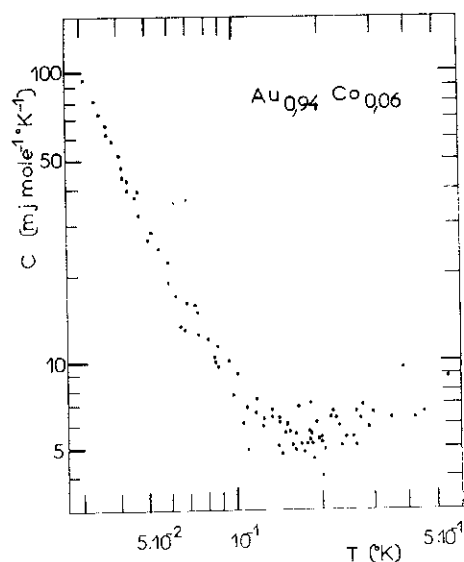
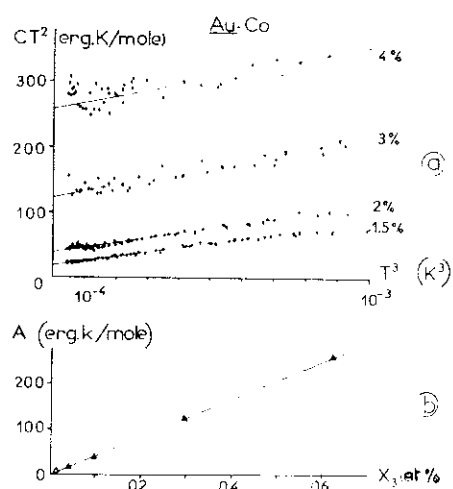


FIGURE 1-7 CRANE (1962) SOULETIE (1964)



THOULOZE (1968)

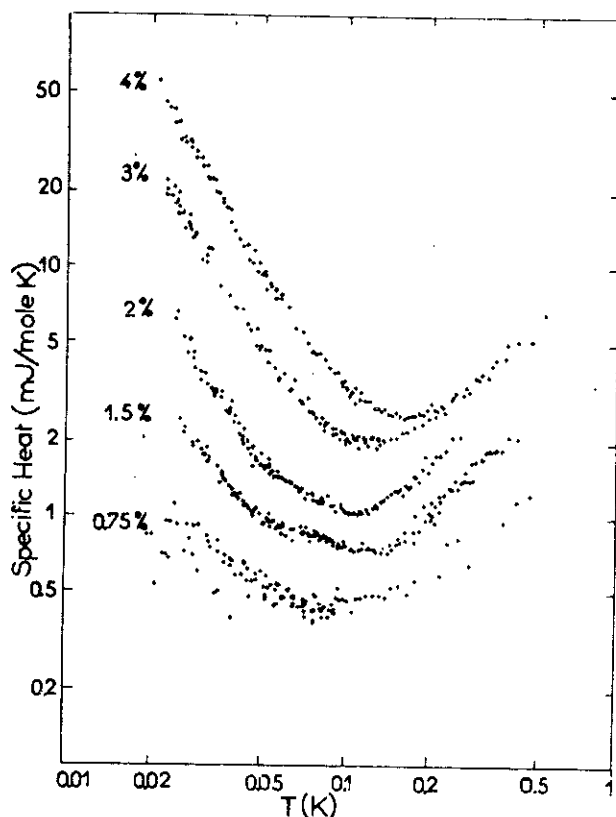
FIGURE 1-8



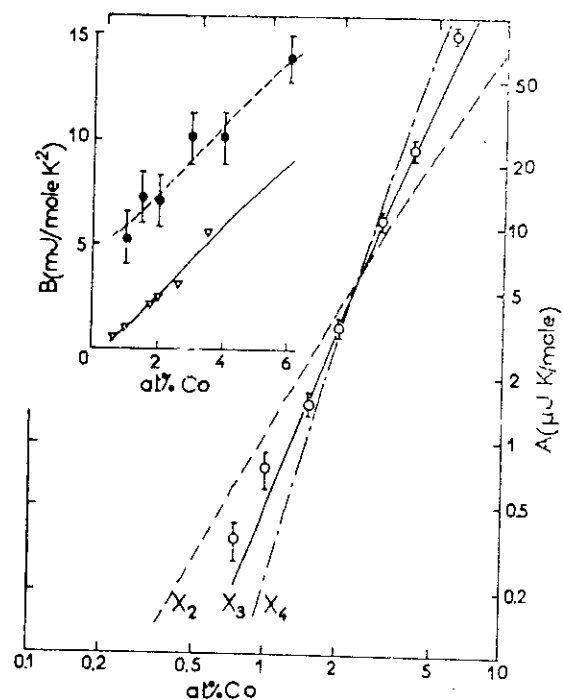
COSTA-RIBEIRO et al. (1970)

FIGURE 1-9

Chaleur Spécifique



Measured specific heat of Au:Co alloys versus temperature for different Co concentrations.



COSTA-RIBEIRO et al. (1970)

The A coefficient of the T^{-2} term of C_p versus percent cobalt (for the 0.75, 1, 1.5, 2, 3, 4, and 6 at.% we find, respectively, 0.35, 0.75, 1.5, 3.4, 11.0, 23.4, and 82.3 $\mu\text{J K/mole}$). The solid line shows the best fit of our data with an $X_3(c)$ law, yielding $H_{\text{eff}} = 190$ kOe. The dashed lines were obtained trying to fit the results with an $X_2(c)$ law and $H_{\text{eff}} = 109$ kOe, and an $X_4(c)$ law and $H_{\text{eff}} = 370$ kOe. The insert shows the B coefficient of the linear term in temperature versus percent cobalt: our results below T_0 (solid circles), Crane's results above T_0 (triangles) (Ref. 3); and corresponding theoretical laws: $38 N_1 + 520 N_2$ mJ/mole K^2 (solid line) and $5 + 38 N_1 + 520 N_2$ mJ/mole K^2 (dashed line).

FIGURE 1-10

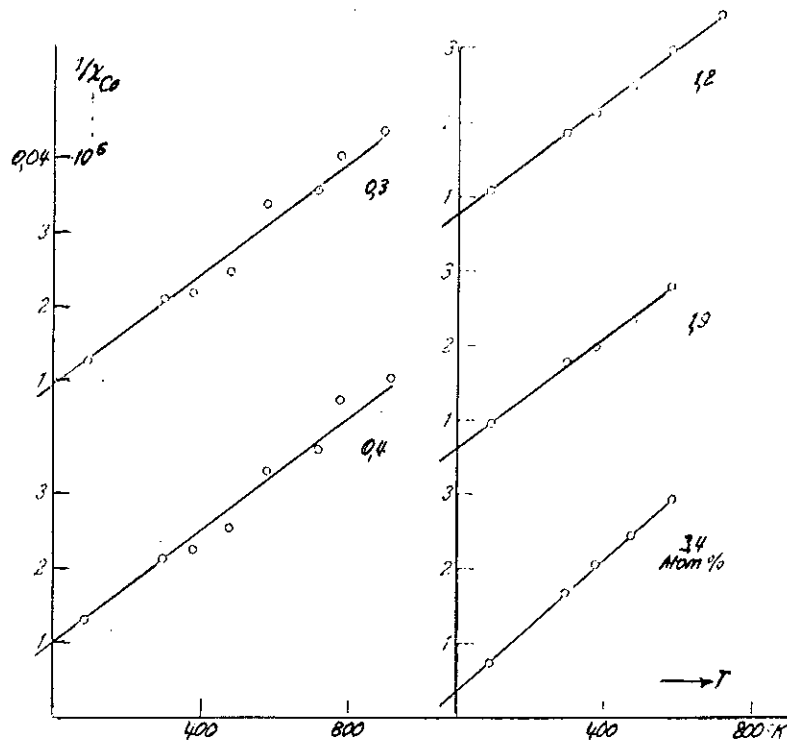
I.2.c - Mesures magnétiques

réf.	auteurs	années	nb d'éch	concentration (at%)		températ. (K)		Champ (kOe)	mes ure	Fig.
				c min	c max	T min	T max			
I.14	E. HILDEBRAND	1937	5	0,2	3,4	80	900		X	I.11
I.15	L. WEIL	1941	8	6,5	47,5	1000	1560		X	
I.16	G. VON BREUNIG	1960	6	1,65	6,7	4,2	300	20	σ	
I.17	J. LE GUILLERM R. TOURNIER L. WEIL	1962	3	2	4	0,06	300	20	σ	I.12
I.18	B. DREYFUS Y. ISHIKAWA R. TOURNIER L. WEIL	1964	1		6	0,05	4,2	25	σ	I.13
I.19	O.S. LUTES J.L. SCHMIT	1964	1		1	0,5	10	13	σ	I.14
I.20	E. BOUCAÏ	1969	5	0,75	4	0,05	4,2	25	σ	
I.21	M.H. BANCROFT	1970	2	5	7	1,5	300	8	σ	I.15

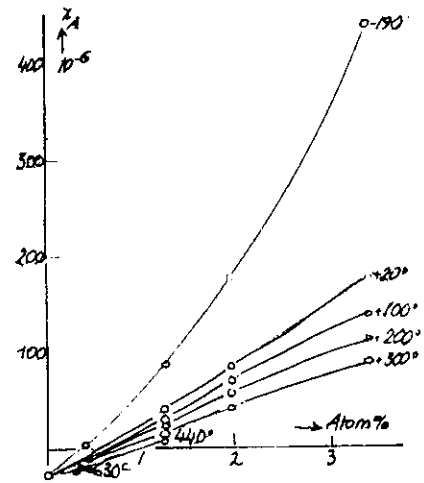
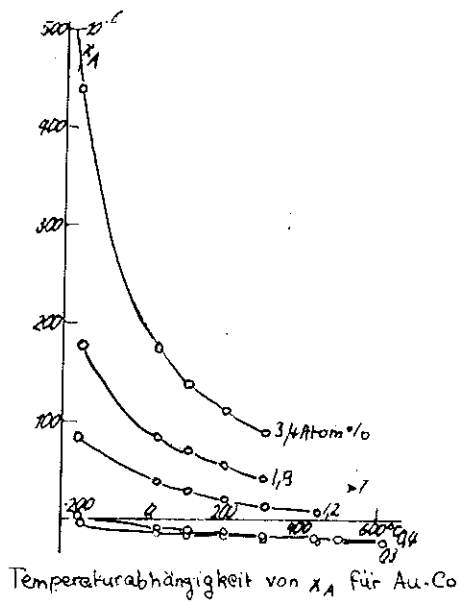
Les mesures à hautes températures de WEIL sur des échantillons à l'état liquide, d'HILDEBRAND, ainsi que les mesures de BANCROFT en dessous de 300 K sur des échantillons relativement concentrés, montrent que la susceptibilité suit une loi de Curie-Weiss.

VON BREUNIG a étudié l'influence des traitements thermiques sur la formation de précipités. Les résultats de LE GUILLERM et al indiquent un comportement paramagnétique en champ fort et à hautes températures. Leurs mesures aux très basses températures ont mis en évidence l'existence d'un ordre magnétique (maximum de la susceptibilité initiale), et l'apparition d'une aimantation rémanente.

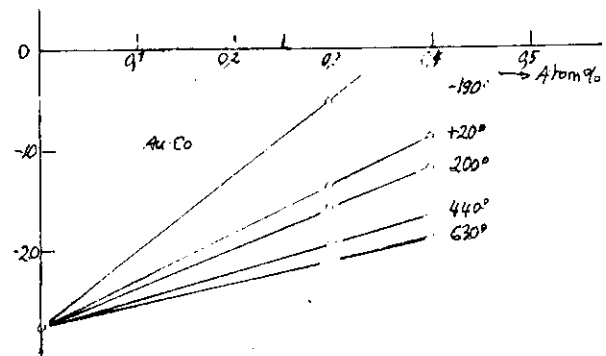
Ces résultats seront étudiés plus en détail et comparés au chapitre VI.



HILDEBRAND (1937)



Konzentrationsabhängigkeit von $1/X$ bei Au-Co

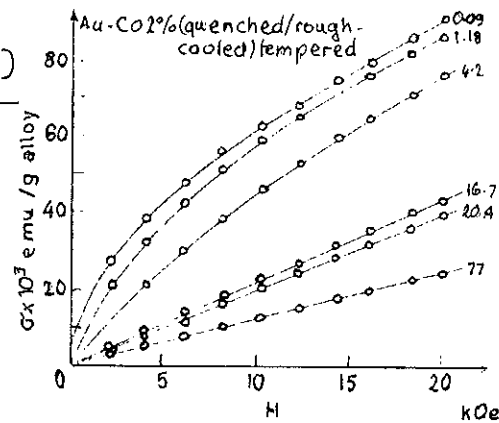


Konzentrationsabhängigkeit von $1/X$

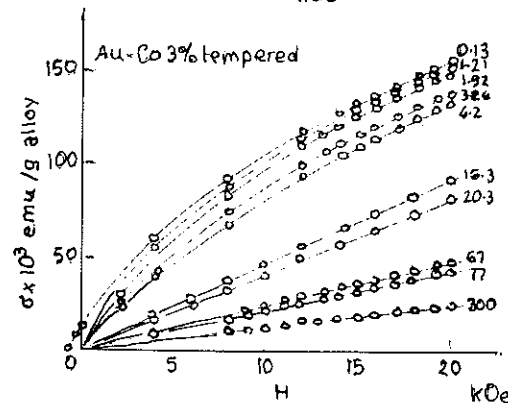
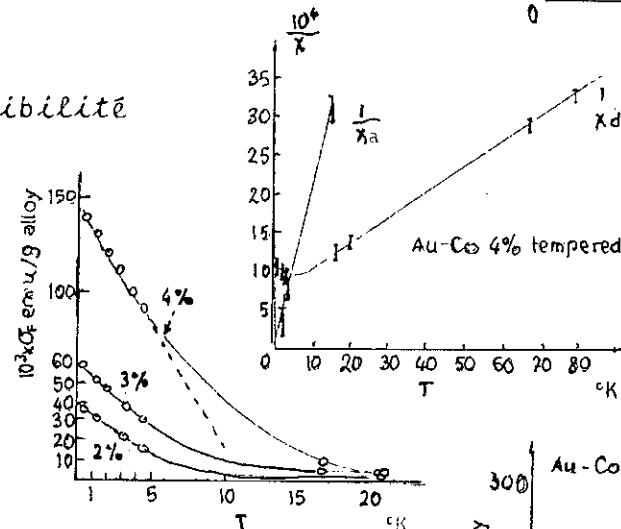
FIGURE I-11

LE GUILLERM. TOURNIER. WEIL. (1962)

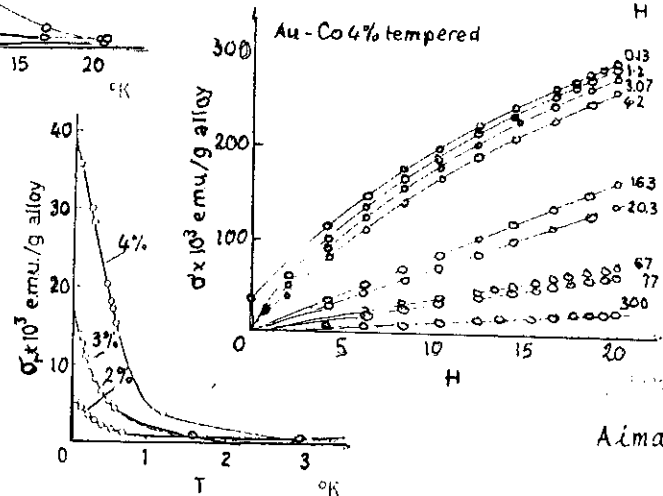
Aimantation



Susceptibilité



Aimantation   saturation

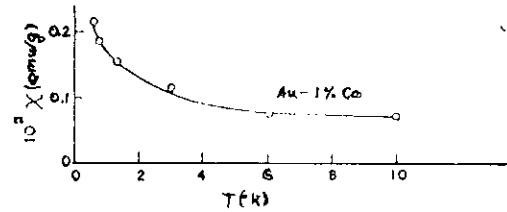
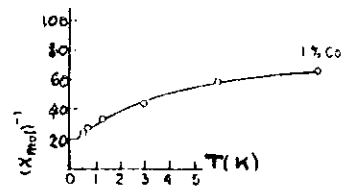


Aimantation

FIGURE I-12

Aimantation rémanente

LUTFS. SCHMIT. (1964)



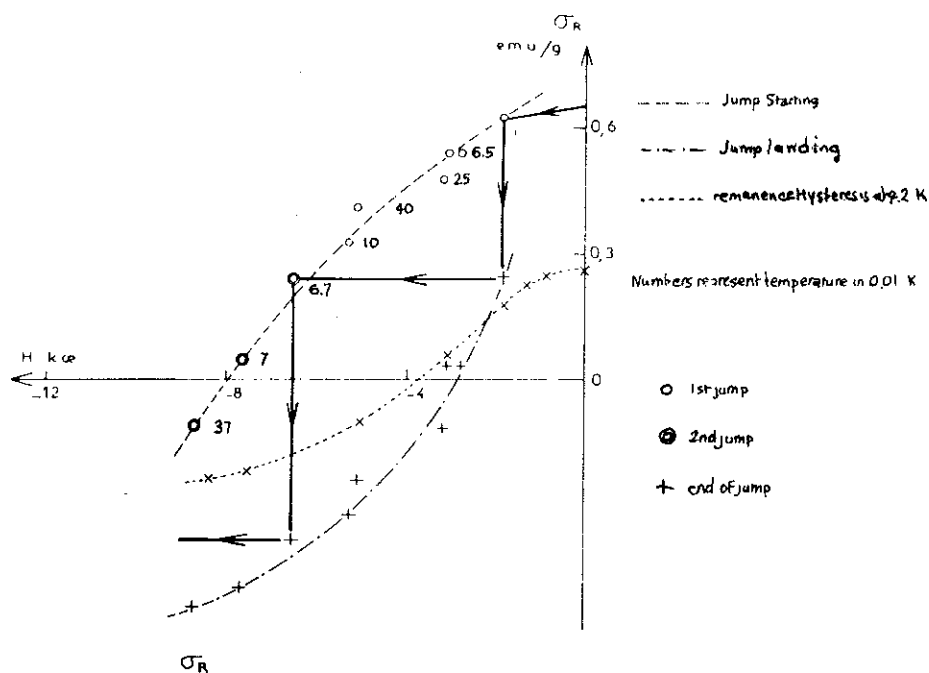
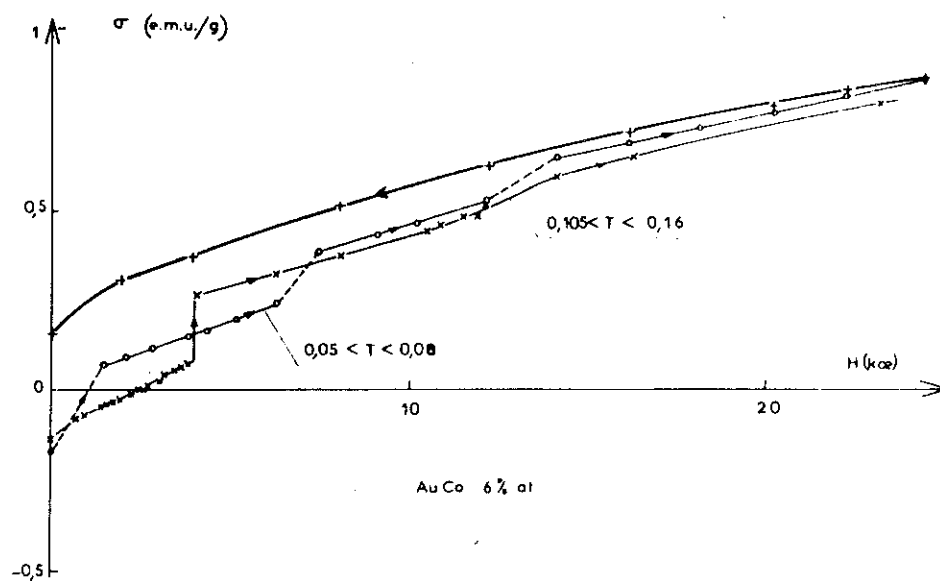
Curie-Weiss law. χ_{mol} is the susceptibility in emu per mole of solute, and is given by the expression $\chi_{mol} = \chi (emu/g) \times W/C$, where W is the atomic weight of the alloy and C the atomic fraction of solute.

Magnetic susceptibility versus temperature. χ is the susceptibility per gram of alloy.

Susceptibilité

FIGURE I-14

Sauts d'aimantation

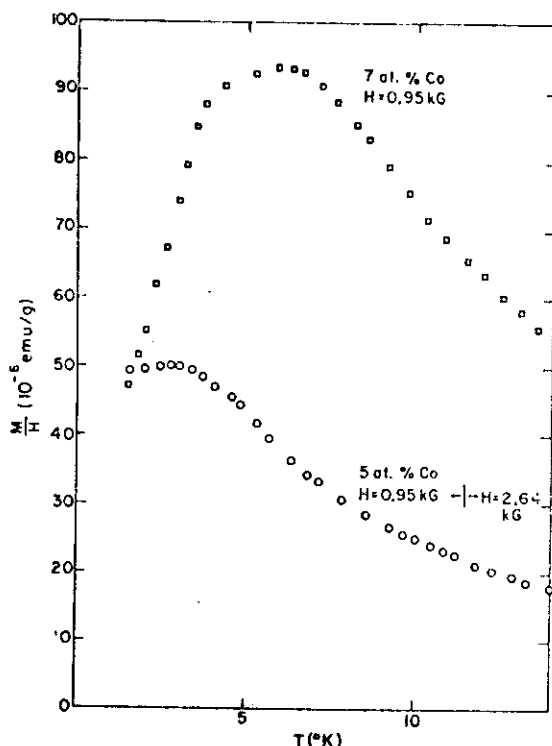


σ_R as a function of the negative field previously applied

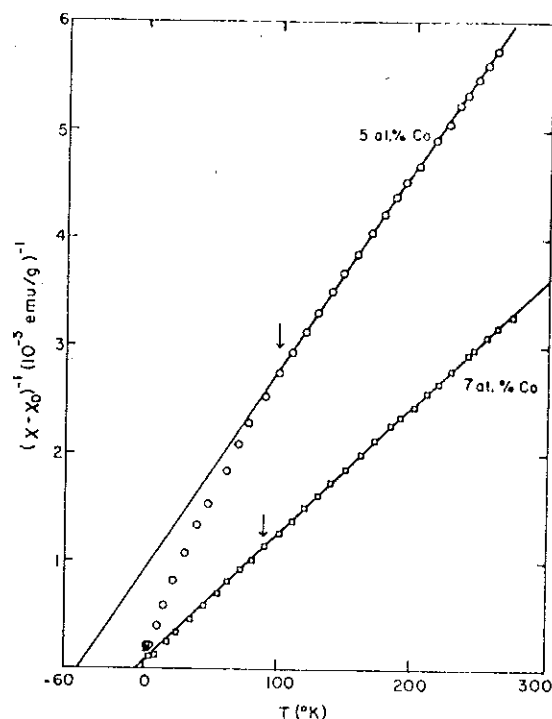
DREYFUS, ISHIKAWA, TOURNIER et WEIL (1964)

FIGURE I-13

Susceptibilité

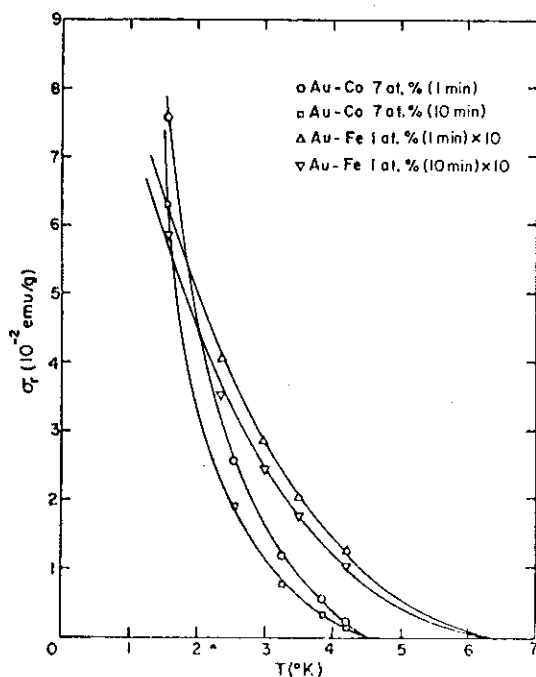


Low-temperature initial susceptibility of the Au-Co specimens. The data below 4.2 K were taken on cooling in the case of the 5% sample, and on warming, after cooling in zero field, in the 7% case.

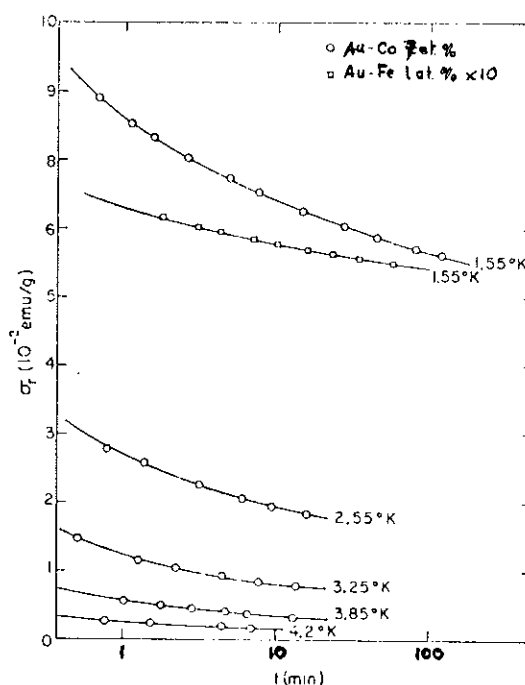


Inverse susceptibility of the Au-Co specimens. The solid lines are a least-squares Curie-Weiss fit, using the data above a low-temperature cutoff indicated by the arrows.

Aimantation rémanente



Temperature dependence of the magnetic remanence, after successive field cooling in 7.33 kG.



Time dependence of the remanence after cooling in 7.33 kG. Time is measured from the middle of turning off the field, which takes about 1.5 sec.

FIGURE I-15

I.2.d - Pouvoir thermoélectrique

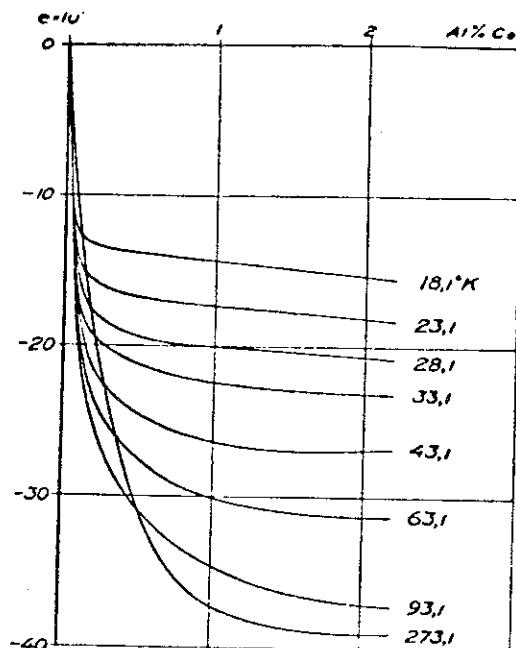
réf.	auteurs	année	nb d'éch	concentration (at%)		températ. (K)		Fig
				c _{min}	c _{max}	T _{min}	T _{max}	
I.22	G. BORELIUS W.H. KESSOM C.H. JOHANSSON J. LINDE	1932	5	0,061	6,71	18	103	I-16
I.23	W.H. KESSOM C.J. MATTHIJS	1935	4	0,061	2,11	2,5	14	I-17
I.24	R.L. POWELL M.D. BUNCH R.J. CORRUCINI	1958	4	2,1		4	300	I-18
I.16	G. VON BREUNIG	1960	6	1,65	6,70	1,2	273	I-19
I.25	D.K.C. MAC DONALD W.B. PEARSON J.M. TEMPLETON	1962	5	0,002	0,2	0,1	18	I-20
I.26	P. THOMAS	1962	4	0,34	4	3	35	I-21
I.27	E.L. CHRISTENSON	1963	2	2,1	4,3	4,2	120	I-22

Le pouvoir thermoélectrique des AuCo aux basses températures est négatif et de l'ordre de 10 μ V/degré vers 10 K. Il a été qualifié de "super géant", de même que celui des AuFe, car environ cent fois plus grand que le laissait prévoir le mécanisme de la diffusion des électrons. Les ordres de grandeur trouvés par les différents auteurs sont en très bon accord. Aux basses températures ($T < 6$ K), on peut observer une variation à peu près linéaire avec la température et peu dépendante de la concentration. Les courbes de BORELIUS et al, et de MAC DONALD et al montrent l'existence d'une remontée pour

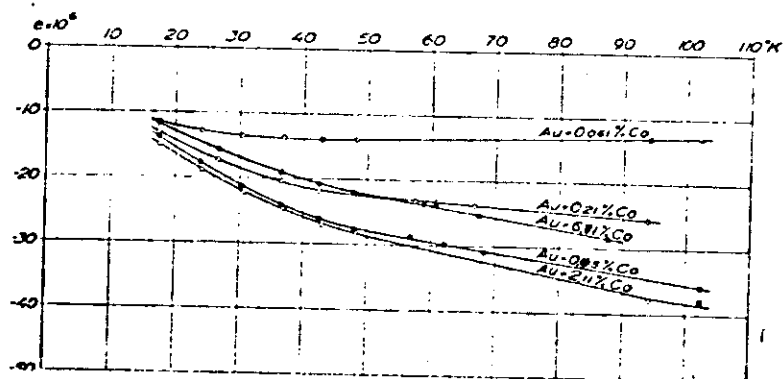
des très faibles concentrations ; il est vraisemblable qu'à plus haute température, le pouvoir thermoélectrique tendrait vers celui de l'or. Par contre, pour les plus fortes concentrations, le pouvoir thermoélectrique continue à augmenter en valeur absolue avec la température, comme le montrent les mesures de BORELIUS et al, MAC DONALD et al, CHRISTENSON, et tend à être à peu près constant entre 150 K et 300 K (POWELL et al, VON BREUNIG). Le pouvoir thermoélectrique n'augmente pas indéfiniment avec la concentration, il est maximum vers 3 % atomique (VON BREUNIG).

VON BREUNIG montre que le pouvoir thermoélectrique est dû à la fraction de Co dissout. Ainsi, la formation éventuelle de précipités (favorisés par un refroidissement lent, par des recuits à 300 C, par des vieillissements à l'ambiante, pour des concentrations supérieures à 3 % atomique,...) pourrait expliquer les écarts allant jusqu'à 10 % observés par POWELL et BUNCH sur des fils de même composition mais de provenance différente.

Pouvoir thermoélectrique



Thermo-electric force in volt per degree for dilute alloys of Au with Co as a function of the concentration of Co. The numbers give the temperature of the isotherms on the Kelvinscale. Against silveralloy-normal.

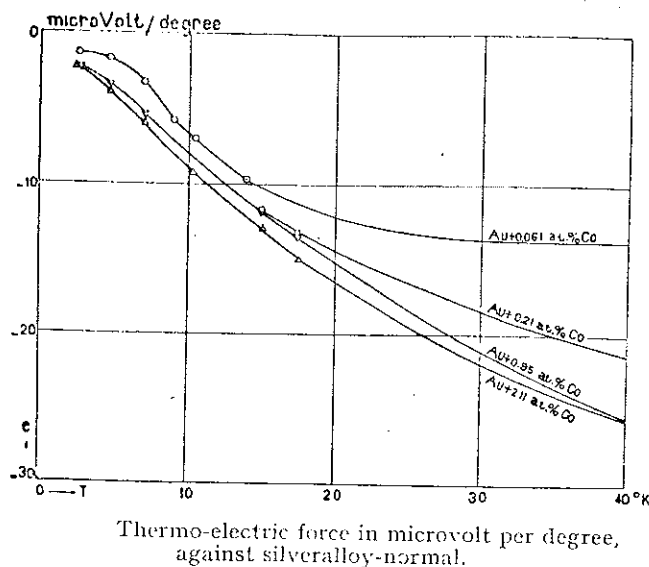


Thermo-electric force in volt per degree. Against silveralloy-normal.

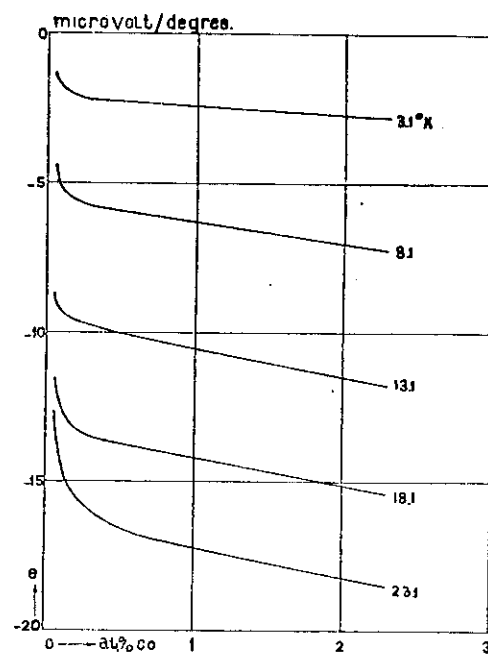
BORELIUS et al. (1932)

FIGURE I-16

Pouvoir thermoélectrique

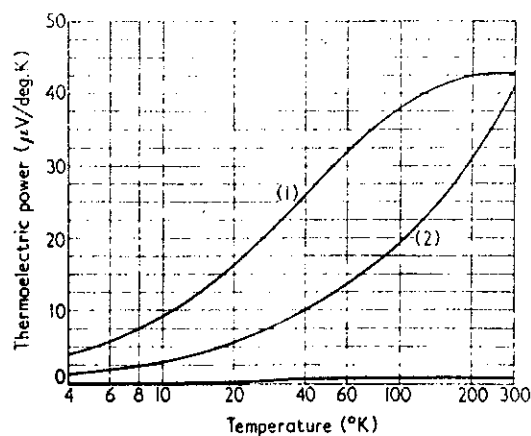


KEESOM et MATTHIJS (1935)



Thermo-electric force in microvolt per degree for dilute alloys of Au with Co against silveralloy-normal, as a function of the concentration of Co. The numbers give the temperature of the isotherms on the Kelvin-scale.

FIGURE I-17



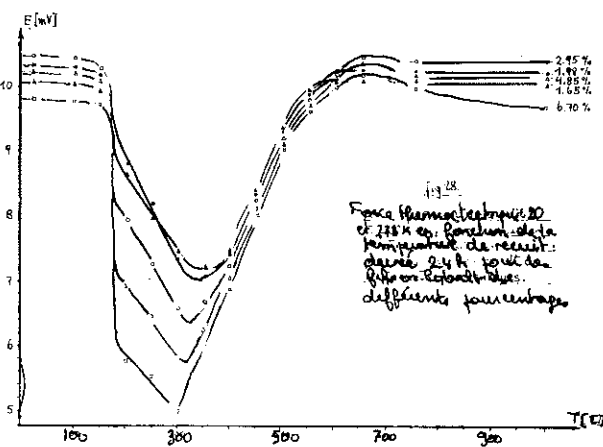
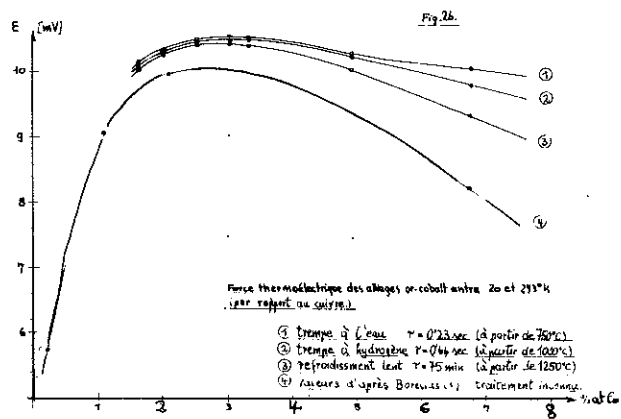
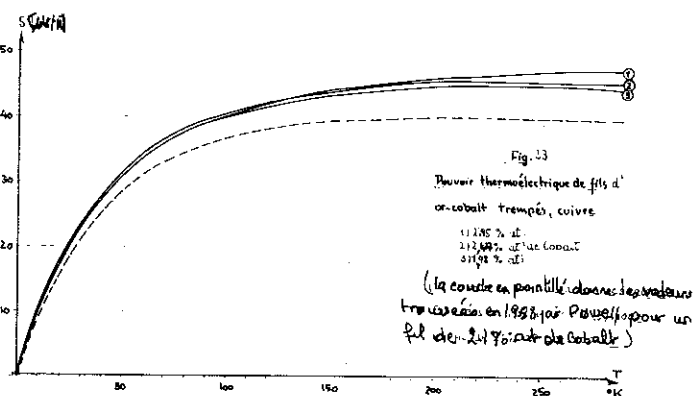
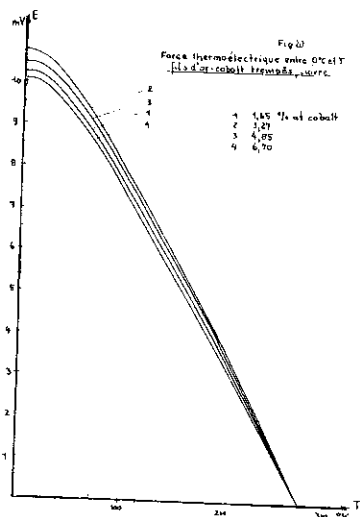
(1) Au-2.1% (at) Co versus Cu (2) Constantan versus Cu
(3) Ag-0.37% (at) Au versus Cu

Figure 2. Thermoelectric power of gold-cobalt, constantan, and 'normal' silver versus copper

POWELL et al. (1958)

FIGURE I-18

Pouvoir thermoélectrique Force thermoélectrique



VON BREUNIG (1960)

FIGURE I-19

Absolute thermo-electric power (S) of dilute Au+Co alloys as a function of temperature. Nominal solute concentration of the alloys in at. % is indicated on the fig. The data for alloys containing 0.061, 0.21, 0.95 and 2.11 at. % Co are from earlier work Borelius et al. (1932) and Keesom & Matthijs (1935).

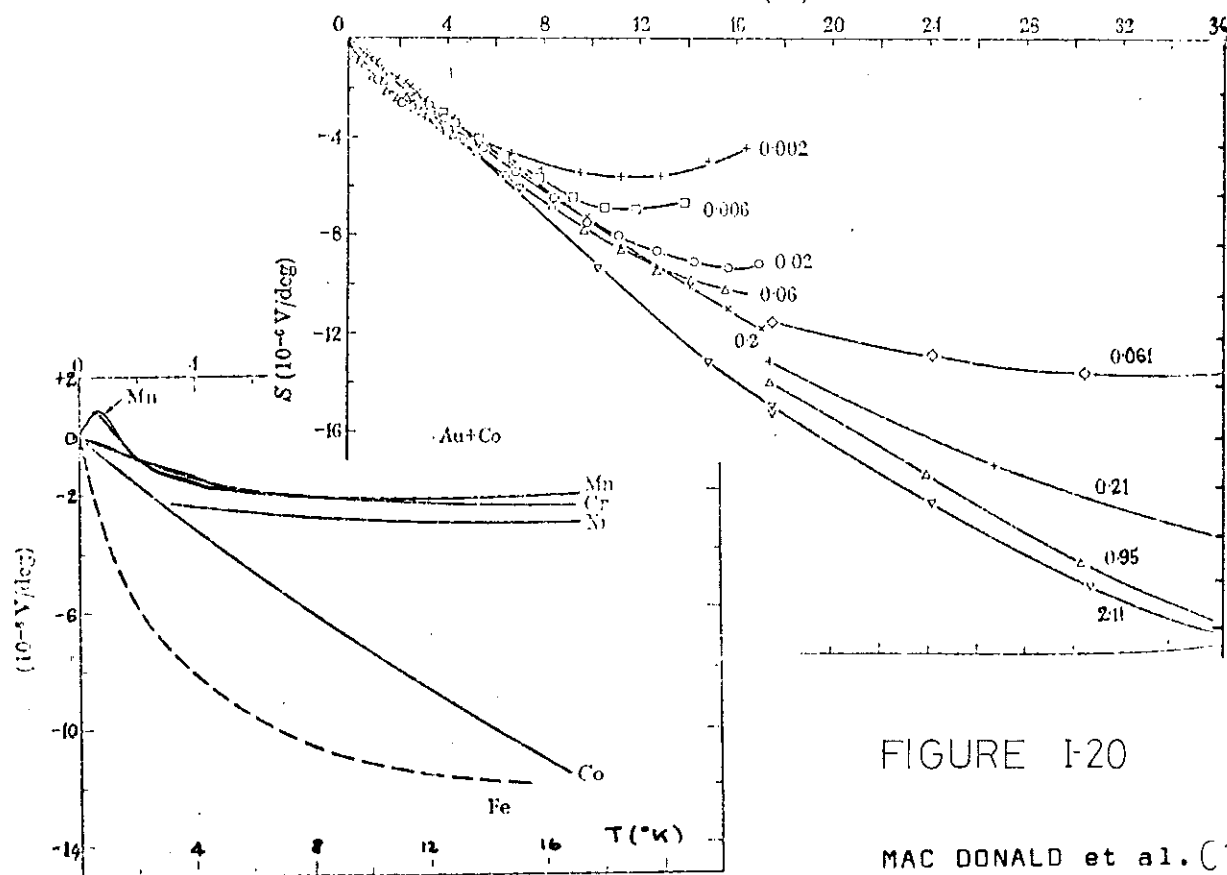
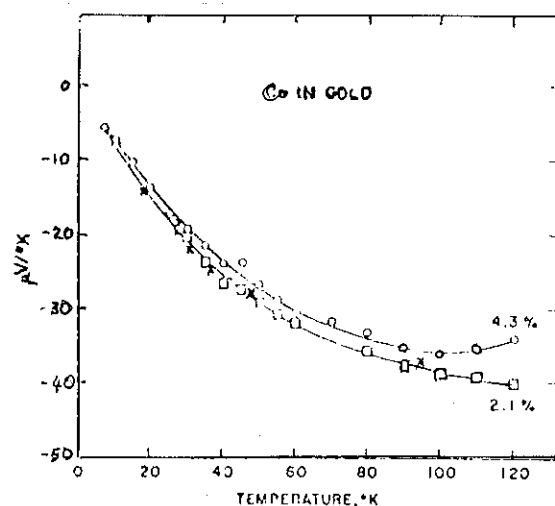


FIGURE I-20

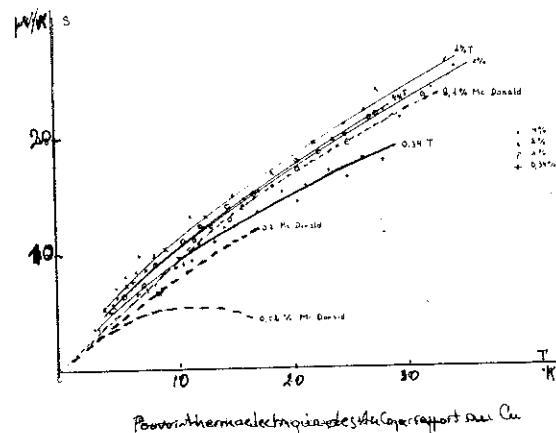
MAC DONALD et al. (1962)

Comparison of the absolute thermo-electric power (S) of Au alloys containing 0.2 at. % Cr, Mn, Fe, Co or Ni as a function of temperature. The curve for the Au+Fe alloy has been estimated approximately from data in figure 6.

FIGURE I-22
CHRISTENSON (1963)



Absolute thermoelectric power of alloys of cobalt in gold [Cross points show data taken from Borelius (reference 10) for 2.11 at. % Co in gold.]



THOMAS (1962)

FIGURE I-21

I.2.e - Conductibilité thermique

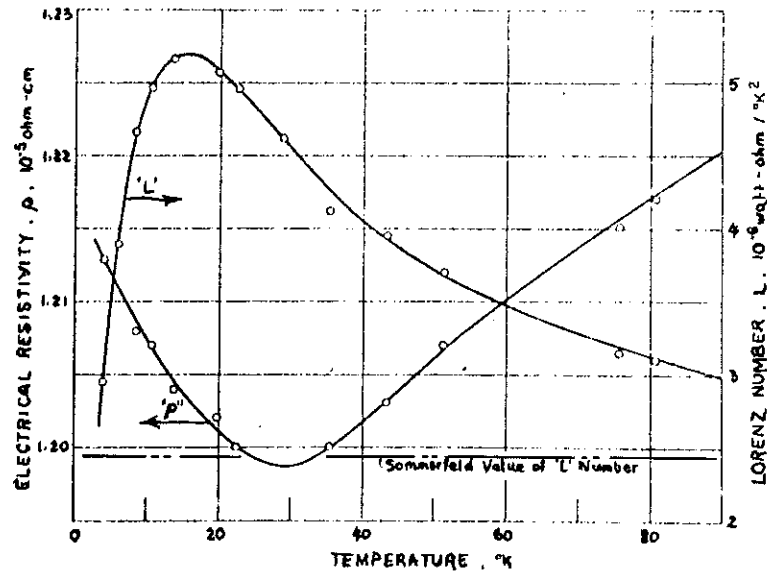
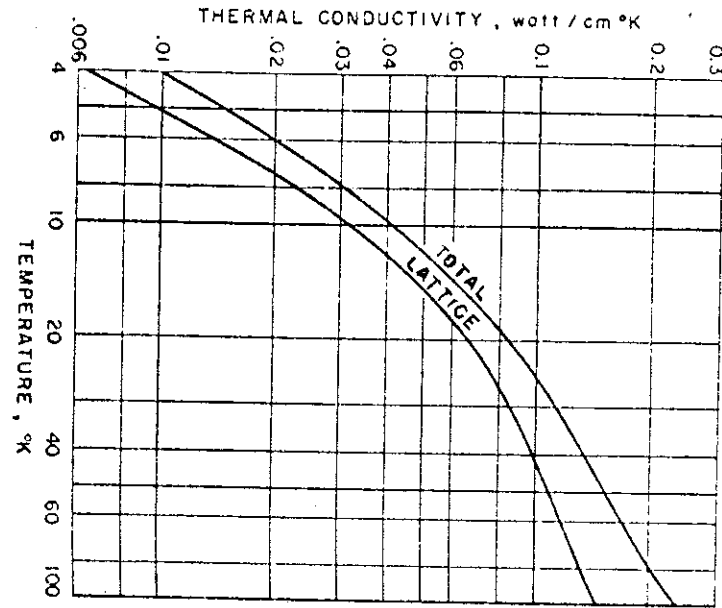
Réf.	auteurs	année	nb d'éch	concentration (at%)		températ. (K)		Fig.
				c _{min}	c _{max}	T _{min}	T _{max}	
I.28	R.L. POWELL M.D. BUNCH E.P. GIBSON	1960	1		2,1	4	100	I-23
I.26	P. THOMAS	1962	4	0,34	4	3	35	I-24

Il y a additivité de la contribution des électrons et de la contribution des phonons à la conductibilité thermique : $K = K_e + K_{ph}$. Dans chaque cas, différents processus de diffusion interviennent et l'additivité des temps de relaxation entraîne l'additivité des termes de diffusion. Parmi ces processus, ceux qui l'emportent à basses températures ($T < 10$ K) sont la diffusion des électrons sur les impuretés et les défauts ($W_e = A/T$) et la diffusion des phonons sur les électrons et les dislocations ($W_{ph} = B/T^2$), ce qui permet d'écrire :

$$K = T/A + T^2/B$$

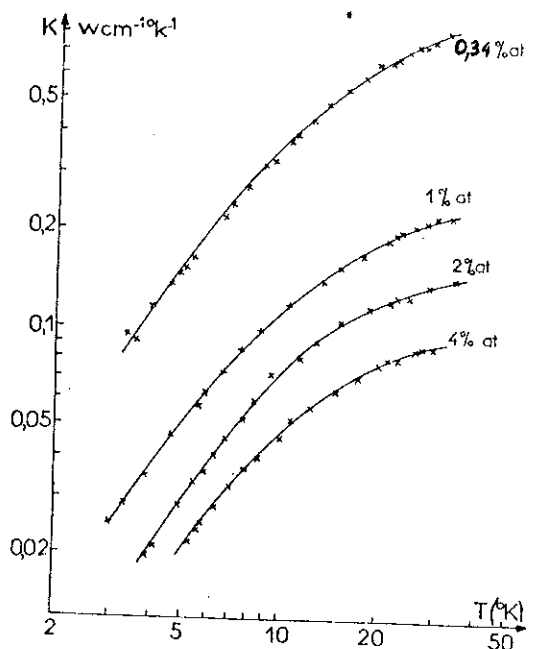
Le nombre de Lorenz défini par $\rho_0/(W_e T)$ est généralement constant à basses températures et égal à la valeur de Sommerfeld, soit $2,45 \cdot 10^{-8}$ Watt Ohm K⁻². Mais, pour ces échantillons, les valeurs ρ_0/A varient entre 1 et $4 \cdot 10^{-8}$ Watt Ohm K⁻². Les valeurs les plus élevées sont obtenues pour les échantillons trempés. Thomas conclut que ce résultat est peut être lié à des effets magnétiques. Une telle dispersion des valeurs ρ_0/A ne se retrouve pas dans d'autres systèmes magnétiques comme AlMn (I.31) ou non magnétiques comme AlIn (I-32).

Conductibilité thermique

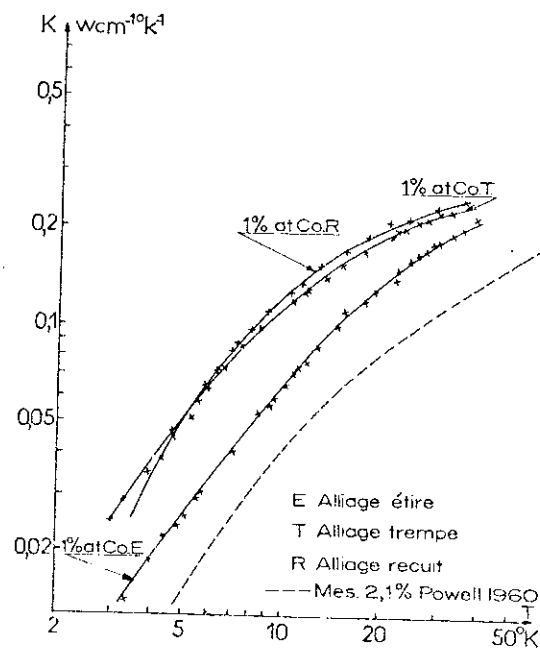


POWELL et al. (1960)

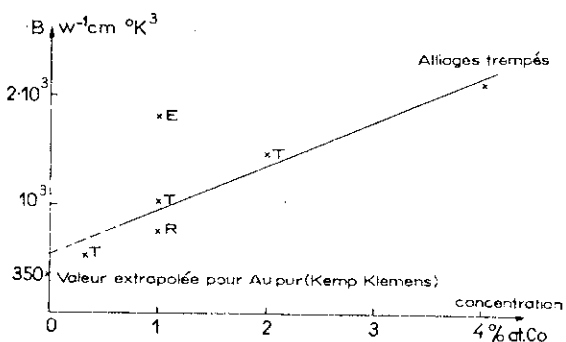
FIGURE I-23



Conductivité thermique des alliages Au-CoT.



Conductivité thermique des alliages Au-Co 1 pour cent at.



Variation de $B = W\rho hT^2$ avec la concentration de Co.

THOMAS (1962)

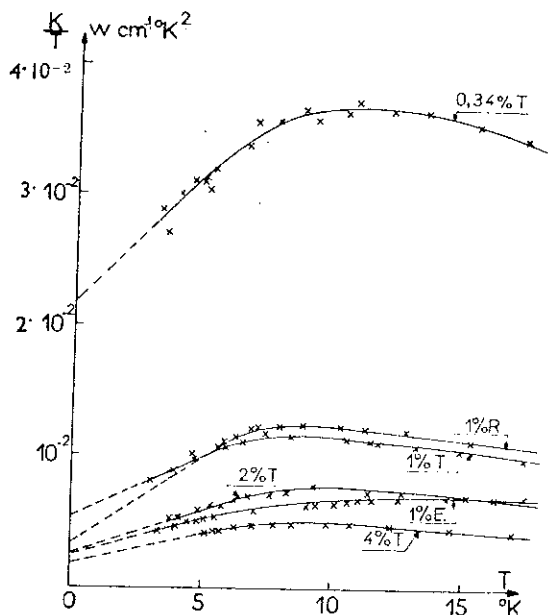
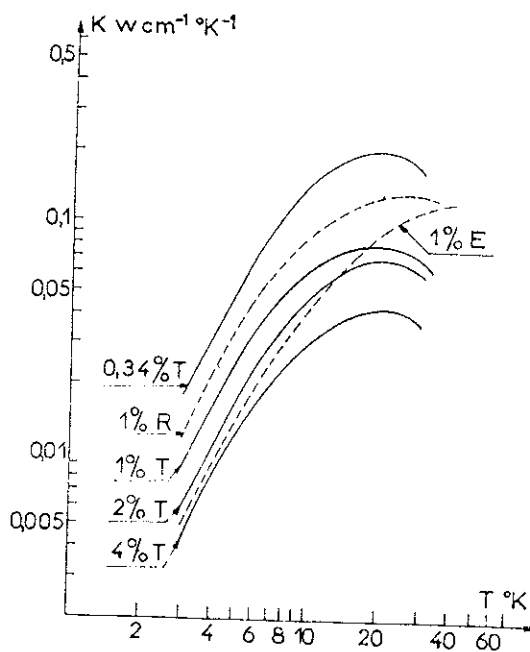


Diagramme K/T en fonction de T .



Conductivité du réseau des alliages Au-Co.

I.2.f - Orientation nucléaire, effet Mössbauer

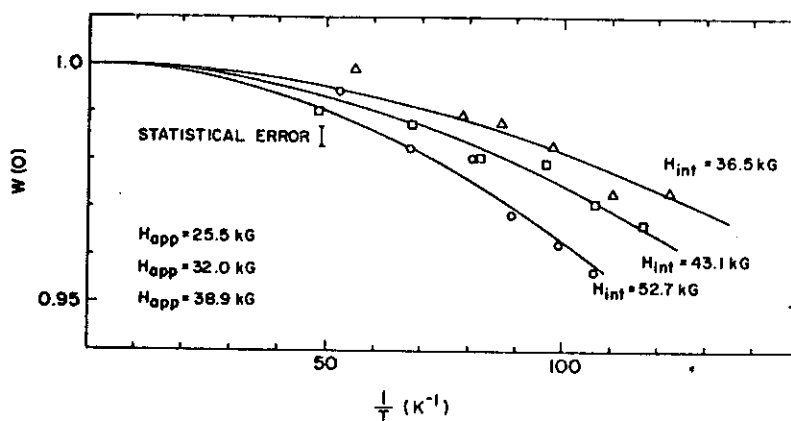
WILLIAMS et al (I.33) ont mesuré l'orientation nucléaire sur l'AuCo de 0.011 K à 0.03 K et de 0 à 15 kG. La limite supérieure du champ hyperfin qu'ils aient pu estimer est inférieure à 30 kG (à comparer aux 220 kG dans le Co hexagonal). Les mêmes auteurs mesurant l'effet Mössbauer pour Sn^{199} dans un alliage AuCo 5 % atomique n'observent pas d'élargissement à $T > 4.2$ K, alors que dans les alliages AuCr 5.7 %, AuMn 5 %, AuFe 3.5 %, cet élargissement se fait sentir dès 5.4, 3.5, et 2.3 K. Constatant l'absence d'ordre dans AuCo, ils concluent à la non existence des moments.

HOLLIDAY et WEYHMANN (I.34) ont fait des mesures d'orientation nucléaire de 0.008 K à 0.3 K jusque dans 40 kG. Pour $H_{\text{appl}} > 20$ kG, H_{int} varie linéairement et la valeur extrapolée pour $H_{\text{appl.}} = 0$ est peu différente de zéro. (Fig. I-25)

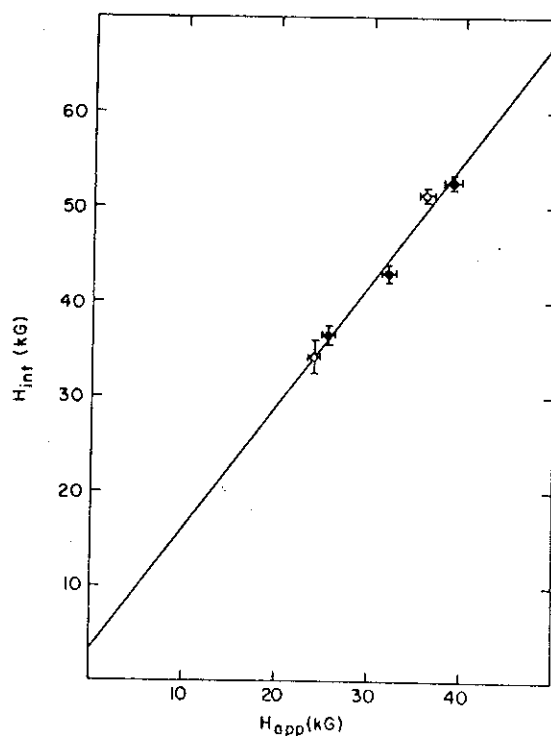
- Si le champ hyperfin est négatif, ils obtiennent une valeur $H_{\text{hf}}/\langle \mu \rangle$ 20 fois plus grande que celle dans le Co massif.

- Si le champ hyperfin est positif, ils obtiennent $T_K \sim 120$ K, ce qui serait plus en accord avec nos mesures (mais ce serait le seul cas connu de contribution positive attribuée aux électrons d).

Orientation nucléaire



Gamma ray anisotropy of oriented ^{60}Co in gold as a function of reciprocal temperature for various values of H_{app} for sample No. 2. The curves are least-squares fits to the experimental data and were calculated using the values of H_{int} shown.



H_{int} vs H_{app} . The line drawn is a least-squares fit to the data and is given by $H_{int}(\text{kG}) = (3.2 \pm 3.5) + (1.29 \pm 0.11)H_{app}(\text{kG})$. Open circles, sample No. 1; filled circles, sample No. 2.

HOLLIDAY et WEYHMANN (1970)

FIGURE I-25

De la situation expérimentale, nous avons pu constater :

1) qu'aux plus faibles concentrations, le cobalt n'est pas magnétique :

- pas de minimum de résistivité pour $c < 0.2$ % atomique (I.6)
- valeur de l'aimantation en grand champ faible par rapport à l'aimantation des AuFe et CuMn par exemple aux mêmes concentrations.

2) alors qu'aux plus fortes concentrations, tout porte à croire à l'existence d'un moment sur le cobalt :

- apparition progressive du minimum de résistivité quand la concentration augmente (I.6) ;
- loi de Curie-Weiss de la susceptibilité à haute température (I.14, I.15, I.17) avec température de Curie paramagnétique faible ;
- apparition d'une aimantation rémanente aux très basses températures ;
- chaleur spécifique qui devient à peu près indépendante de la concentration (I.12) au voisinage de 6 %, alors qu'il n'y a pratiquement pas de déviation à la loi de Curie-Weiss pour $T > T_{\text{ordre}}$ (I.21).

Dans les années 60, période où la plupart des mesures ont été effectuées, on avait d'abord attribué les propriétés antiferromagnétiques (lois de Curie-Weiss avec grande température de Curie négative) (I.17) à des régions de concentration accrues par la tendance à la précipitation. D'ailleurs, cette interprétation était cohérente avec le contexte scientifique général : les alliages AuCo et CuCo ont été considérés pendant longtemps comme un exemple pour le comportement superparamagnétique des précipités de Co cubique.

Puis l'interprétation s'est modifiée pour tenir compte des propriétés des plus faibles concentrations : varia-

tion en c^3 pour un certain nombre de propriétés ; concavité vers l'axe des températures des lois $\frac{1}{\chi}(T)$ pour les faibles concentrations impliquant que les impuretés isolées et les paires ne sont pas magnétiques et que les groupes de trois le sont. Cette interprétation était en accord avec la suggestion de Blandin-Friedel concernant l'apparition du magnétisme par interaction. Mais constatant l'existence d'un grand $\left(\frac{dM}{dH}\right)_{20\text{ kOe}}$ indépendant de la température pour $T < 20\text{ K}$ et donnant ensuite une loi de Curie-Weiss, on a maintenu l'interprétation de l'existence des régions antiferromagnétiques. On ignorait à ce moment-là que des impuretés isolées non magnétiques pouvaient avoir une grande susceptibilité et suivre une loi de Curie-Weiss. Il manquait donc une étude détaillée des très faibles concentrations pour obtenir le comportement des impuretés non magnétiques.

Nous allons voir dans le chapitre suivant que l'amélioration de la théorie substitue au critère de Friedel-Anderson ($1-U_0 \gtrsim 0$) un critère dépendant de la température $T \gtrsim T_F$ avec T_F proportionnel à $\frac{1-U_0}{\rho}$.

II -- I N T R O D U C T I O N

II - 1 GENERAL SURVEY

Blandin and Friedel¹ have classified the behaviours of the transition metal atoms in noble metals into two types. For the first type, the Stoner condition² of magnetism $U_{\text{eff}} \rho_d(E_F) > 1$ is verified ; $\rho_d(E_F)$ being the d-density of states, U_{eff} the effective intraatomic interaction in the Anderson hamiltonian³. Thus Cr, Mn, Fe atoms in Cu and Au hosts carry a magnetic moment. For the second type, the previous condition is not satisfied, thus V, Ti, Ni atoms in the same hosts are not magnetic. The Co impurity in Cu and Au is between the two kinds of behaviour, just at the limit of magnetism.

In the theories of the Kondo effect, it is assumed that the condition for magnetism is satisfied⁴⁻⁹. The localized spin S interacts with the conduction electrons, via an antiferromagnetic interaction. This s-d interaction, $- 2 J S.s$, leads, in the second Born approximation, to a logarithmic divergence in the scattering cross section as the temperature decreases⁴. This explains the resistivity minimum¹⁰. More sophisticated techniques⁸ are necessary to remove this divergence at low temperatures : a new many-body-state

builds up below the Kondo temperature T_K ; this quasi-bound-state is usually represented by a negative polarization of the electrons around the impurity, leading to a compensation of the local magnetic moment. The relevance of this problem was increased by the experimental work of Daybell and Steyert on the Cu-Fe system¹¹, and by the suggestion of Schrieffer⁵ that the non magnetic impurities in the Blandin-Friedel-Anderson scheme could have very high Kondo temperatures. The magnetic moment on Fe was shown by Mössbauer effect¹², nuclear magnetic resonance¹³ and magnetization measurements¹⁴ to be non-existent. It was believed that the negative polarization of conduction electrons around each impurity was observed in the Cu-Fe alloys¹³.

For the impurities of the second type, the theories assume that the condition for magnetism is not realized. But U_{eff} is generally large so that the impurity is nearly magnetic : spin fluctuations exist on the impurity site which connect the non magnetic to the magnetic state of the impurities. The concept of these local spin fluctuations (L.S.F.) has been developed by Lederer and Mills¹⁵ for isoelectronic alloys such as the Pd-Ni system. Rivier and Zuckermann¹⁶ have used this concept for all transition impurities in noble

metals. These local spin fluctuations have a life time τ_0

$$\tau_0 = \pi \rho_d(E_F) (1 - U_{\text{eff}} \rho_d(E_F))^{-1} = \hbar/k T_K$$

At low temperatures, below the characteristic temperature T_K , the Pauli susceptibility is enhanced by the same factor

$$\eta = (1 - U_{\text{eff}} \rho_d(E_F))^{-1} \quad (1)$$

For $T \ll T_K$, the resistivity varies as $(1 - \alpha(T/T_K)^2)$. At temperatures above T_K , the frequency of the L.S.F. is lower than the thermal fluctuations of the magnetic moment; the thermal fluctuations then govern the decrease of the susceptibility. A Curie-Weiss law is expected and the L.S.F. behaviour will become indiscernable from the behaviour of a localized magnetic moment. Levine and Suhl¹⁷ have quantitatively shown this Curie-Weiss behaviour. The logarithmic behaviour of the resistivity at high temperatures has been obtained by Levine et al¹⁸.

Experimentally, the existence of the L.S.F. in isoelectronic alloys has been shown by resistivity¹⁹, susceptibility, magnetization²⁰, and specific heat measurements²⁰⁻²². At low temperatures, the resistivity of Pd-Ni alloys contains a positive T^2 term proportional to the concentration c ¹⁹. The enhanced Pauli susceptibility is nearly constant at low temperatures²⁰, and also pro-

portional to c . The electronic specific heat, proportional to c , contains a T term, and also a corrective, negative T^3 or $T^3 \log T$ term²². The study of Pd-Ni Fe²³ alloys has confirmed the local character of the enhanced susceptibility.

The L.S.F. properties have also been sought and found in different alloys (non isoelectronic alloys) of transition impurities in noble metals. Caplin and Rizzuto²⁴ have studied the T^2 resistivity behaviour of Al-Cr and Al-Mn alloys at low temperatures. Recently, Star²⁵ has also shown the T^2 behaviour of the Cu-Fe resistivity. The nuclear magnetic resonance of Mn in Al has shown the high susceptibility on the Mn atoms²⁶. Caroli et al²⁷, taking into account the orbital degeneracy and intraatomic Hund's rule, have shown that the ratio

$$\xi = (\chi \, d\gamma/dc) (\gamma \, d\chi/dc)^{-1} \quad (2)$$

of the specific heat to the susceptibility per impurity, is a constant for transition impurities in noble metals. Experimentally ξ is observed to vary from 0.06 for Cu-Co²⁸ to 0.3 for Al-Mn²⁷.

Now, there is experimental evidence that the isolated transition impurities are not magnetic in noble metals at very low temperatures²⁹⁻³¹. Mn which is the most magnetic impurity in Cu has a susceptibility behaviour

indicating that the moment will disappear at very low concentrations and very low temperatures³². But the definitive experiment which could decide between the Kondo and the L.S.F. theory remains to be done. In the Cu-Fe system, it has been shown recently³³ that interaction effects were in fact responsible for low temperature deviations from the susceptibility which had been previously taken as experimental evidence⁷ for the existence of a polarization cloud around each Fe atom. In addition, the L.S.F. model can explain the T^2 term of the resistivity²⁵ and the linear temperature dependence of the specific heat^{34,35} below T_k .

In the following part of this paper, we call Kondo temperature T_k that temperature at which the apparent magnetic behaviour of the impurity ceases (the end of the Log T term resistivity) when the temperature decreases, even when we are considering the local spin fluctuation model.

II - 2 INFLUENCE OF THE LOCAL ENVIRONMENT AROUND THE ----- IMPURITY ON THE EXISTENCE OF A MAGNETIC MOMENT -----

The problem of the effect of the local environment on the existence of a magnetic moment has arisen in different situations. It had been suggested³⁶ that in Cu-Ni alloys, the $1/T$ term in the low temperature susceptibility was due to the existence of a magnetic moment, carried by small groups of three Ni atoms. But these

properties were finally attributed to an Fe contamination³⁷. Blandin and Friedel¹ have suggested that such a phenomenon may exist in the case of virtual bound states. Because the environment changes the d-state density of impurities at the Fermi level, the condition of magnetism may be realized, and a magnetic moment will appear.

Later, the interaction energy and the change of the density of states were calculated for distant impurities by Caroli³⁸. The role of the d-d interaction on the appearance of a magnetic moment has been studied by Moriya³⁹. The effect of the environment has been discussed by Kim⁴⁰.

An experimental study of these phenomena has been made on Cu-Co alloys⁴¹. The variation of the magnetization as the cube of the concentration, had led to the idea that Co atoms included in groups of three atoms carry a magnetic moment, and that isolated atoms and pairs are not magnetic. Recently, it has been suggested²⁸ that the Kondo temperature is much lower for the pairs than for the isolated impurities.

New considerations on the local environment effect were introduced by Jaccarino and Walker⁴². The existence of a magnetic moment on a Fe atom in a Nb-Mo matrix, and on a Co atom in a Rh-Pd matrix, as in Mo-Nb or Mo-Ti⁴³, depends on the number of Mo atoms (Pd, Nb or

Ti) which are first neighbour of Fe (or Co) atoms. A similar model may justify the appearance of magnetism and the presence of giant moments in Cu-Ni alloys⁴⁴⁻⁴⁸.

Recently, Beck et al⁴⁹ and Creveling and Luo⁵⁰ have tried to explain the decrease of the susceptibility with c in Au-V by assuming that a V atom carries a magnetic moment, provided there are no V neighbours within a certain critical radius. Narath and Gossard⁵¹ have modified this point of view because their N.M.R. results suggest that the two types of V sites have different spin fluctuation frequencies or, equivalently, different enhancement factors. Then it seems that the Au-V alloys should be an example of a system where short range interactions favour non-magnetism. On the contrary, the Cu-Co alloys^{28,41} are a good example of a system where short-range interactions favour magnetism.

In this paper, the Au-Co alloys are studied because we expect that the conditions for magnetism are favorable as in the Cu-Co system ; but here, we hope that the higher limit of solubility will permit a more exhaustive study of the properties of an alloy where a transition from the non-magnetic-state to the magnetic-state is observed.

III - METALLURGIE ET TECHNIQUE EXPERIMENTALE

III.1 - PREPARATION DES ECHANTILLONS

Comme il ressort du diagramme de phase^(III.1) (Fig.III-1), il est possible d'obtenir une solution solide de Co dans l'or jusqu'à 23,5 % atomique à 1000°C. C'est une très bonne solubilité si nous la comparons aux 5,5 % atomique de Co soluble dans le Cu à 1100°C^(III.1), cela ne justifie donc pas à priori l'hypothèse de vastes phénomènes de ségrégation dans les alliages trempés pour des concentrations inférieures à 4 % atomique. Cependant, certaines précautions ont été prises, à savoir :

- une trempe très énergique à l'hydrogène de 950°C à - 15°C (la température de l'échantillon passe de 950 à 260°C en 0,5 seconde et de 950 à 120°C en 1 seconde, contre 750 et 330°C pour une trempe à l'eau).
- et la conservation de tous les échantillons dans l'azote liquide entre chaque mesure.

Les échantillons ont été préparés par la section de métallurgie du laboratoire à partir d'or Johnson Matthey 99,999 % (4 ppm d'Ag, 2 ppm de Fe, 2 ppm de Pd, 2 ppm de Cu, 1 ppm de Mg), et de Cobalt Johnson Matthey 99,99 % (2 ppm de Cu, 1 ppm d'Al, 1 ppm de Ni, 1 ppm de Si, 1 ppm de Ca, 1 ppm de Mg, 1 ppm d'Ag).

Les alliages ont été fondus sous hydrogène dans des creusets en alumine poreuse à 1150°C, puis refroidis lentement. Tous les échantillons ont ensuite subi le même traitement thermique, à savoir un recuit de 24 h à 950°C sous

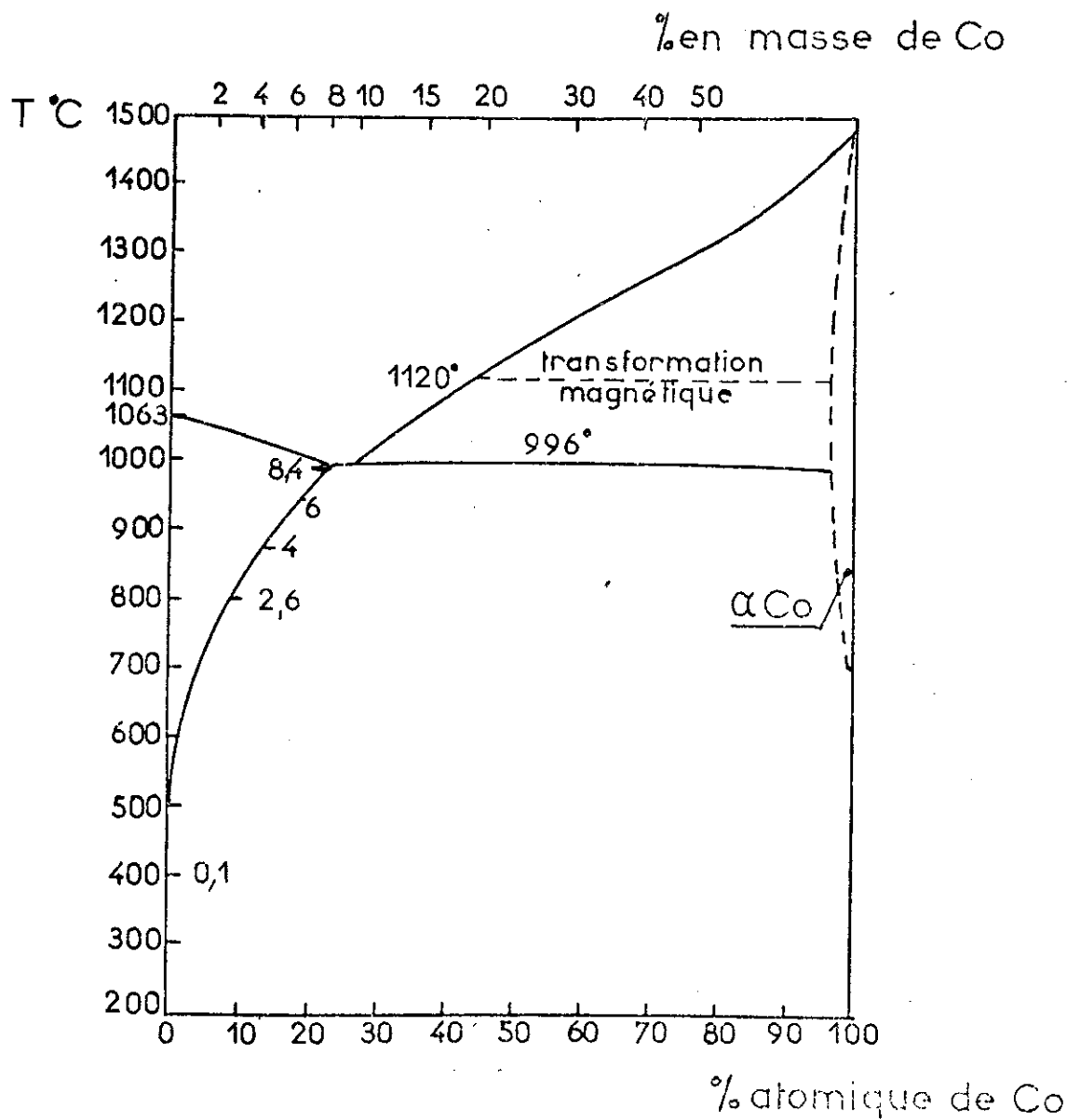


Diagramme de phase Au-Co

FIGURE III-1

CONDITIONS D'ELABORATION DES ECHANTILLONS

n° échantillon	concentration nominale (at.%)	F U S I O N		
		Durée (h)	température (°C)	atmosphère
M.A. 473	or pur	4	1 250	vide
M.A. 452	or pur	4	1 150	H ₂
M.A. 483	0.05	1	450	H ₂
		4	1 150	vide
M.A. 482	0.1	1	450	H ₂
		4	1 150	vide
M.A. 313	0.2	4	1 150	H ₂
M.A. 314	0.5	4	1 150	H ₂
M.A. 360	0.75	4	1 150	H ₂
M.A. 315	1	4	1 150	H ₂
M.A. 362	1.5	1	1 150	H ₂
M.A. 316	2	4	1 150	H ₂
M.A. 363	3	4	1 150	H ₂
M.A. 317	4	4	1 150	H ₂

Tableau III.A

hydrogène, suivi d'une trempe brutale à l'hydrogène gazeux obtenu par détente adiabatique du gaz à 120 kg/cm^2 (III.2). Le tableau III.A donne les conditions de préparation pour chaque concentration. Les alliages se présentent sous forme de lingots cylindriques (7 mm de diamètre et 20 mm de long) et pesant environ 15 g ; ceci permet d'effectuer les mesures d'aimantation et de chaleur spécifique sur le même échantillon. La méthode de préparation des échantillons introduit une quantité reproductible d'impuretés, correspondant à 25 ± 10 ppm de fer, quantité déduite de l'aimantation à saturation des plus faibles concentrations. Cette hypothèse a été confirmée par des mesures de résistivités^(II.3) ainsi que par l'étude d'un autre échantillon d'or pur mais fondu sous vide.

III.2 - PRINCIPE DES MESURES

III.2.a - Mesures magnétiques

La méthode d'extraction^(III.4) est communément employée au laboratoire pour la mesure de l'aimantation. L'échantillon soumis à un champ uniforme, est rapidement déplacé du centre d'une demi-bobine au centre d'une deuxième enroulée en sens inverse. Les deux demi-bobines sont connectées en série dans un circuit comprenant un galvanomètre balistique. L'élongation du galvanomètre est proportionnelle à la variation du flux dans la bobine de détection, donc à l'aimantation de l'échantillon.

Le circuit de mesure de l'aimantation comprend la bobine de mesure, un galvanomètre balistique, des résistances variables en série et en parallèle permettant de modifier la sensibilité en flux du circuit galvanométrique pour

chaque valeur des résistances employées dans les mesures d'aimantation.

III.2.b - Obtention et mesure des basses températures

En pompant sur le bain d' He^4 , la température décroît de 4.2 K à 1.2 K. En réglant le débit de la pompe, il est possible de stabiliser la température pendant les mesures d'aimantation, et d'en contrôler la stabilité à l'aide d'un manomètre différentiel. La lecture de la tension de vapeur du bain à l'aide de manomètres à mercure et à huile, permet de déterminer la température. Dans cette gamme de température, le contact thermique entre l'échantillon et le bain est assuré par un gaz d'échange (hélium gazeux sous pression réduite).

Pour descendre en-dessous de 1 K, on utilise la désaimantation adiabatique. Le sel paramagnétique d'Alun de fer ammonium joue le rôle de source froide et le système est alors isolé du bain. La température minimale atteinte par l'échantillon est de l'ordre de 0,05 K. Il n'est pas possible d'empêcher la remontée en température, qui se fait cependant lentement par rapport au temps mis pour obtenir une courbe d'aimantation. L'ensemble de mesures réalisé par J.P. FAURE^(III.5) permet de connaître la valeur d'une résistance de carbone placée dans le sel, dans laquelle est dissipée une faible puissance. L'étalonnage de la résistance se fait en mesurant parallèlement la variation d'aimantation due au sel paramagnétique. La relation température-susceptibilité est obtenue par extrapolation de la courbe d'aimantation en fonction de la température entre 1 et 4 K, compte tenu des corrections thermométriques habituelles^(III.6).

III.2.c - Obtention et mesure des hautes températures

{fiche technique établie par J. Pilon}

Sur l'un des appareils utilisés, il est possible de remplacer le calorimètre servant à la désaimantation par un calorimètre équipé d'un four. Ce four est essentiellement un tube de cuivre de 300 mm de long sur lequel est enroulé en double hélice un fil de platine isolé. On peut à volonté faire le vide ou mettre un gaz d'échange à l'intérieur ou à l'extérieur de ce tube. L'échantillon est introduit en présence de gaz d'échange ($p = 10^{-2}$ mm Hg) à l'intérieur du four au moyen d'un tube en résine époxy où sont noyés des fils de cuivre sur une longueur de 250 mm. Ces fils maintiennent l'échantillon et favorisent un bon contact thermique entre ce dernier et une diode Phylatron à l'arséniure de gallium. Cette diode étalonnée, mesure la température entre 4 et 250 K (Δv moyen d'1 mv/K), son insensibilité au champ a été vérifiée au cours d'essais réalisés au laboratoire dans différents champs ($H \leq 35$ kOe), et à différentes températures ($T \leq 250$ K).

Un bon vide (10^{-6} mm Hg) est fait à l'extérieur du four. Une régulation manuelle permet d'obtenir une température stable à 10^{-1} degré près, en quelques minutes pour une puissance de 1 W à 220 K.

III.3 - APPAREILS

Trois appareils ont été utilisés :

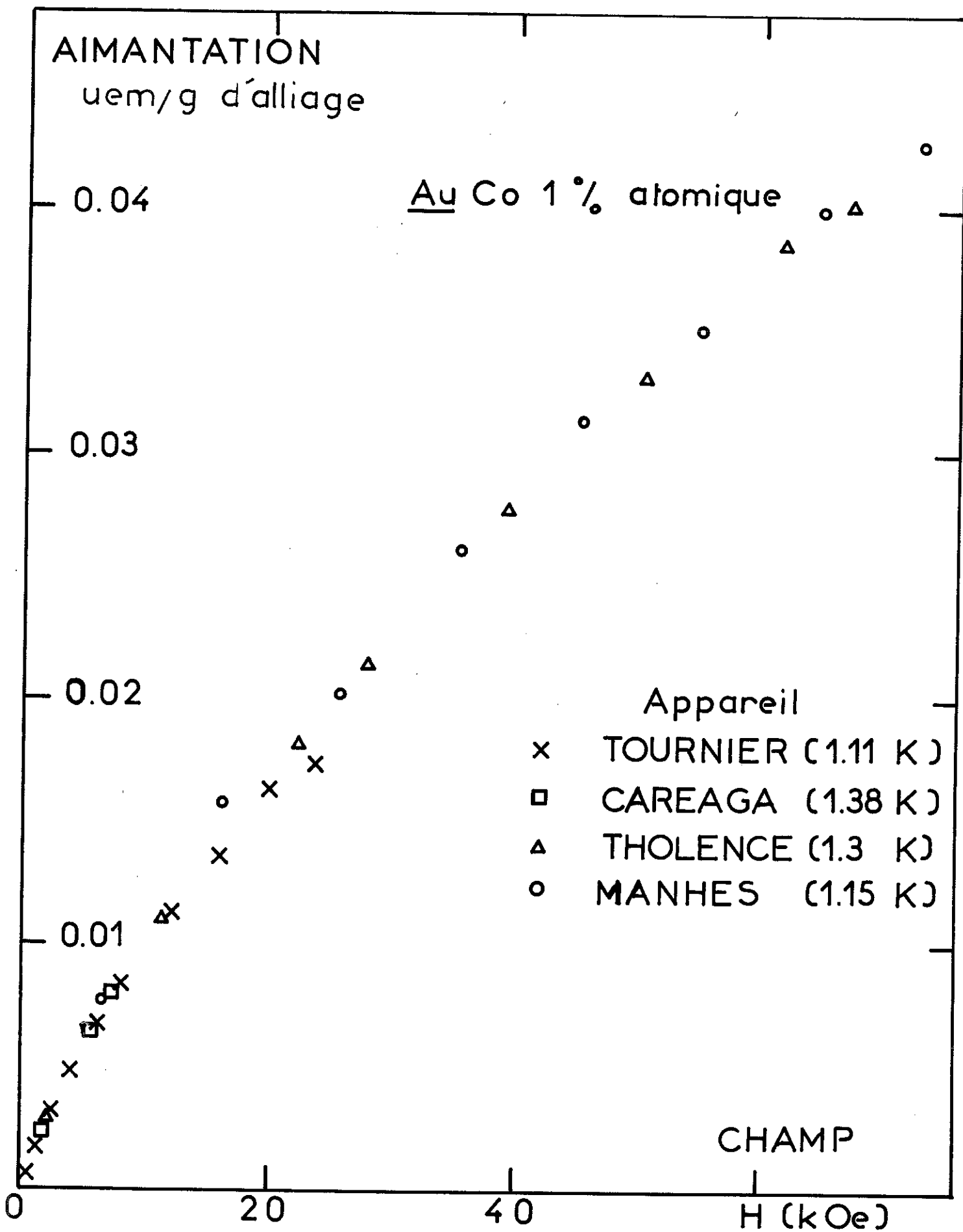
Les appareils de R. Tournier (III.7) (x) et de J.A. Careaga (III.8) (xx) pourvus d'une bobine sans fer permettaient d'étudier l'aimantation en très faibles champs (quelques centaines d'Oe) mais leur bruit de fond relativement important

dû aussi bien au système de refroidissement par l'eau de la bobine , qu'aux vibrations de la génératrice fournissant le courant, ainsi qu'une moins bonne homogénéité du champ rendaient impossible l'étude des faibles concentrations.

L'appareil de J.L. Tholence (***) utilisant une bobine de champ supraconductrice ne permet pas de déterminer les valeurs d'aimantation en-dessous de 5 kOe en raison d'un champ rémanent mal connu. Par contre, l'obtention de grands champs (70 kOe) de très bonne homogénéité, un très faible bruit de fond dans le circuit de mesure, ainsi qu'une forte diminution des courants de Foucault, liée à la présence de la bobine supraconductrice, ont permis l'étude des plus faibles concentrations.

Toutes les mesures entre 4 et 200 K ont été faites sur l'appareil de J.A. Careaga équipé d'un four. De plus, trois échantillons ont été passés à 1,2 K dans 75 kOe dans l'appareil de B. Manhès. La courbe d'aimantation du 1 % à 1,2 K obtenue dans les 4 appareils a montré une très bonne concordance des résultats. (Fig. III-2)

Le tableau III.B rassemble quelques caractéristiques de ces appareils ; le tableau III.C indique les gammes de température et de champ relatives à l'étude de chaque alliage pour les différents appareils. Les échantillons soulignés dans de tableau II.C ont été étudiés en chaleur spécifique par P. Costa Ribeiro, ceux soulignés en pointillés ont été étudiés en résistivité par Melle Lapierre.



QUELQUES CARACTERISTIQUES DES APPAREILS UTILISES

* ** ***
(TOURNIER) (CAREAGA) (THOLENCE)

Bobine de désaimantation	Cu	Nb-Zr	Nb-Zr
Bobine de champ	Cu	Cu	Nb-Ti
Champ appliqué	0 - 25 kOe	0 - 35 kOe	0 - 67 kOe
homogénéité	2 % sur 5 cm	0,5 % sur 8 cm	0,2 % sur 6 cm
H/I Oe/A	40,4	18,43	2 240
Echelle de température	0.05 K - 4.2 K	0.05 K - 220 K	0.05 K - 4.2 K
Mesure de température	mutuelle	mutuelle résistance de carbone	mutuelle
		diode arseniure de gallium	résistance de carbone
Temps de remontée jusqu'à 1.2 K	~ 12 courbes dans 30 kOe		~ 10 - 12 courbes dans 70 kOe

Tableau II.B

Calorimètre	nylon > 1 K laiton < 1 K	nylon 1 < T < 4 K résine époxy + Cu > 4 K	résine époxy
Sensibilité maximum pour 1 mm de déviation	$3,2 \cdot 10^{-4}$ uém/g	$5,7 \cdot 10^{-4}$ uém/g	$7 \cdot 10^{-4}$ uém/g
Bruit de fond pour la sensibilité maximum	~ 2 mm	~ 5 mm (dans 25 kOe, avec la génératrice) < 1 mm (< 4 kOe, avec alim. statique)	< 0.5 mm

Tableau II.3 (Suite)

VENTILATION DES EXPERIENCES

Concentration en at % de Co	Mesures de 0.05 à 4.2 K		Mesures à haute température		
	dans 25 kOe	dans 70 kOe	dans 4 kOe	dans 30 kOe	gamme de température (K)
<u>4</u>	x	0		xx	20-214 (H ₂)
			xx		4-20 (He)
<u>3</u>	x		xx		1-140 (He)
<u>2</u>	x	0	xx		1-150 (He)
<u>1.5</u>	x		xx		1-140 (He)
<u>1.0</u>	x xx	0 xxx	xx		1-180 (He)
<u>0.75</u>	x	xxx	xx		1-80 (He)
<u>0.5</u>		xxx	xx		1-40 (He)
<u>0.2</u>		xxx			
0.1		xxx			
0.05		xxx			
0.0 (fondu sous vide)		xxx			
0.0 (sous H ₂)		xxx			

x Tournier xx Careaga xxx Tholence 0 Manhès (1.2 K)

Tableau III.C

Echantillons étudiés en chaleur spécifique hyperfine

Echantillons étudiés en résistivité

IV -- EXPERIMENTAL RESULTS

For each alloy we give here the analysed concentration followed in brackets by the concentration obtained from the weighed constituents. We used the analysed concentrations for the calculations and figures.

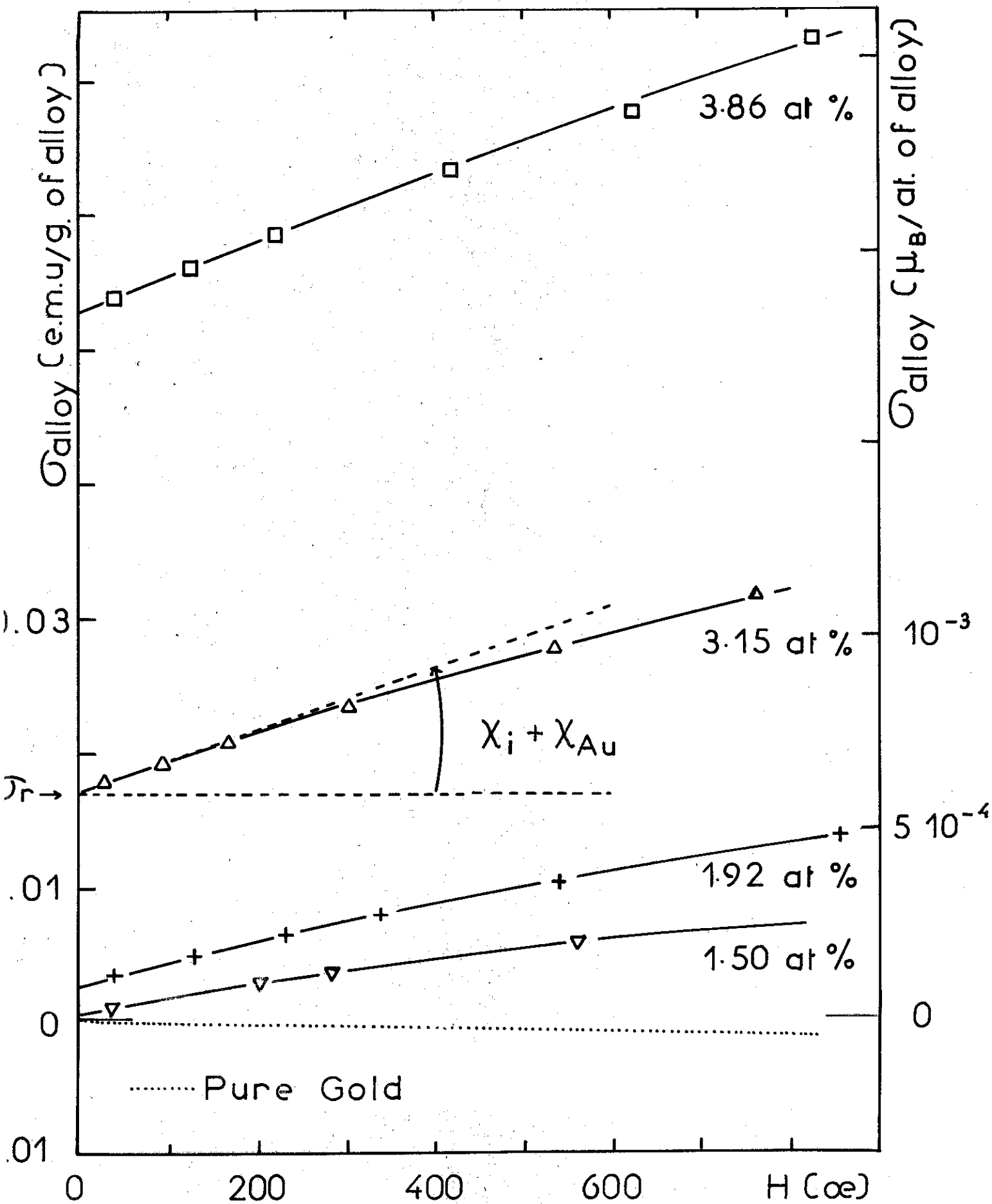
The alloys of 0.044 (0.053), 0.088 (0.102), 0.19 (0.20), 0.47 (0.50), 0.74 (0.75) and 0.94(1.00) at% Co concentration have been studied in fields up to 70 kOe, at temperatures between 0.05 K and 4.2 K.

The alloys of 0.47 (0.50), 0.74 (0.75) 0.94 (1.00), 1.50 (1.50), 1.92 (2.00), 3.15 (3.00) and 3.86 (4.00) at % Co concentration have been studied from 0.05 K to 150 K.

IV- 1 THE INITIAL SUSCEPTIBILITY

In low fields, a great number of measurements were made in order to determine the region where the magnetization is proportional to the external field. The slope of this straight line is called the initial susceptibility : χ_1 (see, for example, fig. 1). A plot of $1/\chi_1$ versus temperature is given in fig. 15 showing the occurrence of magnetic ordering at temperatures below T_N , where χ_1 goes through a maximum and a remanent magnetization appears⁵⁴ (fig. 1).

In Au-Co, these ordering temperatures T_N are an



order of magnitude smaller than those observed, for example, in Cu-Mn alloys of same concentration⁵⁵. Above the ordering temperature, the initial susceptibility does not follow a Curie-Weiss law (fig. 2 and 15). We assume that the susceptibility contains contributions from non magnetic impurities, and also contributions from a small number of magnetic impurities. The non magnetic impurities should contribute as³³

$$\chi_0(T) = C'/(T + T_k)$$

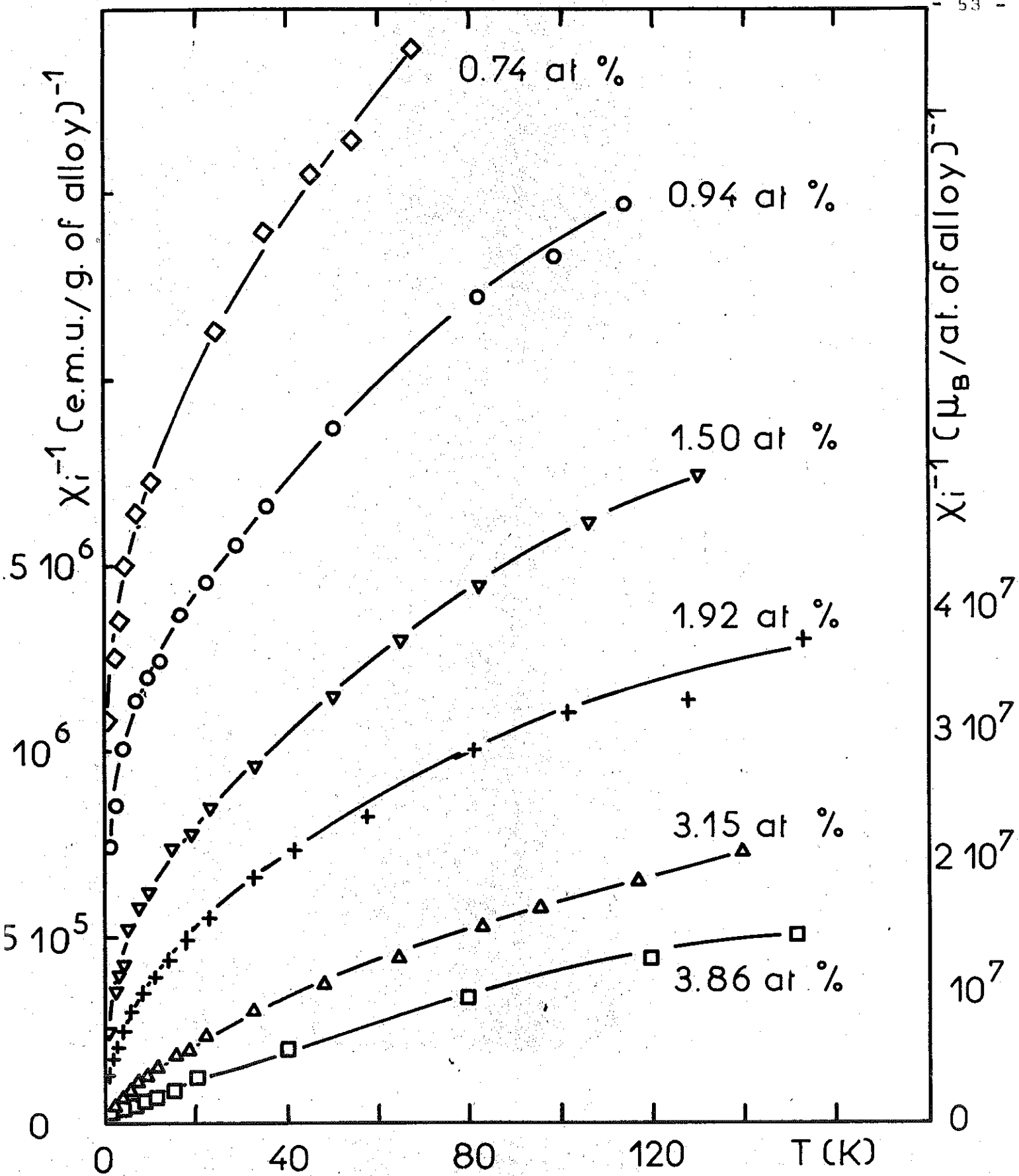
(the characteristic temperature T_k which we have here, should be related to the true Kondo temperature by some proportionality coefficient, which from ref. 56 is

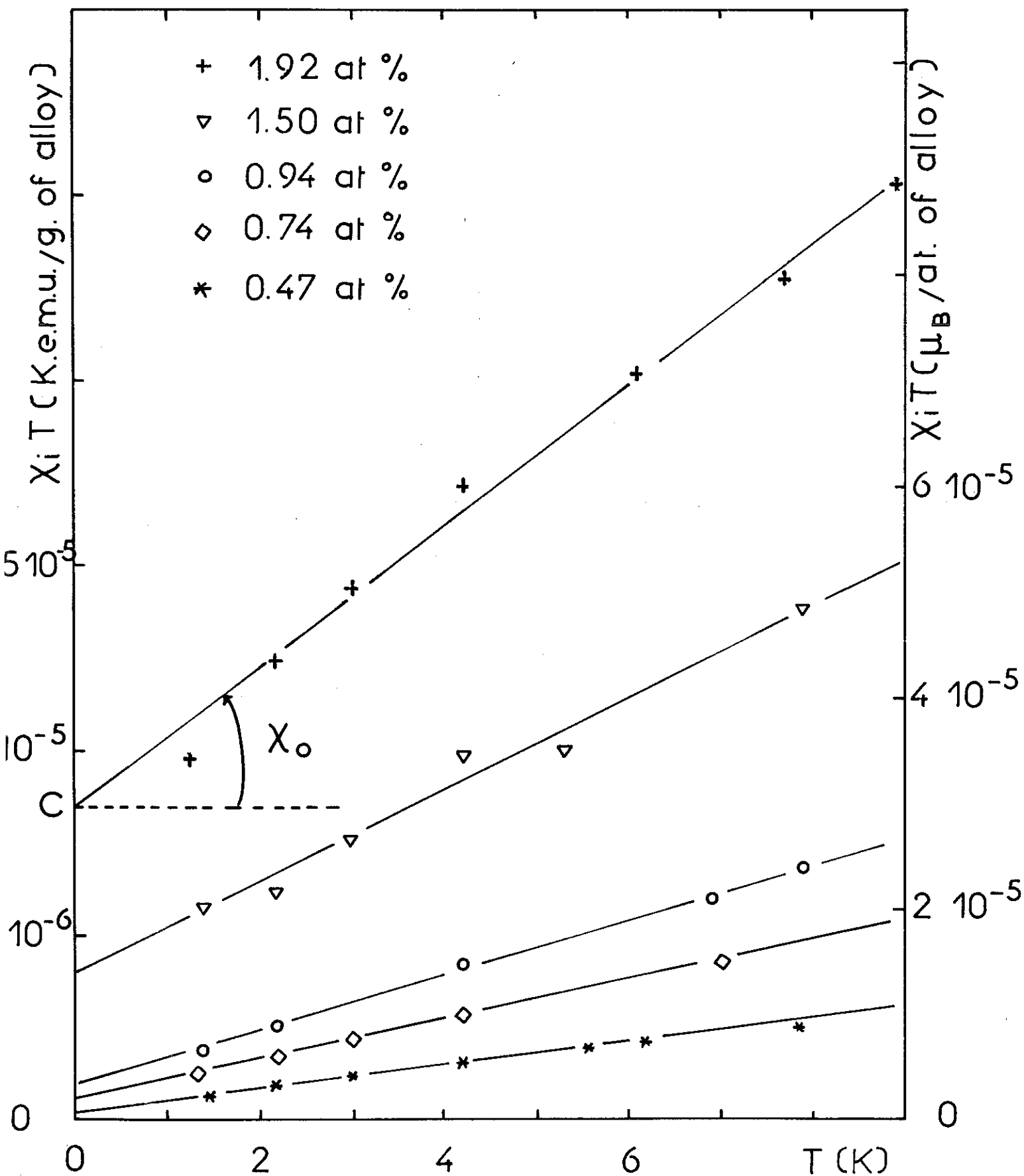
$T_k = 4.5 T_{\text{Kondo}}$. Such a result has never been clearly established experimentally, so T_k will just represent for us the paramagnetic Curie temperature).

For $T \ll T_k$, $\chi_0(T) \approx \chi_0(0) = \chi_0 = \text{constant}$. Then we expect the initial susceptibility may be written for $T_k > T > T_N$:

$$\chi_1 = C/(T + \theta) + \chi_0(0) \approx C/T + \chi_0 \quad (3)$$

(The temperature θ , of order T_N , is generally small for the alloys studied⁵⁴, $T_N < 1$ K for $c < 1.92$ at %, so that we expect a Curie law to be a good approximation for the contribution of magnetic impurities to the susceptibility). It can be seen (fig. 3) that the





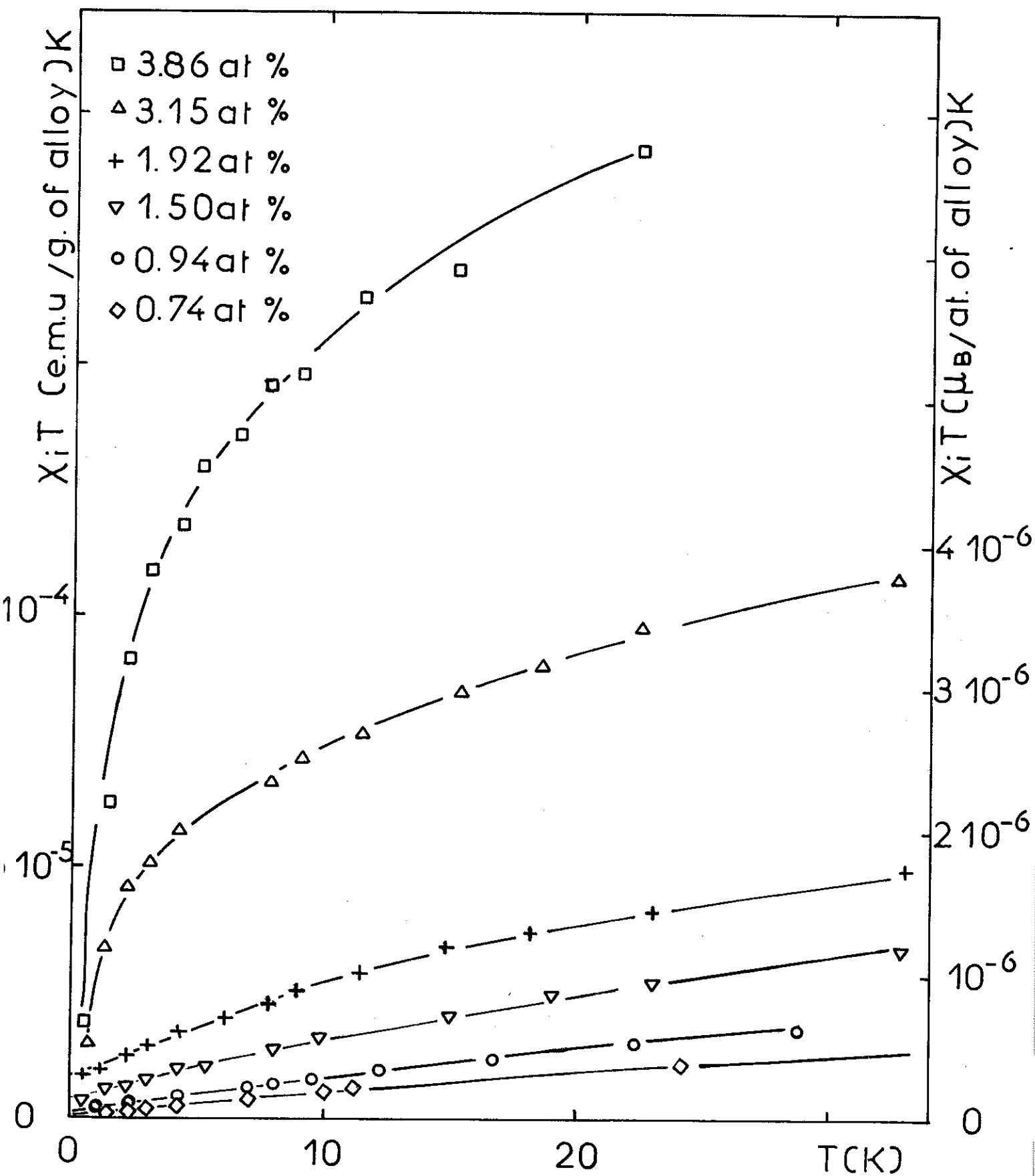
relation $\chi_1 T = C + \chi_0 T$ represents the observed variation of the susceptibility below 10 K very well, providing a good method of separating the magnetic (C) and non magnetic (χ_0) contributions. Divergences observed for the 3.15 and 3.86 at % alloys indicate that for these concentrations T_N is probably already large, and θ cannot be neglected in Eq. (3).

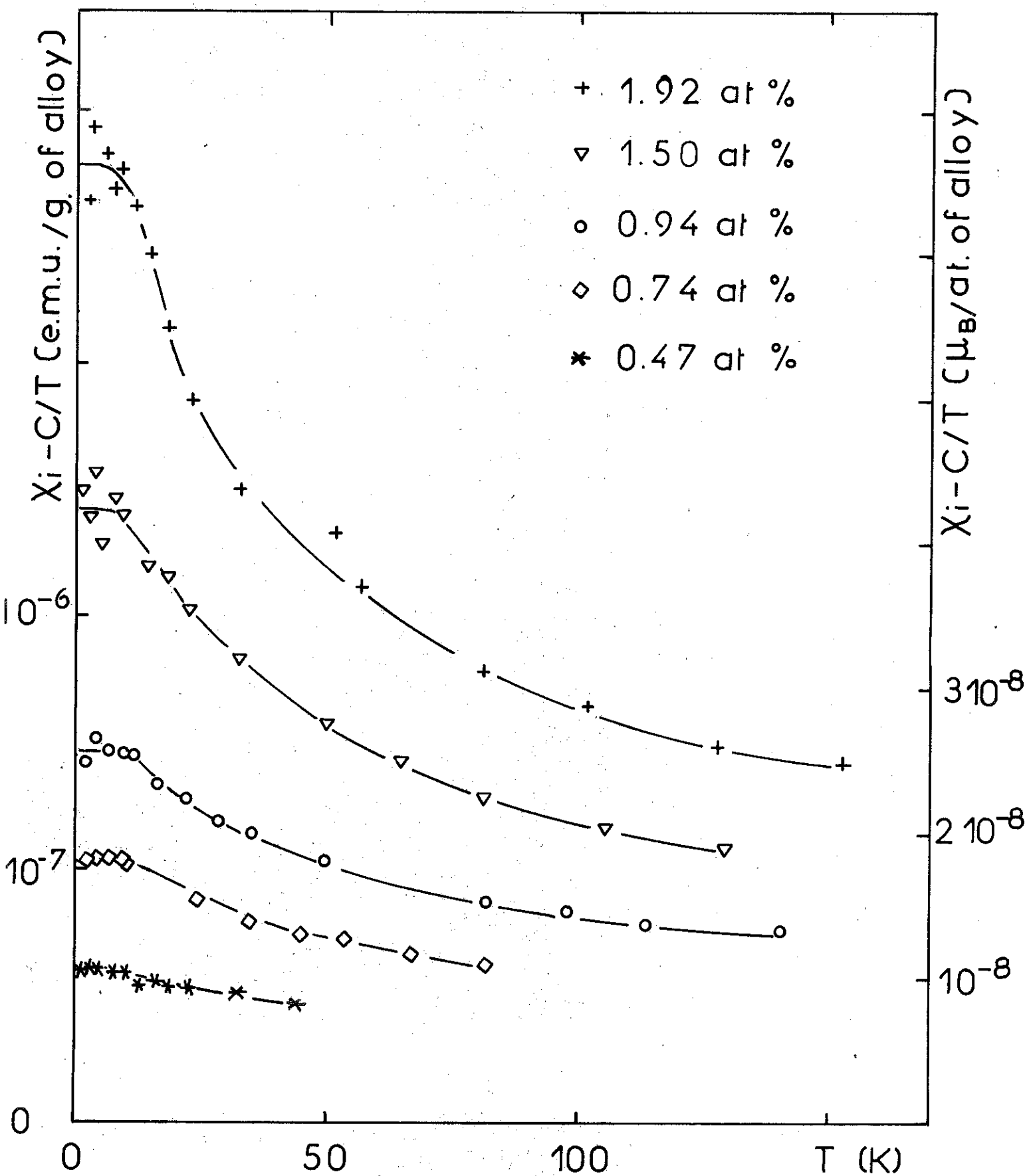
Deviations observed above 10 K for all concentrations, suggest that temperatures of this magnitude may not become negligible in regard to T_k (fig. 4). To study the behaviour $\chi_0(T)$ of the non magnetic susceptibilities, the quantity $(\chi_1 - C/T)$ is plotted versus temperature (fig. 5). The net decrease of $\chi_0(T)$, which is observed above 10 K, diminishes around 100 K, and $\chi_0(T)$ becomes approximately proportional to the concentration.

IV - 2 THE MAGNETIZATION CURVES IN HIGH FIELDS AT LOW

TEMPERATURES

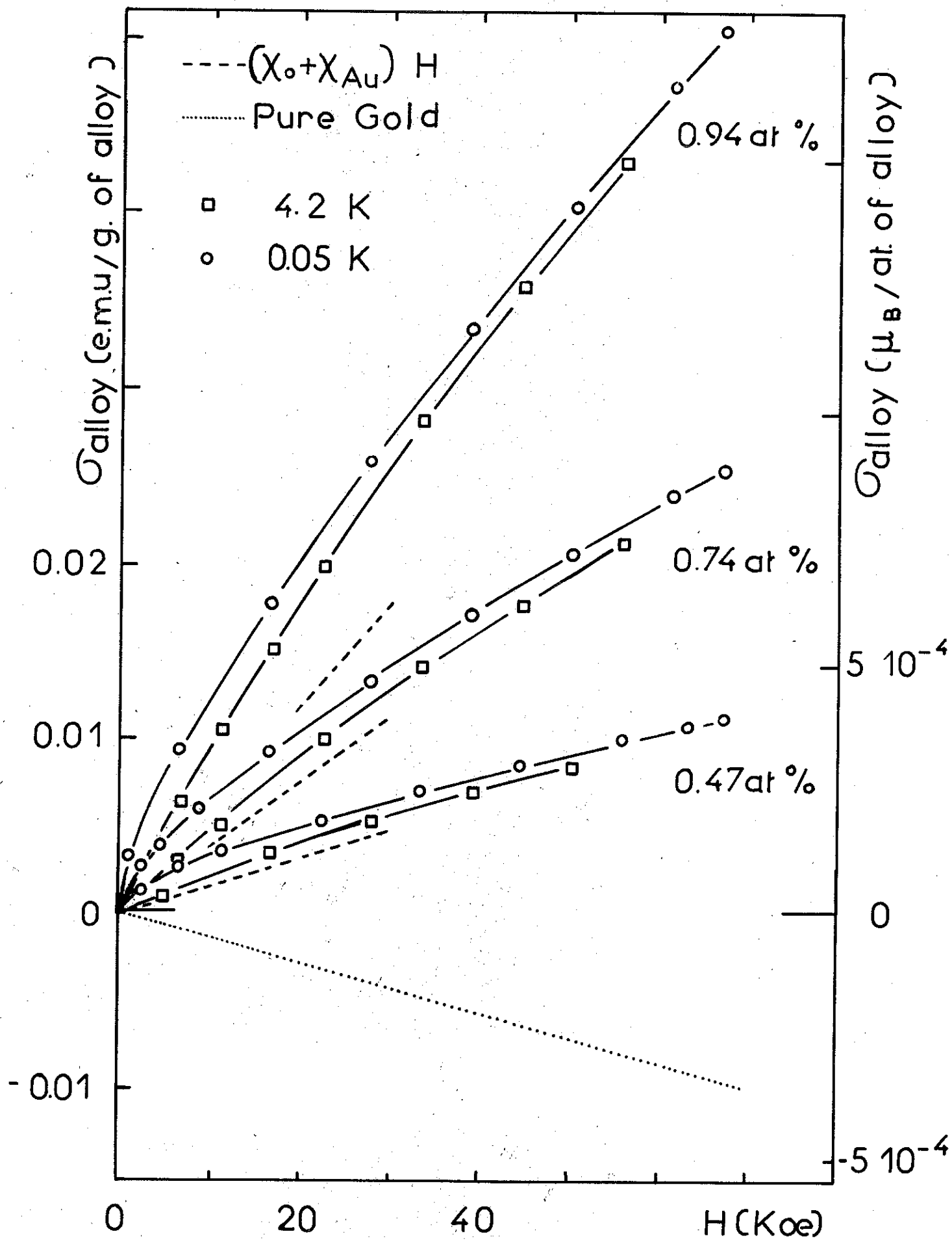
At high fields and high concentrations, ($c > 0.47$ at %), the magnetization curves are parallel with each other for the different temperatures. The magnetization at low temperatures, (see fig. 6, 7 and 8), is composed of two parts : a saturated magnetization which corresponds to the magnetic moments aligned in the field, and another part the slope of which increases with the





concentration. On figures 6 and 7, the straight line $\sigma = (X_0 + X_{Au}) H$ (where X_0 has been determined as above), is plotted and is to be compared to the differential susceptibility $X_{20} = (\Delta\sigma/\Delta H)_H = 20 \text{ kOe}$. These two quantities, X_{20} and X_0 , are seen to be much the same, considering that an error in the susceptibility determination from low field data, is introduced by the contribution of some Fe impurities (see below). This allows two important observations : the first is that the part σ_{of} of the magnetization due to the magnetic atoms is easily saturated ; the second is that the susceptibility of the non magnetic Co atoms does not change between 0 and 20 kOe. (For fields much higher than 20 kOe however, this "non" magnetic part is not exactly proportional to the field, for the high concentrations, as may be seen from the slight curvature of the magnetization curves (fig. 6).

The magnetic contribution being easily saturated, it is possible to obtain σ_{of} by a linear extrapolation in zero field, from the slope of the magnetization in a 20 kOe field (fig. 7). In table I, the values of C, X_0 , X_{20} and σ_{of} are given for the different concentrations.



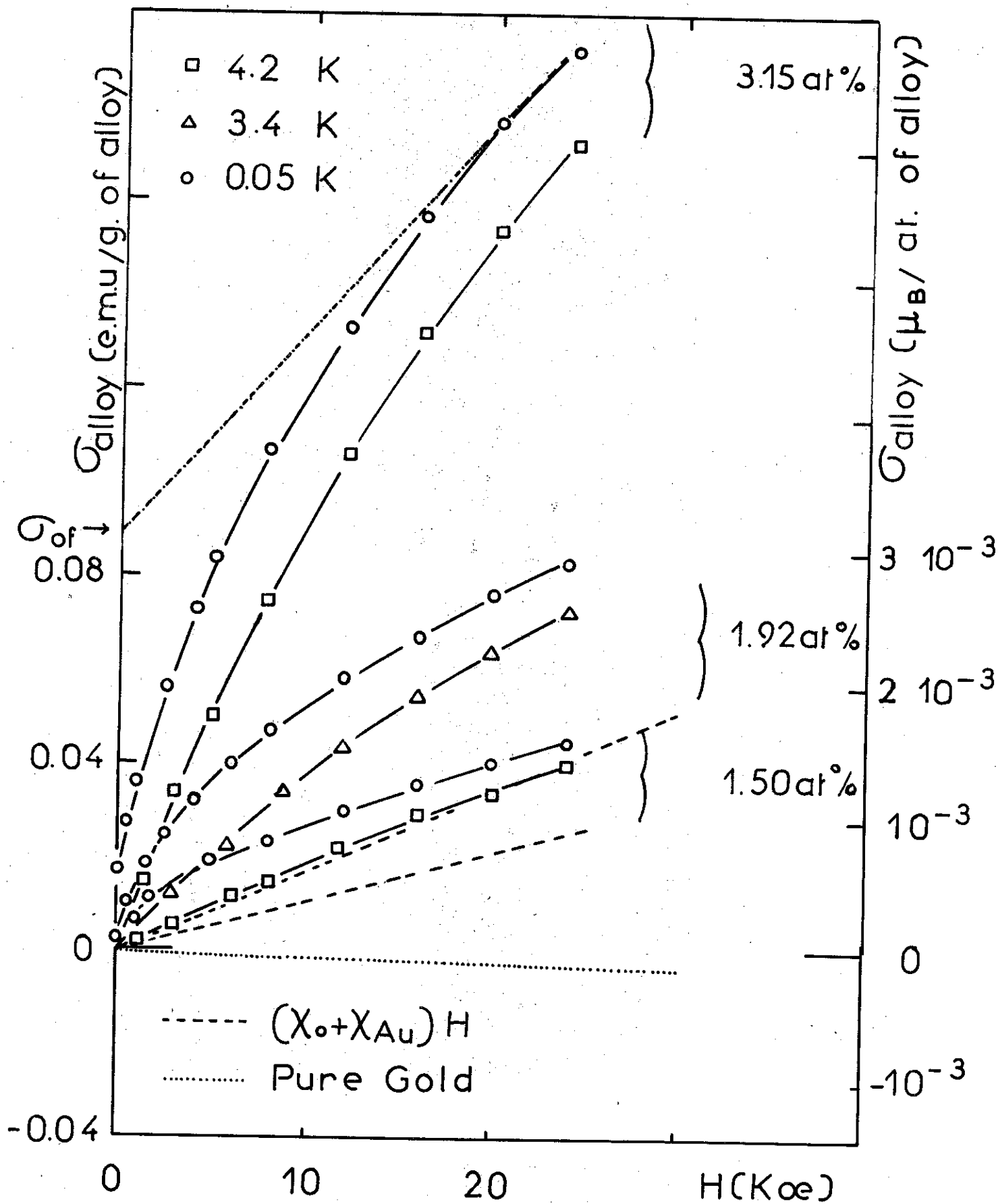
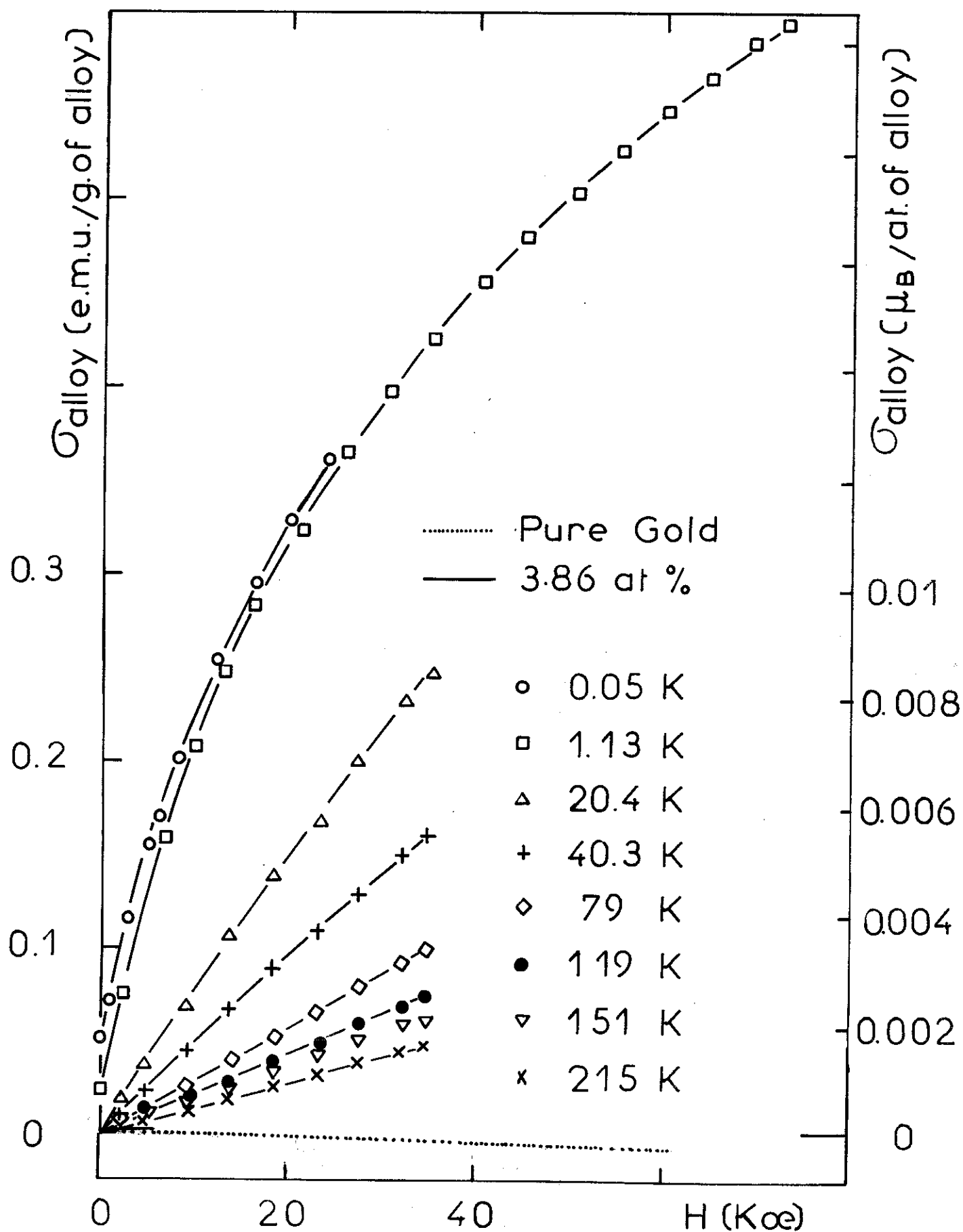


FIGURE 8



C at %Co	0.044	0.088	0.19	0.47	0.74	0.94	1.50	1.92	3.15	3.86
C e.m.u./g.				2.3 ± 0.4 10^{-7}	6.2 ± 0.2 10^{-7}	1.0 ± 0.1 10^{-6}	4.0 ± 0.8 10^{-6}	8.5 ± 1.0 10^{-6}		
X_0 e.m.u./g.	2.8 ± 0.3 10^{-8}	4.5 ± 0.5 10^{-8}	9.7 ± 0.5 10^{-8}	3.0 ± 0.1 10^{-7}	5.18 ± 0.1 10^{-7}	7.22 ± 0.2 10^{-7}	1.22 ± 0.15 10^{-6}	1.89 ± 0.1 10^{-6}		
X_{20} e.m.u./g.				2.93 ± 0.04 10^{-7}	5.15 ± 0.04 10^{-7}	7.4 ± 0.15 10^{-7}	1.34 ± 0.03 10^{-6}	2.2 ± 0.15 10^{-6}	4.3 ± 0.3 10^{-6}	8.3 ± 0.3 10^{-6}
σ of e.m.u./g.	1.07 ± 0.05 10^{-3}	1.15 ± 0.06 10^{-3}	2.7 ± 0.1 10^{-3}	2.5 ± 0.1 10^{-3}	2.88 ± 0.2 10^{-3}	5.15 ± 0.2 10^{-3}	1.65 ± 0.1 10^{-2}	3.5 ± 0.1 10^{-2}	9.0 ± 0.5 10^{-2}	1.65 ± 0.1 10^{-1}
$C_{Fe} = 25 \pm 10$ ppm Fe $\sigma_{Fe} = 1.6 \pm 0.6$ 10^{-3} $C_{Fe} = 2.0 \pm 0.8$ 10^{-7}										
G_3 e.m.u./g				1.1 ± 0.7 10^{-3}	0.9 ± 0.7 10^{-3}	1.3 ± 0.8 10^{-3}	3.6 ± 0.8 10^{-3}	1.50 ± 0.15 10^{-2}	3.35 ± 0.15 10^{-2}	8.85 ± 0.55 10^{-2}
C_3 e.m.u./g				0.3 ± 1.2 10^{-7}	4.2 ± 1.0 10^{-7}	0.8 ± 0.2 10^{-6}	3.8 ± 0.8 10^{-6}	8.3 ± 1.0 10^{-6}		

T A B L E I

Contamination by Fe impurities (confirmed by the absorption analysis) make the values of σ_{of} for the lower concentrations of Co (0.044, 0.088 and 0.19 at %) unreliable.

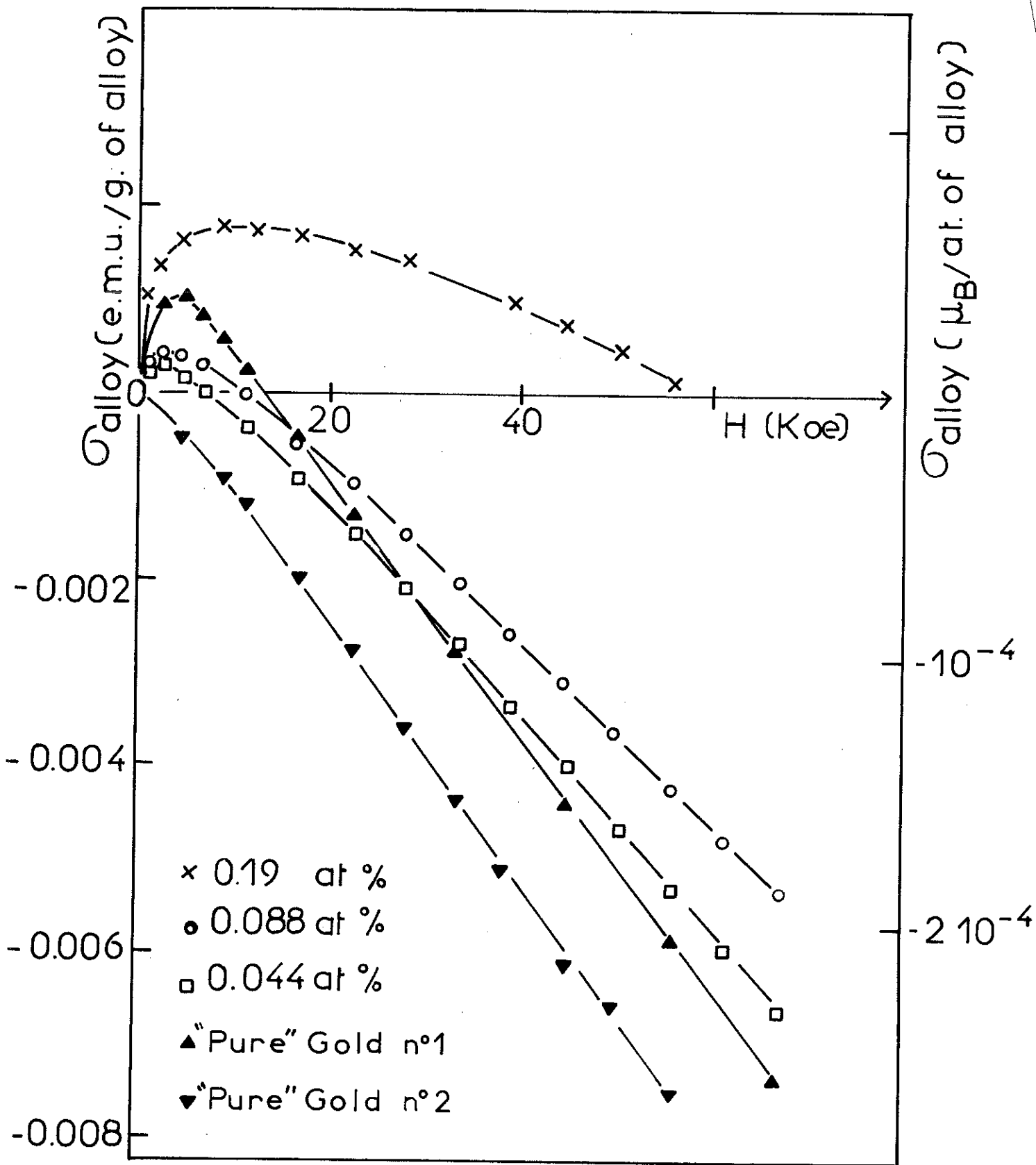
The magnetization of a Au sample prepared in the same manner as our alloys is shown in Fig. 9. In high fields the diamagnetic susceptibility has the correct value⁵⁷

$\chi_{Au} = -1.41 \cdot 10^{-7}$ e.m.u./g, but the saturation magnetization which is observed is of the same order of magnitude as σ_{of} of the less concentrated alloys. This would

correspond to a contamination by about 25 ± 10 ppm of iron impurities (assuming $2.2 \mu_B$ per atom of iron⁵⁸).

This average iron impurity concentration has been used to estimate correction terms σ_{Fe} and C_{Fe} for σ_{of} and C for all the alloys, yielding $\sigma_3 = \sigma_{of} - \sigma_{Fe}$ and $C_3 = C - C_{Fe}$ as the best values for the saturation magnetization and the Curie constant of the magnetic Co atoms. The values of σ_3 and C_3 are shown in table I. For the lowest concentrations, χ_0 has been estimated from the slope at high fields, where the Fe impurities are already saturated⁵⁸.

FIGURE 9



IV - 3 SPECIFIC HEAT RESULTS

The specific heat has been measured from 0.02 K to 0.5 K by Costa-Ribeiro, Souletie and Thoulouze⁵², and from 1.2 K to 6 K by Crane⁵⁹. In ref. 52, both results were analysed in the following way :

1) At very low temperatures, below the ordering temperature T_N , a nuclear hyperfine specific heat, due to magnetic Co atoms, is observed. The hyperfine term A/T^2 varies as the cube of the concentration. An additional term γT , which increases with the concentration, is observed. It contains an electronic contribution, due to non magnetic impurities, which depends on c , and a magnetic term independent of c , analogous to the specific heat of the Cu-Mn system below the ordering temperature⁶⁰.

2) Around 5 K, the specific heat is proportional to the temperature. The part due to magnetic impurities is negligible because the ordering temperatures are very low. Then Crane's measurements represent the electronic contribution of the non magnetic impurities only, and hence give the most accurate values for this non magnetic part, which however are in good agreement with the very low temperature values.

In table II, we give the electronic specific heat for different concentrations, deduced from Crane's work.

C at % Co	ΔY mJ/mole.K ²	N_1 / N	N_2 / N	N_2 / N_1
0.57	0.39	5.3 10^{-3}	3.5 10^{-4}	6.6 10^{-2}
0.98	0.85	8.7 10^{-3}	9.6 10^{-4}	1.11 10^{-1}
1.8	1.95	1.45 10^{-2}	2.8 10^{-3}	1.94 10^{-1}
2.0	2.45	1.57 10^{-2}	3.34 10^{-3}	2.13 10^{-1}
2.6	2.96	1.9 10^{-2}	5.05 10^{-3}	2.66 10^{-1}
3.5	5.5	2.28 10^{-2}	7.74 10^{-3}	3.39 10^{-1}

T A B L E II

V - INTERPRETATION

IV - 1 THE MODEL

Co impurities carry no magnetic moment at very low concentrations. When the concentration increases, some Co atoms have a moment under some conditions of environment. The following assumptions permit an approximate calculation of all the properties of the alloys :

A Co atom with no Co first neighbour, and a Co pair, also without a Co first neighbour in the 18 sites around it, carry no magnetic moment ; in all other situations, the Co atoms are magnetic.

Let the number of isolated Co atoms in a mole of alloy be N_1 , the number of Co atoms included into isolated pairs be N_2 , and the Co atoms included into isolated groups of 3 atoms be N_3 . The concentrations being small, it is considered that all other Co atoms in number N_4 belong to groups of 4 atoms :

$$N_4 = N c - N_1 - N_2 - N_3 \quad (4)$$

N being the Avogadro number.

In a perfectly disordered alloy, N_1 , N_2 and N_3 are given by the following formulas^{61,62} :

$$N_1 = N c (1 - c)^{12} \quad (5)$$

$$N_2 = 12 N c^2 (1 - c)^{18} \quad (6)$$

at % $\overset{C}{Co}$	N_1 / N	N_2 / N	N_3 / N	N_4 / N
0.044	$4.42 \cdot 10^{-4}$	$2.35 \cdot 10^{-6}$	$1.30 \cdot 10^{-8}$	$6.53 \cdot 10^{-11}$
0.088	$8.69 \cdot 10^{-4}$	$9.11 \cdot 10^{-6}$	$9.96 \cdot 10^{-8}$	$1.10 \cdot 10^{-9}$
0.19	$1.88 \cdot 10^{-3}$	$4.27 \cdot 10^{-5}$	$1.01 \cdot 10^{-6}$	$2.49 \cdot 10^{-8}$
0.47	$4.44 \cdot 10^{-3}$	$2.43 \cdot 10^{-4}$	$1.39 \cdot 10^{-5}$	$8.58 \cdot 10^{-7}$
0.74	$6.75 \cdot 10^{-3}$	$5.72 \cdot 10^{-4}$	$5.07 \cdot 10^{-5}$	$5.02 \cdot 10^{-6}$
0.94	$8.44 \cdot 10^{-3}$	$9.05 \cdot 10^{-4}$	$1.02 \cdot 10^{-4}$	$1.31 \cdot 10^{-5}$
1.50	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$2.07 \cdot 10^{-3}$	$3.58 \cdot 10^{-4}$	$7.67 \cdot 10^{-5}$
1.92	$1.52 \cdot 10^{-2}$	$3.14 \cdot 10^{-3}$	$6.79 \cdot 10^{-4}$	$1.93 \cdot 10^{-4}$
3.15	$2.15 \cdot 10^{-2}$	$6.69 \cdot 10^{-3}$	$2.22 \cdot 10^{-3}$	$1.14 \cdot 10^{-3}$
3.86	$2.41 \cdot 10^{-2}$	$8.80 \cdot 10^{-3}$	$3.43 \cdot 10^{-3}$	$2.30 \cdot 10^{-3}$

T A B L E I I I

$$N_3 = N c^3 (24(1-c)^{22} + 36(1-c)^{23} + 72(1-c)^{24} + 18(1-c)^{24}) \quad (7)$$

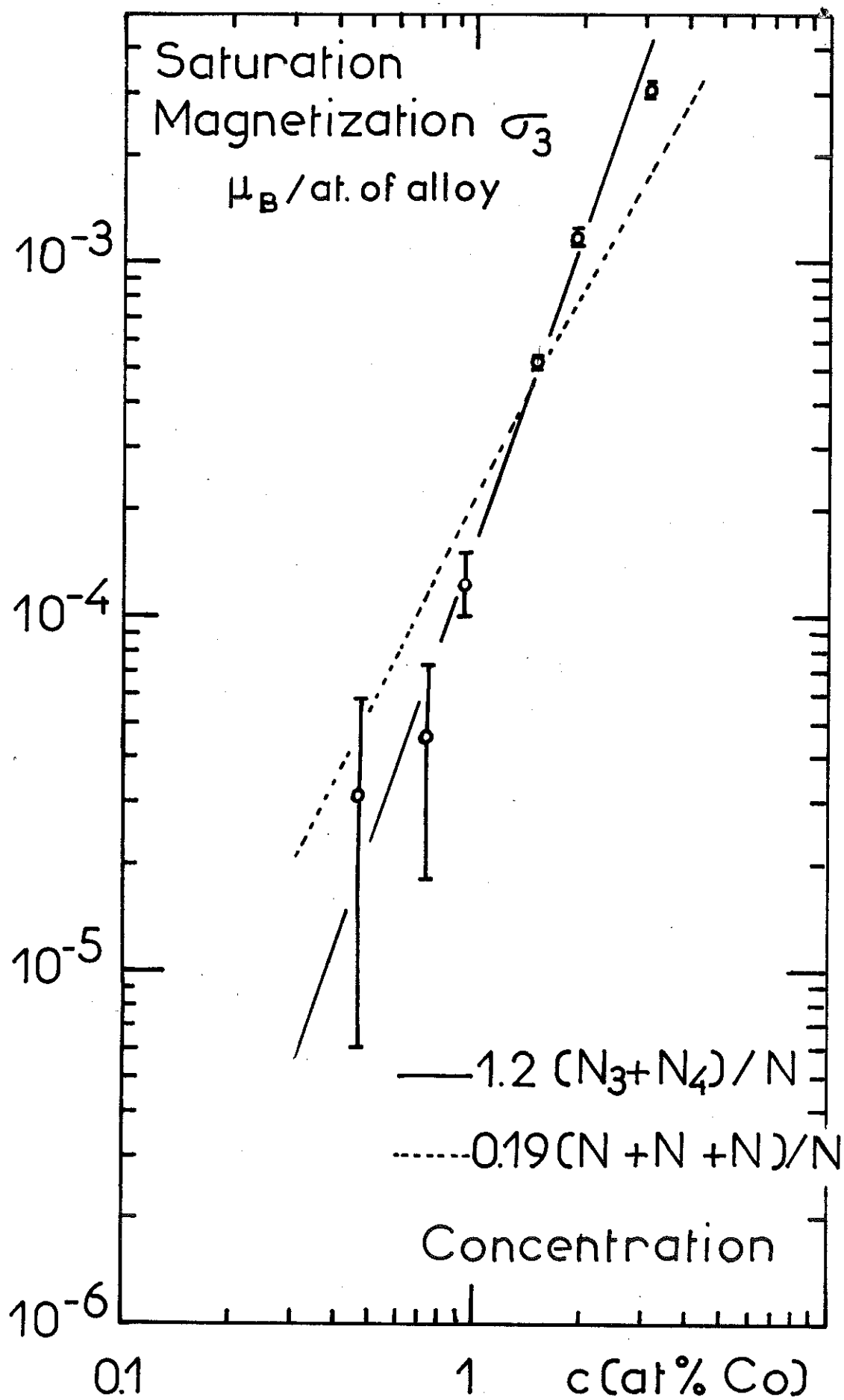
N_3 is composed of four terms : the first one is the contribution of groups of three atoms which are ordered on an equilateral triangle ; the second term is the contribution of rectangular triangles ; the third term corresponds to triangles with a top angle equal to 120° ; for the fourth term, the three Co atoms are aligned.

In table III, we give the different values of N_1 , N_2 , N_3 , N_4 for the different concentrations of our alloys.

V - 2 THE SATURATION MAGNETIZATION, THE HYPERFINE FIELD ----- AND THE CURIE CONSTANT AT LOW TEMPERATURES -----

On figure 10, the saturation magnetization σ_3 is plotted against concentration on a logarithmic scale. The quantities $(N_3 + N_4)$ and $(N_2 + N_3 + N_4)$ are also plotted on the same diagram to compare with the variation of σ_3 with c . A good agreement is observed, between the $N_3 + N_4$ curve and the experimental points, if it is assumed that each magnetic Co atom, belonging to a group of three or more atoms, carries a mean moment equal to $1.2 \pm 0.2 \mu_B$.

In ref. 52, Costa-Ribeiro et al found the coefficient A of the T^{-2} term of the hyperfine specific heat of the same samples to be also proportional to $N_3 + N_4$.



From the proportionality factor, they estimated a value of 200 kOe for the hyperfine field H_{eff} on the Co nucleus. H_{eff} is 225 kOe in metallic Co⁶³. This suggests that in Au-Co, the value of the moment should not be too different from the value $1.7 \mu_B$ which is observed in hexagonal Co.

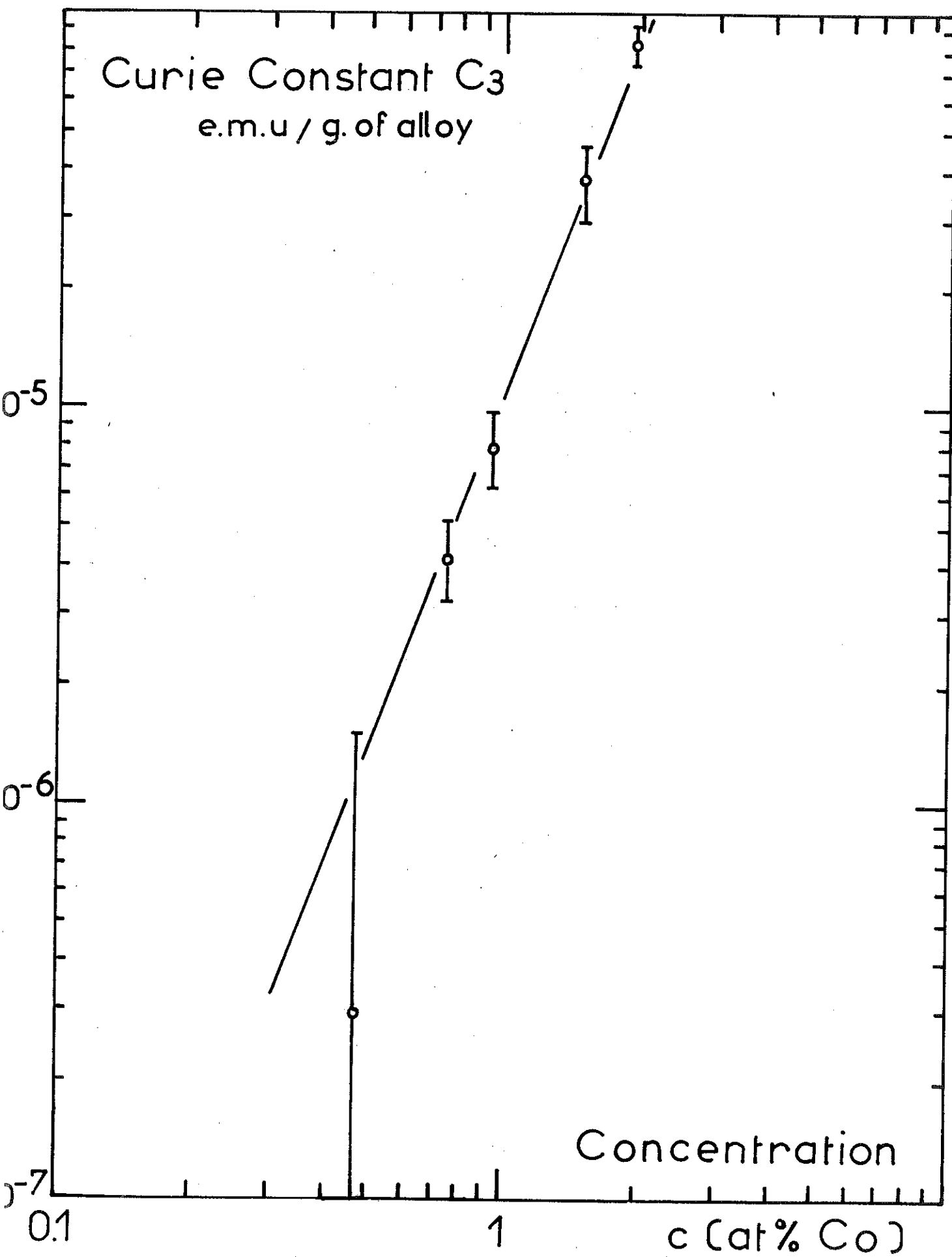
The Curie constant C_3 also varies with the third power of the concentration (fig. 11). We may write an expression for C_3 by attributing a spin $3S$ (a ferromagnetic coupling is assumed) to the group of 3 impurities in number $N_3/3$, and a spin $4S$ to the group of more than 3 impurities in number $N_4/4$ (in our concentration range, the probability associated with groups of more than 4 atoms is anyway negligible).

Then

$$C_3 = \left(3S(3S + 1) N_3/3 + 4S(4S + 1) N_4/4 \right) 4 \mu_B^2 / 3 k$$

The best agreement between the calculated and experimental values is obtained for $2S = 1.7 \pm 0.2$.

The dependence of σ_3 , A and C_3 on the cube of the concentration, makes it clear that magnetism is associated with groups of 3 atoms. The quantitative fit can be considered satisfactory for the approximations used. The spin value deduced from the Curie constant is a little larger than that obtained from the saturation magnetization. (Such a difficulty to relate the saturation magnetization to the Curie constant is well known for Co and Ni⁶⁴).



The value of H_{eff} deduced from specific heat results however, suggests a value of $2S$ larger than that obtained from saturation magnetization ($1.2 \mu_B$). Undoubtedly, a better fit could be obtained by a further more precise description of the exact environment which determines the appearance of magnetism on an impurity. A direct microscopic determination of H_{eff} should be useful for this.

IV - 3 THE SUSCEPTIBILITY AND THE ELECTRONIC SPECIFIC

HEAT OF NON MAGNETIC IMPURITIES

The non-magnetic impurities at very low temperatures, are the isolated atoms and the pairs. The values of their total susceptibility χ_0 are given in table I. Let χ_1 and $2 \chi_2$ be respectively the susceptibility of a mole of isolated atoms, and of a mole of isolated pairs. χ_2 is assumed different from χ_1 as has been already shown by Lederer⁶⁵. Here, they are very different because of the rapid change of χ_0 with the concentration :

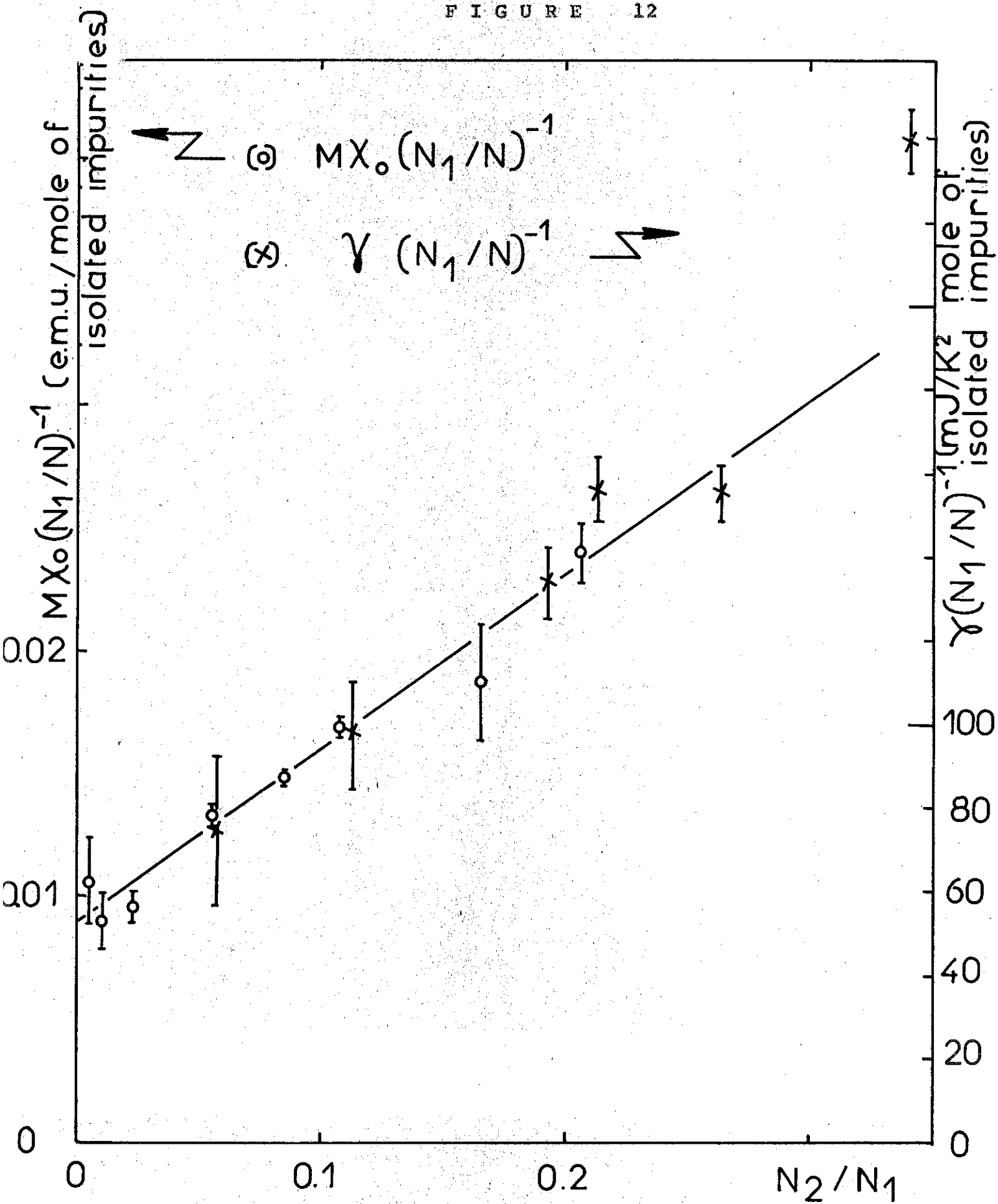
$$\text{then} \quad \chi_0 = \chi_1 N_1/N + \chi_2 N_2/N$$

$$\text{so that} \quad \chi_0 / (N_1/N) = \chi_1 + \chi_2 N_2/N_1$$

where N_1 and N_2 are defined in eq. (5) and (6).

On fig. 12, we see that the values of

FIGURE 12



$X_0 / (N_1/N)$ (open circles) are a linear function of N_2/N_1 , for $c < 1.92$ at % Co. This fit justifies our assumption and yields furthermore :

$$\begin{aligned} X_1 &= (9 \pm 0.5) 10^{-3} \text{ emu/mole of isolated impurities} \\ X_2 &= (7.6 \pm 0.5) 10^{-2} \text{ emu/mole of impurities in pairs} \\ X_2/X_1 &= 8.5 ; \end{aligned}$$

the accuracy on X_1 and X_2 is good because results are available for a very large range of concentrations.

If γ_0 is the electronic specific heat coefficient (table II), we may write :

$$\gamma_0 = \gamma_1 N_1/N + \gamma_2 N_2/N$$

where γ_1 and $2 \gamma_2$ are, respectively, the electronic specific heat coefficient for a mole of isolated atoms and for a mole of isolated pairs. From a plot of $\gamma_0 / (N_1/N)$ versus N_2/N_1 (the crosses in fig. 12), Costa-Ribeiro et al⁵² deduced from Crane's results⁵⁹ :

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 38 \text{ mJ/K}^2 \text{ mole of isolated impurities} \\ \gamma_2 &= 520 \text{ mJ/K}^2 \text{ mole of impurities in pairs} \\ \gamma_2/\gamma_1 &= 13.7 \end{aligned}$$

the errors on γ_1 and γ_2 are more important here because of the difficulties inherent to the specific heat determination at very low concentration. The fact however, that we could find the appropriate scale to superpose the experimental points of $\gamma_0 / (N_1/N)$ and $X_0 / (N_1/N)$ on the same line

(fig. 12), indicates that the ratios γ_1/χ_1 and γ_2/χ_2 are the same within the experimental error (a factor 2 on the determination of γ_1 and γ_2). Our analysis permits us to conclude that the non magnetic properties are mainly due to two types of impurities which are the isolated atoms and the atoms included in pairs.

IV - 4 The Au-Co ALLOYS AND THE LOCAL SPIN FLUCTUATION

MODEL

In the L.S.F. model, when the degeneracy and the intraatomic Hund's rule are taken into account²⁷, the susceptibility at 0 K is :

$$\chi = 2 \mu_B^2 (2\ell + 1) / (\pi k_B T_K) \quad (9)$$

($\ell = 2$; k_B is the Boltzmann constant).

Let T_{K_1} and T_{K_2} be the Kondo temperatures for isolated atoms and pairs respectively : from the measured values of χ_1 and χ_2 we find :

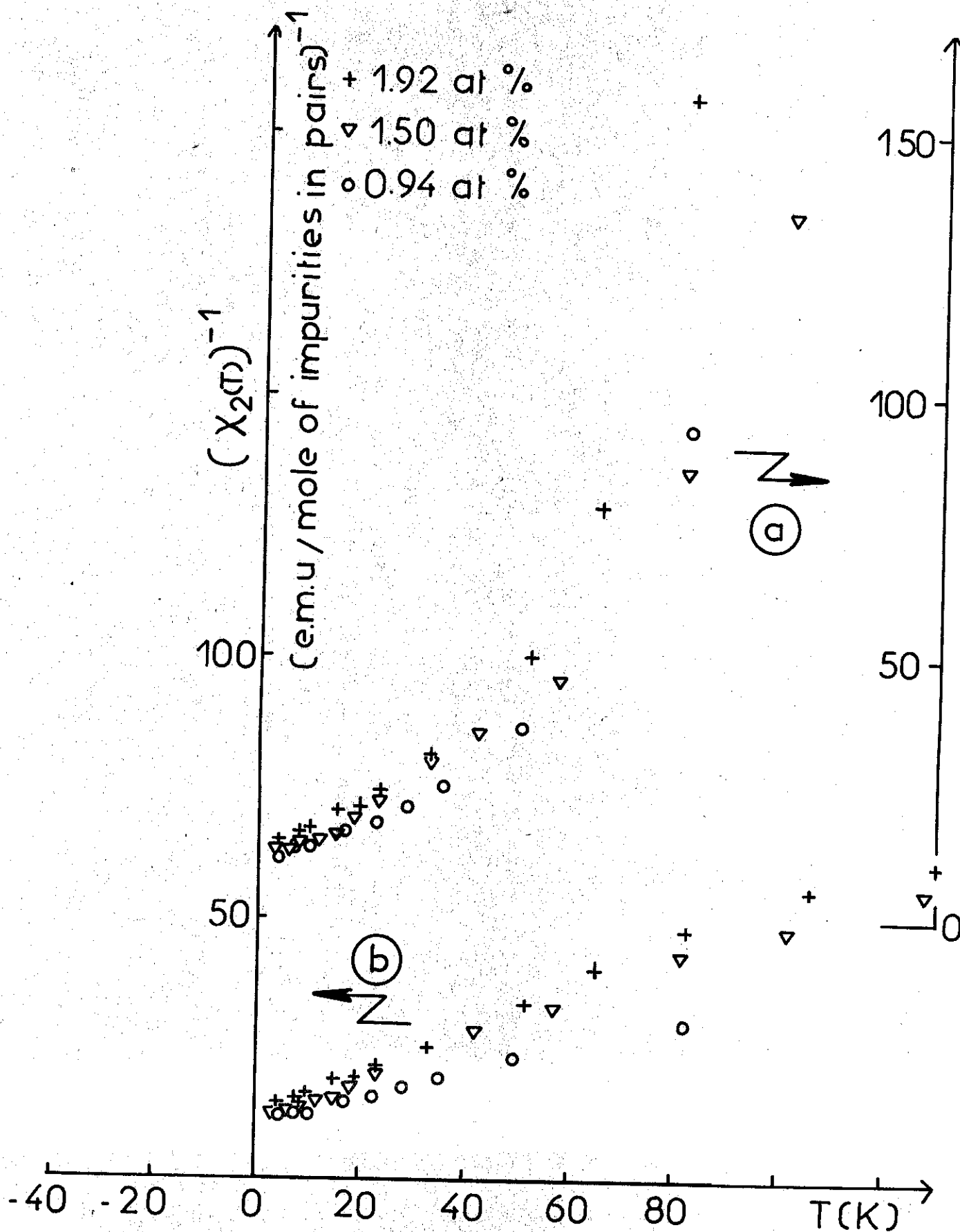
$$T_{K_1} = 190 \text{ K}$$

$$T_{K_2} = 22.5 \text{ K}$$

In the same model²⁷,

$$\begin{aligned} \xi &= (\chi d\gamma/d\phi) (\gamma d\chi/d\phi)^{-1} \\ &= (3 \mu_B^2 / \pi^2 k_B^2) (d\gamma/d\chi) \end{aligned} \quad (10)$$

FIGURE 13



is a constant and equal to $3 / (2 (2l + 1)) = 0.3$. Experimentally, we find $\xi = 0.06$ for the isolated atoms, and $\xi = 0.08$ for the pairs. This value compares with the values observed in other systems : $\xi = 0.22$ for Cu-Ni³⁷, 0.18 for Au-V⁶⁶ and 0.06 for Cu-Co²⁸. (Incidentally, the fact that ξ is different by a factor of 4 to 5 from the theoretically predicted value, explains why the values for T_k that we obtain from magnetization, differ of the values deduced in ref. 52 from specific heat results alone). We now may try to obtain the thermal variation of $\chi_2(T)$ between 4 and 100 K, from the observed variation of the total susceptibility $\chi_1(T)$ in this range :

$$\chi_1(T) = \chi_1(T) N_1/N + \chi_2(T) N_2/N + C_3/T \quad (11)$$

The magnetic contribution, C_3/T , has already been determined (III-1). As a first step, we may assume the thermal variation of $\chi_1(T)$ is small in the range 0-100 K, because of the high value of T_{k1} . On fig. 13, we have plotted

$$1/\chi_2(T) = (N_2/N) / (\chi_1(T) - C_3/T - \chi_1(0) (N_1/N))$$

versus temperature for different concentrations.

The same Curie-Weiss law of the form $\chi_2(T) = C_2 / (T + T'_{k2})^*$ with $T'_{k2} = 25$ K is observed for the different concentrations at temperatures below 40 K. (The deviation from the Curie law observed above 40 K may be removed, if we assume that the thermal variation of $\chi_1(T)$ is also given by a Curie-Weiss law $C_1 / (T + T'_{k1})^*$, with $T'_{k1} = T'_{k2} \chi_2(0) / \chi_1(0) = 225$ K ; T'_{k1} and T'_{k2} are not very different from the values obtained from eq. (9)).

(* Independent measurements on Cu-Fe alloys³³ have shown that a Curie-Weiss law accounts for the thermal variation of the susceptibility of an isolated, nearly magnetic impurity rather far below and over T_K . The behaviour of $\chi_2(T)$ as shown in fig. 12 is analogous to the susceptibility of Fe in Cu.)

From the Curie constants, we can obtain the effective moments and the spin values.

In a simple paramagnetic model, we write :

$C = N \mu_{\text{eff}}^2 / 3k$ with $N = N_1, N_2$, or $(N_3 + N_4)$ which gives an effective moment and spin value per Co atom, respectively
 when isolated $\mu_{\text{eff}} = (4 \pm 0.1 \mu_B), S = (1.57 \pm 0.05)$;
 when in pairs $\mu_{\text{eff}} = (3.9 \pm 0.1 \mu_B), S = (1.5 \pm 0.07)$;
 when in groups of 3 or more $\mu_{\text{eff}} = (3.5 \pm 0.4 \mu_B), S = (1.35 \pm 0.15)$.

In a superparamagnetic model, we have :

$C_2 = \frac{N_2}{2} \mu_{\text{eff}}^2 / 3k = \frac{N_2}{2} g^2 2S(2S+1) \mu_B^2 / 3k$ which gives
 $\mu_{\text{eff}} = 5.5 \pm 0.2 \mu_B$ per pair and $2S = 2.35 \pm 0.25$.

In the same way, we have :

$C_3 = (3S(3S+1) N_3/3 + 4S(4S+1) N_4/4) g^2 \mu_B^2 / 3k$ which leads to a spin value per atom of $S = 0.855 \pm 0.075$.

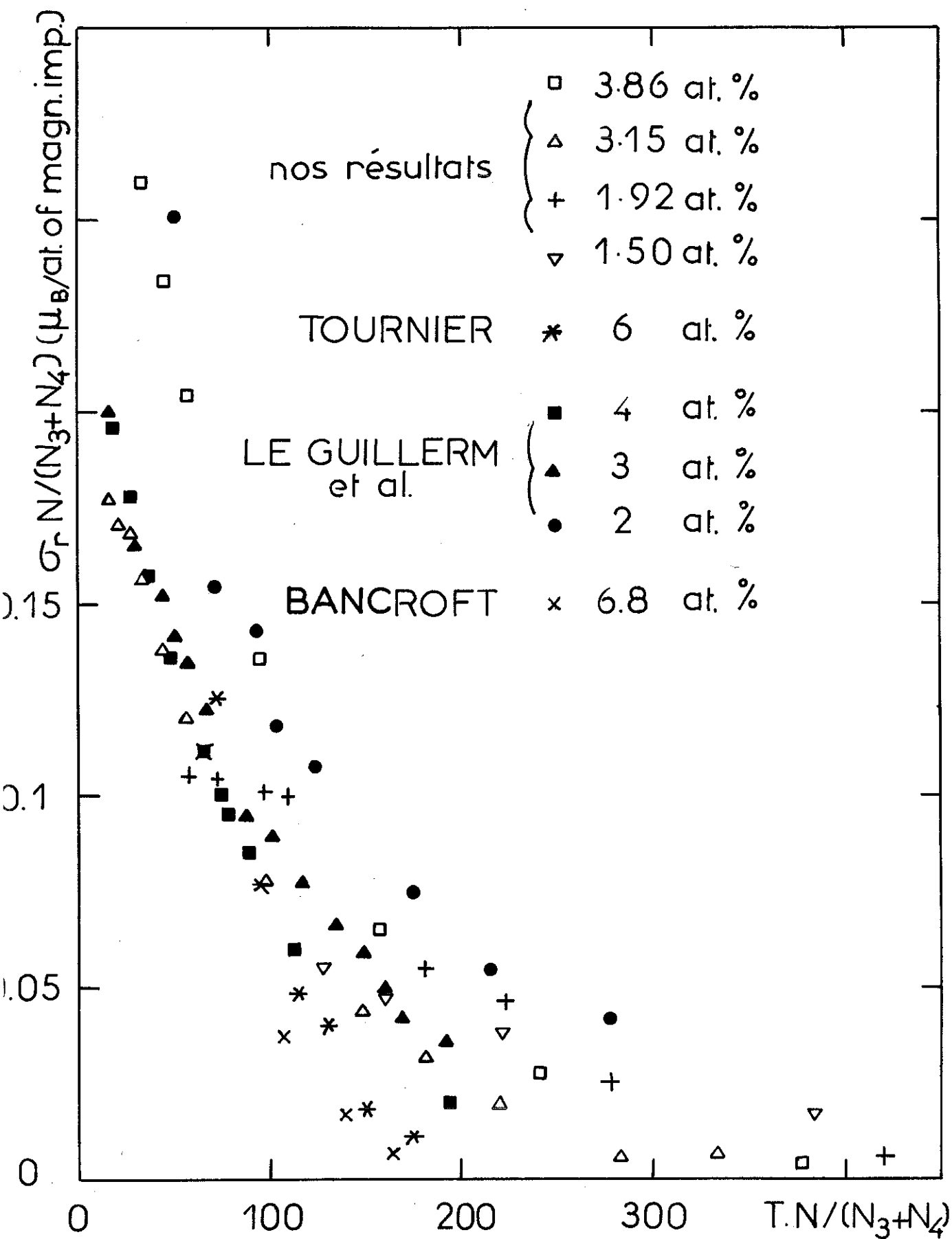
In the paramagnetic model, we get the same spin value 1.5 ± 0.25 per atom within experimental error. But the superparamagnetic model leads to a smaller value of S for the Co which are in groups, which agrees better with the value that may be deduced from saturation measurements in hexagonal Co ($g S \mu_B = 1.7 \mu_B$). The accuracy of the experiments

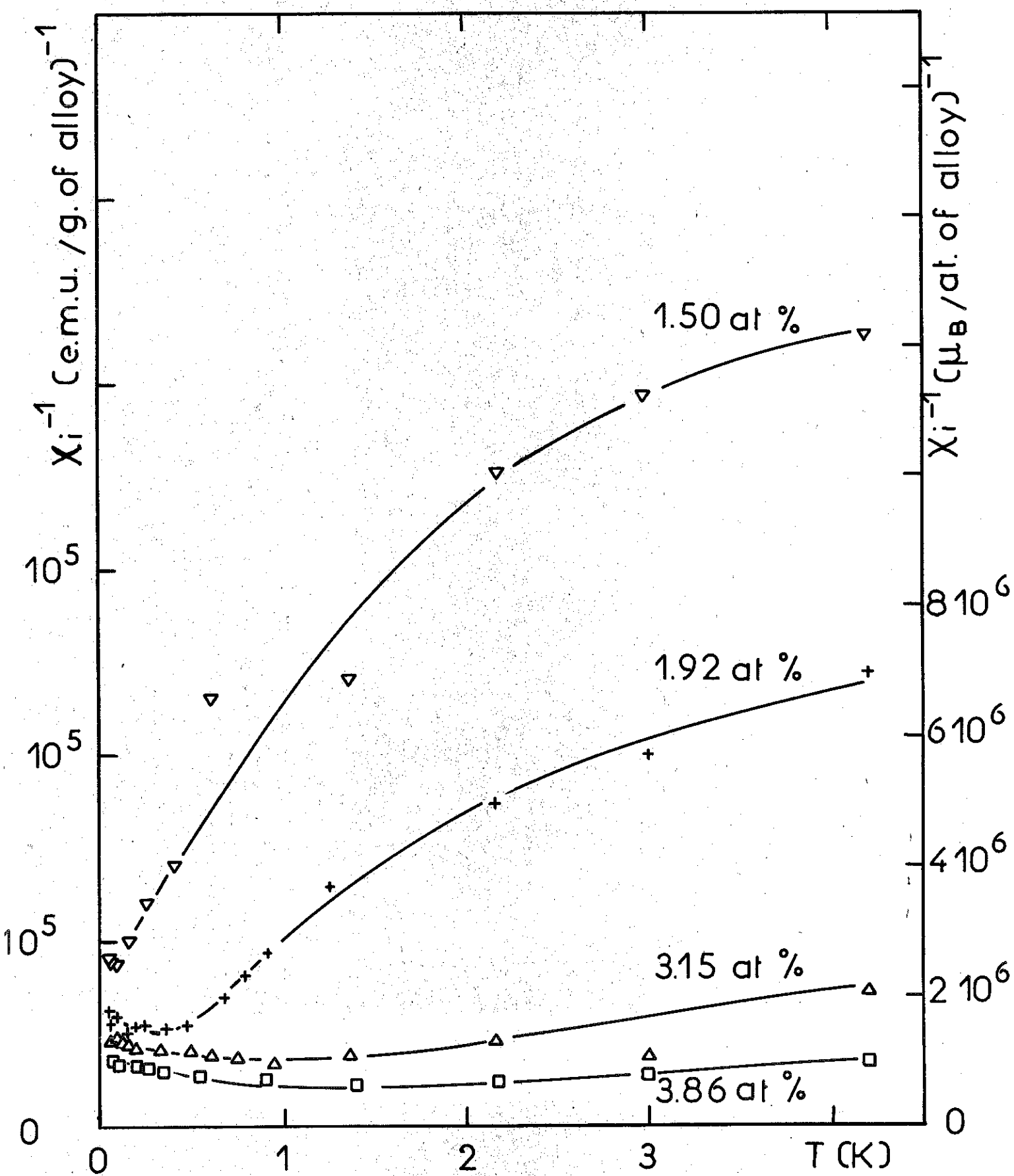
seems insufficient to determine the exact paramagnetic behaviour of Co atoms.

V - 5 THE MAGNETIC ORDERING AT LOW TEMPERATURES

The groups of localized magnetic moments are statistically distributed in the matrix. As for Cu-Mn alloys, the magnetic ordering at very low temperatures is characterized by the appearance of a remanent magnetization. For a Rüdernann-Kittel-Yosida (R.K.Y.) type of interaction⁶⁷, it has been shown that the magnetization and the specific heat, per atom of impurity, scale as universal functions of T/c and H/c (H is the external field). This has been verified, for example, on Cu-Mn⁶⁷ for the magnetization, and in particular for the remanent magnetization.

The Au-Co remanent magnetization divided by $N_3 + N_4$ is approximately described by a unique curve as a function of $T/(N_3 + N_4)$ (fig. 14), where the concentration of magnetic impurities varies by a factor $(3.86/1.50)^3 = 17$ for the results on this figure. Over the same range of concentration, we observe that the initial susceptibility in the ordered state is only varying by a factor 3 (fig. 15). The small increase with the concentration, is partly due to the reduction of the electronic mean free path of conduction electrons by the non magnetic impurities⁶⁸, but is mainly due to the





susceptibility of the non magnetic impurities which is contained in the initial susceptibility. Then the fact that the susceptibility due to magnetic impurities is nearly independent of c , as for the Cu-Mn alloys⁵⁵, clearly indicates the $1/r^3$ main character of the interaction between groups of 3 or 4 atoms.

V - 6 PAIR MAGNETIZATION IN HIGH FIELDS

It is known that the magnetization of Pd-Ni alloys is only approximately a linear function of the external field at low temperatures²³. Doniach⁶⁹ attributes this deviation from linearity to a decrease of the exchange enhancement factor η (eq. 1) with increasing field ; this property should be better observed on impurities with a high susceptibility at low temperatures because a larger magnetic moment is produced in an external field, and then larger deviations from the linearity are observed.

In Au-Co alloys, the susceptibility of Co pairs is of the same order of magnitude as the susceptibility of Ni in Pd²². The curvature is not important at low concentrations, because the number of Co pairs is small compared to the number of isolated atoms. But the curvature which appears in high fields for the 0.74 and 0.94 at % alloys (fig. 5), shows that for these alloys the factor η is reduced by an increasing external field.

V-7 - LES PORTEURS DE MOMENT

De l'analyse qui a été faite, il ressort que l'alliage Au Co peut être considéré comme la superposition de trois alliages indépendants :

- un alliage d'impuretés isolées en concentration N_1/N dont la température de Kondo T_{K1} serait d'environ 225 K, et de moment effectif $\mu_{1 \text{ eff}} = 4 \mu_B$.
- un alliage de température de Kondo T_{K2} d'environ 25 K, ayant N_2 impuretés de moment effectif $\mu_{2 \text{ eff}} = 3,9 \mu_B$ ou de $\frac{N_2}{2}$ impuretés de moment effectif $\mu_{2 \text{ eff}} = \mu_{2 \text{ eff}} \sqrt{2}$.
- un alliage d'impuretés magnétiques en interactions à travers des oscillations RKY et de moment effectif $\mu_{3 \text{ eff}} = 3,2 \mu_B$ s'il y a N_3 porteurs de moment, ou $\mu_{3 \text{ eff}} = \sqrt{3} \mu_{3 \text{ eff}}$ s'il y a $\frac{N_3}{3}$ porteurs de moment.

A partir de nos mesures, il apparaît difficile de décider si les paires, les groupes de trois ou plus sont paramagnétiques ou superparamagnétiques.

En ce qui concerne les groupes de 3 atomes, certaines remarques peuvent être faites.

1) la température d'ordre

Si nous regardons le tableau ci-après où sont obtenues les valeurs de la température du maximum de susceptibilité initiale divisées par $(N_c - N_1 - N_2)$, nous voyons que ce rapport varie de 50 % alors que la concentration en groupes de 3 et plus varie d'un facteur 60. Nous pouvons tirer comme

valeur moyenne de la température d'ordre 3 K par % d'atomes dans les groupes magnétiques.

	at %	T (K)	(Nc-N ₁ -N ₂) 10 ⁻²	T/(Nc-N ₁ -N ₂)
Nous	1.5	0.09	0.0431	2.09
Nous	1.92	0.35	0.0872	4.02
Le Guillerm	2	0.2	0.0969	2.06
Le Guillerm	3	0.55	0.2943	1.87
Nous	3.15	1.1	0.336	3.26
Nous	3.86	1.7	0.573	2.96
Le Guillerm	4	0.8	0.6283	1.275
Bancroft	5	2.8	1.1065	2.53
Bancroft	6.8	5.8	2.316	2.50

Cette température est inhabituellement basse, mais elle est à multiplier par 3, si les porteurs sont les groupes de 3, soit 9 K par % de porteurs. A partir des mesures de susceptibilité, des valeurs identiques sont observées : 8 K par % dans Au Fe, 10 K par % dans Cu Mn, 4.5 K par % dans Au Mn.

2) Susceptibilité initiale et chaleur spécifique au voisinage du zéro absolu

Nous verrons plus loin que les mesures haute température de la littérature nous donnent un moyen de connaître la susceptibilité non magnétique à basses températures des

échantillons jusqu'au 6 % atomique. Nous avons donc par différence des valeurs de la susceptibilité magnétique dans l'état d'ordre ($T < T_0$).

Théoriquement la susceptibilité magnétique est indépendante de la concentration de même que le γ de la chaleur spécifique observé en-dessous de T_0 . A la contribution indépendante de ce s'additionne pour la susceptibilité un terme correctif proportionnel au nombre de porteurs

$$\chi_{\text{magn.}} = \chi^0 + \alpha (N_3 + N_4) \quad \text{Fig. 16}$$

Le même comportement a été également observé dans les systèmes magnétiques comme Au Fe, Cu Mn, Au Mn, Ag Mn.

Le rapport $\frac{\chi^0}{\chi}$ donne en général des valeurs presque exactes de S où S est le spin des porteurs, par la formule III.8

$$\frac{\chi^0}{\chi} = \frac{\pi^2 k^2}{12 \mu_B^2 (2S + 1)}$$

$$\text{soit } 2S + 1 = 1,82 \cdot 10^8 \cdot \frac{\chi \text{ (uem) mole d'alliage}}{\gamma \text{ (erg/mole K}^2\text{)}}$$

Avec les valeurs expérimentales : $\chi^0 = 10^{-5}$ uem/g d'alliage (fig. 17) et $\gamma = 5$ mJ/mole K^2 I-13, nous arrivons à $S \approx \frac{6+1}{2}$, ce qui suggère que les porteurs sont les groupes de trois. On pourrait donc conclure au moins pour ces groupes en fonction du modèle superparamagnétique aux basses températures.

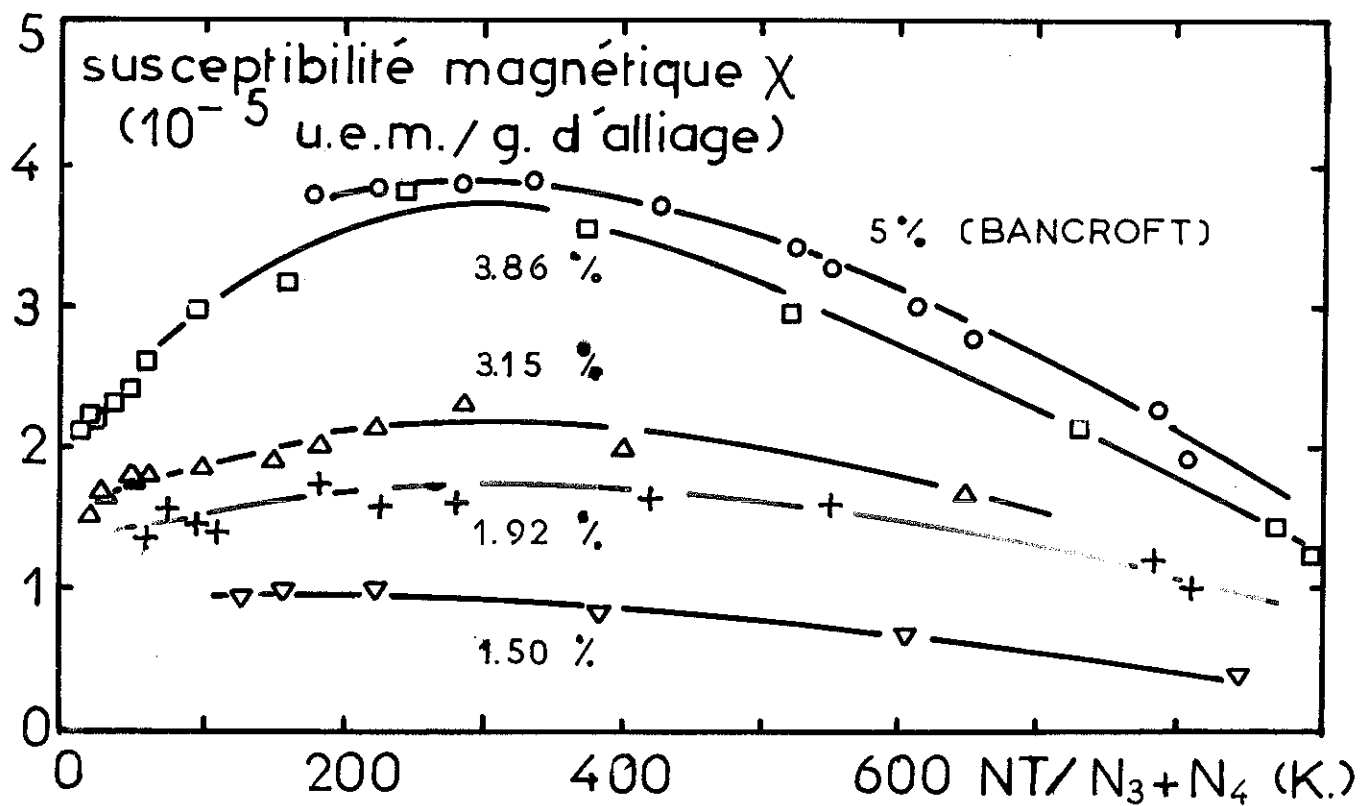
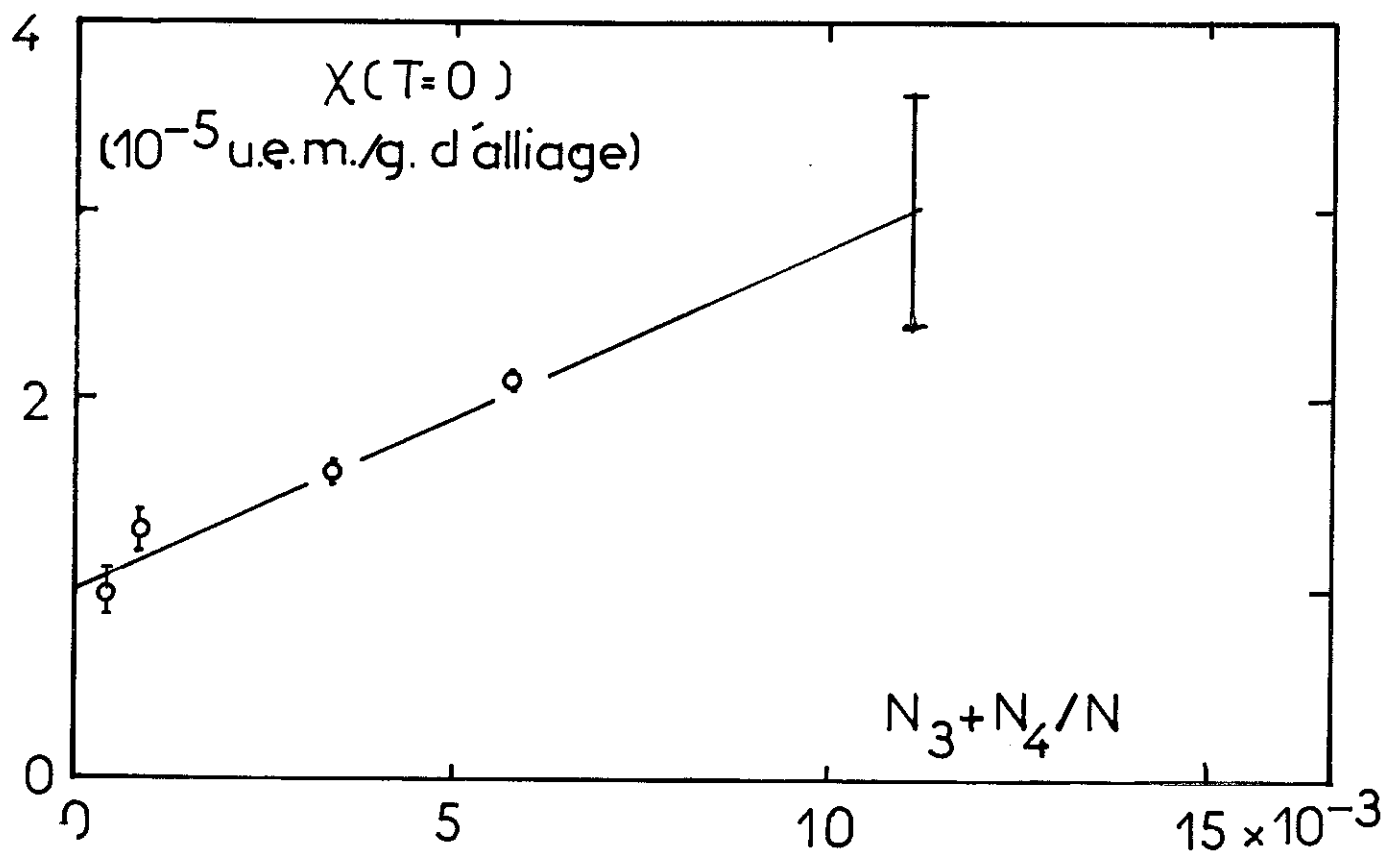


FIGURE 17



VI - CONFRONTATION AVEC LES MESURES A HAUTE TEMPERATURE

La détermination des valeurs de T_K a été faite à basses températures (chapite V). Nous avons pu avec quelque rigueur déterminer les valeurs de la susceptibilité χ_1 des impuretés isolées et χ_2 des paires isolées au voisinage du zéro absolu (§ IV.1). Mais la détermination de T_{K2} (25 K) et surtout de T_{K1} (225 K) à partir des variations thermiques de la susceptibilité (§ V.4) peut paraître assez acrobatique.

Il est donc intéressant de tester ces valeurs à l'aide des résultats haute température de la littérature. Ils sont nombreux et pour la plupart anciens (Hildebrand, 1932, $T < 800$ K ; Weil, 1941, $T < 1\ 500$ K, Bancroft 1970, $T < 300$ K). La figure VI.1 rassemble les résultats de susceptibilité et les nôtres dans un diagramme $\frac{c}{\chi}(T)$.

On constate immédiatement le bon accord et la bonne continuité de leurs mesures et des nôtres.

VI.1 - TEMPERATURE DE CURIE

Sur la fig. VI.2 où sont représentées les températures de Curie obtenues à partir des mesures haute température par différents auteurs, nous observons une variation sans discontinuité de θ avec la concentration.

La valeur de 250 K obtenue pour la dilution infinie, concorde tout à fait avec notre valeur de $T_{K1} = 225$ K obtenue à partir des mesures à très basses températures. Les

FIGURE VI-1

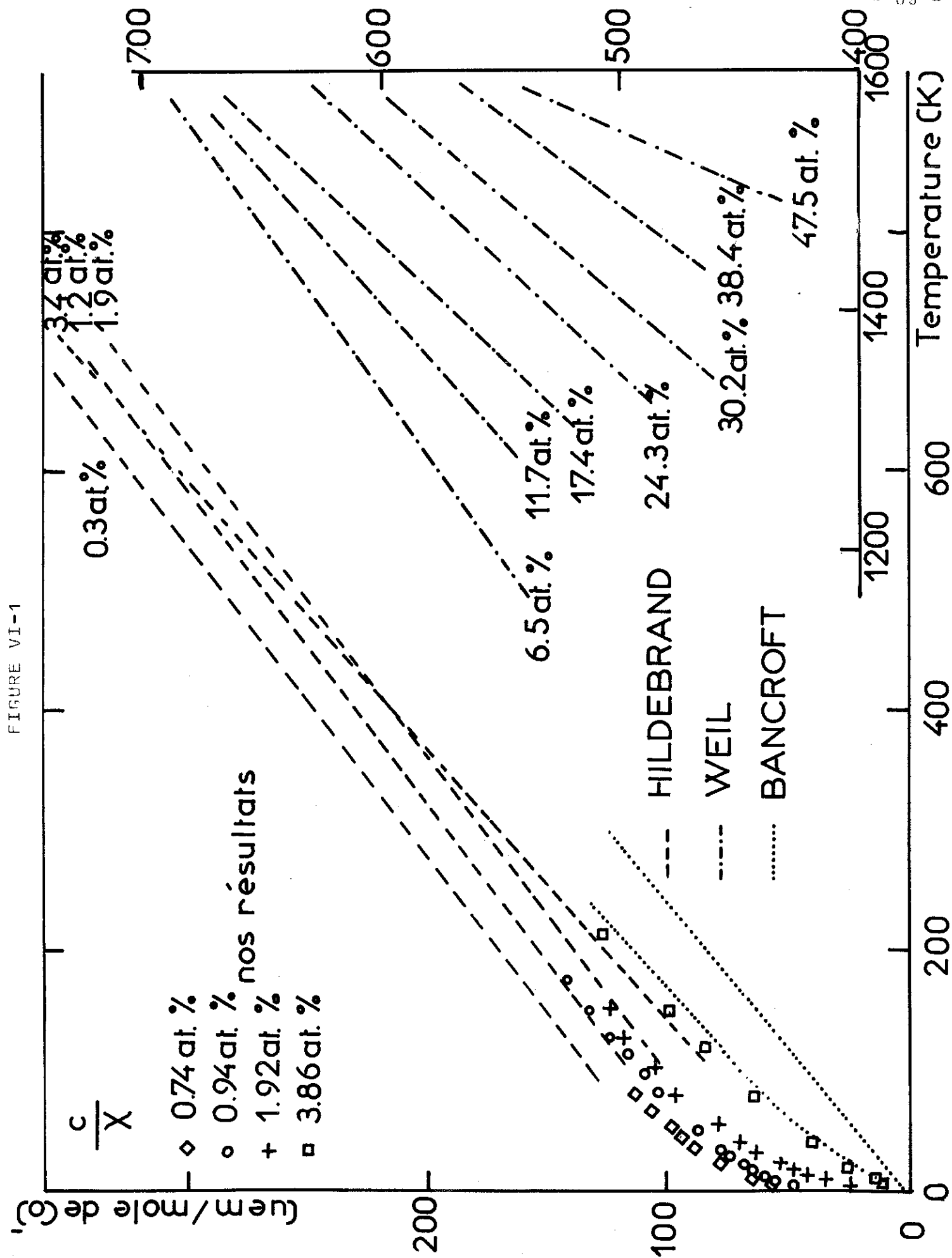
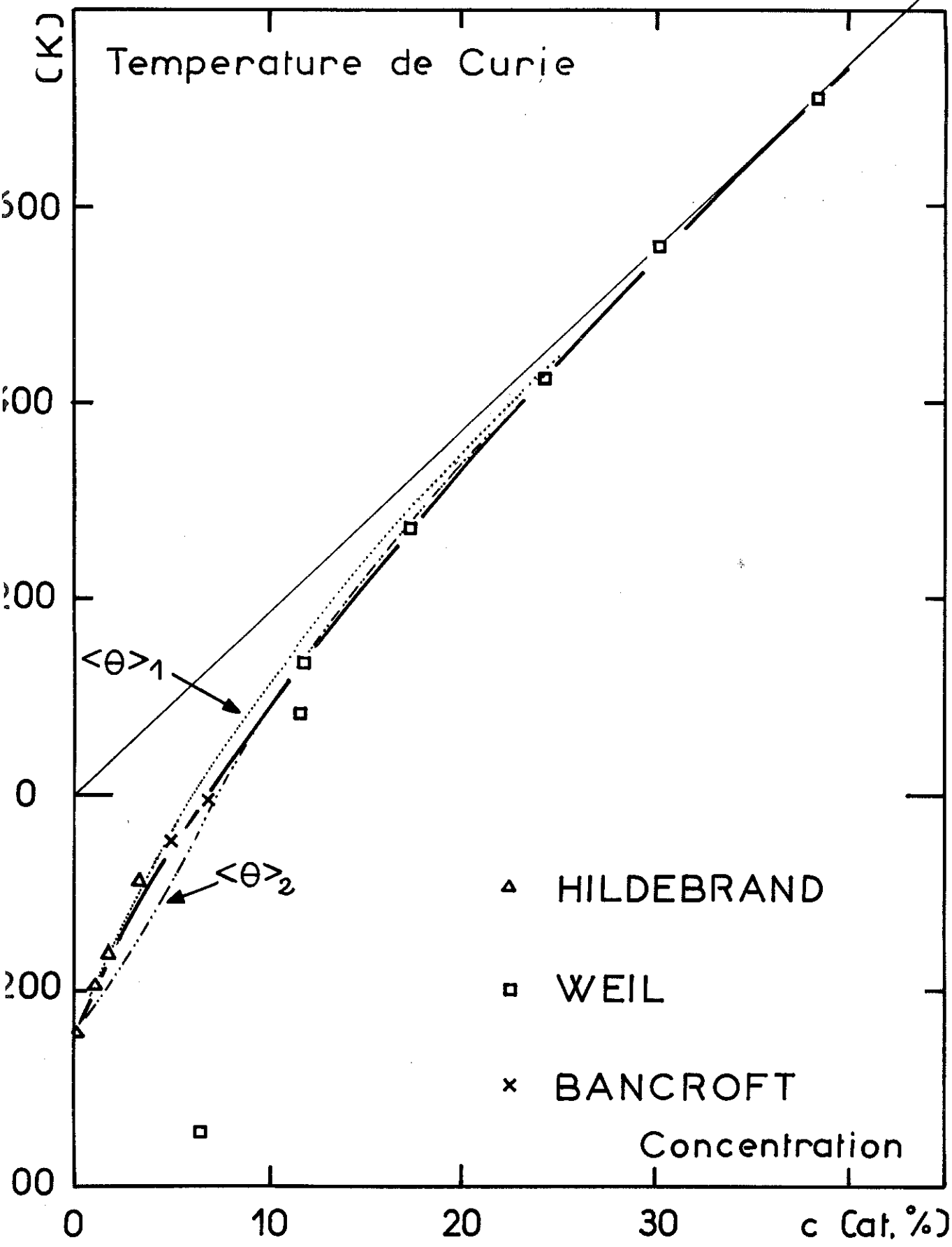


FIGURE VI-2

- 90 -



impuretés isolées semblent donc avoir une susceptibilité qui est bien représentée par une loi $C/(T + T_{K1})$ jusqu'à des températures très supérieures à T_{K1} .

Nous observons pour les fortes concentrations un comportement ferromagnétique indiqué par une température de Curie positive. Dans un modèle simplifié de champ moléculaire, en ne tenant compte que des interactions entre premiers voisins, nous pouvons écrire l'aimantation d'une impureté $M = (H_{appl} + h) C/T$ avec $h = n\alpha M$ où n est le nombre de premiers voisins magnétiques de l'impureté ; soit $M = C/(T - \theta)$ avec $\theta = n\theta'$; $\theta' = \alpha C$ serait une mesure de l'interaction entre deux premiers voisins magnétiques.

Nous obtenons une valeur moyenne de θ en pondérant sur les probabilités d'avoir 0, 1, 2..., 12 premiers voisins magnétiques :

$$\langle \theta \rangle = \sum_{n=0}^{12} \theta' n P(n) = 12 c \theta'$$

La susceptibilité des atomes isolés est de la forme $C/(T + T_{K1})$ à basses températures comme à haute température avec $T_{K1} \simeq 250$ K comme nous l'avons vu, et un moment effectif de l'ordre de $4.3 \mu_B$. La contribution des atomes isolés étant nulle dans $\langle \theta \rangle$, nous obtenons directement :

$$\langle \theta \rangle_{\text{I}} = 12 c \theta' - T_{K1} N_I/N c$$

Pour les paires isolées, plusieurs hypothèses peuvent être mises en avant

- 1) Les atomes appartenant à des paires isolées ou non sont paramagnétiques en présence de leur voisin se comportent

comme les atomes dans des autres groupes, auquel cas, nous obtenons $\langle \theta \rangle_1$.

2) A l'opposé, nous pouvons supposer que les atomes des paires isolées gardent à haute température la loi de susceptibilité qu'ils ont aux basses températures, soit $C/(T + T_{K2})$. Il convient dans ce cas de retrancher dans $\langle \theta \rangle_1$, la contribution des paires isolées en θ' pour la remplacer par celle en T_{K2} .

$$\text{d'où } \langle \theta \rangle_2 = 12 c \theta' - \frac{N_1}{Nc} T_{K1} - \frac{N_2}{Nc} (\theta' + T_{K2})$$

3) Il est aussi raisonnable d'imaginer qu'à haute température, dans le régime paramagnétique où les paires seraient détruites, les atomes d'une paire isolée garderaient leur loi de susceptibilité basses températures mais ressentiraient aussi l'interaction de leur voisin. L'aimantation d'un atome de la paire serait alors $M = (H_{\text{appl}} + \alpha M) C/(T + T_{K2})$

$$\text{soit } \chi = C/(T + T_{K2} - \theta')$$

et l'on aurait alors

$$\langle \theta \rangle_3 = 12 c \theta' - T_{K1} N_1/Nc - T_{K2} N_2/Nc$$

Avec les valeurs de $T_{K1} = 250$ K et $T_{K2} = T_{K1} \chi_1 / \chi_2 = 27$ K utilisées, et la valeur de $\theta' = 154$ K que nous obtenons en assimilant $\langle \theta \rangle$ à $12 c \theta'$ pour les fortes concentrations, les courbes $\langle \theta \rangle_1$ et $\langle \theta \rangle_3$ apparaîtraient peu différentes sur la fig. VI.2 où les courbes calculées sont reportées et comparées aux valeurs expérimentales.

Il est difficile de conclure pour les paires. Mais il apparaît qu'à haute température et pour ces concentrations, les atomes de Co magnétiques ont un comportement

paramagnétique. Le fait que leur caractère magnétique survive à la destruction du champ moléculaire, c'est-à-dire que les atomes magnétiques aient à $T > \theta'$ un comportement toujours différent des impuretés isolées, suggère que ce sont des effets de densité d'état qui sont responsables des variations de T_K .

VI.2 - MOMENT EFFECTIF

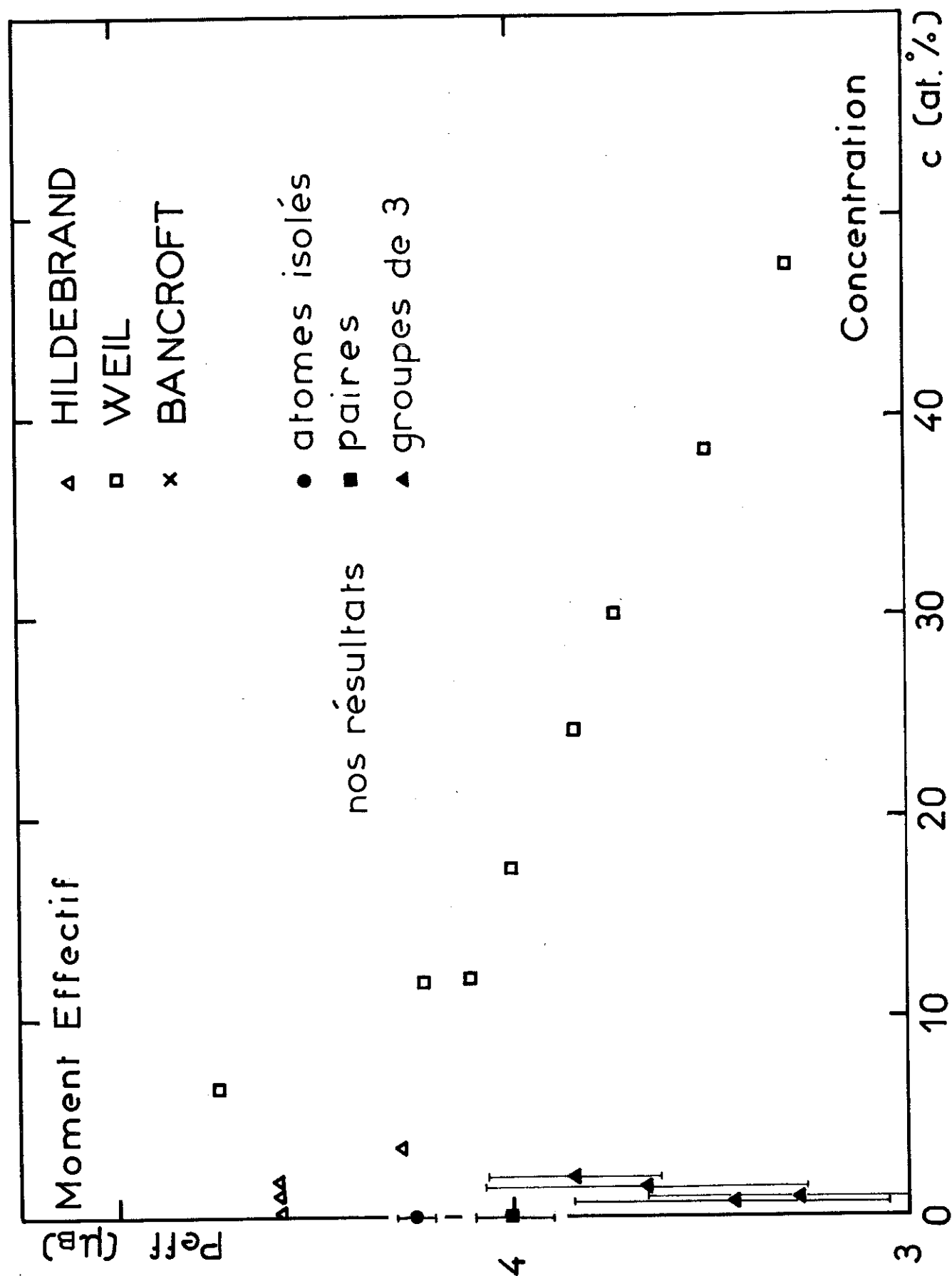
La variation avec la concentration des moments effectifs obtenus à haute température donnent un moment de $(4.3 \pm 0.2) \mu_B$ pour les très faibles concentrations (fig. VI.3). Ces valeurs sont les valeurs moyennes du moment effectif par impureté. Sur le même graphique nous avons porté les valeurs du moment effectif pour les atomes isolés, les paires et les groupes de 3 en supposant un modèle paramagnétique simple, à partir de nos mesures à basses températures.

Pour les atomes isolés nous avons pris $C_1 = \chi_1 T_{K1} = \frac{N_1}{N} \frac{\mu_1 \text{ eff}^2}{3 k}$

pour les paires isolées $C_2 = \chi_2 T_{K2} = \frac{N_2}{N} \frac{\mu_2 \text{ eff}^2}{3 k}$

pour les groupes de 3 et plus $C_3 = (N_c - N_1 - N_2) \frac{\mu_3 \text{ eff}^2}{3 k}$

Pour les atomes isolés, avec $T_{K1} = 250 \text{ K}$, nous obtenons $\mu_1 \text{ eff} = 4.25 \mu_B$, valeur qui se compare très bien aux résultats de la littérature, bien que nous n'ayons pas obtenu C_1 par la variation thermique de la susceptibilité. Pour les groupes de 3 et plus, C_3 obtenu par la variation thermique de la susceptibilité conduit à des moments effectifs 10 à 25 % plus faibles : $3.2 \mu_B < \mu_3 \text{ eff} < 3.8 \mu_B$. Nous avons déjà vu précédemment que si la valeur du spin se rapprochait de la valeur haute température, si on supposait que les porteurs de moment sont les atomes, elle était au

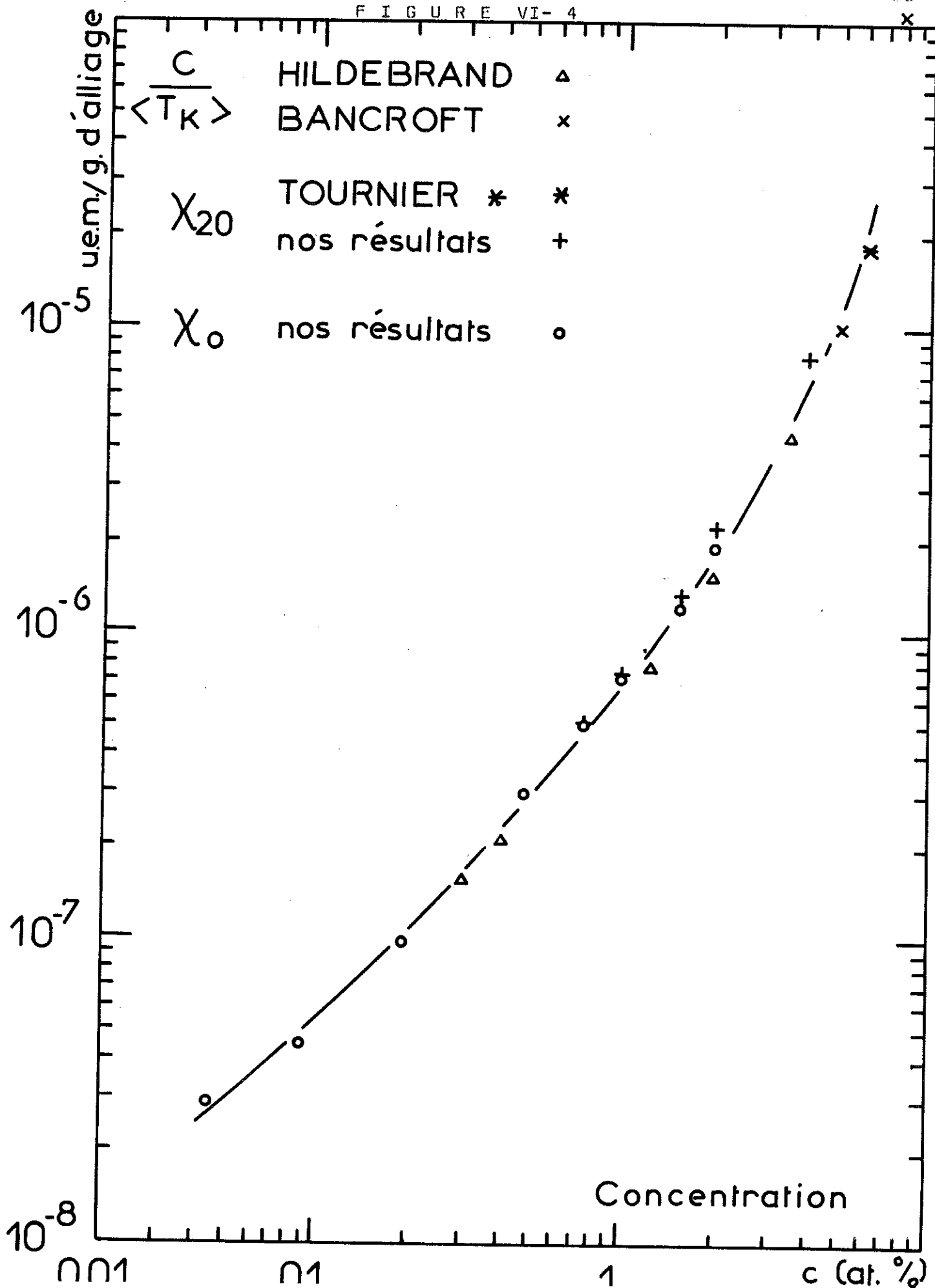


contraire plus près de la valeur obtenue par l'aimantation à saturation si les porteurs de moment sont les groupes.

VI.3 - SUSCEPTIBILITE DES IMPURETES NON MAGNETIQUES

Une loi de Curie Weiss $\chi = C/(T + \theta)$ a été observée expérimentalement à haute température, où θ diminue par les effets d'interactions quand la concentration augmente. Pour les concentrations à θ négatif ($c < 7$ % atomique), on peut imaginer que la loi précédente représente une loi de Curie parfaite d'un alliage où toutes les impuretés auraient le même comportement non magnétique. Si la loi haute température a un sens physique, θ doit être la température de Kondo moyenne des impuretés et C/θ doit alors représenter la susceptibilité des impuretés non magnétiques à basses températures.

Or, à basses températures, nous avons pu obtenir la susceptibilité non magnétique des impuretés en prenant $(\frac{dM}{dH})_{20 \text{ kOe}} = \chi_{20}$ qui était indépendant de la température ; de même que le dépouillement $(\chi_i T, T)$ pour $T \ll T_K$ nous donnait une valeur χ_0 de la susceptibilité non magnétique. La fig. VI.4 montre un très bon accord entre C/θ , χ_0 et χ_{20} .



VII -- C O N C L U S I O N

In conclusion, all the magnetic properties of Au-Co alloys may be described by a simple model of nearly magnetic impurities. Isolated atoms have a Kondo temperature of several hundreds K and produce at low temperatures some physical properties proportional to the concentration. Pairs of first-neighbour Co atoms have a Kondo temperature 9 times lower and the physical properties vary as c^2 . When a third atom is in the proximity of a pair in a vaguely known position, magnetism appears ; magnetic ordering and hyperfine fields on Co nuclei, are produced at very low temperatures. The number of magnetic impurities varies as the third power of the concentration.

The interaction produce a transition from non-magnetism to magnetism for the Co atom. These results may be compared with the Knight-shift results on Au-V alloys⁵¹. In this case, the conclusions are exactly opposite ; a V atom in the position of a first neighbour decreases the exchange enhancement factor. Other changes of magnetic properties have been observed on Ni and Co impurities. A magnetic moment appears on a Ni atom when it has a critical number, 8, 9 or more first neighbour Ni atoms⁴⁶. In the Cu-Ni non magnetic region, the electronic specific heat and the susceptibility

vary more rapidly than strict proportionality to the concentration³⁷. Here, it is due to the increase of the exchange enhancement factor with the concentration⁴⁷. The Cu-Co and Au-Co alloys have similar properties²⁸. It is also possible to distinguish the different contributions of pairs and groups of 3 atoms in Cu-Co alloys. It has been recently shown⁵⁸ that nearly magnetic Fe impurities become magnetic in Cu, when a Fe atom has a neighbour inside a critical radius r equal to $6 \text{ \AA}$. Nearly magnetic pairs of Fe atoms ($6 \text{ \AA} < r < 11 \text{ \AA}$) increase the low field magnetization and cancel the one-impurity effects of very isolated atoms ($r > 11 \text{ \AA}$).

Fe impurities introduced in non magnetic Pd-Ni²³ and Cu-Ni^{45,70} alloys, create some magnetic moments on Ni atoms inside a critical radius $r \approx 9 \text{ \AA}$ for the first alloy, and on the first neighbour shell for the second alloy.

Then, this phenomenon of the influence of interactions on the appearance of magnetism, that we have described in Au-Co alloys, plays an important role in all physical properties of this type of alloy because many impurities are near the limit of magnetism.

REFERENCES

- I.1 A. BLANDIN, J. FRIEDEL, J. Phys. Rad. 20, 160, (1959)
- I.2. M.A. RUDERMAN, C. KITTEL, Phys. Rev. 96, 99, (1954)
T. KASUYA, Progr. Theoret. Phys. 16, 45, (1956)
K. YOSIDA, Phys. Rev. 106, 893, (1957)
- I.3 J.O LINDE, Proc. Fifth Internat. Conf. on Low Temperatures
Phys. and Chem. - Madison - edited by DILLINGER, p. 402
N. BACKLUND, J.P.C.S. 7, 94, (1958)
- I.4 A.N. GERRITSEN, Physica 25, 489, (1959)
- I.5 C.A. DOMENICALI, E.L. CHRISTENSON, J. Appl. Phys. 32, 2450
(1961)
- I.6 G.J. VAN DEN BERG, J. VANHERK, B. KNOOK, Proc. Tenth Internat.
Conf. on Low Temp. Phys. - Moscow U.S.S.R. (1966)
(Vimiti Publishing House) - Vol. 4, p. 272
- I.7 F. LAPIERRE - Diplôme - Université de Grenoble (1967)
- I.8 P.J. FORD, T.E. WHALL, J.W. LORAM - Proc. Eleventh Internat.
Conf. on Low Temp. Phys. - St ANDREWS, Scotland (1968)
(University of St Andrews Printing Department) - Vol. 2
p. 1246
- I.9 J.W. LORAM, P.J. FORD, T.E. WHALL - J.P.C.S. 31, 763, (1970)
- I.10 F. LAPIERRE - Thèse de 3e cycle - Université de Grenoble
(sur le point d'être soutenue) - (1971)
- I.11 L.T. CRANE - Phys. Rev. 125, 1902, (1962)
- I.12 J. SOULETIE - Grenoble - Résultats non publiés
D. THOULOZE - Thèse - Université de Grenoble (1968)
- I.13 P. COSTA-RIBEIRO, J. SOULETIE, D. THOULOZE - Phys. Rev.
Lett. 24, 900, (1970)

- I.14 E. HILDEBRAND, Ann. Phys. B 30, 593, (1937)
- I.15 L. WEIL, Thèse - Université de Strasbourg (1941)
- I.16 G. VON BREUNIG, Thèse Ingénieur-Docteur - Université de Grenoble - (1960)
- I.17 J. LE GUILLERM, Thèse de 3e cycle - Université de Grenoble (1962)
- J. LE GUILLERM, R. TOURNIER, L. WEIL - Proc. Eighth Intern. Conf. on Low Temp. Phys. - London - Great-Britain. (1962) edited by R.O. DAVIES, Butterworths, London, p. 236.
- I.18 B. DREYFUS, Y. ISHIKAWA, R. TOURNIER, L. WEIL, Proc. Ninth Internat. Conf. On Low Temp. Phys. - Plenum Press p. 1026
- R. TOURNIER, Grenoble, résultats non publiés.
- I.19 O.S. LUTES, J.L. SCHMIT, Phys. Rev. 134 A, 676, (1964)
- I.20 E. BOUCAÏ, Thèse 3e cycle - Université de Grenoble (1969)
- I.21 M.H. BANCROFT, Phys. Rev. 2B, 2597, (1970)
- I.22 G. BORELIUS, W.H. KEESOM, C.H. JOHANSSON, J.O. LINDE, Comm. n° 217 d, Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen. Proc. Royal Acad. Amsterdam 35, 15, (1932)
- I.23 W.H. KEESOM, C.J. MATTHIJS, Physica 2, 623, (1935)
- I.24 R.L. POWELL, M.D. BUNCH, suppl. Bull. Internat. du Froid Comm. 1 - Delft (1958) annexe I.
- R.L. POWELL, M.D. BUNCH, R.J. CORRUCINI, Cryogenics, 139 (1961).
- I.25 D.K.C. MAC DONALD, W.B. PEARSON, I.M. TEMPLETON, Proc. Roy. Soc. A 266, 161, (1962)
- I.26 P. THOMAS, Thèse Ingénieur-Docteur - Université de Grenoble (1962)
- I.27 E.L. CHRISTENSON, J. Appl. Phys. 34, 1485 (1963)
- I.28 R.L. POWELL, M.D. BUNCH, E.F. GIBSON, J. Appl. Phys. 31 504, (1960)

- I.29 A. KJEKSHUS, W.B. PEARSON, Can. J. Phys. 40, 98, (1962)
- I.30 B. DREYFUS, A. LACAZE, P. THOMAS, L. WEIL, JPCS, 24, 249, (1963)
- I.31 D. JHA, M.H. JERICH0, Phys. Rev. B, 3, 147, (1971)
- I.32 H.L. MALM, S.B. WOODS, Can. J. Phys. 44, 2293, (1966)
- I.33 I.R. WILLIAMS, G.H. WILSON, Phys. Lett. 25A, 144, (1967)
- I.34 R.J. HOLLIDAY, W. WEYHMANN, Phys. Rev. Lett. 25, 243, (1970)

- III.1 M. HANSEN ANDERKO, Constitution of binary alloys -
Mc Grow Hill - New York - p. 195, (1958)
- III.2 P. THOMAS, Thèse Docteur-Ingénieur - Grenoble, p. 27 (1962)
- III.3 F. LAPIERRE
- III.4 P. WEISS, J. Phys. 4, 473, (1905)
- III.5 J.P. FAURE, Ensemble de mesures
- III.6 DE KLERK, Handbuch der Physik (1956)
Vol. XV édité par S. Flügge
A.H. COOKE - H. MEYER - W.P. WOLF - Proc. Roy. Soc. A 237,
404 (1956)
G.K. WHITE, Experimental Techniques in Low Temperature
Physics - Oxford University Press - London - (1959)
N. KURTI - F. SIMON - Phil. Mag. 26, 849, (1938)
GEISER - Thèse Docteur Ingénieur - Grenoble (1963)
- III.7 R. TOURNIER - Thèse - Grenoble (1965)
- III.8 J.A. CAREAGA - Thèse 3e cycle - Grenoble (1967)
J.A. CAREAGA, A. LACAZE, R. TOURNIER, L. WEIL, ,
Proc. Tenth Intern. Conf. Low Temp. Phys. - Moscou, (1966)
Vol. 4 - p. 295.

B I B L I O G R A P H Y

- 1 A. BLANDIN, J. FRIEDEL, J. Phys. Rad. 20, 160, (1959)
- 2 E.C. STONER, Rept. Progr. Phys. 11, 43, (1947)
J. Phys. Rad. 12, 372, (1951)
- 3 P.W. ANDERSON, Phys. Rev. 124, 41, (1961)
- 4 J. KONDO, Progr. Theoret. Phys. 32, 37, (1964)
- 5 J.R. SCHRIEFFER, J. Appl. Phys. 38, 1143, (1967)
Extensive review (6 - 9)
- 6 M.D. DAYBELL, W.A. STEYERT, Rev. Mod. Phys. 40, 380, (1968)
- 7 A.J. HEEGER, Solid State Physics - Advances in Research
and Applications (Editors : F. SEITZ, D. TURNBULL,
H. EHRENREICH - Academic Press New York and London)
23, 283, (1969)
- 8 J. KONDO, Solid State Physics - Advances in Research
and Applications (Editors : F. SEITZ, D. TURNBULL,
H. EHRENREICH - Academic Press New York and London)
23, 183, (1969)
- 9 A.A. ABRIKOSOV, "Contemporary Physics" p 97 - Interna-
tional Atomic Energy Agency - Vienna (1969)
- 10 G.J. VAN DEN BERG, Progress in Low Temperature Physics
edited by C.J. Gorter (North-Holland publ. Co.,
Amsterdam) 4, 194, (1964)
- 11 M.D. DAYBELL, W.A. STEYERT, Phys. Rev. Letters 18,
398, (1967) - Phys. Rev. 167, 536, (1968)

- 12 R.B. FRANKEL, N.A. BLUM, B.B. SCHWARTZ, D.J. KIM,
Phys. Rev. Letters 18, 1051, (1967)
- 13 M.A. JENSEN, A.J. HEEGER, L.B. WELSH, G. GLADSTONE,
Phys. Rev. Letters 18, 997, (1967)
D. GOLIBERSUCH, A.J. HEEGER, Phys. Rev. 182, 584, (1969)
- 14 B. DREYFUS, J. SOULETIE, J.L. THOLENCE, R. TOURNIER,
J. Appl. Phys. 39, 846, (1968)
- 15 P. LEDERER, D.L. MILLS, Sol. St. Comm. 5, 131, (1967)
Phys. Rev. 165, 837, (1968)
Phys. Rev. Letters 19, 1036, (1968)
- 16 N. RIVIER, M. ZUCKERMANN, Phys. Rev. Letters 21,
904, (1968)
- 17 M.J. LEVINE, H. SUHL, Phys. Rev. 171, 567, (1968)
- 18 M.J. LEVINE, T.V. RAMAKRISHNAN, R.A. WEINER, Phys.
Rev. Letters 20, 1370, (1968)
- 19 A.I. SCHINDLER, M.J. RICE, Phys. Rev. 164, 759, (1967)
- 20 G. CHOUTEAU, R. FOURNEAUX, K. GOBRECHT, R. TOURNIER,
Phys. Rev. Letters 20, 193, (1968)
- 21 A.J. SCHINDLER, C.A. MACKLIET, Phys. Rev. Letters 20,
15, (1968)
- 22 G. CHOUTEAU, R. FOURNEAUX, R. TOURNIER, P. LEDERER,
Phys. Rev. Letters 21, 1082, (1968)
- 23 G. CHOUTEAU, B. MANHES, R. TOURNIER, in Proceedings
of the Eleventh International Conference on Low Temperature Physics, S^t Andrews, Scotland, 1968 -

- (Editors : J.F. ALLEN, D.M. FINLAYSON, D.M. Mc CALL - University of S^t Andrews Printing Department, 1969), vol. 2, p. 1316
- 24 A.D. CAPLIN, C. RIZZUTO, Phys. Rev. Letters 21, 746, (1968) - In Proceedings of the Eleventh International Conference on Low Temperature Physics, S^t Andrews, Scotland, 1968 - (Editors : J.F. ALLEN, D.M. FINLAYSON, D.M. Mc CALL - University of S^t Andrews Printing Department, 1969), vol. 2, p. 1225
 - 25 W.M. STAR, G.J. NIEUWENHUYS, Phys. Letters 30 A, 22, (1969)
 - 26 H. LAUNOIS, Thèse Université de Paris, Orsay (1969)
H. LAUNOIS, H. ALLOUL, Sol. St. Comm. 7, 525, (1969)
 - 27 B. CAROLI, P. LEDERER, D. SAINT-JAMES, Phys. Rev. Letters 23, 700, (1969)
 - 28 R. TOURNIER, A. BLANDIN, Phys. Rev. Letters 24, 397, (1970)
 - 29 I.R. WILLIAMS, I.A. CAMPBELL, C.J. SANCTUARY, G.V.H. WILSON, Sol. St. Comm. 8, 125, (1970)
 - 30 M.D. DAYBELL, W.A. STEYERT, J. App. Phys. 40, 1056, (1969)
 - 31 For a review of the disappearance of magnetic moment, see J.E. VAN DAM, G.J. VAN DEN BERG, Phys. Stat. Sol. (a) 3, 11, (1970)
 - 32 E.C. HIRSCHKOFF, O.G. SYMKO, J.C. WHEATLEY, Phys. Lett. 33 A, 19, (1970)
 - 33 J.L. THOLENCE, R. TOURNIER, Phys. Rev. Lett. 25, 867, (1970)

- 34 J.C.F. BROCK, J.C. HO, G.P. SCHWARZ, W.E. PHILLIPS
in Proceedings of the Eleventh International Conference
on Low Temperature Physics, S^t Andrews, Scotland, 1968 -
(Editors : J.F. ALLEN, D.M. FINLAYSON, D.M. Mc CALL -
University of S^t Andrews Printing Department, 1969),
vol. 2, p. 1229.
- 35 B.B. TRIPLET, N.E. PHILLIPS in Proceedings of the
twelvth International Conference on Low Temperature
Physics Kyoto, Japan, 1970 (to be published)
- 36 E.W. PUGH, B.R. COLES, A. ARROT, J.E. GOLDMAN, Phys.
Rev. 105, 814, (1957)
- 37 E.W. PUGH, F.M. RYAN, Phys. Rev. 111, 1038, (1958)
- 38 B. CAROLI, J. Phys. Chem. Solids 28, 1427, (1967)
- 39 M. INONE, T. MORIYA, Progr. Theoret. Phys. 38, 41, (1967)
- 40 D.J. KIM, Phys. Rev. B 1, 3725, (1970)
- 41 R. TOURNIER, Thèse Université de Grenoble, (1965)
- 42 V. JACCARINO, L.R. WALKER, Phys. Rev. Letters 15, 258,
(1965)
- 43 K.C. BROG, W.H. JONES, Phys. Rev. Letters 24, 58, (1970)
- 44 C.G. ROBBINS, H. CLAUS, P.A. BECK, Phys. Rev. Letters 22,
1307, (1969)
- 45 B. TISSIER - Thèse 3^e Cycle, Université de Grenoble
(1967) - J.L. THOLENCE, B. TISSIER, R. TOURNIER,
R. VERGNE, Sol. St. Commun. 8, 201, (1970)
- 46 J.P. PERRIER, B. TISSIER, R. TOURNIER, Phys. Rev.
Letters 24, 319, (1970)

- 47 B. CORNUT, J.P. PERRIER, B. TISSIER, R. TOURNIER,
International Conference on Magnetism, Grenoble, France,
14-19 September 1970, (to be published)
- 48 T.J. HICKS, B. RAINFORD, J.S. KOUVEL, G.G. LOW,
J.B. COMLY, Phys. Rev. Letters 22, 531, (1969)
- 49 H. CLAUS, A.K. SINHA, P.A. BECK, Phys. Letters 26, A 38,
(1967)
- 50 L. CREVELING, H.L. LUO, Phys. Rev. 176, 614, (1968)
- 51 A. NARATH, A.C. GOSSARD, Phys. Rev. 183, 391, (1969)
- 52 P. COSTA-RIBEIRO, J. SOULETIE, D. THOULOUZE, Phys. Rev.
Letters 24, 900, (1970)
- 53 J.A. CAREAGA, A. LACAZE, R. TOURNIER, L. WEIL, in Proceedings
of the tenth International Conference on Low Temperature Phy-
sics, Moscow, U.S.S.R., 31 August - 6 September 1966 (Vimiti
Publishing House, Moscow, U.S.S.R., 1967), vol. 4, p. 295
- 54 J. LE GUILLERM, R. TOURNIER, L. WEIL, in Proceedings
of the eighth International Conference on Low Tempera-
ture Physics, London, Great-Britain, 16-22 September
1962, (edited by R.O. DAVIES, Butterworths, London 1963)
p. 236
- 55 J.A. CAREAGA, B. DREYFUS, R. TOURNIER, L. WEIL, in
Proceedings of the tenth International Conference on Low
Temperature Physics, Moscow, U.S.S.R., 31 August -
6 September 1966, (Vimiti publishing House, Moscow,
U.S.S.R., 1967), vol. 2, p. 1225

- 56 P.M. CHAIKIN, M.A. JENSEN, Sol. St. Comm. 8, 977, (1970)
- 57 C.M. HURD, J. Phys. Chem. Solids 28, 1345, (1967)
- 58 J.L. THOLENCE, R. TOURNIER, International Conference
on Magnetism, Grenoble, France, 14 - 19 September 1970,
(to be published) J. Chem. Phys. 52, 1777, (1970)
- 59 L.T. CRANE, Phys. Rev. 125, 1902, (1962)
- 60 J.E. ZIMMERMAN, F.E. HOARE, J. Phys. Chem. Solids 17,
52, (1960) - L.T. CRANE, J.E. ZIMMERMAN, J. Phys. Chem.
Solids 21, 310, (1961)
- 61 P.G. DE GENNES, P. LAFORE, J.P. MILLOT, J. Phys. Chem.
Solids 11, 105, (1959)
- 62 J.P. PERRIER, Private Communication, C.N.R.S., Grenoble
- 63 W. PROCTOR, R.G. SCURLOCK, E.M. WRAY, Phys. Letters 20,
621, (1966)
- 64 N.F. MOTT, H. JONES, The theories of the properties of
Metals and alloys - Dover Publications, Inc. New York 1936
- 65 P. LEDERER, Thèse Université de Paris, (1967), (Unpublished)
- 66 D. THOULOZE, Private Communication, C.N.R.S., Grenoble
- 67 J. SOULETIE, R. TOURNIER, J. Low Temp. Phys. 1, 95, (1969)
- 68 O. BETHOUX, J.A. CAREAGA, B. DREYFUS, K. GOBRECHT,
J. SOULETIE, R. TOURNIER, J.J. VEYSSIE, L. WEIL, in
Proceedings of the tenth International Conference on
Low Temperature Physics, Moscow, U.S.S.R., 31 August -
6 September 1966, (VINITI Publishing House, Moscow,
U.S.S.R., 1967), vol. 4, p. 292
- J. SOULETIE, Thèse Université de Grenoble, (1968)
- 69 S. DONIACH, J. Phys. Chem. Solids 29, 2169, (1968)
- 70 L.H. BENNETT, L.J. SWARTZENDRUBER, R.E. WATSON,
Phys. Rev. Lett. 23, 1171, (1969)

A P P E N D I C E A =====

ETUDE DES GROUPES D'UN, DE DEUX, DE TROIS ATOMES ISOLÉS DANS UN ALLIAGE CUBIQUE FACES CENTRÉES

I - POSITION DU PROBLÈME

Comme tous les problèmes de probabilité sur les alliages binaires, il faut distinguer deux niveaux : le problème géométrique, qui est l'étude des configurations, et le problème statistique qui affecte une probabilité à chaque configuration.

Définitions géométriques

. Amas de sites : On dira qu'un ensemble de sites forme un amas s'il est "connexe", c'est-à-dire s'il jouit de la propriété suivante : deux sites quelconques de l'ensemble peuvent être reliés par une chaîne ininterrompue de proches voisins appartenant à l'ensemble. On appellera rang de l'amas le nombre n de sites de l'amas.

. Adhérence d'un amas : L'adhérence d'un amas est l'ensemble des sites n'appartenant pas à l'amas et premiers voisins d'au moins un atome de l'amas. Le nombre m d'atomes de l'adhérence d'un amas caractérise le degré de compacité de l'amas. Plus m est grand, moins l'amas est "compact".

Le problème statistique

On se propose d'étudier, dans un alliage binaire A-B, les amas ne contenant que des atomes A dont l'adhérence ne contient que des atomes B. Pour toute propriété physique des atomes A se "transmettant" par premiers voisins, un tel amas sera dit groupe isolé.

Plus précisément, on se propose de calculer la probabilité de trouver sur un site un atome A appartenant à un groupe de n atomes A isolés.

On appelle x la concentration en atomes A, $y = 1 - x$ la concentration en atomes B, An_m le nombre de groupes isolés de rang n et d'adhérence m . Il faut supposer l'alliage parfaitement désordonné, et que le nombre n est très petit devant le nombre total d'atomes A et devant le nombre total d'atomes B contenus dans l'alliage, pour considérer les probabilités d'occupation de chaque site comme indépendantes.

II - CALCUL DE An_m DANS UN RESEAU CUBIQUE FACES CENTREES

La figure A-1 donne dans l'espace tous les sites au moins quatrièmes voisins de l'atome central. Si l'on prend comme unité la demi-maille du réseau, chaque site peut être défini par 3 nombres i, j, k entiers. Tous les premiers voisins de l'atome central jusqu'au quatrième, se retrouvent dans les plans $k = 0, k = \pm 1, k = \pm 2$, comme le montre la fig. A.2.

Pour le calcul de An_m , il faut inventorier les différentes formes géométriques possibles d'un amas de rang n , et pour chaque forme géométrique, il faut connaître :

- son adhérence
- les différents types de configuration suivant le choix du site origine
- la multiplicité de chaque type de configuration

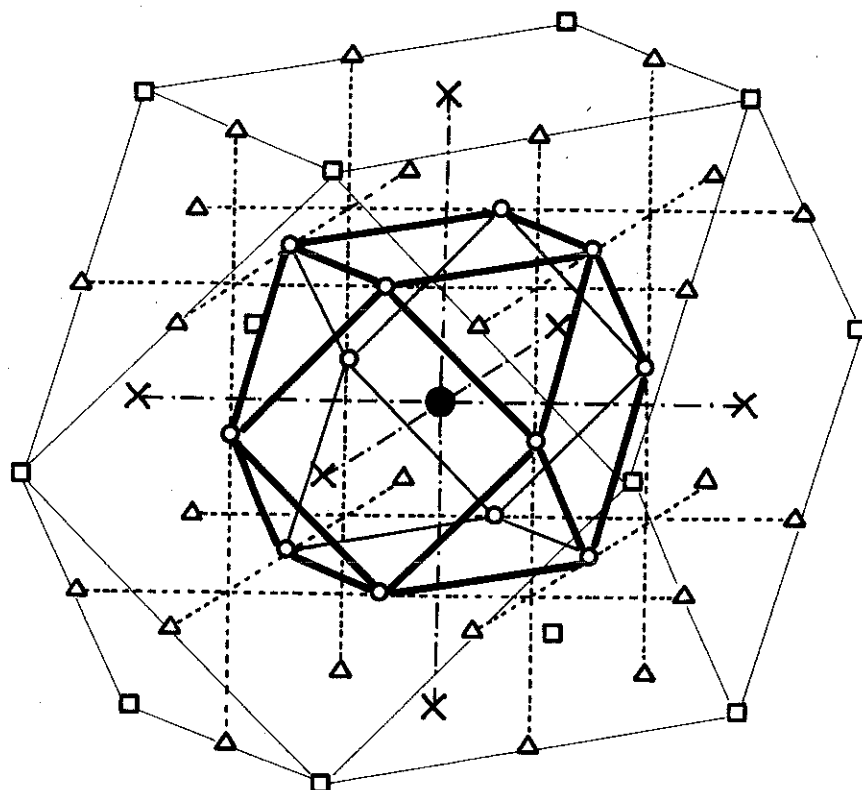


Fig. A-1

Couches de voisins successifs d'un site CFC :

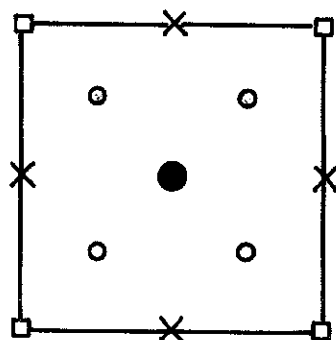
- . Les 1ers voisins (couche A) sont 12. ○
- . Les 2e voisins (couche B) sont 6. ×
- . Les 3e voisins (couche C) sont 24. △
- . Les 4e voisins (couche D) sont 12. □

Chaque atome de la couche A a 4 sites 1ers voisins dans la couche A.

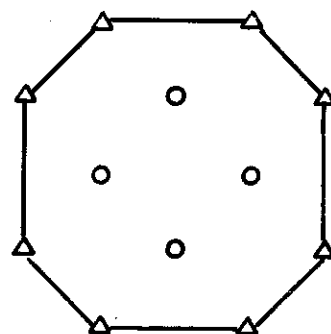
Chaque atome de la couche B a 4 sites 1ers voisins dans la couche A

Chaque atome de la couche C a 2 sites 1ers voisins dans la couche A

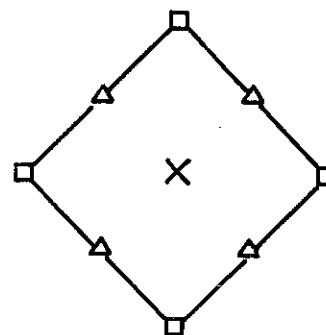
Chaque atome de la couche D a 1 site 1er voisin dans la couche A



$k = 0$



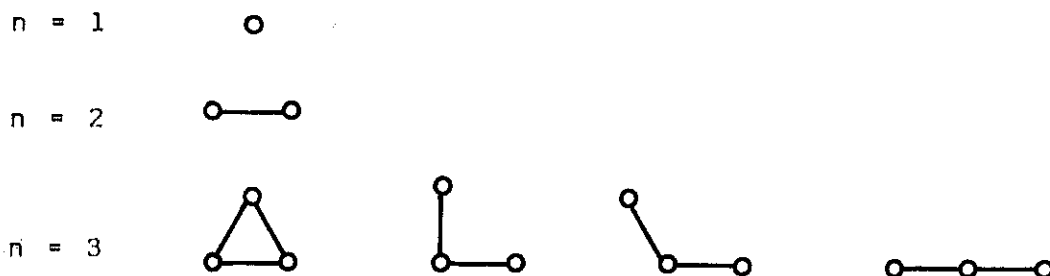
$k = 1$



$k = 2$

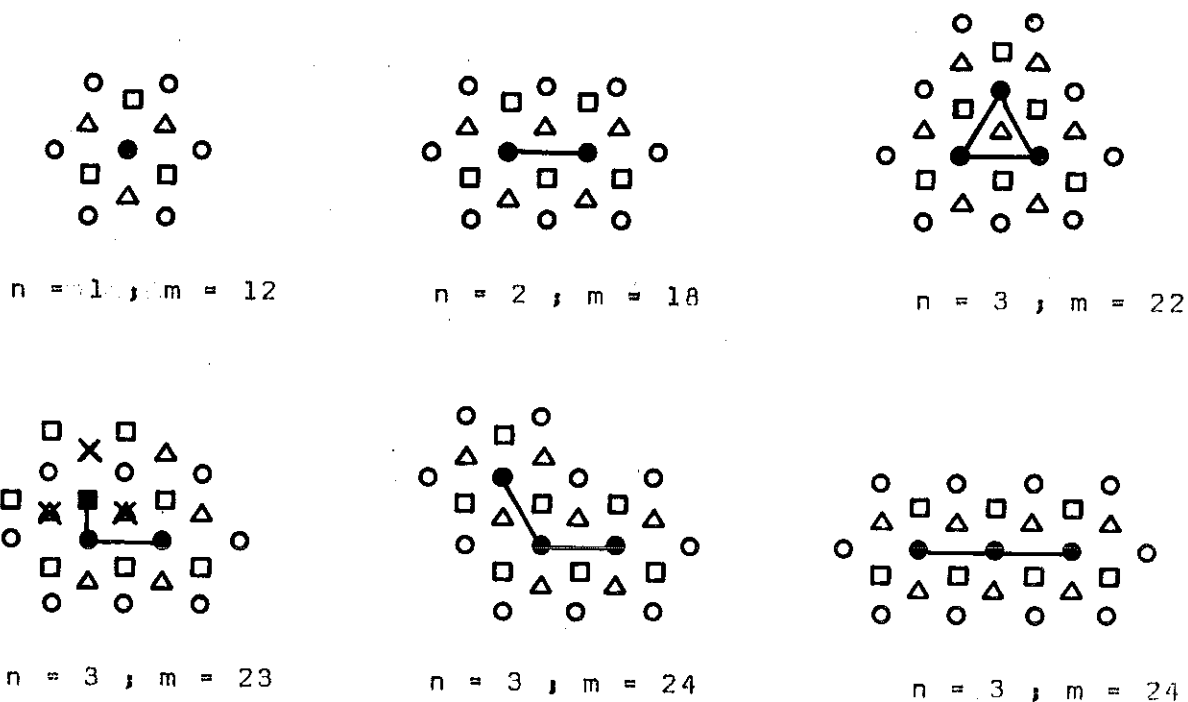
Fig. A-2

II.1 - Les diverses formes géométriques



II.2 - Adhérence des formes géométriques

On utilise le schéma commode des plans hexagonaux du réseau c.f.c. Tous les atomes d'un même plan sont représentés par le même signe ; les plans se succèdent dans l'ordre Δ , $\circ$, $\square$, $\times$, chaque atome possède 6 premiers voisins dans son plan et est premier voisin de 3 atomes dans chacun des deux plans qui l'entourent ; il est alors facile de compter le nombre de sites de l'adhérence.

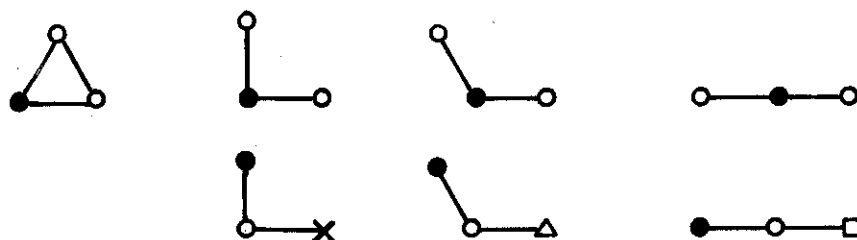


II.3 - Types de configuration

Soit le site origine.

Un atome sera représenté par $\circ$ s'il est premier voisin de $\bullet$
 $\times$ s'il est deuxième voisin de $\bullet$
 $\triangle$ s'il est troisième voisin de $\bullet$
 $\square$ s'il est quatrième voisin de $\bullet$

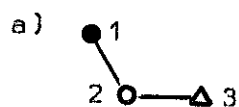
n = 1 1 type de configuration
 n = 2 1 type de configuration
 n = 3 7 types de configuration



II.4 - Multiplicité

La multiplicité d'un type de configuration consistera à dénombrer tous les amas de ce type que l'on peut former à partir d'un site origine ayant une position particulière dans l'amas.

Deux exemples serviront à expliquer la méthode utilisée :



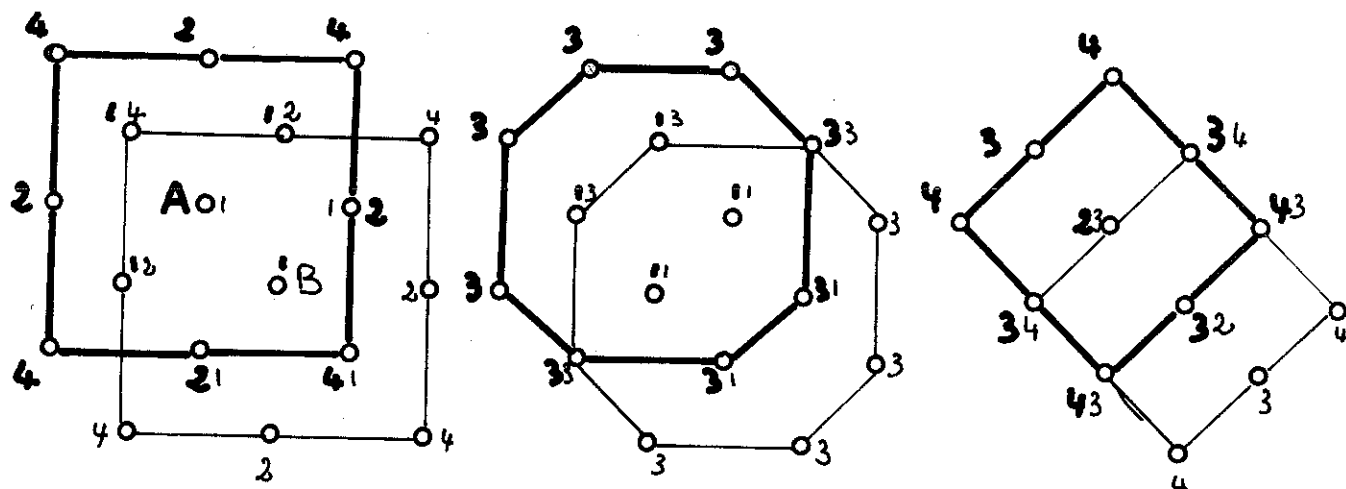
Si l'on connaît le nombre n_1 de premiers voisins de l'atome 1, et le nombre n_{13} de premiers voisins de l'atome 2 qui sont en même temps troisièmes voisins de l'atome 1, les atomes 2 et 3 ne jouant pas le même rôle par rapport à l'atome 1, le produit $n_1 \times n_{13}$ donnera la multiplicité de ce type de configuration.

b)



Ce type de configuration est tel que l'atome 1 origine occupe une position de symétrie dans l'amas, 2 et 3 étant entre eux deuxièmes voisins, si n_1 est le nombre de premiers voisins de 1, et n_{21} le nombre de deuxièmes voisins de 2 qui sont en même temps premiers voisins de 1, le produit $\frac{n_1 \cdot n_{21}}{2}$ sera la multiplicité de ce type de configuration à cause de l'équivalence par rapport à 1 des sites des atomes 2 et 3.

c) A ce stade, nous voyons qu'il est intéressant de connaître, A et B étant premiers voisins, combien le i ième voisin de B a de premiers voisins qui sont j èmes voisins de A. Pour cela nous utilisons la représentation de la fig. A.2 ; les caractères gras sont relatifs aux voisins de l'atome A, les chiffres indiquent à quel voisin de l'atome on a affaire.



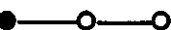
Les nombres n_{ij} sont réunis dans la matrice suivante :

		n ^e voisins de A				
n ^e voisins de B	A \ B	0	1	2	3	4
	0	0	1	0	0	0
	1	1	4	2	4	1
	2	0	2	0	2	0
	3	0	4	2	4	4
	4	0	1	0	4	0

A et B sont premiers voisins

Ex. Le chiffre 4 qui est entouré indique que le premier voisin de l'atome B a 4 premiers voisins qui sont troisièmes voisins de l'atome A.

II.5 - Nous pouvons alors réunir les résultats dans le tableau suivant :

rang	type de configuration	multiplicité	adhérence	Anm	Pn(x)
1		1	12	$A_{1,12} = 1$	$P_1(x) = xy^{12}$
2		12	18	$A_{2,18} = 12$	$P_2(x) = 12x^2y^{18}$
3		24	22	$A_{3,22} = 24$	$P_3(x) = 24x^3y^{22} + 36x^3y^{23} + 90x^3y^{24}$
		12	23	$A_{3,23} = 36$	
		24	23		
		24	24		
		48	24	$A_{3,24} = 90$	
		6	24		
		12	24		

Cet appendice a été réalisé à partir des travaux de
P. G. de GENNES, P. LAFORE, J. P. MILLOT, J.P.C.S. 11: 105, (1959)
et de J. P. PERRIER Résultats non publiés (Grenoble 1970)

=====

(Fiche technique établie par Mlle AMIOT et J. PALLEAU)

DOSAGE DU COBALT ET DU FER DANS L'OR

PRINCIPE

Co et Fe sont dosés par absorption atomique après séparation de Au sur résines Dowex 1 x 10. La séparation ne présente aucune difficulté, le coefficient de partage de Au étant toujours supérieur à 10^4 pour des concentrations en HCl inférieures à 6 M.

MODE OPERATOIRE

- Préparation des résines

Les résines sont préalablement mises en milieu HCl 12 M puis rincées avec de l'eau jusqu'à neutralité.

- Préparation des colonnes

Les colonnes de diamètre : 12 mm, hauteur : 150 mm sont remplies de résines en milieu neutre. On fait passer 100 ml HCl 0,5 M puis 100 ml HCl 4 M.

- Préparation des échantillons

Les échantillons sont préalablement laminés pour faciliter l'attaque. Ils sont ensuite dégraissés et attaqués en surface par HNO_3 pour éviter tous risques de contamination.

Mise en solution : les échantillons sont attaqués par $\text{HNO}_3 + \text{HCl}$. La solution d'attaque est reprise plusieurs fois par HCl (sans aller à sec) pour éliminer les ions NO_3^- . Mise à volume par HCl 4M.

- Séparation de Au pour doser Co

La solution contenant moins de 300 µg de Co est fixée sur la résine. On recueille l'éluant, Co n'étant pas fixé en milieu HCl 4M. On rince l'ampoule et la colonne par 25 ml HCl 4 M.

- Séparation de Au pour doser Fe

La solution contenant de 5 à 50 µg de Fe est fixée sur la résine. On rince l'ampoule et la colonne par HCl 4 M. Fe est élué pour 50 ml HCl 0,5 M.

- Mesures spectrométriques

Dosage de Co : les meilleures conditions de mesure sont :

fente : 0,075 I = 15 mA
air : 9 l/m C₂H₂ = 2,5 l/m
échelle : 2,5 mV expansion : 1

Dosage de Fe : les meilleures conditions sont :

fente : 0,1 I = 20 mA
air : 9 l/m C₂H₂ = 2,5 l/m
échelle : 1 mV expansion : 1

On travaille avec une lampe Perkin-Elmer. La sensibilité est plus grande, le bruit de fond plus faible et les courbes sont plus linéaires entre 1 et 10 µg/ml. Dans ces conditions le dosage de Fe s'effectue avec une précision relativement bonne pour des concentrations comprises entre 0,1 et 0,5 µg/ml.

Contamination : la mise en solution des échantillons est faite par des acides "suprapur" Merck. La pollution introduite par les acides est négligeable.

PRECISION DES RESULTATS

Après estimation de l'écart type donné par

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\bar{x} - x)^2}{n - 1}}$$

On définit un intervalle de confiance avec la probabilité 99 %.

$$\bar{x} - \frac{\tau\sigma}{n} < x < \bar{x} + \frac{\tau\sigma}{n}$$

τ est défini d'après le nombre de mesures effectuées.

RESULTATS DU DOSAGE DU COBALT ET DU FER DANS L'OR

Concentration nominale (at. % Co)	M.A. 483 0.05	M.A. 482 0.1	M.A. 313 0.2	M.A. 314 0.5	M.A. 360 0.75
Co p.p.m. (masse) at. %	133 $\pm$ 4 0.044 $\pm$ 0.0015	263 $\pm$ 8 0.088 $\pm$ 0.0025	575 $\pm$ 30 0.19 $\pm$ 0.01	1 410 $\pm$ 50 0.47 $\pm$ 0.015	2 220 $\pm$ 60 0.74 $\pm$ 0.02
Fe p.p.m. (masse) p.p.m. (atomique)	7 $\pm$ 1 24.5 $\pm$ 3.5	4.5 $\pm$ 1.5 15.5 $\pm$ 5.5	7 $\pm$ 1 24.5 $\pm$ 3.5	4.5 $\pm$ 1.5 15.5 $\pm$ 5.5	12.6 $\pm$ 0.6 44 $\pm$ 2
Concentration nominale (at. % Co)	M.A. 315 1	M.A. 362 1.5	M.A. 316 2	M.A. 363 3	M.A. 317 4
Co p.p.m. (masse) at %	2 850 $\pm$ 40 0.94 $\pm$ 0.02	4 450 $\pm$ 100 1.50 $\pm$ 0.003	5 840 $\pm$ 700 1.92 $\pm$ 0.20	9 640 $\pm$ 70 3.15 $\pm$ 0.02	11 870 $\pm$ 200 3.86 $\pm$ 0.06
Fe p.p.m. (masse) p.p.m. (atomique)	15.5 $\pm$ 0.5 54 $\pm$ 2	6.8 $\pm$ 0.3 23 $\pm$ 1	11.0 $\pm$ 0.8 38 $\pm$ 3	13.9 $\pm$ 0.3 48 $\pm$ 1	15.9 $\pm$ 0.5 55 $\pm$ 1

T A B L E A U X D E M E S U R E S

* Appareil de TOURNIER

** Appareil de CAREAGA

*** Appareil de THOLENCE

	T (K)	$\chi_i + \chi_{Au}$ (10^{-5} uem/g)	σ_r (uem/g)
*	0.055	2.77 $\pm$ 0.02	0.0525
	0.067	2.80 $\pm$ 0.10	0.0514
	0.093	2.90 $\pm$ 0.05	0.0508
	0.19	2.9 $\pm$ 0.1	0.0432
	0.255	3.05 $\pm$ 0.02	0.0391
	0.33	3.25 $\pm$ 0.02	0.0341
	0.54	3.6 $\pm$ 0.2	0.0228
	0.9	3.8 $\pm$ 0.1	0.0108
	1.40	4.5 $\pm$ 0.2	0.0045
	2.17	4.2 $\pm$ 0.3	0.0006
	3.01	3.6 $\pm$ 0.1	
	4.21	2.80 $\pm$ 0.05	
(He) * *	5	2.58 $\pm$ 0.07	
	6.5	2.08 $\pm$ 0.07	
	7.7	1.88 $\pm$ 0.04	
	8.9	1.65 $\pm$ 0.03	
	11.4	1.42 $\pm$ 0.02	
	15.15	1.10 $\pm$ 0.03	
	22.35	0.85 $\pm$ 0.04	
(H ₂) * *	20.4	0.78 $\pm$ 0.02	
	40.3	0.475 $\pm$ 0.010	
	79	0.284 $\pm$ 0.008	
	119	0.212 $\pm$ 0.008	
	151	0.182 $\pm$ 0.008	
	215	0.140 $\pm$ 0.005	

*

4,198 K		3,014 K		2,173 K		1,397 K	
H Oe	$\sigma \frac{\Delta u}{\Delta T} \frac{Co}{10^{-2} uem/g}$	H Oe	$\sigma \frac{\Delta u}{\Delta T} \frac{Co}{10^{-2} uem/g}$	H Oe	$\sigma \frac{\Delta u}{\Delta T} \frac{Co}{10^{-2} uem/g}$	H Oe	$\sigma \frac{\Delta u}{\Delta T} \frac{Co}{10^{-2} uem/g}$
24 120.0	33.72	24 321.0	35.12	24 160.2	35.46	24 220.5	36.07
20 100.0	30.41	24 220.5	34.98	20 039.7	32.23	19 999.5	32.54
16 080.0	26.55	20 100.0	31.73	16 080.0	28.56	16 080	29.06
12 060.0	22.11	16 080.0	27.88	12 060.0	24.07	12 060	24.52
7 999.8	16.67	12 060.0	23.45	8 019.9	18.62	8 040	19.08
6 030.0	13.51	8 040.0	18.12	6 030.0	15.54	6 030	15.93
5 025.0	11.66	5 989.8	14.83	4 020.0	11.71	4 020	11.97
4 020.0	9.93	5 025.0	13.12	2 864.3	9.19	2 944.7	9.66
2 974.8	7.87	3 819.0	10.77	1 762.8	6.30	1 742.7	6.45
1 949.7	5.47	3 165.8	9.40	1 366.8	5.12	1 264.3	4.99
1 417.1	4.10	1 949.7	6.41	964.8	3.82	854.3	3.68
964.8	2.84	1 286.4	4.53	486.4	2.095	482.4	2.38
542.7	1.61	844.2	3.12	211.0	1.022	208.0	1.39
233.2	0.728	536.7	2.055	139.1	0.254	118.5	1.03
44.2	0.134	233.2	0.938	0	0.065	38.1	0.63
0	0.003	131.6	0.546			0	0.45
		0	0.003				

Au Co 4 % atomique

*

0.055 K		0.067 K		0.093 K		0.19 K	
H Oe	$\sigma \frac{Au Co}{10^{-2} \text{ uem/g}}$	H Oe	$\sigma \frac{Au Co}{10^{-2} \text{ uem/g}}$	H Oe	$\sigma \frac{Au Co}{10^{-2} \text{ uem/g}}$	H Oe	$\sigma \frac{Au Co}{10^{-2} \text{ uem/g}}$
24 019.5	36.254	23 999.4	36.254	23 919.0	36.475	29 919.0	36.250
19 899.0	33.085	18 080.0	31.380	17 889.0	33.420	17 989.5	31.130
16 080.0	29.673	11 617.8	24.687	11 919.3	25.100	11 999.7	25.140
12 060.0	25.420	8 040.0	20.300	7 979.7	20.080	8 040.0	20.100
8 040.0	20.167	5 909.4	17.067	6 030.0	17.230	5 989.8	16.960
5 929.5	17.135	4 522.5	14.715	4 401.9	14.350	3 979.8	13.490
4 984.8	15.520	3 819.0	13.580	3 618.0	13.070	3 195.9	12.040
4 020.0	14.030	3 216.0	12.490	3 135.6	12.280	2 221.0	9.820
3 417.0	12.700	2 633.1	11.400	2 602.9	11.253	1 798.9	9.058
2 814.0	11.770	2 251.2	10.620	2 110.5	10.300	1 477.3	8.285
2 283.3	10.720	1 879.3	9.734	1 547.7	8.944	1 075.3	7.268
1 889.4	9.820	1 467.3	8.819	1 195.9	8.060	824.1	6.624
1 467.3	8.809	1 095.4	7.893	884.3	7.260	623.1	6.050
1 135.6	8.065	854.2	7.328	582.9	6.650	452.2	5.601
824.1	7.317	653.2	6.840	345.9	6.167	351.7	5.333
623.1	6.782	542.7	6.571	201.0	5.688	221.1	5.005
422.1	6.336	412.0	6.285	142.7	5.510	139.6	4.777
223.1	5.858	241.2	5.836	80.4	5.343	98.4	4.626
126.6	5.614	130.6	5.500	26.1	5.214	55.2	4.480
41.2	5.373	74.3	5.353	0	5.080	0	4.320
0	5.250	24.1	5.219				
		0	5.140				

Au Co 4 % atomique

*

0.255 K		0.33 K		0.54 K		0.9 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g
24 120,0	36,42	24 120,0	36,39	24 220,5	36,48	24 120,0	36,366
18 090,0	31,41	16 080,0	29,51	15 959,4	29,11	16 080,0	29,230
12 060,0	25,39	10 050,0	22,62	8 040,0	19,55	7 839,0	19,260
8 040,0	19,99	7 035,0	18,39	5 025,0	14,49	5 025,0	13,080
5 025,0	15,16	3 798,9	12,09	3 919,5	12,35	4 020,0	12,260
3 376,8	12,06	2 854,2	10,84	2 793,9	10,16	2 884,3	9,826
2 814,0	11,10	2 200,9	9,373	2 070,3	8,415	2 190,9	8,058
2 321,5	9,94	1 708,5	8,137	1 467,3	6,774	1 587,9	6,353
2 010,0	9,246	1 326,6	7,220	1 065,3	5,677	1 145,7	5,031
1 628,1	8,33	844,2	5,953	723,6	4,931	864,3	4,135
1 386,9	7,63	562,8	5,140	402,0	3,724	522,6	2,980
1 065,3	6,87	291,4	4,367	174,8	2,990	269,3	2,127
753,7	6,07	203,0	4,074	99,5	2,660	188,9	1,770
532,6	5,441	116,5	3,796	33,1	2,439	108,5	1,470
381,9	5,036	38,2	3,554	0	2,280	36,2	1,213
285,4	4,747	0	3,41			0	1,080
170,8	4,423						
92,4	4,183						
36,2	4,01						
0	3,91						

Au Co 4 % atomique

* *	σ alliage (10^{-2} uem/g)						
T(K) H(Oe)	5,0	6,5	7,7	8,9	11,4	15,15	22,35
3 686	8,827	7,481	6,741	6,136	5,210	4,013	3,060
2 765	7,035	5,689	5,232	4,613	3,989	3,057	2,412
1 843	4,851	3,936	3,505	3,075	2,623	2,086	1,570
922	2,453	1,996	1,753	1,592	1,294	1,064	0,778
0	0	0	0	0	0	0	0

Au Co 4 % atomique

* *

20,4 K		40,3 K		79 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g
35 385	24,71	34 786	16,03	34 555	9,86
32 252	23,26	32 252	14,95	32 252	9,26
27 644	20,04	27 644	12,81	27 644	8,01
23 267	16,82	23 037	10,94	23 037	6,62
18 430	13,80	18 430	8,83	18 430	5,32
13 822	10,52	13 822	6,59	13 822	3,95
9 215	6,89	9 215	4,34	9 215	2,62
4 607	3,70	4 607	2,26	4 607	1,32
2 304	1,94	2 304	1,11	2 304	0,65
0	0	0	0	0	0

AuCo 4 % atomique

* *

119 K		151 K		215 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g
34 648	7,51	34 786	6,10	34 556	4,77
32 252	6,90	32 160	5,84	32 027	4,42
27 644	6,05	27 644	5,08	27 644	3,86
23 037	4,99	23 037	4,17	23 267	3,19
18 430	3,93	18 430	3,35	18 522	2,53
13 822	2,95	13 822	2,51	14 053	1,94
9 215	1,97	9 215	1,64	9 215	1,22
4 607	1,05	4 607	0,84	4 607	0,64
2 304	0,51	2 304	0,42	2 304	0,32
0	0	0	0	0	0

AuCo 4 % atomique

Au-Co 3 % atomique

T (K)	$x_i \pm x_{Au}$ (10^{-5} uem/g)	σ_r (10^{-3} uem/g)
* 0.055	2.15 $\pm$ 0.05	17.25
0.073	2.12 $\pm$ 0.1	16.68
0.09	2.07 $\pm$ 0.07	16.4
0.115	2.13 $\pm$ 0.03	15.27
0.145	2.20 $\pm$ 0.08	13.44
0.191	2.25 $\pm$ 0.10	11.69
0.334	2.29 $\pm$ 0.03	7.62
0.50	2.35 $\pm$ 0.05	4.21
0.61	2.46 $\pm$ 0.07	3.06
0.74	2.60 $\pm$ 0.05	1.86
0.95	2.78 $\pm$ 0.10	0.56
1.12		0.64
1.72		0.12
* * 1.36	2.50 $\pm$ 0.15	
2.17	2.11 $\pm$ 0.03	
3.01	1.68 $\pm$ 0.04	
4.2	1.35 $\pm$ 0.02	
5.55	1.1 $\pm$ 0.005	
7.85	0.835 $\pm$ 0.005	
9	0.785 $\pm$ 0.010	
11.4	0.659 $\pm$ 0.002	
15.4	0.539 $\pm$ 0.002	
18.65	0.47 $\pm$ 0.005	
22.5	0.42 $\pm$ 0.005	
32.6	0.318 $\pm$ 0.003	
48.25	0.254 $\pm$ 0.002	
64.1	0.209 $\pm$ 0.003	
83	0.175 $\pm$ 0.002	
95.7	0.160 $\pm$ 0.003	
116.8	0.139 $\pm$ 0.002	
139.2	0.124 $\pm$ 0.005	

*

4.192 K		2.951 K		2.434 K	
H	σ_{AuCo}	H	σ_{AuCo}	H	σ_{AuCo}
Oe	10^{-2} uém/g	Oe	10^{-2} uém/g	Oe	10^{-2} uém/g
24019.5	17.31	24019.5	18.19	24321.0	18.70
20100.0	15.38	19688.0	16.05	24220.5	18.53
16080.0	13.21	15075.0	13.60	18894.0	15.98
12038.9	10.64	9848.0	10.13	14070.0	13.35
7758.5	7.48	6633.0	7.60	9045.0	10.02
4984.8	5.01	5025.0	6.17	7035.0	8.54
3959.7	4.10	3859.2	4.97	4984.8	6.46
3035.1	3.38	2934.6	4.00	3919.5	5.42
2482.3	2.79	1988.9	2.82	2743.7	4.12
1718.6	1.985	1507.5	2.17	1879.3	3.005
844.2	0.977	1165.8	1.71	1356.7	2.222
476.4	0.548	824.1	1.21	924.6	1.540
205.0	0.248	482.5	0.728	522.6	0.883
38.2	0.049	255.2	0.387	223.1	0.397
0	0.002	102.5	0.161	42.2	0.062
		33.1	0.054	0	0.0035
		0	0.002		

Au Co 3 % atomique

*

2.173 K		1.723 K		1.1215 K	
H	σ_{AuCo}	H	σ_{AuCo}	H	σ_{AuCo}
Oe	10^{-2} uém/g	Oe	10^{-2} uém/g	Oe	10^{-2} uém/g
24059.7	18.74	24120.0	18.92	24522.0	19.52
19095.0	16.24	19095.0	16.53	24421.5	19.33
13848.9	13.44	14070.0	13.91	17899.5	16.38
9145.5	10.29	9045.0	10.62	12060.0	13.07
6030.0	7.73	5025.0	7.20	7035.0	9.48
4422.0	6.17	3819.0	5.82	5025.0	7.63
2944.6	4.62	3859.2	5.97	4020.0	6.606
2371.8	3.88	2974.8	4.99	3065.2	5.525
1909.5	3.24	2301.4	4.10	2231.1	4.415
1427.1	2.499	1688.4	3.20	1831.1	3.80
1029.1	1.850	1286.1	2.44	1206.0	2.750
783.9	1.420	733.6	1.56	801.9	1.950
466.3	0.876	381.9	0.84	502.5	1.330
241.2	0.4670	201.0	0.486	313.5	0.895
96.4	0.1870	37.1	0.0940	124.6	0.410
0	0.0035	0	0.012	40.2	0.176
				0	0.064

Au Co 3 % atomique

0.055 K		0.0726 K		0.091 K		0.115 K	
H 0e	$\sigma_{\text{Au Co}}$ 10^{-2} uém/g	H 0e	$\sigma_{\text{Au Co}}$ 10^{-2} uém/g	H 0e	$\sigma_{\text{Au Co}}$ 10^{-2} uém/g	H 0e	$\sigma_{\text{Au Co}}$ 10^{-2} uém/g
24200.4	19.365	24120.0	19.307	24120.0	19.326	24120.0	19.400
20140.2	17.696	17969.4	16.655	17889.0	16.557	18090.0	16.685
16080.0	15.692	11659.0	13.389	12039.9	13.485	12060.0	13.550
11959.5	13.379	7195.8	10.139	7035.0	10.035	6030.0	9.245
7839.0	10.759	3619.0	7.170	5025.0	8.264	4020.0	7.315
5085.3	8.394	1674.3	6.140	3899.4	7.203	3216.0	6.482
3979.8	7.290	2311.5	5.172	2753.7	5.981	2442.1	5.527
2462.2	5.635	1467.3	4.238	2144.7	5.197	1845.2	4.730
1748.7	4.690	1135.6	3.7201	1487.4	4.246	1326.6	3.946
1402.9	4.196	799.9	3.160	1226.1	3.858	904.5	3.203
1085.4	3.677	554.8	2.759	884.4	3.284	603.0	2.699
763.8	3.172	249.2	2.198	643.2	2.875	408.0	2.354
532.6	2.757	98.9	1.899	406.0	2.437	220.1	1.990
305.9	2.344	32.1	1.741	253.3	1.886	124.6	1.787
169.8	2.085	0	1.668	100.5	1.713	40.2	1.618
94.4	1.927			0	1.640	0	1.527
30.1	1.793						
0	1.725						

Au Co 3 % atomique

*

0.81 K		0.74 K		0.95 K	
H	σ_{AuCo}	H	σ_{AuCo}	H	σ_{AuCo}
Oe	10^{-2} uém/g	Oe	10^{-2} uém/g	Oe	10^{-2} uém/g
24120.0	19.384	24120.0	19.278	24120.0	19.182
19115.1	17.246	17989.5	16.463	18090.0	16.470
13969.5	14.490	10854.0	12.538	11859.0	13.100
9045.0	11.336	5929.5	8.776	5929.5	8.702
6030.0	8.894	4120.5	6.969	4020.0	6.777
4080.3	7.017	2934.6	5.627	3115.5	5.768
2914.5	5.677	2211.0	4.588	2140.8	4.413
1249.7	4.279	1045.2	2.588	1567.8	3.474
1587.9	3.647	578.9	1.601	1165.8	2.711
1045.2	2.648	281.4	0.927	773.8	1.922
693.4	1.894	176.9	0.654	442.2	1.205
442.2	1.334	123.0	0.514	256.3	0.765
270.3	0.847	70.3	0.374	199.0	0.616
188.3	0.647	23.1	0.253	139.7	0.452
108.1	0.560	0.0	0.186	78.4	0.292
35.2	0.393			26.1	0.143
0.0	0.306			0.0	0.056

Au Co 3 % atomique

0.145 K		0.191 K		0.328 K		0.499 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g
24120.0	19.384	24120.0	19.355	24120.0	19.307	24120.0	19.336
18090.0	16.638	18069.9	16.665	18090.0	16.665	18049.8	16.616
12060.0	13.440	11979.6	13.418	11816.8	13.292	11859.0	13.254
5929.5	9.085	5889.3	8.999	6030.0	9.105	5909.4	8.894
3949.5	7.159	4160.7	7.327	3959.7	7.029	4020.0	7.038
3195.9	6.411	3055.2	6.162	2643.1	5.502	3055.2	5.939
2170.8	5.114	2291.4	5.189	2010.0	4.584	2170.8	4.680
1571.8	4.241	1587.9	4.149	1457.2	3.687	1688.4	3.933
1218.0	3.663	1145.7	3.407	984.9	2.825	1121.6	2.889
864.3	3.044	864.3	2.924	663.3	2.212	824.1	2.302
683.4	2.739	438.8	2.118	452.2	1.765	556.8	1.707
357.8	2.145	271.3	1.774	241.2	1.322	289.4	1.125
188.9	1.791	189.9	1.591	136.7	1.073	203.0	0.920
106.9	1.618	107.5	1.426	44.2	0.861	115.6	0.711
34.2	1.452	35.7	1.240	0	0.762	38.2	0.532
0	1.344	0	1.169			0	0.421

Au Co 3 % atomique

4.208 K		3.011 K		2.17 K		1.362 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uém/g
7372	8.466	3778	5.637	3778	6.310	3686	6.908
5528	6.756	2764	4.372	2672	4.849	2718	5.559
3686	4.800	1889	3.086	1787	3.576	1774	4.047
1843	2.460	737	1.252	1083	2.372	968	2.526
1382	2.095	553	0.962	737	1.578	737	1.810
737	1.010	369	0.643	553	1.206	553	1.497
553	0.757	184	0.304	369	0.817	369	1.044
369	0.508	92	0.155	184	0.413	184	0.558
184	0.255	37	0.066	92	0.209	92	0.302
92	0.128	0	0	37	0.081	37	0.142
37	0.051			0	0	0	0
0	0						

Au Co 3 % atomique

* *	$\sigma_{\text{alliage}} (10^{-2} \text{ uém/g})$						
T(K) H(Oe)	5.55	7.85	9	11.4	15.4	18.65	22.5
3686	4.005	3.178	2.876	2.400	1.896	1.741	1.547
2765	3.047	2.329	2.183	1.827	1.489	1.321	1.159
1843	2.042	1.557	1.467	1.218	0.886	0.849	0.796
922	1.031	0.785	0.739	0.609	0.502	0.438	0.390
0	0	0	0	0	0	0	0
T(K) H(Oe)	32.6	46.25	64.1	83	95.7	116.8	139.2
3686	1.192	0.938	0.784	0.641	0.594	0.521	0.460
2765	0.887	0.705	0.580	0.486	0.449	0.389	0.356
1843	0.595	0.467	0.387	0.325	0.289	0.259	0.230
922	0.301	0.234	0.195	0.161	0.149	0.132	0.128
0	0	0	0	0	0	0	0

Au Co 3 % atomique

T (K)	$X_i + X_{Au}$ (10^{-6} uem/g)	σ_r (10^{-3} uem/g)
* 0.05 0.063 0.084 0.095 0.158 0.195 0.243 0.367 0.48 0.683 0.795 0.912	15.7 ± 0.6 17.5 ± 1.0 16.6 ± 0.7 16.0 ± 1.0 19.2 ± 0.2 18.0 ± 1.0 18 ± 2 18.5 ± 2.5 18 ± 1 14 ± 0.5 12 ± 0.5 10.5 ± 1.5	2.65 2.62 2.55 2.52 1.36 1.17 0.63 0.16
* * 1.262 2.17 3.014 4.2 6.1 7.7 8.9 11.4 14.85 18.15 23 33 41.9 57.3 81.3 102.2 128 153	7.6 ± 0.15 5.6 ± 0.3 4.65 ± 0.15 3.95 ± 0.10 3.17 ± 0.07 2.81 ± 0.06 2.7 ± 0.05 2.42 ± 0.04 2.15 ± 0.05 1.90 ± 0.05 1.66 ± 0.02 1.37 ± 0.05 1.23 ± 0.03 1.07 ± 0.03 0.86 ± 0.03 0.77 ± 0.03 0.67 ± 0.02 0.63 ± 0.02	

*

3.463 K		3.011 K		2.494 K	
H Oe	$\sigma \frac{Au}{Co}$ $10^{-3} \mu em / g$	H Oe	$\sigma \frac{Au}{Co}$ $10^{-3} \mu em / g$	H Oe	$\sigma \frac{Au}{Co}$ $10^{-3} \mu em / g$
23 818.5	73.49	23 617.5	74.66	23 718.0	75.86
19 899.0	64.88	20 100.0	66.78	20 100.0	68.18
15 919.2	55.58	16 080.0	57.66	16 080.0	59.02
11 919.8	44.54	12 019.8	46.24	12 060.0	48.46
8 864.1	35.45	9 045.0	37.25	9 024.8	39.00
5 989.8	25.01	6 030.0	26.64	6 030.0	28.45
5 025.0	21.93	4 844.1	21.96	4 864.2	23.77
3 999.9	17.30	4 020.0	18.73	4 020.0	20.22
2 874.3	12.925	3 145.6	15.00	3 155.7	16.52
2 010.0	9.157	2 395.9	11.52	2 472.3	13.16
1 497.4	7.005	1 813.0	8.85	1 989.9	10.81
984.9	4.504	1 411.0	7.02	1 551.7	8.52
763.8	3.437	1 001.0	4.95	1 206.0	6.65
542.7	2.463	603.0	2.99	767.8	4.20
381.9	1.765	408.3	2.11	556.8	3.03
166.8	0.554	219.1	1.16	351.7	1.96
68.3	0.358	124.6	0.736	241.2	1.54
0	0	41.2	0.278	136.7	0.86
		0	0	45.2	0.34
				0	0

Au Co 2 % atomique

*

2.17 K		1.621 K		1.347 K	
H	Oe	$\sigma_{\text{Au Co}}$ 10^{-3} uem/g	H	Oe	$\sigma_{\text{Au Co}}$ 10^{-3} uem/g
23 416.5		76.48	23 758.2		79.49
20 039.7		69.54	18 090.0		66.90
15 075.0		58.10	12 060.0		52.51
10 050.0		44.34	7 999.8		39.94
7 035.0		33.65	6 030.0		32.96
5 507.4		27.99	5 004.9		28.53
4 020.0		29.71	3 979.8		23.94
3 015.0		16.83	3 055.2		19.71
2 321.5		13.45	2 190.9		14.80
1 849.2		10.81	1 638.1		11.36
1 427.1		8.60	1 266.3		8.89
1 009.0		6.15	898.5		6.55
703.5		4.40	627.1		4.35
412.0		2.74	365.8		2.66
271.1		1.51	195.0		1.295
40.6		0.31	36.6		0.280
0		0	0		0

Au Co 2 % atomique

*

0.05 K		0.0633 K		0.084 K		0.0945 K	
H	De	H	De	H	De	H	De
$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} \mu em/g$		$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} \mu em/g$		$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} \mu em/g$		$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} \mu em/g$	
23 718.0	83.45	23 778.3	83.31	23 818.5	83.19	23 758.2	83.36
19 999.5	76.87	14 974.5	65.46	12 060.0	58.03	8 040.0	46.24
16 080.0	67.83	7 999.8	45.86	7 919.4	45.98	4 020.0	31.98
12 060.0	58.65	6 030.0	39.47	6 030.0	39.69	2 974.8	27.12
7 999.8	46.71	3 999.9	31.60	5 025.0	35.93	2 221.0	23.78
6 030.0	39.84	2703.4	25.97	4 020.0	31.98	1 794.9	20.69
5 025.0	36.36	2 010.0	22.20	2 954.7	27.09	1 390.9	17.94
3 919.5	32.20	1 551.7	19.08	2 331.6	24.18	1 081.4	15.33
2 960.7	27.75	1 206.0	16.80	1 748.7	20.25	687.4	11.57
2 486.4	25.10	868.3	13.75	1 346.7	17.63	402.0	8.325
1 969.8	22.01	452.2	9.161	958.8	14.11	215.1	5.897
1 527.6	19.56	239.2	6.685	668.3	11.35	122.6	4.636
1 181.9	16.62	135.7	5.014	391.9	8.325	40.2	3.122
854.2	13.88	44.2	3.311	209.0	6.086	0	2.523
542.7	10.31	0	2.617	118.6	4.541		
341.7	8.01			39.2	3.374		
234.2	6.559			0	2.554		
132.7	4.951						
44.2	3.420						
0	0.265						

Au Co 2 % atomique

*

0.158 K		0.195 K		0.243 K		0.367 K	
H Oe	$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} uem/g$	H Oe	$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} uem/g$	H Oe	$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} uem/g$	H Oe	$\sigma_{Au Co}$ $10^{-3} uem/g$
23 718.0	83.48	23 718.0	82.91	23 718.0	82.63	23 718.0	83.25
5 929.5	38.06	19 798.5	76.22	19 798.5	75.60	5 025.0	34.99
3 999.9	31.72	16 080.0	67.55	15 054.9	65.12	3 979.8	30.65
2 994.9	27.40	12 060.0	58.15	10 050.0	52.70	2 934.6	25.98
2 311.5	23.62	7 798.8	45.26	6 030.0	39.74	2 180.8	21.76
1 772.8	20.15	6 030.0	39.58	5 025.0	35.46	1 487.4	16.84
1 376.8	17.44	5 025.0	35.46	4 020.0	31.28	1 085.4	14.00
1 065.3	14.92	4 020.0	31.60	2 894.4	26.30	739.7	10.36
773.8	11.90	2 753.7	26.00	2 180.8	22.04	418.1	6.654
402.0	7.76	1 989.9	21.29	1 768.8	18.89	253.3	4.804
213.1	5.392	1 443.2	17.60	1 266.3	15.86	101.5	2.302
121.0	3.595	982.9	14.03	984.9	13.18	34.0	1.041
40.2	2.018	661.3	10.60	625.1	9.997	0	0.158
0	1.356	448.2	8.188	363.8	6.544		
		239.2	5.203	196.0	4.163		
		136.7	3.721	111.6	2.554		
		45.2	1.987	36.6	1.561		
		0	1.167	0	0.631		

Au Co 2 % Atomique

0.48 K		0.683 K		0.795 K		0.912 K	
H Oe	$\frac{\sigma}{10^{-3}}$ Au Co uém/g	H Oe	$\frac{\sigma}{10^{-3}}$ Au Co uém/g	H Oe	$\frac{\sigma}{10^{-3}}$ Au Co uém/g	H Oe	$\frac{\sigma}{10^{-3}}$ Au Co uém/g
23 718.0	82.91	23 718.0	81.90	23 818.5	82.12	23 858.7	82.35
4 623.0	33.00	20 019.6	75.23	18 049.8	70.43	6 030.0	36.44
4 020.0	30.34	16 080.0	66.70	11 859.0	55.86	2 984.8	22.71
2 924.5	25.13	12 060.0	56.73	6 030.0	37.04	763.8	7.49
1 909.5	19.24	8 040.0	44.51	4 020.0	28.51	420.1	4.289
1 487.4	16.46	5 004.9	33.24	3 015.0	23.59	245.2	2.870
1 045.2	12.65	3 859.2	28.35	1 989.9	17.66	130.6	1.356
633.1	8.81	2 958.7	24.12	1 547.7	14.35	52.7	0.473
432.1	6.528	2 094.4	19.13	1 095.4	10.91	0	0
228.1	3.816	1 366.8	14.06	663.3	6.89		
130.2	2.554	904.5	13.09	345.7	4.21		
42.6	0.851	595.0	7.16	241.2	2.90		
0	0	301.5	4.005	136.7	1.86		
		163.8	2.333	44.6	0.44		
		94.1	1.356	0	0		
		31.1	0.378				
		0	0				

Au Co 2 % Atomique

**		$\sigma_{alliage} (10^{-3} \text{ u.é.m./g})$			
H Oe	T(K)	4.2	3.014	2.17	1.262
7 372		27.75			
5 529		21.01			
3 686		14.584	16.799	19.254	23.285
2 764		11.078	12.635	15.109	18.661
1 843		7.412	8.609	10.146	13.060
737			3.488	4.177	5.755
387			1.766	2.110	2.987
184			0.896	1.050	1.524
0		0	0	0	0

**	$\sigma_{alliage} \quad (10^{-3} \text{ u.é.m./g})$							
T(K) H Oe	4.2	6.1	7.7	8.9	11.4	11.85	18.15	23
3 686	14.70	11.71	10.26	9.94	8.88	7.90	7.03	6.12
2 765	11.28	8.88	7.80	7.54	6.71	5.88	5.31	4.59
1 843	7.65	5.90	5.14	5.02	4.51	3.98	3.53	3.09
922	3.73	2.87	2.64	2.50	2.26	1.9	1.75	1.56
471	1.85							
0	0	0	0	0	0	0	0	0

Au Co 2 % Atomique

* *	$\sigma_{\text{alliage}} (10^{-3} \text{ uém/g})$						
T(K) H(Oe)	33	41.9	57.3	81.3	102	128	153
3686	5.11	4.54	3.98	3.20	2.82	2.55	2.37
2765	3.86	3.44	2.97	2.39	2.18	1.82	1.77
1843	2.57	2.30	1.94	1.58	1.44	1.30	1.20
922	1.29	1.16	0.97	0.80		0.66	0.60
0	0	0	0	0	0	0	0

Au Co 2 % atomique

T (K)	$X_i + X_{Au}$ (10^{-6} uem/g)		σ_r (10^{-4} uem/g)
*	0.056	10.8 $\pm$ 0.3	6.79
	0.069	11.2 $\pm$ 0.6	5.85
	0.096	11.2 $\pm$ 0.4	4.68
	0.167	9.8 $\pm$ 0.8	2.11
	0.262	8.2 $\pm$ 0.5	0.47
	0.41	7.0 $\pm$ 0.3	0.23
	0.61	4.2 $\pm$ 0.3	
	0.743	3.4 $\pm$ 0.3	
* *	1.385	4.00 $\pm$ 0.07	
	2.17	2.7 $\pm$ 0.1	
	2.98	2.40 $\pm$ 0.15	
	4.2	2.1 $\pm$ 0.1	
	5.3	1.75 $\pm$ 0.05	
	7.95	1.60 $\pm$ 0.04	
	9.8	1.47 $\pm$ 0.03	
	14.95	1.23 $\pm$ 0.03	
	19	1.15 $\pm$ 0.02	
	23	1.05 $\pm$ 0.01	
	32.8	0.9 $\pm$ 0.08	
	50.2	0.732 $\pm$ 0.002	
	65	0.637 $\pm$ 0.002	
	82	0.557 $\pm$ 0.002	
	106	0.48 $\pm$ 0.01	
	130	0.43 $\pm$ 0.002	

*

4,184 K		3,214 K		2,174 K		1,514 K		1,1215 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g
3919,0	4,01	24120,0	4,236	24421,5	4,44	24160,2	4,525	24220,5	4,536
9939,2	3,47	19095,0	3,538	19979,4	3,80	18934,2	3,800	17949,3	3,63
6080,0	2,91	14090,1	2,790	15477,0	3,19	14070,0	3,117	11698,2	2,83
1758,5	2,24	8844,0	1,885	10854,0	2,46	8844,0	2,250	8040,0	2,198
8040,0	1,575	7035,0	1,530	7095,3	1,77	6030,0	1,700	6030,0	1,799
5030,0	1,190	5025,0	1,120	5165,7	1,34	4864,2	1,420	3999,9	1,311
4020,0	0,807	3618,0	0,813	4020,0	1,09	3899,4	1,180	2522,5	0,9316
2934,6	0,600	2814,0	0,660	3105,4	0,870	2934,6	0,950	1973,8	0,7548
2361,7	0,487	1879,3	0,450	2076,3	0,597	2100,4	0,695	1306,5	0,5170
1708,5	0,360	1366,8	0,326	1507,5	0,436	1517,5	0,520	763,8	0,3120
1025,1	0,217	904,5	0,221	799,9	0,234	914,5	0,316	341,7	0,1450
418,1	0,090	452,2	0,110	361,8	0,110	367,8	0,135	133,8	0,0613
158,8	0,042	162,8	0,042	140,7	0,050	140,7	0,054	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0		

AuCo 1,5 % atomique

0,056 K		0,0692 K		0,0963 K		0,167 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g
24 200,4	4,582	24 120,0	4,541	24 120,0	4,574	24 220,5	4,583
19 999,5	4,077	19 095,0	3,995	17 909,1	3,822	16 080,0	3,616
16 080,0	3,607	13 969,5	3,330	11 899,2	3,045	15,175,5	3,448
12 060,0	3,070	10 050,0	2,787	5 829,0	2,063	9 849,0	2,795
8 040,0	2,471	5 989,8	2,120	4 020,0	1,719	4 964,7	1,922
5 025,0	1,944	4 020,0	1,728	2 070,3	1,234	3 537,6	1,609
3 417,0	1,604	2 914,5	1,478	1 624,1	1,063	2 090,4	1,218
2 291,4	1,320	2 170,8	1,265	1 165,8	0,8806	1 507,5	0,993
1 728,6	1,127	1 463,3	1,021	623,1	0,5855	1 145,7	0,843
1 246,2	0,937	1 125,6	0,8829	361,8	0,4110	904,5	0,7237
944,7	0,7881	874,3	0,7565	275,4	0,3396	582,9	0,5234
562,8	0,5937	558,8	0,5515	193,0	0,2529	361,8	0,3595
294,5	0,3735	246,2	0,3162	109,5	0,1663	250,2	0,2670
205,0	0,2904	96,5	0,1733	36,2	0,0773	140,7	0,1660
38,2	0,1089	30,6	0,0913	0	0,0468	46,1	0,0656
0	0,0679	0	0,0585			0	0,0211

Au Co 1,5 % atomique

0,262 K		0,41 K		0,61 K		0,743 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-2} uem/g
24 200,4	4,583	24 200,4	4,543	24 321,0	4,564	24 120,0	4,454
19 095,0	3,953	20 059,8	4,038	18 069,9	3,782	17 868,9	3,646
14 070,0	3,314	16 281,0	3,581	12 060,0	2,993	11 859,0	2,903
7 839,0	2,410	11 859,0	2,997	6 050,1	1,988	6 030,0	1,913
5 025,0	1,899	8 040,0	2,412	3 919,5	1,513	3 939,6	1,444
3 577,8	1,579	4 602,9	1,758	2 733,6	1,189	2 974,8	1,192
2 492,4	1,297	2 834,1	1,344	2 050,2	0,938	2 391,9	0,9977
1 929,6	1,098	2 200,9	1,130	1 557,7	0,740	1 889,4	0,8127
14491,4	0,927	1 728,6	0,9368	1 125,6	0,5515	1 356,7	0,5867
1 055,2	0,725	1 330,6	0,7682	763,8	0,3806	1 025,1	0,4368
743,7	0,5445	944,7	0,5726	514,6	0,2400	723,6	0,2986
532,6	0,4204	663,3	0,4145	351,7	0,1534	522,6	0,1979
130,1	0,1980	385,9	0,2576	267,3	0,1100	321,6	0,1148
130,6	0,1335	293,5	0,1944	186,9	0,0750	224,1	0,0773
42,6	0,0328	205,0	0,1312	106,5	0,0410	128,6	0,0384
0	0,0047	116,6	0,0655	34,2	0,0047	42,2	0,0023
		38,2	0,0187	0	0	0	0,0
		0	0,0023				

Au Co 1,5 % atomique

**

4,2 K		2,98 K		2,17 K		1,385 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uem/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uem/g
7 372	15,621	7 372	17,742	7 372	19,420	737	2,932
5 529	11,937	5 529	13,614	5 529	15,390	553	2,199
3 686	8,035	3 686	9,212	3 686	10,692	369	1,467
2 764	5,952	2 764	7,106	2 764	8,211	184	0,738
1 843	3,938	1 843	4,755	1 843	5,553	0	0
0	0	0	0	0	0		

Au Co 1,5 % atomique

* *		σ alliage (10^{-3} uém/g)					
H (Oe)	T (K)	5,3	7,95	9,8	14,9	19	23
3 686		6,493	5,985	5,477	4,567	4,244	3,900
2 765		4,888	4,380	4,108	3,411	3,225	2,918
1 843		3,258	2,928	2,727	2,301	2,108	1,935
922		1,636	1,466	1,334	1,157	1,048	0,965
0		0	0	0	0	0	0

* *		σ alliage (10^{-3} uém/g)					
H (Oe)	T (K)	32,8	50,8	65	82	106	130
3 686		3,225	2,711	2,366	2,045	1,757	1,585
2 765		2,516	2,027	1,769	1,539	1,309	1,183
1 843		1,677	1,355	1,189	1,017	0,844	0,787
922		0,839	0,678	0,597	0,505	0,408	0,391
0		0	0	0	0	0	0

Au Co 1,5 % atomique

T (K)	$\chi_i + \chi_{Au}$ (10^{-6} uem/g)
* 0.05	12.0
0.065	11.5
0.089	10.7
0.12	10.2
0.15	9.9
0.21	8.9
0.31	5.95
0.42	3.97
0.56	3.14
0.85	2.15
* * 1.38	1.20 $\pm$ 0.02
2.17	1.03 $\pm$ 0.02
4.2	0.86 $\pm$ 0.03
6.9	0.738 $\pm$ 0.003
7.9	0.725 $\pm$ 0.015
9.4	0.697 $\pm$ 0.003
12.15	0.67 $\pm$ 0.02
16.7	0.59 $\pm$ 0.01
22.3	0.54 $\pm$ 0.01
28.7	0.50 $\pm$ 0.01
35.4	0.460 $\pm$ 0.015
50	0.395 $\pm$ 0.005
82	0.31 $\pm$ 0.005
98.4	0.289 $\pm$ 0.002
114	0.263 $\pm$ 0.003

*

4.212 K		3.382 K		2.625 K		1.958 K		1.107 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g
23718.0	16.06	23718.0	15.99	23718.0	16.82	23718.0	16.66	23617.5	16.98
23476.8	15.93	19979.4	13.77	20100.0	14.90	20100.0	15.36	19999.5	16.09
20100.0	14.07	15075.0	11.46	16080.0	12.38	15075.0	12.45	16080.0	13.57
16080.0	11.72	11999.7	9.35	12060.0	10.07	9949.5	9.09	12019.8	11.22
7879.2	6.26	8643.0	7.23	8040.0	7.12	6030.0	6.04	8040.0	8.28
5025.0	3.97	5829.0	4.97	6030.0	5.38	4623.0	4.67	5969.8	6.66
4020.0	3.22	5025.0	4.24	4824.0	4.40	3517.0	3.64	4763.7	5.48
3015.0	2.57	4020.0	3.48	4020.0	3.77	3008.9	3.33	3999.9	4.81
2010.0	1.806	2994.9	2.72	2994.9	2.96	2492.4	2.73	2994.9	3.92
984.9	0.795	2000.0	1.87	2211.0	2.19	1989.9	2.21	2311.5	3.11
522.6	0.457	1079.4	1.02	1507.5	1.56	1497.4	1.65	1728.6	2.26
0	0	478.4	0.497	1005.0	0.985	982.9	1.022	1246.2	1.73
		0	0	472.4	0.464	679.4	0.854	747.7	1.106
				0	0	381.9	0.417	363.9	0.616
						197.0	0.258	115.6	0.176
						0	0	0	0

Au Co 1 % atomique

* *	$\sigma_{alliage} (10^{-3} \text{ uém/g})$		
T(K) H(Oe)	4.2	2.17	1.38
7372	6.032	7.292	8.152
5529	4.584	5.570	6.418
3686	3.171	3.905	4.632
2764	2.409	2.951	3.537
1843	1.588	2.004	2.418
0	0	0	0

* *	$\sigma_{alliage} (10^{-3} \text{ uém/g})$							
T(K) H(Oe)	4.2	6.9	7.9	9.4	12.15	16.7	17.2	22.3
3687	3.189	2.778	2.702	2.568	2.424	2.173	2.173	2.018
2765	2.409	2.108	2.076	1.973	1.858	1.852	1.610	1.531
1843	1.616	1.425	1.392	1.331	1.223	1.102	1.071	1.041
921	0.823	0.750	0.708	0.690	0.611	0.551	0.533	0.520
0	0	0	0	0	0	0	0	0

* *	$\sigma_{alliage} (10^{-3} \text{ uém/g})$						
T(K) H(Oe)	35.4	50	82	98.4	114	141.3	177
3687	1.715	1.507	1.168	1.077	0.980	0.992	0.711
2765	1.313	1.150	0.890	0.814	0.714	0.726	0.563
1843	0.899	0.787	0.587	0.545	0.490	0.498	0.375
921	0.460	0.412	0.300	0.278	0.248	0.266	
0	0	0	0	0	0	0	

Au Co 1 % atomique

4.2 K		2.16 K		1.3 K		0.05 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g
56045	35.09	67200	40.74	67200	40.72	67200	40.76
50378	32.31	28518	37.84	61600	38.41	61600	38.39
44778	29.46	56000	35.61	56000	35.86	56022	35.87
39200	26.47	50400	32.77	50400	32.95	50400	33.06
33600	23.33	44800	30.20	44800	30.41	44733	30.50
28000	20.12	39200	27.40	39200	27.65	39200	27.68
22400	16.55	33600	24.26	33600	24.62	33622	25.06
16778	12.77	28000	21.22	28000	21.60	28000	21.77
11200	9.02	22400	17.84	22400	18.17	22422	18.70
8720	5.52	16800	14.14	16800	14.73	16800	15.32
2240	1.93	11200	10.25	11200	11.00	11200	11.60
1120	1.01	8960	8.37	8960	9.14	6720	8.48
0	0	6720	6.53	6720	7.25	2240	4.57
		4480	4.58	4480	5.25	1120	3.12
		2240	2.42	2240	2.88	0	0.16
		1120	1.35	1120	1.53		
		851	1.07	818	1.24		
		0	0	0	0		

Au Co 1 % atomique

Au-Co 0.75 % atomique

* *

T (K)	$X_i + X_{Au}$ (10^{-7} uem/g)
1.31	7.8 ± 0.2
2.17	6.60 ± 0.25
2.99	6.0 ± 0.3
4.2	5.3 ± 0.4
7	4.7 ± 0.1
10	4.40 ± 0.05
11.15	4.30 ± 0.05
24.2	3.30 ± 0.05
34.5	2.75 ± 0.05
45	2.50 ± 0.05
54	2.35 ± 0.05
67	2.05 ± 0.05
82	1.85 ± 0.05

* *	$\sigma_{\text{alliage}} (10^{-4} \text{ uém/g})$			
T(K) H(Oe)	4.2	2.17	2.995	1.308
7372	39.15	48.22		53.59
5528	29.08	37.63		40.98
3686	19.54	24.78		29.63
2764	13.78	18.91		23.30
1843	9.51	12.10		15.34
737	3.88		4.44	
533	2.94		3.35	
369	1.93		2.22	
184			1.12	
0	0	0	0	0

* *	$\sigma_{\text{alliage}} (10^{-4} \text{ uém/g})$								
T(K) H(Oe)	7	10	11.15	24.2	34.5	45	54	67	82
3870						9.79			7.20
3686	17.66	16.54	25.86	12.23	10.63	9.23	8.77	7.65	6.86
2764	13.10	12.23	11.98	9.34	7.73	6.75	6.45	5.63	5.30
1843	8.83	8.27	7.99	6.19	5.63	4.50	4.33	3.80	3.38
921	4.60	4.21	3.99	3.12	2.70	2.21	2.14		1.72
0	0	0	0	0	0	0	0	0	

Au Co 0.75 % atomique

4.2 K		3.1 K		2.2 K		1.2 K		0.05 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g
55821	21.34	67245	25.11	67200	25.46	66192	25.31	67200	25.47
50400	19.80	61645	23.80	61600	23.89	61600	23.74	61600	23.95
44800	17.77	56157	21.79	56044	22.27	56112	22.19	56000	22.23
33600	14.09	50400	20.13	50400	20.25	50422	20.39	50400	20.54
22400	8.89	44822	18.23	44778	18.69	44800	18.70	44822	18.90
16800	7.63	39200	16.27	39200	16.72	39200	16.89	39267	17.14
11200	5.22	33622	14.49	33600		33622	15.22	33600	15.30
8982	4.27	28000	12.55	27978	12.75	27978	13.15	28000	13.35
6742	3.23	22400	10.25	22378	10.44	22422	11.11	22400	11.33
4502	2.22	16800	8.08	16822	8.14	16800	8.96	16800	9.22
2240	1.13	11222	5.61	11222	5.85	11200	6.54	11200	7.11
0	0	9005	4.64	8960	4.67	8960	5.55	8982	6.08
		6720	3.52	6698	3.55	6742	4.40	6720	5.15
		4502	2.40	5622	2.99	5600	3.78	5600	4.66
		2284	1.28	4502	2.31	4480	3.14	4480	4.05
		1187	0.72	3360	1.93	3405	2.47	3360	3.43
		0	0	2262	1.38	2240	1.68	2240	2.78
				1120	0.78	1120	0.92	1120	1.88
				0	0	0	0	0	0

Au Co 0.75 % atomique

Au-Co 0.5% atomique

* *

T (K)	$X_i + X_{Au}$ (10^{-7} uem / g)
1.44	3.2 ± 0.2
2.17	2.7 ± 0.2
2.97	2.45 ± 0.20
4.2	2.2 ± 0.2
5.55	2.07 ± 0.02
6.2	2.00 ± 0.05
7.85	1.85 ± 0.03
9.9	1.80 ± 0.03
11.4	1.62 ± 0.05
12.9	1.55 ± 0.08
15.9	1.55 ± 0.05
18.6	1.42 ± 0.02
22.5	1.34 ± 0.02
32.9	1.23 ± 0.04
44.2	0.96 ± 0.10

* *	$\sigma_{alliage} (10^{-4} \text{ uém/g})$			
T(K) H(Oe)	4.2	2.97	2.17	1.44
7372	18.14	18.01	21.10	22.15
5529	12.35	14.28	15.88	17.95
3686	8.28	8.44	10.20	12.35
2764				9.62
1843	4.20	4.90	5.60	6.53
0	0	0	0	0

* *	$\sigma_{alliage} (10^{-4} \text{ uém/g})$					
T(K) H(Oe)	4.2	5.55	6.2	7.85	9.9	11.4
4055	9.33					
3686	8.33	7.75	7.02	6.78	6.53	6.18
2765	6.09	5.77	5.51	5.19	4.84	4.43
1843	4.54	3.90	3.73	3.41	3.15	2.97
922	2.27	1.98	1.81	1.72	1.63	1.46
0	0	0	0	0	0	0
T(K) H(Oe)	12.9	15.9	18.6	22.5	32.8	44.2
3686	5.77	5.65	5.25	4.94	4.49	3.53
2765	4.48	4.25	4.02	3.67	3.26	3.00
1843	2.83	2.74	2.58	2.45	2.16	1.75
922	1.46					
0	0	0	0	0	0	0

Au Co 0.5 % atomique

4.2 K		1.8 K		1.4 K		0.05 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g
50288	8.44	67088	10.97	67290	10.91	67267	11.07
44800	7.88	61645	10.33	61578	10.29	61465	10.46
39200	7.06	56112	9.63	56000	9.66	56089	9.83
33779	6.21	50422	8.78	50490	8.89	50176	9.08
28022	5.28	44800	8.22	44643	8.28	44800	8.45
22534	4.41	39290	7.55	39334	7.57	39491	7.79
16822	3.40	33555	6.70	33645	6.82	33667	6.96
11379	2.37	28045	5.89	27955	5.98	28112	6.23
9005	1.87	22579	5.05	22445	5.22	22624	5.44
6854	1.44	18778	4.04	18890	4.27	17046	4.59
4637	1.00	11290	2.91	11245	3.13	11357	3.63
2307	0.55	9094	2.43	9005	2.64	6765	2.71
0	0	6720	1.85	6853	2.06	9251	3.19
		4480	1.28	4458	1.46	4480	2.06
		2240	0.9	2307	0.82	2240	1.28
		0	0	0	0	0	0

Au Co 0.5 % atomique

**

4.2 K		3.05 K		2.0 K		1.28 K		0.05 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-4} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-4} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-4} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-4} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-4} uém/g
56000	-2.18	56112	-1.64	67200	-3.71	67200	-3.57	67200	-3.71
50400	1.14	50400	+2.98	61600	2.25	61600	2.26	61600	2.47
44800	+2.00	44822	4.88	56112	1.58	56112	+1.81	56112	+1.80
39200	3.72	39200	6.72	50400	+4.91	50400	5.75	50400	5.25
33600	5.17	33622	7.98	44800	6.72	44800	7.72	44822	7.36
28022	5.76	28000	8.71	39200	8.95	39200	10.07	39200	10.15
22400	5.76	22444	9.30	33600	10.56	33600	11.72	33600	12.77
16800	5.64	16800	8.45	28000	12.23	28000	13.27	28000	14.42
11222	4.92	11133	7.27	22400	12.67	22400	14.93	22400	15.24
8960	4.52	6742	5.67	16800	12.43	16800	14.82	16800	17.10
6720	4.01	4480	4.33	11200	10.82	11200	13.24	11200	17.72
4480	3.27	2218	3.13	8960	9.30	8960	12.25	8960	17.92
3362	2.68	0	0	6720	7.91	6720	10.80	6720	17.46
2240	2.54			4480	6.08	4502	8.30	4480	16.58
1680	2.33			2240	4.01	2262	4.82	3360	15.50
0	0			0	0	0	0	2285	13.80
								1120	10.61
								0	0

Au Co 0.2 % atomique

4.2 K		2.9 K		2.12 K		1.8 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g
56045	-5.68	44778	-4.23	67155	-6.67	67178	-8.58
50445	5.02	39267	3.65	61667	6.08	61645	5.99
44800	4.42	33757	3.01	56045	5.42	56067	5.28
39178	3.82	28045	2.41	50355	5.69	50445	4.61
33622	3.14	22400	1.85	44778	4.09	44778	4.06
28000	2.58	16822	1.32	39267	3.48	39222	3.42
22378	2.01	11222	0.82	33779	2.89	33622	2.82
16755	1.46	4480	0.28	28000	2.25	26090	2.24
11155	0.94	0	0	22512	1.71	22512	1.70
6742	0.55			16800	1.18	16845	1.14
2285	0.16			11088	0.702	11110	0.66
0	0			8915	0.505	6742	0.33
				6720	0.365	0	0
				4458	0.243		
				2262	0.102		
				1120	0.045		
				0	0		

Au Co 0.05 % atomique

* * *

1,3 K		0,3 K		0,1 K		0,05 K	
H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g	H Oe	σ_{AuCo} 10^{-3} uém/g
87178	-6.62	33757	-2.78	67245	-6.74	87267	-6.59
61600	5.87	28000	2.14	61533	6.04	61645	5.95
56022	5.33	22445	1.52	56045	5.36	56087	5.27
50512	4.60	16733	0.922	50487	4.60	50400	4.53
44845	4.02	11133	0.366	44845	4.02	44890	3.98
39267	3.41	8938	0.182	39200	3.38	39334	3.36
33645	2.78	6720	0.056	33734	2.73	33712	2.73
28090	2.16	4480	+0.083	28045	2.11	27978	2.10
22310	1.58	3405	0.137	22534	1.49	22288	1.45
16800	1.06	2240	0.157	17002	0.886	16912	0.865
11312	0.597	1187	0.142	11200	0.330	11178	0.309
6653	0.264	0	0	8870	0.172	6808	+0.050
2240	0.050			6698	0.050	4458	0.152
0	0			4458	+0.203	3293	0.243
				3338	0.259	2218	0.257
				2195	0.268	1098	0.227
				1120	0.208	0	0
				0	0		