T 0082

Numéro ordre C.N.R.S.
A.O 10315

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE ET L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

pour obtenir le grade

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

José TEIXEIRA

SUJET

Résistivité de métaux purs et d'alliages magnétiques dilués

Soutenue le 7 Octobre 1974 devant la commission d'Examen

MM. B. DREYFUS Président

F. GAUTIER
P. HAEN
P. NOZIERES Examinateurs
C. RIZZUTO
J. SOULETIE

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

INSTITUT NATIONAL POLY-
TECHNIQUE DE GRENOBLE

M. Michel SOUTIF
M. Gabriel CAU

Présidents M. Louis NEEL
Vice-Présidents MM. Lucien BONNETAIN
Jean BENOIT

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'U.S.M.G.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BEAUDOING André	Pédiatrie
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COEUR André	Pharmacie chimique et chimie analytique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KAHANE André	Physique générale
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique nucléaire
	LOUP Jean	Géographie
Mle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	DE ROUGEMONT Jacques	Neuro-chirurgie
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLANT François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	ASCARELLI Gianni	Physique
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GILLESPIE John	I.S.N.
	ROCKAFELLAR Ralph	Mathématiques appliquées
	WOHLFARTH Erich	Physique du solide

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	BRUGEL Lucien	Energétique
	CARLIER Georges	Biologie végétale
	CONTE René	Physique
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAUTRON René	Chimie
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Méd.Préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	JANIN Bernard	Géographie
	JOLY Jean-René	Mathématiques pures
	JULLIEN Pierre	Mathématiques appliquées
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	KUHN Gérard	Physique
	LUU-DUC-Cuong	Chimie Organique
	MAYNARD Roger	Physique du solide
	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
Mle	PIERY Yvette	Physiologie animale
MM.	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM.	VIALON Pierre	Géologie
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques appliquées

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
Mme	BERIEL Héléne	Pharmacodynamique
M.	BILLET Jean	Géographie
	BOUCHARLAT Jacques	Psychiatrie adultes
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHERADAME Hervé	Chimie papetière
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)

MM.	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	CYROT Michel	Physique du solide
	DELOBEL Claude	M.I.A.G.
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques Pures
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROS Yves	Physique (stag.)
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	GUITTON Jacques	Chimie
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques appliquées
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
Mme	MINIER Colette	Physique
MM.	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RAYNAUD Hervé	M.I.A.G.
	RENAUD Maurice	Chimie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Bactériologie
M.	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VROUSOS Constantin	Radiologie

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	CRABBEE Pierre	C.E.R.M.O.
	CABOT	Mathématiques appliquées
	CURRIE Jan	Mathématiques appliquées

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

MM.	BARGE Michel	Neuro-chirurgie
	CONTAMIN Charles	Chirurgie thoracique et cardio-vasculaire
	CORDONNIER Daniel	Néphrologie
	DENIS Bernard	Cardiologie
	KOLODIE Lucien	Hématologie
	RAMBAUD Pierre	Pédiatrie
	ROCHAT Jacques	Hygiène et hydrologie

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'I.N.P.G.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BESSON Jean	Electrochimie
	BONNETAIN Lucien	Chimie Minérale
	BONNIER Etienne	Electrochimie, Electrométallurgie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	COUMES André	Radioélectricité
	FELICI Noël	Electrostatique
	PAUTHENET René	Physique du solide
	PERRET René	Servomécanismes
	SANTON Lucien	Mécanique
	SILBER Robert	Mécanique des Fluides

PROFESSEUR ASSOCIE

M.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BLIMAN Samuel	Electronique
	BLOCH Daniel	Physique du solide et Cristallographie
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	DURAND Francis	Métallurgie
	MOREAU René	Mécanique
	POLOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	VEILLON Gérard	Informatique fondamentale et appliquée
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	BOUVARD Maurice	Génie mécanique
	CHARTIER Germain	Electronique
	FOULARD Claude	Automatique
	GUYOT Pierre	Chimie minérale
	JOUBERT Jean Claude	Physique du solide
	LACOUME Jean Louis	Géophysique
	LANCIA Roland	Physique atomique
	LESPINARD Georges	Mécanique
	MORET Roger	Electrotechnique nucléaire
	ROBERT François	Analyse numérique
	SABONNADIERE Jean Claude	Informatique fondamentale et appliquée
Mme	SAUCIER Gabrièle	Informatique fondamentale et appliquée

MAITRE DE CONFERENCES ASSOCIE

M.	LANDAU Ioan Doré	Automatique

CHARGE DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

M.	ANCEAU François	Mathématiques appliquées

Fait à St Martin d'Hères JANVIER 1974

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur Dreyfus, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de cette thèse, ainsi qu'à Messieurs les Professeurs Gautier, Nozières et Rizzuto qui ont bien voulu faire partie de ce jury.

Le travail exposé dans ce mémoire a été effectué au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures dirigé par Monsieur le Professeur Lacaze. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Messieurs Haen et Souletie qui m'ont guidé de très près dans la réalisation de ce travail, par une présence constante et amicale et de fructueuses discussions.

Je remercie vivement Messieurs Laborde et Loegel pour leur apport à l'élaboration de ce travail au cours d'utiles discussions.

Mes remerciements à Monsieur Tur et au groupe Métallurgie du Laboratoire qui a préparé et analysé les échantillons, ainsi qu'à tout le personnel du laboratoire pour sa collaboration.

A Madame Danièle Devillers mes remerciements pour le soin apporté à la frappe de cette thèse.

Enfin, je remercie l'"Instituto de Alta Cultura" de Lisbonne qui m'a accordé une bourse et permis ainsi de mener ce travail à son terme.

Note concernant les figures

Un grand nombre de figures a été dessiné sur un traceur de courbes piloté par un ordinateur. Dans le souci de garder la précision offerte par cette méthode, nous n'avons pas fait de changement sur les dessins originaux. Leur bonne compréhension appelle néanmoins quelques remarques :

1) - Dans tous les cas, les unités utilisées ont été les suivantes :

résistivité : nΩ.cm
température : K
concentration : ppm at.

2) - Les nombres marqués sur les axes doivent être multipliés par un coefficient multiple de dix, toujours indiqué, en virgule flottante, à côté de chaque axe. Ainsi, par exemple, le facteur 10^{-2} apparaît sous la forme

.1000 E-01

et signifie que les valeurs réelles s'obtiennent en multipliant par 10^{-2} les nombres marqués sur les axes.

3) - Chaque fois qu'on a utilisé des échelles logarithmiques, c'est le logarithme décimal du nombre qui est indiqué.

4) - Dans les fig. 35 à 42, on présente en échelle réduite des courbes où on a uni par une droite les points consécutifs appartenant à la même courbe, cela dans le but de permettre une identification facile à l'intérieur de chaque famille de courbes.

Table des matières

Introduction 1

I - Méthode expérimentale 3

1. - Mesures de résistance et de température 5

2. - Détermination de la résistivité 7

2.1. - Calcul de la résistivité. Détermination du facteur de forme géométrique 7

2.2. - Récapitulation des principales causes d'erreur 7

II - La résistivité des métaux purs 9

1. - Rappels théoriques 11

1.1. - Théorie de Bloch-Wilson 11

1.2. - Variation de la température de Debye 12

1.3. - Processus Umklapp 12

2. - Méthode d'analyse 14

3. - Résultats expérimentaux et discussion 20

3.1. - Cuivre 20

3.2. - Argent 26

3.3. - Or 32

3.4. - Conclusion 36

III - La résistivité des alliages 39

1. - Détermination expérimentale de la contribution de l'impureté 41

1.1. - Forme de la contribution de l'impureté 41

1.2. - Technique de calcul de $\Delta\rho$ 41

1.3. - Erreurs 43

1.4. - Séparation des deux contributions d'impureté 44

A - Effet Kondo 45

2. - Recherche d'une loi théorique pour la contribution magnétique d'impureté 47

2.1. - Le terme magnétique à une impureté 47

2.2. - Les interactions entre impuretés 49

2.3. - Méthode d'analyse 51

2.4. - Les corrections de longueur 52

3. - Résultats expérimentaux et discussion 53

3.1. - Alliages Cu Mn 53

3.1.1. - Echantillons 53

3.1.2. - Obtention des paramètres et discussion 54

3.2. - Alliages Cu Cr 60
3.2.1. - Echantillons 60
3.2.2. - Obtention des paramètres et discussion 61
3.3. - Alliages Au Cr 64
3.3.1. - Echantillons 64
3.3.2. - Obtention des paramètres et discussion 65
3.4. - Alliages Pt Co 70
3.4.1. - Echantillons 70
3.4.2. - Obtention des paramètres et discussion 71
3.5. - Conclusion 77
B - Ecarts à la règle de Matthiessen 81
4. - Résultats expérimentaux et discussion 83
4.1. - Définitions et technique de calcul 83
4.2. - Résultats expérimentaux 84
4.3. - L'ERM à haute température 84
4.4. - Etude phénoménologique de Δ_{M_1} 95
5. - Modèles théoriques 102
5.1. - Introduction 102
5.2. - Le modèle à deux bandes 103
5.3. - Le modèle à deux bandes de Dugdale et Basinski 103
5.4. - Le modèle de Kagan et Zhernov 104
5.5. - L'ERM à haute température 107
5.6. - Le modèle phénoménologique de Cimberle, Bobel et Rizzuto 107
5.7. - Conclusion 109
6. - Le cas de Pt Co 112

IV - Conclusion 115

Annexe 119

Introduction

Le problème du magnétisme des alliages dilués a été et demeure un sujet de recherche où s'est développée une intense activité tant expérimentale que théorique. Sa justification ultime est sans doute que l'étude du magnétisme local des impuretés semble une étape nécéssaire à la compréhension détaillée du magnétisme des métaux. Le bilan de l'apport de l'étude des alliages à cette compréhension était déjà extrêmement positif, bien avant qu'un intérêt nouveau ne soit suscité par la découverte par Kondo de termes singuliers dans la section efficace, si on poussait les développements au-delà de l'approximation de Born. Le problème théorique ainsi posé a servi de test aux méthodes les plus raffinées et ce n'est certainement pas faute d'intensité dans l'effort que ce problème est resté sans solution pendant 10 ans.

10 ans d'insuccès peuvent justifier une certaine lassitude et la réaction assez sensible actuellement chez bien des chercheurs de prendre prétexte d'une percée récente dans ce domaine, due aux techniques numériques employées par Wilson, pour considérer que le problème est résolu et ne présente guère plus d'intérêt.

Néanmoins, on est toujours comme précédemment dans une situation où personne ne se hasarde à vouloir à priori prédire, pour un alliage donné, non seulement l'ordre de grandeur mais même le signe de l'anomalie.

Notre modeste contribution dans ce travail expérimental veut être de montrer sur la résistivité que l'on peut, utilisant une extension phénoménologique du modèle de Blandin et Friedel, due à Loram et al., Nagasawa et Souletie, prévoir le signe et la grandeur de l'effet et qu'une généralisation, dans le cadre de ce modèle, de la formule analytique de Hamann, modifiée par Fischer, permet de décrire de manière détaillée cet effet, au dessus de T_K. Touchant son amplitude, en particulier, on verra que, contrairement à une opinion qui reste assez générale, ce n'est pas toujours un petit effet (la résistivité résiduelle dans Cu Cr variant entre 0 et la section unitaire ; l'effet pourrait difficilement être plus grand). Notre travail s'est donc limité à confronter nos résultats à une formule ambitieuse, puisqu'elle prétend déterminer toute la variation de résistance au dessus de T_K, à partir de données connues, à la différence des méthodes généralement employées où on cherche une représentation par une loi phénoménologique à paramètres flottants. Notons ici que nous ne faisons aucune différence entre systèmes dits de Kondo et systèmes à fluctuation de spin et prétendons appliquer notre modèle à tous les systèmes magnétiques. Le cas de Pt Co (habituellement attribué aux fluctuations de spin) confirme cette assertion.

La détermination de la contribution magnétique d'impureté exigeait la détermination de la résistance de matrice et donnait en prime les écarts à la règle de Matthiessen.

Il nous a paru intéressant de confronter nos résultats sur les métaux purs avec la théorie de Bloch-Grüneisen. C'est là une théorie ancienne, mais on chercherait vainement dans la littérature, à part quelques exemples (Webb pour le Nb), une comparaison aussi poussée que la notre ; on se contente, en général, de vérifier le comportement linéaire à haute température et la plus ou moins bonne validité du développement initial en T^5.

Une analyse détaillée de ces écarts à la loi en T^5 aux basses températures, dans l'Ag, nous permet de montrer qu'ils pourraient bien manifester la présence des termes exponentiels prévus pour les processus Umklapp par une théorie bien admise mais qui restait jusqu'à ce jour sans support expérimental.

Concernant les écarts à la règle de Matthiessen, notre contribution constitue un apport quantitatif (par le nombre des systèmes et des concentrations étudiés) important à ce sujet, dans le cas d'alliages magnétiques. Elle confirme que ces anomalies ne sont pas qualitativement ni quantitativement distinctes de celles qu'on observe dans les mêmes matrices avec des impuretés non magnétiques. Nous présentons quelques arguments qui nous paraissent fortement peser en faveur du modèle de Kagan et Zhernov et soulignons que ce modèle peut même tirer argument de quelques unes des représentations ou modèles les plus utilisés (modèle à deux bandes, représentation de Cimberle et al.).

Dans le chapître I, nous donnons brièvement une description de notre système de mesure et nous passons en revue les principales sources d'erreur.

Dans le chapître II, après un bref rappel de la théorie de Bloch-Grüneisen et de l'effet associé à la disparition des processus Umklapp, nous présentons nos résultats de mesure sur Cu, Ag et Au et leur analyse.

Dans le chapître III, nous présentons nos résultats sur les alliages Cu Mn, Cu Cr, Au Cr et Pt Co. Après une brève discussion de la technique d'analyse, nous résumons le modèle théorique utilisé pour décrire l'effet Kondo et nous donnons les résultats obtenus quand on l'utilise dans un calcul numérique, pour ajuster nos résultats expérimentaux. Enfin, nous calculons les écarts à la règle de Matthiessen et discutons les principaux modèles théoriques proposés pour les expliquer.

Dans un annexe, nous donnons des tableaux de données, qui, par la grande quantité d'informations, peuvent servir dans des études ultérieures.

I - METHODE EXPERIMENTALE

1. - Mesures de résistance et de température

Nous avons utilisé un dispositif à température ajustable entre 4,2 K et l'ambiante (1, 2, 3). Il est constitué essentiellement d'une enceinte de mesure en cuivre entourée d'isolant, et placée dans un Dewar au-dessus d'un bain d'hélium (fig. 1). Le gaz froid provenant de ce bain ne peut s'échapper que par une rainure hélicoïdale pratiquée dans la paroi de l'enceinte. La température de celle-ci est stabilisée au moyen d'un régulateur S.E.I.N. piloté soit par une résistance de carbone de 390 Ω Allen Bradley, soit par une résistance de platine de 400 Ω à 0° C et agissant sur un enroulement chauffant en constantan. Afin d'augmenter la souplesse d'utilisation de l'appareil vers les hautes températures, la puissance maximale que peut fournir ce régulateur a été portée à 50 W.

Le tube supportant l'enceinte de mesure, muni à sa partie supérieure d'une fermeture étanche, sert de passage à la canne porte-échantillons. A l'extrémité de celle-ci, les échantillons, qui peuvent être au nombre de sept à chaque expérience, sont enroulés autour d'un tube de cuivre recouvert de mylar.

Pour les mesures en dessous de 4,2 K, on plonge la canne porte-échantillons dans un bain d'hélium liquide au-dessus duquel on pompe, la température étant stabilisée à l'aide d'une résistance de chauffage alimentée par un pont électronique S.E.I.N..

La température des échantillons est déterminée au moyen de sondes fixées sur le porte-échantillons.

Aux températures inférieures à 13 K, on utilise une résistance de germanium étalonnée au thermomètre à gaz entre 4,2 K et 20 K et par rapport à la tension de vapeur d'un bain d'hélium en dessous de 4,2 K.

Au-dessus de 13 K, on utilise une résistance de platine fournie par Rosemount EC Mair. Son rapport de résistivité, entre l'ambiante et 0 K, est de 1580. La valeur à 0,01° C a été déterminée dans une cellule à point triple de l'eau (4). Connaissant ces valeurs, nous nous sommes servi, pour déterminer la température, des tables établies par le fournisseur pour une sonde dont le rapport de résistivité (1480) était d'ailleurs très voisin du nôtre.

Nous estimons inférieure à 0,1 K l'erreur systématique sur la température pouvant provenir de l'étalonnage des thermomètres.

La stabilité et l'homogénéité des températures ont été testées auparavant (1) et l'erreur aléatoire qui y est associée ne dépasse pas 10^{-3} en valeur relative.

Les résistances des échantillons et des thermomètres sont mesurées par une méthode de quatre fils classique en courant continu. Le courant de mesure des échantillons est fourni par une alimentation stable à mieux que 10^{-4} à long terme et 10^{-6} à court terme. Les valeurs utilisées sont de 10 ou 100 mA suivant la grandeur de la résistance à mesurer. Les tensions dans les thermomètres et dans les échantillons

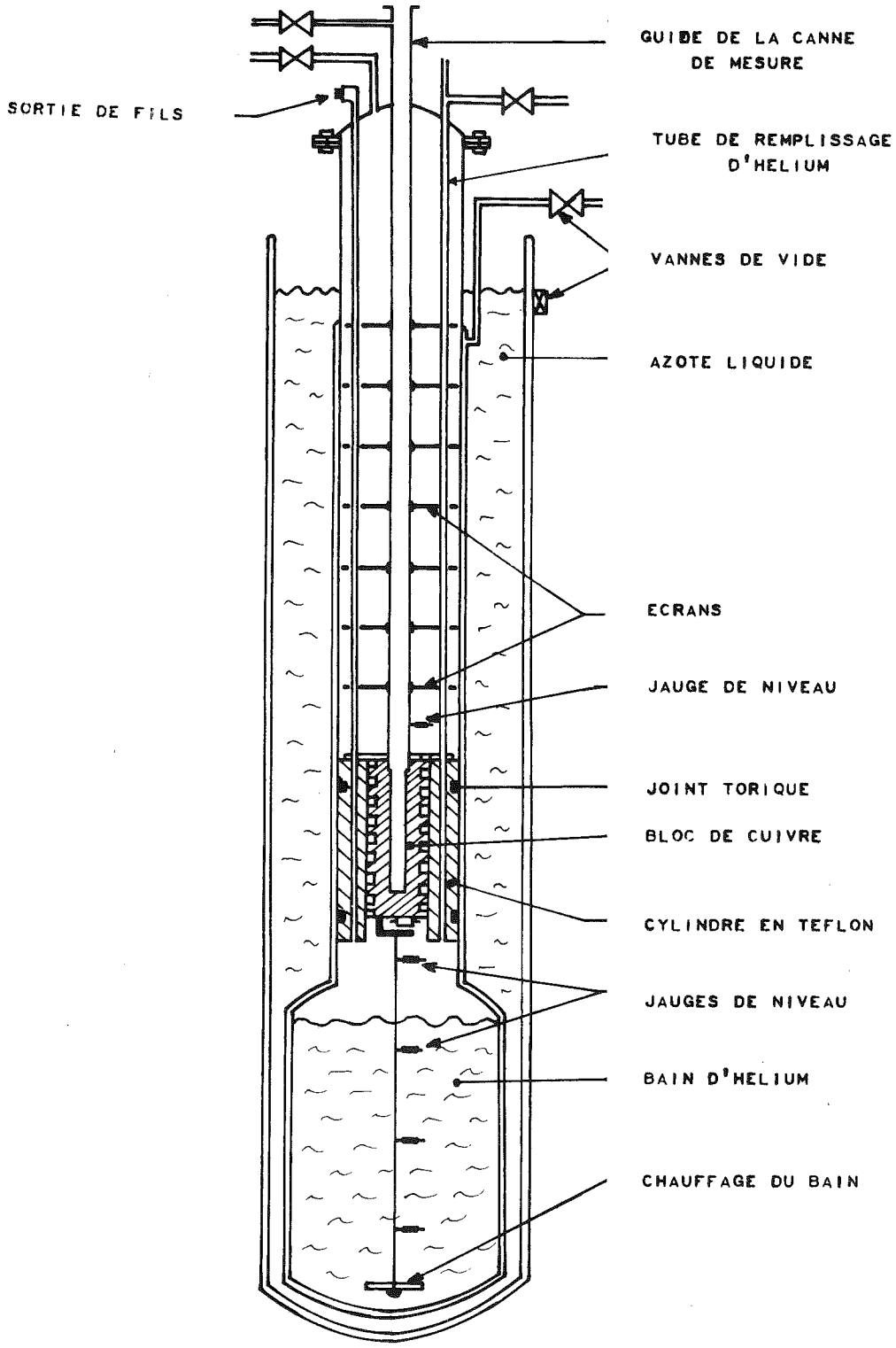

GUIDE DE LA CANNE DE MESURE
SORTIE DE FILS
TUBE DE REMPLISSAGE D'HELIUM
VANNES DE VIDE
AZOTE LIQUIDE
ECRANS
JAUGE DE NIVEAU
JOINT TORIQUE
BLOC DE CUIVRE
CYLINDRE EN TEFLON
JAUGES DE NIVEAU
BAIN D'HELIUM
CHAUFFAGE DU BAIN

Fig. 1

sont opposées à l'aide d'un potentiomètre Tinsley Disselhorst. L'écart est amplifié par un Amplispot et enregistré. L'interpolation du dernier chiffre est réalisée sur l'enregistrement sur lequel on corrige les tensions parasites dues aux effets thermoélectriques par une mesure en courant inverse (ou en courant nul).

On peut ainsi mesurer les tensions avec une incertitude de 10 nV. Compte tenu des valeurs utilisées pour le courant de mesure, ceci entraîne une incertitude aléatoire sur les résultats inférieure, en valeur relative, à 10^{-4} dans les mauvais cas (mesure des faibles valeurs de résiduelles des métaux purs) et de l'ordre normalement de 10^{-6}. C'est cette incertitude qui est responsable de la dispersion expérimentale.

2. - Détermination de la résistivité

2.1. - Calcul de la résistivité. Détermination du facteur de forme géométrique.

Nous avons évalué la résistivité à volume constant de nos échantillons, dans le but de comparer les alliages aux matrices pures et d'aboutir ainsi à la contribution d'impureté.

Si R, ℓ et M sont respectivement la résistance, la longueur et la masse de l'échantillon et si d est la densité du métal, la résistivité ρ s'écrit :

$$\rho = R \frac{M}{d\ell^2}$$

Nos échantillons sont des fils de diamètre 0,3 mm et dont la longueur est de l'ordre de 1 m. Nous avons coupé ces fils au niveau des contacts afin de déterminer leur masse par pesée, avec une précision de l'ordre de 10^{-4}.

La longueur est déterminée au cathétomètre, en essayant de réduire au minimum les déformations locales et l'élongation. Les difficultés inhérentes à cette détermination ainsi que la difficulté associée à la définition des 2 prises de tension, en particulier à cause des dimensions des soudures, entraînent une imprécision sur la longueur de l'ordre de 2 mm, ce qui est d'ailleurs extrêmement pessimiste.

2.2. - Récapitulation des principales causes d'erreur

Les erreurs de mesure sur la résistance sont de l'ordre de 10^{-6} et en tout cas inférieures à 10^{-4}, donc négligeables, mais sont la cause principale de la dispersion sur une courbe donnée.

L'incertitude ΔT de 0,1 K sur la connaissance de la température entraîne une erreur systématique, ΔR qui, si R est de la forme A + f(T) s'écrit $\Delta R = \frac{df(T)}{dT} . \Delta T$. Nous verrons que cette cause d'erreur se révèlera importante dans l'étude des métaux

purs.

Les erreurs d'origine géométrique qui interviennent dans le calcul de la résistivité sont principalement une erreur sur la masse $\frac{\Delta M}{M} \sim 10^{-4}$, donc négligeable et une erreur sur les longueurs qui se révèlera particulièrement importante dans l'étude des contributions d'impuretés à la résistance.
Avec $\Delta \ell \sim 2$ mm, $\frac{\Delta \ell}{\ell}$ est en effet de l'ordre de 2.10^{-3} et atteint 7.10^{-3} pour certains échantillons de Au Cr plus courts (30 cm au lieu de 1 m).

* * *

Outre les erreurs qui interviennent différemment suivant que l'on s'intéresse à la résistance, à la résistivité ou à la contribution d'impuretés, il faut considérer un certain nombre de corrections dont il faut tenir compte dans une analyse complète.

a) En pratique, c'est toujours la résistivité à pression constante qui est mesurée, mais la théorie suppose en fait que les variations de résistance se mesurent à volume constant. Leur utilisation implique donc une correction de la contraction qui accompagne en général l'abaissement de température. Si on pose, en première approximation, que la loi de variation de la longueur ℓ de l'échantillon avec la température est donnée par

$$\ell = \ell_{0K} (1 + \alpha T)$$

ℓ_{0K} étant la longueur à 0K et α le coefficient de dilatation linéaire, on obtient pour ρ une variation qui est, au premier ordre en α, donnée par

$$\rho = \rho_{0K} (1 + \alpha T)$$

ρ_{0K} étant la résistivité calculée avec les dimensions de l'échantillon à 0K.

Comme α est typiquement de l'ordre de 10^{-5} K^{-1} pour les métaux que nous avons étudiés, l'erreur maximale commise, si on néglige de faire cette correction, est de l'ordre de 10^{-3}.

D'un autre côté, si on regarde des différences de résistivités (entre un alliage dilué et un métal pur), cette correction est seulement fonction de la différence entre les coefficients de dilatation linéaire de l'alliage et du métal pur, et elle est donc extrêmement faible.

b) Dans les alliages, la différence des densités de l'impureté dissoute et de la matrice implique une variation de la densité avec la concentration. Nous avons tenu compte de cette variation dans le calcul des facteurs de forme S/ℓ, chaque fois que cela se justifiait.

II - LA RESISTIVITE DES METAUX PURS

1. - Rappels théoriques

1.1. - Théorie de Bloch-Wilson

La théorie de la résistivité électrique a été établie par Bloch et Wilson et est bien décrite dans un grand nombre d'ouvrages (cf. Ziman (5)).

En supposant que l'interaction électron de conduction-phonon se fait avec conservation de moment et d'énergie, on aboutit à la loi suivante pour décrire la résistivité ρ d'un métal pur monovalent en fonction de la température T :

$$\rho = A + DT^5 J_5 \left(\frac{\theta}{T}\right) \qquad (1)$$

où $J_5 \left(\frac{\theta}{T}\right)$ est l'intégrale de Grüneisen :

$$J_5 \left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_0^Q \frac{q^5 dq}{\left(e^{\frac{q\theta}{QT}} - 1\right)\left(1 - e^{-\frac{q\theta}{QT}}\right)} = \int_0^{\theta/T} \frac{z^5 dz}{\left(e^z - 1\right)\left(1 - e^{-z}\right)} \qquad (2)$$

et θ la température de Debye.

La variable d'intégration z est définie par :

$$z = \frac{q\theta}{QT} \qquad (3)$$

où Q est le rayon de Debye et q le module du vecteur d'onde du phonon. L'intégration sur q se fait évidemment de 0 à Q.

Comme $J_5 \left(\frac{\theta}{T}\right)$ tend vers une valeur constante (124,4) à basse température et varie comme $\frac{1}{4}\left(\frac{\theta}{T}\right)^4$ quand T tend vers l'infini, cette loi prévoit pour la résistivité idéale, c'est-à-dire, la partie de la résistivité dépendant de la température, une variation en T^5 à basse température et linéaire avec la température aux températures élevées.

On écrit donc dans ces deux cas limites :

$$\rho = A + 124{,}4\ D\ T^5 \qquad (T \ll \theta) \qquad (4)$$

et

$$\rho = A + \frac{D\ \theta^4}{4} T \qquad (T \gg \theta) \qquad (5)$$

Pour établir cette loi de résistivité, on fait un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- probabilité de transition $\vec{k} \rightarrow \vec{k}'$ entre deux états électroniques proportionnelle au nombre d'électrons dans l'état $\vec{k}$ et au nombre de trous dans l'état $\vec{k}'$.
- distribution électronique isotrope
- surface de Fermi sphérique
- métal monovalent

- vibrations des phonons longitudinales
- interaction électron-phonon constante avec $\vec{q}$ dans les processus normaux et nulle pour les processus Umklapp
- température θ de Debye constante avec la température.

L'introduction de termes supplémentaires permet de tenir compte de la contribution associée au fait que l'une ou l'autre de ces hypothèses est plus ou moins bien vérifiée. En particulier, nous verrons par la suite que la plupart des théories qui ont été avancées pour expliquer les déviations à la règle de Matthiessen se bornent à mettre en question l'une ou l'autre de ces hypothèses.

Dès à présent, et concernant les métaux nobles (Cu, Ag et Au) que nous avons étudiés, on peut évaluer les effets associés :

- à une légère variation de θ avec la température
- à une interaction électron-phonon non nulle pour les processus Umklapp.

1.2. - Variation de la température de Debye

Des mesures de chaleur spécifique montrent que la température de Debye, θ, dans les métaux nobles, diminue quand la température augmente. Cette variation, qui accompagne la dilatation du réseau cristallin, provoque une augmentation de la résistivité qui se traduit à haute température par l'apparition d'un terme en T^2.

D'après Mott et Jones (6), on peut écrire, pour les températures élevées :

$$\rho \propto T\,(1 + 2\,\alpha\,\gamma\,T) \qquad (6)$$

où α est le coefficient de dilatation linéaire et γ la constante de Grüneisen.

Nous avons donc écrit dans le cas des métaux nobles (Cu, Au, Ag) la loi de résistivité $\rho(T)$ sous la forme :

$$\rho = A + D\,T^5\,J_5\left(\frac{\theta}{T}\right) \times (1 + 2\,\alpha\,\gamma\,T) \qquad (7)$$

qui a toujours un comportement du type de l'équation (4) à basse température, et s'écrit pour $T \gg \theta$:

$$\rho = A + \frac{D\,\theta^4}{4}\,(T + 2\,\alpha\,\gamma\,T^2) \qquad (T \gg \theta) \qquad (8)$$

1.3. - Processus Umklapp

Dans la théorie de Bloch-Wilson, on ne considère que les processus de diffusion normaux, c'est-à-dire, ceux pour lesquels le vecteur d'onde de l'électron diffusé reste à l'intérieur de la zone de Brillouin.

Dans les processus Umklapp, le vecteur d'onde de l'électron diffusé se trouve dans la zone de Brillouin contiguë.

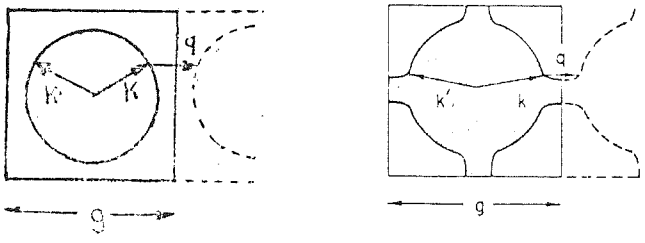


Fig. 2

Dans la fig. 2 nous avons tracé schématiquement les vecteurs qui caractérisent un processus de diffusion Umklapp, pour deux situations de la surface de Fermi par rapport à la zone de Brillouin.

$g = 2\,q_o = 2\,\pi b$ est la dimension et b le vecteur de base de la cellule du réseau réciproque. On voit qu'un minimum d'énergie est nécessaire pour que les processus Umklapp aient lieu.

Ainsi, même si on admet que la loi de variation de la résistivité associée à ces processus est analogue à celle des processus normaux, l'intégration qui définit $J_5(\frac{\theta}{T})$ doit être faite, non à partir de zéro (comme pour les processus normaux) mais à partir d'une valeur finie, $\frac{\theta E}{T}$, correspondant à ce minimum d'énergie :

$$\int_{g-2k_F}^{Q} \frac{q^5\,dq}{(e^{\frac{q\theta}{QT}} - 1)\,(1 - e^{-\frac{q\theta}{QT}})} \qquad (9)$$

ou, avec la variable z définie par (3) :

$$\int_{\theta_E/T}^{\theta/T} \frac{z^5\,dz}{(e^z - 1)\,(1 - e^{-z})} \qquad (10)$$

Aux très basses températures, la résistivité Umklapp, ρ_U, disparaît comme :

$$\rho_U \propto \exp\,(-\theta_E/T) \qquad (11)$$

où

$$\theta_E = \frac{g - 2\,k_F}{Q}\,\theta \qquad (12)$$

Dans le cas d'un réseau cubique, on a :

$$Q = (6\pi^2)^{1/3}\ b = 3{,}898\ b \qquad (13)$$

On obtient alors :

$$\frac{k_F}{q_o} = 1 - 0{,}610\,\frac{\theta E}{\theta} \qquad (14)$$

Comme $\frac{k_F}{q_o}$ est en général supérieur à 0,9, θ_E est au maximum de l'ordre de 15 % de θ. Le terme exponentiel n'est observable qu'à très basse température et est vite masqué par le terme en T^5.

On comprend donc que ces termes n'aient pas été observés jusqu'à présent.

2. - Méthode d'analyse

Notre but est maintenant de comparer les résultats expérimentaux sur cuivre, argent et or aux prédictions de la théorie. Non pas comme on fait généralement dans les limites des basses ou des hautes températures où l'expression de $J_5(\frac{\theta}{T})$ se simplifie, mais sur toute la gamme de températures entre 1 et 300 K. Pour cela, nous avons mis au point une méthode d'analyse numérique qui nous permet de faire cette comparaison en utilisant les possibilités d'un ordinateur.

Pour les métaux nobles, nous avons vu que la loi de résistivité $\rho(T)$ prend la forme de l'équation (7) que nous pouvons encore écrire :

$$\rho = A + DT^5\ J_5(\frac{\theta}{T}) + F\ T^6\ J_5(\frac{\theta}{T}) \qquad (15)$$

où

$$2\,\alpha\,\gamma = \frac{F}{D} \qquad (16)$$

Nous prenons cette expression comme une loi à quatre ocefficients ajustables (A, D, F et θ). Elle est fonction linéaire des trois premiers.

L'erreur obsolue ε_k pour chaque point d'indice k s'écrit :

$$\varepsilon_k = \rho_k - \rho t_k = \rho_k - A - D\,T_k^5\,J_5(\frac{\theta}{T_k}) - F\,T_k^6\,J_5(\frac{\theta}{T_k}) \qquad (17)$$

où ρ_k représente la valeur mesurée de la résistivité à la température T_k et ρ_{t_k} est la résistivité théorique telle qu'elle est calculée par l'expression (15).

Nous pouvons ensuite construire la quantité ε définie par

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_k p_k \varepsilon_k^2}$$

que nous appellons erreur quadratique pondérée, p_k étant le poids dont on peut affecter chaque point et N le nombre total de points.

Comme l'expression de l'erreur n'est pas linéaire en θ, nous avons pour différentes valeurs de θ calculé, par une méthode numérique de moindres carrés linéaires, les coefficients A, D et F qui minimisent l'erreur ε, ainsi que la valeur correspondante de ε. Le meilleur ensemble de valeurs A, D, F, θ est en principe celui pour lequel l'erreur $\varepsilon(\theta)$ est minimale.

Une loi bien adaptée à la courbe expérimentale présente les caractéristiques suivantes :

- la valeur minimale de ε est très proche de la valeur expérimentale
- le minimum de la courbe $\varepsilon(\theta)$ est bien marqué et permet de définir θ avec une erreur inférieure à 0,5 K
- la courbe $\varepsilon(\theta)$ ne présente pas d'oscillations.

Choix du poids à affecter aux différents points dans la procédure de minimisation. Calcul d'erreurs.

Remarquons que le but de notre travail n'est pas de chercher une loi mathématique qui s'accorde aussi bien que possible à nos points expérimentaux : ceci peut à la limite se réaliser en introduisant des termes correctifs sans signification physique, la limite théorique de l'erreur devant être de l'ordre de la dispersion.

Au contraire, nous cherchons ici à tester une loi théorique dont chaque coefficient a une signification physique précise et, dans le cas idéal où cette loi serait bien adaptée, elle ne saurait en aucune façon donner un accord avec nos points expérimentaux qui soit meilleur que notre erreur expérimentale. Cette erreur expérimentale est, nous l'avons vu (au paragraphe 1.), dominée par le terme associé à une incertitude (systématique) estimée à 0,1 K sur la connaissance de T sur toute la gamme de température. Avec la loi que nous avons adoptée (eq. (1)), on peut calculer:

$$\Delta\rho = \frac{\partial\rho}{\partial T} \Delta T = D\,\theta^4 \left\{ \left(\frac{T}{\theta}\right)^4 \left[5\, J_5\left(\frac{\theta}{T}\right) - \frac{\theta}{T} J_5'\left(\frac{\theta}{T}\right) \right] \right\} \Delta T = D\,\theta^4 . f\left(\frac{\theta}{T}\right) . \Delta T \qquad (18)$$

où $J_5'\left(\frac{\theta}{T}\right)$ est la dérivée de $J_5\left(\frac{\theta}{T}\right)$ par rapport à $\frac{\theta}{T}$.

Nous avons tracé dans la fig. 3 la fonction $f(\frac{\theta}{T})$. Comme $D\ \theta^4$ est de l'ordre de 20 n ΩcmK^{-1}, on voit que $\Delta\rho$ atteint des valeurs de l'ordre de 1 n Ω cm à température ambiante, mais c'est vers $\frac{\theta}{T} \sim 10$ que l'erreur est la plus importante en valeur relative (de l'ordre de 1,5 %).

A titre d'exemple nous donnons sur les fig. 4 et 5 ces deux erreurs (absolue et relative) pour un de nos échantillons de cuivre (n° 1).

En principe, le choix du poids p_k à attribuer à chaque point dans la minimisation de l'erreur devrait tenir compte de la confiance qu'on attribue à ces points, c'est-à-dire, être inversement proportionnel à l'erreur associée, en admettant une densité constante des points en fonction de la température. On voit sur la fig. 3 que l'erreur absolue est à peu près constante sur la plus grande partie du domaine de température étudié et ceci nous a amené à choisir la minimisation de l'erreur absolue, ε_a, quadratique moyenne ($p_k = 1$). Le fait que les points à basse température, où l'erreur devient très faible, soient un peu défavorisés dans cette procédure est en partie compensé par la plus grande densité des points en fonction de la température. Néanmoins, lorsqu'on trace $\varepsilon_a\ (\theta)$ on observe que le minimum de l'erreur absolue ne coïncide pas exactement avec la valeur de θ pour laquelle le coefficient A est exactement égal à la résistivité résiduelle (qu'on connaît directement). Par contre, en admettant une très légère modification de θ et une erreur un peu plus grande, on peut faire coïncider la valeur A et la valeur expérimentale de la résistivité résiduelle. Le fait que, dans tous les cas étudiés, la variation nécéssaire sur θ ait toujours été insignifiante (de l'ordre de 1 K) et l'accroissement correspondant de l'erreur absolue négligeable (de l'ordre de 10 %) nous a amené à choisir ce critère plutôt que le vrai minimum, cette procédure revenant en fait à accorder un poids supplémentaire aux points à basse température.

Sur la figure 6, on montre d'ailleurs l'évolution de l'erreur absolue en fonction de θ ainsi que le point choisi par comparaison de A avec la valeur expérimentale, et on donne sur une table les valeurs correspondantes de A, D et F pour chaque valeur de θ.

Cette courbe donnée à titre d'exemple a été tracée pour un échantillon de cuivre (ref. 1).

On constate dans le tableau qui accompagne la fig. 6 que le paramètre D a une valeur bien définie puisqu'il ne change guère quand on varie θ. Par contre, F varie beaucoup plus rapidement ce qui est normal étant donné le rôle de terme correctif qui lui correspond. Ce terme, en effet, représente une très faible fraction de la valeur de la résistivité à haute température. Donc, l'erreur associée à la détermination de ce paramètre est très importante.

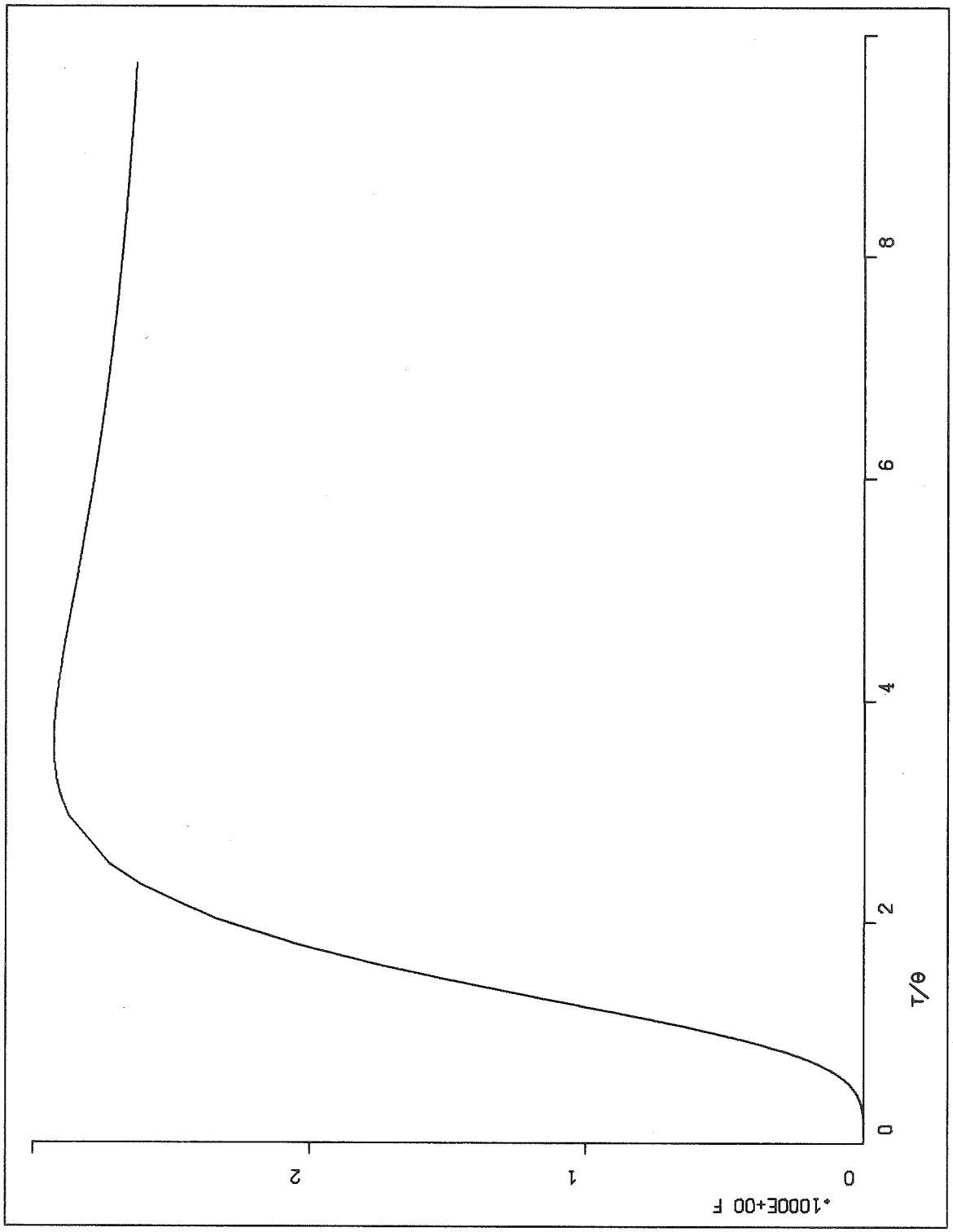


Fig. 3

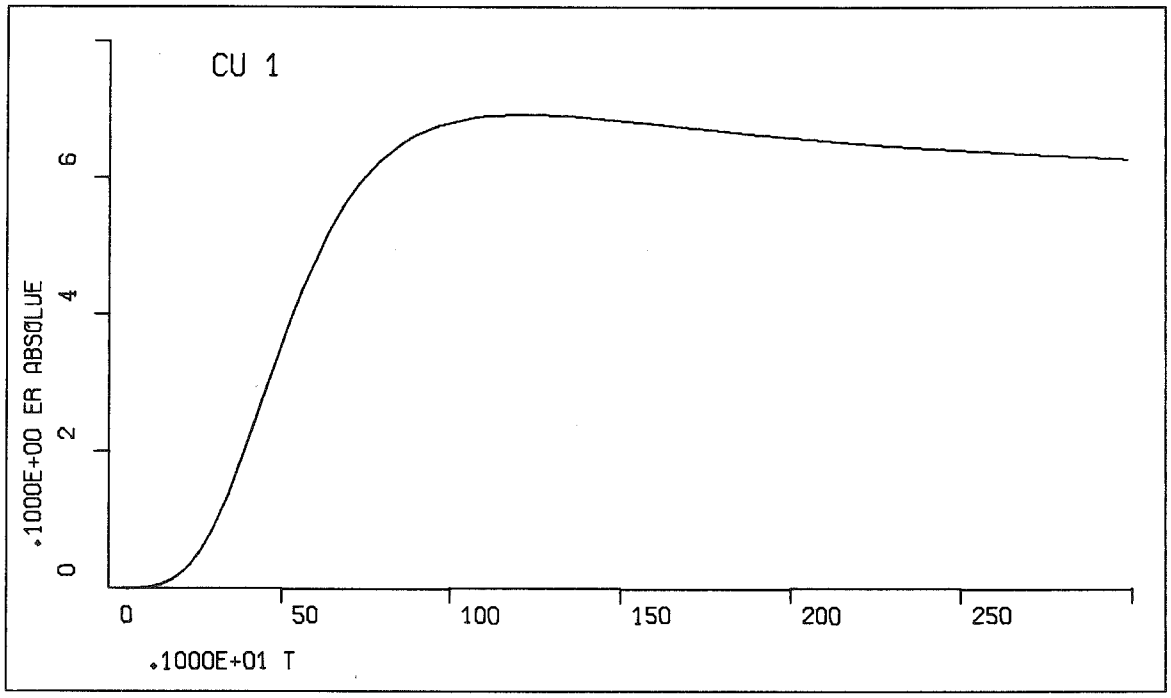

CU 1
.1000E+00 ER ABSOLUE
0
2
4
6
0
50
100
150
200
250
.1000E+01 T

Fig. 4

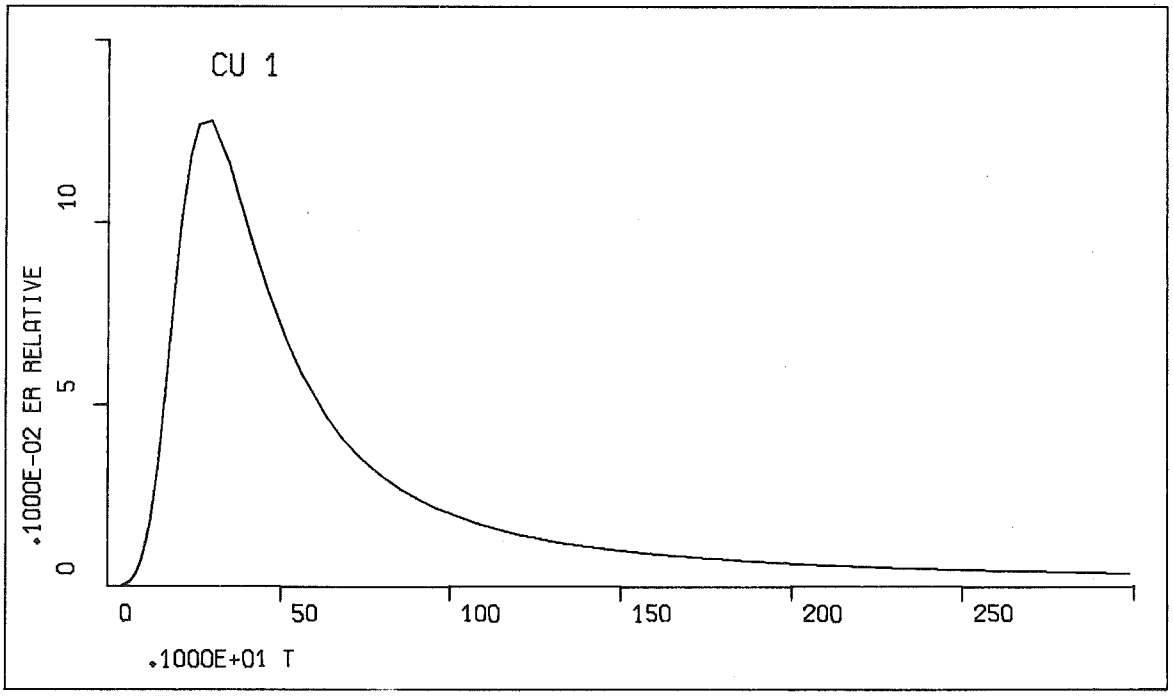
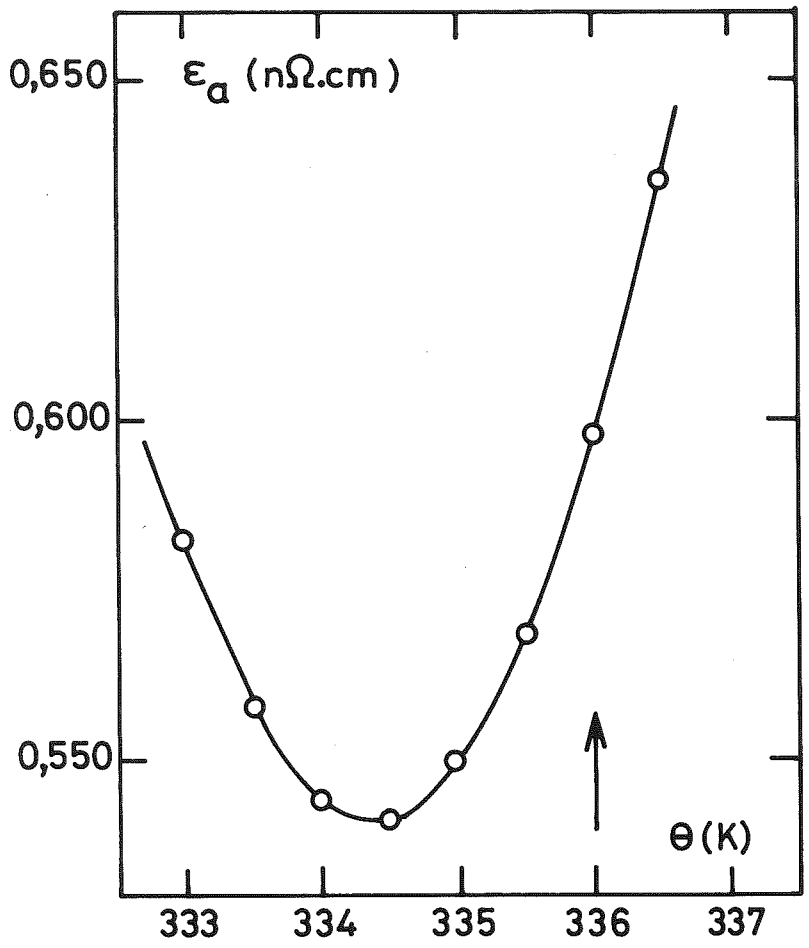

CU 1
.1000E-02 ER RELATIVE
0
5
10
0
50
100
150
200
250
.1000E+01 T

Fig. 5



θ (K)	A (nΩ.cm)	D.10^{-9} (nΩ.cm.K^{-5})	F.10^{-13} (nΩ.cm.K^{-6})	ε_a (nΩ.cm)
333,0	1,14315	1,90883	2,03867	0,5823
333,5	1,17400	1,90018	1,93907	0,5582
334,0	1,20511	1,89157	1,84063	0,5443
334,5	1,23623	1,88302	1,74332	0,5415
335,0	1,26715	1,87453	1,64679	0,5498
335,5	1,29820	1,86609	1,55152	0,5689
336,0	1,32926	1,85771	1,45710	0,5976
336,5	1,36024	1,84937	1,36372	0,6347

Fig. 6

3. - Résultats expérimentaux et discussion

3.1. - Cuivre

Nous avons mesuré 3 fils de cuivre préparés à partir de métal fourni par Asarco qui indique une pureté nominale de 5 N et un taux d'impuretés magnétiques inférieur à 2 ppm. Le métal de départ a été fondu et coulé sous forme d'un cylindre de diamètre 7 mm et de longueur 22 mm. Un secteur de ce cylindre a été découpé par étincellage, rétreint jusqu'à 1,4 mm de diamètre environ et tréfilé dans des filières de carbure de tungstène, puis de diamant jusqu'à obtenir un fil de 0,282 mm de diamètre nominal. Les diamètres réels ont été calculés par pesée et en prenant comme densité du cuivre $d_{cu} = 8,96$. Ils sont indiqués sur le tableau 1.

Nous avons fait subir à deux des échantillons (N°s 1 et 2) un recuit de 4 heures à 550° C sous vide suivi d'un refroidissement lent. Ce traitement thermique est celui qui conduit au meilleur rapport de résistivité et semble donc être le plus adéquat pour l'homogénéisation d'échantillons de cuivre, sans que la pollution soit importante[8].

Dans le tableau 1, nous donnons les caractéristiques principales de ces 3 fils.

Tableau 1

N° éch.	ℓ(cm)	ρ_o(nΩcm)	$\rho_{i_{273}}$(nΩcm)	$\frac{\rho_{273}}{\rho_o}$	ϕ (mm)
1	153,012	1,326	1520,7	1144	0,280
2	159,506	1,650	1523,8	919	0,273
3	81,022	3,636	1533,4	422	0,269

Dans les tableaux 1 à 3 de l'annexe, nous donnons les résistivités mesurées en fonction de la température et sur les fig. 7 à 9 nous avons porté, pour chaque échantillon, les résistivités diminuées des résistivités résiduelles en fonction de la température, dans des diagrammes logarithmiques. Dans ces diagrammes les résistivités de la branche à haute température ont été divisées par 1000. (Pour les notations employées dans les figures on doit se rapporter à la note du début de ce travail).

On vérifie sur ces figures que, dans tous les cas, les points à basse température s'alignent sur une droite qui correspond à une dépendance en température légèrement plus forte que T^5. White et Woods (9) indiquent une dépendance en $T^{5,1}$, au dessus de 10 K, ce qui concorde bien avec nos résultats. Rumbo (10) donne, pour des mesures à $T < 8,5$ K, une loi qui contient, en plus du terme en T^5, un terme en

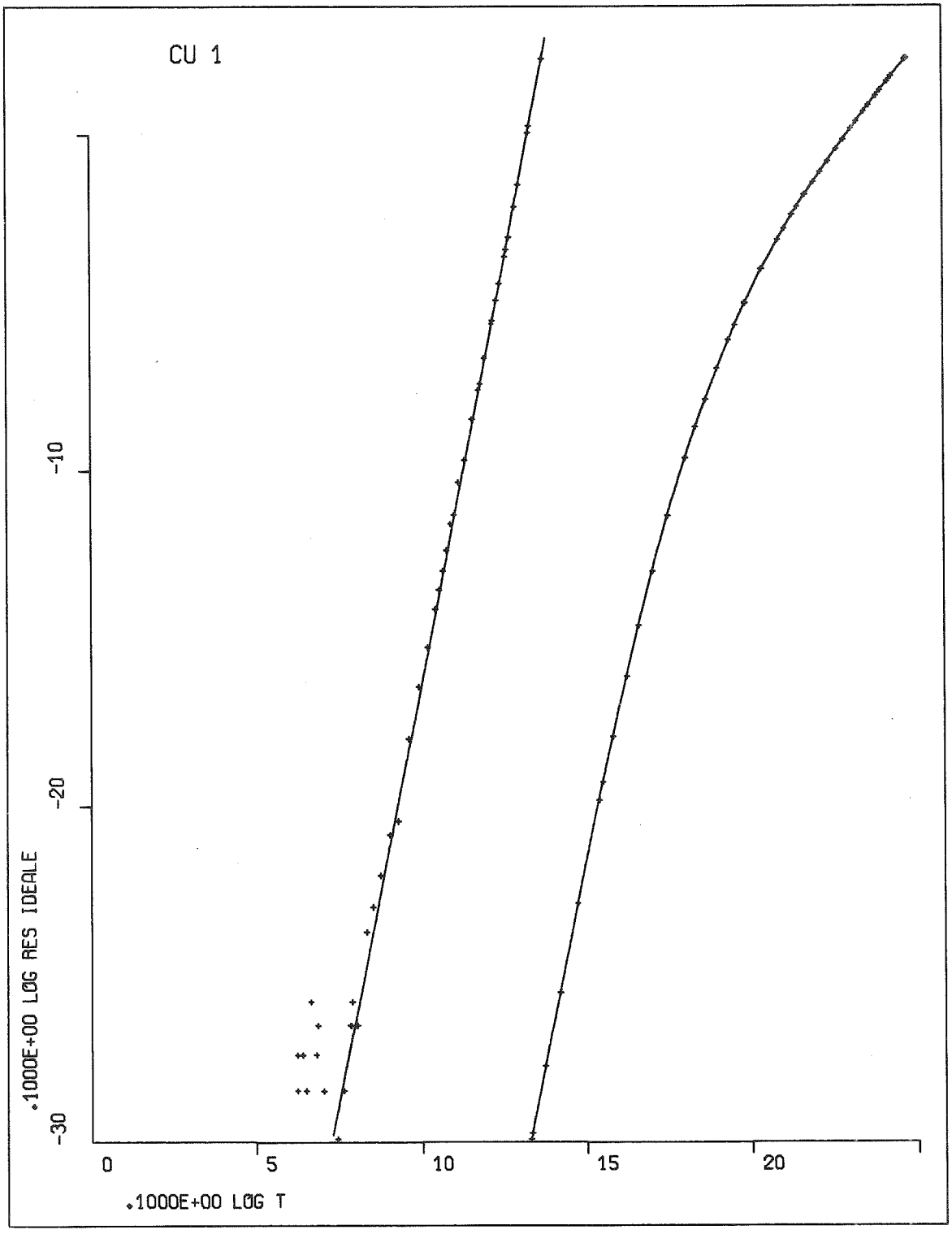


Fig.7

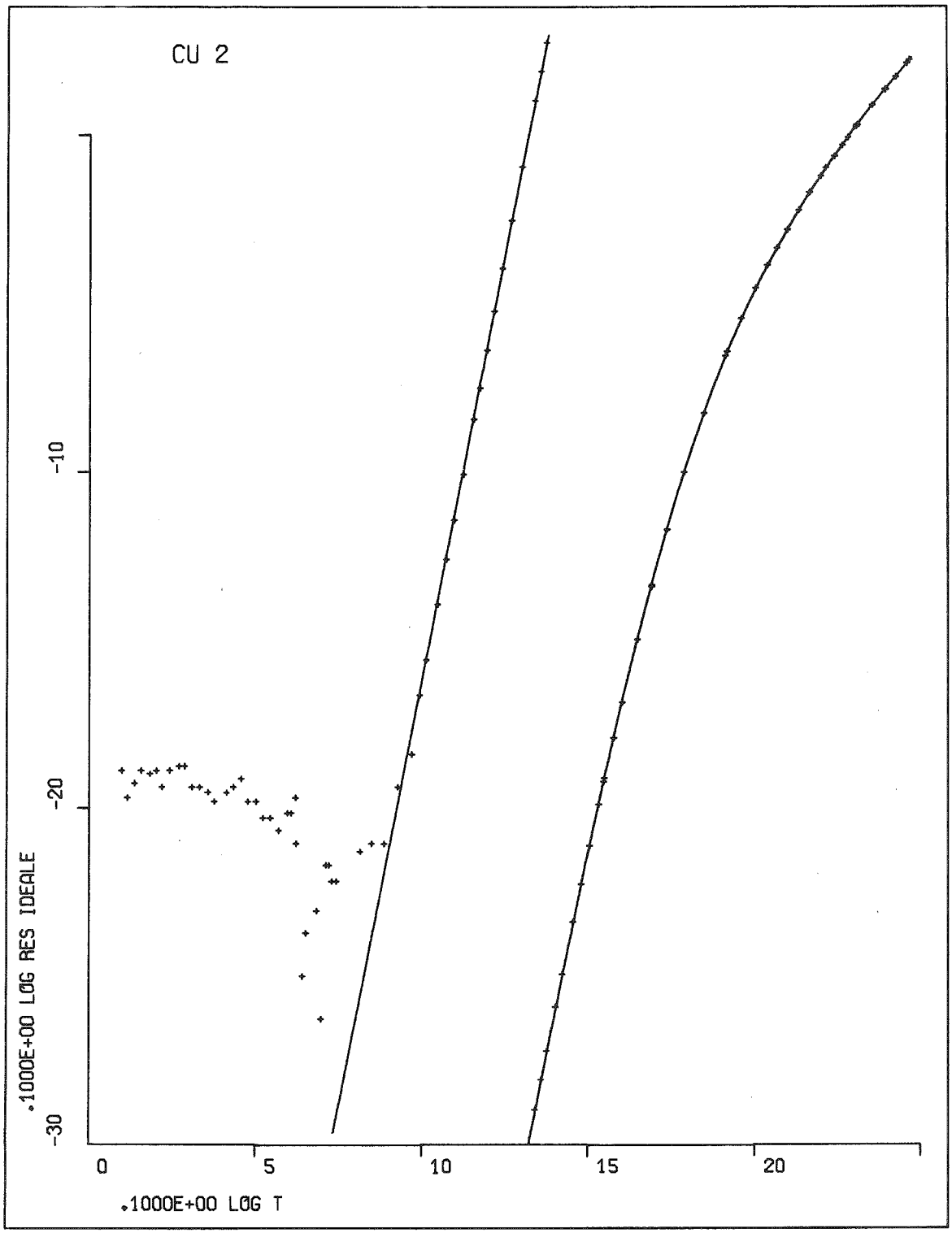


Fig. 8

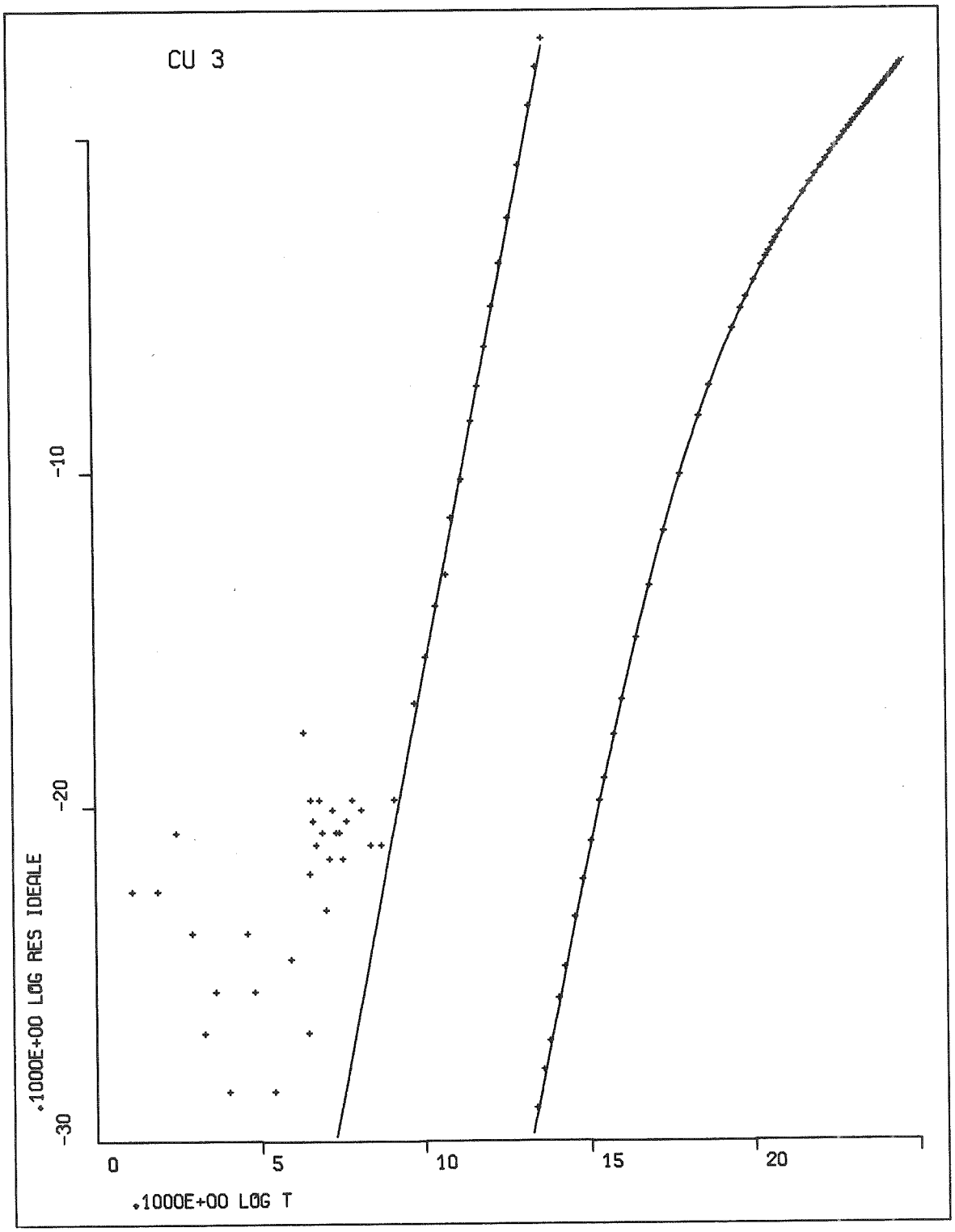


Fig.9

T^3. Nous pensons qu'une telle dépendance en T^3 peut aussi être attribuée à un terme exponentiel dû aux processus Umklapp (voir paragraphe 1.3.), d'autant plus que ces mesures ont été réalisées, sur un monocristal de grand rapport de résistivité (13500). D'ailleurs une remarque analogue a été faite par Sheard (12). Une telle dépendance en T^3 avait aussi été suggérée par Kos pour expliquer la variation de la résistivité de l'argent entre 1,4 et 4,2 K (11).

On doit encore remarquer sur les fig. 7 à 9 que, en dessous d'une température d'environ 4 K, on observe une remontée de la résistivité. Cet effet est dû à la présence de quelques impuretés de fer dans le métal.

Comme nous le verrons à propos de l'or (paragraphe 3.3.), il est possible de décrire convenablement la contribution à la résistivité d'impuretés magnétiques (13). Dans le cas du cuivre, étant donnée sa faible amplitude (de l'ordre de 10 p Ω cm entre 1 K et 4 K) et notre dispersion expérimentale (de l'ordre de 3 p Ω cm), nous n'avons pas cru nécessaire de faire cette correction.

Tout au plus, pouvons nous comparer l'ordre de grandeur de la variation de la résistivité entre 1 K et 4 K avec les résultats publiés sur des alliages de Cu Fe (12). On conclut alors que l'effet que nous observons correspond à un taux d'impuretés de fer d'environ 0,3 ppm.

En conséquence, une ambiguïté subsiste dans la définition de la résistivité résiduelle. Nous avons pris comme résistivité résiduelle, une valeur proche du minimum (indiquée sur le tableau 1).

Nous avons analysé nos résultats suivant la méthode décrite au paragraphe 2. Une loi du type de l'équation (7) décrit assez bien les résultats dans toute la gamme de mesure. Dans le tableau 2, nous donnons les paramètres A, D, $2\alpha\gamma$ et θ déterminés dans les 3 cas, ainsi que l'erreur abolue quadratique moyenne, ε_a, associée.

Tableau 2

N° ech.	A (nΩcm)	D x 10^9 (nΩcm.K^{-5})	$2\alpha\gamma.10^4$	θ (K)	ε_a (nΩcm)
1	1,32608	1,85854	0,7890	335,95	0,594
2	1,64984	1,91335	0,7579	333,65	0,784
3	3,63599	2,00822	0,8175	329,90	0,443

Sur les fig. 7 à 9 nous avons tracé en trait continu, les résistivités calculées, diminuées des résistivités résiduelles et dans les fig. 10 à 12 nous avons porté dans des diagrammes semi-logarithmiques l'erreur absolue pour chaque point, c'est-à-dire la différence ε_k entre la valeur expérimentale et la valeur

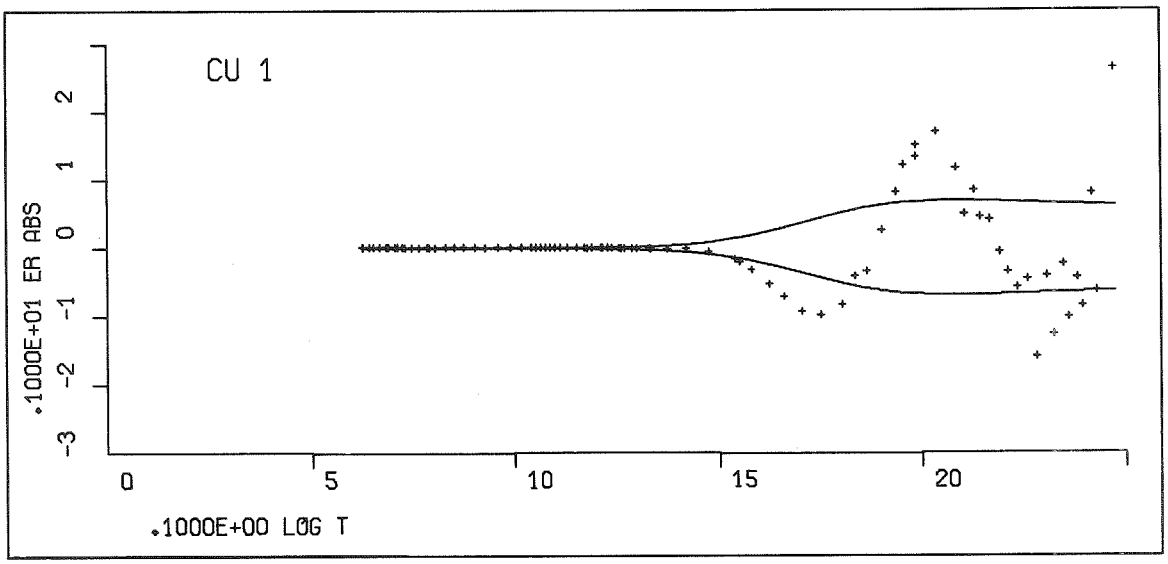


Fig. 10

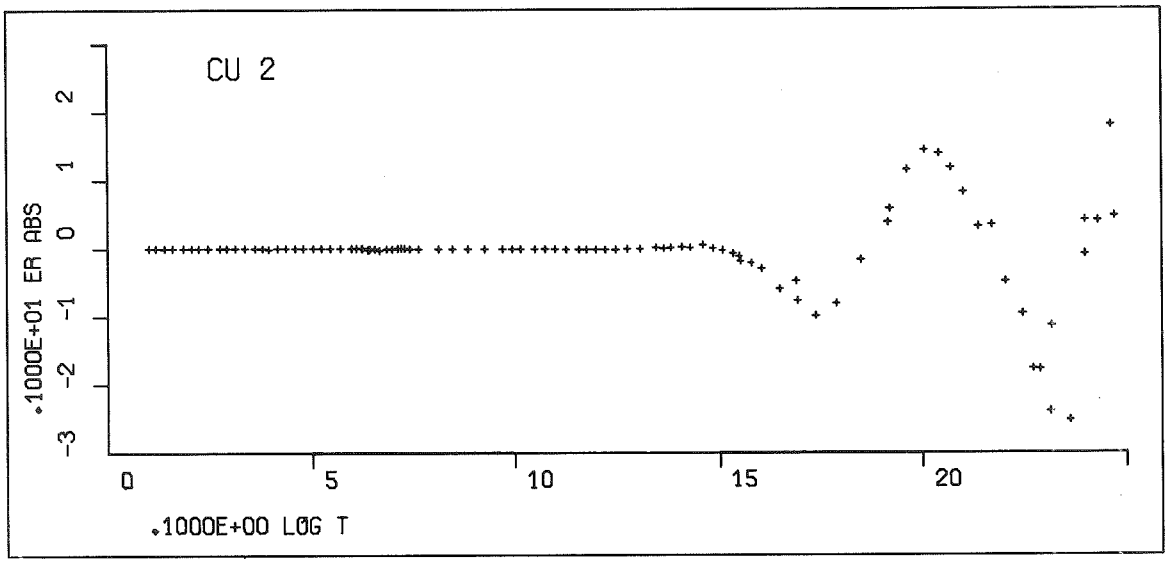


Fig.11

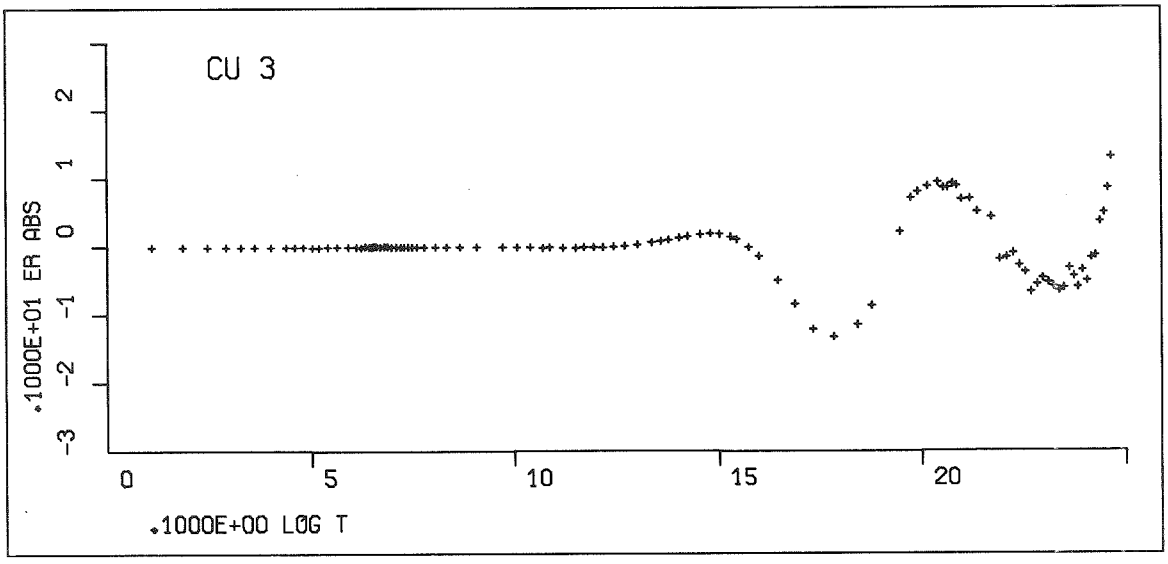


Fig.12

calculée de la résistivité pour chaque température de mesure, en accord avec la définition donnée par l'équation (17). Sur la fig. 10 nous avons aussi indiqué en trait continu l'erreur due à l'étalonnage des thermomètres donnée par l'expression (18). On voit que les deux erreurs sont comparables et qu'il n'est pas possible de chercher une meilleure loi physique, sans améliorer le système de mesure de température. Les résistivités calculées sont aussi données dans les tableaux 1 à 3 de l'annexe. Les valeurs de θ obtenues sont en très bon accord avec celles déterminées à partir de mesures de chaleur spécifique (14) et d'autres mesures de résistivité (9).

Comme il est dit précédemment (au paragraphe 2), la valeur de θ a été choisie de façon à obtenir le meilleur accord entre ρ_o (résistivité résiduelle) et le paramètre A. Les valeurs de θ qui correspondent au minimum d'erreur absolue quadratique moyenne sont, dans tous les cas, plus faibles de 1,5 K (c.f. figure 6, pour le Cu 1).

Le coefficient $2\alpha\gamma$ qui tient compte d'un terme correctif en T^2 à haute température diffère d'un facteur 2,5 environ de celui indiqué par Mott et Jones (6) ($1{,}9 \times 10^4$) et obtenu à partir de mesures aux températures très élevées (500° C). Mais, il faut remarquer que, même à 300 K (la température la plus élevée de notre gamme de mesure), le terme en $2\alpha\gamma$ représente à peine 5% de la résistivité totale. Cela implique donc une erreur importante dans son évaluation. D'un autre côté, si α est à peu près constant en dessus de 200 K, il diminue fortement (environ par un facteur 20) de 200 K à 4 K. Il est donc normal, d'obtenir à partir de l'expression (7) une estimation de α notablement inférieure à sa valeur à l'ambiante.

3.2. - Argent

Nous avons mesuré un fil d'argent préparé à partir de métal de pureté 5N fourni par Johnson Matthey. Le métal a été fondu, laminé et passé ensuite dans des filières de carbure de tungstène et de diamant jusqu'au diamètre nominal de 0,282 mm. Il a été ensuite recuit sous vide pendant 4 heures à 550° C et refroidi lentement.

La distance entre les prises de tension de cet échantillon était de 102,25 cm. Son diamètre réel, égal à 0,2786 mm a été déterminé par pesée, en prenant pour densité de l'argent $d_{Ag} = 10{,}5$.

La résistivité résiduelle mesurée est $\rho_o = 2{,}517$ nΩ.cm. La valeur de la résistivité à 273,15 K est $\rho_{273\ K} = 1458{,}5$ nΩ.cm, ce qui donne une résistivité idéale $\rho_{i_{273\ K}} = 1456{,}0$ nΩ.cm et un rapport de résistivité $\rho_{273}/\rho_o = 579{,}7$.

Dans le tableau 4 de l'annexe la résistivité déterminée expérimentalement est donnée en fonction de la température. Ces points expérimentaux ont été portés dans un diagramme logarithmique (fig. 13) après avoir enlevé la résistivité résiduelle, ρ_o.

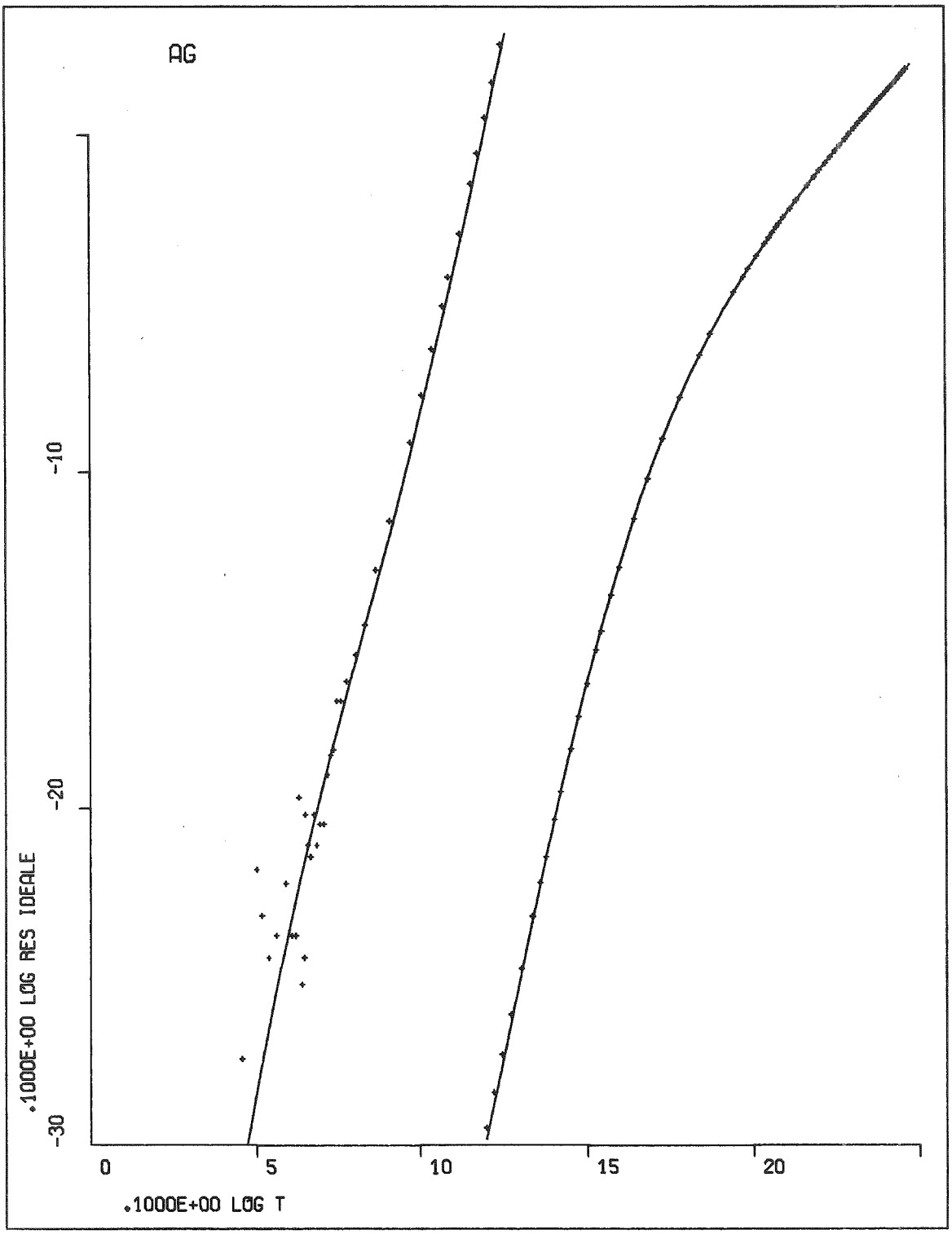


Fig.13

On constate sur la fig. 13 une courbure à basse températures qui n'était pas observée sur les résultats obtenus pour le cuivre (fig. 7 à 9). La même analyse que celle effectuée dans le cas du cuivre ne saurait tenir compte de cette courbure. Ce genre d'analyse a pourtant été réalisé par Ehrlich et Schriempf (15) qui ont des résultats d'une grande précision, mais des écarts systématiques entre résultats expérimentaux et valeurs calculées sont apparents sur leurs diagrammes.

De plus, aux plus basses températures, on constate l'impossibilité de décrire les résultats par une seule loi phénoménologique en $A + BT^n$. Plus on réduit la gamme de température utilisée et plus n s'écarte de la valeur 5 prévue par la théorie de Bloch-Grüneisen. Ainsi, White et Woods (9) indiquent une variation en $T^{4,7}$ au-dessus de 10 K tandis que Fenton et al. (16) indiquent une variation en $T^{3,7}$ ou même $T^{3,3}$. Kos (11) décrit ses mesures entre 1 K et 4 K par l'expression $AT^3 + BT^5$. Dans un travail plus récent, à partir de mesures très précises sur une grande gamme de températures, Kos (17) fait une interprétation de ses résultats en termes d'écarts à la règle de Matthiessen et en déduit une variation de la résistivité idéale de l'argent en $T^{4,56}$ en dessous de 12 K et en $T^{4,88}$ au dessus de cette température.

En nous basant sur la remarque de Sheard (12) et sur la théorie des processus Umklapp que nous avons exposée au paragraphe 1.3., nous avons cherché à mettre en évidence un terme exponentiel, traduisant la disparition de tels processus en dessous d'une température caractéristique θ_E.

Pour cela, nous avons considéré les points expérimentaux pour les températures inférieures à 13 K, c'est-à-dire, dans la région où $J_5(\frac{\theta}{T})$ reste constante avec la température à mieux que 10^{-3} et nous avons cherché à leur ajuster les trois expressions suivantes :

$$\text{a)} \qquad \rho = A + BT^5 \tag{19}$$

$$\text{b)} \qquad \rho = A + BT^n \tag{20}$$

$$\text{c)} \qquad \rho = A + BT^n + Ce^{-\theta_E/T} \tag{21}$$

Dans le tableau 3 nous donnons les paramètres ainsi que l'erreur absolue quadratique moyenne obtenus dans les 3 cas.

Tableau 3

	A ($n\Omega.cm$)	$B.10^6$ ($n\Omega.cm.K^{-n}$)	n	C ($n\Omega.cm$)	θ_E (K)	ε_a ($n\Omega.cm$)
eq. (19)	2,5236	1,39452	—	—	—	0,0068
eq. (20)	2,5190	11,6352	4,140	—	—	0,0031
eq. (21)	2,5176	0,887402	5,10	0,254132	17,0	0,0025

Dans ce tableau on doit remarquer la grande diminution de l'erreur quand on passe d'une loi en T^5 à une loi en T^n. De plus, la résiduelle A s'approche de sa valeur expérimentale. Cela est visible dans le tracé que nous avons fait dans la fig.14.

L'introduction du terme exponentiel fait encore diminuer l'erreur ε_a, quoique de manière moins significative. Mais si cette erreur calculée avec l'équation (21) reste comparable à celle calculée avec l'équation (20), c'est qu'elle atteint la limite de la dispersion expérimentale (que nous pouvons évaluer à 2 pΩ.cm environ). Le tracé de la fig. 14 est toutefois bien en faveur de l'équation (21). Par ailleurs, la valeur de n égale à 4,14 que nous trouvons en appliquant (20) s'intègre bien dans l'ensemble de résultats que nous avons cités ci-dessus, étant donné le nombre de points que nous avons pris. Mais on doit surtout remarquer, en faveur de l'équation (21), qu'elle redonne une valeur de n égale à 5,1, donc très proche de celle prévue par la relation de Bloch-Grüneisen.

A partir de l'expression (14) on peut déduire la valeur du paramètre $\frac{k_F}{q_o}$. On obtient $\frac{k_F}{q_o} = 0{,}954$, ce qui est un bon ordre de grandeur.

Nous avons ensuite retranché le terme C exp $(-\theta_E/T)$ ainsi calculé, à la résistivité expérimentale et nous avons traité les résultats obtenus de la même manière que ceux du cuivre. L'équation (7) est vérifiée avec une erreur égale à 0,552 nΩ.cm et les paramètres qu'on obtient alors sont les suivants :

$$A = 2{,}51770 \ n\Omega.\,cm$$
$$D = 8{,}14898 \times 10^{-9} \ n\Omega.cm.K^{-5}$$
$$2\alpha\gamma = 1{,}1646$$
$$\theta = 226{,}50 \ K$$

Sur la fig. 13, nous avons tracé la courbe calculée pour la résistivité idéale de l'argent ; les valeurs correspondantes sont données dans le tableau 4 de l'annexe. L'erreur absolue ε_K pour chaque point (équation (17)) a été portée dans un diagramme semi-logarithmique (fig. 15).

Ici aussi, cette erreur est proche de l'erreur associée à l'étalonnage des thermomètres et la recherche d'une éventuelle meilleure loi physique ne peut donc être faite sans améliorer notre système de mesure de températures.

La valeur de D correspond à basse température à une loi en BT^5 de coefficient B = 1,01 $n\Omega.cm.K^{-5}$, donc supérieur à celui que nous avons trouvé avec l'équation (21). Cela peut s'expliquer par le fait que le pourcentage de processus de diffusion Umklapp augmentant avec la température, le coefficient D doit aussi augmenter légèrement. La courbe tracée sur la fig. 13 ne représente donc pas l'ajustage que nous avons fait à basse température avec l'équation (21), mais simplement une courbe moyenne valable sur toute la gamme de nos mesures.

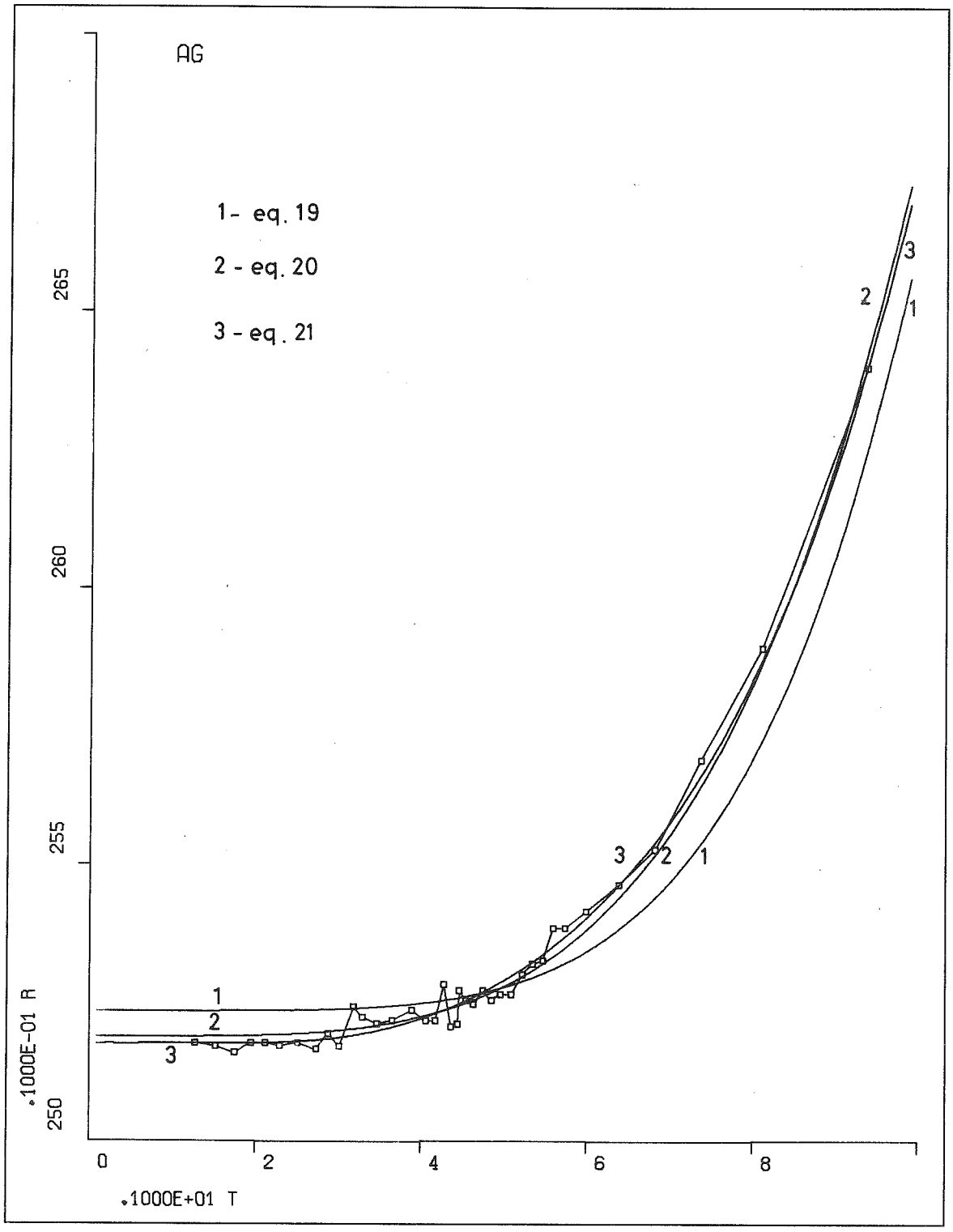

AG
1- eq. 19
2 - eq. 20
3 - eq. 21
265
260
255
250
•1000E-01 R
0
2
4
6
8
•1000E+01 T
1
2
3

Fig.14

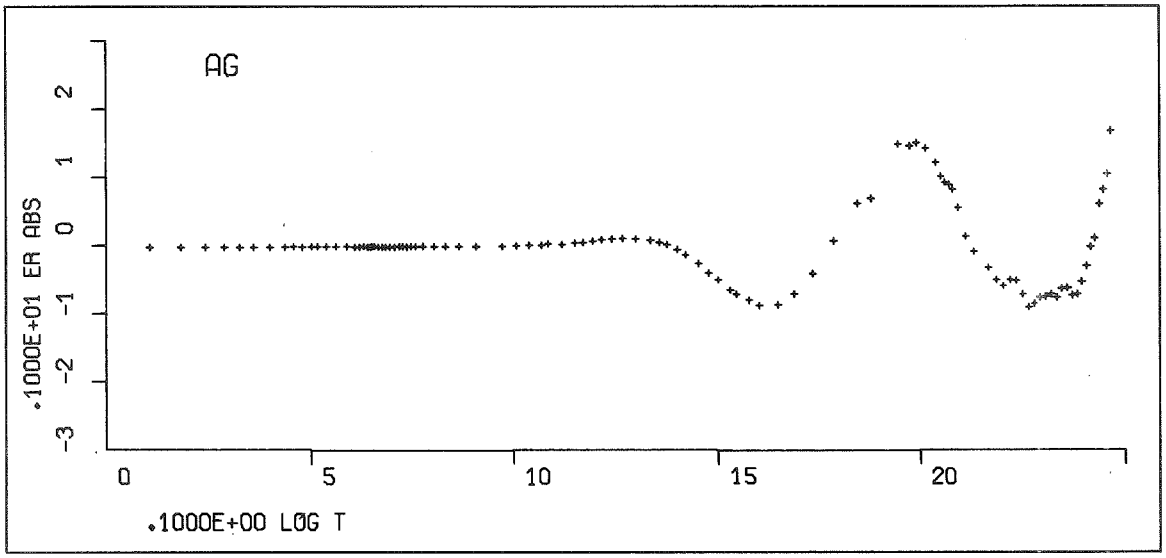


Fig.15

La valeur de θ est en accord avec les résultats de la littérature, obtenus soit par mesures de chaleur spécifique (14,18), soit de résistivité (9).

$2\alpha\gamma$ est encore inférieur à la valeur indiquée par Mott et Jones (6) - $2,7 \times 10^{-4}$, mais les mêmes arguments que nous avions avancés à propos du cuivre sont encore applicables.

3.3. - Or

Nous avons mesuré un échantillon d'or préparé à partir d'un fil de 1 mm fourni par Johnson Matthey, qui indique une pureté de 5 N et un taux d'impuretés magnétiques inférieur à 5 ppm. Il a été fondu et refroidi lors de la coulée. On a procédé ensuite à un laminage jusqu'au diamètre de 1,4 mm et aux tréfilage dans des filières de diamant jusqu'au diamètre nominal de 0,282 mm, puis à un recuit sous vide pendant 4 heures à 550° C suivi d'un refroidissement lent. Pour calculer son diamètre réel, nous avons effectué une pesée de l'échantillon et utilisé la densité $d_{Au} = 19,3$. Le diamètre ainsi calculé est égal à 0,2787 mm. La distance entre les prises de tension était 88,068 cm.

Les résultats de nos mesures sont donnés sur le tableau 5 de l'annexe.

La présence de quelques ppm d'impuretés de fer fait apparaître un minimum de la résistivité (effet Kondo) à 5,1 K. La montée de la résistivité en dessous de cette température est relativement faible (environ 0,2 n Ω cm entre 1 K et 5 K). Elle nous empêche cependant de définir une résistivité résiduelle constante et pour cela nous avons été amenés à soustraire à nos résultats de mesure cette contribution due aux impuretés de fer.

La résistivité à 273,15 K est $\rho_{273} = 2029,0$ n Ω cm. En prenant une valeur moyenne de la résistivité résiduelle de l'ordre de 8 n Ω cm, on obtient la résistivité idéale à 273,15 K : $\rho_{i_{273}} \simeq 2021$ n Ω cm et un rapport de résistivité ρ_{273}/ρ_o de l'ordre de 240.

Pour tenir compte de la contribution des impuretés de fer, nous nous sommes servis d'un modèle phénoménologique (13) qui sera essentiel dans l'étude des alliages et sur lequel nous reviendrons longuement à cette occasion.

Dans ce modèle, on essaie de tenir compte des variations de résistivité et de susceptibilité associées à l'effet Kondo en introduisant un spin effectif :

$$S_{eff}(T) = S.\ \xi(T) \qquad (22)$$

dans les formules obtenues à l'ordre le plus bas ; c'est-à-dire, pour la susceptibilité, la loi de Curie

$$\chi = \frac{g^2\ \mu_B^2\ S_{eff}(S_{eff}+1)}{3\ k\ T} \qquad (23)$$

et pour la résistivité, le résultat classique obtenu à partir de la théorie des déphasages (13,19). S représente le spin ionique de l'impureté dissoute et $\xi(T)$ est une fonction de la température de contre-domaine compris entre 0 et 1.

$$\rho_K = A + B \cos 2 S \xi(T) \frac{\pi}{5} \qquad (24)$$

En combinant les équations (22) (23) et (24), on obtient une relation entre χ et ρ_K.

Les mesures de susceptibilité magnétique effectuées sur des échantillons d'Au Fe (20), montrent que $\chi(T)$ suit approximativement dans notre gamme de température une loi de Curie Weiss d'équation :

$$\chi = \frac{g^2 \mu_B^2 \; S(S+1)}{3 k(T+T_K)} \qquad (25)$$

avec $S = 3/2$ et $T_K = 0,4$ K.
Quand on identifie cette équation à la loi de Curie (eq. (23)) on obtient la dépendance $S_{eff}(T)$ recherchée :

$$\frac{4 S_{eff} (S_{eff} + 1)}{T} = \frac{(3,25)^2}{T + 0,4} \qquad (26)$$

Nous avons porté sur la fig. 16 la résistivité mesurée à basse température en fonction de cos 2 $S_{eff} \frac{\pi}{5}$. Le très bon accord avec l'évolution linéaire prévue par l'expression (24) fournit la justification du modèle utilisé.
On obtient :

$$A = 8,1207 \quad n \; \Omega \; cm$$
$$B = 1,3321 \quad n \; \Omega \; cm$$

ce qui correspond à une concentration en impuretés de Fe de 3 ppm environ.

Nous discuterons au chapitre suivant ces valeurs numériques qui nous permettent en utilisant les eqs. (24) et (26) de déterminer la contribution des impuretés magnétiques sur toute notre gamme de mesures. Nous avons ensuite retranché à la résistivité mesurée cette contribution $\rho_K(T)$ due aux impuretés de Fe.
Les résultats ont été portés sur un diagramme logarithmique, (fig. 17). On observe au départ une pente en T^5, ce qui concorde avec les résultats de White et Woods (9). Des variations plus faibles (en $T^{3,9}$ et $T^{4,1}$) sont indiquées par Stewart et Huebener (21). Pourtant, étant donnée leur grande gamme de mesures, il est possible que cette dépendance ait été évaluée en prenant des points à des températures trop élevées (quand $J_5 (\frac{\theta}{T})$ n'est plus constant avec la température). En effet, étant donnée la faible valeur de θ dans l'or (de l'ordre de 180 K) l'intégrale de Grüneisen est constante à 10^{-3} près avec la température, seulement pour $T \lesssim 12$ K.

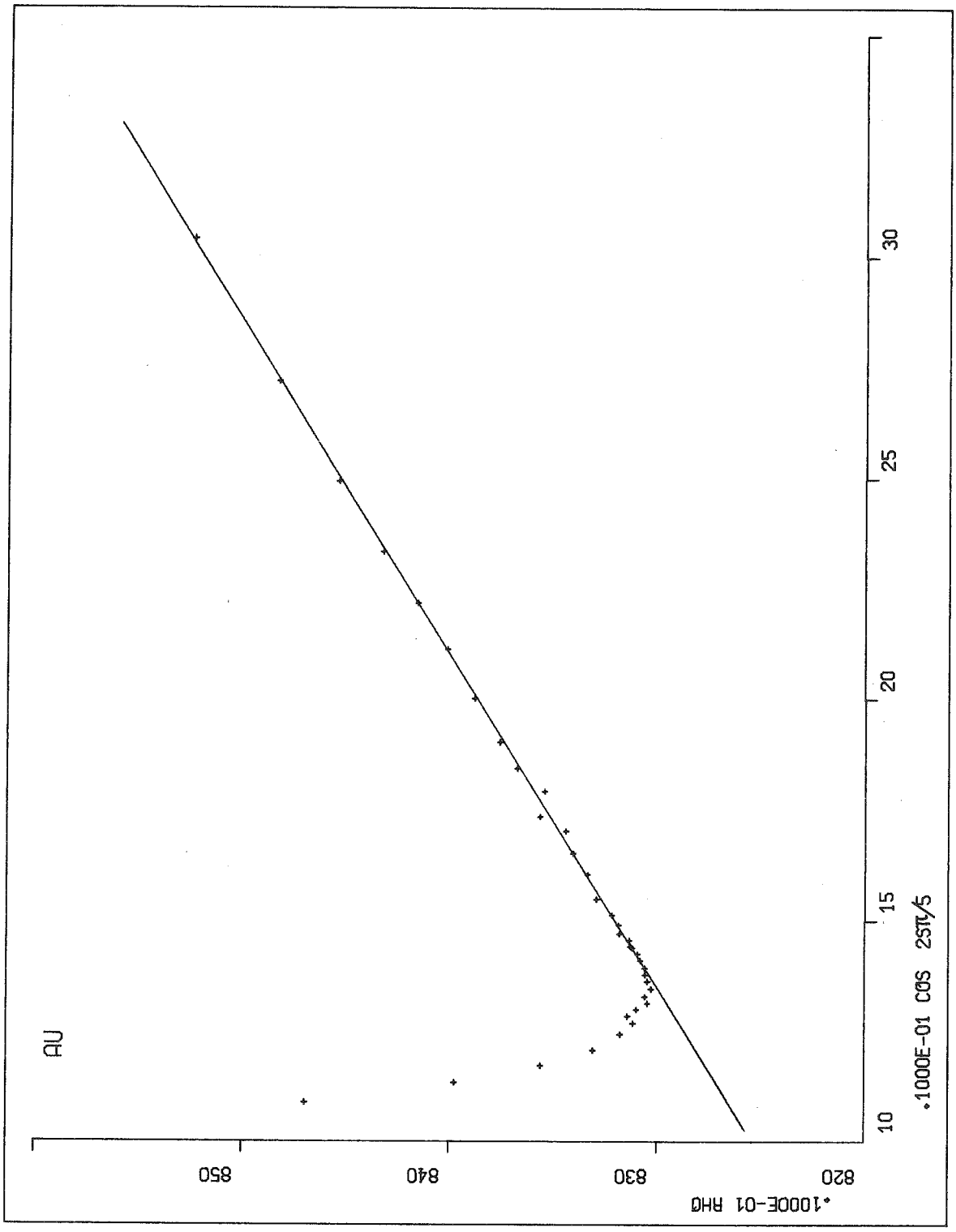


Fig. 16

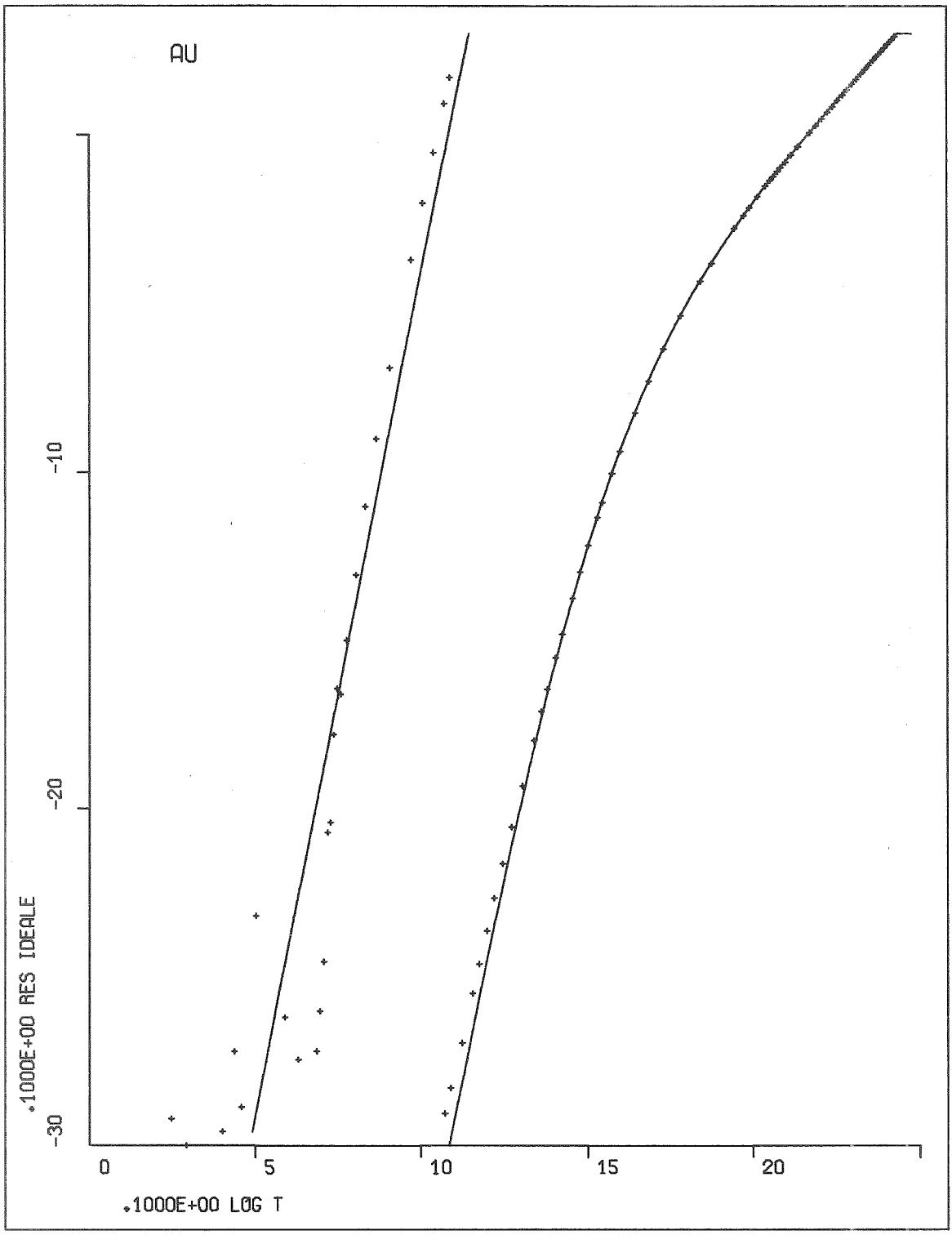


Fig.17

Nous avons effectué ensuite un calcul de moindres carrés sur les valeurs mesurées de la résistivité après la soustraction de la contribution $\rho_K(T)$, en essayant de trouver les meilleurs paramètres de l'équation (17).

On obtient :

$$A = 0{,}11275 \text{ n .cm}$$
$$D = 3{,}09327 \text{ n .cm K}^{-5}$$
$$2\alpha\gamma = 1{,}5841$$
$$\theta = 175{,}0 \text{ K}$$

avec une erreur absolue quadratique moyenne de 0,467 nΩ. cm.

Cette loi calculée a été tracée en trait continu sur la fig. 17. Dans la fig. 18, nous donnons l'erreur absolue pour chaque point en fonction du logarithme de la température. Une erreur importante apparaît vers 10 K. Nous attribuons cette divergence à la faible pureté de notre échantillon.

Les résistivités calculées pour chaque température de mesure sont données dans le tableau 5 de l'annexe.

La valeur de θ est en accord avec les valeurs obtenues soit à partir de mesures de chaleurs spécifiques (14) soit à partir de mesures de résistivité (9).

$2\alpha\gamma$ est encore faible par rapport aux données de Mott et Jones (6) et l'explication que nous avions proposée à propos du cuivre et de l'argent reste valable.

3.4. - Conclusion

Nous donnons dans les 3 paragraphes précédents des résultats expérimentaux sur des échantillons de cuivre, argent et or.

L'analyse de nos mesures par la formule de Bloch-Grüneisen corrigée des effets dus à la décroissance de la température de Debye θ (eq.(7)) donne de très bons résultats, au moins dans la marge d'erreur imposée par l'étalonnage de nos thermomètres.

Dans le cas de l'argent, nous avons pu mettre en évidence, pour la première fois, l'existence d'un terme exponentiel qui s'explique par la disparition des processus Umklapp à basse température, et dont l'ordre de grandeur semble compatible avec les connaissances sur la surface de Fermi de ce métal. Toutefois, la résistivité de l'argent et du cuivre à basse température, ayant par ailleurs été interprétée différemment (10,11,17), des mesures plus précises seraient nécéssaires pour apporter une conclusion sans ambiguïté.

Un modèle phénoménologique (13) nous a aussi permis de tenir compte de l'effet Kondo provoqué par les impuretés de fer dans l'or.

Remarquons, à ce propos, que l'existence de termes exponentiels dans le

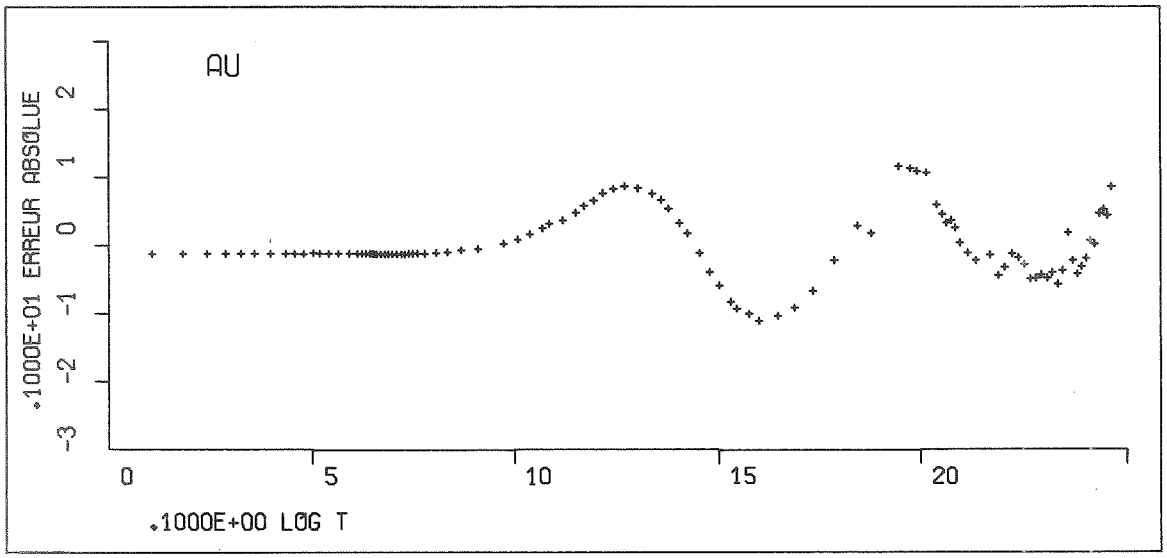


Fig. 18

cuivre ou dans l'or n'est pas à exclure, mais ces termes doivent être généralement cachés par l'effet Kondo dû aux impuretés de fer.

III - LA RESISTIVITE DES ALLIAGES

1. - Détermination expérimentale de la contribution de l'impureté

1.1. - Forme de la contribution de l'impureté

Nous définissons la contribution de l'impureté comme étant la différence entre la résistivité de l'alliage ρ_{all} et la résistivité du métal pur ρ_{mp} :

$$\Delta\rho = \rho_{all} - \rho_{mp} \qquad (27)$$

Dans le paragraphe 2, nous indiquerons la technique utilisée pour calculer $\Delta\rho$ et les erreurs qui lui sont inhérentes.

Quand on trace les différences de résistivité $\Delta\rho$ en fonction de la température, on constate immédiatement la présence de deux effets :

- une variation pseudo-logarithmique qui est associée à l'effet Kondo
- une bosse située à des températures de l'ordre de 60 K identifiée comme une anomalie à la règle de Matthiessen.

A titre d'illustration, nous avons tracé sur la fig. 19 les résultats obtenus sur la série d'alliages de Cu Mn. Les différences $\Delta\rho$ entre la résistivité de chaque alliage et la résistivité du métal pur y sont portées en fonction du logarithme décimal de la température.

Sur cette figure, on observe en outre un comportement à haute température qui est très divers suivant les échantillons : Cela est dû aux erreurs systématiques des mesures de longueur. Nous reviendrons sur ce problème au paragraphe 3.

1.2. - Technique de calcul de $\Delta\rho$

Pour calculer la contribution $\Delta\rho$ de l'impureté, il est nécéssaire de connaître avec une grande précision les résistivités de l'alliage et du métal pur aux mêmes températures.

La manière la plus simple de résoudre le problème consiste à mesurer simultanément les deux échantillons (alliage et métal pur), et à soustraire les résistivités expérimentales déterminées point par point.

Dans certains cas, nous avons mesuré les résistivités d'une série d'alliages et la résistivité du métal pur en deux expériences distinctes. Une interpolation est alors nécéssaire pour déterminer la résistance de l'impureté à la même température que pour l'alliage.

Cette interpolation a été réalisée en lissant à la main les courbes d'erreur (fig. 10 et 18) du métal pur. La résistivité expérimentale à la température T est ensuite obtenue comme la somme de la résistivité théorique obtenue par la formule (7) et de l'écart correspondant à la température T obtenu des courbes d'er-

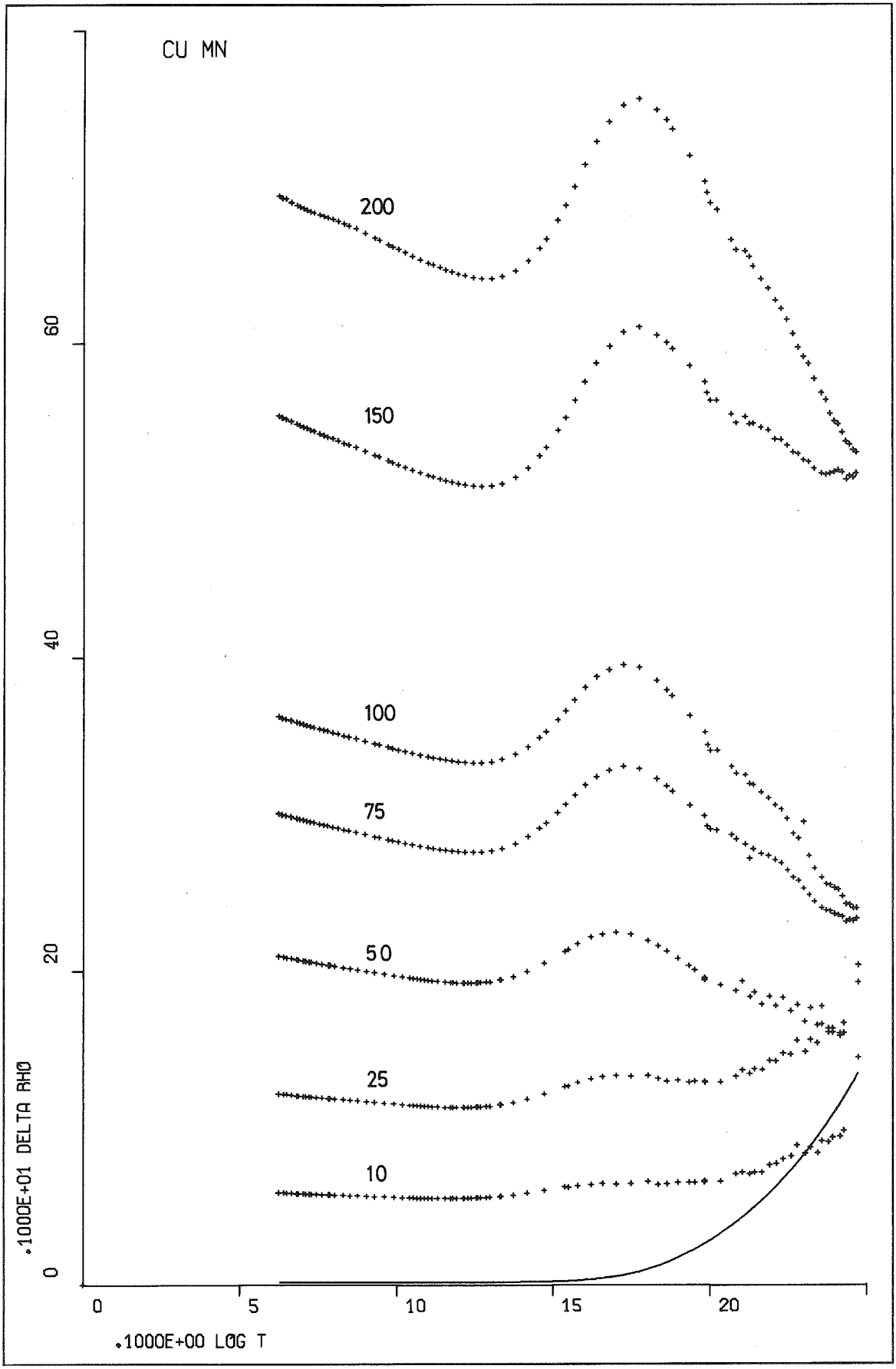

CU MN
200
150
100
75
50
25
10
0
20
40
60
.1000E+01 DELTA RHO
0
5
10
15
20
.1000E+00 LOG T

Fig. 19

reur 10 et 18, lissées.

Cette façon de procéder présente deux avantages : d'une part, on utilise pour tous les échantillons les mêmes données de résistivité de métal pur qui deviennent ainsi une référence unique, ce qui permet de bien comparer les alliages entre eux, et, d'autre part, on élimine un peu de la dispersion expérimentale sur la mesure du métal pur, puisqu'on lisse les courbes d'erreur.

1.3. - Erreurs

L'erreur sur la contribution d'impureté s'obtient en différenciant l'équation (27).

Pour les faibles concentrations mesurées, ρ_{all} et ρ_{mp} sont du même ordre de grandeur. Il en va de même pour les erreurs associées à leur détermination, $\Delta\rho_{all}$ et $\Delta\rho_{mp}$. Il en résulte que les erreurs systématiques associées à la détermination de la température s'annulent dans la mesure où on utilise le même thermomètre pour la mesure de ρ_{all} et ρ_{mp}.

Par contre, l'erreur absolue due à la détermination des longueurs est doublée.

Le terme dominant l'erreur expérimentale, $\Delta(\Delta\rho)$, aura donc pour ordre de grandeur :

$$\Delta(\Delta\rho) = 4 \frac{\Delta\ell}{\ell} \cdot \rho_{mp} \qquad (28)$$

Avec la valeur choisie pour $\Delta\ell$ (2 mm), on voit que l'on atteint approximativement 0,8 % de la contribution de la matrice pour la plupart de nos échantillons et une erreur qui peut être 3 fois plus grande pour les échantillons plus courts (CuCr et PtCo).

Nous avons, à titre d'exemple reporté sur la fig. 19 les contributions d'impureté d'une série d'alliages de CuMn et,en trait plein, la contribution correspondant à 0,8 % de la matrice de cuivre.

On voit qu'on peut séparer deux régions :

- une région à haute température où la contribution d'impureté est connue à un terme près proportionnel à ρ_{mp} et qui peut être dominant ;
- une région à basse température où ce terme d'erreur est négligeable par rapport à la contribution d'impureté et où celle-ci peut être analysée sans risque d'erreur systématique.

Il se trouve que le terme principal de la contribution d'impureté à ces basses températures est le terme Kondo. C'est donc à l'étude de l'effet Kondo que nous allons procéder dans une première partie, en nous restreignant pour ce faire

aux basses températures.

1.4. - Séparation des deux contributions d'impureté

D'une manière plus précise, si on se limite à des températures inférieures à 20 K, environ (dans tous nos systèmes), l'anomalie à la règle de Matthiessen a une valeur faible que l'on peut tenter d'approximer par un terme du type CT^n.

Nous pouvons alors, par des méthodes de minimisation d'erreur, chercher une loi qui décrive au mieux la contribution due à l'effet Kondo, en écrivant, pour chaque alliage, et dans la gamme de température choisie :

$$\Delta\rho(T) = \rho_K(\alpha;T) + CT^n \qquad (29)$$

où $\rho_K(\alpha;T)$ représente une loi susceptible de décrire l'effet Kondo avec un ensemble de paramètres α, calculés par le programme de minimisation de l'erreur.

Si la loi $\rho_K(\alpha;T)$, qui décrit l'effet Kondo, est extrapolable au dessus de la température que nous avions prise comme limite supérieure, nous serons en mesure de soustraire cette contribution due à l'effet Kondo de la contribution totale $\Delta\rho$ et de calculer ainsi l'écart à la règle de Matthiessen (à un terme d'erreur près, proportionnel à la contribution de la matrice).

A - EFFET KONDO

2. - Recherche d'une loi théorique pour la contribution magnétique d'impureté

2.1. - Le terme magnétique à une impureté

C'est le terme dont la lente variation (logarithmique) en fonction de la température est connu sous le nom d'effet Kondo.

Dans le cadre d'une théorie Hartree-Fock, Friedel et Blandin (19) expriment la résistivité d'impuretés de moment 2S en fonction des déphasages $\delta_\ell^\uparrow$ et $\delta_\ell^\downarrow$ des électrons de conduction au niveau de Fermi. Si on se limite pour simplifier aux déphasages ayant la symétrie de la couche de l'impureté qui est incomplète, $\delta_\ell^\uparrow$ et $\delta_\ell^\downarrow$ sont reliés à Z (la différence de charge entre matrice et impureté) et à 2S par les relations :

$$\begin{aligned} \delta_\ell^\uparrow + \delta_\ell^\downarrow &= Z \frac{\pi}{2\ell + 1} \\ \delta_\ell^\uparrow - \delta_\ell^\downarrow &= 2S \frac{\pi}{2\ell + 1} \end{aligned} \qquad (30)$$

où on a appliqué la règle de somme de Friedel. La résistivité s'écrit alors (en unités atomiques $e = \hbar = m = 1$) :

$$\rho = \frac{2\ell + 1}{2} \frac{4\pi c}{k_F p} \left(1 - \cos 2S \frac{\pi}{2\ell + 1} \cos Z \frac{\pi}{2\ell + 1}\right) \qquad (31)$$

Cette formule est équivalente au modèle sd dans la première approximation de Born, comme l'a montré Blandin (22).

Souletie (23) a souligné qu'il suffisait pour cela de prendre comme définition de l'intégrale d'échange dans l'hamiltonien $H = - 2 J S s$

$$|J\rho| = \frac{\sin \frac{2S\pi}{2\ell + 1}}{2S\pi} \qquad (32)$$

où ρ est la densité d'état au niveau de Fermi pour une direction de spin des électrons de conduction.

L'avantage de l'approche en déphasages est qu'elle explicite les grandeurs en fonction de quantités (Z et S) auxquelles on a un accès direct et qu'elle tient compte de la dégénérescence ℓ et partant s'applique à des valeurs du spin qui peuvent être différentes de 1/2.

L'approximation correspondante à ce calcul donne pour la susceptibilité la loi de Curie. Il est bien connu que la formule (31), non plus que la loi de Curie, ne peuvent rendre compte des variations en température qui sont associées à l'effet Kondo.

En revanche, Souletie (13), Nagasawa (24) et Loram et al. (25) ont pu

montrer expérimentalement que la relation obtenue en éliminant S entre l'équation (31) et la loi de Curie restait valable à toute température. Ceci suggère (Souletie (23)) que l'effet Kondo dans ce modèle pourrait être tenu en compte à l'aide d'une formule d'interpolation de la forme :

$$S_{eff}(T) = \xi\left(\frac{T}{T_K}\right) S \qquad (33)$$

connectant l'état magnétique à haute température et l'état de moment compensé observé aux basses températures.

Dans le cadre du modèle sd, ceci serait équivalent à l'utilisation des formules du premier ordre, avec un $(J\rho)_{eff}$ renormalisé donné par (32) avec S_{eff} donné par (33).

T_K est le paramètre d'échelle et est donné par l'expression classique :

$$T_K = D \exp - \frac{1}{2 J\rho} \qquad (34)$$

où $J\rho$ dans cette expression a sa valeur à haute température, correspondant à $\xi\left(\frac{T}{T_K}\right) = 1$.

Une première possibilité pour nous serait donc de déduire la variation de $\xi\left(\frac{T}{T_K}\right)$ de l'étude de la susceptibilité expérimentale et de comparer la résistance mesurée aux valeurs ainsi déduites. C'est précisément cette méthode que nous avons employée pour séparer la contribution magnétique du fer dans notre échantillon d'or pur. La figure 16 montre la très bonne vérification de la relation phénoménologique entre la résistivité et la susceptibilité magnétique. Cette méthode permet de déduire très simplement les paramètres intéressants : limites haute et basse température de la résistivité, valeurs de T_K, S et Z.

Dans les régions où existe un écart à la règle de Matthiessen, on pourrait le déduire par différence entre la valeur mesurée et celle déduite de la susceptibilité.

En fait, dans les régions de température que nous étudierons, on a facilement sur la résistivité une sensibilité aux effets considérés que la mesure de susceptibilité ne permet pas d'atteindre actuellement. Il serait donc extrêmement souhaitable d'avoir pour $\xi\left(\frac{T}{T_K}\right)$ une formule analytique. C'est dans ce but que Souletie (24) a comparé l'expression phénoménologique obtenue en introduisant (33) dans (31) aux résultats d'un calcul dû à Hamann (26) et qui est à ce jour la tentative la mieux réussie, dans le cadre du modèle sd, de présenter une formule analytique pour la résistivité.

La formule de Hamann modifiée par Fischer (27) et Schotte (28) pour tenir compte des effets potentiels, s'écrit :

$$\rho_K = \frac{4\pi c}{k_F p}\left[1 - \cos 2\delta_\ell \frac{\tilde{\alpha}(T)}{(\tilde{\alpha}(T)^2 + 4\tilde{b})^{1/2}}\right] \qquad (35)$$

avec

$$\tilde{\alpha}(T) = -2\tilde{J}\rho \ln\frac{T}{T_K}$$

et

$$\tilde{b} = \pi^2 \tilde{J}^2 \rho^2 S(S+1)$$

où $\tilde{J}$ tient compte des effets potentiels.

Elle est valable pour $S = 1/2$, $\ell = 0$, $T \geqslant T_K$. La limite $T = 0$ est correcte. Pour les cas réalistes d'impuretés de la série du Fe, cette expression confrontée à l'expérience ne permet pas d'obtenir des valeurs satisfaisantes des paramètres. Loram et al. (29) trouve pour Au Fe une valeur de S de l'ordre de 0,77. Fischer (27) signale la même difficulté dans le Cu Fe où il faut faire $S = 0{,}07$ pour avoir un bon accord avec les résultats expérimentaux.

Si maintenant on compare l'expression (35) au modèle phénoménologique (pour $S = 1/2$ et $\ell = 0$), on constate que les 2 formules pour la résistivité peuvent être rendues identiques en faisant :

$$\xi\left(\frac{T}{T_K}\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{1}{\pi S}\ln\frac{T}{T_K}\right) \qquad (36)$$

qui constituerait la formule d'interpolation cherchée. Souletie (23) propose de conserver cette variation formelle de $\xi\left(\frac{T}{T_K}\right)$ et d'utiliser la formule obtenue en la reportant dans l'expression (31) comme une généralisation possible de l'équation (35) pour toutes les valeurs de ℓ et de S. On obtient alors :

$$\rho_K = \frac{2\ell+1}{2}\,\frac{4\pi c}{k_F p}\left[1 - \cos Z\frac{\pi}{2\ell+1}\cos\left\{2S\frac{\pi}{2\ell+1}\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{1}{\pi S}\ln\frac{T}{T_K}\right)\right]\right\}\right] \qquad (37)$$

Un des buts de ce travail est de montrer que la formule ainsi obtenue se révèle très satisfaisante pour tenir compte des résultats expérimentaux. En particulier, nous verrons qu'elle permet d'aboutir à des valeurs réalistes des paramètres. Bien entendu, comme la formule de Hamann, dont elle est déduite, elle ne serait valable en toute rigueur que pour $T \geqslant T_K$.

2.2. - Les interactions entre impuretés

Des impuretés magnétiques dans un métal polarisent la bande de conduction. L'interaction indirecte entre impuretés qui en résulte est l'interaction bien connue de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY), qui oscille et décroît avec le cube de la

distance. Cette interaction entre impuretés est responsable d'un ordre magnétique qui s'établit progressivement aux basses températures et est connu sous le nom de régime de "verre de spins".

Sur la résistivité, l'effet de l'ordre magnétique se traduit par des déviations initialement en $\frac{c}{T}$, responsables de l'apparition d'un maximum à une température à peu près proportionnel à c.

Matho et Béal-Monod (30) ont justifié cette dépendance dans un modèle de paires : le terme en $\frac{c}{T}$ est attribué à la variation de la probabilité de trouver une impureté isolée à l'intérieur du rayon thermique de correlation de paire qui, pour l'interaction RKKY est proportionnel à $T^{1/3}$. C'est le terme magnétique (de Born) qui est affecté à l'exclusion du terme potentiel.

Nous avons admis, avec la plupart des auteurs, que le terme potentiel était responsable de l'essentiel de la contribution à la résistivité à haute température et c'est donc à la différence entre $\rho_K(T)$ et sa limite à $T \to \infty$, que nous avons appliqué la correction, par un facteur $\frac{T_o}{2T}$, où T_o, d'après ce que nous avons vu plus haut est un paramètre proportionnel à la concentration.

L'énergie moyenne d'interaction de la paire de spin, W_1, s'écrit, d'après Matho et Béal-Monod (30) :

$$W_1 = \frac{1}{2{,}3\sqrt{S}} \quad \frac{S+\frac{3}{2}}{S+1} \quad k_B \frac{T_o}{c} \tag{38}$$

Cette énergie, à travers l'expression de l'interaction RKKY, est reliée à l'intégrale d'échange J de l'Hamiltonien sd par :

$$|J\rho|^2 = \frac{\sqrt{2}\,9\,z}{4(2\ell+1)^2} \quad \frac{W_1}{E_F} \tag{39}$$

où z représente le nombre d'électrons par atome, E_F, l'énergie de Fermi et ρ la densité d'état au niveau de Fermi.

L'expression complète pour la résistivité s'écrit alors :

$$\rho_K = \frac{2\ell+1}{2} \quad \frac{4\pi c}{k_F p} \left[1 - \cos\frac{Z\pi}{2\ell+1} \left\{\cos\frac{2S\pi}{2\ell+1} + \left(1-\frac{T_o}{2T}\right) \times \right.\right.$$
$$\left.\left. \times \left\{ \cos\left[\frac{2S\pi}{2\ell+1}\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\,\mathrm{arc\,tg}\left(\frac{1}{\pi S}\,\ell n\,\frac{T}{T_K}\right)\right)\right] - \cos\frac{2S\pi}{2\ell+1}\right\}\right] \tag{40}$$

Les approximations sur l'évaluation du terme d'interactions sont donc les suivantes :

- on a négligé la partie de la contribution haute température due aux termes de Born par rapport à la partie potentiel.
- on s'est limité au terme du premier ordre en T_o/T.

Ces approximations se justifient dans la mesure où le terme d'interactions reste un terme correctif par rapport à la contribution principale due à l'effet Kondo. C'est le cas pour la plupart de nos échantillons, dont la concentration est faible et pour lesquels le maximum de résistivité se situe au dessous de notre gamme de mesure. Pour les échantillons plus concentrés, il nous suffira de limiter l'analyse aux points situés suffisamment au-dessus de la température du maximum pour que l'approximation reste valable.

Une formule plus complète proposée par Matho et Béal-Monod (30), permet en fait d'obtenir un meilleur accord autour du maximum et une meilleure détermination du paramètre T_o.

Mais, dans cette expression, le paramètre T_o apparaît dans un terme exponentiel, ce qui aurait compliqué nos déterminations d'une manière que l'importance de ce terme ne justifiait pas.

- le paramètre T_o utilisé n'a pas de rapport direct avec le maximum de résistivité. Il doit être proportionnel à c pour des raisons tout à fait générales exposées par Souletie et Tournier (31) et qui ont leur origine dans le fait que l'interaction RKKY décroît avec le cube de la distance entre impuretés.

Rappelons enfin, que la théorie de Matho et Béal-Monod est une théorie haute température, qui suppose des moments bien définis sur l'impureté. Elle n'est applicable en toute rigueur que pour les systèmes à très faible T_K où le moment et l'interaction RKKY sont bien définis.

Nous verrons d'ailleurs que, lorsque T_K devient de l'ordre de grandeur de quelques K l'introduction de ce terme se révèle inutile et même nuisible pour nos concentrations.

2.3. - Méthode d'analyse

C'est donc une loi de la forme :

$$\rho_K = A + B \cos 2S\, \xi\left(\frac{T}{T_K}\right) \frac{\pi}{5} - E \left[\cos 2S\, \xi\left(\frac{T}{T_K}\right) \frac{\pi}{5} - \cos \frac{2S\pi}{5}\right] + CT^n \qquad (41)$$

avec

$$A = \frac{5}{2} \frac{4\pi c}{k_F p} \qquad (42)$$

$$B/A = - \cos Z \frac{\pi}{5} \qquad (43)$$

$$E = \frac{BT_o}{2T} \qquad (44)$$

et $\xi\left(\frac{T}{T_K}\right)$ donné par l'expression (36), que nous utiliserons pour essayer de représenter nos résultats expérimentaux dans la région de température où le terme d'erreur

sur les dimensions discuté au paragraphe 1.3. n'introduit pas d'erreur systématique.

Le terme en CT^n est introduit pour tenir compte du départ de l'écart à la règle de Matthiessen (ERM) et ainsi étendre quelque peu la gamme de température utilisable. Les coefficients C et n seront discutés plus loin.

La gamme de température utilisée s'étend en général entre 1 et 20 K et comporte environ 70 points expérimentaux.

C'est donc au total 7 coefficients que nous nous proposons de déterminer par minimisation de l'erreur quadratique moyenne :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma(\Delta\rho_{i_{mes}} - \Delta\rho_{i_{th}})^2}{N}} \qquad (45)$$

où $\Delta\rho_{i_{mes}}$ est défini par (27) et $\Delta\rho_{i_{th}}$ est donné par :

$$\Delta\rho_{i_{th}} = \rho_{i_K} + C\,T_i^n$$

pour chaque température de mesure T_i.

Notons que la loi est fonction linéaire de seulement 4 de ces coefficients. Il nous faudra donc approcher par tâtonnements successifs les valeurs de n, S et T_K qui conviennent le mieux.

Ce tâtonnement est heureusement facilité par plusieurs considérations :

L'erreur est très sensible à la valeur de S et de T_K. Elle ne prend des valeurs raisonnables que pour S voisin de sa valeur expérimentale déduite de la susceptibilité, ce qui est un point très positif en faveur de notre modèle, et pour T_K de l'ordre de grandeur des valeurs généralement admises. Dès lors, la valeur de n est pratiquement déterminée. Pour des raisons évidentes, nous nous sommes limités à considérer uniquement des valeurs entières de n.

On cherche la valeur de T_K qui minimise l'erreur et ensuite, en fixant T_K, on fait varier S. Pour la meilleure valeur de S ainsi obtenue, une nouvelle recherche de T_K donne les meilleures valeurs cherchées.

Quelques pièges peuvent se présenter du fait du grand nombre de paramètres utilisés. Nous en donnerons des exemples significatifs dans les cas des alliages Cu Mn et Au Cr.

2.4. - Les corrections de longueur

Une fois déterminé ρ_K, dans la région où l'erreur due aux mesures des dimensions est négligeable, la contribution $\Delta\rho$ d'impureté s'écrit, si on tient compte de ces erreurs :

$$\Delta\rho = \rho_K + \Delta_M + \delta\ \rho_{mp} \qquad (46)$$

où Δ_M représente l'ERM et δ peut être de l'ordre de 0,8 %.

Nous verrons que les théories de l'ERM prévoient essentiellement deux types de contributions : un Δ_{M_1} important dans la région des températures intermédiaires qui s'annule ou se sature à haute température et qu'on approxime à basse température par le terme CT^n et un Δ_{M_2} qui peut être linéaire en température, c'est-à-dire, proportionnel à la résistivité de la matrice à haute température et qui pourrait s'approximer par un terme $\alpha\ \rho_{mp}$. Nous avons donc, au total :

$$\Delta\rho = \rho_K + \Delta_{M_1} + (\alpha + \delta)\ \rho_{mp} \qquad (47)$$

Les valeurs de notre terme d'erreur δ nous interdiront dans la plupart des cas des conclusions bien définies au sujet de l'ERM à haute température.

Nous nous sommes néanmoins autorisés, pour aboutir à une détermination plus cohérente de ρ_K, une correction des termes proportionnels à la résistivité de la matrice qui pouvaient apparaître à haute température, en appliquant une modification de la longueur des échantillons.

Les figures présentées au chapître suivant sont corrigées de cette contribution. La valeur de la correction faite est indiquée en pourcentage de la résistivité de l'alliage, dans les tableaux de valeurs donnés pour chaque alliage. Elle est appelée δ quand elle ne présente pas de caractère systématique et reste inférieure à notre limite d'erreur (0,8 %) ; nous l'appelons α, dans les cas où elle est importante et supérieure à notre limite d'erreur (cas du système Pt Co) et suggère une contribution de l'ERM. Dans ce cas, nous indiquons la façon dont cette correction est obtenue.

Insistons sur le fait que cette correction n'affecte pratiquement pas les résultats du calcul de ρ_K.

3. - Résultats expérimentaux et discussion

3.1. - Alliages Cu Mn

3.1.1. - Echantillons

Nous avons effectué des mesures sur des échantillons de concentration en Mn comprise entre 10 et 200 ppm at. Dans le tableau 4, nous donnons les concentrations nominales et analysées de chacun des échantillons.

Tableau 4

$c_{nom.}$ (ppm at.)	$c_{an.}$ (ppm at.)	ℓ (cm)	ϕ (mm)	δ (%)
10	10,5	115,988	0,2806	+ 0,322
25	25,3	44,980	0,2811	+ 0,445
50	47,8	96,704	0,2805	- 0,034
75	73,0	113,418	0,2786	- 0,014
100	95,5	68,222	0,2807	- 0,253
150	154,5	79,870	0,2807	+ 0,557
200	197,0	44,700	0,2799	+ 0,012

Ceux-ci ont été préparés à partir d'un alliage mère contenant 1 % at. de Mn. La fusion a été effectuée dans un four à induction. On a obtenu ainsi des échantillons de forme cylindrique de longueur 20 mm et diamètre 7 mm, dans lesquels on a taillé des secteurs cylindriques qui ont été tréfilés dans des filières de carbure de tungstène, puis de diamant, jusqu'au diamètre nominal de 0,282 mm. Les fils ainsi obtenus ont été recuits sous vide 4 heures à 550° C. Ce traitement est celui qui donne le meilleur rapport de résistivité pour un échantillon de cuivre pur (8).

La distance ℓ entre les prises de tension est indiquée sur le tableau 4. Les diamètres réels ϕ ont été calculés par pesée et à partir de la densité du cuivre $d_{cu} = 8,96$ et sont aussi indiqués sur le tableau 4. La correction de densité due à la présence de manganèse est tout à fait négligeable dans notre gamme de concentrations.

Les mesures de résistance ont été faites en deux séries : une première comprenait les échantillons de concentration comprise entre 10 et 50 ppm et un échantillon de cuivre pur (n° 1) ; la deuxième série comprenait les échantillons restants. La soustraction qui permet d'obtenir la contribution du manganèse, définie par l'expression (27) a été faite dans le premier cas point par point. Dans le second cas, nous avons procédé comme indiqué au paragraphe 1.2., c'est-à-dire, utilisé, pour les températures de mesure des alliages, des valeurs de la résistivité du cuivre n° 1, calculées au moyen de la loi numérique et de l'erreur déterminées au paragraphe 3.1. du chapitre II.

3.1.2. - Obtention des paramètres et discussion

Les valeurs des corrections δ à apporter sur les longueurs, qui sont données sur le tableau 4, ont été réalisées, en accord avec ce que nous avons exposé

au paragraphe 2.4., de la façon suivante :

Nous avons, avec les point compris entre 4 K et 20 K fait une première détermination des coefficients de l'expression (41), selon la méthode décrite au paragraphe 2.3.. Les résultats obtenus dans ce premier calcul nous ont permis de constater que l'extrapolation à 300 K de la loi Kondo tenait compte de l'essentiel de la contribution d'impureté à haute température. La différence entre la valeur mesurée et la valeur de ρ_K à cette température restait inférieure à notre marge d'erreur et ne présentait pas de déviation systématique en fonction de la concentration (mais elle était aléatoirement positive ou négative). Nous en avons conclu que c'était notre terme d'erreur $\delta\rho_{mp}$ qui était probablement responsable de la dispersion observée sur les résultats et corrigé les longueurs des échantillons de manière à normer ces déviations à leur valeur moyenne.

Les résultats de nos mesures après cette correction sont donnés dans les tableaux 6 à 12 de l'annexe. Les contributions d'impureté ont été portées sur les fig. 20 et 21 en fonction du logarithme de la température.

Nous avons ensuite repris les calculs de minimisation en dessous de 20 K avec les points expérimentaux corrigés afin d'obtenir la loi $\rho_K(T)$ qui traduit au mieux l'effet Kondo dans chaque alliage. Comme souligné plus haut, ceci n'entraîne pas de modification appréciable des coefficients par rapport à la première détermination.

Nous ne disposons pour ce système que des résultats au dessus de 4 K. Ceci a été la cause de quelques difficultés. Une fois établie la valeur de S = 2, qui correspond à un minimum très marqué de l'erreur, il s'est avéré difficile de trouver un minimum accusé pour une valeur bien déterminée de T_K. Ceci traduit une indétermination due au nombre important de paramètres eu égard au nombre de points expérimentaux utilisés et aux faibles courbures de la loi logarithmique (on constate sur les figures qu'un terme logarithmique donne déjà un très bon accord).

Aux faibles concentrations (10 ppm), par contre, le terme d'ordre magnétique devient négligeable et le paramètre T_o s'élimine pratiquement (il donne d'ailleurs une valeur négative, mais faible et qui peut être considérée comme nulle). On obtient alors un bon minimum de l'erreur pour $T_K \sim 12$ mK.

Dans la suite du calcul, nous devions à cause des difficultés indiquées plus haut fixer un paramètre. Nous avons choisi d'imposer T_K = 12 mK. (Il aurait sans doute été plus réaliste d'imposer le rapport $\frac{B}{A} = \cos Z \frac{\pi}{5}$, qui théoriquement est une constante, et tolérer de faibles variations de T_K).

Le tableau 5 donne les valeurs des coefficients A, B/A, T_o, qui caractérisent notre loi de Kondo et C et n qui s'attachent à l'ERM et seront discutés au chapître suivant.

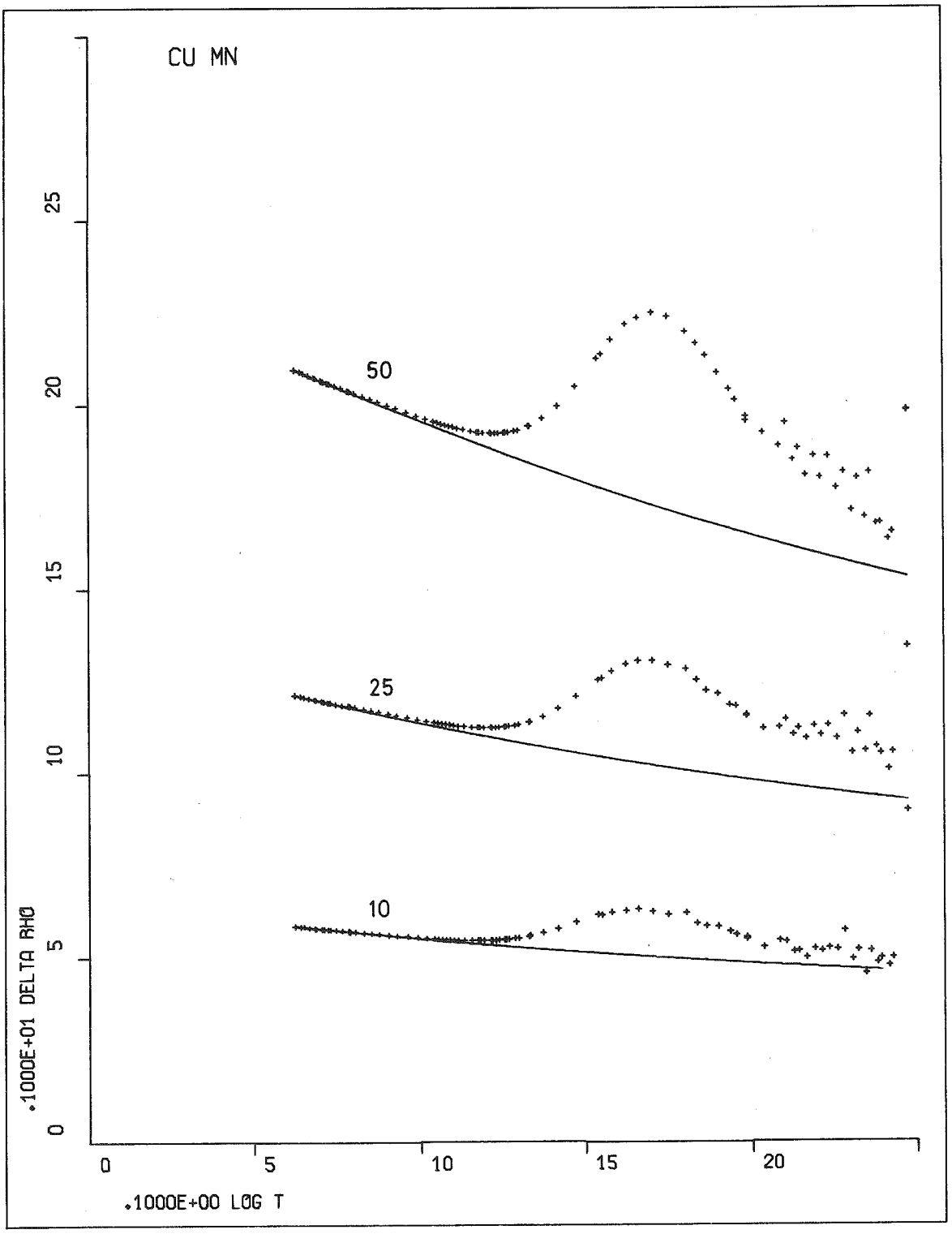

CU MN
50
25
10
0
5
10
15
20
.1000E+01 DELTA RHO
0
5
10
15
20
.1000E+00 LOG T

Fig.20

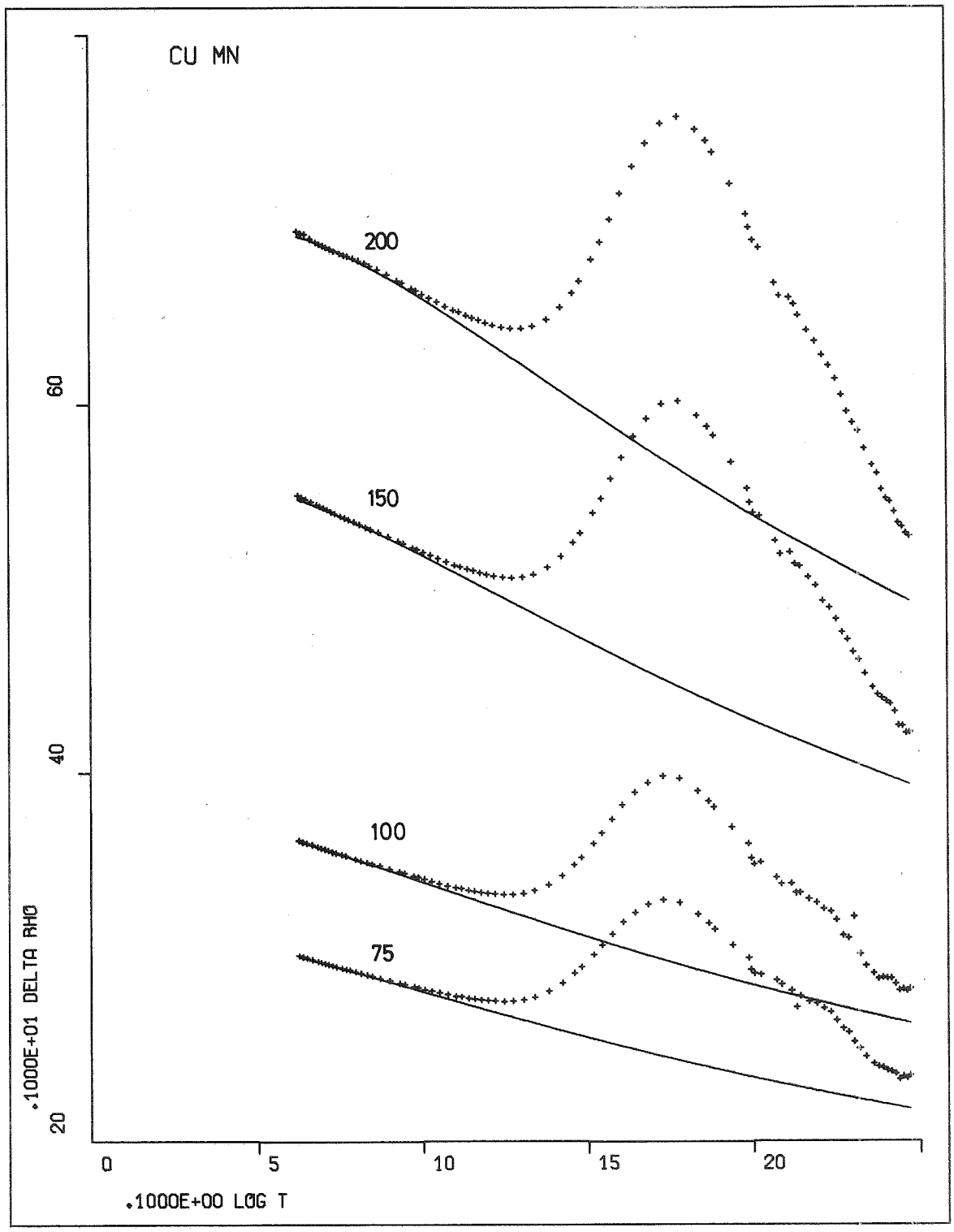

CU MN
200
150
100
75
60
40
20
.1000E+01 DELTA RHO
0
5
10
15
20
.1000E+00 LOG T

Fig.21

Tableau 5

$c_{an.}$ (ppm at.)	A (nΩ.cm)	B/A	$\frac{A+B}{c_{an.}}$ (μΩ.cm/% at.)	T_o (K)	S	T_K (mK)	$C.10^4$ (nΩ.cm K^{-n})	n	ε_a (nΩ.cm)
10,5	7,61104	0,825	13,23	- 0,06029	2,0	12	0,3251	3	0,0098
25,3	16,4189	0,913	12,41	0,05502	2,0	12*	0,6021	3	0,0143
47,8	30,0226	1,023	12,71	0,2023	2,0	12*	0,9853	3	0,0166
73,0	44,2422	1,065	12,51	0,3004	2,0	12*	1,3872	3	0,0190
95,5	53,6730	1,063	11,60	0,3470	2,0	12*	1,5454	3	0,0236
154,5	85,2770	1,127	11,74	0,5436	2,0	12*	2,1137	3	0,0206
197,0	111,462	1,166	12,31	0,6908	2,0	12*	2,4377	3	0,0235

* - valeur imposée

La loi théorique $\rho_K(T)$ obtenue dans chaque cas est comparée sur les figures 20 et 21 aux points expérimentaux.

Remarquons maintenant que la valeur de $T_K \sim 12$ mK, obtenue à partir de points (il faut le souligner) situés entre 4 et 20 K, se compare favorablement en ordre de grandeur à la valeur 2 mK obtenue par Hirschoff et al. (32) à partir de mesures de susceptibilité à très basses températures.

La valeur de S coïncide avec celle du spin ionique de l'impureté.

Le paramètre A apparaît bien proportionnel à la concentration comme le prévoit le modèle (fig. 22). Sur cette même figure, nous avons reporté en pointillé la valeur de A prévue par le modèle d'électrons libres. On constate que la valeur expérimentale moyenne obtenue pour ce paramètre (5,8 μΩ/% at. en moyenne) est un peu inférieure à la valeur théorique donnée par l'expression (42) : 9,5 μΩ cm/% at.

Le rapport B/A est en accord avec la valeur théorique donnée par l'expression (43) quand on prend Z = 2 : 0,81, dans le cas de l'échantillon le moins concentré. Par contre, il augmente ensuite et dépasse même l'unité pour les concentrations supérieures à 50 ppm at. (fig. 22).

T_o est aussi proportionnelle à la concentration en accord avec les prédictions du modèle d'interaction (fig 22). Sa valeur permet de calculer l'énergie d'interaction de la paire, W_1, en utilisant l'expression (38) et d'en déduire une valeur de l'interaction $|J\rho|$ par l'équation (39). Nous obtenons ainsi W_1 = 0,113 eV/impureté et $|J\rho|$ = 0,0451, ce qui coïncide pratiquement avec la valeur qu'on

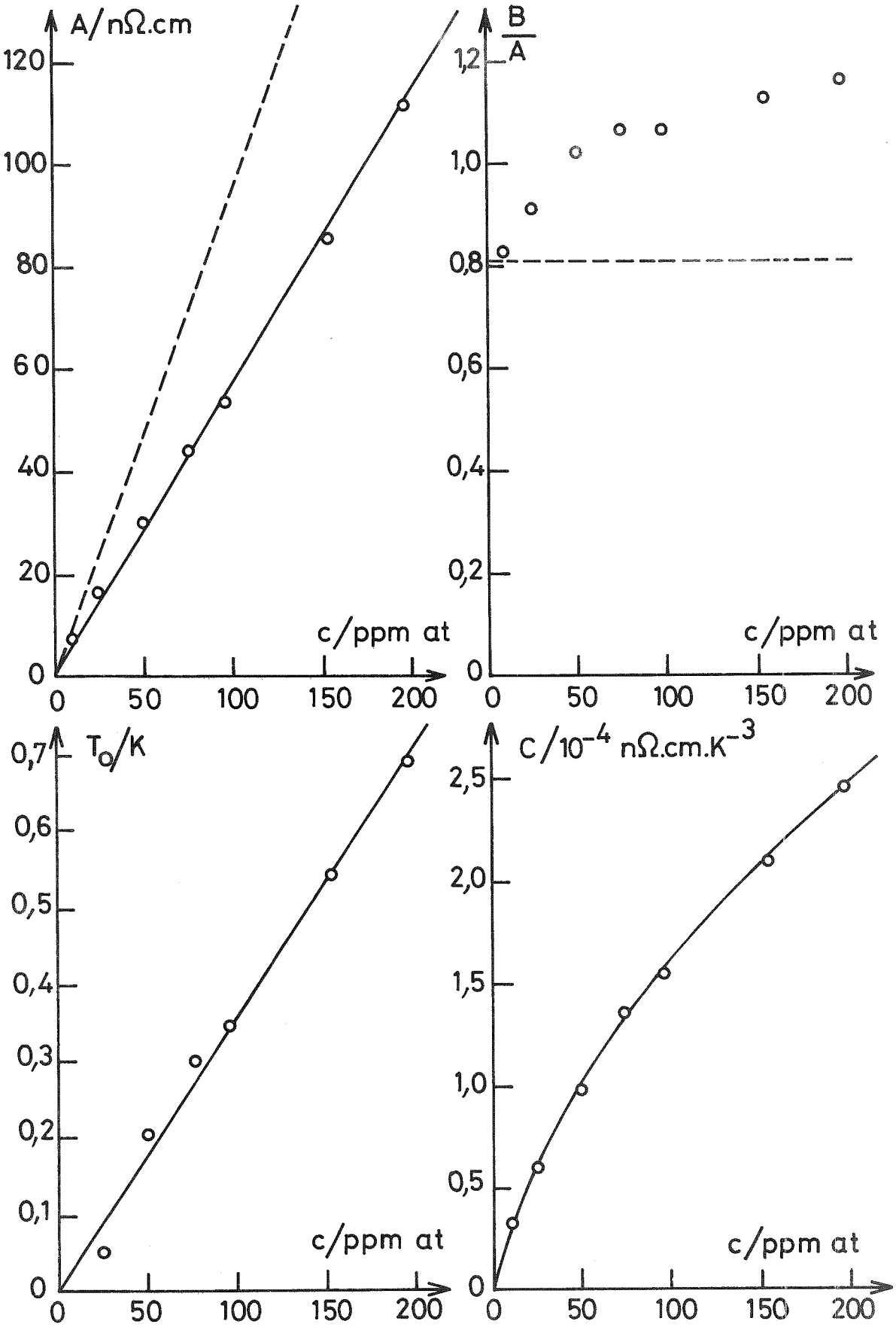

A/nΩ.cm
120
100
80
60
40
20
0
c/ppm at
0
50
100
150
200
B/A
1,2
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
c/ppm at
0
50
100
150
200
T₀/K
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
c/ppm at
0
50
100
150
200
C/10⁻⁴ nΩ.cm.K⁻³
2,5
2,0
1,5
1,0
0,5
0
c/ppm at
0
50
100
150
200

Fig. 22

obtiendrait par l'expression (32) en faisant S = 2 : 0,0468.

Nous pouvons ainsi conclure que, dans tous les cas, les valeurs théoriques se comparent très favorablement aux valeurs expérimentales, compte tenu des approximations faites (rappelons qu'on se trouve dans le cadre d'une approximation Hartree Fock et qu'on néglige les déphasages s et p).

En particulier, l'accord entre la valeur déterminée pour T_o et la valeur théorique apparaît spectaculaire. Il souligne l'intérêt du modèle de Matho et Béal-Monod (30) pour tenir compte quantitativement des interactions dans la région au-dessus du maximum. Il souligne aussi l'intérêt de la formule (32) pour donner un ordre de grandeur de Jρ.

3.2. - Alliages Cu Cr

3.2.1. - Echantillons

Nous avons mesuré la résistivité de quatre échantillons de Cu Cr. Dans le tableau 6, nous donnons les concentrations nominales de ces échantillons ainsi que la distance ℓ entre les prises de tension et le diamètre réel ϕ, calculé après pesée et en prenant la densité du cuivre d_{cu} = 8,96.

Tableau 6

c_{nom} (ppm at.)	ℓ (cm)	ϕ (mm)	δ (%)
20	95,406	0,3663	- 0,18
50	90,152	0,3652	- 0,50
100	152,478	0,3662	+ 1,00
150	94,966	0,3661	+ 0,30

La préparation a été faite à partir d'un alliage mère concentré en 1 % at. de Cr. La fusion s'est effectuée dans un four à induction. Des échantillons cylindriques de 20 mm de longueur et de 7 mm de diamètre ainsi obtenus, on a enlevé des secteurs qui ont été rétreints et passés ensuite aux filières de carbure de tungstène, puis de diamant jusqu'à arriver au diamètre nominal de 0,37 mm. Les fils ont été ensuite recuits 4 heures à 550° C sous vide et refroidis lentement.

Nous avons calculé la contribution du Cr, conformément à l'expression (27), en faisant la différence entre les résistivités mesurées et la résistivité de l'échan-

tillon de cuivre n° 1, d'une manière analogue à celle employée dans le cas de la deuxième série des alliages Cu Mn.

3.2.2. - Obtention des paramètres et discussion

Les corrections de longueur δ ont été faites comme précédemment. Sauf pour le 100 ppm, elles restent à l'intérieur de la marge d'erreur (0,8 % de la résistivité du cuivre), avec peut-être une tendance à augmenter avec la concentration. Leurs valeurs sont indiquées sur le tableau 6.

Les points expérimentaux, obtenus après cette correction de longueur ont été portés sur la fig. 23 en fonction du logarithme décimal de la température. Les résistivités de chaque alliage sont données dans les tableaux 13 à 16 de l'annexe.

Nous avons procédé ensuite aux calculs de minimisation de l'erreur en limitant les points expérimentaux à 20 K.

L'absence de maximum dans ces alliages aux températures plus basses (signalée par Daybell et Steyert (33)) nous a amené à supprimer le terme d'interaction du programme de minimisation.

Les valeurs des coefficients calculés sont indiquées sur le tableau 7, avec l'erreur absolue quadratique moyenne associée.

Tableau 7

c_{nom} (ppm at.)	A (nΩ cm)	B/A	$\frac{A+B}{c_{nom}}$ (μΩ cm/% at.)	S	T_K (K)	$C.10^4$ (nΩ cm K^{-n})	n	ε_a (nΩ cm)
20	24,9553	0,877	23,42	2,5	0,7	1,07999	3	0,0177
50	66,0832	0,946	25,72	2,5	0,7	1,97578	3	0,0690
100	107,552	0,934	20,81	2,5	1,6	2,70387	3	0,0878
150	133,222	0,929	17,13	2,5	2,7	2,99964	3	0,0959

La loi théorique $\rho_K(T)$ a été tracé en trait continu sur la fig. 23. Comme on le constate, c'est encore la valeur théorique 2,5 pour S qui donne dans la minimisation les meilleurs résultats. En fait, on obtient le meilleur minimum de l'erreur pour S = 2,7. Pour des raisons évidentes, nous avons préféré imposer S = 2,5, ce qui d'ailleurs ne donne pas de modifications importantes des autres quantités.

T_K a l'ordre de grandeur des valeurs données par d'autres auteurs (33,34). Les valeurs théoriques pour A et B/A sont tracées en pointillé sur la fig. 24. Elles

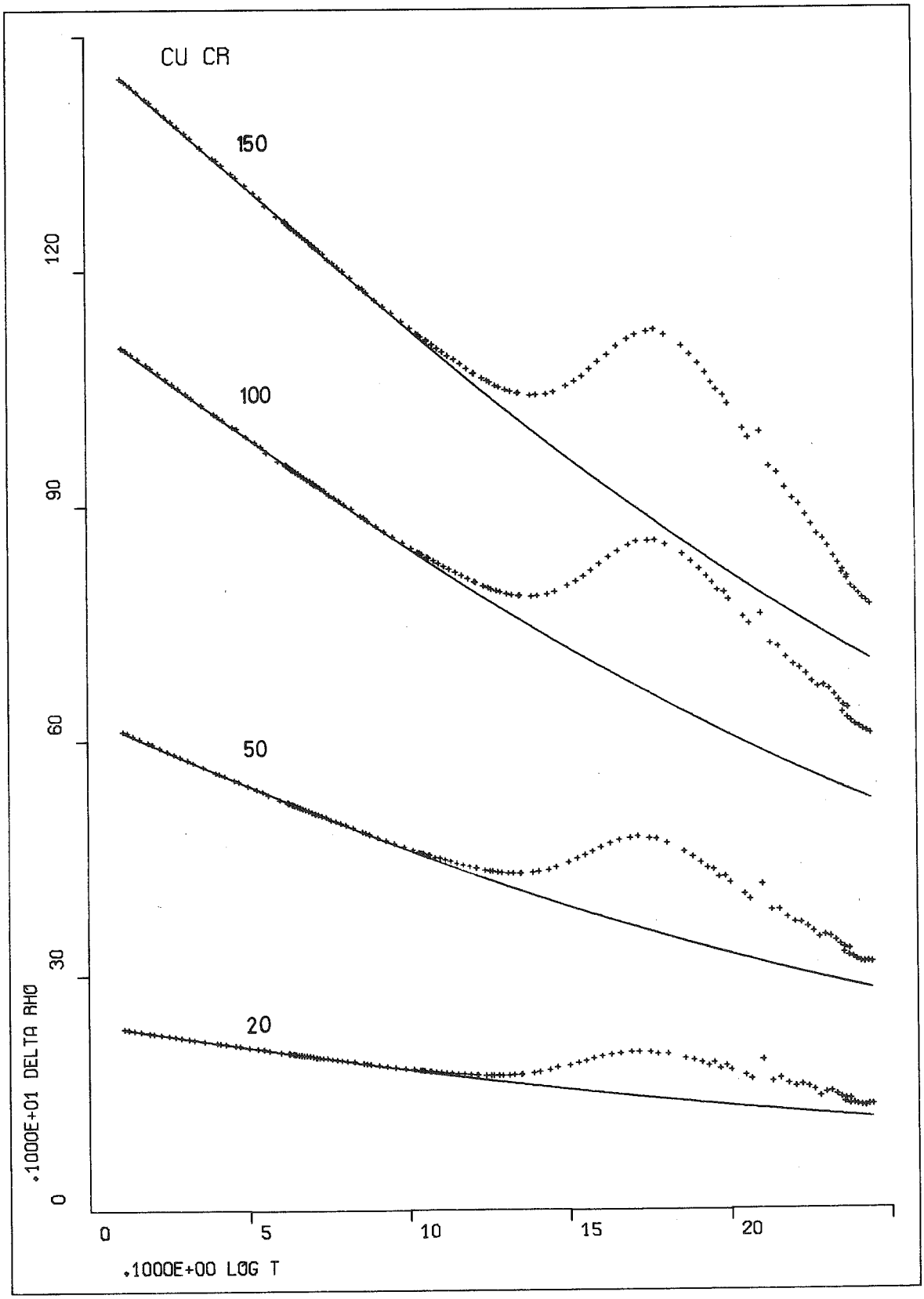

CU CR
150
100
50
20
120
90
60
30
0
.1000E+01 DELTA RHØ
0
5
10
15
20
.1000E+00 LØG T

Fig. 23

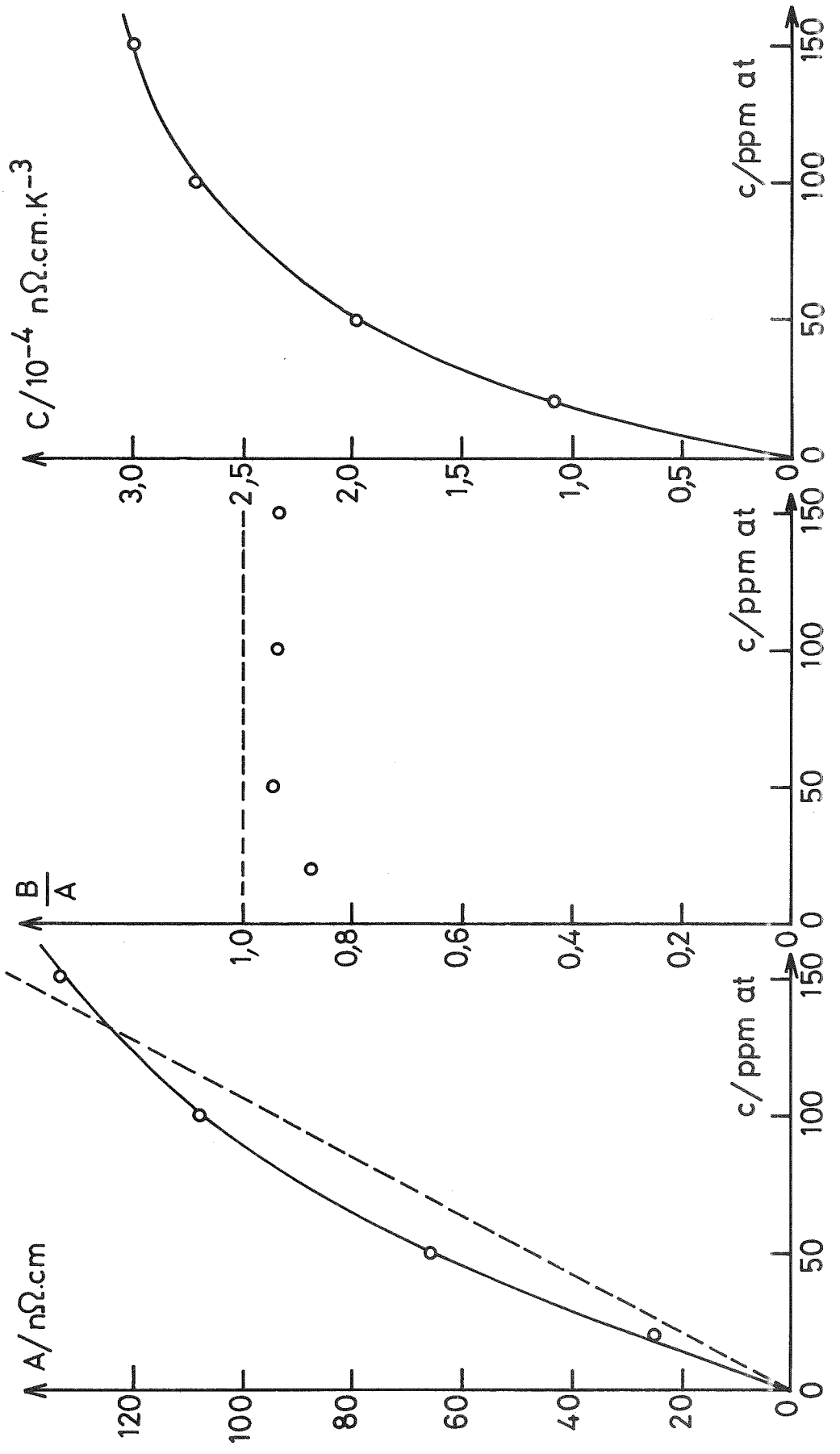

A/nΩ.cm
B/A
C/10⁻⁴ nΩ.cm.K⁻³
c/ppm at
0
20
40
60
80
100
120
0,2
0,4
0,6
0,8
1,0
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5
3,0
50
100
150

Fig. 24

se comparent très favorablement aux valeurs expérimentales aux faibles concentrations.

On observe des variations de A et B non linéaires en concentration et T_K aussi se modifie quand la concentration augmente.

Ces modifications proviennent de la nécessité d'adapter les paramètres aux effets des interactions qui, comme l'ont remarqué Daybell et Steyert (33) ne donnent pas lieu à un maximum, mais se traduisent essentiellement par un affaiblissement de l'amplitude de l'effet rapporté à une impureté (nos résultats d'ailleurs s'accordent bien à ceux de ces auteurs). On voit sur l'évolution du terme A, qu'on pourrait, au premier ordre, tenir compte de cette variation en soustrayant au terme en c un terme proportionnel à c^2 et dont l'amplitude est 3,3 c^2 Ω.cm.

Tout se passe comme si seules contribuaient à la résistivité les impuretés isolées dans une sphère contenant environ 1700 sites, ce qui correspond à un rayon d'interaction de l'ordre de 4,68 d, d étant le paramètre de maille du cuivre : d = 3,608 Å.

Extrapolant, la contribution Kondo s'éteindrait, pour des concentrations de l'ordre de $\frac{1}{1700} \sim 600$ ppm d'impuretés.

Remarquons que, si on prend 10 K/% at. comme ordre de grandeur de la température d'ordre magnétique (maximum de susceptibilité), dans un verre de spin, on trouverait pour une concentration de 600 ppm, une température d'ordre de l'ordre de 0,6 K, ce qui est la valeur trouvée ici pour T_K, aux faibles concentrations.

Soulignons que la valeur S = 2,5 donnerait pour Jρ, si on utilise l'équation (32), une valeur nulle, ce qui justifierait à posteriori qu'on ait négligé les effets d'interaction. Il faut toutefois observer qu'une faible valeur de Jρ impliquerait une très faible valeur de T_K, ce qui n'est pas consistant avec les valeurs relativement grandes qui sont obtenues pour ce paramètre. Les grandes valeurs de T_K rendraient de toute façon inutilisable le modèle de Matho et Béal-Monod (30), utilisé pour les interactions et qui suppose des valeurs de T_K très faibles par rapport à la gamme de mesure.

Remarquons enfin que la limite de la résistivité ρ_K à $T \to \infty$, est donnée par A-B et que, par conséquent, elle est très proche de zéro, ce que prévoit **le** modèle théorique.

La limite unitaire pour T = 0 pour l'échantillon le moins concentré est égale à 23,3 μΩ.cm/% at., ce qui se compare aussi très favorablement à la valeur théorique : 19 μΩ.cm/% at.

3.3. - Alliages Au Cr

3.3.1. - Echantillons

Nous avons effectué des mesures sur cinq échantillons, dont les

concentrations nominales en Cr sont indiquées sur le tableau 8.

Tableau 8

c_{nom} (ppm at.)	ℓ (cm)	ϕ (mm)	Gamme de température analysée (K)	δ (%)
100	28,75	0,4848	1-20	+ 2,60
200	29,50	0,4843	1-20	+ 1,28
500	24,65	0,4847	2,2-20	+ 1,23
1000	19,80	0,4842	5,0-20	+ 1,51
2000	22,63	0,4845	9,6-20	+ 1,67

Nous donnons aussi sur ce tableau les distances ℓ entre les prises de tension et les diamètres calculés ϕ, après pesée, en prenant la densité de l'or, d_{Au} = 19,3. Etant données les concentrations relativement élevées, nous avons tenu compte de la variation de densité avec la concentration de Cr, en prenant la densité d_{Cr} = 7,19.

Tous ces échantillons ont été préparés à partir d'un alliage mère de 1 %. La fusion a été faite en creuset. On obtient des cylindres de 7 mm de diamètre et de 20 cm de longueur, dont on découpe des secteurs par étincellage. La fabrication des fils a été faite dans des filières de carbure de tungstène, puis de diamant. On a recuit ces fils pendant 4 heures à 550° C sous vide.

La différence entre les résistivités mesurées et la résistivité de l'or a été faite en prenant pour la dernière les mesures faites sur un échantillon d'or pur (voir paragraphe 3.3. du chapître II). Nous avons utilisé l'expression théorique et l'erreur systématique calculées à cette occasion et suivi la méthode indiquée. L'échantillon d'or ayant été préparé plus récemment et par une meilleure méthode, il est possible que nous laissions de côté une résistivité résiduelle ou même un effet dû aux impuretés de fer.

Les résultats de nos mesures sont donnés dans les tableaux 17 à 21 de l'annexe et les contributions des impuretés ont été portées sur les fig. 25 à 27.

3.3.2. - Obtention des paramètres et discussion

La correction par un terme à haute température proportionnel à la résistivité de la matrice est deux à trois fois plus importante que dans les systèmes

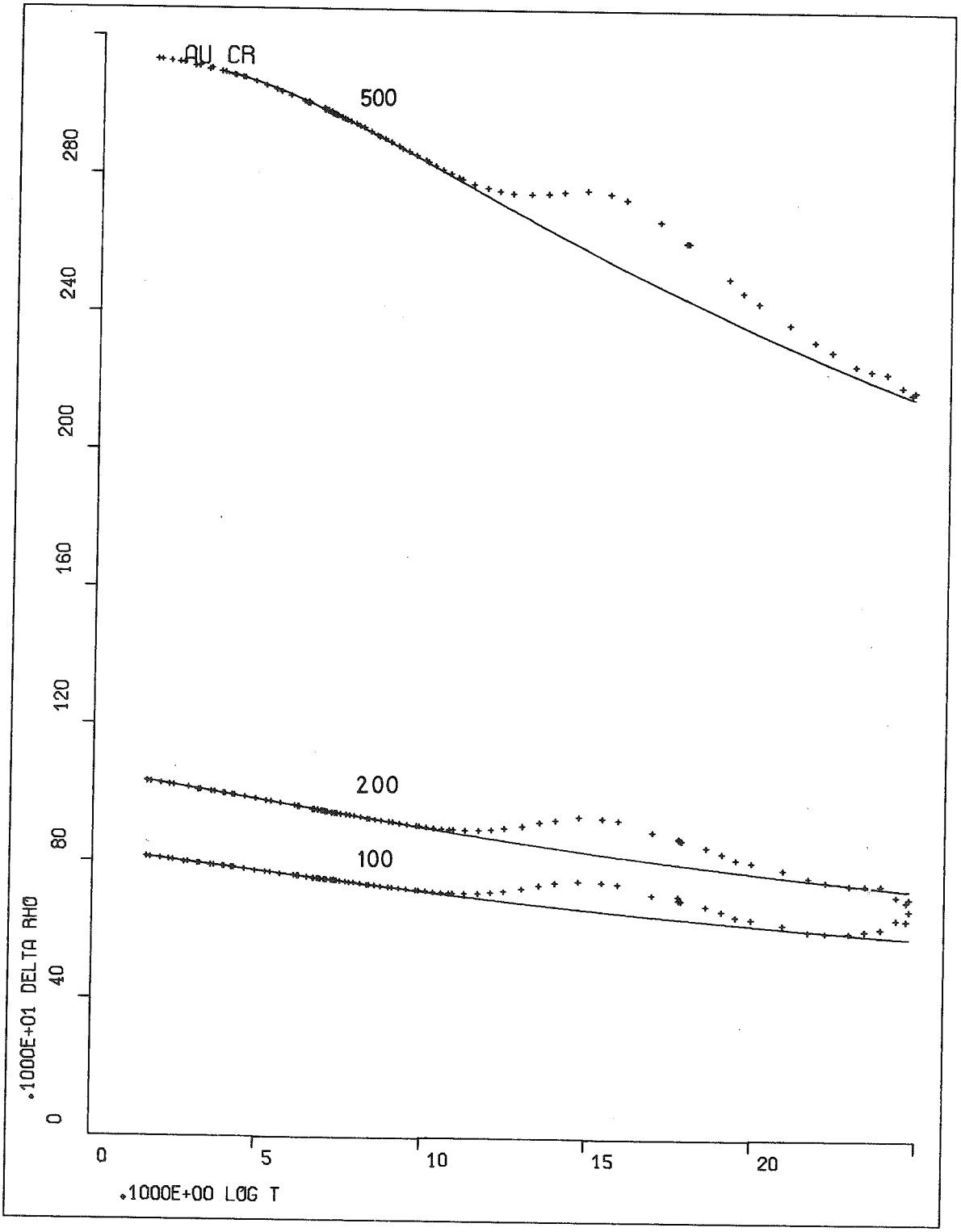

AU CR
500
200
100
0
40
80
120
160
200
240
280
.1000E+01 DELTA RHØ
0
5
10
15
20
.1000E+00 LØG T

Fig. 25

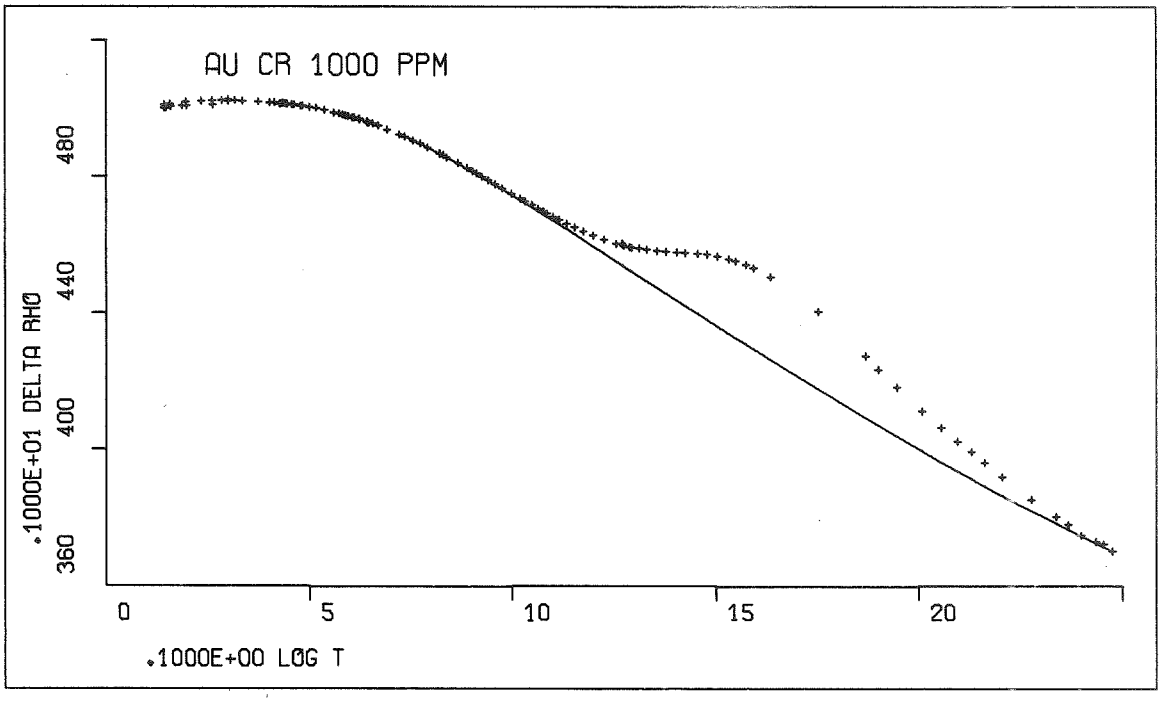

AU CR 1000 PPM
.1000E+01 DELTA RHØ
480
440
400
360
0
5
10
15
20
.1000E+00 LØG T

Fig.26

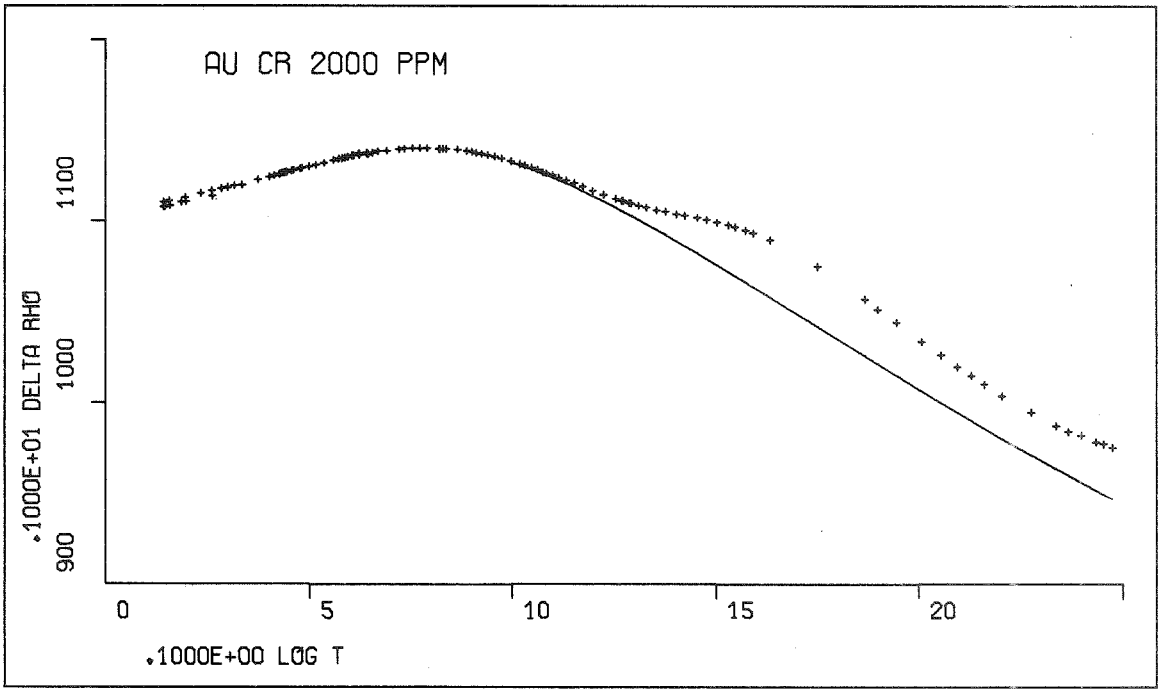

AU CR 2000 PPM
.1000E+01 DELTA RHØ
1100
1000
900
0
5
10
15
20
.1000E+00 LØG T

Fig. 27

précédents. Soulignons que nos échantillons Au Cr étaient plus courts par un facteur 3 et que ces déviations pourraient encore être imputables à l'erreur. Toutefois, elles présentent un caractère systématique qu'on pourrait attribuer à une contribution de l'ERM à haute température, d'autant plus que les échantillons mesurés ici sont beaucoup plus concentrés que ceux des systèmes précédents.

On constate d'ailleurs sur les courbes des figures 25, où les résultats corrigés sont reportés en fonction du logarithme décimal de la température, que le maximum de résistivité apparaît dans notre gamme de mesure.

Cela nous a obligé à limiter la gamme de température analysée, afin de pouvoir utiliser l'expression (41), qui normalement s'applique aux températures supérieures à la température de maximum. Nous indiquons sur le tableau 8 la gamme de température que nous avons prise en considération dans chaque cas.

La minimisation de l'erreur absolue quadratique moyenne fournit les paramètres indiqués sur le tableau 9.

Tableau 9

c_{nom} (ppm at.)	A (nΩ.cm)	B/A	$\frac{A+B}{c}$ (μΩ.cm/% at.)	T_o (K)	S	T_K (mK)	$C.10^4$ (nΩ.cm K^{-n})	n	ε_a (nΩ.cm)
100	142,467	0,952	27,81	0,0968	2,1	1,0	0,3049	4	0,0597
200	196,437	0,923	18,89	0,1036	2,2	1,1	0,3858	4	0,0739
500	721,015	1,024	29,19	0,3683	2,2	1,0	0,4925	4	0,151
1000	1247,96	0,949	24,32	0,6289	2,3	1,2	0,4989	4	0,131
2000	2592,10	0,933	25,05	1,333	2,2	1,2	0,4670	4	0,0575

Nous donnons en trait plein sur les fig. 25 à 27 les lois ρ_K calculées dans chaque cas.

Signalons à propos de la minimisation de l'erreur dans cette série d'échantillons que, pour les plus faibles concentrations, où le maximum est au dessous de notre gamme de température, les effets de courbure qui annoncent ce maximum pourraient être confondus avec la saturation que prévoit la loi de Hamann au dessous de T_K. C'est ce qui a conduit Kunitomi et al. (35) qui ont mesuré avant nous ce système à annoncer des valeurs de T_K de l'ordre de 4 K, en contradiction flagrante avec les résultats des mesures d'orientation nucléaire réalisées sur des alliages de très faibles concentrations aux très basses températures, qui permettaient de déduire une valeur de T_K inférieure à 10 mK (36).

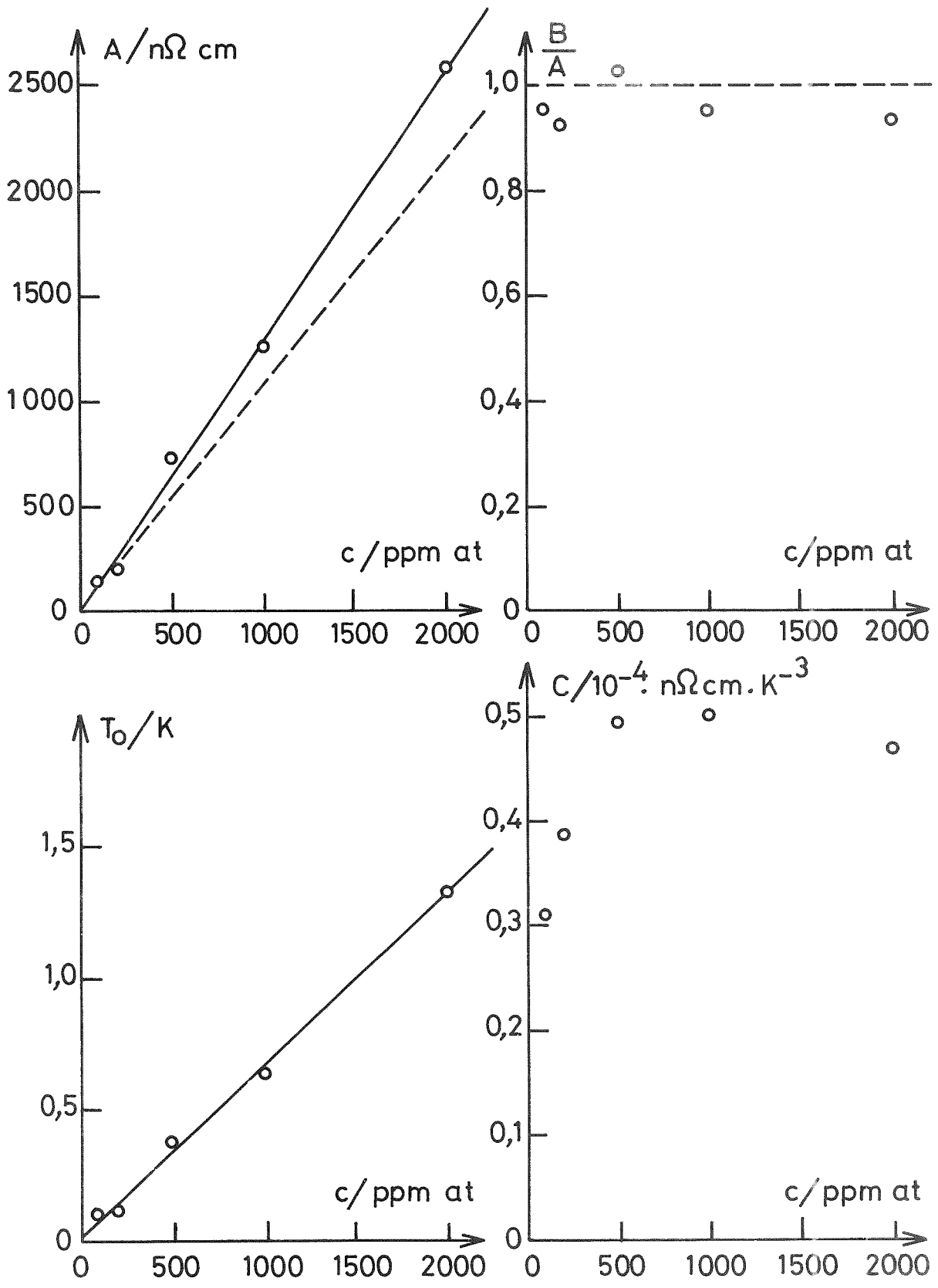

A / nΩ cm
2500
2000
1500
1000
500
0
c / ppm at
0
500
1000
1500
2000
B/A
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
c/ppm at
T₀ / K
1,5
1,0
0,5
C/10⁻⁴ nΩcm.K⁻³
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1

Fig.28

Le traitement numérique, aussi, ne nous met pas à l'abri de ce genre d'erreur. En effet, si on donne des valeurs d'essai au paramètre T_K trop différentes de la bonne valeur, l'ordinateur peut lui aussi remplacer un terme par un autre et essayer de représenter l'effet d'ordre par le plateau à basse température de la loi de résistivité.

Ainsi, une fois déterminée la valeur de S qui ici encore correspond à un minimum très accusé de l'erreur, on a observé, en faisant varier T_K, un minimum accusé dans la région de 5 K. Les valeurs des autres paramètres étaient alors complètement sans signification. En cherchant à plus basse température, on a pu alors trouver un second minimum de l'erreur beaucoup plus accusé pour T_K = 0,001 K, c'est-à-dire une valeur en accord avec les résultats de Williams et al. (36).

La valeur de B/A est proche de l'unité comme le prévoit le modèle théorique. La pente de A en fonction de la concentration est égale à 12,8 µΩ.cm/% at., donc très proche de la valeur théorique : 10,75 µΩ.cm/% at.

T_o apparaît aussi proportionnel à la concentration. De sa valeur, nous pouvons calculer l'énergie d'interaction de la paire, W_1 et l'interaction $|J\rho|$, en utilisant les expressions (38) et (39). On obtient W_1 = 0,0196 eV/impureté et $|J\rho|$ = 0,0210, si on prend S = 2,3 ou $|J\rho|$ = 0,0182 si on prend plutôt S = 2,2 qui, encore une fois, est très proche de la valeur qu'on obtiendrait avec l'expression (32) ; on trouve respectivement $|J\rho|$ = 0,0172 et $|J\rho|$ = 0,0266 avec S = 2,3 ou 2,2.

3.4. - Alliages Pt Co

3.4.1. - Echantillons

Nous avons mesuré six échantillons de Pt Co et un échantillon de Pt. Le platine avait une pureté nominale de 5 N.

Dans le tableau 10, nous donnons les concentrations nominales, la distance ℓ entre les prises de tension et le diamètre calculé d'après la pesée et en prenant la densité du platine d_{Pt} = 21,4.

Tableau 10

c_{nom} (ppm at.)	ℓ (cm)	ϕ (mm)	$-\alpha$
0	50,414	0,2940	-
200	44,746	0,2939	0,0182
400	36,000	0,2939	0,0091
800	30,320	0,2945	0,0158
1000	32,922	0,2934	0,00995
1600	24,900	0,2936	0,00910
3000	23,238	0,2935	0,009675

Ces échantillons ont été préparés à partir d'un alliage mère contenant 1,2 % de Co.

Le tréfilage a été fait jusqu'au diamètre nominal de 0,3 mm.

Les fils ont été recuits sous vide pendant 4 heures à 550° C.

La détermination de la contribution du Co a été faite point par point. Les résultats ont été portés sur la fig. 29 en fonction du logarithme décimal de la température.

Les résistivités mesurées sont données dans les tableaux 22 à 27 de l'annexe.

3.4.2. - Obtention des paramètres et discussion

On vérifie sur les résultats de la fig. 29 que sur tous les échantillons apparaît à haute température une contribution à la résistivité, linéaire et négative assez importante. Sa grandeur dépasse la limite de 0,8 % que nous avons admise pour l'erreur due aux mesures de longueur. En outre, elle présente un caractère systématique.

Nous verrons plus loin, à propos des ERM, quelle signification attribuer à ce terme.

Pour le calcul de la meilleure loi $\rho_K(T)$, nous avons enlevé cette contribution. Pour cela, nous avons supposé qu'elle était proportionnelle à la résistivité du platine et nous écrivons l'équation (27) sous la forme

$$\Delta\rho = \rho_{all} - \rho_{mp} = \Delta'\rho + \alpha\rho_{mp} \qquad (48)$$

Si on compare cette expression à l'équation (47) on voit que $\Delta'\rho$ contient la résistivité ρ_K et la partie de l'ERM qui est constante à haute température. Le terme que nous désignons par $\alpha\rho_{mp}$ contient en fait aussi le terme d'erreur $\delta\rho_{mp}$ que nous ne pouvons pas séparer sans faire d'hypothèses sur le comportement de l'ERM à haute température.

Pour déterminer α, nous avons tracé la contribution d'impureté Δ en fonction de la résistivité du platine. Comme la variation de $\Delta'\rho$ est, par hypothèse, faible, on obtient une ligne droite bien définie dont la pente fournit la valeur de α. A titre d'exemple, nous avons tracé dans la figure 30 ce diagramme pour l'échantillon le moins concentré (200 ppm). Les valeurs de α déterminées dans chaque cas sont indiquées sur le tableau 10.

Nous avons pris ensuite les quantités $\Delta'\rho$ pour faire le traitement numérique qui minimise l'erreur. Dans ce but, nous avons limité les points expérimentaux à 20 K.

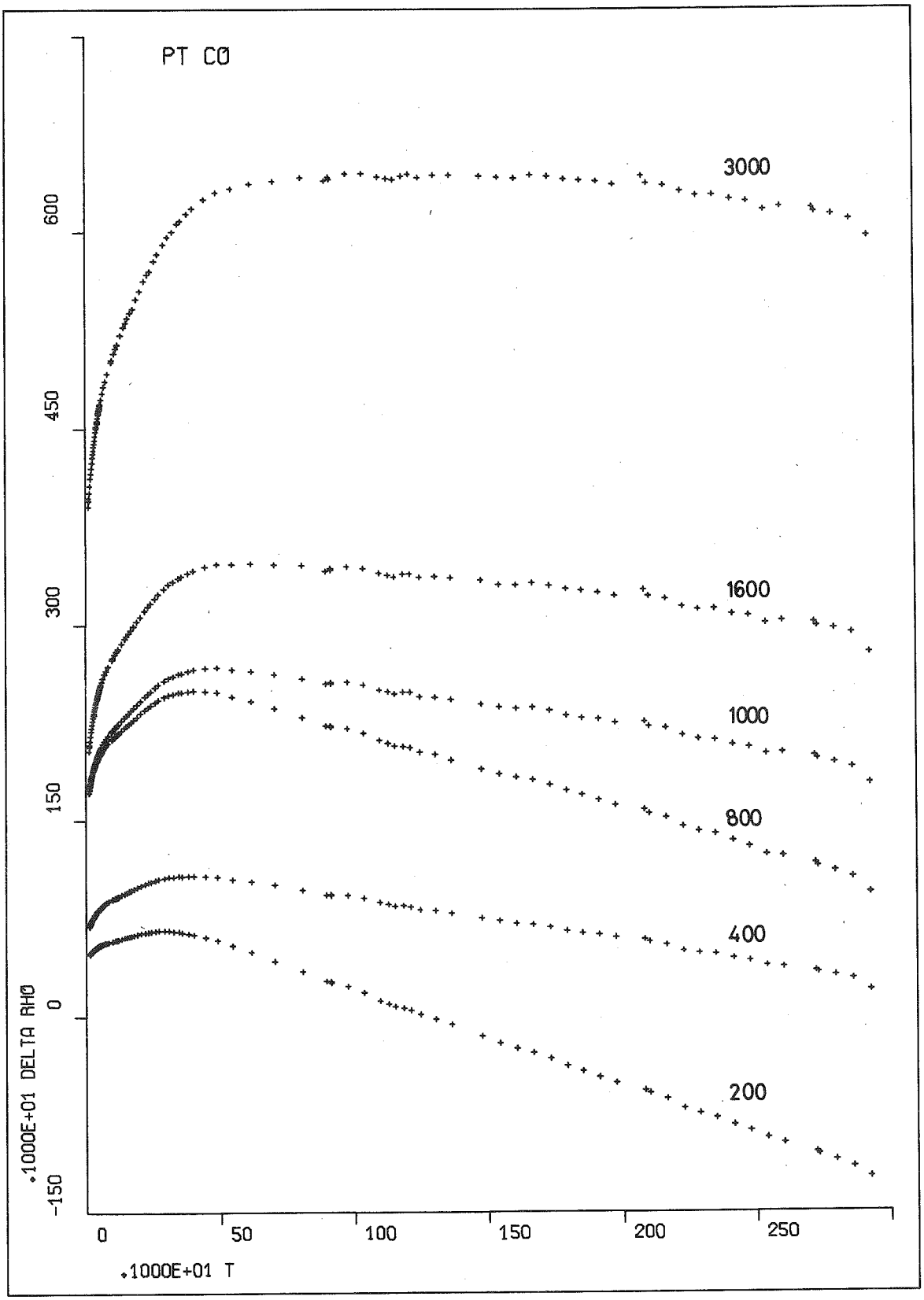

PT C0
3000
1600
1000
800
400
200
600
450
300
150
0
-150
*1000E+01 DELTA RH0
0
50
100
150
200
250
*1000E+01 T

Fig. 29

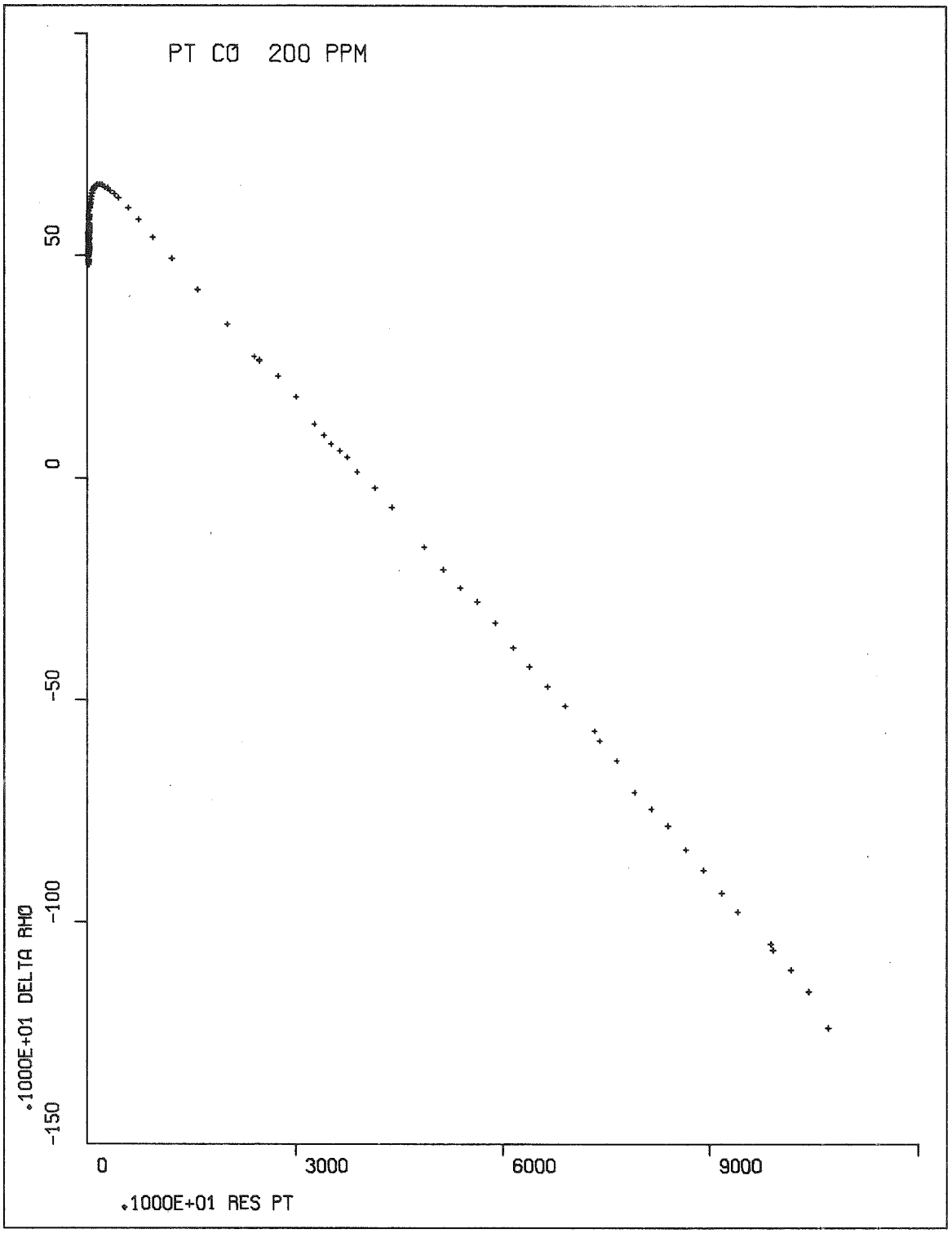

PT C0 200 PPM
50
0
-50
-100
-150
.1000E+01 DELTA RHO
0
3000
6000
9000
.1000E+01 RES PT

Fig. 30

Les mesures réalisées par Laborde et Radhakrishna (37) à plus basse température sur ces alliages ne montrent pas d'effets d'interaction importants, dans la gamme de concentrations que nous étudions. Cela se confirme à posteriori par les valeurs élevées de T_K, qui empêcheraient de toute manière l'utilisation du modèle de Matho et Béal-Monod (30), et d'autre part, par la linéarité en concentrations des paramètres utilisés.

Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 11.

Tableau 11

c_{nom} (ppm at.)	A (nΩ.cm)	- B/A	S	T_K (K)	$C.10^4$ ($n\Omega.cm.K^{-n}$)	n	ε_a (nΩ.cm)
200	129,957	0,666	0,7	2,4	0,273370	4	0,08505
400	239,511	0,748	0,7	2,8	0,317798	4	0,1086
800	487,442	0,680	0,7	2,5	0,614321	4	0,1426
1000	561,248	0,734	0,7	2,6	0,641662	4	0,1603
1600	790,893	0,785	0,7	2,7	0,785778	4	0,2284
3000	1358,34	0,748	0,7	3,3	1,11312	4	0,4792

Les lois théoriques correspondantes sont tracées en trait plein, sur la fig. 31, en comparaison avec les valeurs expérimentales de $\Delta'\rho$.

Les coefficients déterminés ont été portés en fonction de la concentration sur la fig. 32.

On vérifie que A est pratiquement linéaire en concentration, à l'exception de l'échantillon le plus concentré (3000 ppm), pour lequel il faudrait peut-être tenir compte des interactions. Sa valeur est de 5,4 μΩ.cm/% at., donc proche de celle qu'on trouve dans les alliages de cuivre et or étudiés ci-dessus et en accord avec les résultats de Loram et al. (25). Pourtant, dans ce système, on s'attendrait, d'après l'expression (42), à avoir des valeurs de A supérieures. En effet, k_F et p dans le Pt sont inférieurs à ceux du cuivre ou de l'or. L'amplitude observée a été justifiée par Loram et al. (25), dans le cas du palladium, en l'attribuant en partie à l'hybridation des bandes s et d qui obligeraient en fait à introduire un modèle de conduction à deux bandes.

Le rapport $\frac{B}{A}$ est de l'ordre de - 0,7, ce qui, d'après l'expression (43) correspond à Z = 1,2, valeur très proche de la valeur théorique (Z = 1). La même remarque est valable pour S qui prend dans tous les cas la valeur 0,7 inférieure à

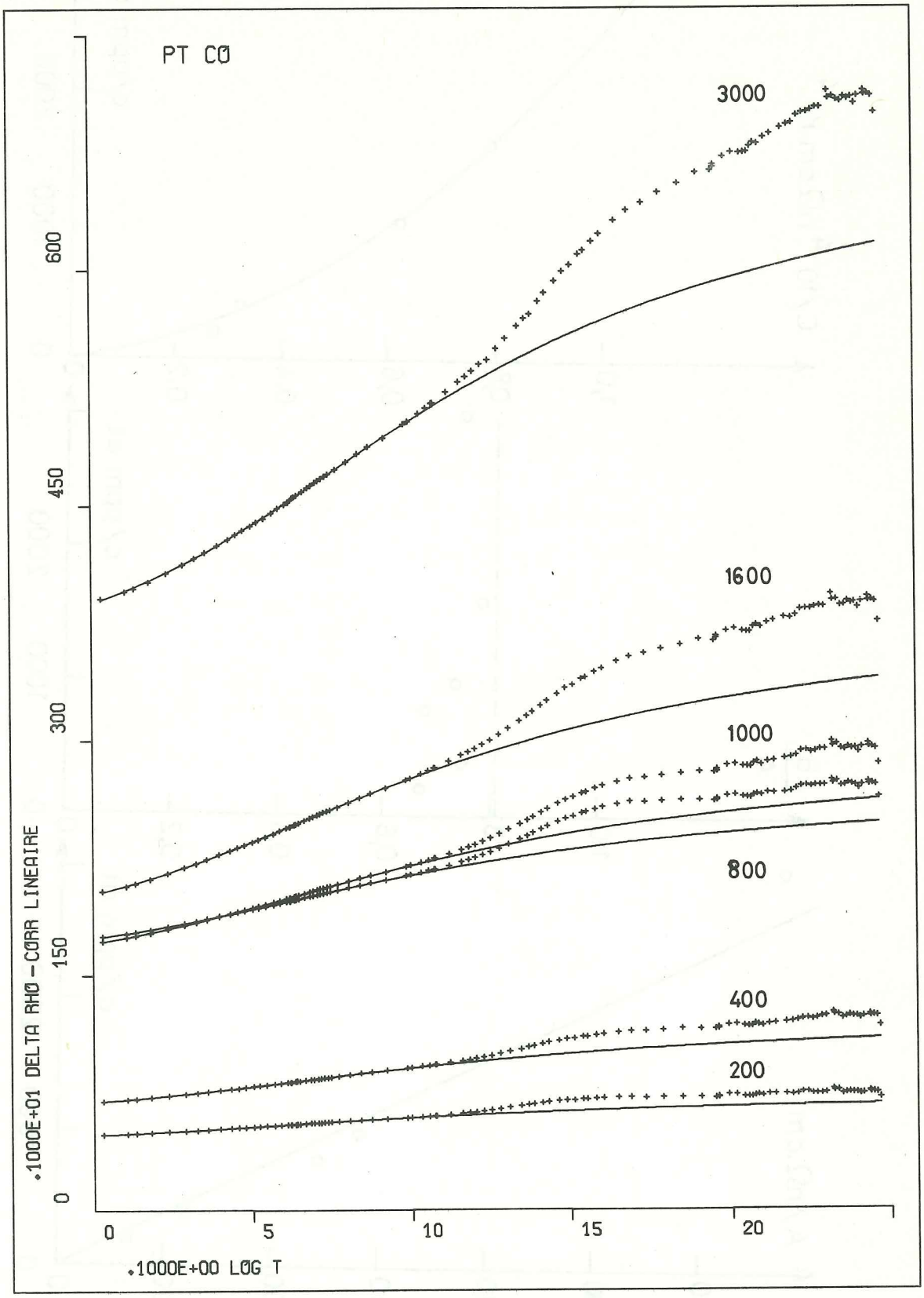

PT CØ
3000
1600
1000
800
400
200
600
450
300
150
0
•1000E+01 DELTA RHØ - CØRR LINEAIRE
0
5
10
15
20
•1000E+00 LØG T

Fig. 31

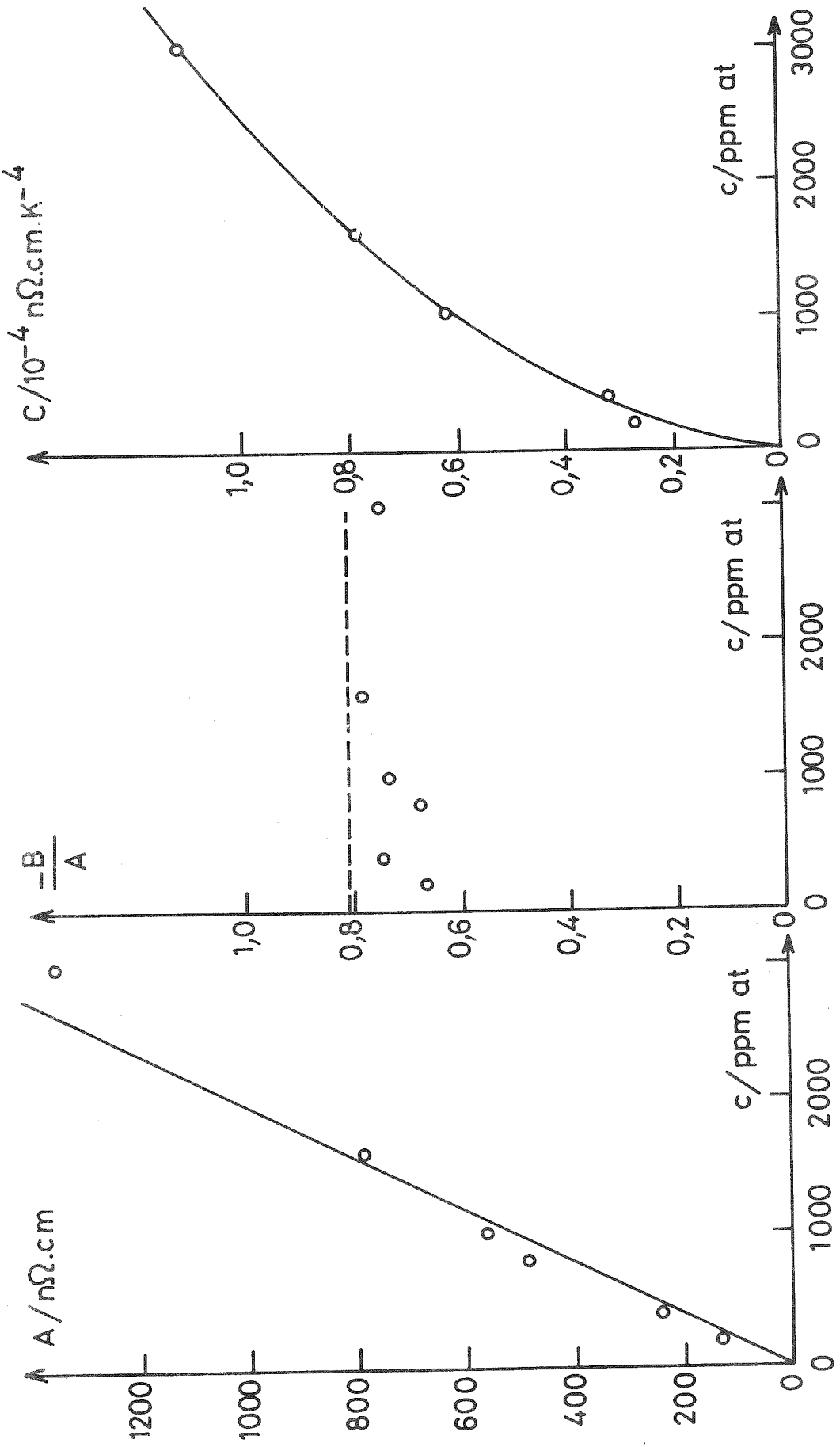

A / nΩ.cm
1200
1000
800
600
400
200
0
1000
2000
c / ppm at
-B/A
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
1000
2000
c / ppm at
C/10⁻⁴ nΩ.cm.K⁻⁴
1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
1000
2000
3000
c / ppm at

Fig. 32

celle mesurée pour le moment géant dans Pt Co où on observe des aimantations à saturation de 3,6 μ_B (38) mais qui se compare avec les valeurs mesurées dans le Co hexagonal : 2 S = 1,7, ce qui suggérerait que les Pt polarisés n'ont pas d'effet important sur la résistivité.

T_K a le bon ordre de grandeur (39) et ne varie pratiquement pas avec la concentration.

On doit surtout remarquer que la loi utilisée s'est parfaitement adaptée à une résistivité qui augmente avec la température, c'est-à-dire, à un cas où J > 0.

3.5. - Conclusion

Les résultats que nous venons de présenter sur quatre séries d'alliages montrent bien que le modèle phénoménologique présenté au paragraphe 2. est en mesure de décrire de façon très précise l'effet d'impuretés magnétiques dans les matrices de métaux nobles.

En outre, un calcul précis permet de calculer des paramètres importants, en particulier S et T_K et en plus de prévoir des valeurs correctes de la résistivité due à l'effet Kondo, au-delà des régions de mesure.

Nous avons tracé sur la fig. 33 les limites théoriques pour T = 0 et $T \to \infty$ de la résistivité ρ_K, en fonction de la différence de charge Z (quand on néglige les effets d'interaction). Nous indiquons sur cette figure, les variations de résistivité effectivement observées dans la région que nous avons analysée.

L'étroitesse de cette région et le fait que les limites théoriques soient effectivement bien déterminées, montre la qualité du modèle proposé et justifie encore une fois l'extrapolation à haute température que nous faisons dans l'étude des ERM.

Il faut souligner, en particulier, que malgré cette faible extension en température des résultats utilisables (une décade environ), notre modèle nous permet une détermination très satisfaisante des paramètres.

C'est le cas pour les deux paramètres principaux de notre équation, c'est-à-dire, Z, relié au rapport B/A et S, pour lesquels on a chaque fois retrouvé des valeurs proches des valeurs théoriques.

La valeur correcte obtenue pour le coefficient S souligne l'intérêt de notre généralisation (eq. 37) de l'équation (35), laquelle ne permettait pas d'obtenir des résultats acceptables.

Soulignons aussi la bonne concordance observée entre les valeurs de Jρ obtenues à partir de S et celles déduites des effets d'interaction par application du modèle de Matho et Béal-Monod (30).

L'accord observé pour ces trois paramètres est chaque fois si satisfaisant

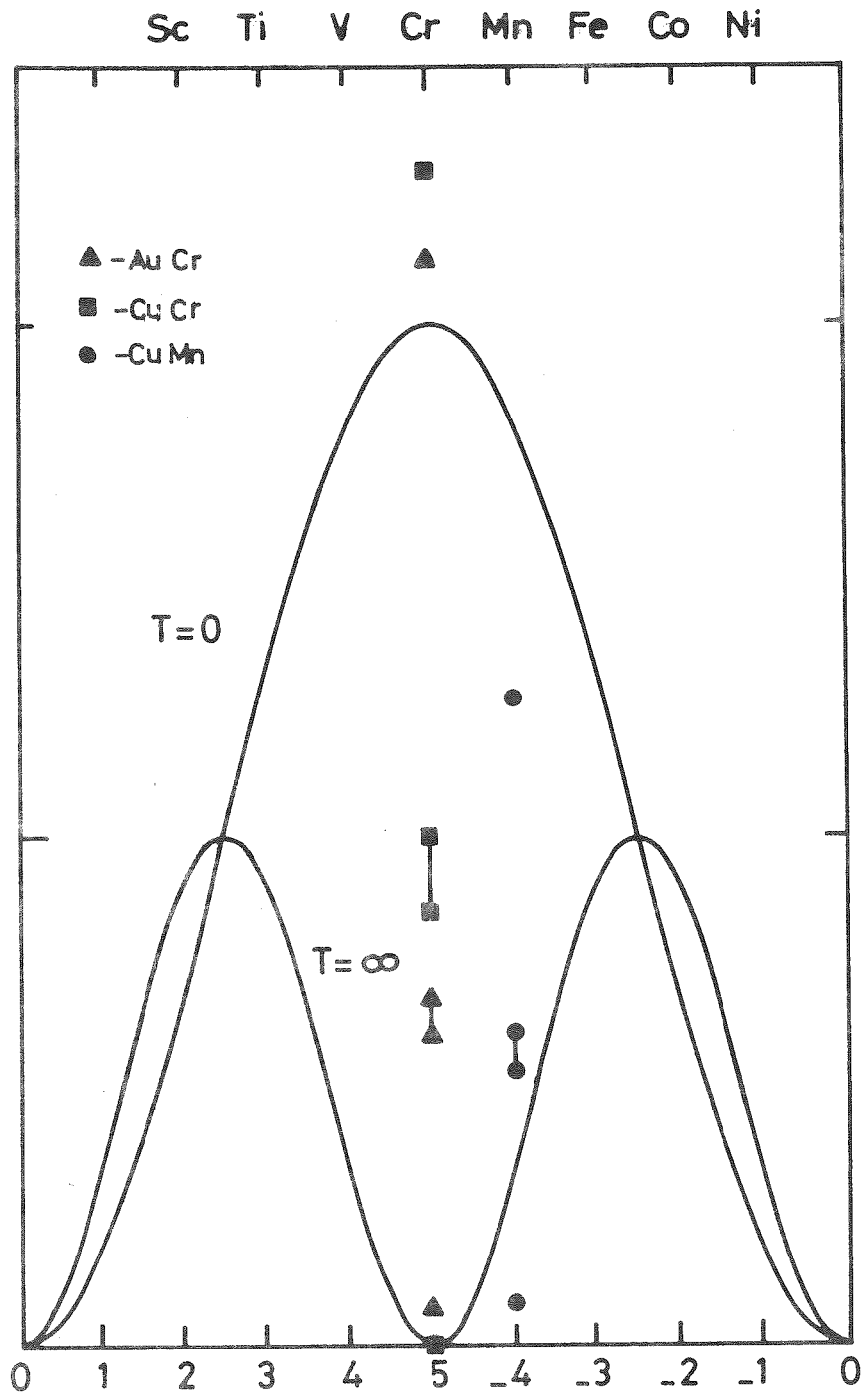


Fig.33

Les points unis par un trait vertical indiquent la variation de résistivité effectivement analysée.

Les points extrêmes représentent les limites calculées à T = 0 et T = ∞, les limites théoriques étant données par les courbes en trait plein.

que nous aurions pu à priori imposer les valeurs théoriques, limitant ainsi à 4 (au lieu de 7), le nombre de paramètres utilisés. Sur les 4 paramètres restants, 2 proviennent de la nécéssité où on se trouve, à cause de notre gamme de température, de tenir compte des ERM. Les deux paramètres qui restent sont A et T_K.

Il est à noter que les ordres de grandeur obtenus pour T_K sont en accord avec les estimations les plus fiables, c'est-à-dire, celles déduites de mesures réalisées autour de T_K sur des alliages très dilués. Ce fait est particulièrement remarquable dans le cas de Cu Mn et surtout Au Cr. Si l'on considère que T_K se trouve à 3 et 4 décades respectivement, au dessous de notre gamme de mesure.

Pour le coefficient A, qui est lié à la détermination de l'amplitude de la résistivité à T = 0, les valeurs obtenues dans Cu et Au se comparent aux valeurs théoriques obtenues dans un modèle d'électrons libres.

Enfin, le cas du système Pt Co montre de façon éclatante que notre modèle peut s'adapter aussi bien aux cas de $J > 0$ que $J < 0$ (résistivités croissantes ou décroissantes avec la température).

La bonne qualité de l'accord obtenu nous autorise à extrapoler la courbe $\rho_K(T)$ sur un intervalle relativement faible (une autre décade), vers les hautes températures, nous rendant ainsi capables d'obtenir par différence avec la valeur expérimentale l'ERM.

B - ECARTS A LA REGLE DE MATTHIESSEN

4. - Résultats expérimentaux et discussion

4.1. - Définitions et technique de calcul

Nous regroupons sous le nom d'écarts à la règle de Matthiessen (ERM), les contributions à la résistivité d'impureté qui restent inexpliquées par le terme de résistivité dû à l'effet Kondo.

Nous avons donc, l'ERM, Δ_M, défini par :

$$\Delta_M = \rho_{all} - \rho_{mp} - \rho_K \qquad (49)$$

c'est-à-dire, en utilisant les expression (27) et (47)

$$\Delta_M = \Delta_{M_1} + (\alpha+\delta)\rho_{mp} \qquad (50)$$

où nous avons séparé une contribution Δ_{M_1}, qu'on peut appeler ERM à température intermédiaire, et un terme $(\alpha+\delta)\rho_{mp}$ qui prétend regrouper l'erreur expérimentale, $\delta\rho_{mp}$ et un éventuel ERM à haute température, $\alpha\rho_{mp}$.

Il nous faut revenir sur la correction par un terme proportionnel à la résistance de la matrice, que nous avons réalisée à haute température de façon quelque peu arbitraire. Elle était évidemment guidée par le souci de faire disparaître une dispersion des résultats à haute température bien visible sur les courbes non corrigées (comparer, dans le cas du système Cu Mn, la fig. 19 où ces corrections ne sont pas faites et les fig. 20 et 21 où elles ont été réalisées). Elle se justifiait à notre sens par les deux arguments suivants :

1) Si la déviation observée était imputable à l'erreur expérimentale, cette correction de longueur était parfaitement justifiée, mais elle devait rester à l'intérieur des limites estimées de cette erreur. Aux hautes températures, dans des systèmes d'ailleurs plus concentrés que le notre, des déviations ont été reportées et analysées sous la forme d'un terme linéaire en T (la précision même n'est jamais suffisante pour pousser plus loin l'analyse). Du point de vue théorique, à la différence du cas des températures intermédiaires, un seul modèle (Kagan et Zhernov (40), modifié par Bhatia et Gupta (41)) prétend donner une explication de ces déviations à haute température (elle sera envisagée dans la partie théorique) et il aboutit aussi à des termes linéaires en T.

Une approximation par un terme en $\alpha\rho_{mp}$ ou $\alpha\rho_{all}$, pouvait donc apparaître comme une hypothèse très raisonnable pour tenir compte de ces termes et elle avait l'avantage de s'exprimer par le même terme qui tient compte de l'erreur.

Nous avons donc, comme expliqué au paragraphe 2.4. et en détail, pour chaque système dans le paragraphe 3., évalué en termes de la contribution de la matrice

(c'est-à-dire, à peu de chose près de la contribution de l'alliage), tous les termes linéaires à haute température.

Les valeurs obtenues qui étaient notées dans les tableaux de données relatifs à chaque alliage, sont reportées sur la fig. 34 en fonction de la concentration d'impureté. Ces corrections pourront au choix du lecteur être interprétées en termes d'erreur ou d'ERM. Pour nous, sauf pour Pt Co, elles ne nous paraissent pas significatives par rapport à l'erreur expérimentale.

4.2. - Résultats expérimentaux

Dans les fig. 35 à 38, nous avons tracé l'écart total Δ_M, en coordonnées linéaires, ne tenant pas compte des déviations à haute température, à l'exception des alliages Pt Co où nous avons gardé cette déviation.

Dans les fig. 39 à 42, nous avons tracé le logarithme décimal du rapport $\frac{\Delta_M}{c}$ en fonction du logarithme décimal de la température. Pour des raisons évidentes, dans le cas du Pt Co, la contribution à haute température a, cette fois, été enlevée.

Les tableaux 6 à 27 de l'annexe donnent toutes les valeurs expérimentales, jusqu'à la température où l'ERM est masquée par la dispersion.

Le tableau 12 résume les caractéristiques principales de l'ERM dans les différents systèmes.

$(\Delta_M)_{max}$ représente l'amplitude du maximum de l'ERM et T_{max} son emplacement en température. Le calcul de $\frac{(\Delta_M)_{max}}{\rho_o(T_{max})}$, est fait en prenant pour ρ_o la résistivité ρ_K à la température T_{max} additionnée de la résistivité résiduelle de la matrice.

Les valeurs de n et de C ont été reprises des tableaux donnés dans le paragraphe 3.

4.3. - L'ERM à haute température

α_o est le coefficient habituellement utilisé pour traduire l'ERM à haute température :

$$\alpha_o = \frac{1}{\rho_o} \frac{d\Delta}{dT} \qquad (51)$$

Si on combine cette expression avec l'expression (50), on obtient :

$$\alpha_o = \frac{\alpha}{\rho_o} \frac{d\rho_{mp}}{dT} \qquad (52)$$

A haute température $\frac{d\rho_{Pt}}{dT}$ varie en effet très peu et sa valeur est de l'ordre de 38 $n\Omega.cm.K^{-1}$, dans le cas du système Pt Co.

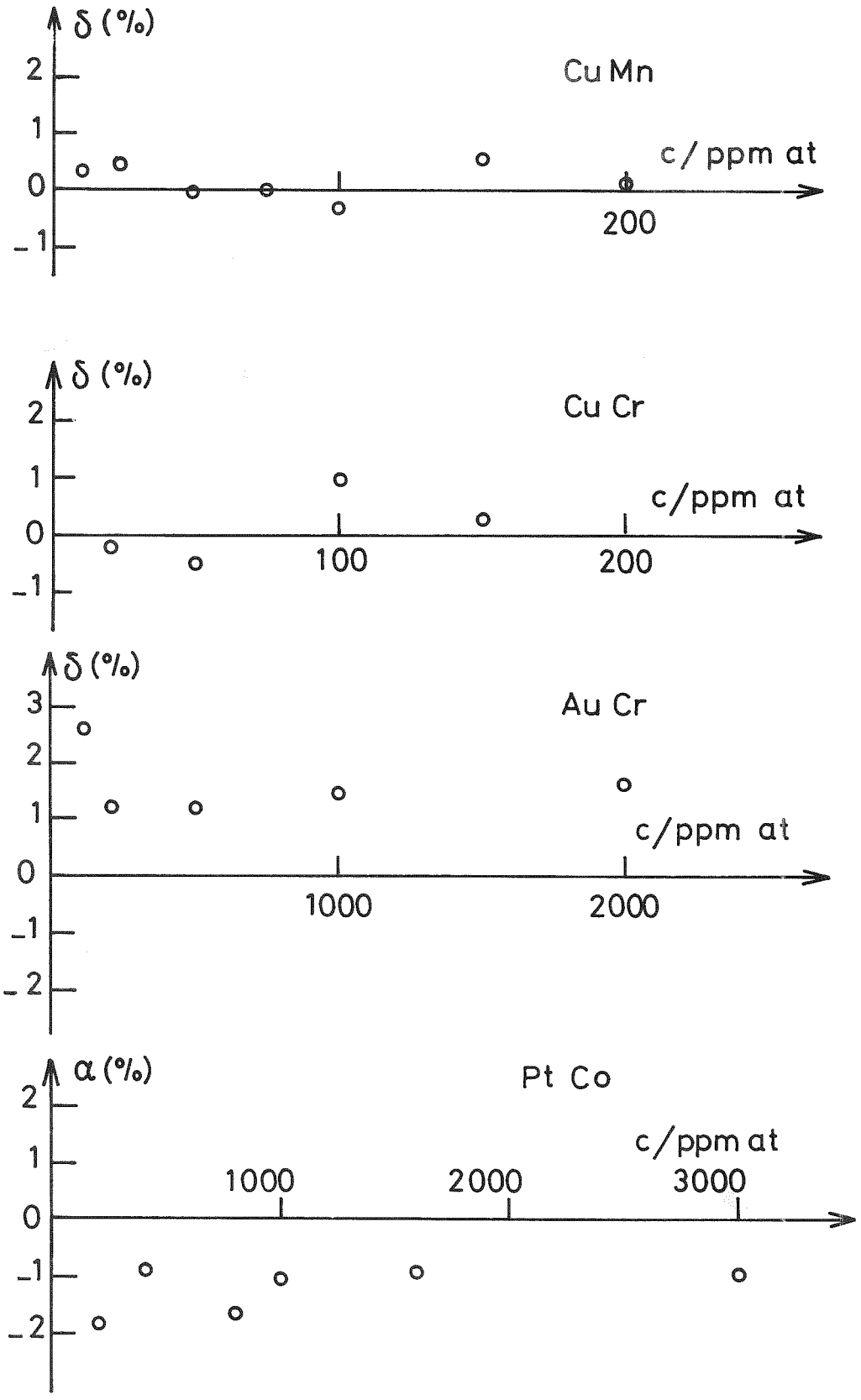

δ (%)
Cu Mn
c / ppm at
200
δ (%)
Cu Cr
c/ppm at
100
200
δ (%)
Au Cr
c/ppm at
1000
2000
α (%)
Pt Co
c/ppm at
1000
2000
3000

Fig. 34

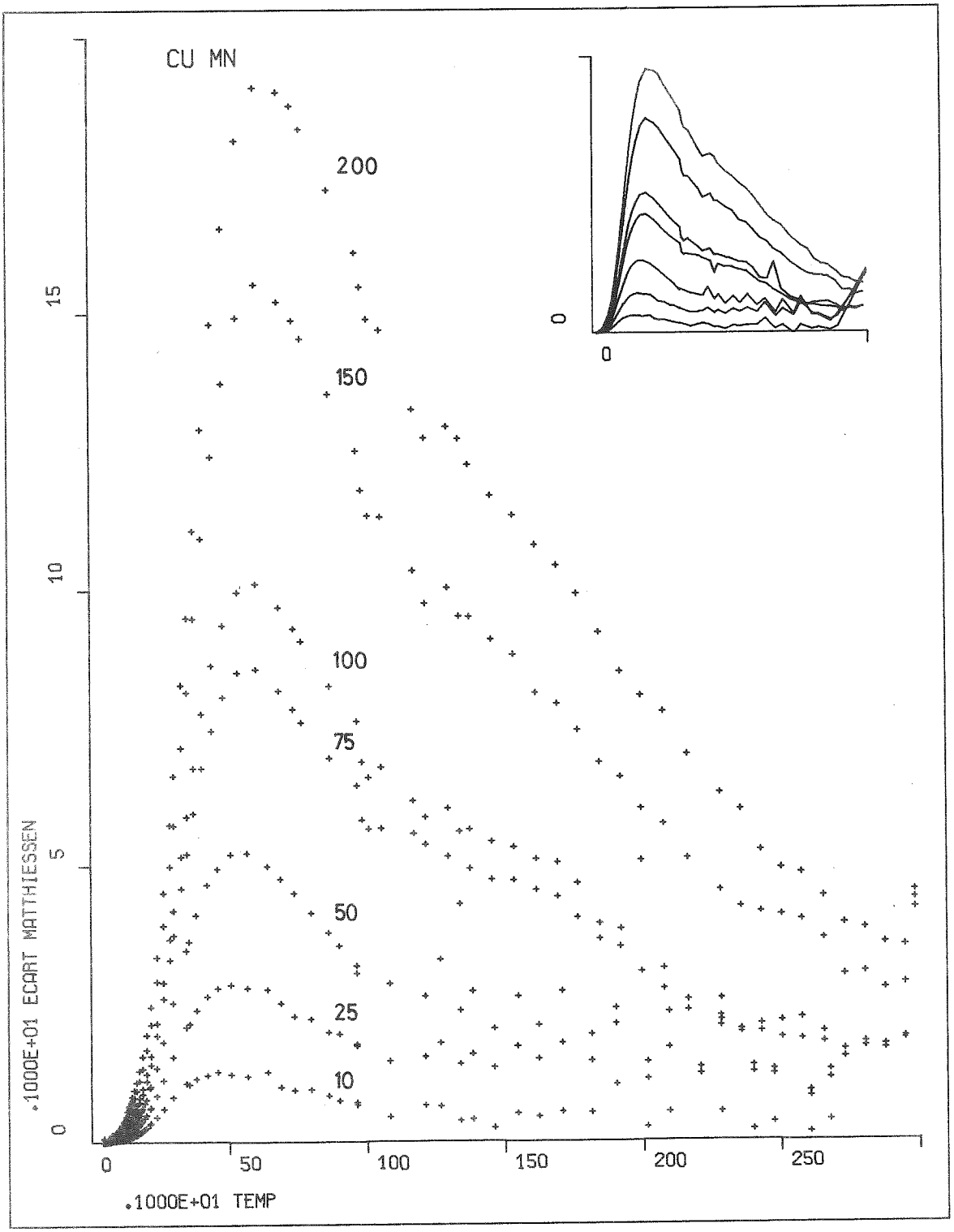

CU MN
200
150
100
75
50
25
10
0
0
15
10
5
0
0
50
100
150
200
250
.1000E+01 ECART MATTHIESSEN
.1000E+01 TEMP

Fig. 35

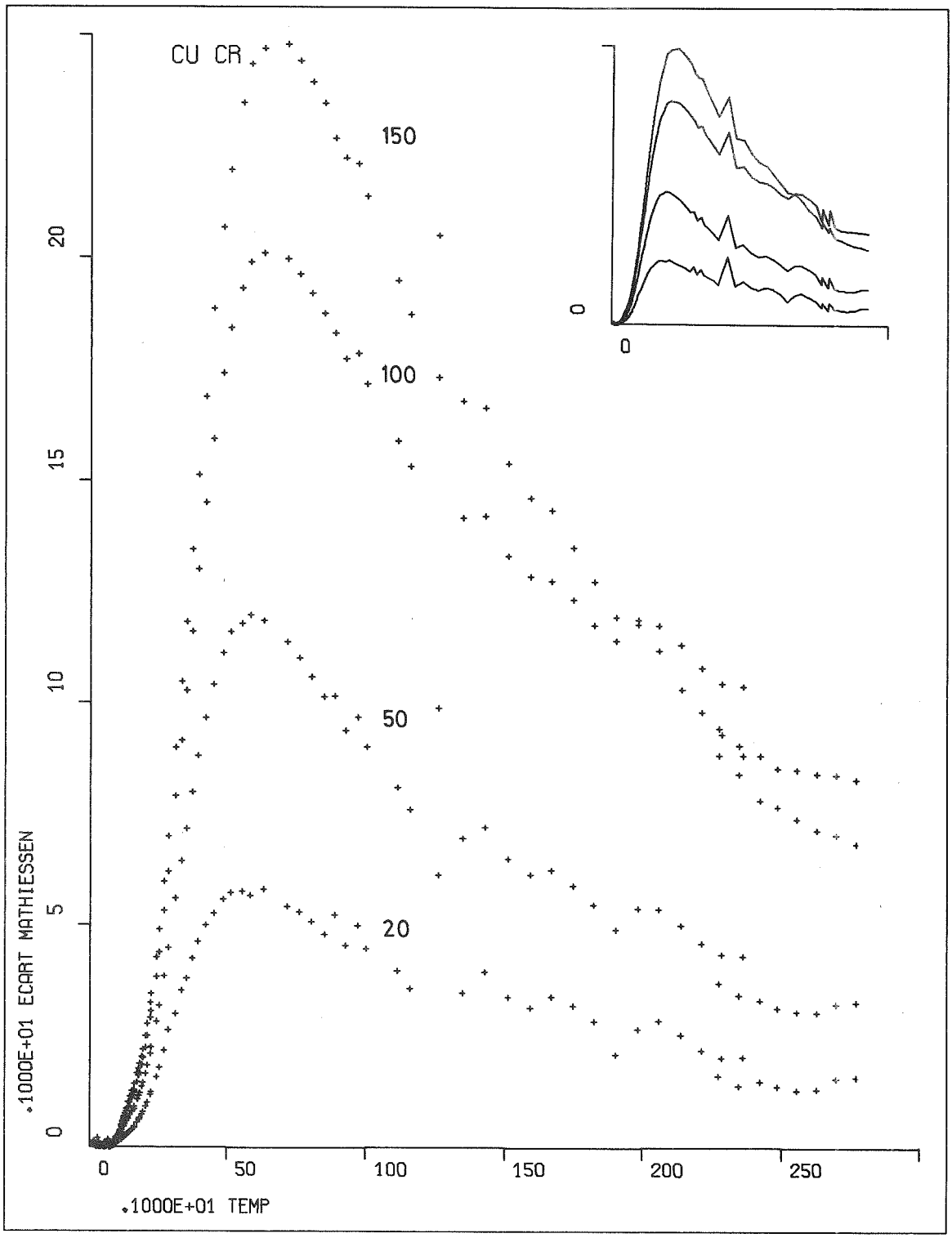

CU CR
150
100
50
20
0
0
0
5
10
15
20
0
50
100
150
200
250
.1000E+01 ECART MATHIESSEN
.1000E+01 TEMP

Fig. 36

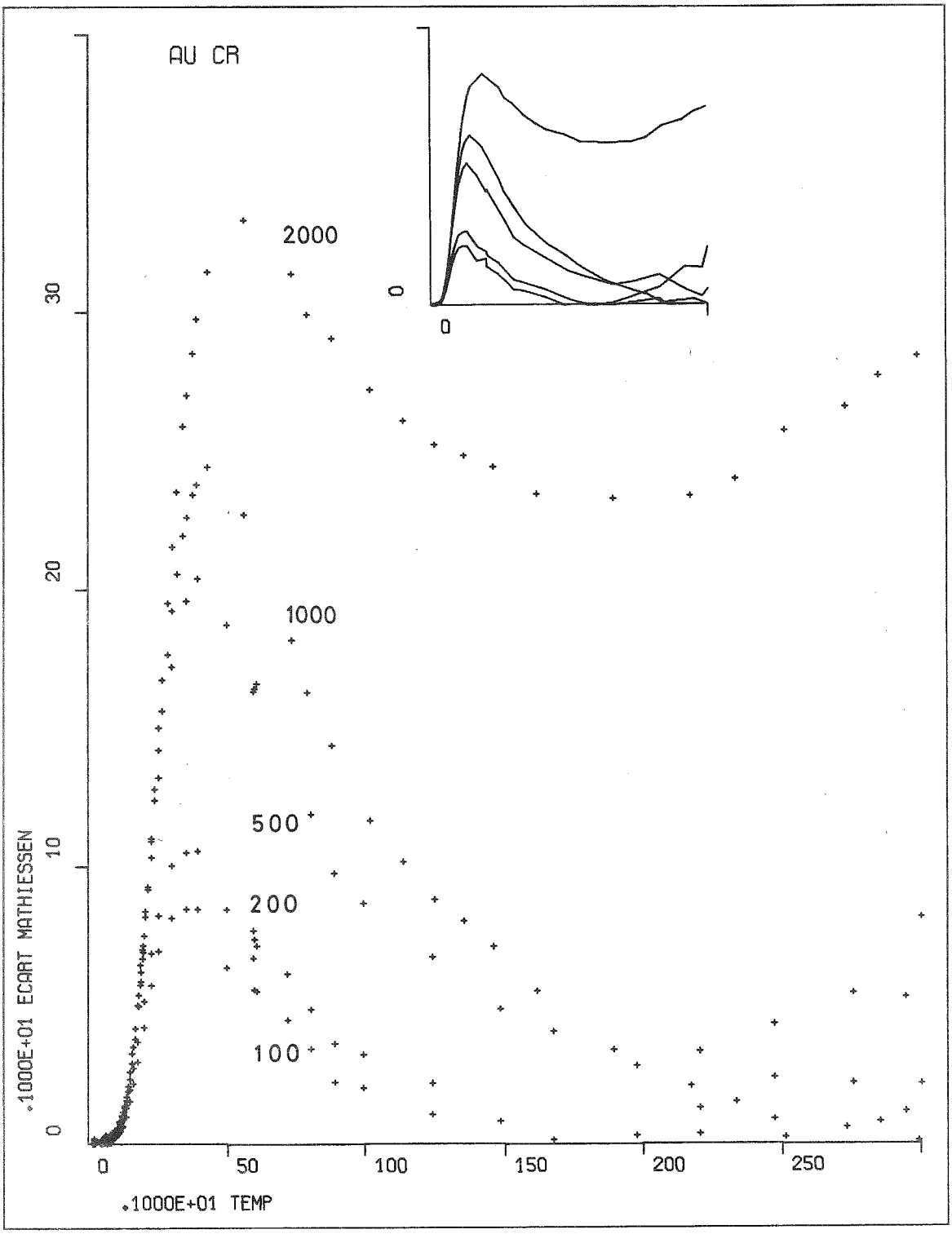

AU CR
2000
1000
500
200
100
0
0
30
20
10
0
0
50
100
150
200
250
.1000E+01 ECART MATHIESSEN
.1000E+01 TEMP

Fig. 37

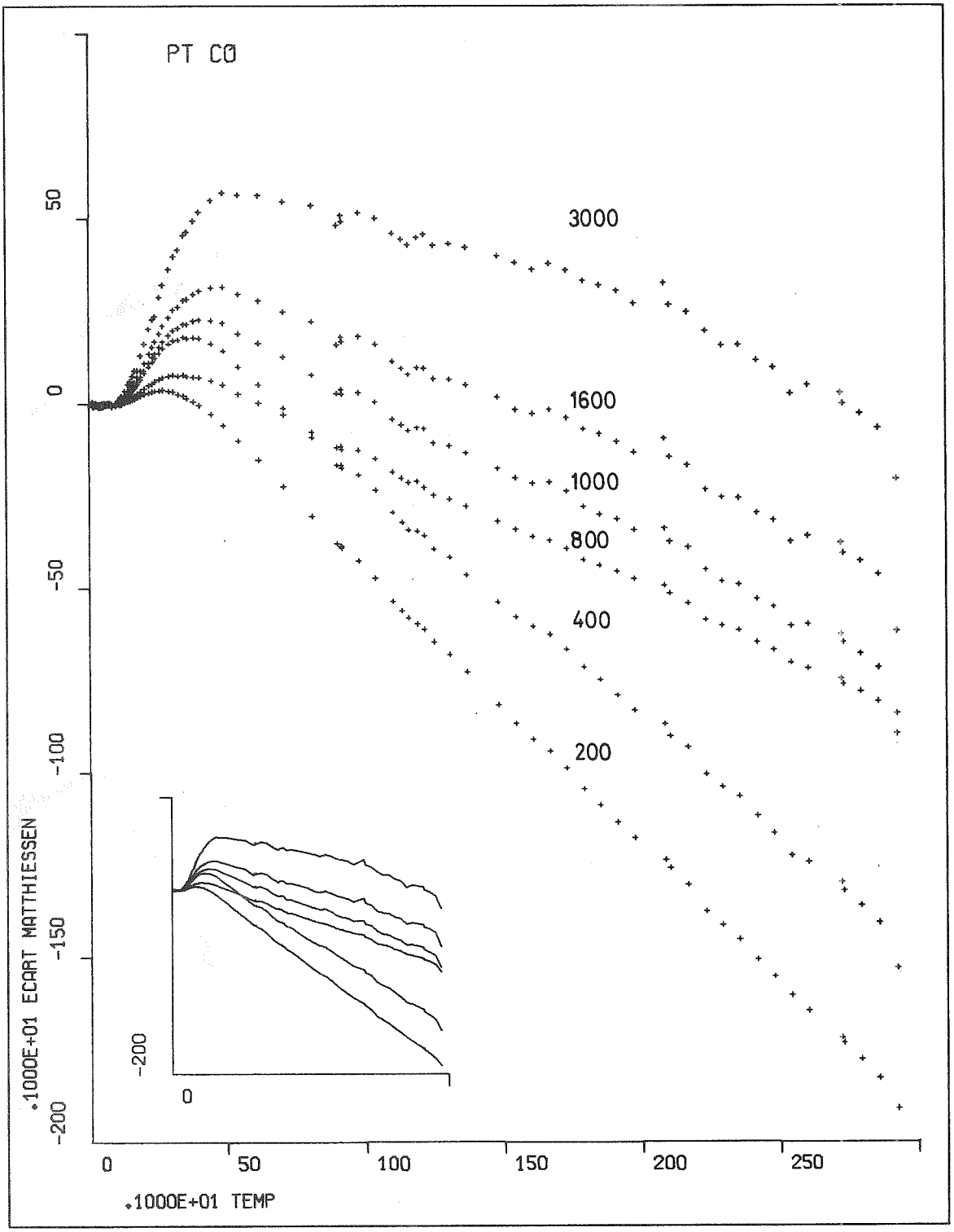

PT C0
3000
1600
1000
800
400
200
50
0
-50
-100
-150
-200
.1000E+01 ECART MATTHIESSEN
0
50
100
150
200
250
.1000E+01 TEMP
-200
0

Fig.38

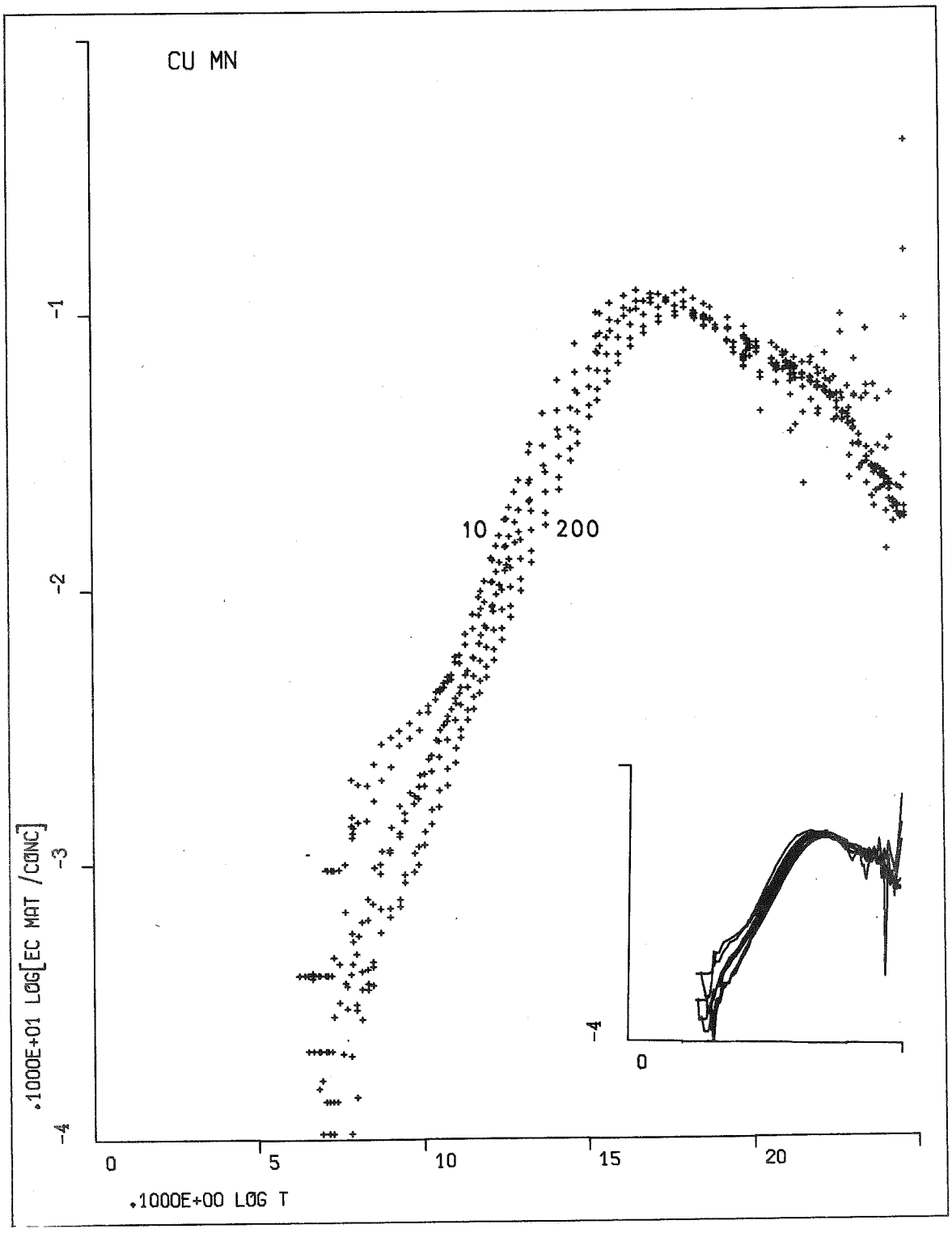

CU MN
10
200
-1
-2
-3
-4
0
5
10
15
20
.1000E+01 LØG[EC MAT /CØNC]
.1000E+00 LØG T
-4
0

Fig. 39

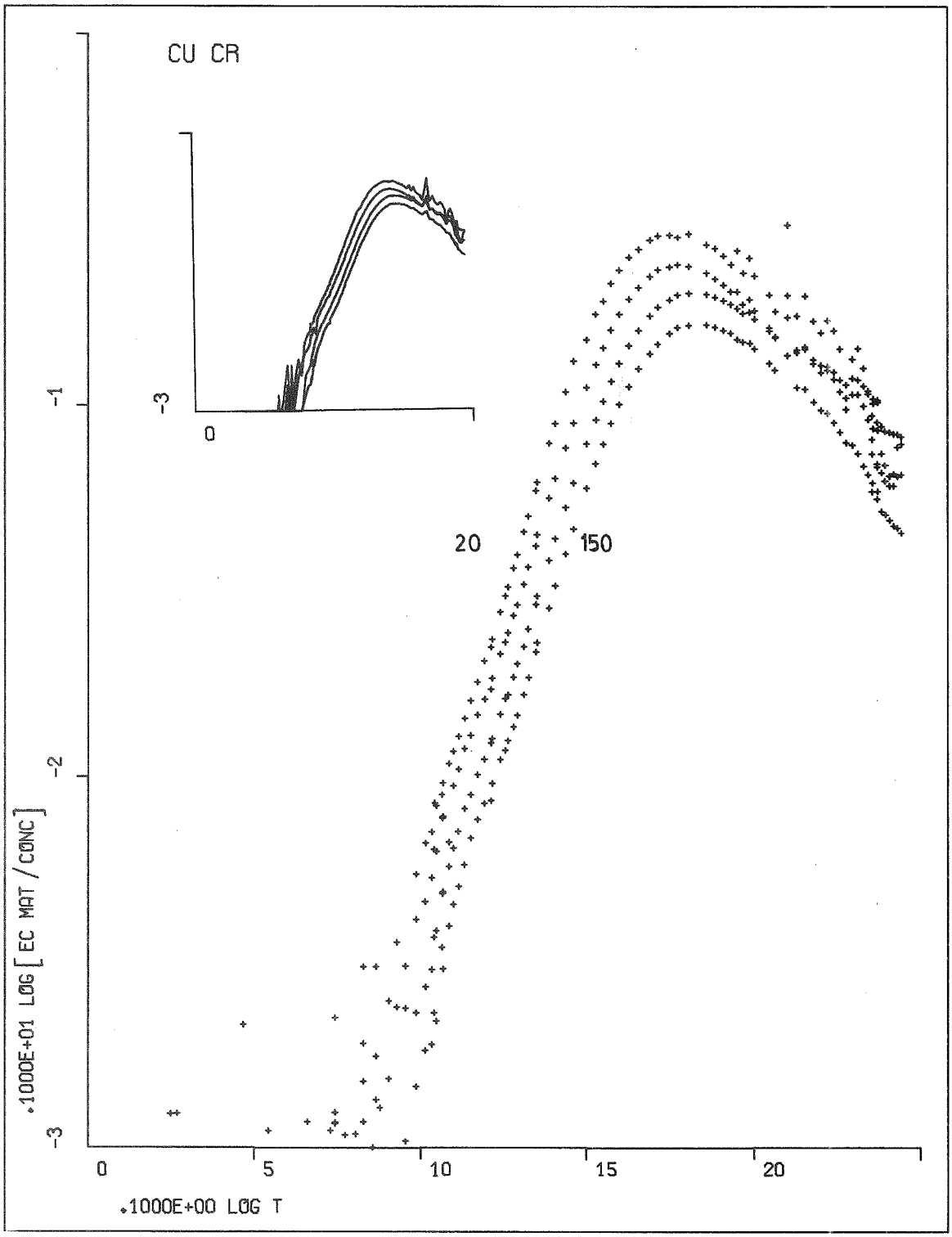

CU CR
-3
0
-1
-2
-3
20
150
•1000E+01 LØG [EC MAT / CØNC]
0
5
10
15
20
•1000E+00 LØG T

Fig. 40

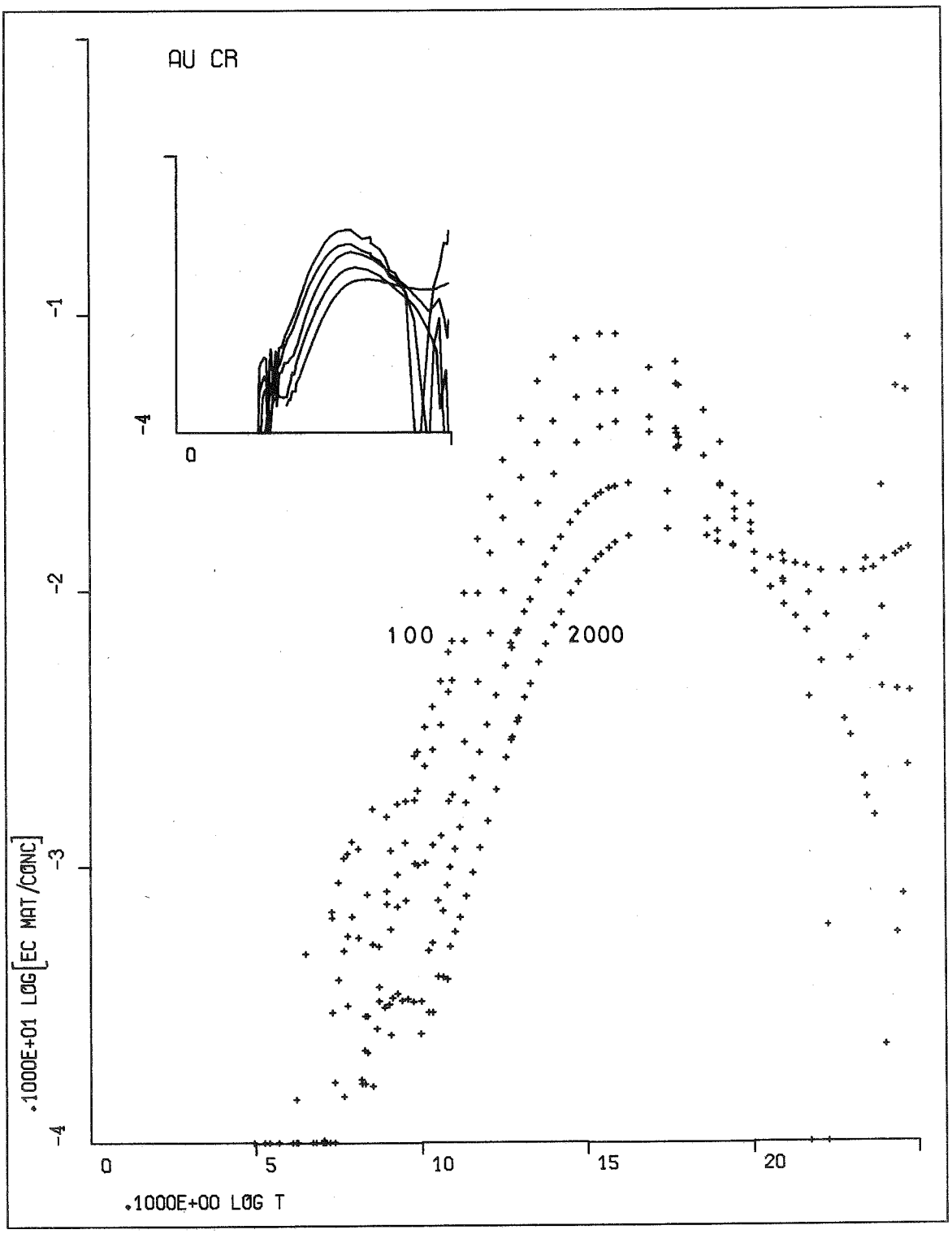

AU CR
-1
-2
-3
-4
0
-4
100
2000
0
5
10
15
20
.1000E+01 LOG[EC MAT/CONC]
.1000E+00 LOG T

Fig. 41

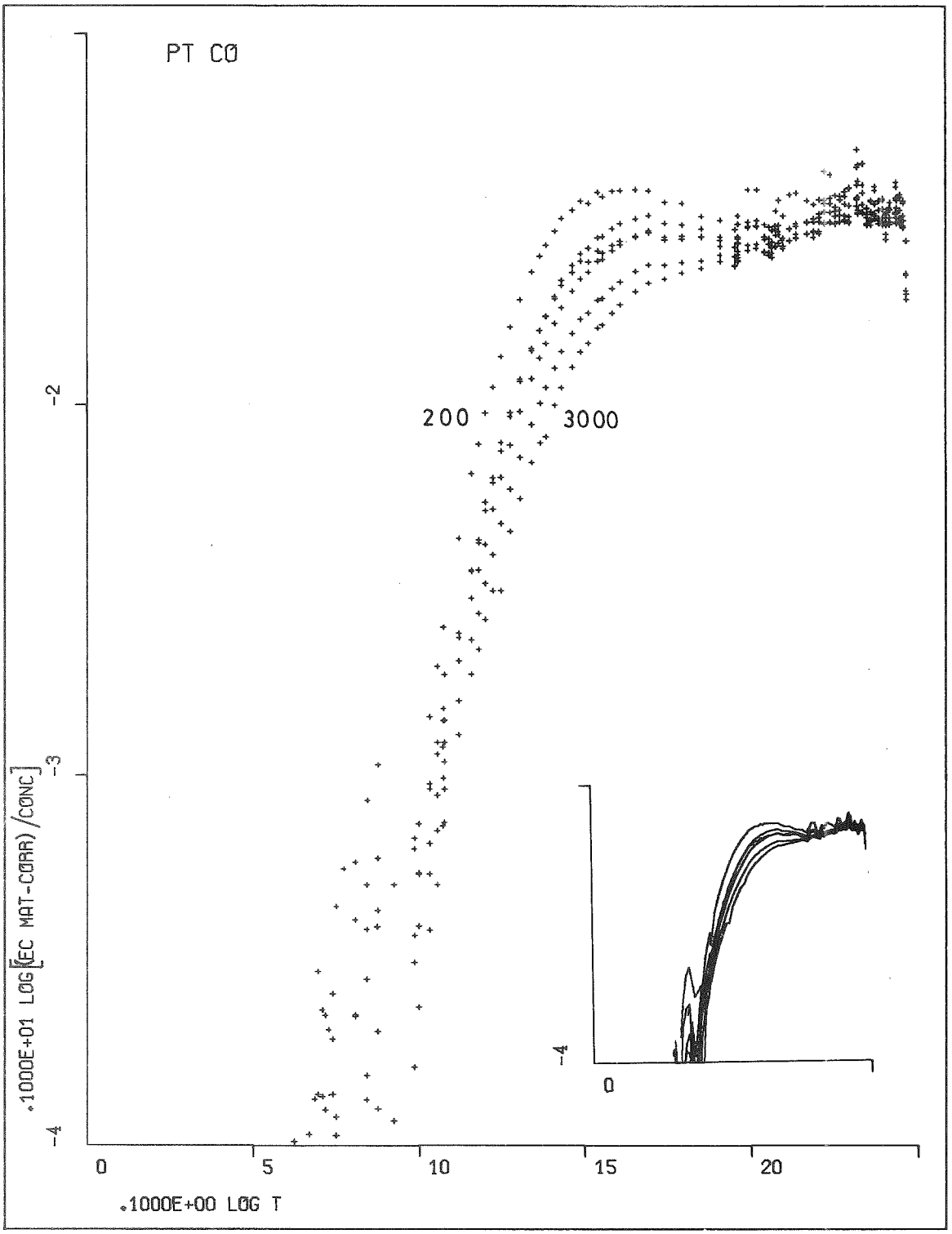

PT CØ
200
3000
-2
-3
-4
0
5
10
15
20
.1000E+01 LØG [EC MAT-CØAA) /CONC]
.1000E+00 LØG T
-4
0

Fig. 42

Tableau 12

Système	c (ppm at.)	$(\Delta_M)_{max}$ (nΩ.cm)	$\frac{(\Delta_M)_{max}}{\rho_o}$	$\frac{(\Delta_M)_{max}}{c}$ (nΩ.cm/ppm at.)	T_{max} (K)	n	$C.10^4$ ($n\Omega.cm.K^{-n}$)	δ ou α(Pt Co)	$-\alpha_o.10^3$ (K^{-1})
Cu Mn	10,5	1,28	0,2009	0,122	46	3	0,3251	0,00322	-
	25,3	2,83	0,2449	0,112	50	3	0,6021	0,00445	-
	47,8	5,26	0,2840	0,110	55	3	0,9853	-0,00034	-
	73,0	8,61	0,3343	0,118	59	3	1,3872	-0,00014	-
	95,5	10,12	0,3271	0,106	60	3	1,5454	-0,00253	-
	154,5	15,60	0,3395	0,101	61	3	2,1137	0,00557	-
	197,0	19,11	0,3317	0,097	63	3	2,4377	0,00012	-
Cu Cr	20	5,74	0,3666	0,287	55	3	1,07999	-0,0018	-
	50	12,0	0,3272	0,240	59	3	1,97578	-0,0050	-
	100	20,3	0,3082	0,203	66	3	2,70387	0,0100	-
	150	24,9	0,2851	0,166	69	3	2,99964	0,0030	-
Au Cr	100	8,6	0,1156	0,086	37	4	0,3049	0,0260	-
	200	10,6	0,1168	0,053	38	4	0,3858	0,0128	-
	500	20,4	0,0781	0,0408	40	4	0,4925	0,0123	-
	1000	24,5	0,0565	0,0245	44	4	0,4989	0,0151	-
	2000	33,5	0,0319	0,0335	57	4	0,4670	0,0167	-
Pt Co	200	5,25	0,0613	0,0263	27	4	0,27337	-0,0182	7,63
	400	7,50	0,0609	0,0187	33	4	0,31780	-0,0091	2,61
	800	17,85	0,0701	0,0223	37	4	0,61432	-0,0158	2,22
	1000	22,65	0,0848	0,0227	41	4	0,64166	-0,00995	1,33
	1600	31,2	0,0925	0,0195	45	4	0,78578	-0,00910	0,952
	3000	56,7	0,0946	0,0189	53	4	1,11312	-0,009675	0,574

Nous avons donc :

$$\alpha_o = 38 \frac{\alpha}{\rho_o} K^{-1} \qquad (53)$$

(avec ρ_o exprimé en nΩ.cm).

Les valeurs de ce coefficient données sur le tableau 12, ont été calculées en utilisant cette expression et en prenant pour ρ_o la valeur de la résistivité ρ_K à 300 K, additionnée de la résistivité résiduelle de la matrice.

Nos résultats sur les alliages Pt Co ne semblent pas montrer de dépendance claire en fonction de la concentration, mais plutôt un effet de saturation qui serait contradictoire avec les prévisions de Kagan et Zhernov (40) et Bhatia et Gupta (41). Par contre, cette théorie, prévoit, pour la déviation, le signe de la différence de charge $Z_1 - Z_o$ entre l'ion de l'impureté et celui de la matrice, ce qui serait en accord avec nos résultats. Remarquons que l'effet observé est suffisant pour rendre la résistivité de l'alliage inférieure à la résistivité du métal pur à haute température.

Notons ici que le dernier mot est loin d'être dit sur ces déviations à haute température. En particulier, dans bien des résultats qui sont reportés dans l'article de Bass (42), on observera les mêmes problèmes touchant la dépendance en fonction de la concentration. C'est le cas, par exemple, des mesures de Seth et Woods (43) sur des alliages Ag Mn.

4.4. - Etude phénoménologique de Δ_{M_1}

Nous avons représenté sur les figures 43 à 45 les valeurs de $\rho-\rho_o$ en fonction de ρ_o compilées par Cimberle et al. (45) pour les alliages du Cu de l'Au et du Pt à différentes températures. Ces résultats qui représentent donc par définition l'ERM additionné de la contribution des phonons (une constante à température donnée), en fonction de la résistivité résiduelle inspirent à ces auteurs les suggestions suivantes :

a)- Δ_{M_1} ne dépendrait essentiellement que de la valeur ρ_o pour une matrice donnée.
b)- L'ERM n'existerait qu'au dessus d'une valeur seuil ρ_o' de la résistivité résiduelle.
c)- Pour $\rho_o > \rho_o'$, l'ERM aurait une variation logarithmique : $K(T).\log \frac{\rho_o}{\rho_o'}$.

L'utilisation par nous de ces diagrammes présente quelques problèmes. En effet, le terme ρ_o correspond essentiellement chez nous à la valeur de ρ_K additionnée de la résistivité résiduelle du métal pur. Il dépend donc de la température. Nous

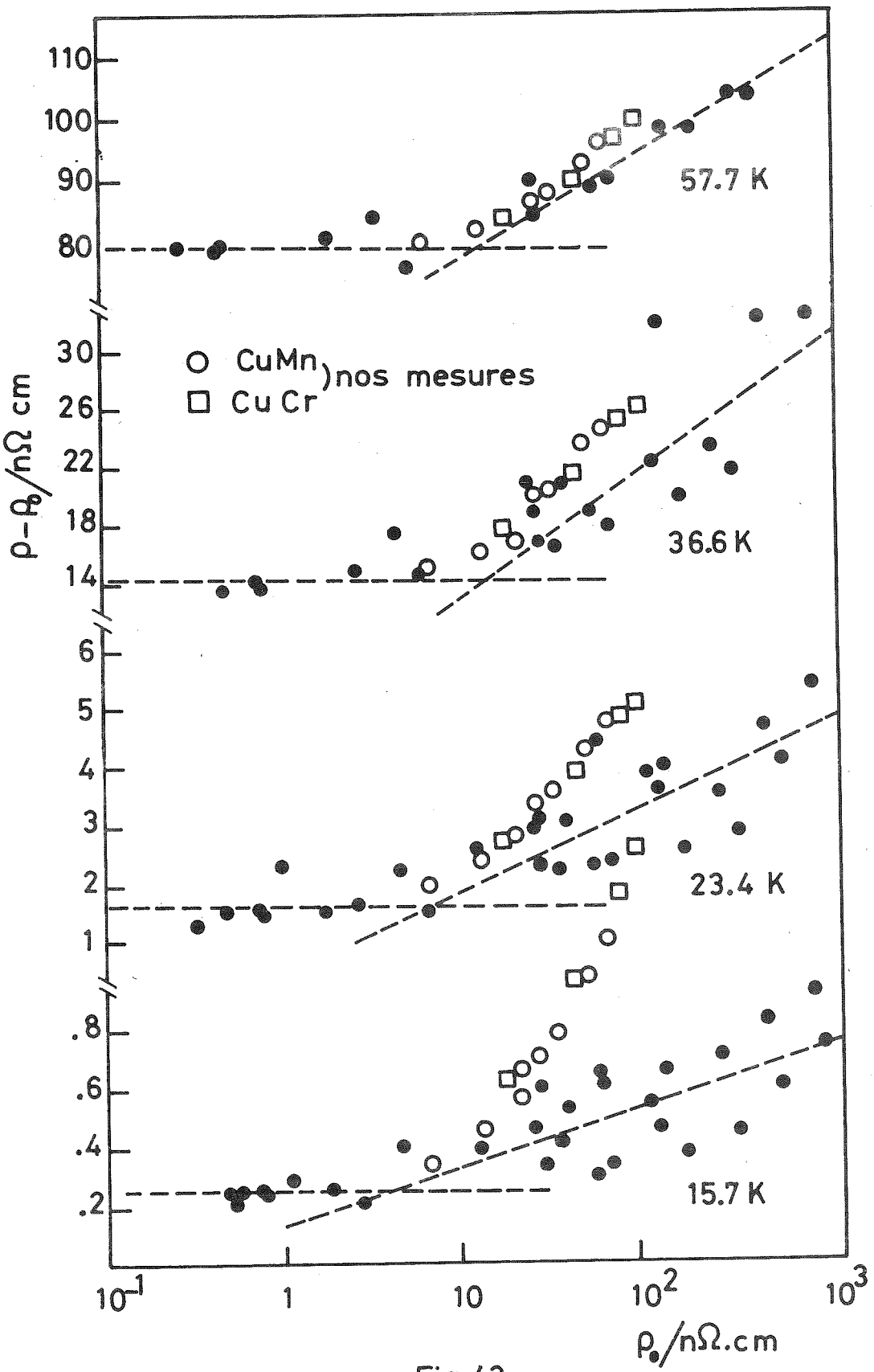

110
100
90
80
30
26
22
18
14
6
5
4
3
2
1
.8
.6
.4
.2
ρ-ρ₀/nΩ cm
○ CuMn)nos mesures
□ Cu Cr
57.7 K
36.6 K
23.4 K
15.7 K
10⁻¹
1
10
10²
10³
ρ₀/nΩ.cm

Fig.43

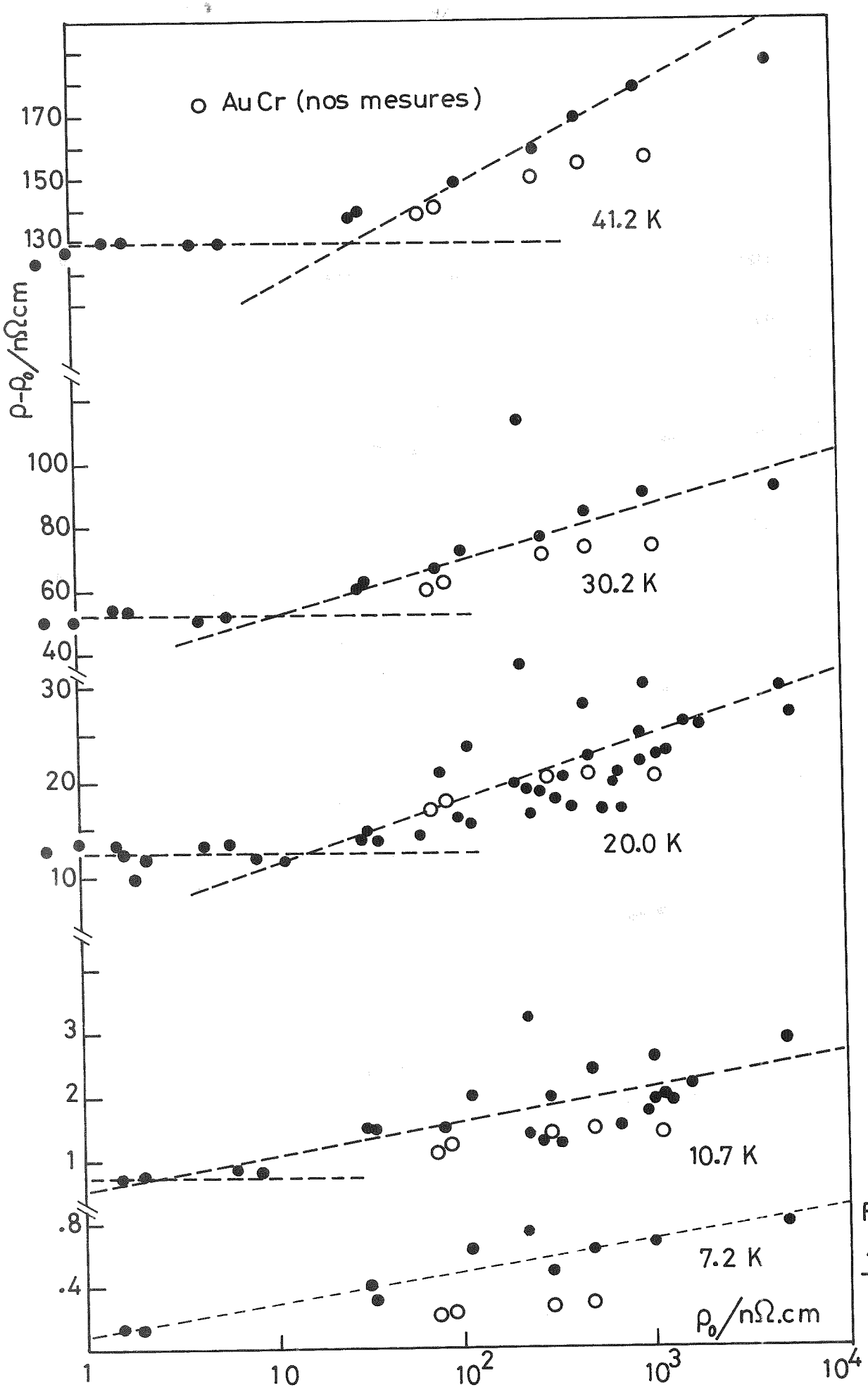

o AuCr (nos mesures)
41.2 K
30.2 K
20.0 K
10.7 K
7.2 K
ρ-ρ₀/nΩcm
ρ₀/nΩ.cm
170
150
130
100
80
60
40
30
20
10
3
2
1
.8
.4
1
10
10²
10³
10⁴

Fig. 44

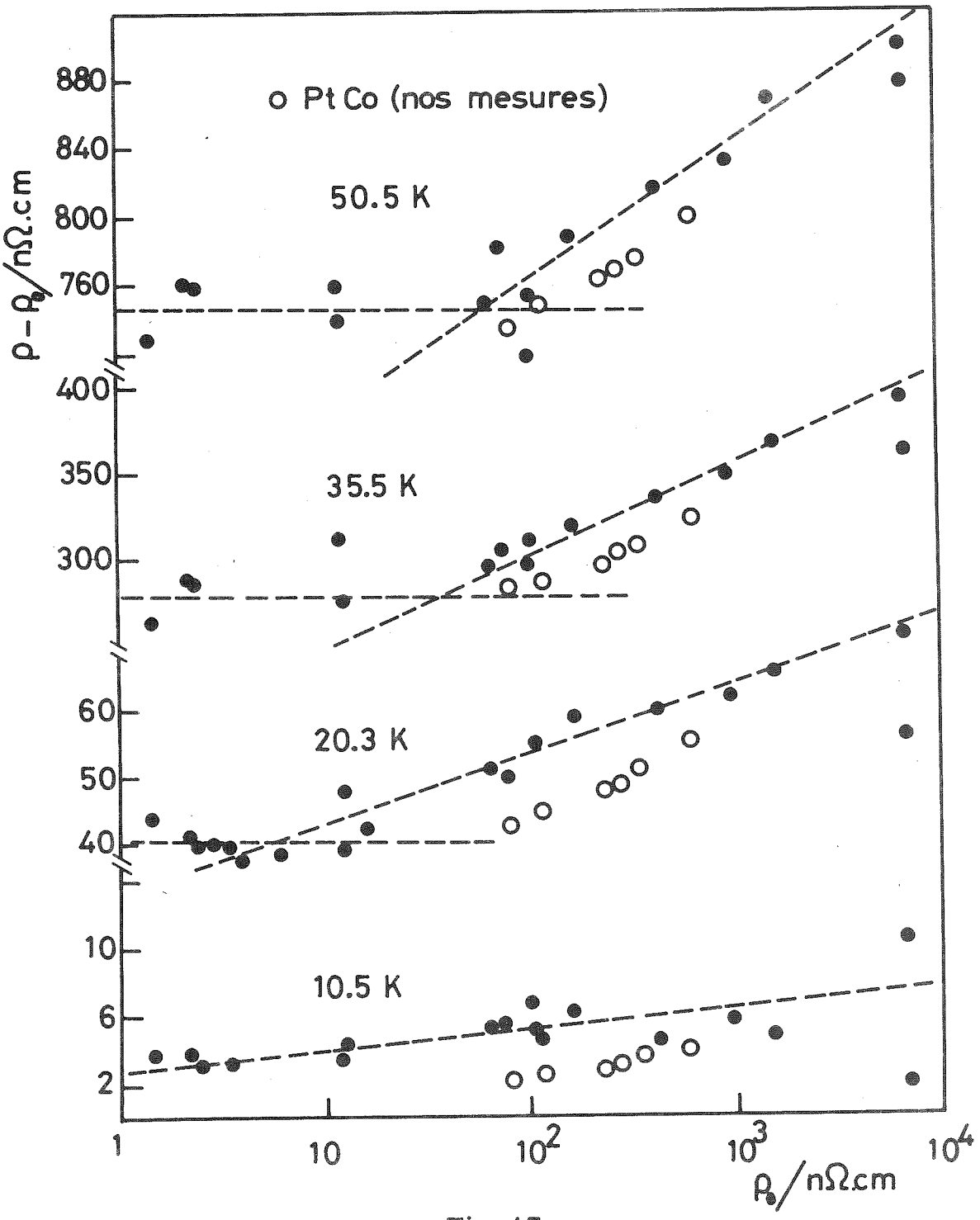

o Pt Co (nos mesures)
50.5 K
35.5 K
20.3 K
10.5 K
ρ − ρ₀ / nΩ.cm
ρ₀ / nΩcm
880
840
800
760
400
350
300
60
50
40
10
6
2
1
10
10²
10³
10⁴

Fig. 45

avons choisi à chaque température la valeur $\rho_o(T)$ correspondant à cette définition. Nos résultats sont reportés sur les 3 diagrammes (fig. 43 à 45).

On voit qu'ils s'y intégrent à la limite de la dispersion. Ce fait peut être avancé à l'actif du point a). A l'actif aussi, la remarquable superposition observée de nos résultats dans Cu Mn et Cu Cr. Cette superposition est visible sur les courbes 43 à 45 et sur la fig. 46, qui en fait représente l'évolution du paramètre C de la loi CT^3 observée dans les deux systèmes, pour toutes les températures inférieures à 20 K. Elle est aussi visible sur la fig. 47 qui représente l'évolution de la température du maximum en fonction de ρ_o, et, quoique à un moindre degré, sur la fig. 48 où est reportée l'amplitude relative de ce maximum en fonction de ρ_o.

Ces remarquables concordances ne doivent pas faire oublier la grande dispersion des résultats qu'il paraît difficile d'attribuer toute entière à la dispersion expérimentale. Cette dispersion se traduit aussi par toute une gamme de valeurs du coefficient n proposées par les auteurs qui ont réalisé ce genre de développement.

Dans les alliages de cuivre, nous obtenons n = 3, en désaccord avec Lengeler et al. (46) qui trouvent n = 5 dans Cu Au et Cu Ni. Dans Au Cr, nous obtenons n = 4 en accord avec les résultats de Damon et al. (47) sur Au Cu, Au Pt et Au In mais en désaccord avec Stewart et Huebener (21) qui indiquent une variation en T^3 dans Au Ag, Au Cu et Au Pt. Dans Pt Co notre valeur de n = 4 se place entre les résultats de Loram et al. (25) qui indiquent n = 5 pour les alliages de Pt Fe et ceux de Stewart et Huebener (21) qui rapportent n = 3,4 dans Pt Au.

Nous ne suivrons pas Cimberle et al. (45) dans leurs conclusions touchant à l'existence d'une valeur seuil ρ_o'. La pseudo-discontinuité qu'ils signalent cache en fait une variation linéaire de l'ERM en fonction de ρ_o, qui apparaît sur la fig. 46. Ce point nous paraît important, cette variation linéaire étant prévue dans bien des modèles théoriques. Elle est confirmée par les mesures très précises de Kos (17) dans l'argent.

Touchant le point c), si la variation logarithmique apparaît bien apte à traduire l'ERM aux valeurs plus grandes de ρ_o dans nos alliages de Cu et Pt, elle est inconciliable avec la saturation très nette de l'anomalie, qu'on observe dans Au Cr pour les très fortes valeurs de ρ_o (fig. 46). Ce point aussi est important et peut être décisif en faveur de certains modèles théoriques (en particulier, celui de Kagan et Zhernov (48), que nous considérerons plus loin). Il demanderait évidemment à être confirmé par d'autres résultats. En effet, peu d'expériences ont été à ce jour poussées à de fortes valeurs de ρ_o. D'autre part, sur des alliages d'aluminium, on observe une variation logarithmique sur 5 décades (49).

Des résultats que nous avons obtenus et qui sont rapportés sur le tableau 12, on peut aussi mettre en évidence un certain nombre de résultats :

Le rapport $(\Delta_M)_{max}/\rho_o$, s'il a des valeurs comparables dans les deux systèmes Cu Mn et Cu Cr, fait apparaître en fait des dépendances différentes en ρ_o : une

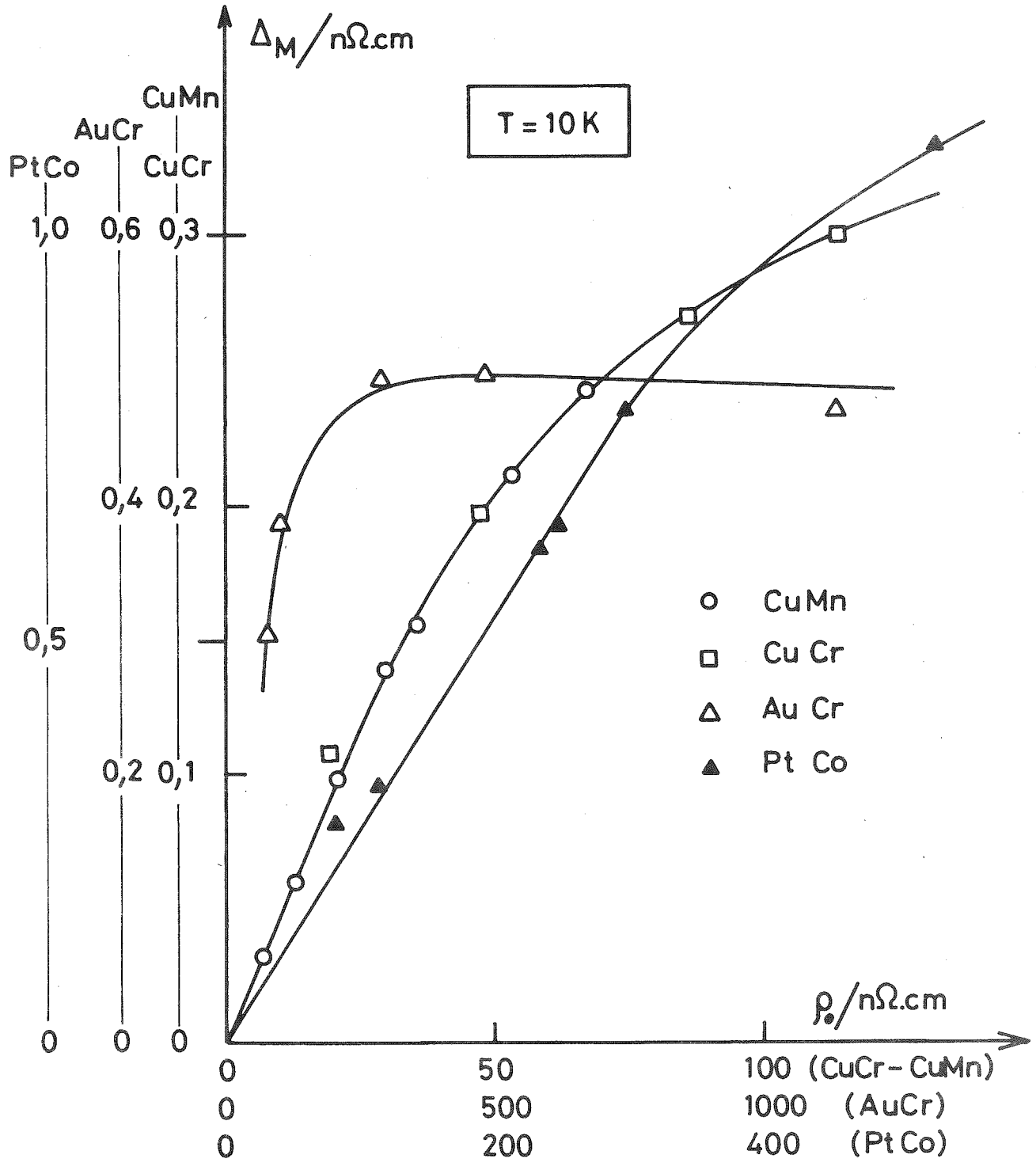

Δ_M/nΩ.cm
T = 10 K
CuMn
AuCr
PtCo
CuCr
1,0
0,6
0,3
0,4
0,2
0,5
0,2
0,1
0
0
0
o CuMn
□ Cu Cr
△ Au Cr
▲ Pt Co
ρ_o/nΩ.cm
0
50
100 (CuCr-CuMn)
0
500
1000 (AuCr)
0
200
400 (PtCo)

Fig. 46

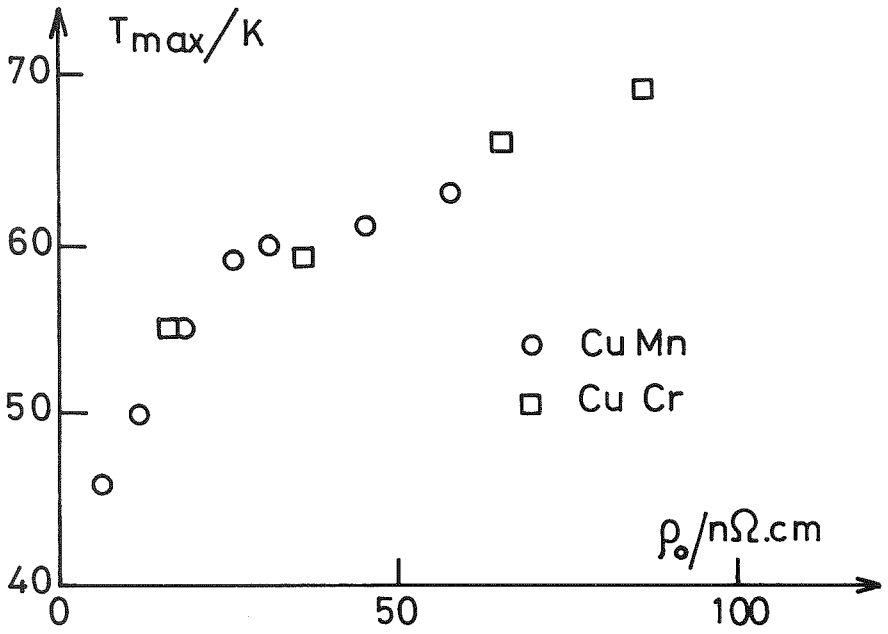

Tmax/K
70
60
50
40
0
50
100
Cu Mn
Cu Cr
ρ₀/nΩ.cm

Fig. 47

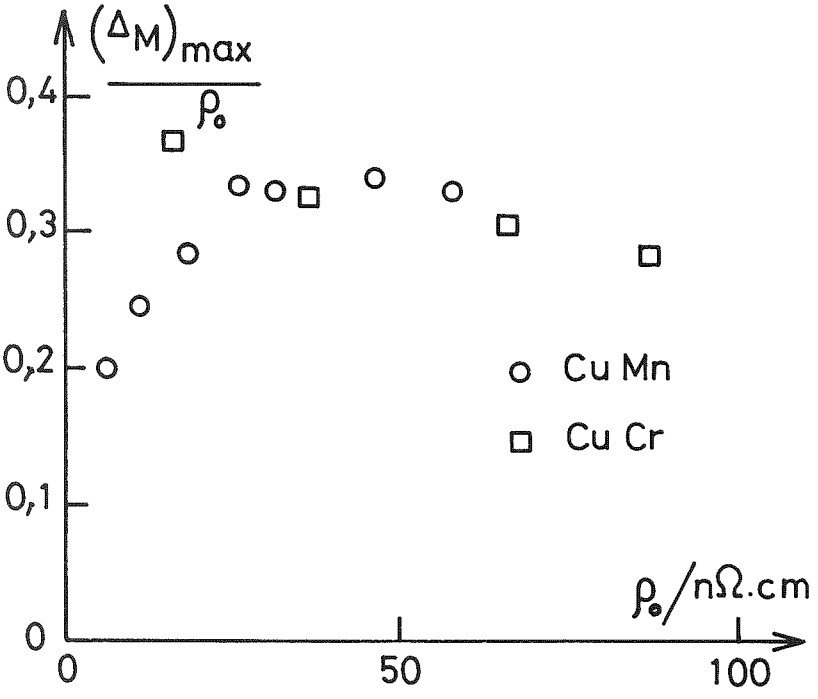

(ΔM)max / ρ₀
0,4
0,3
0,2
0,1
0
0
50
100
Cu Mn
Cu Cr
ρ₀/nΩ.cm

Fig. 48

remontée dans le cas du système Cu Mn et une descente dans le cas des alliages Cu Cr. Signalons, toutefois que le rapport $(\Delta_M)_{max}/c$ á une évolution analogue dans les deux systèmes (décroissance), quoique leurs ordres de grandeurs ne soient plus comparables.

La température T_{max} varie dans tous les systèmes très lentement et augmente avec la concentration. Nous avons trouvé dans tous les cas que cette variation suivait approximativement une loi en $c^{1/\alpha}$. La valeur de α est de l'ordre de 10 dans le cas des alliages du Cu et de 4 dans Pt Co. Pour les alliages Au Cr, la variation est très faible et α apparaît supérieur à 15.

La même température T_{max} se place, dans le cas des alliages les plus dilués de cuivre et or à $\frac{\theta}{6}$ environ, θ étant la température de Debye. Pour les alliages Pt Co, la dépendance relativement rapide de la concentration, fait varier T_{max} entre $\frac{\theta}{9}$ et $\frac{\theta}{4}$ dans notre gamme de concentration.

Au dessus de T_{max}, nous observons sur les alliages de cuivre et or une décroissance de l'ERM à peu près en 1/T, tandis que dans les alliages Pt Co il n'y a pas de décroissance de l'ERM, au-dessus de T_{max}. Remarquons que ce résultat n'est en rien dépendant de l'élimination d'un terme linéaire en température.

5. - Modèles théoriques

5.1. - Introduction

Nous avons déjà signalé la difficulté d'obtention des écarts à la règle de Matthiessen libérés de toutes les erreurs systématiques. Cette raison explique une certaine dispersion quand on compare des résultats d'auteurs différents obtenus sur les mêmes alliages.

Ce n'est que très récemment que, le nombre et la précision des résultats augmentant, un certain nombre de bilans ont été établis. Mais là encore des méthodes de dépouillement diverses conduisent à des résultats apparemment contradictoires. Une revue très complète des résultats obtenus jusqu'à 1972 a été faite par Bass (42). Les résultats expérimentaux publiés depuis cette date ont été compilés par Cimberle et al. (45).

La loi de Matthiessen dans sa forme originale suppose une indépendance des processus de diffusion électronique qui se justifie dans le cadre des approximations qui ont été faites dans la théorie des métaux purs et aboutit à la loi de Bloch-Grüneisen étudiée dans la première partie de ce travail.

La recherche d'une explication aux ERM implique tout naturellement de contester ces approximations qui ont été rappelées au paragraphe 1.1. du chapître II.

En citant Bass, nous pouvons dire qu'un grand nombre d'explications des ERM, si elles donnent bien qualitativement la forme, dès qu'une approche quantitative est faite, s'écartent fortement des résultats expérimentaux, en prévoyant des écarts qui sont au moins d'un facteur 10 inférieurs aux réels.

Sauf si on suppose (une hypothèse qu'on ne saurait écarter absolument) que l'anomalie est due à une somme d'effets différents (50), la plupart de ces explications sont donc à rejeter. Il nous semble que le caractère assez universel suggéré par les diagrammes de Cimberle et al. (45) permet d'espérer encore une interprétation unitaire pour l'essentiel de l'anomalie. Ces mêmes diagrammes nous permettent en particulier d'éliminer une explication basée sur le caractère magnétique de l'impureté.

Il reste somme toute assez peu de modèles généraux à considérer. Nous allons donc nous limiter dans cette partie à commenter quelques modèles qui prennent à nos yeux une importance particulière.

5.2. - Le modèle à deux bandes

Sous sa forme originale due à Sondheimer et Wilson (51) c'est plus un modèle mathématique qu'un modèle physique. C'est à nos yeux la raison de sa souplesse et donc de son succès auprès des expérimentateurs.

Constatant l'insuccès d'une description où on se contente d'additionner des résistivités ($\rho_o + \rho_{Ph}$), Sondheimer et Wilson proposent d'ajouter une correction où ces deux contributions sont en parallèle.

Ainsi,

$$\frac{1}{\Delta_M} = \delta \frac{1}{\rho_o} + \gamma \frac{1}{\rho_{Ph}} \qquad (54)$$

Avec δ et γ constantes, cette expression prédit ainsi la même loi en puissance de T (CT^n) pour l'ERM que pour ρ_{Ph} (n = 5 dans les cas du cuivre et de l'or) à basse température, et une valeur constante à haute température, $\frac{\rho_o}{\delta}$. Avec δ et γ dépendants de la température, le modèle pourrait tenir compte des bosses observées aux températures intermédiaires et des valeurs du paramètre n différents de celle de ρ_{Ph}.

Cette approche est très puissante, puisque tout le problème se reporte sur la détermination de δ et γ, ce qui explique son succès. Elle ne contient aucune physique, puisque celle-ci n'est introduite qu'au niveau de l'interprétation de δ et γ. Elle correspond néanmoins à une réaction très naturelle de tout physicien en présence de 2 contributions à la résistance. Que peut-on faire sinon les mettre en série ou en parallèle ?

5.3. - Le modèle à deux bandes de Dugdale et Basinski

L'idée introduite par Taylor (52) et Dugdale et Basinski (53) pour justifier physiquement le modèle était d'associer la conductivité des deux bandes à la

conductivité des électrons des cols et des ventres de la surface de Fermi. Dans cette hypothèse, δ et γ pouvaient s'exprimer en fonction de paramètres qu'on obtenait à partir de l'effet de De Haas-van Alphen. Malheureusement, l'accord entre les deux séries de données restait, sauf dans quelques cas, peu convaincant.

Aussi, on s'attendrait à des ordres de grandeurs très différents dans des métaux à surface de Fermi très distordue (Al) et dans d'autres où elle est très simple (Cu), ce qui n'est pas le cas.

5.4. - Le modèle de Kagan et Zhernov

En faisant

$$\delta = \frac{R_{11}^{(e)}}{R_{22}^{(e)}} \left(\frac{P_{22}^{(o)}(T)}{P_{12}^{(o)}(T)} \right)^2 \qquad (55)$$

et

$$\gamma = \frac{1 - \eta(T)}{\eta(T)} \qquad (56)$$

où les paramètres $R_{11}^{(e)}$, $R_{22}^{(e)}$, $P_{12}^{(o)}(T)$, $P_{22}^{(o)}(T)$ et $\eta(T)$, (où n'intervient pas la concentration) seront définis dans la suite. Le modèle à deux bandes restitue l'essentiel de la contribution calculée par Kagan et Zhernov (48). Ce point (dont peu de chercheurs sont conscients) nous paraît extrêmement important, puisqu'il permet de porter à l'appui de ce très important modèle le succès rencontré par la plupart des expérimentateurs dans leurs tentatives de dépouillement dans le cadre du modèle à deux bandes.

Dans la théorie de Kagan et Zhernov (48), on prend un cristal de symétrie cubique et on suppose que le spectre de phonons possède trois branches de fréquence égale et polarisées dans les directions des axes.

La fonction ϕ_k de correction de la fonction de distribution électronique n'a plus la forme simple

$$\phi_k = A(\varepsilon_k) \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \qquad (57)$$

(où $\vec{E}$ représente le champ électrique et $A(\varepsilon_k)$ est l'amplitude fonction de l'énergie ε_k), comme pour un milieu isotrope, mais se décompose en une partie isotrope ayant la direction du champ appliqué (qu'on suppose coïncider avec un axe de symétrie du cristal) et une partie anisotrope orthogonale :

$$\phi_{k\alpha} = A^{(1)} \phi_{k\alpha}^{(1)} + A^{(2)} \phi_{k\alpha}^{(2)} \qquad (58)$$

avec des coefficients $A^{(i)}$ dépendant de k^2.

Cette décomposition est due à l'anisotropie des processus Umklapp et existe même dans le cas d'une surface de Fermi sphérique.

Par rapport à la théorie de Bloch-Wilson exposée au paragraphe 1.1. du chapître II, elle ne néglige plus les processus Umklapp et implique une anisotropie de la fonction de distribution électronique.

Le calcul de la résistivité de phonons $\rho_{ph}(T)$ dans le métal pur, donne alors :

$$\rho_{ph}(T) = \rho'_{ph}(T)\,(1 - \eta) \tag{59}$$

où

$$\rho'_{ph}(T) = \frac{P_{11}^{(o)}}{j^2} \tag{60}$$

représente la résistivité de phonons qu'on obtient dans un calcul qui utilise les fonctions ρ_k isotropes.

η est une fonction de la température, calculable numériquement et qui traduit l'anisotropie

$$\eta(T) = \frac{P_{12}^{(o)2}}{P_{11}^{(o)}\,P_{22}^{(o)}} \tag{61}$$

où les $P_{mn}^{(o)}$ sont des intégrales de la forme :

$$P_{mn}^{(o)} = \frac{1}{6T} \iint d\vec{k}d\vec{k}'\,(\phi_{k\alpha}^{(m)} - \phi_{k'\alpha}^{(m)})\,(\phi_{k\alpha}^{(n)} - \phi_{k'\alpha}^{(n)})\,f_k^{(o)}\,(1 - f_{k'}^{(o)})\,W_{kk'}^{(o)} \tag{62}$$

($f_k^{(o)}$ étant la fonction de distribution électronique et $W_{kk'}$ la probabilité de diffusion $k \to k'$).

Remarquons que, d'après l'expression (59) l'ERM est déjà présente dans le métal pur à travers la fonction η.

Quand la diffusion électronique est isotrope, $P_{12}^{(o)}$ et η sont évidemment nuls et $\rho_{ph}(T) = \rho'_{ph}(T)$.

La fonction $\eta(T)$ calculée par Kagan et Zhernov (48) présente un maximum pour $T \sim \frac{\theta}{30}$. Son amplitude est d'autant plus importante que le rapport k_F/q_o (voir paragraphe 1.3. du chapître II) est grand ; c'est-à-dire, l'effet d'anisotropie est d'autant plus important que la surface de Fermi est proche de la zone de Brillouin.

L'introduction d'impuretés fait apparaître un nouveau mécanisme de diffusion et pour en tenir compte on dédouble les fonctions P_{mn}, séparant encore dans la partie qui concerne la diffusion par l'impureté deux contributions dues aux diffusions élastique et inélastique, toutes les deux proportionnelles à la concentration:

$$P_{mn}^{(T)} = P_{mn}^{(o)}(T) + c\,(R_{mn}^{(e)} + R_{mn}^{(i)}(T)) \tag{63}$$

On obtient alors l'ERM, Δ_M, dans l'alliage sous la forme :

$$\Delta_M = \frac{1}{j^2}\left[cR_{11}^{(i)}(T) + P_{11}^{(o)}(T)\,\eta(T)\,\frac{cR_{22}^{(e)}}{P_{22}^{(o)}(T) + cR_{22}^{(e)}}\right] \qquad (64)$$

et la résistivité résiduelle est donnée par

$$\rho_o = \frac{c\,R_{11}^{(e)}}{j^2} \qquad (65)$$

où j représente la densité de courant.

Le premier terme est en général petit devant le second et on peut donc écrire, en tenant compte de la définition (60) :

$$\Delta_M = \rho'_p(T)\,\eta\left(1 - \frac{1}{1 + \dfrac{c\,R_{22}^{(e)}}{P_{22}^{(o)}(T)}}\right) \qquad (66)$$

L'expression précédente peut s'écrire sous la forme (54) du modèle à deux bandes, en prenant les expressions (55) et (56).

Dans le métal pur, du fait de l'anisotropie de distribution électronique (due essentiellement à l'anisotropie des processus Umklapp), un terme anormal négatif $\rho'_{ph}(T)\,\eta(T)$ est introduit par rapport à la théorie de Bloch-Wilson. C'est le premier terme de l'équation (66).

L'introduction d'impuretés détruit cette anisotropie (l'alliage est moins anisotrope que le métal pur) et l'ERM observé entre résistance d'alliage et de métal pur provient de la destruction du terme correspondant.

- Elle se fait proportionnellement à la concentration aux faibles valeurs de celle-ci, et d'après (66) peut être approchée par

$$\Delta_M \sim c\,R_{22}^{(e)}\,\frac{\rho'_{ph}(T)}{P_{22}^{(o)}(T)}\,\eta(T) \qquad (67)$$

- Elle se sature aux fortes valeurs de la concentration avec la valeur

$$\Delta_M \sim \rho'_p(T)\,\eta(T) \qquad (68)$$

- Si on admet avec Kagan et Zhernov (48) que $\rho'_{ph}(T)$ et $P_{22}^{(o)}(T)$ évoluent à basse température en T^5, on voit que dans ce processus, l'anomalie a essentiellement la forme η, aux concentrations nulles, avec un maximum vers $\frac{\theta}{30}$, mais que la position de ce maximum évolue vers les hautes températures quand la concentration augmente.

- Enfin, il est facile de voir que l'ERM dépend essentiellement de ρ_o pour

une matrice donnée, comme le suggère le modèle phénoménologique de Cimberle et al. (45).

Tous ces points sont qualitativement en accord avec les observations que nous avons pu faire dans notre étude ; de plus, il est aisé de se rendre compte, étant données les valeurs que peut prendre η (inférieures à 1 mais de cet ordre) que ce modèle peut quantitativement rendre compte des effets observés.

Toutefois, il ne justifierait pas l'utilisation que nous avons faite d'un développement initial en CT^n, mais, à supposer qu'une telle tentative soit faite, il apparaît difficile d'imaginer que la puissance n obtenue puisse rester constante sur de grandes gammes de ρ_o, ce que nous avons assez bien observé.

Une analyse complète nécessiterait en fait, comme l'a souligné Bass (42) un calcul poussé de la fonction $\eta(T)$ pour chaque cas particulier.

En conclusion, nous ne prétendons pas dans cette étude justifier l'importance (bien reconnue) de ce modèle. Tout au plus pouvons-nous souligner nombre d'aspects positifs en sa faveur et des arguments en sa défaveur.

Il nous a paru néanmoins important de faire remarquer par cet exemple que le succès du modèle à deux bandes, qui reste l'enfant chéri des expérimentateurs, ne doit pas être forcément utilisé à l'appui de la seule théorie de Taylor (52) et Dugdale et Basinski (53), mais qu'il peut fournir des arguments à d'autres modèles théoriques et en particulier du modèle important de Kagan et Zhernov (48).

5.5. - L'ERM à haute température

La contribution à Δ_M correspondant au premier terme de l'expression (59), que nous avons négligé, avait été traitée dans un travail précédent des mêmes auteurs (40) et donne en effet, dans la généralité des cas, des valeurs peu importantes.

Dans les cas où il existe une différence de charge entre les ions de la matrice et de l'impureté, $R_{11}^{(i)}$ peut varier avec la température, de façon linéaire, et de ce fait le premier terme de l'expression (59) peut prendre une importance dominante à haute température.

Le coefficient α_o défini par l'expression (51) est proportionnel à la pente de Δ_M à haute température. Il est calculable dans la théorie de Kagan et Zhernov (40) à partir de la différence de charge ionique, $Z_1 - Z_o$, entre l'impureté et la matrice. Ce calcul donne des résultats inférieurs à ceux observés expérimentalement. Un calcul de Bhatia et Gupta (41) donne un meilleur accord avec l'expérience.

5.6. - Le modèle phénoménologique de Cimberle, Bobel et Rizzuto

Nous avons vu plus haut que le modèle à deux bandes pouvait servir à étayer plusieurs approches. En particulier, que l'on pouvait en tirer argument en faveur de

deux modèles théoriques au moins. Nous voulons ici commenter quelque peu les diagrammes phénoménologiques de Cimberle et al. (45) utilisés précédemment et soutenir qu'ils peuvent dans une certaine mesure, eux aussi, être présentés à l'appui du modèle à deux bandes et, par conséquent, des théories précitées.

Si on trace à une température choisie en fonction de log ρ_o l'expression de Δ_M dans le modèle à deux bandes :

$$\Delta_M = \frac{\rho_{ph}\ \rho_o}{\delta\rho_{ph} + \gamma\rho_o} \tag{69}$$

on voit que la courbe présente un point d'inflexion pour $\rho_o = \frac{\delta\rho_{ph}}{\gamma}$, auquel correspond la valeur moyenne de Δ_M, $\rho_{ph}/2\gamma$. $\Delta_M(\log \rho_o)$ tend assymptotiquement vers zéro quand $\rho_o \to 0$ et vers ρ_{ph}/γ, valeur maximale de Δ_M à la température choisie quand $\rho_o \to \infty$. On pourrait dans ces diagrammes, comme Cimberle et al. (45) proposent de le faire pour les points expérimentaux, schématisés par deux droites la partie correspondant aux faibles valeurs de ρ_o.

$$\Delta_M = 0 \qquad \text{pour } \rho_o < \rho_o', \text{ valeur seuil}$$

$$\Delta_M = Kf(T) \log \frac{\rho_o}{\rho_o'} \qquad \text{pour } \rho_o > \rho_o'$$

On prendrait naturellement pour cette partie la tangente au point d'inflexion, d'où :

$$Kf(T) = k_1 \frac{\rho_{ph}}{4\gamma} \tag{70}$$

et pour ρ_o' le point où cette droite coupe l'axe des abcisses :

$$\rho_o' = k_2 \frac{\delta\rho_{ph}}{\gamma} \tag{71}$$

où k_1 et k_2 sont des constantes.

Notons tout de suite que les valeurs qu'ont obtenues Cimberle et al. (45) pour $Kf(T)$ et ρ_o' s'interpréteraient facilement en termes de variations thermiques de δ et γ directement utilisables par les partisans des modèles de Taylor (52) ou de Kagan et Zhernov (48).

Ainsi, à basse température, quand $\rho_o >> \rho_{ph}$ on sait que $\Delta_M \sim \rho_{ph}/\gamma$ et on aura donc

$$\rho_o' = k_2 \cdot \delta \cdot \Delta_M \tag{72}$$

On obtient ainsi une variation de ρ'_o à basse température qui correspond à la variation de $\delta.\Delta_M$. Cimberle et al. (45) trouvent souvent pour ρ'_o une variation parabolique, ce qui correspondrait à une variation de δ en $\frac{1}{T}$ à basse température, dans le cas des alliages du cuivre.

Aussi, à basse température, on voit de l'expression (70) que la variation thermique de Kf(T) doit être analogue à celle de $\Delta_M(T)$.

D'un autre côté, si on considère le paramètre $\frac{Kf(T)}{(\frac{d\rho}{dT})_{T\gtrsim\theta}}$, on obtient pour un métal dont la résistivité suit la loi de Bloch-Grüneisen (voir paragraphe 1. du chapître II) :

$$\frac{Kf(T)}{(\frac{d\rho}{dT})_{T\gtrsim\theta}} = \frac{k_1 \frac{\rho_{ph}}{4\gamma}}{\frac{D\theta^4}{4}} = \frac{k_1 \rho_{ph}}{\gamma D \theta^4} \qquad (73)$$

qui varie à basse température comme

$$\frac{124,4\ k_1 T^5}{\gamma\ \theta^4} = 124,4\ k_1 \frac{T}{\gamma}\ (\frac{T}{\theta})^4 \qquad (74)$$

Le fait que Cimberle et al. (45) trouvent une courbe à peu près unique pour différentes matrices, dans la représentation de ce paramètre en fonction de $\frac{T}{\theta}$, suggère que γ est un paramètre qui a une variation presque linéaire en température.

Notons ici toutefois que la représentation de l'équation (69) fait apparaître une variation linéaire dans un diagramme logarithmique qui ne saurait excéder deux décades, ce qui n'est contradictoire avec aucun des systèmes connus à l'exception du plus étudié, l'aluminium, où la variation linéaire est sur 5 décades (49).

Si la généralité de ce fait (contestée par nos résultats sur Au Cr) se confirmait, elle représenterait un très sérieux argument contre le modèle à deux bandes.

5.7. - Conclusion

Nous avons évoqué tour à tour plusieurs approches du problème des ERM en nous restreignant à quelques uns des moins contestables et qui nous paraissent s'adapter à quelques aspects de nos résultats.

L'approche la moins contraignante est celle du modèle phénoménologique. On ne suppose rien et on se contente de rechercher des convergences de résultats. Nous avons vu que nos résultats s'y intégrent dans la limite de la dispersion, sans plus. On retiendra une forme générale moins précise que celle proposée par les promoteurs de ce diagramme, que ρ_o est bien un paramètre dominant la variation en fonction de la concentration.

Le modèle à deux bandes, lorsqu'il laisse δ et γ flottants en fonction de la température perd évidemment beaucoup de son intérêt. Toutefois, au niveau de la dépendance en concentration, il est beaucoup plus contraignant que le modèle phénoménologique. Si on écrit l'équation (54) sous la forme

$$\frac{\rho_o}{\Delta_M(T)} = \gamma(T)\,\frac{\rho_o}{\rho_{ph}(T)} + \delta(T) \qquad (75)$$

on voit qu'il implique une variation linéaire en ρ_o, pour $\frac{\rho_o}{\rho_{ph}}$ petit ($\Delta_M \sim \rho_o/\delta(T)$) et aux fortes concentrations, une saturation à $\rho_{ph}/\gamma(T)$.

En portant la valeur de ρ_o/Δ_M calculée à partir de nos résultats sur Cu Mn en fonction de ρ_o/ρ_{ph}, (fig. 49), on observe une droite, comme le laisse prévoir la relation (75). D'autre part, une saturation de Δ_M en fonction de ρ_o est obtenue dans Au Cr, pour de plus fortes concentrations. On pourrait donc, à priori, se réclamer, nous aussi, du modèle à deux bandes. L'objection majeure vient d'une part des mesures de Lengeler et al. (46) qui, dans Cu Au, montrent que la partie initialement linéaire en ρ_o/ρ_{ph} s'incurve ensuite, ce qui ne peut s'accommoder avec l'équation (75) que si $\gamma(T)$ ou $\delta(T)$ ou les deux dépendent de la concentration, ce qui diminue encore plus l'intérêt du modèle et qui met en doute la notion même de saturation, en accord avec les résultats de Krsnik et al. (49) dans Al.

Avec $\frac{\gamma(T)}{\rho_{ph}} \sim \frac{1}{CT^3}$ et $\delta(T) \sim \frac{1}{CT^3}$, on représenterait néanmoins bien nos résultats sur Cu Mn, ce qui n'aurait d'intérêt que si on pouvait confronter ces variations à des modèles physiques.

Dans le modèle de Kagan et Zhernov (48) on écrit :

$$\frac{\rho_o}{\Delta_M} = \frac{1-\eta}{\eta}\left(\frac{\rho_o}{\rho_{ph}(T)} + \frac{\rho_o}{c\,R_{22}^{(e)}}\,\frac{P_{22}^{(o)}(T)}{\rho_{ph}(T)}\right) \qquad (76)$$

où ρ_o et ρ_{ph} sont mesurés, $R_{22}^{(e)}$ est en principe une constante de la forme ρ_o/c, $P_{22}^{(o)}(T)$ varie un peu comme ρ_{ph} et où on donne une forme de $\eta(T)$.

Il faudrait évidemment connaître mieux $P_{22}^{(o)}(T)$, $R_{22}^{(e)}$ et $\eta(T)$ dans le cas particulier de l'alliage étudié et ceci demande un calcul théorique qui est possible et qui nous paraît important, compte tenu des possibilités que ce modèle, qui est beaucoup plus contraignant, nous paraît avoir de s'adapter aux résultats expérimentaux. Si on se réfère à la figure 49, pour les faibles températures, on ne s'étonne plus de trouver à peu près la même puissance de T pour $\gamma(T)/\rho_{ph}$ et $\delta(T)$. En effet, $\frac{\rho_o}{c\,R_{22}^{(e)}}$ est une constante, $P_{22}^{(o)}$ et ρ_{ph} varient tous les deux en T^5 aux basses températures et $\gamma(T)/\rho_{ph}$, comme $\delta(T)$ se réduisent tous deux, du point de vue de la variation thermique à $\frac{1-\eta}{\eta}$. D'autre part, quand on approche la saturation, c'est-à-dire, aux fortes concentrations, le terme $\delta(T)$ contient explicitement un rapport $\frac{\rho_o}{c\,R_{22}^{(e)}}$ qui pourrait dépendre au deuxième ordre d'effets en c^2 et expliquer les résultats dans l'Al.

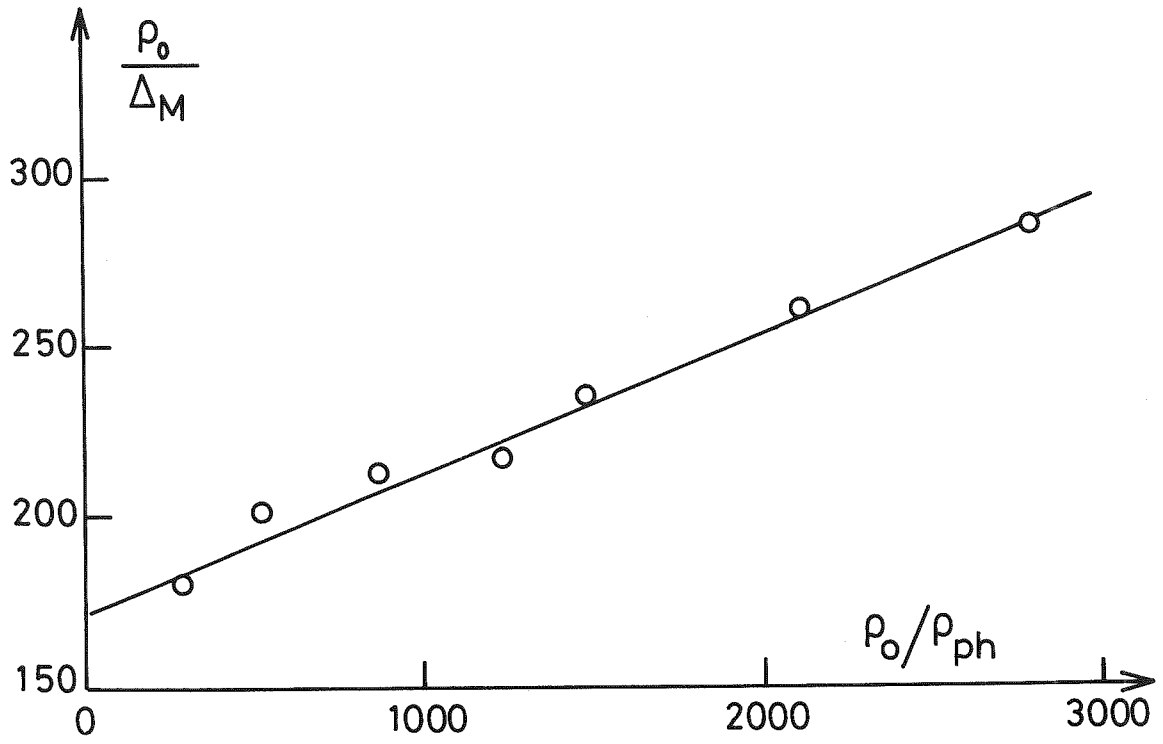

$\frac{\rho_0}{\Delta_M}$
300
250
200
150
0
1000
2000
3000
ρ_0/ρ_{ph}

Fig. 49

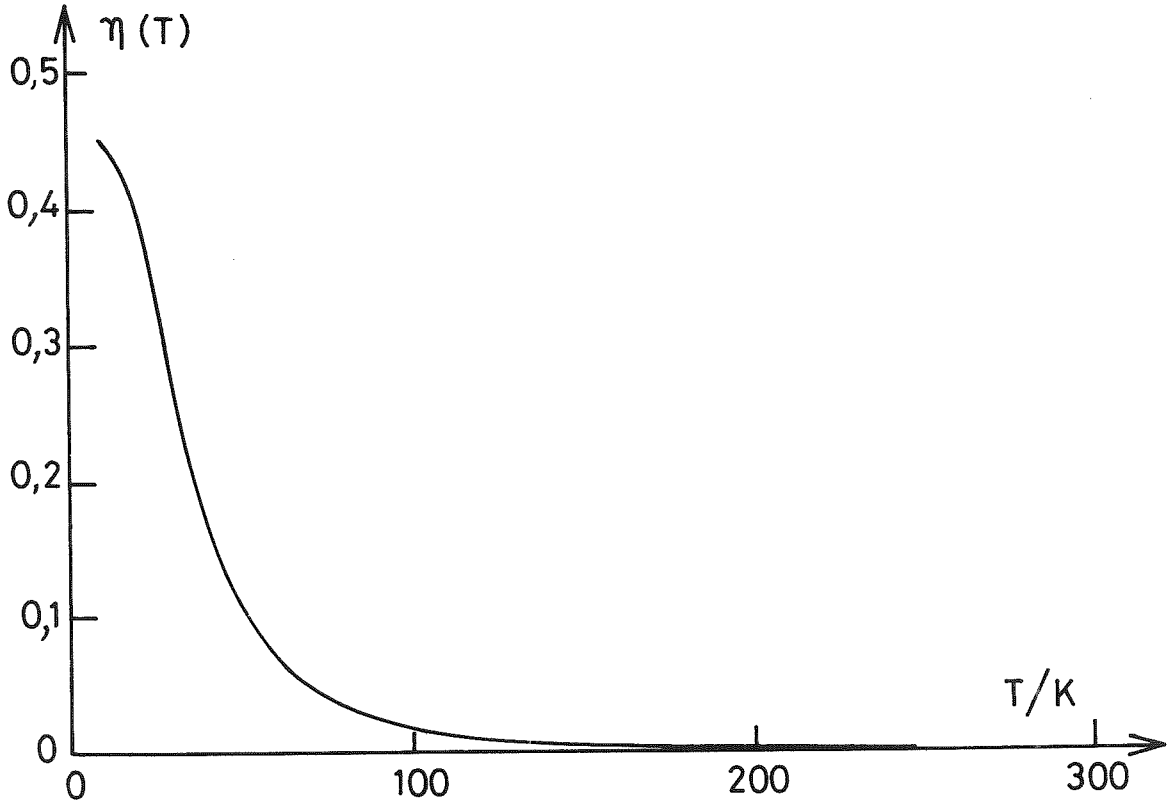

η (T)
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
0
100
200
300
T/K

Fig. 50

Enfin, le calcul de ρ_o et de c $R_{22}^{(e)}$ fait intervenir l'impureté. Il ne nous apparaît pas évident que l'effet de l'impureté s'élimine complètement dans le rapport des deux, ce qui expliquerait la dispersion observée sur les diagrammes de Cimberle et al. (45) pour les différents systèmes.

Remarquons enfin que la formule (76) nous permet à la saturation un accès direct à $\eta(T)$, puisque les paramètres $P_{22}^{(o)}$ et $R_{22}^{(e)}$ inconnus s'éliminent (ceci dans la mesure où cette saturation est effectivement atteinte).

Notre ERM dans Au Cr serait donc représenté par

$$\Delta_M = \frac{\eta}{1 - \eta} \rho_{ph} \qquad (77)$$

d'où on déduit

$$\eta(T) = \frac{\Delta_M(T)}{\rho_{ph} + \Delta_M(T)} \qquad (78)$$

La forme qu'on déduit pour $\eta(T)$ de nos résultats dans Au Cr (fig. 50) n'est pas incompatible avec les résultats de Kagan et Zhernov (48), à condition toutefois que l'on restreigne suffisamment la gamme où notre loi en CT^n peut s'appliquer. En effet, la présence d'un maximum de $\eta(T)$ à $T \sim \frac{\theta}{30} \sim 6$ K, implique que l'anomalie cesse d'être en CT^n dans cette région de température.

Notons que la théorie de Kagan et Zhernov (48) ne prévoit pas de développement en CT^n pour l'ERM à basse température. Ceci ne veut pas dire qu'un tel développement ne soit pas utilisable sur une gamme donnée restreinte de température. En particulier, il est exclu qu'un ERM puisse conserver une variation en CT^n avec n inférieur à 5 pour les très faibles températures, puisque l'anomalie ne saurait devenir supérieure à $\rho'_{ph}(T)$, qui varie comme T^5. C'est ce qui d'ailleurs va être la cause d'un maximum dans la fonction $\eta(T)$ donnée par l'expression (78). Si on se réfère aux données de Kagan et Zhernov (48), le maximum de $\eta(T)$ se situe dans la région de 0,03 θ, soit dans l'Au à environ 5 K. Les valeurs de l'ERM à des températures de cet ordre de grandeur sont trop faibles pour avoir un grand poids dans la détermination du terme CT^n et nous ne pouvons donc utiliser les points de cette gamme à l'encontre de l'argument de Kagan et Zhernov.

6 - Le cas de Pt Co

Les anomalies observées dans Pt Co se distinguent des précédentes par plusieurs points.

D'une part, le terme linéaire à haute température prend une importance particulière.

Si on admet la correction qui a été faite d'un terme proportionnel à la

contribution de matrice, il reste une anomalie (fig. 42) qui encore se distingue des précédentes par le fait qu'elle reste constante et proportionnelle à la concentration, dans la région haute température. De tels aspects ont été reportés dans Pt Au (21). Dans l'état actuel des connaissances sur les ERM, on peut se contenter de constater cette différence par rapport aux autres systèmes étudiés précédemment.

On peut aussi être tenté d'attribuer cet effet, au moins dans le cas de nos Pt Co, à un terme additionnel d'origine magnétique que la formule utilisée(eq. 37) ne tenait pas en compte. Nous avons vu que la valeur de S = 0,7 que nous avons obtenue correspondait assez bien à la valeur qu'on pouvait attribuer au Co seul. Or, dans Pt Co, on a un moment géant de 3,6 μ_B à saturation. Il reste donc, à saturation, un moment de 2,2 μ_B à associer à α atomes de platine polarisés par chaque moment de Co.

On pourrait, suivant en cela une méthode utilisée par Génicon et al. (54) dans Pd Ni, supposer que le moment induit sur les α Pt reste à toute température proportionnel au moment effectif sur le Co qui les polarise. On aurait alors sur les α Pt polarisés autour de chaque Co :

$$\alpha\, S_{Pt} = XS\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi}\ \text{arc tg}\ \frac{1}{\pi\, S}\ \log\ \frac{T}{T_K}\right) \qquad (79)$$

où S = 0,7 et $T_K \sim 2{,}5$ K sont les valeurs déterminées pour le Co. Le coefficient de proportionnalité X s'évalue à saturation où 1.1 = 0,7 X. Appliquant pour chacun des α Pt la relation (37), tenant compte du fait que les Pt restent isoélectroniques de la matrice non polarisée, on peut évaluer la contribution $\rho'_{300\ K} - \rho'_{1\ K}$ due aux Pt, qui a été négligée entre 1 K (valeur de l'ordre de T_K) et 300 K (valeur très supérieure à T_K). On trouve :

$$\rho'_{300\ K} - \rho'_{1\ K} = 2\ A\ c\ \alpha\left(\sin^2\ \frac{2\pi}{10}\ \frac{1{,}1}{\alpha} - \sin^2\ \frac{2\pi}{10}\ \frac{1{,}1}{2\ \alpha}\right) \qquad (80)$$

Soit, si α est assez grand pour que l'on se limite aux premiers termes :

$$\frac{\rho'_{300\ K} - \rho'_{1\ K}}{Ac} = \frac{6\ \pi^2}{100\alpha} \cdot 1{,}21 \qquad (81)$$

Avec la valeur de A mesurée dans Pt Co et attribuant à cet effet toute la contribution haute température visible sur la fig. 42, on évalue le premier terme à 6 %, ce qui donne α de l'ordre de 12 et revient à attribuer un moment à saturation de l'ordre de 0,2 μ_B par atome de Pt polarisé.

Cette évaluation qui limiterait à la première couche la portée de la polarisation ferromagnétique et suggérerait une concentration critique pour le ferromagnétisme de l'ordre de 1/12, donc de 8 %, serait conciliable avec bien des observations. Elle justifierait en particulier les résultats négatifs d'expériences aux

neutrons qui, jusqu'à ce jour, n'ont pas mis en évidence de polarisation à longue portée dans les alliages de Pt, à la différence de ce qui s'observe dans le Pd. Elle serait conciliable avec le fait qu'un régime de verre de spin soit observé par les mesures de chaleur spécifique dans la région de 1 à 5 %, aux concentrations supérieures à 1 %, où l'effet Kondo est détruit par les interactions. Elle paraît toutefois grossièrement sous évaluée par rapport aux résultats d'aimantation, qui font apparaître un caractère fortement ferromagnétique dès les environs de 0,5 % et suggère un ordre ferromagnétique entre des paires de Co distants de 8 Å.

Contentons nous donc de souligner que des contradictions demeurent pour ce système. En tout cas, notre calcul d'ordre de grandeur (s'il est correct) justifierait (surtout avec de plus grandes valeurs de α) que la contribution des Pt puisse être négligée aux basses températures et les variations de résistivité essentiellement attribuables à l'effet Kondo sur le Co.

IV - CONCLUSION

La résistivité électrique est un effet complexe qui met en jeu un grand nombre de propriétés physiques. Une analyse complète doit donc permettre d'obtenir beaucoup d'informations importantes.

Du point de vue expérimental, les mesures de résistance peuvent être faites relativement facilement et avec une précision très importante, si on compare à la plupart des autres techniques de mesure. Mais, l'analyse des résultats expérimentaux pose des problèmes difficiles, ce qui explique que des effets prévus théoriquement depuis longtemps n'aient pas été vérifiés expérimentalement.

Nous avons procédé à des mesures de résistivité de métaux purs et d'alliages magnétiques entre 1 et 300 K et analysé numériquement les résultats au moyen d'un ordinateur.

Notre analyse de la résistivité des métaux purs (Cu, Ag et Au) a consisté à la décrire sur toute la gamme de températures comprises entre 1 et 300 K par une expression unique, la loi de Bloch-Grüneisen, au contraire de la plupart des résultats connus qui se limitent, soit à une analyse en puissances de T à basse température, soit à l'étude des écarts à la linéarité à haute température. En particulier, dans le Cu, cette analyse donne de très bons résultats.

Dans le cas de l'Ag, nous avons observé aux basses températures des écarts à la loi en T^5 signalés par d'autres auteurs. Notre analyse montre que ces écarts peuvent s'interpréter par l'introduction d'un terme additionnel qui disparaît exponentiellement et serait associé à la disparition des processus Umklapp, en accord avec une théorie déjà ancienne mais qui restait à ce jour sans support expérimental.

Nous avons déterminé la contribution d'impureté des alliages magnétiques Cu Mn, Cu Cr, Au Cr et Pt Co et séparé les contributions dues à l'effet Kondo des écarts à la règle de Matthiessen. Nous avons analysé nos résultats sur l'effet Kondo à l'aide d'une formule analytique obtenue par une extension phénoménologique du modèle de Hamann. Cette formule permet de décrire cet effet avec une précision inégalée, aussi bien en ce qui concerne le signe et la grandeur que la structure des effets observés. Les valeurs des paramètres physiques qui permettent le meilleur ajustage de la loi théorique aux valeurs expérimentales (différence de charge, température de Kondo, température d'ordre, moment ionique de l'impureté) coïncident dans les quatre systèmes étudiés avec les valeurs théoriques et avec les meilleurs résultats expérimentaux. Soulignons le succès de cette approche par rapport à tous les efforts passés ou présents d'ajustage des résultats expérimentaux à des lois mathématiques qui, dans les meilleurs des cas (Hamann non modifiée) ne sont pas capables de s'accorder aux bonnes valeurs des paramètres physiques (valeurs de S sans rapport avec l'expérience). Ce contraste montre bien que le modèle que nous utilisons, plus qu'une expression mathématique, représente en fait une bonne approximation de la loi physique.

Dans les deux systèmes d'alliages où nous avons déterminé une température

d'ordre magnétique, les valeurs obtenues sont cohérentes avec celles que le modèle permettrait de calculer à partir de la valeur de S.

En ce qui concerne l'étude des écarts à la règle de Matthiessen, nous devons d'abord signaler la grande difficulté d'obtention de résultats, étant données, d'une part la faible importance de l'effet et, d'autre part la nécessaire séparation de l'effet magnétique évoquée ci-dessus.

Nos résultats d'écarts à la règle de Matthiessen dans des alliages magnétiques bénéficient de la précision gagnée dans la détermination de l'effet Kondo.

Nous avons montré que l'effet observé dans les différents systèmes magnétiques étudiés était comparable à celui qu'on observe dans des alliages non magnétiques et exclut ainsi les explications de l'effet qui se basent sur le caractère magnétique de l'impureté.

Nous avons aussi pu montrer une variation linéaire de l'écart aux très faibles valeurs de la concentration et une saturation aux fortes valeurs de celle-ci. D'autre part, nous avons montré la cohérence qui peut exister entre quelques modèles théoriques apparemment disjoints et trouvé des arguments en faveur d'un de ces modèles. Remarquons, à ce propos, que dans ce modèle, un effet existe déjà dans le métal pur, ce qui limiterait ainsi la recherche d'un ajustage à la loi de Bloch-Grüneisen à la résistivité mesurée des métaux purs.

L'ensemble de résultats expérimentaux que nous présentons représente, en particulier, en ce qui concerne les écarts à la règle de Matthiessen dans les alliages magnétiques, une quantité d'informations très importante et étendue.

ANNEXE

TABLEAU 1

RESISTIVITE DU CU L EN NANOOHM.CM

T	R MES	R CALC	T	R MES	R CALC
298.650	1688.848	1689.148	18.140	1.782	1.781
296.070	1674.870	1672.226	17.970	1.761	1.760
267.910	1486.344	1486.964	17.310	1.687	1.686
260.710	1440.202	1439.397	16.910	1.648	1.646
247.460	1350.757	1351.601	16.430	1.607	1.603
240.040	1301.836	1302.271	16.350	1.600	1.597
228.270	1222.734	1223.748	15.540	1.543	1.536
220.740	1173.035	1173.318	15.110	1.508	1.508
209.270	1094.912	1096.176	14.870	1.500	1.494
201.380	1042.460	1042.865	14.280	1.469	1.464
190.160	965.084	966.673	13.520	1.434	1.431
181.330	905.916	906.373	12.970	1.419	1.411
170.720	832.919	833.500	12.550	1.400	1.398
162.380	775.541	775.387	12.220	1.396	1.389
154.800	723.218	723.271	11.900	1.384	1.381
146.240	663.994	663.575	11.580	1.376	1.374
138.440	609.410	608.951	11.280	1.370	1.368
133.920	578.063	577.216	10.970	1.365	1.363
126.670	526.729	526.230	10.430	1.356	1.355
121.120	488.349	487.175	9.810	1.349	1.347
108.250	393.574	396.872	9.137	1.342	1.341
96.380	316.235	314.730	8.503	1.335	1.336
96.350	315.857	314.525	8.019	1.334	1.334
89.870	271.893	270.683	7.527	1.332	1.332
85.990	245.775	244.958	7.117	1.331	1.330
79.380	202.637	202.378	6.789	1.330	1.329
73.250	164.405	164.754	6.371	1.328	1.329
68.460	136.585	136.997	6.149	1.329	1.328
63.750	110.627	111.461	6.111	1.328	1.328
56.400	74.946	75.932	6.083	1.328	1.328
50.640	51.604	52.539	5.809	1.327	1.328
45.910	35.983	36.698	5.565	1.327	1.327
42.110	25.787	26.322	5.356	1.327	1.327
38.190	17.503	17.852	5.283	1.327	1.327
35.560	13.151	13.354	5.139	1.327	1.327
34.570	11.746	11.903	5.064	1.327	1.327
29.700	6.466	6.522	4.877	1.328	1.327
26.150	4.120	4.127	4.313	1.328	1.327
23.630	3.012	3.025	4.637	1.329	1.327
21.550	2.338	2.401	4.476	1.327	1.326
21.360	2.344	2.354	4.375	1.328	1.326
19.860	2.037	2.041	4.211	1.327	1.326
19.290	1.937	1.944	4.207	1.328	1.326
18.500	1.822	1.829			

TABLEAU 2

RESISTIVITE DU Cu 2 EN NANOOHM.CM

T	R MES	R CALC	T	R MES	R CALC
296.341	1677.541	1677.064	12.581	1.722	1.725
290.490	1640.498	1638.689	11.890	1.705	1.706
268.472	1494.264	1493.858	11.198	1.690	1.692
250.302	1374.141	1373.721	10.329	1.677	1.678
249.873	1370.790	1370.876	9.860	1.672	1.672
228.969	1229.238	1231.757	9.347	1.664	1.667
206.318	1078.533	1079.663	8.456	1.661	1.660
204.858	1067.411	1069.804	7.680	1.658	1.656
193.191	988.971	990.745	7.054	1.658	1.654
185.672	937.761	939.523	6.505	1.657	1.653
175.257	867.249	868.198	5.796	1.649	1.651
164.778	800.919	795.975	5.499	1.656	1.651
159.432	758.464	758.947	5.346	1.656	1.651
147.825	678.491	678.141	5.237	1.657	1.651
136.655	600.223	599.893	5.136	1.657	1.651
125.974	525.584	524.755	4.969	1.652	1.651
117.237	464.423	463.231	4.817	1.655	1.650
109.795	412.357	410.958	4.615	1.630	1.650
101.424	354.041	352.589	4.486	1.654	1.650
91.766	287.554	286.395	4.371	1.653	1.650
83.117	229.584	228.994	4.335	1.642	1.650
82.196	223.423	223.031	4.322	1.650	1.650
70.571	151.178	151.339	4.195	1.658	1.650
61.626	101.710	102.511	4.175	1.661	1.650
54.736	69.308	70.286	4.047	1.660	1.650
49.236	48.008	48.763	3.943	1.660	1.650
48.976	47.383	47.848	3.708	1.658	1.650
44.661	33.489	34.077	3.501	1.659	1.650
40.171	22.370	22.660	3.332	1.659	1.650
37.940	17.880	18.088	3.185	1.660	1.650
35.644	13.944	14.120	3.007	1.660	1.650
35.412	13.646	13.759	2.872	1.662	1.650
34.195	11.916	11.983	2.716	1.661	1.650
32.137	9.383	9.405	2.599	1.661	1.650
30.368	7.603	7.588	2.473	1.645	1.650
28.704	6.242	6.184	2.383	1.660	1.650
26.708	4.863	4.845	2.288	1.661	1.650
25.495	4.221	4.194	2.163	1.661	1.650
23.959	3.542	3.522	2.043	1.661	1.650
23.028	3.202	3.188	1.943	1.663	1.650
22.060	2.916	2.893	1.875	1.663	1.650
20.233	2.457	2.458	1.753	1.663	1.650
18.818	2.208	2.212	1.665	1.661	1.650
17.643	2.051	2.057	1.600	1.663	1.650
16.662	1.950	1.956	1.529	1.662	1.650
15.825	1.880	1.886	1.438	1.663	1.650
15.079	1.827	1.836	1.373	1.662	1.650
14.448	1.793	1.800	1.307	1.661	1.650
13.417	1.748	1.753	1.255	1.663	1.650

TABLEAU 3

RESISTIVITE DU Cu 3 EN NANOOHM.CM

T	R MES	R CALC	T	R MES	R CALC
291.910	1661.988	1660.668	22.807	5.269	5.175
285.433	1618.789	1617.928	21.643	4.890	4.822
279.034	1576.151	1575.650	19.970	4.468	4.430
272.793	1534.735	1534.361	18.605	4.214	4.194
266.329	1491.410	1491.534	17.505	4.058	4.047
260.168	1450.409	1450.650	16.526	3.950	3.944
253.598	1406.486	1406.977	15.697	3.874	3.874
247.348	1365.014	1365.354	14.886	3.818	3.819
240.969	1322.200	1322.786	14.235	3.779	3.782
234.783	1280.995	1281.418	13.197	3.731	3.736
228.727	1240.521	1240.828	12.222	3.710	3.704
222.148	1196.029	1196.624	11.785	3.686	3.693
215.936	1154.136	1154.774	10.929	3.676	3.675
209.769	1113.538	1113.113	10.175	3.664	3.663
203.572	1070.602	1071.126	9.389	3.656	3.654
197.391	1028.660	1029.117	8.112	3.646	3.645
191.138	985.938	986.480	7.365	3.644	3.641
185.019	943.960	944.613	6.821	3.644	3.640
178.979	902.776	903.141	6.388	3.646	3.639
172.854	860.673	860.933	5.997	3.646	3.638
166.809	819.039	819.122	5.743	3.645	3.638
160.520	775.306	775.456	5.601	3.643	3.637
154.509	733.385	733.562	5.473	3.644	3.637
147.733	686.597	686.155	5.349	3.644	3.637
136.333	606.532	606.004	5.230	3.646	3.637
130.376	564.081	563.962	5.100	3.643	3.637
124.823	525.414	524.709	4.968	3.641	3.637
121.257	500.395	499.488	4.801	3.644	3.637
118.745	482.657	481.724	4.761	3.646	3.637
115.591	460.306	459.431	4.645	3.644	3.637
113.006	442.049	441.179	4.553	3.645	3.637
109.623	418.279	417.331	4.471	3.646	3.636
103.593	375.895	375.000	4.450	3.642	3.636
97.838	335.743	334.934	4.369	3.638	3.636
94.201	310.583	309.863	4.283	3.653	3.636
88.475	271.162	270.941	4.139	3.635	3.636
75.308	184.628	185.481	4.063	3.636	3.636
69.740	150.812	151.946	3.891	3.639	3.636
60.877	102.112	103.426	3.652	3.637	3.636
54.105	70.463	71.668	3.465	3.637	3.636
48.683	49.545	50.391	3.289	3.633	3.636
44.288	35.700	36.182	3.185	3.634	3.636
39.822	24.571	24.708	3.012	3.639	3.636
37.581	20.065	20.073	2.871	3.640	3.636
35.071	15.793	15.676	2.724	3.637	3.636
33.813	14.041	13.900	2.504	3.637	3.636
31.758	11.507	11.310	2.290	3.639	3.636
29.989	9.695	9.492	2.117	3.638	3.636
28.363	8.318	8.120	1.950	3.640	3.636
26.387	6.861	6.794	1.755	3.644	3.636
25.222	6.309	6.167	1.531	3.642	3.636
23.744	5.627	5.515	1.231	3.642	3.636

TABLEAU 4

RESISTIVITE DE L'AG EN NANOOHM.CM

T	R MES	R CALC	T	R MES	R CALC
291.910	1569.884	1568.190	22.807	8.547	8.481
285.433	1531.083	1530.020	21.643	7.314	7.213
279.034	1493.147	1492.315	19.970	5.868	5.751
272.793	1456.165	1455.542	18.605	4.962	4.838
266.329	1417.585	1417.454	17.505	4.377	4.259
260.168	1381.145	1381.146	16.526	3.952	3.846
253.598	1342.136	1342.420	15.697	3.645	3.562
247.348	1305.052	1305.568	14.886	3.403	3.334
240.969	1267.241	1267.938	14.235	3.236	3.182
234.783	1230.712	1231.427	13.197	3.028	2.989
228.727	1195.053	1195.659	12.222	2.897	2.853
222.148	1156.157	1156.769	11.785	2.828	2.804
215.936	1119.264	1120.011	10.929	2.749	2.726
209.769	1082.783	1083.479	10.175	2.687	2.673
203.572	1045.985	1046.720	9.389	2.640	2.630
197.391	1009.259	1010.000	8.112	2.589	2.582
191.138	971.955	972.789	7.365	2.569	2.563
185.019	935.414	936.304	6.821	2.553	2.552
178.979	899.523	900.212	6.388	2.546	2.545
172.854	863.029	863.524	5.997	2.542	2.539
166.809	826.733	827.218	5.743	2.539	2.536
160.520	788.755	789.332	5.601	2.539	2.535
154.509	752.524	752.999	5.473	2.533	2.533
147.733	711.583	711.885	5.349	2.532	2.532
136.333	642.227	642.289	5.230	2.530	2.531
130.376	605.841	605.685	5.100	2.527	2.530
124.823	571.982	571.402	4.968	2.527	2.528
121.257	550.144	549.301	4.861	2.525	2.528
118.745	534.607	533.690	4.761	2.527	2.527
115.591	514.986	514.039	4.645	2.525	2.526
113.006	498.930	497.892	4.553	2.525	2.525
109.623	477.938	476.703	4.471	2.527	2.525
103.593	440.216	438.774	4.450	2.521	2.525
97.838	403.919	402.393	4.369	2.521	2.524
94.201	380.799	379.320	4.283	2.528	2.524
88.475	344.395	342.891	4.182	2.522	2.523
75.308	259.733	259.030	4.063	2.522	2.522
69.740	224.469	223.837	3.891	2.524	2.522
60.877	169.032	168.947	3.652	2.522	2.521
54.105	128.455	128.846	3.465	2.521	2.520
48.683	98.040	98.731	3.289	2.523	2.519
44.288	75.373	76.226	3.185	2.524	2.519
39.822	54.832	55.695	3.012	2.517	2.519
37.581	45.682	46.471	2.871	2.519	2.518
35.031	36.286	36.981	2.724	2.517	2.518
33.813	32.219	32.853	2.504	2.518	2.518
31.758	26.027	26.519	2.290	2.517	2.518
29.989	21.340	21.720	2.117	2.518	2.518
28.363	17.606	17.852	1.950	2.518	2.518
26.387	13.738	13.853	1.755	2.516	2.518
25.222	11.809	11.848	1.531	2.517	2.518
23.744	9.701	9.665	1.281	2.518	2.518

TABLEAU 5

RESISTIVITE DE L'AU EN NANOOHM.CM

T	R MES	R CALC	T	R MES	R CALC
291.910	2180.623	2179.757	22.807	27.720	27.047
285.433	2128.011	2127.566	21.643	24.203	23.435
279.034	2076.592	2076.058	19.970	19.906	19.058
272.793	2026.343	2025.871	18.605	17.050	16.176
266.329	1973.967	1973.940	17.505	15.111	14.279
260.168	1924.557	1924.486	16.526	13.657	12.885
253.598	1871.606	1871.793	15.697	12.571	11.905
247.348	1821.392	1821.704	14.886	11.688	11.107
240.969	1770.194	1770.615	14.235	11.063	10.571
234.783	1720.887	1721.101	13.197	10.259	9.886
228.727	1672.842	1672.650	12.222	9.725	9.405
222.148	1619.663	1620.035	11.785	9.487	9.234
215.936	1569.809	1570.370	10.929	9.136	8.963
209.769	1520.675	1521.072	10.175	8.880	8.786
203.572	1471.057	1471.534	9.389	8.684	8.651
197.391	1421.695	1422.119	8.112	8.469	8.514
191.138	1371.640	1372.113	7.365	8.397	8.468
185.019	1322.666	1323.156	6.821	8.356	8.446
178.979	1274.530	1274.800	6.388	8.331	8.435
172.854	1225.542	1225.721	5.997	8.318	8.429
166.809	1177.116	1177.229	5.743	8.311	8.426
160.520	1126.396	1126.710	5.601	8.314	8.426
154.509	1077.907	1078.343	5.473	8.310	8.425
147.733	1027.563	1023.706	5.349	8.305	8.425
136.333	931.227	931.441	5.230	8.306	8.425
130.376	882.911	883.019	5.100	8.303	8.426
124.823	837.775	837.725	4.968	8.305	8.426
121.257	808.816	808.550	4.861	8.306	8.427
118.745	788.330	787.953	4.761	8.306	8.428
115.591	762.371	762.035	4.645	8.308	8.429
113.006	741.206	740.744	4.553	8.309	8.431
109.623	713.418	712.808	4.471	8.312	8.432
103.593	663.869	662.797	4.450	8.313	8.432
97.838	615.885	614.785	4.369	8.314	8.434
94.201	585.430	584.289	4.283	8.318	8.435
88.475	537.190	536.023	4.182	8.318	8.437
75.308	424.014	423.833	4.063	8.322	8.439
69.740	376.239	375.947	3.891	8.329	8.443
60.877	299.293	299.498	3.652	8.334	8.450
54.105	240.760	241.421	3.465	8.341	8.456
48.683	194.837	195.755	3.289	8.344	8.462
44.288	158.806	159.843	3.185	8.357	8.466
39.822	123.943	125.046	3.012	8.355	8.473
37.581	107.493	108.503	2.871	8.368	8.480
35.031	89.731	90.653	2.724	8.376	8.487
33.813	81.736	82.559	2.504	8.388	8.500
31.758	69.046	69.631	2.290	8.402	8.515
29.989	58.945	59.327	2.117	8.416	8.529
28.363	50.499	50.606	1.950	8.433	8.545
26.387	41.260	41.071	1.755	8.454	8.566
25.222	36.371	36.033	1.531	8.483	8.596
23.744	30.845	30.296	1.281	8.524	8.639

TABLEAU 6

Cu Mn 10 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
298.650	1697.841	4.611	4.379	18.140	7.286	5.315	.189
267.910	1491.336	4.633	.363	17.970	7.267	5.318	.188
260.710	1444.982	4.638	.144	17.310	7.183	5.330	.165
247.460	1355.749	4.649	.340	16.910	7.137	5.338	.151
240.040	1306.701	4.655	.206	16.430	7.088	5.347	.134
228.270	1227.919	4.665	.524	16.350	7.085	5.349	.137
220.740	1177.660	4.672	-.102	15.540	7.021	5.365	.113
209.270	1100.116	4.683	.523	15.110	6.986	5.375	.104
201.380	1047.413	4.691	.262	14.870	6.979	5.380	.099
190.160	970.815	4.703	1.028	14.280	6.948	5.394	.086
181.330	911.145	4.713	.517	13.520	6.919	5.412	.072
170.720	838.177	4.726	.532	12.970	6.906	5.426	.061
162.380	780.723	4.737	.445	12.550	6.898	5.438	.060
154.800	728.466	4.747	.501	12.220	6.892	5.447	.049
146.240	669.004	4.759	.250	11.900	6.889	5.456	.049
138.440	614.589	4.772	.408	11.580	6.888	5.466	.046
133.920	583.230	4.779	.388	11.280	6.890	5.475	.045
126.670	532.168	4.791	.647	10.970	6.891	5.485	.042
121.120	493.811	4.802	.660	10.430	6.896	5.503	.038
108.250	403.860	4.827	.459	9.810	6.906	5.525	.032
96.380	321.800	4.855	.711	9.137	6.923	5.551	.030
96.350	321.375	4.855	.663	8.503	6.941	5.577	.028
89.870	277.518	4.871	.749	8.019	6.957	5.599	.024
85.990	251.488	4.882	.831	7.527	6.977	5.623	.021
79.380	208.481	4.901	.943	7.117	6.994	5.645	.018
73.250	170.259	4.921	.933	6.789	7.009	5.663	.015
68.460	142.521	4.938	.998	6.371	7.032	5.689	.015
63.750	116.846	4.956	1.263	6.149	7.045	5.703	.014
56.400	81.121	4.987	1.187	6.111	7.047	5.705	.013
50.640	57.848	5.016	1.228	6.083	7.050	5.707	.014
45.910	42.298	5.042	1.272	5.809	7.064	5.726	.010
42.110	32.067	5.065	1.215	5.565	7.076	5.743	.006
38.190	23.742	5.092	1.147	5.356	7.090	5.759	.005
35.560	19.312	5.112	1.048	5.283	7.096	5.765	.005
34.570	17.926	5.120	1.060	5.139	7.106	5.776	.003
29.700	12.448	5.164	.817	5.064	7.113	5.782	.003
26.150	9.923	5.202	.602	4.877	7.128	5.798	.002
23.630	8.702	5.232	.457	4.813	7.133	5.804	.002
21.550	8.002	5.261	.353	4.637	7.147	5.819	-.002
21.360	7.937	5.263	.330	4.476	7.166	5.835	.004
19.860	7.585	5.286	.262	4.375	7.173	5.844	.000
19.290	7.471	5.295	.238	4.211	7.186	5.861	-.002
18.500	7.340	5.309	.209	4.207	7.188	5.861	-.001

TABLEAU 7

Cu MN 25 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
298.650	1702.312	9.256	4.205	18.140	13.063	10.917	.365
267.910	1496.921	9.307	1.274	17.970	13.046	10.924	.361
260.710	1450.317	9.320	.797	17.310	12.956	10.951	.318
247.460	1361.313	9.345	1.208	16.910	12.911	10.969	.294
240.0[illegible]	1312.566	9.360	1.366	16.430	12.867	10.991	.270
228.270	1234.306	9.384	2.192	16.350	12.864	10.994	.270
220.740	1183.704	9.401	1.214	15.540	12.804	11.033	.228
209.270	1106.035	9.427	1.699	15.110	12.778	11.054	.216
201.380	1053.029	9.446	1.123	14.870	12.771	11.067	.204
190.160	976.679	9.475	2.120	14.280	12.749	11.098	.183
181.330	916.871	9.498	1.457	13.520	12.734	11.140	.160
170.720	844.231	9.529	1.783	12.970	12.728	11.172	.137
162.380	786.594	9.555	1.499	12.550	12.736	11.198	.138
154.800	734.522	9.579	1.725	12.220	12.739	11.219	.124
146.240	674.948	9.609	1.345	11.900	12.746	11.240	.121
138.440	620.650	9.638	1.602	11.580	12.754	11.262	.116
133.920	589.132	9.655	1.413	11.280	12.764	11.283	.110
126.670	538.214	9.685	1.799	10.970	12.778	11.306	.107
121.120	499.606	9.709	1.548	10.430	12.798	11.346	.096
108.250	409.805	9.771	1.461	9.810	12.835	11.396	.090
96.380	327.836	9.835	1.766	9.137	12.879	11.455	.083
96.350	327.428	9.835	1.736	8.503	12.927	11.515	.078
89.870	283.732	9.875	1.960	8.019	12.971	11.564	.073
85.990	257.655	9.900	1.980	7.527	13.019	11.618	.070
79.380	214.802	9.946	2.219	7.117	13.055	11.665	.059
73.250	176.668	9.993	2.270	6.789	13.085	11.706	.049
68.460	149.133	10.033	2.515	6.371	13.139	11.761	.049
63.750	123.469	10.075	2.767	6.149	13.155	11.792	.034
56.400	87.895	10.150	2.800	6.111	13.164	11.798	.038
50.640	64.675	10.216	2.855	6.083	13.182	11.802	.051
45.910	49.057	10.278	2.795	5.809	13.187	11.843	.017
42.110	38.766	10.333	2.646	5.565	13.219	11.881	.011
38.190	30.290	10.397	2.390	5.356	13.253	11.915	.012
35.560	25.737	10.444	2.141	5.283	13.261	11.927	.008
34.570	24.295	10.463	2.087	5.139	13.283	11.952	.005
29.700	18.581	10.565	1.550	5.064	13.298	11.965	.006
26.150	15.890	10.653	1.125	4.877	13.331	11.999	.004
23.630	14.578	10.725	.840	4.813	13.346	12.011	.008
21.550	13.814	10.791	.635	4.637	13.377	12.045	.003
21.360	13.757	10.797	.616	4.476	13.411	12.077	.007
19.860	13.378	10.850	.491	4.375	13.434	12.098	.009
19.290	13.253	10.871	.445	4.211	13.467	12.133	.007
18.500	13.118	10.902	.394	4.207	13.467	12.134	.006

TABLEAU 8

Cu Mn 50 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
298.650	1708.711	15.340	4.521
267.910	1502.905	15.444	1.121
260.710	1456.569	15.471	.898
247.460	1367.576	15.522	1.295
240.040	1318.632	15.552	1.240
228.270	1240.914	15.601	2.582
220.740	1190.058	15.635	1.333
209.270	1112.947	15.688	2.349
201.380	1059.618	15.727	1.431
190.160	983.281	15.786	2.411
181.330	923.682	15.834	1.932
170.720	851.537	15.897	2.721
162.380	793.600	15.949	2.110
154.800	741.856	16.000	2.639
146.240	682.110	16.060	2.056
138.440	628.264	16.119	2.735
133.920	596.601	16.155	2.384
126.670	546.264	16.215	3.320
121.120	507.258	16.264	2.644
108.250	417.843	16.389	2.881
96.380	335.945	16.520	3.190
96.350	335.433	16.520	3.055
89.870	292.050	16.600	3.552
85.990	266.216	16.651	3.790
79.380	223.529	16.745	4.147
73.250	185.752	16.840	4.507
68.460	158.274	16.921	4.768
63.750	132.629	17.007	4.995
56.400	97.344	17.158	5.240
50.640	74.107	17.292	5.210
45.910	58.358	17.417	4.957
42.110	47.983	17.528	4.668
38.190	39.278	17.656	4.120
35.560	34.535	17.750	3.634
34.570	33.010	17.788	3.476
29.700	26.983	17.993	2.523
26.150	24.101	18.169	1.813
23.630	22.668	18.311	1.345
21.550	21.841	18.441	1.011
21.360	21.795	18.454	.997
19.860	21.371	18.559	.775
19.290	21.247	18.601	.709
18.500	21.102	18.661	.619
18.140	21.059	18.690	.587
17.970	21.027	18.704	.562
17.310	20.943	18.759	.497
16.910	20.902	18.793	.461
16.430	20.862	18.835	.420
16.350	20.857	18.843	.414
15.540	20.814	18.918	.353
15.110	20.794	18.960	.327
14.870	20.790	18.984	.306
14.280	20.786	19.044	.273
13.520	20.795	19.127	.234
12.970	20.809	19.190	.201
12.550	20.832	19.240	.193
12.220	20.852	19.280	.176
11.900	20.871	19.321	.166
11.580	20.892	19.362	.154
11.280	20.921	19.403	.147
10.970	20.946	19.446	.136
10.430	20.995	19.524	.116
9.810	21.069	19.619	.101
9.137	21.159	19.730	.087
8.503	21.256	19.842	.078
8.019	21.334	19.935	.065
7.527	21.420	20.035	.054
7.117	21.501	20.123	.047
6.789	21.564	20.198	.036
6.371	21.654	20.299	.026
6.149	21.709	20.355	.025
6.111	21.714	20.365	.021
6.083	21.728	20.373	.027
5.809	21.791	20.446	.018
5.565	21.856	20.514	.015
5.356	21.915	20.575	.013
5.283	21.931	20.597	.008
5.139	21.973	20.641	.005
5.064	21.997	20.664	.005
4.877	22.059	20.724	.007
4.813	22.081	20.745	.008
4.637	22.138	20.804	.005
4.476	22.195	20.859	.008
4.375	22.243	20.895	.020
4.211	22.287	20.955	.004
4.207	22.293	20.957	.009

TABLEAU 9

Cu Mn 75 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
295.110	1691.671	21.753	1.83	40.310	53.636	25.156	6.77
287.870	1643.642	21.789	1.65	37.330	47.237	25.308	5.95
280.540	1595.219	21.827	1.69	34.840	42.789	25.447	5.23
273.150	1546.134	21.866	1.50	32.870	39.766	25.565	4.60
265.770	1497.520	21.907	1.78	30.150	36.338	25.741	3.74
257.780	1444.533	21.952	1.83	28.660	34.805	25.845	3.31
250.490	1396.027	21.995	1.87	26.330	32.842	26.018	2.61
243.150	1347.282	22.040	1.98	23.950	31.281	26.221	1.94
235.790	1298.133	22.086	1.97	21.670	30.259	26.433	1.41
228.140	1247.042	22.136	2.08	20.090	29.779	26.595	1.11
216.360	1168.198	22.217	2.38	18.670	29.476	26.754	.88
207.470	1108.643	22.281	2.77	17.550	29.323	26.888	.73
199.430	1054.555	22.342	3.08	16.540	29.237	27.018	.61
192.030	1004.743	22.401	3.52	15.710	29.206	27.131	.53
184.510	953.629	22.464	3.66	14.970	29.203	27.237	.47
176.550	899.563	22.533	4.05	14.320	29.212	27.336	.41
169.310	850.273	22.600	4.43	13.730	29.238	27.429	.37
161.670	797.920	22.674	4.55	13.080	29.275	27.537	.32
153.750	743.489	22.754	4.73	12.590	29.304	27.623	.28
145.680	687.636	22.842	4.76	11.859	29.379	27.757	.24
137.610	631.705	22.935	4.95	11.185	29.461	27.888	.21
133.960	605.630	22.980	4.32	10.617	29.546	28.006	.18
129.630	576.177	23.034	5.18	10.117	29.622	28.114	.16
121.430	519.154	23.143	5.40	9.693	29.698	28.211	.14
117.250	490.181	23.202	5.60	9.403	29.753	28.280	.13
105.520	408.582	23.381	5.68	8.809	29.879	28.427	.11
100.850	376.195	23.459	5.67	8.509	29.938	28.506	.09
98.500	360.155	23.500	5.84	7.918	30.085	28.668	.08
96.710	348.479	23.532	6.46	7.435	30.210	28.810	.07
86.550	280.176	23.726	6.95	7.035	30.318	28.935	.05
76.230	214.352	23.952	7.60	6.790	30.391	29.015	.05
73.160	195.869	24.027	7.84	6.509	30.484	29.109	.04
68.170	167.131	24.155	8.18	6.266	30.559	29.194	.03
59.890	124.115	24.395	8.57	6.046	30.632	29.274	.03
53.390	95.305	24.611	8.51	5.868	30.695	29.340	.03
48.180	75.956	24.808	8.07	5.695	30.750	29.406	.01
43.890	62.736	24.989	7.45	5.471	30.831	29.495	.01

5.317	30.391	29.557	4.619	31.210	29.861
5.180	30.951	29.614	4.449	31.288	29.941
5.057	31.004	29.566	4.321	31.355	30.002
4.935	31.059	29.719	4.211	31.357	30.007
4.810	31.118	29.774	4.211	31.418	30.056
4.625	31.208	29.358			

TABLEAU 10

Cu Mn 100 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
295.110	1696.369	26.416	1.87	40.310	60.000	30.528	7.77
287.870	1648.383	26.460	1.72	37.330	53.468	30.712	6.78
280.540	1599.979	26.506	1.77	34.840	48.886	30.879	5.89
273.150	1550.965	26.553	1.64	32.870	45.800	31.020	5.17
265.770	1502.415	26.602	1.98	30.150	42.281	31.233	4.20
257.780	1449.626	26.657	2.22	28.660	40.691	31.358	3.68
250.490	1401.112	26.709	2.17	26.380	38.675	31.565	2.89
243.150	1352.144	26.763	2.12	23.950	37.083	31.808	2.15
235.790	1302.921	26.819	2.03	21.670	36.046	32.063	1.56
228.140	1251.970	26.880	2.27	20.090	35.564	32.257	1.23
21[illegible].360	1173.151	26.978	2.57	18.670	35.265	32.447	.97
207.470	1113.787	27.056	3.14	17.550	35.123	32.608	.81
199.430	1061.344	27.130	5.08	16.540	35.052	32.762	.68
192.030	1009.865	27.201	3.84	15.710	35.033	32.897	.59
184.510	958.723	27.277	3.94	14.970	35.048	33.024	.52
176.550	905.016	27.361	4.67	14.320	35.068	33.141	.46
169.310	855.738	27.441	5.05	13.730	35.113	33.253	.42
161.670	803.341	27.531	5.12	13.080	35.160	33.381	.36
153.750	748.961	27.628	5.33	12.590	35.202	33.483	.32
145.680	693.216	27.734	5.45	11.859	35.293	33.642	.27
137.610	637.327	27.847	5.66	11.185	35.399	33.798	.23
133.960	611.860	27.901	5.63	10.617	35.503	33.936	.21
129.630	581.982	27.967	6.05	10.117	35.601	34.065	.18
121.430	524.601	28.098	5.89	9.693	35.691	34.179	.17
117.250	495.733	28.170	6.18	9.403	35.763	34.260	.16
105.520	414.695	28.386	6.79	8.809	35.910	34.434	.14
100.850	382.143	28.480	6.60	8.509	35.984	34.526	.12
98.500	366.236	28.530	6.89	7.918	36.156	34.717	.11
96.710	354.685	28.568	7.63	7.435	36.311	34.883	.10
86.550	286.572	28.803	8.27	7.035	36.402	35.028	.04
76.230	220.956	29.077	9.08	6.790	36.492	35.121	.04
73.160	202.486	29.167	9.32	6.509	36.600	35.231	.04
68.170	173.812	29.322	9.70	6.266	36.689	35.329	.03
59.890	130.886	29.611	10.13	6.046	36.765	35.422	.01
53.390	102.031	29.872	9.98	5.868	36.849	35.498	.02
48.180	82.570	30.109	9.38	5.695	36.912	35.574	.01
43.890	69.270	30.327	8.65	5.471	37.006	35.676	.00

5.317	37.077	35.748	4.619	37.452	36.094
5.180	37.149	35.813	4.449	37.538	36.184
5.057	37.217	35.873	4.321	37.619	36.253
4.935	37.270	35.933	4.311	37.623	36.259
4.810	37.338	35.996	4.211	37.693	36.314
4.625	37.453	36.091			

TABLEAU 11

Cu Mn 150 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
295.110	1710.290	39.362	2.84	40.310	78.854	46.203	10.94
287.870	1662.391	39.436	2.76	37.330	71.978	46.504	9.50
280.540	1614.269	39.512	3.06	34.840	67.046	46.777	8.15
273.150	1565.368	39.592	3.01	32.870	63.755	47.008	7.14
265.770	1517.176	39.675	3.67	30.150	59.941	47.353	5.74
257.780	1464.523	39.767	4.01	28.660	58.208	47.557	5.00
250.190	1416.195	39.854	4.10	26.380	56.030	47.892	3.92
243.150	1367.361	39.944	4.16	23.950	54.323	48.285	2.92
235.790	1318.361	40.038	4.25	21.670	53.243	48.694	2.13
228.140	1267.511	40.140	4.55	20.090	52.760	49.004	1.68
216.360	1189.032	40.304	5.12	18.670	52.492	49.306	1.34
207.470	1129.769	40.435	5.74	17.550	52.383	49.561	1.11
199.430	1075.722	40.559	6.03	16.540	52.351	49.805	.94
192.030	1026.097	40.678	6.60	15.710	52.373	50.017	.81
184.510	975.170	40.805	6.86	14.970	52.431	50.216	.72
176.550	921.385	40.945	7.46	14.320	52.462	50.399	.67
169.310	872.261	41.080	7.94	13.730	52.573	50.572	.56
161.670	820.055	41.229	8.13	13.080	52.665	50.771	.48
153.750	766.231	41.393	8.84	12.590	52.735	50.927	.41
145.680	710.720	41.570	9.11	11.859	52.895	51.171	.34
137.610	655.101	41.759	9.53	11.185	53.062	51.409	.29
133.960	629.714	41.848	9.53	10.617	53.221	51.619	.24
129.630	599.983	41.958	10.06	10.117	53.367	51.812	.20
121.430	542.553	42.178	9.76	9.693	53.510	51.983	.18
117.250	514.046	42.297	10.37	9.403	53.617	52.103	.17
105.520	433.511	42.658	11.34	8.809	53.840	52.359	.14
100.850	401.229	42.815	11.35	8.509	53.947	52.494	.12
98.500	385.535	42.897	11.82	7.918	54.204	52.770	.10
96.710	373.978	42.961	12.53	7.435	54.427	53.008	.09
86.550	306.411	43.352	13.56	7.035	54.600	53.212	.06
76.230	241.158	43.807	14.55	6.790	54.727	53.342	.05
73.160	222.846	43.956	14.89	6.509	54.878	53.493	.05
68.170	194.231	44.213	15.22	6.266	55.003	53.628	.05
59.890	151.376	44.692	15.54	6.046	55.112	53.752	.03
53.390	122.240	45.124	14.93	5.868	55.229	53.854	.05
48.180	102.342	45.514	13.75	5.695	55.322	53.955	.04
43.890	88.600	45.873	12.43	5.471	55.459	54.087	.04

5.317	55.555	54.179	4.619	56.082	54.607
5.180	55.658	54.262	4.449	56.215	54.713
5.057	55.747	54.337	4.301	56.332	54.792
4.935	55.836	54.412	4.311	56.336	54.798
4.819	55.929	54.499	4.211	56.434	54.960
4.625	56.087	54.602			

TABLEAU 12

Cu Mn 200 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
295.110	1720.979	49.368	3.53	40.310	93.156	58.533	12.92
287.870	1673.239	49.468	3.57	37.330	85.995	58.932	11.09
280.540	1625.113	49.571	3.84	34.840	80.911	59.292	9.50
273.150	1576.381	49.679	3.94	32.870	77.486	59.597	8.28
265.770	1528.049	49.790	4.42	30.150	73.536	60.052	6.63
257.780	1475.504	49.914	4.84	28.660	71.721	60.319	5.75
250.490	1427.200	50.031	4.94	26.380	69.495	60.759	4.52
243.150	1378.675	50.153	5.26	23.950	67.753	61.272	3.36
235.790	1330.356	50.280	6.00	21.670	66.684	61.805	2.46
228.140	1279.546	50.417	6.31	20.090	66.229	62.208	1.94
216.360	1201.245	50.638	7.00	18.670	66.004	62.599	1.56
207.470	1142.189	50.814	7.78	17.550	65.927	62.927	1.29
199.430	1088.185	50.981	8.07	16.540	65.939	63.241	1.09
192.030	1038.476	51.141	8.51	15.710	66.002	63.513	.94
184.510	988.038	51.312	9.22	14.970	66.093	63.766	.83
176.550	934.406	51.501	9.92	14.320	66.185	63.999	.72
169.310	885.371	51.682	10.45	13.730	66.316	64.218	.66
161.670	833.391	51.883	10.81	13.080	66.452	64.469	.57
153.750	779.456	52.103	11.35	12.590	66.527	64.666	.46
145.680	724.089	52.341	11.71	11.859	66.735	64.972	.38
137.610	668.682	52.595	12.27	11.185	66.953	65.267	.32
133.960	643.793	52.715	12.75	10.617	67.161	65.528	.28
129.630	613.797	52.863	12.97	10.117	67.350	65.766	.23
121.430	556.530	53.158	12.76	9.693	67.518	65.974	.20
117.250	527.980	53.318	13.28	9.403	67.650	66.121	.19
105.520	448.027	53.803	14.71	8.809	67.939	66.430	.17
100.850	415.980	54.013	14.90	8.509	68.069	66.592	.14
98.500	400.424	54.123	15.48	7.918	68.391	66.920	.14
96.710	388.806	54.209	16.11	7.435	68.666	67.198	.14
86.550	321.475	54.733	17.24	7.035	68.849	67.434	.08
76.230	256.483	55.342	18.34	6.790	68.985	67.582	.07
73.160	238.304	55.541	18.76	6.509	69.137	67.753	.05
68.170	209.698	55.885	19.02	6.266	69.261	67.903	.03
59.890	166.772	56.524	19.10	6.046	69.357	68.039	-.01
53.390	137.420	57.099	18.14	5.868	69.445	68.150	-.03
48.180	117.241	57.619	16.54	5.695	69.532	68.258	-.06
43.890	103.203	58.095	14.81	5.471	69.656	68.398	-.07

5.317	69.756	68.493	4.619	70.318	68.914
5.180	69.848	68.578	4.449	70.553	69.011
5.057	69.945	68.653	4.321	70.614	69.081
4.935	70.034	68.727	4.311	70.608	69.086
4.810	70.132	68.802	4.211	70.723	69.139
4.625	70.318	68.911			

TABLEAU 13

Cu CR 20 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
277.290	1563.447	11.698	1.58	28.870	24.048	15.591	2.64
270.150	1516.156	11.735	1.55	27.390	22.695	15.699	2.18
263.070	1468.987	11.773	1.31	25.490	21.429	15.849	1.79
255.670	1419.815	11.813	1.29	24.450	20.852	15.937	1.59
248.510	1372.269	11.854	1.29	22.470	19.998	16.116	1.25
242.190	1330.224	11.891	1.49	22.270	19.895	16.135	1.18
236.040	1289.717	11.928	2.05	21.150	19.551	16.245	1.01
234.690	1280.044	11.936	1.40	20.440	19.379	16.319	.92
228.470	1239.051	11.975	2.04	19.550	19.191	16.415	.80
227.410	1231.536	11.982	1.62	19.010	19.103	16.476	.73
221.290	1191.018	12.021	2.20	18.320	19.007	16.557	.65
214.190	1143.583	12.069	2.53	17.970	18.971	16.600	.62
206.030	1088.833	12.127	2.86	17.370	18.921	16.674	.56
198.490	1037.602	12.182	2.67	16.390	18.872	16.803	.47
190.490	982.674	12.244	2.10	16.250	18.857	16.822	.45
182.600	929.595	12.307	2.85	15.550	18.868	16.921	.41
175.130	878.796	12.371	3.19	14.810	18.881	17.030	.36
167.170	824.366	12.442	3.40	14.140	18.912	17.135	.32
159.530	771.597	12.514	3.14	13.540	18.952	17.234	.29
151.320	715.153	12.597	3.33	12.990	18.997	17.329	.26
142.940	657.614	12.686	3.95	12.510	19.047	17.415	.23
134.990	601.790	12.777	3.49	12.120	19.092	17.488	.22
126.150	542.657	12.886	6.14	11.630	19.152	17.584	.19
115.850	468.206	13.025	3.58	11.570	19.150	17.596	.18
111.310	436.974	13.091	3.98	11.137	19.219	17.685	.17
100.190	360.237	13.266	4.48	10.965	19.255	17.721	.17
97.030	338.999	13.320	4.99	10.780	19.264	17.761	.14
92.670	308.782	13.398	4.55	10.315	19.351	17.865	.13
88.910	284.037	13.469	5.23	9.677	19.472	18.016	.11
85.170	258.656	13.543	4.79	8.989	19.580	18.192	.05
80.760	230.206	13.636	5.07	8.450	19.750	18.341	.07
76.300	202.259	13.735	5.29	7.991	19.860	18.476	.05
71.840	175.374	13.842	5.42	7.524	19.981	18.623	.03
63.470	129.033	14.065	5.80	7.309	20.087	18.694	.06
58.790	105.761	14.205	5.67	7.146	20.101	18.749	.02
55.790	92.321	14.302	5.76	6.709	20.297	18.905	.06
51.450	74.792	14.453	5.73	6.355	20.407	19.039	.04
48.650	64.780	14.559	5.58	6.109	20.492	19.137	.03
45.170	53.794	14.701	5.27	5.909	20.571	19.220	.02
42.250	45.961	14.830	5.00	5.695	20.643	19.313	.00
39.610	39.834	14.955	4.63	5.513	20.768	19.395	.04
37.440	35.500	15.066	4.26	5.345	20.823	19.473	.02
35.450	31.975	15.175	3.81	5.199	20.883	19.543	.01
33.630	29.324	15.280	3.53	5.099	20.895	19.592	-.03
31.570	26.604	15.408	3.01	5.075	20.942	19.604	.01

T	RES	R KONDO
4.957	20.994	19.664
4.851	21.046	19.719
4.747	21.103	19.774
4.653	21.143	19.825
4.566	21.225	19.874
4.565	21.190	19.874
4.475	21.235	19.925
4.391	21.285	19.974
4.334	21.332	20.008
4.311	21.340	20.022
4.203	21.410	20.087
4.193	21.402	20.093
4.190	21.411	20.095
4.182	21.426	20.100
4.176	21.449	20.104
3.945	21.566	20.251
3.625	21.744	20.471
3.487	21.922	20.573
3.349	22.012	20.679

T	RES	R KONDO
3.143	22.185	20.846
2.945	22.372	21.018
2.856	22.428	21.099
2.663	22.612	21.286
2.563	22.706	21.388
2.504	22.784	21.450
2.296	23.007	21.683
2.137	23.205	21.877
2.055	23.309	21.983
1.949	23.457	22.127
1.867	23.577	22.243
1.780	23.706	22.373
1.691	23.855	22.514
1.601	24.021	22.663
1.551	24.103	22.750
1.461	24.253	22.914
1.389	24.407	23.053
1.331	24.522	23.171
1.289	24.598	23.259

TABLEAU 14

Cu Cr 50 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
277.290	1581.631	28.195	3.27	28.870	49.632	39.319	4.49
270.150	1534.406	28.300	3.24	27.390	48.308	39.630	3.86
263.070	1487.356	28.407	3.05	25.490	47.036	40.058	3.19
255.670	1438.285	28.523	3.05	24.450	46.465	40.308	2.83
248.510	1390.815	28.639	3.15	22.470	45.708	40.819	2.25
242.190	1348.903	28.745	3.32	22.270	45.553	40.874	2.10
236.040	1308.906	28.851	4.32	21.150	45.330	41.190	1.85
234.690	1299.015	28.874	3.43	20.440	45.202	41.400	1.66
228.470	1258.387	28.986	4.36	19.550	45.114	41.676	1.46
227.410	1250.645	29.005	3.71	19.0[illegible]	45.111	41.850	1.37
221.290	1210.519	29.119	4.60	18.320	45.105	42.081	1.22
214.190	1163.236	29.255	5.00	17.970	45.116	42.203	1.16
206.030	1108.641	29.419	5.37	17.370	45.182	42.416	1.08
198.490	1057.702	29.577	5.38	16.390	45.304	42.785	.92
190.490	1002.991	29.753	4.91	16.250	45.288	42.839	.86
182.600	949.845	29.936	5.47	15.550	45.464	43.120	.81
175.130	899.245	30.117	5.89	14.810	45.659	43.434	.74
167.170	845.095	30.321	6.25	14.140	45.836	43.733	.65
159.5[illegible]	792.614	30.527	6.15	13.540	46.041	44.015	.59
151.320	736.432	30.762	6.50	12.990	46.222	44.286	.52
142.940	679.198	31.018	7.20	12.510	46.403	44.534	.47
134.990	623.763	31.278	6.96	12.120	46.463	44.743	.33
126.150	565.117	31.589	9.89	11.630	46.783	45.016	.39
115.850	491.196	31.986	7.61	11.570	46.812	45.051	.39
111.310	460.179	32.174	8.10	11.137	46.986	45.305	.31
100.190	384.191	32.676	9.02	10.965	47.091	45.409	.32
97.030	363.196	32.830	9.68	10.780	47.151	45.523	.27
92.670	333.263	33.053	9.38	10.315	47.404	45.820	.23
88.910	308.748	33.256	10.16	9.677	47.805	46.252	.21
85.170	283.929	33.468	10.14	8.989	48.250	46.755	.15
80.760	255.827	33.732	10.60	8.450	48.636	47.179	.12
76.300	228.259	34.017	11.01	7.991	48.977	47.566	.08
71.840	201.809	34.322	11.38	7.524	49.365	47.985	.05
63.470	155.982	34.959	11.86	7.309	49.608	48.188	.09
58.790	133.223	35.359	11.98	7.146	49.681	48.346	.00
55.790	119.700	35.636	11.80	6.709	50.216	48.790	.10
51.450	102.288	36.068	11.61	6.355	50.558	49.174	.05
48.650	92.149	36.370	11.14	6.109	50.811	49.455	.03
45.170	81.021	36.775	10.42	5.909	51.048	49.693	.03
42.250	72.939	37.144	9.67	5.695	51.241	49.958	-.04
39.610	66.573	37.504	8.82	5.513	51.578	50.191	.06
37.440	61.990	37.821	8.00	5.345	51.766	50.414	.02
35.450	58.293	38.131	7.17	5.199	51.947	50.615	.00
33.630	55.396	38.432	6.45	5.099	52.002	50.755	-.08
31.570	52.594	38.797	5.61	5.075	52.099	50.790	-.02

T	RES	R KONDO
4.957	52.275	50.961
4.851	52.414	51.118
4.747	52.562	51.276
4.653	52.706	51.422
4.566	52.818	51.560
4.565	52.824	51.562
4.475	52.976	51.708
4.391	53.109	51.847
4.334	53.201	51.943
4.311	53.257	51.983
4.203	53.432	52.170
4.193	53.437	52.187
4.190	53.473	52.192
4.182	53.477	52.206
4.176	53.510	52.217
3.945	53.809	52.638
3.625	54.418	53.268
3.487	54.862	53.558
3.349	55.170	53.861

T	RES	R KONDO
3.143	55.655	54.338
2.945	56.187	54.830
2.856	56.395	55.063
2.663	56.932	55.596
2.563	57.218	55.888
2.504	57.382	56.066
2.296	58.075	56.732
2.137	58.648	57.285
2.055	58.944	57.588
1.949	59.361	57.999
1.867	59.722	58.333
1.780	60.093	58.704
1.691	60.545	59.105
1.601	60.991	59.532
1.551	61.238	59.781
1.461	61.691	60.250
1.389	62.130	60.648
1.331	62.450	60.984
1.289	62.665	61.237

TABLEAU 15

Cu CR 100 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
277.290	1610.861	52.406	8.29	28.870	84.845	72.817	6.21
270.150	1563.860	52.602	8.39	27.390	83.518	73.375	5.33
263.070	1517.119	52.802	8.42	25.490	82.325	74.144	4.39
255.670	1468.230	53.018	8.50	24.450	81.770	74.592	3.85
248.510	1420.811	53.233	8.55	22.470	81.217	75.508	3.07
242.190	1379.096	53.430	8.83	22.270	81.108	75.605	2.92
236.040	1339.761	53.628	10.39	21.150	80.977	76.170	2.51
234.690	1329.435	53.672	9.05	20.440	80.935	76.545	2.25
228.470	1289.374	53.879	10.46	19.550	81.040	77.036	2.02
227.410	1281.291	53.915	9.45	19.010	81.100	77.347	1.86
221.290	1241.730	54.126	10.80	18.320	81.221	77.758	1.66
214.190	1194.688	54.381	11.33	17.970	81.352	77.973	1.62
206.030	1140.308	54.685	11.77	17.370	81.516	78.353	1.47
198.490	1089.620	54.980	11.89	16.390	81.872	79.006	1.27
190.490	1035.062	55.307	11.42	16.250	81.921	79.103	1.23
182.600	981.865	55.645	11.78	15.550	82.252	79.601	1.12
175.130	931.554	55.982	12.34	14.810	82.657	80.156	1.01
167.170	877.646	56.360	12.76	14.140	83.034	80.684	.89
159.530	825.536	56.743	12.85	13.540	83.432	81.182	.82
151.320	769.665	57.179	13.31	12.990	83.784	81.660	.71
142.940	712.844	57.654	14.21	12.510	84.133	82.095	.64
134.990	657.834	58.135	14.18	12.120	84.421	82.462	.57
126.150	599.672	58.710	17.33	11.630	84.808	82.943	.49
115.850	526.377	59.443	15.33	11.570	84.863	83.003	.49
111.310	495.597	59.790	15.90	11.137	85.201	83.449	.39
100.190	420.392	60.715	17.18	10.965	85.364	83.631	.37
97.030	399.556	61.000	17.87	10.780	85.494	83.831	.30
92.670	369.982	61.411	17.74	10.315	85.975	84.350	.27
88.910	345.438	61.784	18.32	9.677	86.682	85.104	.23
85.170	321.252	62.173	18.75	8.989	87.415	85.981	.09
80.760	293.359	62.658	19.20	8.450	88.153	86.720	.10
76.300	266.042	63.181	19.63	7.991	88.783	87.390	.06
71.840	239.829	63.740	19.98	7.524	89.450	88.117	.00
63.470	194.181	64.906	20.11	7.309	89.934	88.467	.13
58.790	171.432	65.638	19.91	7.146	90.053	88.741	-.02
55.790	157.726	66.143	19.32	6.709	90.989	89.508	.15
51.450	139.980	66.932	18.44	6.355	91.576	90.169	.08
48.650	129.547	67.482	17.42	6.109	92.018	90.652	.04
45.170	117.984	68.218	15.96	5.909	92.433	91.061	.04
42.250	109.528	68.888	14.51	5.695	92.735	91.514	-.06
39.610	102.797	69.5[illegible]	13.01	5.513	93.360	91.915	.12
37.440	97.910	70.114	11.62	5.345	93.700	92.297	.07
35.450	93.947	70.674	10.28	5.199	94.005	92.639	.04
33.630	90.895	71.219	9.16	5.099	94.112	92.880	-.10
31.570	87.972	71.877	7.91	5.075	94.292	92.938	.03

T	RES	R KONDO
4.957	94.553	93.230
4.851	94.798	93.498
4.747	95.046	93.768
4.653	95.285	94.016
4.566	95.523	94.252
4.565	95.498	94.254
4.475	95.755	94.503
4.391	95.983	94.739
4.334	96.117	94.902
4.311	96.219	94.969
4.203	96.549	95.286
4.193	96.576	95.316
4.190	96.607	95.325
4.182	96.608	95.349
4.176	96.682	95.367
3.945	97.171	96.080
3.625	98.262	97.143
3.487	98.977	97.632
3.349	99.527	98.141

T	RES	R KONDO
3.143	100.298	98.944
2.945	101.310	99.768
2.856	101.534	100.158
2.663	102.439	101.047
2.563	102.906	101.533
2.504	103.188	101.830
2.296	104.283	102.935
2.137	105.220	103.851
2.055	105.727	104.351
1.949	106.422	105.028
1.867	106.988	105.577
1.780	107.598	106.188
1.691	108.288	106.844
1.601	109.009	107.544
1.551	109.404	107.950
1.461	110.141	108.714
1.389	110.800	109.361
1.331	111.306	109.906
1.289	111.639	110.316

TABLEAU 16

Cu CR 150 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT
277.290	1627.363	70.356	6.84
270.150	1580.519	70.620	7.03
263.070	1533.928	70.889	7.14
255.670	1485.283	71.179	7.39
248.510	1438.162	71.470	7.66
242.190	1396.390	71.735	7.82
236.040	1356.574	72.000	8.83
234.390	1347.181	72.059	8.41
228.470	1306.680	72.338	9.30
227.410	1299.143	72.386	8.83
221.290	1259.283	72.671	9.81
214.190	1212.317	73.013	10.32
206.030	1158.466	73.422	11.19
198.490	1108.351	73.818	11.78
190.490	1054.534	74.257	11.94
182.600	1001.899	74.711	12.75
175.130	951.905	75.163	13.51
167.170	898.541	75.670	14.34
159.530	846.734	76.183	14.61
151.320	791.337	76.767	15.40
142.940	735.022	77.403	16.64
134.990	680.354	78.047	16.79
126.150	622.956	78.816	20.51
115.850	550.131	79.795	18.74
111.310	519.653	80.258	19.49
100.190	445.373	81.492	21.39
97.030	424.661	81.872	22.10
92.670	395.500	82.419	22.25
88.910	370.929	82.915	22.68
85.170	347.223	83.433	23.47
80.760	319.527	84.079	23.95
76.300	292.422	84.773	24.42
71.840	266.419	85.516	24.79
63.470	220.922	87.062	24.69
58.790	198.259	88.031	24.34
55.790	184.423	88.699	23.46
51.450	166.324	89.741	21.97
48.650	155.786	90.467	20.68
45.170	144.118	91.438	18.85
42.250	135.329	92.320	16.88
39.610	128.550	93.178	15.13
37.440	123.556	93.932	13.45
35.450	119.487	94.668	11.83
33.630	116.379	95.383	10.48
31.570	113.429	96.246	8.99

T	RES	R KONDO	EC MAT
28.870	110.293	97.476	7.00
27.390	109.007	98.206	5.99
25.490	107.907	99.209	4.91
24.450	107.407	99.794	4.28
22.470	107.079	100.986	3.46
22.270	106.949	101.113	3.26
21.150	106.922	101.847	2.78
20.440	106.979	102.335	2.50
19.550	107.154	102.973	2.20
19.010	107.314	103.376	2.04
18.320	107.586	103.910	1.88
17.970	107.714	104.189	1.77
17.370	108.035	104.681	1.66
16.390	108.561	105.526	1.44
16.250	108.527	105.651	1.29
15.550	109.102	106.295	1.27
14.810	109.649	107.011	1.15
14.140	110.173	107.693	1.02
13.540	110.634	108.334	.87
12.990	111.119	108.949	.76
12.510	111.585	109.509	.68
12.120	111.962	109.982	.59
11.630	112.430	110.599	.45
11.570	112.572	110.676	.52
11.137	112.944	111.248	.33
10.965	113.192	111.482	.35
10.780	113.383	111.738	.28
10.315	114.031	112.403	.27
9.677	114.634	113.368	.22
8.989	115.985	114.488	.16
8.450	116.798	115.431	.03
7.991	117.649	116.285	.03
7.524	118.531	117.209	-.01
7.309	119.117	117.655	.13
7.146	119.286	118.002	-.05
6.709	120.481	118.975	.18
6.355	121.249	119.813	.11
6.109	121.816	120.425	.06
5.909	122.342	120.941	.07
5.695	122.808	121.514	-.04
5.513	123.535	122.020	.19
5.345	123.946	122.501	.12
5.199	124.361	122.933	.10
5.099	124.487	123.236	-.08
5.075	124.716	123.310	.08

T	RES	R KONDO
4.957	125.050	123.677
4.851	125.367	124.015
4.747	125.669	124.353
4.653	125.978	124.666
4.566	126.256	124.962
4.565	126.260	124.965
4.475	126.569	125.277
4.391	126.842	125.574
4.334	126.955	125.778
4.311	127.146	125.862
4.203	127.563	126.259
4.193	127.596	126.297
4.190	127.516	126.308
4.182	127.617	126.338
4.176	127.713	126.360
3.945	128.309	127.254
3.625	129.675	128.583
3.487	130.614	129.193
3.349	131.284	129.829

T	RES	R KONDO
3.143	132.248	130.828
2.945	133.314	131.853
2.856	133.787	132.337
2.663	134.867	133.439
2.563	135.484	134.042
2.504	135.799	134.409
2.296	137.137	135.775
2.137	138.291	136.905
2.055	138.949	137.520
1.949	139.753	138.353
1.867	140.445	139.028
1.780	141.184	139.777
1.691	141.992	140.582
1.601	142.870	141.438
1.551	143.339	141.935
1.461	144.252	142.869
1.389	144.986	143.657
1.331	145.584	144.322
1.289	145.973	144.821

TABLEAU 17

Au Cr 100 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
300.250	2315.351	58.931	8.17
294.500	2265.819	58.987	5.26
275.600	2113.465	59.182	5.43
247.300	1882.425	59.505	2.38
220.720	1669.380	59.849	1.29
197.600	1483.608	60.189	.30
167.400	1241.972	60.710	-.21
148.200	1088.113	61.100	-.16
124.100	894.817	61.682	1.07
99.400	693.370	62.431	2.04
89.000	606.660	62.813	2.22
80.550	536.031	63.163	3.42
72.000	463.785	63.564	4.48
60.750	367.846	64.183	5.51
59.800	359.732	64.241	5.58
59.550	358.629	64.257	6.71
49.600	273.863	64.942	6.37
39.250	194.017	65.848	3.49
35.100	164.957	66.291	8.50
29.850	133.319	66.947	3.17
25.350	111.464	67.625	5.97
22.670	101.130	68.097	5.73
20.150	93.124	68.603	4.21
17.770	87.563	69.153	2.98
16.200	84.892	69.563	2.20
14.810	83.118	69.966	1.54
13.450	81.845	70.404	.98
12.390	81.236	70.781	.66
12.070	81.118	70.903	.60
11.430	80.948	71.156	.47
10.780	80.867	71.431	.38
10.230	80.886	71.678	.32
9.730	80.930	71.916	.26
9.520	80.961	72.020	.25
8.950	81.081	72.315	.17
8.480	81.269	72.576	.17
8.090	81.337	72.804	.06
7.870	81.532	72.938	.15
7.450	81.657	73.206	.05
7.150	81.946	73.408	.16
6.890	82.033	73.591	.08
6.770	82.052	73.678	.02
6.460	82.365	73.911	.12
6.180	82.584	74.132	.12
5.990	82.717	74.288	.11
5.840	82.836	74.415	.11
5.620	83.011	74.608	.09
5.460	83.073	74.753	.01
5.380	83.212	74.828	.07
5.370	83.224	74.837	.07
5.280	83.231	74.923	-.01
5.130	83.375	75.069	-.01
5.060	83.450	75.139	-.00
5.020	83.469	75.179	-.02

4.90?	83.638	75.31?	2.89?	86.397	78.009
4.870	83.680	75.333	2.70?	86.7?3	78.368
4.830	83.751	75.375	2.660	86.880	78.449
4.790	83.820	75.417	2.527	87.256	78.714
4.690	83.820	75.525	2.502	87.106	78.765
4.670	83.883	75.547	2.350	87.513	79.087
4.480	84.115	75.759	2.299	87.538	79.200
4.220	84.359	76.065	2.133	87.971	79.583
4.210	84.503	76.077	2.104	87.971	79.653
4.200	84.403	76.090	1.965	88.428	80.000
4.180	84.328	76.114	1.910	88.373	80.143
4.085	84.503	76.232	1.761	89.018	80.550
3.710	84.943	76.723	1.705	89.155	80.711
3.478	85.356	77.062	1.605	89.476	81.008
3.356	85.501	77.246	1.500	89.326	81.337
3.117	85.908	77.629	1.460	90.014	81.467

TABLEAU 18

AU CR 200 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT	T	RES	R KONDO	EC MAT
300.250	2318.934	72.872	-2.19	12.390	99.721	88.974	.95
294.500	2271.268	72.948	-3.25	12.070	99.616	89.140	.86
275.600	2120.110	73.211	-1.95	11.430	99.461	89.486	.65
247.300	1895.073	73.647	.89	10.780	99.450	89.861	.53
220.720	1682.709	74.112	.35	10.230	99.548	90.198	.46
197.600	1497.672	74.572	-.02	9.730	99.653	90.523	.38
167.400	1256.869	75.276	.12	9.520	99.702	90.665	.35
148.200	1103.795	75.804	.82	8.950	99.907	91.069	.24
124.100	910.844	76.592	2.18	8.480	100.136	91.425	.19
99.400	709.733	77.607	3.23	8.090	100.439	91.737	.23
89.000	623.365	78.125	3.62	7.870	100.525	91.920	.16
80.550	552.886	78.601	4.84	7.450	100.760	92.287	.07
72.000	481.017	79.144	6.13	7.150	100.970	92.563	.03
60.750	385.283	79.985	7.14	6.890	101.218	92.812	.04
59.800	377.370	80.064	7.40	6.770	101.304	92.931	.02
59.550	375.454	80.085	7.70	6.460	101.675	93.249	.09
49.600	292.054	81.017	8.48	6.180	101.959	93.551	.08
39.250	212.518	82.249	10.59	5.990	102.145	93.764	.06
35.100	183.554	82.852	10.54	5.840	102.281	93.938	.03
29.850	151.992	83.746	10.05	5.620	102.522	94.202	.00
25.350	129.786	84.668	8.25	5.460	102.683	94.401	-.03
22.670	119.517	85.312	6.90	5.380	102.825	94.502	.00
20.150	111.468	86.002	5.16	5.280	102.893	94.632	-.06
17.770	105.965	86.752	3.68	5.130	103.072	94.832	-.07
16.200	103.202	87.311	2.76	5.060	103.202	94.927	-.04
14.810	101.440	87.861	1.97	5.020	103.227	94.982	-.07
13.450	100.234	88.459	1.32				

4.940	103.418	95.093	2.896	107.350	98.848
4.900	103.387	95.150	2.702	107.758	99.338
4.800	103.616	95.293	2.660	107.956	99.448
4.790	103.566	95.308	2.527	108.241	99.809
4.690	103.696	95.455	2.502	108.315	99.879
4.670	103.776	95.485	2.350	108.760	100.319
4.640	103.776	95.530	2.299	108.908	100.473
4.220	104.519	96.193	2.133	109.440	100.995
4.210	104.506	96.210	2.104	109.242	101.090
4.200	104.519	96.226	1.965	110.009	101.563
4.180	104.481	96.260	1.761	110.788	102.311
4.085	104.871	96.421	1.705	110.930	102.529
3.710	105.520	97.099	1.605	111.320	102.934
3.478	105.971	97.554	1.500	111.801	103.380
3.356	106.232	97.807	1.460	111.999	103.556
3.117	106.769	98.329			

TABLEAU 19

Au CR 500 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT
300.250	2466.592	216.192	2.15
294.500	2419.216	216.496	1.15
275.600	2268.575	217.547	2.18
247.300	2044.130	219.285	4.31
220.720	1832.715	221.138	3.35
197.600	1648.910	222.370	2.82
167.400	1411.290	225.770	4.05
148.200	1259.908	227.869	4.87
124.100	1069.811	230.992	6.75
99.400	872.608	235.007	8.70
89.000	788.441	237.052	9.77
80.550	720.264	238.924	11.90
60.750	559.112	244.351	16.60
59.800	550.998	244.664	16.42
59.550	548.748	244.746	16.34
49.600	469.690	248.380	18.76
39.250	393.259	253.150	20.43
35.100	365.240	255.473	19.60
29.850	334.328	258.890	17.24
25.350	312.490	262.391	13.23
22.670	302.466	264.614	10.35
20.150	295.220	267.392	7.52
17.770	290.697	270.164	5.00
16.200	288.861	272.216	3.51
14.810	288.165	274.213	2.34
13.450	288.240	276.364	1.42
12.390	288.905	278.199	.91
12.070	289.261	278.784	.86
11.430	289.971	280.002	.65
10.780	290.964	281.309	.60
10.230	291.881	282.477	.52
9.730	292.851	283.592	.51
9.520	293.281	284.077	.51
8.950	294.413	285.444	.38
8.480	295.516	286.634	.36
8.090	296.264	287.667	.12
7.870	297.077	288.270	.37
7.450	298.026	289.463	.16
7.150	298.988	290.351	.26
6.890	299.653	291.147	.14
6.770	300.024	291.523	.14
6.460	301.134	292.519	.28
6.180	302.112	293.453	.33
5.990	302.703	294.105	.28
5.840	303.192	294.631	.25
5.620	303.932	295.422	.19
5.460	304.406	296.011	.08
5.380	304.777	296.310	.15
5.280	305.035	296.688	.03
5.130	305.590	297.264	.01
5.060	305.902	297.537	.05
5.020	305.953	297.694	-.05

4.950	306.213	297.971
4.910	306.560	298.130
4.800	307.056	298.572
4.790	306.893	298.613
4.700	307.307	298.979
4.690	307.367	299.020
4.670	307.515	299.103
4.220	309.115	301.005
4.210	309.439	301.049
4.200	309.454	301.052
4.130	309.129	301.179
4.085	309.640	301.596
3.710	311.239	303.280
3.473	312.415	304.349
3.356	313.015	304.917
3.117	314.177	306.036
2.896	315.310	307.066
2.702	316.340	307.952
2.660	316.535	308.140
2.527	317.109	308.721
2.502	317.302	308.928
2.350	318.034	309.449
2.290	318.204	309.630
2.103	319.152	
2.104	318.982	
1.965	319.914	
1.910	319.878	
1.701	320.899	
1.705	320.958	
1.605	321.291	
1.500	321.714	
1.460	321.906	

TABLEAU 20

Au Cr 1000 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
299.370	2611.364	370.199	.08
285.110	2497.805	371.436	.79
273.190	2402.664	372.526	.57
251.250	2227.844	374.681	.22
233.670	2090.056	376.569	1.51
217.450	1962.610	378.461	2.09
189.540	1744.356	382.128	3.39
161.450	1525.709	386.501	5.51
145.860	1404.763	389.320	7.12
135.290	1322.425	391.434	8.04
124.930	1241.368	393.696	8.83
113.670	1153.416	396.411	10.20
101.850	1060.540	399.609	11.68
88.150	952.595	403.887	14.38
79.130	880.599	407.135	16.29
73.550	836.682	409.360	18.18
56.120	698.560	417.757	22.73
42.920	598.691	426.328	24.45
38.940	570.710	429.492	23.81
37.450	560.802	430.768	23.45
35.290	546.885	432.719	22.63
33.990	538.888	433.956	21.97
31.790	526.045	436.170	20.58
30.060	516.570	438.028	19.25
28.480	508.583	439.827	17.67
26.550	499.797	442.173	15.63
25.340	494.843	443.736	14.21
23.870	489.525	445.743	12.42
22.690	485.753	447.448	10.93
21.410	482.266	449.403	9.30
20.560	480.493	450.768	8.42
19.710	478.691	452.190	7.17
19.440	478.435	452.655	7.03
18.820	477.430	453.747	6.21
18.690	477.676	453.980	6.47
18.020	476.554	455.209	5.36
16.830	475.736	457.506	4.18
15.800	475.589	459.624	3.27
14.930	475.815	461.518	2.60
14.210	476.288	463.164	2.09
13.590	476.889	464.644	1.70
13.030	477.568	466.034	1.39
12.550	478.287	467.268	1.16
12.130	479.016	468.383	.99
11.910	479.371	468.980	.86
11.570	479.991	469.921	.69
11.360	481.045	471.088	.76
10.750	481.882	472.291	.53
10.440	482.670	473.225	.50
9.930	483.940	474.811	.33
9.444	485.369	476.381	.32
9.076	486.550	477.610	.33
8.731	487.673	478.795	.33
8.441	488.678	479.816	.35
8.184	489.545	480.741	.34
7.987	490.224	481.463	.32
7.739	491.120	482.387	.31
7.359	492.489	483.837	.26
6.874	494.174	485.747	.06
6.756	494.794	486.222	.22
6.613	495.316	486.802	.16
6.595	495.395	486.875	.17
6.158	497.079	488.682	.07
5.899	498.143	489.773	.05
5.651	499.137	490.829	-.01
5.411	500.152	491.859	-.02
5.242	500.831	492.586	-.07

T	RES	T	RES	T	RES
4.891	502.289	3.438	507.942	2.169	510.631
4.655	503.363	3.283	508.573	2.078	510.927
4.515	503.904	3.153	508.927	2.001	510.710
4.412	504.220	3.042	509.282	2.000	511.025
4.381	504.485	2.998	509.302	1.934	510.877
4.373	504.426	2.903	509.686	1.837	509.577
4.200	505.175	2.863	509.755	1.831	510.917
4.195	505.224	2.787	509.952	1.719	510.710
4.195	505.461	2.784	509.804	1.580	509.262
4.175	505.421	2.751	509.981	1.577	510.454
4.070	505.776	2.722	509.971	1.543	509.440
4.015	505.933	2.687	509.893	1.444	509.085
3.929	506.288	2.673	510.099	1.439	510.011
3.873	506.436	2.597	510.198	1.405	508.760
3.805	506.682	2.527	510.277	1.395	508.829
3.743	506.918	2.370	510.543	1.395	509.863
3.630	507.273				

TABLEAU 21

Au CR 2000 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT
299.370	3216.374	946.874	28.42
285.110	3102.705	949.416	27.71
273.190	3007.816	951.652	26.60
251.250	2834.756	956.070	25.75
233.670	2695.914	959.934	24.01
217.450	2569.265	963.800	23.41
189.540	2353.430	971.271	23.32
161.450	2137.301	980.141	23.46
145.860	2018.617	985.837	24.46
135.290	1937.888	990.094	24.84
124.930	1858.732	994.637	25.26
113.670	1772.988	1000.067	26.11
101.850	1682.918	1006.436	27.23
88.150	1578.295	1014.902	29.06
79.130	1508.382	1021.285	29.93
73.550	1466.169	1025.633	31.40
56.120	1333.247	1041.837	33.34
42.920	1237.355	1057.977	31.47
38.940	1210.983	1063.813	29.76
37.450	1201.258	1056.146	28.53
35.290	1188.249	1069.686	27.03
33.990	1180.796	1071.914	25.92
31.790	1168.721	1075.868	23.56
30.060	1160.009	1079.152	21.56
28.480	1152.919	1082.299	19.53

T	RES	R KONDO	EC MAT
26.550	1145.092	1086.349	16.74
25.340	1140.913	1089.014	15.01
23.870	1136.567	1092.392	12.81
22.690	1133.617	1095.222	11.02
21.410	1131.169	1098.417	9.18
20.560	1130.136	1100.615	8.21
19.710	1129.123	1102.875	6.92
19.440	1129.045	1103.606	6.69
18.820	1128.661	1105.310	5.88
18.690	1128.651	1105.672	5.75
18.020	1128.514	1107.560	4.97
16.830	1128.858	1111.014	3.79
15.800	1129.713	1114.104	2.92
14.930	1130.824	1116.785	2.34
14.210	1131.985	1119.046	1.91
13.590	1133.125	1121.019	1.56
13.030	1134.276	1122.818	1.31
12.550	1135.387	1124.368	1.16
12.130	1136.390	1125.726	1.03
11.910	1136.754	1126.437	.78
11.570	1137.708	1127.533	.80
11.160	1138.848	1128.847	.80
10.750	1139.802	1130.147	.59
10.440	1140.658	1131.116	.59
9.930	1141.975	1132.674	.50

T	RES
9.444	1143.135
9.076	1144.119
8.731	1144.994
8.441	1145.662
8.194	1146.135
7.987	1146.628
7.739	1147.108
7.359	1147.668
6.874	1148.190
6.756	1148.278
6.613	1148.367
6.595	1148.347
6.159	1148.524
5.899	1148.465
5.651	1148.317
5.411	1148.059
5.243	1147.737
4.891	1147.049
4.655	1146.479
4.515	1146.096
4.412	1145.279
4.331	1145.544

T	RES
4.373	1145.338
4.200	1144.709
4.105	1144.718
4.195	1145.338
4.175	1145.151
4.070	1144.869
4.015	1144.079
3.929	1143.598
3.873	1143.294
3.805	1142.851
3.743	1142.359
3.630	1141.641
3.433	1140.802
3.283	1139.301
3.153	1138.416
3.042	1137.560
2.998	1137.314
2.991	1136.800
2.963	1136.213
2.887	1135.397
2.734	1135.141
2.751	1134.994

T	RES
2.720	1135.093
2.687	1134.972
2.672	1134.325
2.527	1133.499
2.527	1132.740
2.370	1131.169
2.169	1128.524
2.078	1128.120
2.001	1126.872
2.000	1126.263
1.934	1126.626
1.837	1125.907
1.841	1125.269
1.719	1123.814
1.580	1119.241
1.577	1121.699
1.543	1119.113
1.441	1117.343
1.438	1119.654
1.405	1116.675
1.396	1116.496
1.395	1118.307

TABLEAU 22

Pt Co 200 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
29[illegible].606	10580.000	67.212	-190.97
286.032	10312.456	67.182	-182.80
279.564	10062.010	67.152	-177.79
273.150	9813.387	67.121	-173.31
272.216	9775.516	67.116	-171.90
260.244	9311.308	67.055	-164.54
254.144	9076.940	67.023	-160.37
247.787	8827.329	66.988	-155.16
241.410	8577.901	66.952	-150.57
234.911	8322.622	66.913	-145.14
228.741	8082.084	66.876	-141.34
222.680	7843.916	66.837	-137.53
216.226	7590.294	66.795	-130.37
209.880	7340.683	66.751	-125.81
208.137	7264.120	66.739	-123.50
197.375	6840.702	66.660	-117.79
191.052	6586.121	66.611	-113.43
184.856	6338.046	66.561	-108.83
179.027	6107.446	66.512	-104.52
172.801	5857.577	66.457	-98.86
166.648	5609.380	66.400	-94.10
160.612	5365.787	66.341	-90.98
154.576	5121.587	66.279	-86.67
147.990	4852.448	66.208	-81.51
136.592	4387.415	66.074	-72.53
130.548	4139.222	65.996	-68.01
124.621	3895.097	65.915	-64.41
121.088	3748.720	65.865	-61.02
118.492	3641.095	65.826	-59.50
115.391	3513.835	65.779	-57.[illegible]
112.993	3414.629	65.741	-55.95
109.710	3279.497	65.68[illegible]	-53.3[illegible]
103.600	3024.264	65.581	-47.12
97.598	2771.735	65.468	-42.44
91.242	2504.785	65.337	-38.99
91.171	2501.305	65.336	-38.59

T	RES	R KONDO	EC MAT
89.467	2430.046	65.299	-37.80
80.436	2047.993	65.085	-30.35
70.312	1624.377	64.801	-22.35
61.438	1262.369	64.503	-15.12
54.524	991.726	64.226	-10.06
48.985	788.420	63.966	-5.76
44.567	638.456	63.728	-2.94
40.113	501.045	63.453	-.43
38.013	442.218	63.308	.63
35.631	380.366	63.129	1.51
34.487	352.570	63.038	2.22
32.431	306.296	62.862	2.58
30.774	272.406	62.708	3.29
29.059	240.553	62.537	3.50
26.881	205.129	62.298	3.81
25.670	187.805	62.154	3.64
24.120	167.760	61.954	3.51
23.172	156.879	61.823	3.34
21.967	144.432	61.646	3.10
20.260	129.159	61.370	2.64
18.859	118.795	61.119	2.23
17.688	111.394	60.888	1.80
16.694	105.953	60.676	1.43
15.835	101.759	60.478	1.17
15.104	98.492	60.298	.89
14.386	95.817	60.109	.67
13.170	91.805	59.759	.30
11.925	88.355	59.352	-.16
11.800	88.203	59.308	-.02
11.319	87.124	59.134	-.12
10.725	85.954	58.904	-.21
9.954	84.511	58.580	-.33
9.631	84.039	58.435	-.35
8.361	82.292	57.796	-.43
7.473	81.441	57.273	-.33
6.946	80.863	56.926	-.34

5.591	80.225	56.524
5.893	79.678	56.127
5.591	79.328	55.067
5.468	79.116	55.757
5.313	78.948	55.614
5.195	78.827	55.502
5.109	78.705	55.418
4.944	78.553	55.254
4.839	78.553	55.146
4.655	78.128	54.951
4.451	77.854	54.726
4.371	77.687	54.634
4.326	77.626	54.582
4.197	77.505	54.42[illegible]
4.176	77.338	54.404
4.078	77.322	54.284
3.887	77.094	54.042

3.715	76.821	53.314
3.506	76.502	53.523
3.335	76.228	53.273
3.189	76.000	53.050
3.014	75.711	52.771
2.873	75.438	52.536
2.721	75.180	52.272
2.504	74.769	51.874
2.289	74.329	51.453
2.116	73.949	51.094
1.947	73.553	50.724
1.729	72.991	50.215
1.518	72.444	49.686
1.363	72.019	49.273
1.274	71.775	49.026
1.073	71.304	48.438

TABLEAU 23

Pt Co 400 PPM

T	RES	R KONDO	EC MAT
292.606	10723.474	109.163	-39.44
286.032	10456.421	109.098	-30.75
279.564	10203.630	109.032	-78.05
273.150	9952.501	108.964	-76.04
272.216	9914.779	108.954	-74.47
260.244	9445.992	108.822	-71.63
254.144	9208.784	108.751	-70.26
247.787	8957.409	108.675	-66.77
241.410	8705.487	108.595	-64.63
234.911	8448.049	108.512	-61.32
228.741	8204.872	108.430	-60.10
222.680	7964.415	108.346	-58.54
216.226	7708.148	108.253	-53.98
209.880	7456.584	108.159	-51.32
208.137	7379.895	108.132	-49.12
197.375	6952.455	107.960	-47.33
191.052	6695.433	107.853	-45.36
184.856	6444.228	107.744	-43.83
179.027	6210.798	107.637	-42.30
172.301	5958.308	107.516	-39.19
166.648	5707.444	107.392	-37.03
160.612	5461.735	107.263	-35.05
154.576	5214.988	107.128	-36.12
147.990	4942.911	106.972	-31.81
136.592	4472.840	106.679	-27.72
130.548	4221.975	106.510	-25.77
124.621	3975.209	106.333	-24.72
121.088	3827.554	106.222	-22.55
118.492	3719.943	106.138	-20.97
115.391	3590.799	106.034	-21.21
112.993	3490.668	105.951	-20.13
109.710	3354.611	105.833	-18.39
103.600	3096.606	105.601	-14.80
97.598	2841.453	105.353	-12.61
91.242	2571.284	105.068	-12.28
91.171	2568.035	105.064	-11.59
89.467	2495.690	104.983	-11.84
80.436	2110.147	104.514	-7.63
70.312	1682.783	103.893	-3.04
61.438	1316.374	103.238	.15
54.524	1042.786	102.629	2.59
48.985	837.349	102.059	5.08
44.567	685.312	101.536	6.11
40.113	546.024	100.931	7.07
38.013	486.203	100.613	7.31
35.631	423.321	100.221	7.37
34.487	395.101	100.019	7.77
32.431	347.973	99.633	7.48
30.774	313.557	99.296	7.85
29.059	280.917	98.920	7.48
26.881	244.537	98.396	7.12
25.670	226.687	98.078	6.60
24.120	205.909	97.641	5.98
23.172	194.576	97.353	5.50
21.967	181.599	96 964	4.95
20.260	165.600	96.360	4.09
18.859	154.569	95.910	3.31
17.688	146.730	95.306	2.72
16.694	140.836	94.842	2.14
15.835	136.341	94.410	1.82
15.104	132.714	94.017	1.39
14.386	129.749	93.605	1.10
13.170	125.272	92.843	.68
11.925	121.413	91.960	.30
11.800	121.078	91.865	.30
11.319	119.794	91.486	.20
10.725	118.377	90.989	.13
9.954	116.526	90.289	-.02
9.631	115.960	89.976	.03
8.361	113.504	88.603	-.03
7.473	112.182	87.485	.20
6.946	111.143	86.745	.12
6.391	109.353	85.393	
5.893	108.744	84.055	
5.591	108.026	84.509	
5.468	107.705	84.277	
5.313	107.384	83.977	
5.195	107.101	83.745	
5.109	106.950	83.569	
4.944	106.610	83.226	
4.839	106.364	83.001	
4.655	105.967	82.596	
4.451	105.401	82.128	
4.371	105.603	81.939	
4.326	105.212	81.831	
4.197	104.740	81.516	
4.176	104.645	81.461	
4.078	104.400	81.218	
3.887	103.965	80.721	
3.715	103.436	80.255	
3.506	102.832	79.662	
3.355	102.303	79.155	
3.109	101.868	78.704	
3.014	101.502	78.142	
2.873	100.811	77.671	
2.721	100.319	77.144	
2.504	99.526	76.353	
2.289	98.695	75.522	
2.116	97.939	74.317	
1.947	97.184	74.095	
1.729	96.126	73.110	
1.518	95.031	72.095	
1.353	94.210	71.308	
1.274	93.765	70.839	
1.073	92.839	69.730	

TABLEAU 24

Pt Co 800 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
292.606	10797.816	246.939	-152.88
286.032	10534.164	246.822	-140.73
279.564	10283.295	246.704	-136.06
273.150	10034.109	246.584	-132.05
272.216	9997.194	246.566	-129.67
260.244	9530.959	246.329	-124.17
254.144	9293.928	246.203	-122.56
247.787	9045.146	246.067	-116.42
241.410	8795.780	245.927	-111.67
234.911	8540.112	245.778	-106.52
228.741	8298.214	245.631	-103.96
222.680	8059.703	245.482	-100.39
216.226	7806.031	245.317	-93.16
209.880	7554.737	245.149	-90.16
208.137	7479.180	245.101	-86.80
197.375	7053.448	244.796	-83.18
191.052	6798.611	244.605	-78.93
184.856	6549.917	244.411	-74.80
179.027	6318.336	244.219	-71.34
172.801	6067.401	244.006	-66.59
166.648	5818.326	243.784	-62.54
160.612	5573.693	243.556	-60.29
154.576	5327.511	243.315	-57.78
147.990	5057.064	243.038	-53.73
136.592	4590.044	242.517	-46.35
130.548	4341.890	242.216	-41.56
124.621	4096.247	241.903	-39.25
121.088	3949.843	241.706	-35.74
118.492	3841.812	241.556	-34.52
115.391	3713.171	241.371	-34.18
112.993	3613.999	241.224	-32.07
109.710	3478.831	241.015	-29.35
103.600	3223.096	240.602	-23.31
97.598	2969.424	240.163	-19.44
91.242	2700.704	239.656	-17.39
91.171	2697.520	239.650	-16.69
89.467	2625.372	239.506	-16.68
80.436	2242.790	238.673	-9.14
70.312	1818.314	237.572	-1.19
61.438	1454.615	236.411	5.21
54.524	1182.755	235.333	9.86
48.985	978.826	234.324	14.29
44.567	827.242	233.398	16.18
40.113	688.016	232.327	17.67
38.013	627.911	231.762	17.86
35.631	564.510	231.068	17.71
34.487	536.028	230.711	18.01
32.431	488.169	230.027	17.29
30.774	452.981	229.430	17.14
29.059	419.519	228.764	16.23
26.881	381.909	227.835	15.05
25.670	362.981	227.272	13.70
24.120	341.047	226.496	12.26
23.172	328.937	225.987	11.23
21.967	314.920	225.297	9.94
20.260	297.584	224.225	8.21
18.859	285.249	223.249	6.55
17.688	276.301	222.353	5.24
16.694	269.617	221.528	4.24
15.835	264.392	220.759	3.52
15.104	260.176	220.059	2.81
14.386	256.677	219.326	2.31
13.170	251.093	217.966	1.38
11.925	246.069	216.389	.52
11.800	245.890	216.219	.75
11.319	244.185	215.542	.53
10.725	242.212	214.651	.30
9.954	239.677	213.396	.02
9.631	238.668	212.833	-.12
8.361	234.945	210.362	-.34
7.473	232.792	208.341	-.04
6.946	231.200	206.999	-.08
6.391	229.271	205.449	
5.893	227.387	203.920	
5.591	226.445	202.920	
5.468	226.019	202.496	
5.313	225.391	201.945	
5.195	224.943	201.515	
5.109	224.629	201.194	
4.944	224.001	200.562	
4.839	223.575	200.149	
4.655	222.723	199.401	
4.451	221.781	198.535	
4.371	221.332	198.185	
4.326	221.108	197.985	
4.197	220.457	197.400	
4.176	220.211	197.303	
4.078	219.897	196.844	
3.887	219.067	195.918	
3.715	218.035	195.047	
3.506	216.892	193.937	
3.335	215.927	192.983	
3.189	215.120	192.134	
3.014	214.066	191.072	
2.873	213.213	190.179	
2.721	212.137	189.176	
2.504	210.747	187.666	
2.289	209.132	186.074	
2.116	207.652	184.715	
1.947	206.216	183.318	
1.729	204.298	181.402	
1.518	202.112	179.416	
1.363	200.542	177.867	
1.274	199.668	176.941	
1.073	197.873	174.742	

TABLEAU 25

Pt Co 1000 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
292.606	10881.674	261.854	-83.93
286.032	10618.322	261.708	-71.46
279.564	10366.435	261.559	-67.77
273.150	10116.261	261.407	-64.72
272.216	10079.371	261.385	-62.31
260.244	9610.276	261.087	-59.61
254.144	9371.153	260.928	-60.06
247.787	9121.331	260.757	-54.93
241.410	8869.402	260.579	-52.70
234.911	8612.433	260.391	-48.81
228.741	8368.745	260.207	-48.01
222.680	8129.849	260.019	-44.78
216.226	7874.863	259.811	-38.82
209.880	7621.984	259.599	-37.36
208.137	7546.738	259.539	-33.68
197.375	7116.845	259.154	-34.14
191.052	6850.600	258.914	-31.25
184.856	6609.042	258.669	-29.94
179.027	6375.971	258.437	-27.91
172.801	6124.497	258.158	-23.64
166.648	5873.756	257.878	-21.19
160.612	5626.422	257.590	-21.59
154.576	5379.244	257.287	-20.02
147.990	5107.176	256.938	-17.51
136.592	4636.738	256.281	-13.42
130.548	4385.800	255.902	-11.34
124.621	4138.498	255.506	-10.60
121.088	3992.384	255.258	-6.75
118.492	3883.470	255.069	-6.37
115.391	3753.447	254.836	-7.36
112.993	3653.725	254.650	-5.77
109.710	3517.423	254.386	-4.13
103.600	3260.123	253.865	.46
97.598	3004.951	253.312	2.93
91.242	2733.710	252.672	2.60
91.171	2730.983	252.665	3.76
89.467	2657.699	252.483	2.67
80.436	2272.504	251.432	7.81
70.312	1844.533	250.042	12.56
61.438	1477.969	248.577	16.40
54.524	1203.732	247.216	18.95
48.985	997.946	245.941	21.79
44.567	844.955	244.772	22.52
40.113	704.088	243.419	22.65
38.013	643.279	242.707	22.29
35.631	579.042	241.830	21.49
34.487	550.187	241.380	21.50
32.431	501.689	240.516	20.32
30.774	465.977	239.762	19.81
29.059	431.937	238.921	18.50
26.881	393.643	237.748	16.87
25.670	374.372	237.038	15.32
24.120	351.941	236.058	13.59
23.172	339.568	235.416	12.43
21.967	325.213	234.545	10.98
20.260	307.284	233.192	8.95
18.859	294.644	231.960	7.23
17.688	285.431	230.831	5.90
16.694	278.450	229.790	4.81
15.835	272.729	228.820	3.80
15.104	268.453	227.938	3.21
14.386	264.714	227.014	2.66
13.170	258.766	225.300	1.71
11.925	253.272	223.315	.80
11.800	252.920	223.101	.90
11.319	250.958	222.248	.60
10.725	248.769	221.128	.38
9.954	245.939	219.550	.13
9.631	244.844	218.842	.05
8.361	240.445	215.739	-.22
7.473	237.842	213.204	.14
6.946	235.839	211.522	.04
6.391	233.587	209.582	
5.893	231.315	207.671	
5.591	230.097	206.421	
5.468	229.663	205.891	
5.313	228.899	205.205	
5.195	228.362	204.667	
5.109	227.949	204.268	
4.941	227.081	203.430	
4.839	226.565	202.965	
4.655	225.553	202.034	
4.451	224.375	200.956	
4.371	223.921	200.520	
4.326	223.735	200.272	
4.197	222.661	199.544	
4.176	222.682	199.424	
4.078	222.000	198.854	
3.887	220.926	197.705	
3.715	219.687	196.624	
3.506	218.282	195.249	
3.335	217.125	194.068	
3.189	216.113	193.018	
3.014	214.791	191.706	
2.873	213.779	190.604	
2.721	212.416	189.367	
2.504	210.640	187.508	
2.289	208.739	185.550	
2.116	206.942	183.884	
1.947	205.290	182.171	
1.729	202.791	179.828	
1.518	200.230	177.404	
1.363	198.309	175.517	
1.274	197.214	174.390	
1.073	195.045	171.719	

TABLEAU 26

Pt Co 1600 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
292.606	10981.823	339.654	-61.58
286.032	10721.295	339.431	-46.21
279.564	10469.260	339.204	-42.59
273.150	10217.990	338.972	-40.56
272.216	10181.560	338.938	-37.68
260.244	9711.435	338.484	-35.85
254.144	9471.198	338.241	-37.33
247.787	9222.004	337.980	-31.48
241.410	8969.696	337.710	-29.54
234.911	8712.773	337.424	-25.50
228.741	8468.302	337.142	-25.38
222.680	8228.311	336.855	-23.15
216.226	7973.736	336.539	-16.68
209.880	7721.565	336.214	-14.40
208.137	7647.612	336.123	-9.39
197.375	7214.164	335.536	-13.20
191.052	6957.814	335.170	-10.30
184.856	6706.845	334.796	-8.26
179.027	6473.080	334.428	-6.80
172.801	6220.226	334.017	-3.77
166.648	5969.037	333.590	-1.63
160.612	5720.853	333.151	-2.72
154.576	5473.024	332.689	-1.64
147.990	5201.709	332.156	1.80
136.592	4730.165	331.153	5.13
130.548	4478.376	330.574	6.57
124.621	4230.301	329.970	6.74
121.088	4083.160	329.591	9.69
118.492	3973.842	329.303	9.77
115.391	3842.977	328.947	8.05
112.993	3742.999	328.663	9.49
109.710	3606.863	328.260	11.43
103.600	3349.340	327.465	16.07
97.598	3093.400	326.620	18.07
91.242	2820.829	325.643	16.75
91.171	2818.289	325.632	18.09

T	RES	R KONDO	EC MAT
89.467	2743.899	325.354	16.00
80.436	2359.279	323.749	22.27
70.312	1928.261	321.627	24.71
61.438	1560.109	319.388	27.73
54.524	1284.479	317.309	29.61
48.985	1077.012	315.362	31.44
44.567	922.580	313.576	31.34
40.113	779.945	311.509	30.41
38.013	718.254	310.421	29.55
35.631	652.931	309.081	28.12
34.487	623.656	308.392	27.96
32.431	573.981	307.072	26.05
30.774	537.660	305.921	25.33
29.059	502.458	304.636	23.30
26.881	462.860	302.845	20.99
25.670	442.761	301.760	18.99
24.120	419.412	300.264	16.85
23.172	406.303	299.282	15.30
21.967	391.092	297.952	13.45
20.260	372.003	295.886	10.97
18.859	358.431	294.006	8.98
17.688	348.217	292.282	7.23
16.694	340.461	290.694	5.92
15.835	334.235	289.215	4.91
15.104	329.210	287.369	4.03
14.386	324.895	286.460	3.39
13.170	317.849	283.848	2.25
11.925	311.186	280.823	1.20
11.800	310.722	280.497	1.31
11.319	308.182	279.199	.87
10.725	305.369	277.494	.62
9.954	301.491	275.092	.14
9.631	299.989	274.015	.02
8.361	293.790	269.301	-.44
7.473	290.049	265.453	.10
6.946	287.209	262.905	.03

6.391	283.850	259.967
5.893	280.627	257.075
5.591	278.798	255.187
5.468	278.142	254.387
5.313	277.077	253.350
5.195	276.203	252.539
5.109	275.630	251.936
4.944	274.428	250.749
4.839	273.636	249.972
4.655	272.189	248.568
4.451	270.414	246.946
4.371	269.786	246.290
4.326	269.458	245.916
4.197	267.901	244.822
4.176	267.901	244.641
4.078	266.973	243.785
3.887	265.334	242.059

3.715	263.532	240.437
3.506	261.429	238.374
3.335	259.599	236.606
3.189	258.152	235.035
3.014	256.240	233.073
2.873	254.738	231.426
2.721	252.636	229.581
2.504	250.232	226.811
2.289	247.256	223.898
2.116	244.607	221.422
1.947	241.958	218.881
1.729	238.298	215.411
1.518	234.502	211.829
1.363	231.690	209.045
1.274	230.078	207.385
1.073	226.883	203.454

TABLEAU 27

Pt Co 3000 ppm

T	RES	R KONDO	EC MAT
292.606	11299.902	616.483	-20.33
286.032	11037.597	616.092	-6.57
279.564	10785.681	615.696	-2.67
273.150	10534.817	615.291	-.05
272.216	10498.474	615.231	2.95
260.244	10028.292	614.436	5.06
254.144	9787.027	614.012	2.73
247.787	9538.768	613.555	9.71
241.410	9286.413	613.081	11.81
234.911	9029.346	612.580	15.91
228.741	8784.452	612.087	15.82
222.680	8545.879	611.585	19.68
216.226	8289.632	611.029	24.73
209.880	8037.013	610.461	26.81
208.137	7963.770	610.301	32.59
197.375	7528.235	609.271	27.14
191.052	7272.046	608.630	30.48
184.856	7020.217	607.973	31.93
179.027	6786.004	607.328	33.22
172.801	6532.654	606.606	36.07
166.648	6280.766	605.857	37.83
160.612	6031.630	605.085	36.12
154.576	5784.337	604.273	38.09
147.990	5510.942	603.337	39.85
136.592	5037.629	601.574	42.18
130.548	4785.069	600.556	43.28
124.621	4535.844	599.493	42.76
121.088	4388.422	598.826	45.72
118.492	4277.900	598.318	44.81
115.391	4146.718	597.692	43.05
112.993	4046.349	597.192	44.31
109.710	3909.725	596.483	46.07
103.600	3651.078	595.083	50.19
97.598	3393.924	593.593	51.62
91.242	3119.505	591.871	49.20
91.171	3117.281	591.851	50.87
89.467	3042.107	591.361	48.20
80.436	2655.380	588.530	53.59
70.312	2221.278	584.784	54.57
61.438	1850.090	580.830	56.27
54.524	1571.077	577.157	56.36
48.985	1360.888	573.715	56.96
44.567	1203.195	570.559	54.97
40.113	1056.651	566.905	51.72
38.013	992.655	564.982	49.39
35.631	924.650	562.614	46.31
34.487	894.159	561.398	45.45
32.431	841.546	559.066	41.62
30.774	803.154	557.034	39.71
29.059	765.552	554.765	36.27
26.881	722.713	551.604	32.09
25.670	700.503	549.691	28.80
24.120	672.967	547.055	23.62
23.172	659.858	545.326	22.81
21.967	642.915	542.985	20.24
20.260	620.676	539.354	16.18
18.859	604.641	536.052	13.14
17.688	590.741	533.031	9.01
16.694	583.133	530.250	9.03
15.835	575.291	527.665	7.51
15.104	568.824	525.315	6.20
14.386	563.176	522.859	5.28
13.170	553.608	518.316	3.54
11.925	544.185	513.074	1.95
11.800	543.337	512.510	1.91
11.319	539.621	510.267	1.24
10.725	535.465	507.328	.88
9.954	529.437	503.202	-.03
9.631	527.243	501.356	-.06
8.361	517.528	493.317	-.72
7.473	511.441	486.809	.14
6.946	506.964	482.524	.16
6.391	501.609	477.614	
5.893	496.635	472.813	
5.591	493.504	469.696	
5.468	492.187	468.378	
5.313	490.431	466.675	
5.195	489.202	465.347	
5.109	488.207	464.360	
4.944	486.276	462.423	
4.839	484.959	461.158	
4.655	482.589	458.880	
4.451	479.868	456.257	
4.371	478.314	455.200	
4.326	478.346	454.597	
4.197	475.595	452.840	
4.176	475.976	452.550	
4.078	474.132	451.178	
3.887	471.528	448.183	
3.715	468.602	445.847	
3.506	465.324	442.587	
3.335	462.691	439.808	
3.199	460.350	437.351	
3.014	457.424	434.298	
2.873	454.790	431.749	
2.721	451.835	428.906	
2.504	448.001	424.669	
2.289	443.700	420.251	
2.116	439.662	416.524	
1.947	435.799	412.727	
1.729	430.415	407.586	
1.518	424.914	402.330	
1.363	420.846	398.278	
1.274	418.534	395.874	
1.073	414.204	390.222	

Références

(1) - J. Teixeira. Thèse Ingénieur-Docteur. Université de Grenoble (1970).

(2) - P. Haen, Maury, J. Teixeira. A paraître.

(3) - P. Haen, J. Teixeira. Revue de Phys. Appl., 9, 879 (1974).

(4) - Y. Doncet, J.P. Ravoux. J. Phys. et le Radium, supl. n°3, 18, 41A (1957).

(5) - J.M. Ziman. Electrons and Phonons - Clarendon Press (1960).

(6) - N.F. Mott, H. Jones. The theory of the properties of Metals and Alloys - Oxford (1936). Dover (1958).

(7) - L.J. Sham, J.M. Ziman. Solid State Phys., 15, 221 (1963).

(8) - O. Laborde, P. Radhakrishna. J. Phys. F: Metal Phys., 3, 1731 (1973).

(9) - G.K. White, S.B. Woods. Phil. Trans. Royal Society, A251, 273 (1959).

(10) - E.R. Rumbo. J. Phys. F: Metal Phys., 3, L9 (1973).

(11) - J.F. Kos. Phys. Stat. Sol. (b), 52, 389 (1972).

(12) - F.W. Sheard. J. Phys. F: Metal Phys., 3, 1963 (1973).

(13) - J. Souletie. J. Low Temp. Phys., 7, 141 (1972).

(14) - D.L. Martin. Phys. Rev., 170, 3, 650 (1968).

(15) - A.C. Ehrlich, J.T. Schriempf, Solid St. Comm., 14, 469 (1974).

(16) - E.W. Fenton, J.S. Rogers, S.B. Woods Can. J. Phys., 41, 2026 (1963).

(17) - J.F. Kos. Can. J. Phys., 51, 1602 (1973).

(18) - G. Ahlers. J. Phys. Chem. Sol., 28, 525 (1967).

(19) - J. Friedel, A. Blandin. J. Phys. Radium, 20, 160 (1959).

(20) - J.L. Tholence, R. Tournier. J. Phys., 32, C1, 211 (1971).

(21) - R.G. Stewart, R.P. Huebener. Phys. Rev. B, 1, 8, 3323 (1970).

(22) - A. Blandin. J. Appl. Phys., 39, 1285 (1968).

(23) - J. Souletie. J. Phys. F: Metal Physic. A paraître.

(24) - H. Nagasawa. Solid State Comm., 10, 33 (1972).

(25) - J.W. Loram, R.J. White, A.D.C. Grassie. Phys. Rev., 5, 3659 (1972).

(26) - D.R. Hamann. Phys. Rev., 158, 570 (1967).

(27) - K. Fischer. Z. Physik, 225, 444 (1969).

(28) - K.D. Schotte. Z. Physik, 212, 467 (1968).

(29) - J.W. Loram, T.E. Whall, P.J. Ford. Phys. Rev. B, 2, 857 (1970).

(30) - K. Matho, M.T. Béal-Monod. Phys. Rev. B, 5, 5, 1899 (1972).

(31) - J. Souletie, R. Tournier. J. Low Temp. Phys., 1, 2, 95 (1969).

(32) - E.C. Hirschkoff, D.G. Symko, J.C. Wheatley. J. Low Temp. Phys., 5, 2, 155 (1971).

(33) - M.D. Daybell, W.A. Steyert. Phys. Rev. Lett., 20, 5, 195 (1968).

(34) - M.D. Daybell, W.P. Pratt, Jr., W.A. Steyert. Phys. Rev. Lett., 22, 401 (1969).

(35) - N. Kunitomi, Y. Nakai, H. Sakamoto. Proc. Low Temp. Phys. LT 12, 1757. Academic Press of Japan (1971).

(36) - J.R. Williams, I.A. Campbell, C.J. Sactuary, G.V.H. Wilson. Sol. St. Comm., 8, 125 (1970).

(37) - O. Laborde, P. Radhakrishna. A publier.

(38) - B. Tissier, R. Tournier. Solid State Comm., 11, 895 (1972).

(39) - J. Crangle, W.R. Scott. J. Appl. Phys., 36, 921 (1965).

(40) - Yu. Kagan, A.P. Zhernov. Sov. Phys. JETP, 23, 737 (1966).

(41) - A.B. Bhatia, O.P. Gupta. Physics Lett., A29, 358 (1969).

(42) - J. Bass. Adv. in Physics, 21, 91, 431 (1972).

(43) - R.S. Seth, S.B. Woods. Phys. Rev. B, 2, 2961 (1970).

(44) - A.D. Caplin, C. Rizzuto. J. Phys. C, 3, L117 (1970).

(45) - M.R. Cimberle, G. Bobel, C. Rizzuto. A publier.

(46) - B. Lengeler, W. Schilling, H. Wenzl. J. Low Temp. Phys., 2, 59 (1970).

(47) - D.H. Damon, M.P. Mathur, P.G. Klemens. Phys. Rev., 176, 876 (1968).

(48) - Yu. Kagan, A.P. Zhernov. Sov. Phys. JETP, 33, 990 (1971).

(49) - R. Krsnik, E. Babic, C. Rizzuto. Sol. St. Comm., 12, 891 (1973).

(50) - B. Loegel. J. Phys. F: Metal Phys., 3, L106 (1973).

(51) - E.H. Sondheimer, A.H. Wilson. Proc. Royal Soc. A, 190, 435 (1947).

(52) - P.L. Taylor. Proc. Royal Soc. A, 275, 209 (1963).

(53) - J.S. Dugdale, Z.S. Basinski. Phys. Rev., 157, 552 (1967).

(54) - J.L. Génicon, F. Lapierre, J. Souletie, Phys. Rev. B, 10 (1974).

ERRATA

Page	*Ligne*	*au lieu de*	*il faut lire*
7	14	volume constant	pression constante
15	4	$p_k \varepsilon_k^2$	$(p_k \varepsilon_k)^2$
17	Sur l'axe des abcisses les valeurs de θ/T sont 0,2, 0,4, etc...		
32	7	fil de 1 mm	fil de 1 mm de diamètre
36	5	n .cm	nΩ.cm
36	6	n .cm	nΩ.cm
48	12	$\exp -\frac{1}{2J\rho}$	$\exp -\frac{1}{2\lvert J\rho\rvert}$
50	- 2	potentiel	potentielle
74	5	concentrations	concentration
79	8	Au Cr. Si l'on	Au Cr, si l'on
103	- 10	différents	différentes
104	14	la suite. Le modèle	la suite, le modèle
105	12	fonctions ρ_k isotropes	fonctions ϕ_k isotropes
108	12	schématisés	schématiser
110	12	vient d'une part des mesures	vient des mesures
114	- 3	valeurs de α)	valeurs de α
149	5	Y. Doncet,	Y. Doucet,