

Numéro ordre C.N.R.S.  
A.O

# THÈSE

présentée à

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

pour obtenir le titre de  
DOCTEUR DE 3<sup>eme</sup> CYCLE

par

Jean - Louis GRAS

SUJET

***Electrodynamique des  
supraconducteurs non-locaux  
cas du Plomb et du Tantale***

---

Soutenu le 3 Mars 1976 devant la commission d'Examen

M. LACAZE Président

MM. RENARD Examineurs  
CYROT



UNIVERSITE SCIENTIFIQUE  
ET MEDICALE DE GRENOBLE

Monsieur Michel SOUTIF : Président  
Monsieur Gabriel CAU : Vice-président

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

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
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	Clinique de Pédiatrie et Puériculture
BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM. BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Pures
BEZES Henri	Pathologie chirurgicale
BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
BONNET Georges	Electrotechnique
BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
BONNET-EYMARD Joseph	Clinique gastro-entérologique
Mme BONNIER Marie-Jeanne	Chimie Générale
BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques appliquées
BRAVARD Yves	Géographie
CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologique
CALAS François	Anatomie
CARLIER Georges	Biologie végétale
CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
CAUQUIS Georges	Chimie organique
CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
CHARACHON Robert	Clinique Oto-Rhino-Laryngologique
CHATEAU Robert	Clinique de Neurologie
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
DELORMAS Pierre	Pneumo-Phtisiologie
DEPORTES Charles	Chimie minérale
DESRE Pierre	Métallurgie

MM. DESSAUX Georges	Physiologie animale
DODU Jacques	Mécanique appliquée (IUT A)
DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
DREYFUS Bernard	Thermodynamique
DUCROS Pierre	Cristallographie
DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
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
JANIN Bernard	Géographie
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
Mme LAJZEROWICZ Janine	Physique
M. LAJZEROWICZ Joseph	Physique
LATREILLE René	Chirurgie générale
LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
LEDRU Jean	Clinique médicale B
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
LOISEAUX Pierre	Sciences Nucléaires
LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique nucléaire
LOUP Jean	Géographie
Mlle LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
BOUTET DE MONVEL Louis	Mathématiques Pures
MALINAS Yves	Clinique obstétricale
MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
MAZARE Yves	Clinique médicale A
MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
MICOUD Max	Clinique maladies infectieuses
MOURIQUAND Claude	Histologie
MOUSSA André	Chimie nucléaire
MULLER Jean-Michel	Thérapeutique (néphrologie)
NEEL Louis	Physique du Solide
OZENDA Paul	Botanique
PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
PEBAY-PEWROUKA Jean-Claude	Physique
RASSAT André	Chimie systématique
RENARD Michel	Thermodynamique
RINALDI Renaud	Physique
DE ROUGEMONT Jacques	Neuro-chirurgie
SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
SENGEL Philippe	Zoologie
SIBILLE Robert	Construction mécanique (IUT A)
SOUTIF Michel	Physique générale
TANCHE Maurice	Physiologie

MM. TRAYNARD Philippe	Chimie générale
VAILLANT François	Zoologie
VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme VERAIN Alice	Pharmacie galénique
MM. VERAIN André	Physique
VEYRET Paul	Géographie
VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. CLARK Gilbert	Spectrométrie Physique
CRABBE Pierre	CERMO
ENGLMAN Robert	Spectrométrie Physique
HOLTZBERG Frédéric	Basses Températures
ROST Ernest	Sciences Nucléaires

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mlle AGNIUS-DELDORD Claudine	Physique pharmaceutique
ALARY Josette	Chimie analytique
MM. AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
BELORIZKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
BILLET Jean	Géographie
BOUCHET Yves	Anatomie
BRUGEL Lucien	Energétique (IUT A)
BUISSON René	Physique (IUT A)
CONTE René	Physique (IUT A)
DEPASSEL Roger	Mécanique des fluides
GAUTHIER Yves	Sciences Biologiques
GAUTRON René	Chimie
GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
GLENAT René	Chimie organique
GROULADE Joseph	Biochimie médicale
HACQUES Gérard	Calcul numérique
HOLLARD Daniel	Hématologie
HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine Préventive
IDELMAN Simon	Physiologie animale
JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
JULLIEN Pierre	Mathématiques appliquées
Mme KAHANE Josette	Physique
MM. KUHN Gérard	Physique (IUT A)
LE ROY Philippe	Mécanique (IUT A)
LUU DUC Cuong	Chimie organique
MAYNARD Roger	Physique du solide
PELMONT Jean	Biochimie
PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et Minéralogie
PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
Mlle PIERY Yvette	Physiologie animale
MM. RAYNAUD Hervé	M.I.A.G.
REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
REVOL Michel	Urologie
REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
RICHARD Lucien	Biologie végétale
Mme RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire

MM. ROBERT André	Chimie papetière
SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme SOTTIF Jeanne	Physique générale
MM. STREGLITZ Paul	Anesthésiologie
VIALON Pierre	Géologie
VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

MM. AMBLARD Pierre	Dermatologie
ARMAND Gilbert	Géographie
ARMAND Yves	Chimie (IUT A)
BACHELOT Yvan	Endocrinologie
BARGE Michel	Neuro chirurgie
BARJOLLE Michel	MIAG
BEGUIN Claude	Chimie organique
Mme BERIEL Hélène	Pharmacodynamie
MM. BOST Michel	Pédiatrie
BOUCHARLAT Jacques	Psychiatrie adultes
Mme BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM. BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
BUTEL Jean	Orthopédie
CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
CHARDON Michel	Géographie
CHERADAME Hervé	Chimie papetière
CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
COLOMB Maurice	Biochimie médicale
CONTAMIN Charles	Chirurgie thoracique et cardio-vasculaire
CORDONNIER Daniel	Néphrologie
COULOMB Max	Radiologie
CROUZET Guy	Radiologie
CYROT Michel	Physique du Solide
DELOBEL Claude	M.I.A.G.
DENIS Bernard	Cardiologie
DOUCE Roland	Physiologie végétale
DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM. FAURE Jacques	Médecine légale
FAURE Gilbert	Urologie
FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques Pures
GAUTIER Robert	Chirurgie générale
GENSAC Pierre	Botanique
GIDON Maurice	Géologie
GROS Yves	Physique (IUT A)
GUITTON Jacques	Chimie
HICTER Pierre	Chimie
IVANES Marcel	Electricité
JALBERT Pierre	Histologie
KOLODIE Lucien	Hématologie
KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques appliquées
LE NOC Pierre	Bactériologie-virologie
LEROY Philippe	IUT A
MACHE Régis	Physiologie végétale
MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
MALLION Jean-Michel	Médecine du travail

MM. MARECHAL Jean	Mécanique (IUT A)
MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
MICHOULIER Jean	Physique (IUT A)
Mme MINIER Colette	Physique (IUT A)
MM. NEGRE Robert	Mécanique (IUT A)
NEMOZ Alain	Thermodynamique
NOUGARET Marcel	Automatique (IUT A)
PARAMELLE Bernard	Pneumologie
PECCOUD François	Analyse (IUT B)
PEFFEN René	Métallurgie (IUT A)
PERRET Jean	Neurologie
PERRIER Guy	Géophysique - Glaciologie
PHELIP Xavier	Rhumatologie
RACHAIL Michel	Médecine interne
RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
RAMBAUD André	Hygiène et Hydrologie
RAMBAUD Pierre	Pédiatrie
Mme RÉNAUDET Jacqueline	Bactériologie
MM. ROBERT Jean-Bernard	Chimie-Physique
ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
SHOM Jean-Claude	Chimie générale
STOENNER Pierre	Anatomie pathologique
VROUSOS Constantin	Radiologie

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

M. COLE Antony Sciences Nucléaires

CHARGE DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

M. JUNIEN-LAVILLAVROY Paul O.R.L.

Fait à SAINT MARTIN D'HERES, DECEMBRE 1975.



## R E M E R C I E M E N T S

-----

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur LACAZE, Directeur du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, pour l'honneur qu'il m'a fait de me recevoir dans son Laboratoire et de présider le jury de cette thèse.

Je remercie vivement Monsieur RENARD, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, d'avoir assuré la direction de la thèse et de s'être intéressé à mon travail en de nombreuses et fructueuses discussions.

Monsieur MONSEAU, Chargé de Recherches au C.N.R.S., m'a orienté sur le présent sujet et m'a guidé dans la pratique de la Physique Expérimentale, qu'il trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Monsieur CYROT, Maître de Conférence à la Faculté des Sciences de Grenoble, a bien voulu participer au jury de cette thèse, je suis sensible à l'honneur qu'il me fait.

D'autre part, je remercie Mademoiselle LAPIERRE pour son aimable collaboration dans les mesures de résistivités.

Messieurs BRET et FAURE, du Service Electronique, m'ont apporté une aide aussi efficace que précieuse, je les en remercie.

Que mes camarades du Laboratoire et les Techniciens qui m'ont prêté leur concours soient assurés de mon aimable reconnaissance.

Je remercie enfin, Mademoiselle MAHIEUX, qui a dactylographié ce mémoire avec beaucoup de courage et de compréhension.



# T A B L E   D E S   M A T I E R E S

-----

	page
INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I</u> : <u>TECHNIQUE EXPERIMENTALE</u>	3
I - 1 : Méthode de mesure par impédance de surface	4
I - 2 : Mesure par résonance	6
I - 3 : Description de la méthode expérimentale	7
<u>CHAPITRE II</u> : <u>APPAREILLAGE EXPERIMENTAL</u>	9
II - 1 : Résonateur	10
. Description	
. Disposition des champs hyperfréquences	
II - 2 : Circuits hyperfréquences	13
II - 3 : Régulation et mesure de température	14
II - 3.1. Régulation	14
II - 3.2. Mesure de température	16
II - 4 : Montage perpendiculaire et transverse	17
II - 4.1. Cryogénie et technique du vide	17
II - 4.2. Champ magnétique statique	19
II - 4.3. Champ rigoureusement parallèle à la surface	19
II - 5 : Montage longitudinal	21
<u>CHAPITRE III</u> : <u>ECHANTILLONS - MESURE DE RESISTIVITES</u>	25
III - 1 : Réalisation et traitement annexe	26
III - 2 : Mesure des résistivités	27
III - 2.1.Principe de la mesure et appareillage	27
III - 2.2.Résultats expérimentaux	29
III - 2.3.Profondeur de peau, de pénétration et longueur de cohérence	36

<u>CHAPITRE IV</u>	: <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	39
IV - 1	: Champs critiques	40
	IV - 1.1. Champs $H_c(t)$ et $H_{c3}(t)$	40
	IV - 1.2. Anisotropie de $H_{c3}$ et paramètre de GINSBURG-LANDAU	40
IV - 2	: Résistance de surface en présence d'un champ magnétique	49
	IV - 2.1. Orientation perpendiculaire	49
	IV - 2.2. Orientation transverse	51
	. Variation en fonction du champ et de la température pour l'orientation rigoureusement parallèle	
	. anisotropie de la résistance de surface à température constante	
	. alliages de <u>Pb-In</u> , Tantale	
IV - 3	: Orientation longitudinale	59
IV - 4	: Etude expérimentale des surpertes	62
	IV - 4.1. En fonction de l'angle	62
	IV - 4.2. En fonction de la température	67
<u>CHAPITRE V</u>	: <u>ETAT VORTEX</u>	69
V - 1	: Généralités	70
V - 2	: Propriétés du vortex dans l'état massif	70
V - 3	: Supraconductivité de surface	71
V - 4	: Structure vortex du tégument superficiel	72
V - 5	: Expressions théoriques du couplage et des pertes	75
V - 6	: Pertes associées au déplacement des vortex	80
V - 7	: Viscosité du réseau de vortex	84

## CONCLUSION

## BIBLIOGRAPHIE

## I N T R O D U C T I O N

-----

Nous avons étudié l'électrodynamique de supraconducteurs non-locaux de type I ; dans le cas du Plomb et du Tantale, en présence de champ magnétique statique ; à l'aide des hyperfréquences par une méthode de mesure de l'impédance de surface par résonance entre 2,2 et 2,4 GHz ; dans le cas d'échantillons massifs.

G. FISCHER et R. KLEIN (1968) avaient observé dans le cas d'une orientation bien particulière du champ magnétique statique, parallèlement à la surface plane des échantillons et orthogonal au courant hyperfréquence (orientation transverse) sur le Plomb pur entre  $H_c$  et  $H_{c3}$ , une résistance de surface supérieure à sa valeur habituelle à l'état normal. P. MONCEAU (1970) constatait toujours pour le Plomb pur dans cette orientation le même phénomène, sous certaines conditions de température. I. Ya KRASNAPOLIN et M.S. KHAIKIN (1972) ont fait la même observation sur des échantillons de Plomb monocristallin, mettant aussi en évidence l'anisotropie du champ critique  $H_{c3}$  en fonction de son inclinaison par rapport aux axes cristallographiques. I.O. KULIK, (dès 1969), avait évoqué comme cause des surpertes, l'apparition d'une structure de vortex d'ABRIKOSOV inclinés dans le ténuement de la couche de supraconductivité superficielle entre  $H_c$  et  $H_{c3}$ .

Nous avons mené une étude plus détaillée de ces surpertes en fonction de la température, du champ magnétique et de l'angle d'inclinaison de ce champ avec la surface. Nous avons étudié non seulement des échantillons de métaux purs (Plomb, Tantale) non monocristallins, mais aussi divers alliages de (Plomb-Indium) à faibles concentrations d'Indium. Nous avons mis en évidence l'anisotropie de  $H_{c3}$ . Nous avons caractérisé nos échantillons grâce aux mesures de leurs résistivités.

Nous avons essayé d'apporter une preuve expérimentale de l'inclinaison des vortex de KULIK. Enfin, nous avons tenté d'expliquer,

avec l'aide de M. RENARD, par une approche théorique semi-phénoménologique, la variation des surpertes induites en fonction des divers paramètres (résistivité, profondeur de pénétration, longueur de cohérence, pas du réseau de vortex...).

CHAPITRE I

-----

TECHNIQUE EXPERIMENTALE

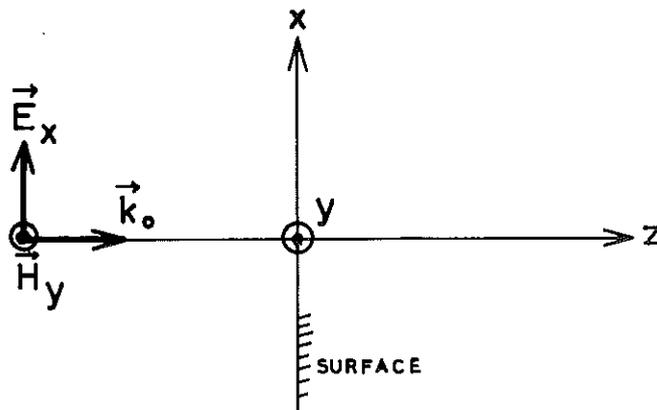
---

## I - 1 METHODE DE MESURE PAR IMPEDANCE DE SURFACE

---

Une méthode de mesure très utilisée pour l'étude des propriétés supraconductrices d'un métal est la mesure de son impédance de surface à l'aide des hyperfréquences.

Considérons un matériau infini s'étendant dans le demi-espace  $z > 0$  et dont la surface est parallèle au plan  $Oxy$ . Une onde supposée plane de vecteur d'onde  $\vec{k}_0$  est envoyée perpendiculairement à la surface. Supposons que les champs électriques et magnétiques incidents  $\vec{E}_x(\omega)$  et  $\vec{H}_y(\omega)$  de pulsation  $\omega$  sont respectivement polarisés selon les axes  $\vec{Ox}$  et  $\vec{Oy}$ .



$$|E_x| = |E_x^0| \cdot e^{i(\omega t - k_0 \cdot z)}$$

Onde transmise:

$$|E_{xt}| = |E_{xt}^0| \cdot e^{i(\omega t - k_t \cdot z)}$$

Une partie de cette onde pénètre dans le métal tandis qu'une autre partie est réfléchie.

Définissons l'impédance de surface complexe dans le métal :

$$Z(\omega) = R(\omega) + i X(\omega) = 4\pi \cdot \frac{|\vec{E}_x(\omega)|}{|\vec{H}_y(\omega)|} \Bigg|_{z=0} \quad (\text{uem})$$

R(ω) résistance de surface

X(ω) réactance

$$\text{Dans le vide } Z(\omega) = Z_0 = 4\pi \cdot \frac{|\vec{E}_x|}{|\vec{H}_y|} = 376,6 \, \Omega$$

Le métal se comporte pratiquement comme un court-circuit pour les hyperfréquences. Soit P la puissance totale incidente, P<sub>r</sub> la puissance réfléchie et P<sub>t</sub> la puissance transmise ; d'où à la surface : z = 0.

$$P = P_r + P_t \quad P \approx P_t$$

dans le matériau :

$$P_t = P_{\text{absorbée}} + P'_t \quad P_a \text{ est très faible}$$

Les champs électriques et magnétiques vont donc être transmis presque intégralement dans le métal, ce qui en écrivant les puissances permet d'en déduire facilement :

$$P_a \approx P \cdot \frac{4R}{Z_0} \quad Z \ll Z_0$$

Calculons la puissance incidente :

$$P = \frac{1}{8\pi} \cdot (\vec{E}_x \wedge \vec{H}_y) = \frac{1}{8\pi} \cdot |\vec{E}_x| \cdot |\vec{H}_y|$$

$$|\vec{E}_x| = |\vec{H}_y| \cdot \frac{Z_0}{4\pi} \quad \text{d'où} \quad P = \frac{Z_0}{32\pi^2} \cdot |\vec{H}_y|^2$$

La puissance absorbée dans le métal va prendre comme valeur :

$$P_a \approx R \cdot \frac{|\vec{H}_y|^2}{8\pi^2}$$

La puissance absorbée est directement proportionnelle à la résistance de surface. Dans notre montage, nous détectons les variations de puissance ce qui va donc permettre d'accéder à une mesure de la partie réelle R de l'impédance de surface.

## I - 2 MESURE PAR RESONANCE

---

Cette méthode consiste à accorder la pulsation des ondes hyperfréquences incidentes à la fréquence de résonance demi-longueur d'onde d'un résonateur formé d'une lame de Cuivre plié en forme de U. Le résonateur est assimilé à un circuit série (R, L, C), la boucle de couplage qui transmet par mutuelle l'énergie au résonateur est considérée comme un circuit inductif. On mesure le facteur de surtension Q du résonateur et sa fréquence de résonance. Q est relié à la partie réelle de la résistance de surface par la relation donnée par J. MAZUER, Y. BRUNET, Y. GILCHRIST, P. MONCEAU et J. ODIN :

$$\frac{1}{Q(H,T)} = \gamma \cdot R(H,T) + \frac{1}{Q(O,T)}$$

Le facteur de surtension est inversement proportionnel aux pertes de puissance.

$Q^{-1}(O,T)$  représente les pertes hors échantillons.

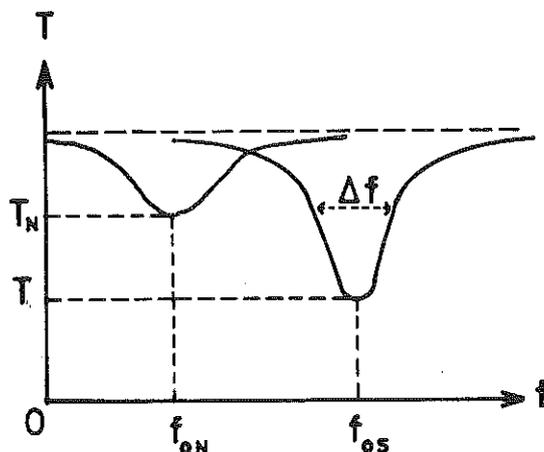
$Q^{-1}(H,T)$  pertes totales.

$\gamma$ . constante dépendant de la géométrie du résonateur.

Expérimentalement, nous créons la résonance puis mesurons la variation de puissance transmise à une diode en fonction de divers paramètres (température, champ magnétique...).

I - 3 DESCRIPTION DE LA METHODE EXPERIMENTALE

La puissance détectée sur la diode peut s'exprimer par le coefficient de transmission en puissance  $T = |t^2|$  ;  $t$ , coefficient de transmission en tension ; du circuit équivalent à la ligne coaxiale et au couple résonateur-échantillon.



En balayant une large plage de fréquence,  $T$  à l'allure des courbes présentées ci-dessus avec une absorption prononcée pour la fréquence de résonance  $f_0$ .

$$Q = f_0 / \Delta f \quad \text{facteur de surtention}$$

$\Delta f$  largeur de la courbe à mi-hauteur.

Le matériau à l'état supraconducteur par suite de sa très faible résistivité présente un pic de résonance  $T$  plus prononcé que celui à l'état normal ( $T_N$ ). Diverses solutions exposées par J. MAZUER, Y. BRUNET, J. GILCHRIST, P. MONCEAU et J. ODIN, à partir du calcul détaillé du circuit équivalent (résonateur, boucle de transmission) permettent de relier les facteurs de surtension et de transmission. Ces formules incluent aussi la présence d'un champ magnétique.

$$R(H) = R_N \cdot \frac{x}{(1-T_0^{1/2}) - T_0^{1/2} \cdot x} \cdot \frac{1-T_0^{1/2} (1 + \epsilon/2)}{\epsilon}$$

$$\varepsilon = T_N (H) - T(0) \quad \text{constant pour H donné}$$

$$x = T(H) - T(0)$$

$T(0)$  coefficient de transmission en champ nul

$T(H)$  coefficient de transmission en présence du champ H.

Les échantillons utilisés sont de petites dimensions par rapport au résonateur, l'absorption  $T(H)$  est donc faible, en outre  $T(0) < 1$ .

Expérimentalement, nous traçons les courbes de la résistance de surface en fonction du champ magnétique, la mesure de  $R(H)$  consiste donc à détecter la différence "x" très petite entre les pics d'absorption du coefficient de transmission de l'état normal et de l'état supraconducteur, avec :

$$T(0) \ll T(H) \ll T_N (H)$$

A la sortie de la diode est appliquée une tension de compensation extérieure qui permet d'éliminer la plus grande partie de l'amplitude du signal. Ainsi, avec une sensibilité convenable de l'appareil de mesure, la faible variation de la résistance de surface peut donc être visualisée.

C H A P I T R E    I I

-----

APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

---

## II - 1 RESONATEUR

---

### II - 1.1. Description.

Le résonateur est formé d'un ruban de Cuivre très pur (OFHC), de dimensions (54 mm x 8 mm x 1 mm) plié en forme de U (espacement entre les branches 3 mm) possédant sur l'une des faces intérieures une rainure médiane (28 mm x 5 mm x 0,5 mm) disposée dans la plus grande longueur de la branche. L'échantillon est placé à l'intérieur de la rainure et collé par de la graisse à vide. Plusieurs résonateurs ont été utilisés, de caractéristiques équivalentes, leurs fréquences de résonance (demi-longueur d'onde) sont comprises entre 2,2 et 2,4 GHz. Le résonateur est fixé à l'aide de rondelles de polystyrène sur une épingle en quartz, laquelle est suspendue en bout d'une canne en acier inox. Ces divers éléments sont assemblés par une colle tenant à basses températures réalisée par dissolution de polystyrène expansé dans du benzène. La canne permet de descendre le résonateur dans le vase intérieur par l'intermédiaire d'un tube inox. Un gaz d'échange (Hélium) assure un bon contact thermique avec l'échantillon. Le résonateur est couplé par mutuelle induction au circuit hyperfréquence au moyen d'une boucle formée de deux lignes coaxiales. Le couplage est réglé de l'extérieur en modifiant la position verticale du résonateur par rapport à la boucle hyperfréquence, grâce à la canne inox.

La boucle de couplage est réalisée selon le schéma suivant : (Figure 1). Deux lignes coaxiales d'impédances  $50 \Omega$  dénudées au niveau du résonateur transmettent la puissance hyperfréquence par couplage magnétique. L'impédance de la ligne d'amenée double est ajustée par déplacement d'un tube de quartz coulissant, recouvrant un tube inox, donnant une capacité variable par rapport à la masse, permettant de minimiser le taux d'ondes stationnaires.

II - 1.2. Disposition des champs hyperfréquences.

Les champs électriques et magnétiques ont la disposition décrite par la (figure 2). L'échantillon est placé dans une encoche ce qui limite très fortement les effets de bord. On considère que le courant hyperfréquence  $\vec{j}_\omega$  traverse l'échantillon sans effets parasites. La boucle de couplage rayonne un champ magnétique dans le vide supposé orienté selon l'axe des x et ne dépendant que de y ( $H_x^\omega(y)$ ). Le champ électrique associé n'est pas forcément perpendiculaire aux faces planes du résonateur. Il se décompose en  $\vec{E}^\omega = \vec{E}_z^\omega + \vec{E}_y^\omega$ . Soit  $\vec{E}_{Cu}^\omega$  le champ créé dans le Cuivre et  $\vec{j}^\omega$  le courant. L'écriture des équations de continuité pour la composante normale de la densité de courant  $j_z^\omega$  de la composante tangentielle du champ électrique  $\vec{E}_y^\omega$  et des équations de Maxwell dans le vide et le métal permettent d'établir que :

$$\frac{|E_{zCu}^\omega|}{|E_z^\omega|} \approx \frac{\epsilon \cdot \omega}{\sigma} \ll 10^{-10}$$

$$\frac{|E_y^\omega|}{|E_z^\omega|} \approx \frac{1}{Z_0} \cdot \left( \frac{\mu_0 \cdot \omega}{\sigma} \right)^{1/2} \ll 10^{-4} \quad E_{yCu}^\omega = E_y^\omega \quad \text{à la surface}$$

$$\frac{|E_{yCu}^\omega|}{|E_{zCu}^\omega|} \approx \left( \frac{\mu_0 \cdot \sigma^{1/2}}{\omega} \right) \cdot \frac{1}{\epsilon \cdot Z_0} \approx 10^6$$

$\sigma$  conductivité du Cuivre

$\omega$  pulsation 2,4 GHz

$$|j_y^\omega| = \sigma \cdot |E_{yCu}^\omega|$$

$$|j_z^\omega| = \sigma \cdot |E_{zCu}^\omega|$$

$$|j_y^\omega| \approx 10^6 \cdot |j_z^\omega|$$

La composante du courant circulant longitudinalement dans le résonateur sera la seule prise en compte.

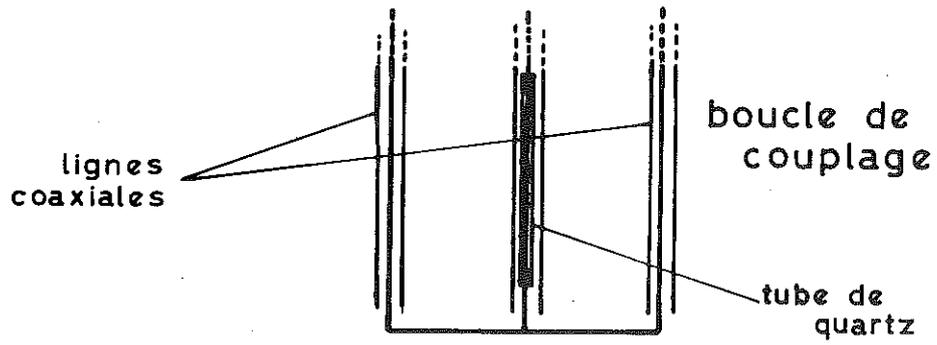


fig. 1

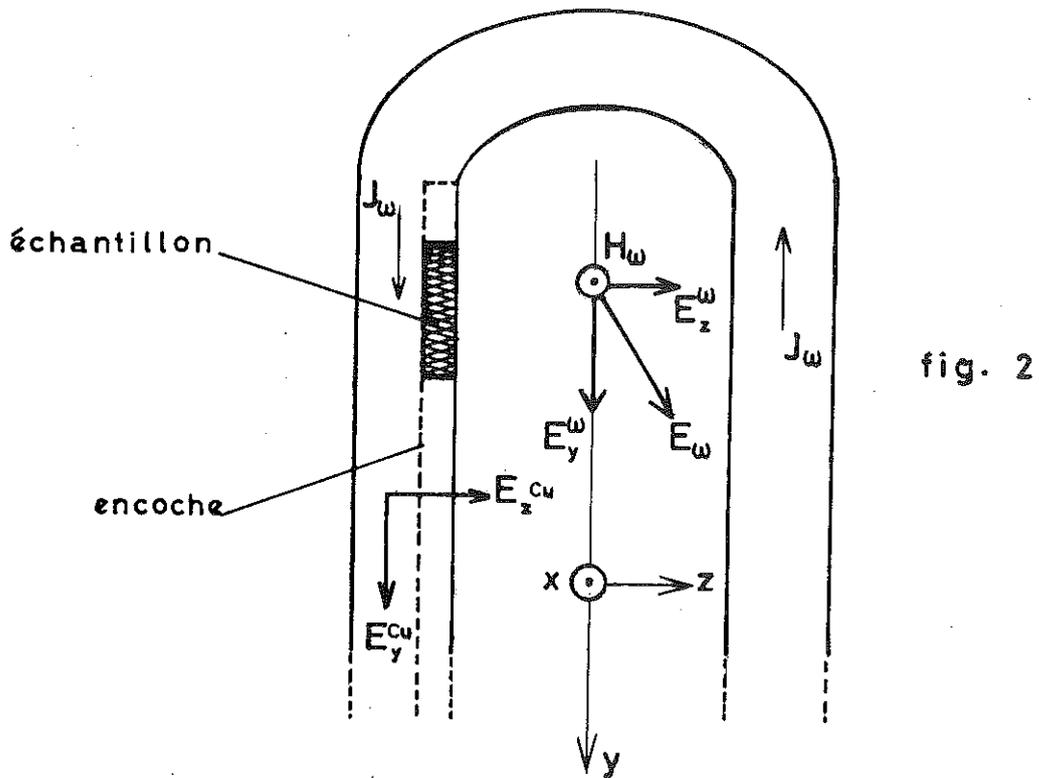
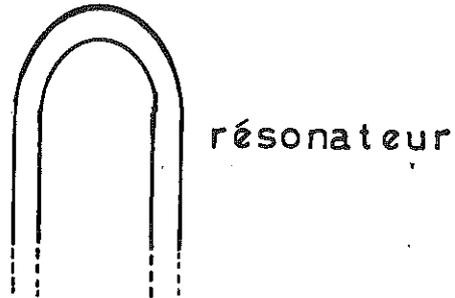


fig. 2

REPARTITION DES CHAMPS HYPERFREQUENCES

## II - 2 CIRCUITS HYPERFREQUENCES

---

Nous nous contenterons d'expliquer brièvement le principe de fonctionnement des circuits ; ceux-ci étant décrits en détails par MONCEAU dans sa thèse. De plus, leur construction a fait l'objet d'une publication J. MAZUER, Y. BRUNET, J. GILCHRIST, P. MONCEAU et Y. ODIN.

Les hyperfréquences sont produites par un générateur GENERAL RADIO Type 1360 B (Plage de fréquence 1,7 à 4 GHz ; puissance de sortie maximale 100 mW). Le signal ainsi délivré est divisé en deux. Une partie est appliquée par l'intermédiaire d'un atténuateur réglable sur un fréquencemètre HEWLETT-PACKARD 5245 L. Une ligne coaxiale d'impédance 50  $\Omega$  envoie l'autre partie sur l'appareillage expérimental. Cette puissance est tout d'abord réglée en amplitude par un module de contrôle automatique de niveau. La puissance délivrée par le générateur haute-fréquence est aiguillée par un coupleur directif 20 dB (FERISOL type CDR 16-20), vers une diode (LTT D6 766 C) qui fait parvenir le signal redressé sur le module de contrôle, celui-ci le compare à une tension de référence réglable puis envoie l'écart sur un modulateur à diode (Micromane SWITCH H.P. 3503) qui boucle le circuit en amont du coupleur directif. Toute petite variation d'amplitude du signal de sortie du générateur étant ainsi immédiatement corrigée, les hyperfréquences sont alors dirigées sur la ligne coaxiale qui les amène au niveau du résonateur. La puissance mesurée est la puissance transmise après absorption d'une partie par l'échantillon. La variation d'énergie est détectée par une diode (HEWLETT-PACKARD 423 A). Le signal amplifié est appliqué sur l'entrée Y d'un enregistreur X-Y HEWLETT-PACKARD. Un module de contrôle automatique de fréquence cale le signal sur le minimum de résonance. Le réflecteur du Klystron Reflex est asservi par une tension modulée à 50 KHz. La fréquence délivrée ne peut osciller de plus de 100 KHz autour de la fréquence de résonance.

II - 3 REGULATION ET MESURE DE TEMPERATURE

---

II - 3.1. Régulation.

Une résistance de Carbone ALLEN BRADLEY, en contact thermique étroit avec la paroi du vase intérieur contenant le résonateur permet d'effectuer la régulation en température entre 1K et 10 K avec une sensibilité de  $10^{-4}$  K. Cette thermistance est montée dans un pont de WHEATSTONE alimenté par un signal régulé automatiquement. La régulation est du type P.I.D., à action proportionnelle, dérivée et intégrale. La mise au zéro du pont est visualisée par un servotrace SEFRAM.

Deux résistances au Carbone ont été successivement utilisées, de caractéristiques suivantes :

$R_c$ \ T(K)	300	77	4,2	2	1,38
$R_{c1}^{(\Omega)}$	75	95	1 155	8 100	40 000
(1/8W) $R_{c2}^{(\Omega)}$	47	53	346	1 500	5 000

Ces résistances ont besoin d'être cyclées plusieurs fois à basse température avant de se stabiliser à leur valeur d'équilibre. Nous donnons (figure 3) la courbe d'étalonnage de  $R_{c2}$ .

Les températures inférieures à 4,2 K sont atteintes par simple pompage sur le bain d'Hélium. Le principe de la régulation de température est basé sur la compétition entre un apport de chaleur venant de la résistance et une fuite thermique amenant des frigidités du bain d'Hélium.

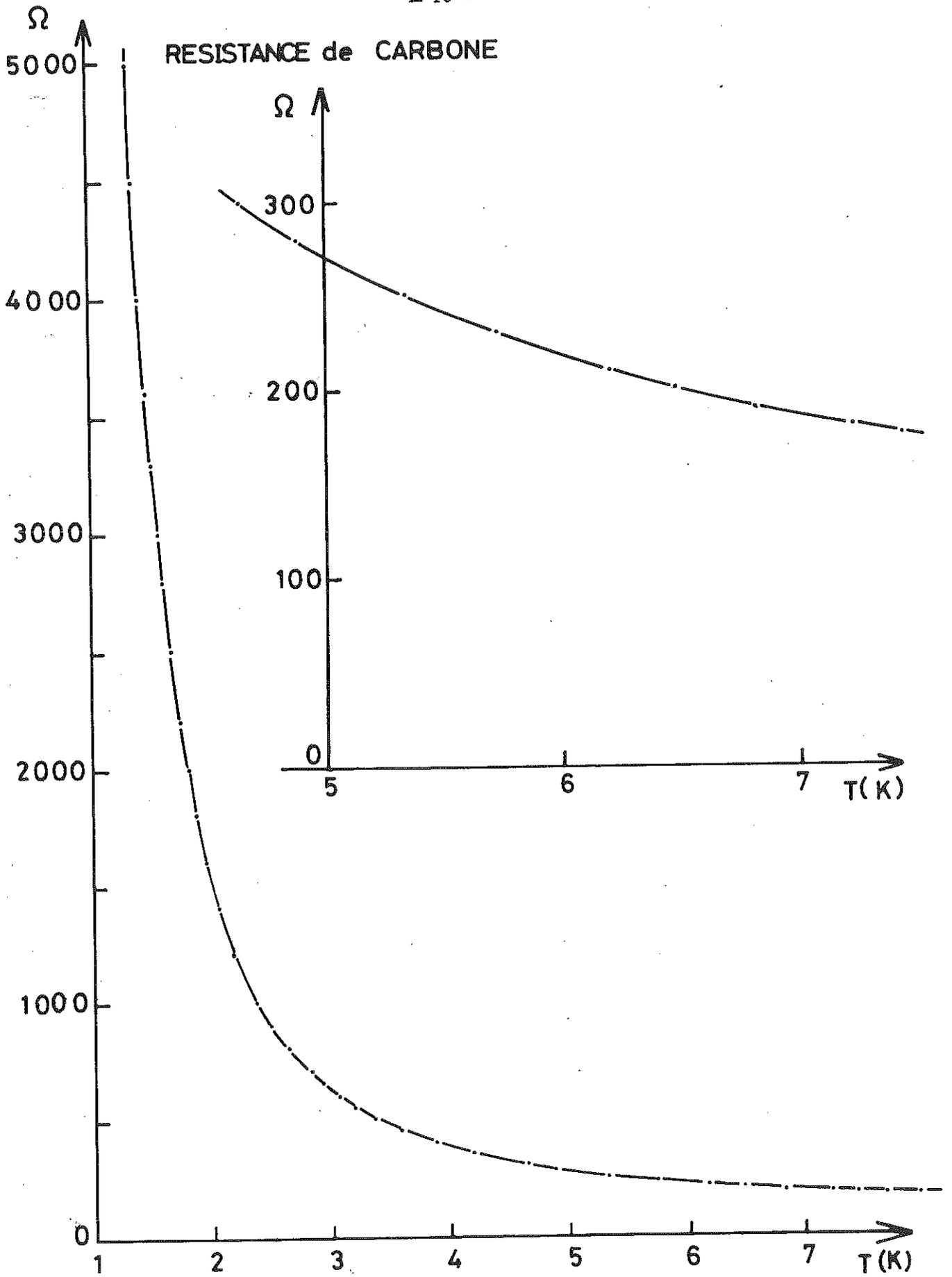


fig. 3

II - 3.2. Mesure de température.

La mesure de température se fait par un simple montage quatre fils, à l'aide d'une résistance au Germanium SOLITRON, alimentée en courant continu constant (2 $\mu$ .A). La tension et le courant sont détectés par un millivoltmètre HEWLETT-PACKARD (convertisseur 2212 AUFC et comparateur fréquencesmètre 5245 L). La précision de la mesure permet d'obtenir facilement 10<sup>-3</sup>K.

La sensibilité au champ magnétique des résistances au Germanium prohibe leur utilisation en présence d'un fort champ. Toutes les mesures de température ont été effectuées en champ nul. Toutefois pour les champs utilisés, les variations de la résistance sont faibles.

## II - 4 MONTAGE PERPENDICULAIRE ET TRANSVERSE

---

### II - 4.1. Cryogénie et technique du vide.

Le vase étant d'une conception classique pour le laboratoire, nous nous contenterons donc d'en situer les divers constituants par un schéma de principe (figure 4). Dans l'enceinte à vide, entre l'Azote et l'Hélium a été introduit un peu d'air de façon à prérefroidir le vase Hélium à la température de N<sub>2</sub> liquide. Après introduction de l'Hélium, cet air est cryopompé et piégé sur les parois, le vide devient un bon vide d'isolation. Par contre, autour du vase intérieur, il doit exister un très bon vide pour avoir une très bonne stabilisation en température. Autour du résonateur est introduit de l'Hélium gazeux pour avoir un bon contact thermique entre la résistance de mesure et l'échantillon. Il y a toujours un petit gradient thermique, entre les deux.

Les différents pompages sont obtenus :

- pompage primaire par une pompe BAUDOIN anti-retour (air-huile), ( $10^{-2}$  Torr )
- pompage secondaire par une pompe SO.GE.V. ( $10^{-6}$  Torr).

Le vide du cryostat intérieur est contrôlé par une jauge SO.GE.V MEDIOVAC, l'ultra-vide par une jauge SO.GE.V IONIVAC.

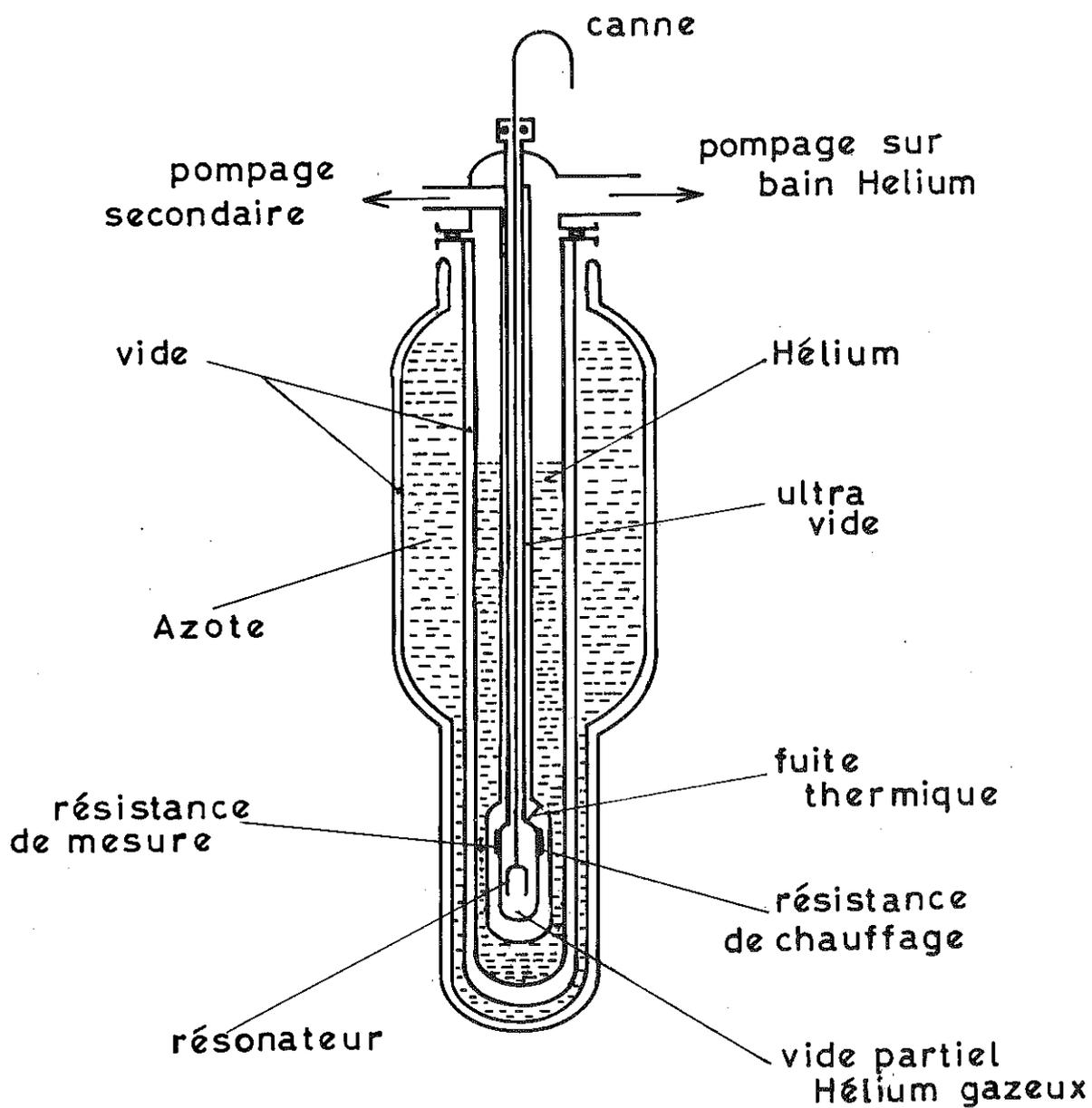


fig. 4

## II - 4.2. Champ magnétique statique.

Nous définissons :

Orientation transverse : champ magnétique statique  $\vec{H}$ , parallèle à la surface de l'échantillon  $S_E$  mais orthogonal au courant hyperfréquence :

$$\vec{H} // S_E \quad \text{et} \quad \vec{H} \perp \vec{J}_\omega$$

Orientation perpendiculaire :  $\vec{H} \perp S_E$  et  $\vec{H} \perp \vec{J}_\omega$

Orientation longitudinale :  $\vec{H} // S_E$  et  $\vec{H} // \vec{J}_\omega$

Pour produire le champ magnétique statique dans le cas des montages transverses et perpendiculaires ainsi que pour toutes les orientations intermédiaires en champ incliné, nous utilisons un électro-aimant refroidi par eau alimentée en courant continu par un générateur CSF (250A, 30V) réglé à  $10^{-4}$ . Le champ maximal obtenu est de 8100 Gauss environ. Le champ a une homogénéité de  $10^{-3}$  G. sur 35 mm (dimension de l'entrefer 85 mm). Le champ est mesuré par une sonde à effet Hall LMMT 32 couplée à un gaussmètre LMM GL 100 pouvant détecter des valeurs de ( $10^{-2}$  à 30 KG). Une petite bobine délivrant 100 G au maximum permet de compenser le champ rémanent de l'électro-aimant. Un montage potentiométrique actionné manuellement règle le courant dans cette bobine. Un moteur-potentiomètre relié à la commande du générateur permet de sélectionner la vitesse de montée ou de descente en continu du champ magnétique. Le gaussmètre fait parvenir à l'entrée X de l'enregistreur (X-Y) une tension de sortie proportionnelle à l'amplitude du champ. Enfin l'électro-aimant a la possibilité de pivoter sur lui-même autour de son axe vertical, ce qui permet d'orienter le champ statique à volonté dans le plan horizontal. Une échelle fixe, graduée de 0 à 1000 mm permet d'accéder à la mesure des angles. Le plus petit angle pouvant être mesuré  $\theta_{\min} = 0,36^\circ$ .

## II - 4.3. Obtention du champ rigoureusement // à la $S_E$ .

Il est important de déterminer de la façon la plus rigoureuse possible la position ( $\theta = 0$ ), champ de l'électro-aimant parallèle à la surface de l'échantillon ( $\theta$  est l'angle entre la face plane de l'échantillon et le champ statique). Nous utilisons une propriété de la résistance de surface au voisinage du champ critique  $H_c$ . Cette résistance  $R(\theta) / R_N$  varie en fonction de l'angle et passe par un minimum aigu à

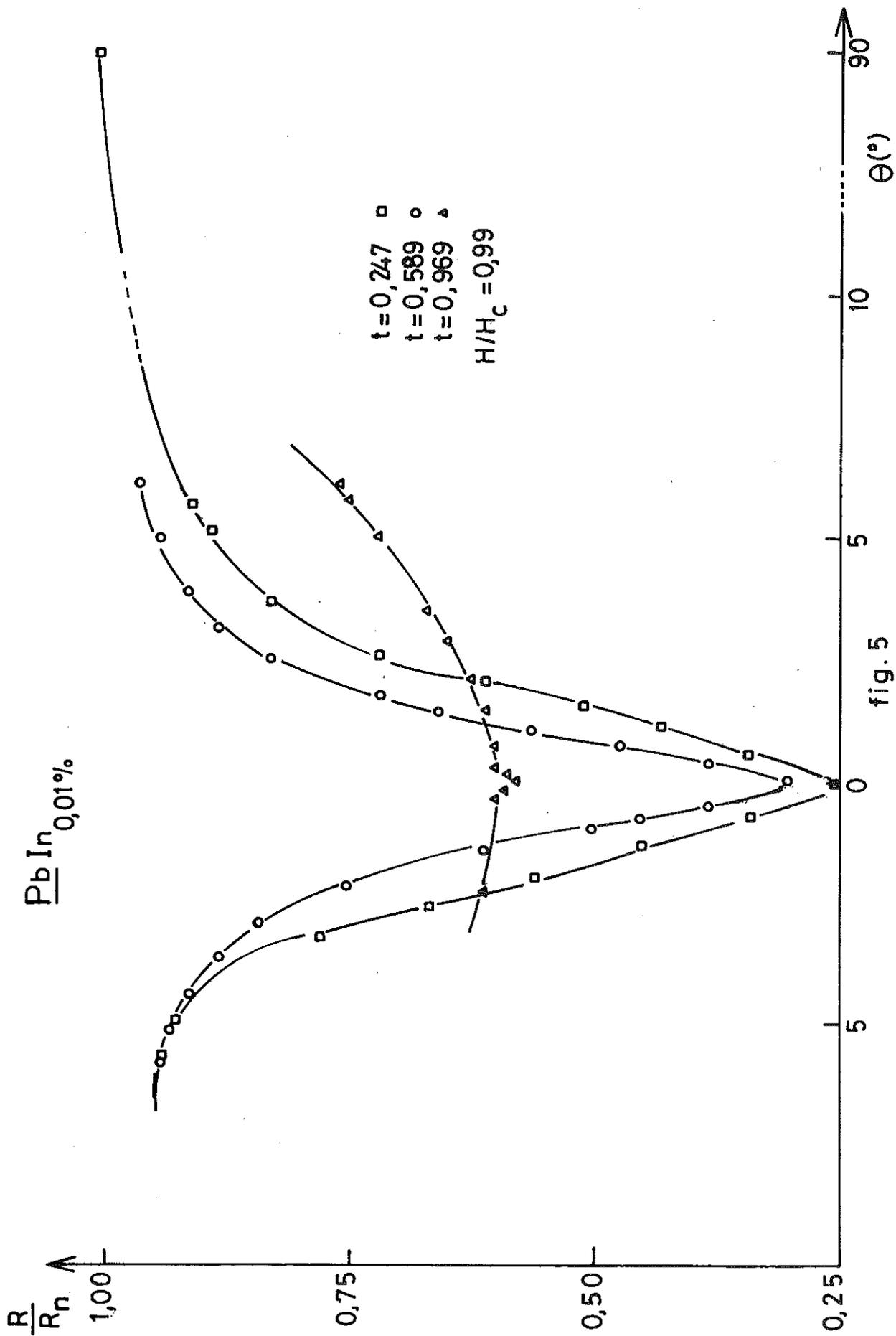


fig. 5

basse température pour  $\theta = 0$ . La détermination de ce minimum nous permet donc de bien positionner le champ magnétique avec une précision de  $\pm 0,2^\circ$ . La diminution de  $R/R_N$  étant d'autant plus importante que la température est faible (figure 5). MONCEAU a aussi constaté une dépendance du minimum en fonction du rapport  $\frac{H_{ext}}{H_c}$ , minimum aigu pour  $\frac{H_{ext}}{H_c} \approx 1$ . La résistance de surface reprend sa valeur normale pour  $\theta = \pi/2$ .

## II - 5 MONTAGE LONGITUDINAL

---

Le montage précédent ne permet pas d'accéder à l'orientation longitudinale. Nous avons utilisé une bobine supraconductrice dont le champ n'est plus orienté dans le plan horizontal, mais verticalement. La direction du champ produit par cette bobine n'est pas dirigée d'une manière parfaitement parallèle à la surface de l'échantillon. Une bobine double plongée dans l'Azote et mobile dans le plan horizontal permet de compenser la composante transverse du champ magnétique. Cette bobine Azote a été réalisée et mise au point par Y. BRUNET et J. le G. GILCHRIST.

La bobine supraconductrice est réalisée à l'aide d'un alliage de Nb-Zr, le rapport  $H/I = 485 \pm 5 \text{ G/A}$ , d'homogénéité supérieure à  $5 \cdot 10^{-3}$  sur 4 cm, de champ maximum d'environ 12 KG. Un shunt permet d'enregistrer le courant circulant dans la bobine. Elle est alimentée par un générateur OXFORD INSTRUMENTS 30A, piloté par un SWEEP permettant une montée continue en champ sur des périodes allant de (5s à 30 mn).

La bobine Azote est constituée de deux demi-bobines coniques, semblables alimentées en série. Elle est réalisée à l'aide de fil de Cuivre ; le rapport  $H/I = 19 \pm 0,5 \text{ G/A}$ , d'homogénéité  $5 \cdot 10^{-2}$  sur 3 cm de champ maximum d'environ 600 Gauss. Un shunt permet d'enregistrer le courant traversant le bobinage. Le courant est produit par un générateur 30A qui peut être réglé manuellement ou piloté par le courant de l'alimentation de la bobine supraconductrice (figure 6). Les deux demi-bobines sont montées à l'extérieur du cryostat. On agit sur leur orientation par l'intermédiaire d'un bâti en laiton que l'on actionne par un fil d'acier. Le champ magnétique peut balayer une plage de  $120^\circ$ .

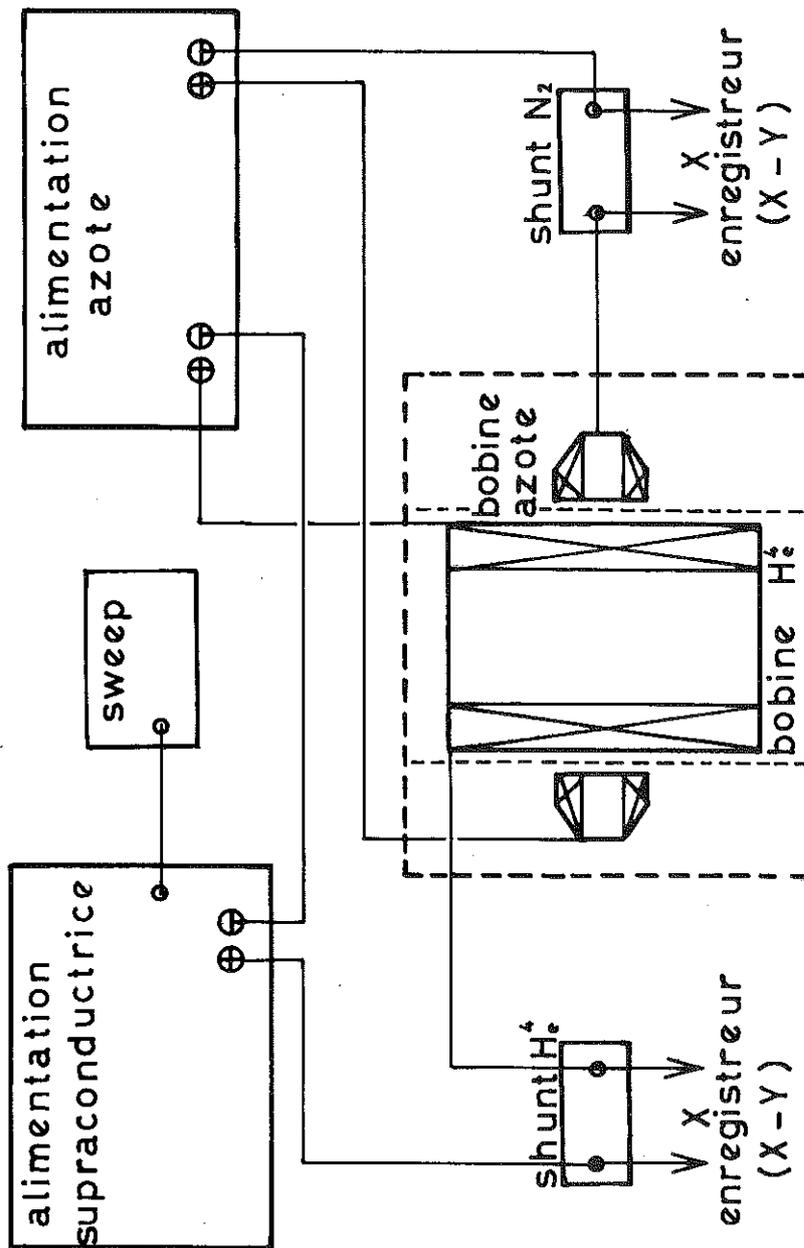


fig. 6

L'ensemble cryogénique est celui utilisé par BRUNET, sa conception est semblable au vase utilisé précédemment. L'enceinte d'Hélium a été élargie de façon à pouvoir loger la bobine supraconductrice. Deux jauges furent ajoutées pour contrôler le niveau de l'Hélium au-dessus de la bobine et du remplissage du vase. Le cryostat Azote permet maintenant d'accueillir la bobine double ainsi que le système de rotation. En montage longitudinal comme en montage transverse le vase intérieur est inchangé, ainsi que tout le système d'amenée de la puissance hyperfréquence.



CHAPITRE III

-----

ECHANTILLONS

Deux sortes d'échantillons ont été étudiés : métal pur (Plomb) et alliages de (Plomb-Indium) à faibles concentrations. Une partie des résultats a été vérifiée sur du Tantale de pureté moyenne. Tous ces matériaux cristallisent dans une structure cubique (cubique faces centrées pour le Plomb et le Plomb-Indium, cubique centré pour le Tantale). Toutefois à l'échelle macroscopique, les échantillons ne sont pas monocristallins, mais présentent des cristallites orientés aléatoirement dans le matériau.

Les échantillons présentent les compositions suivantes :

Plomb pur à 99,999 %

$\underline{\text{Pb}}$  In<sub>0,01</sub> % (en % atomique)

$\underline{\text{Pb}}$  In<sub>0,05</sub> % (en % atomique)

Tantale pur.

### III - 1. REALISATION ET TRAITEMENTS ANNEXES

---

Les échantillons de Plomb et Plomb-Indium ont été réalisés à l'aide de la méthode décrite par P. MONCEAU dans sa thèse. A l'état brut, ils se présentent sous forme de barreaux cylindriques ( $\emptyset$  6,5 mm), ces barreaux ont été tronçonnés, puis laminés en plaquettes de dimensions (20/100 à 50/100 mm x 5 mm x 100 mm), lesquelles furent recuites au four pendant 7 jours sous vide à 295°C, à la limite de leur point de fusion. Le Tantale a aussi subi un recuit à haute-température sous ultra-vide. Les échantillons furent alors découpés pour pouvoir être exploités sous forme de parallélépipèdes (5 mm x 5 mm x 0,2 à 0,5 mm). Un bon état de surface a été obtenu par polissage électro-chimique (irrégularités de l'ordre de 100 Å). Cette planéité de la surface permet de réaliser une pénétration du champ hyperfréquence la plus régulière possible.

Les échantillons sont trempés dans trois solutions successives :

- 1) acide chlorydrique pur
- 2) solution WORNER et WORNER : en volume  
1/5 eau oxygénée  
4/5 acide acétique glacial
- 3) acide acétique glacial pur .

Ensuite, ils sont lavés soigneusement à l'alcool éthylique puis séchés sous vide.

Le Tantale subit un polissage de surface par décapage chimique, mélange d'acides (sulfurique, nitrique et fluoridrique).

### III - 2 MESURE DES RESISTIVITES

---

#### III - 2.1. Principe de la mesure et appareillage.

Les échantillons sont de fines lamelles très allongées, dimensions (voir tableau page 37 ) ayant aussi subies un polissage chimique et collées sur un support spécial placé au bout d'une canne en inox qui permet de descendre le tout dans le cryostat intérieur du vase au niveau de l'entrefer de l'électro-aimant.

La mesure se fait selon un montage quatre fils : deux fils d'amenée de courant sont placés aux extrémités de l'échantillon, deux fils de tension sont soudés, plus rapprochés du centre. Les fils sont soudés au métal de WOOD. Au préalable, le point de soudure est décapé à la graisse Hampton pour avoir un bon contact. Le courant est produit par une alimentation stabilisée (24V - 0,01 à 1A) puis mesuré par l'intermédiaire d'un millivoltmètre Hewlett-Packard, branché aux bornes d'une résistance étalon normale C.D.C. de  $0,9999 \pm 10^{-5} \Omega$ . La tension est mesurée sur l'entrée X, d'un pont à décade DIESSEL HORST PATTERN Type 3589 - R/Auto donnant au minimum  $0,1 \mu$  . Volt.

# MONTAGE EN RESISTIVITE

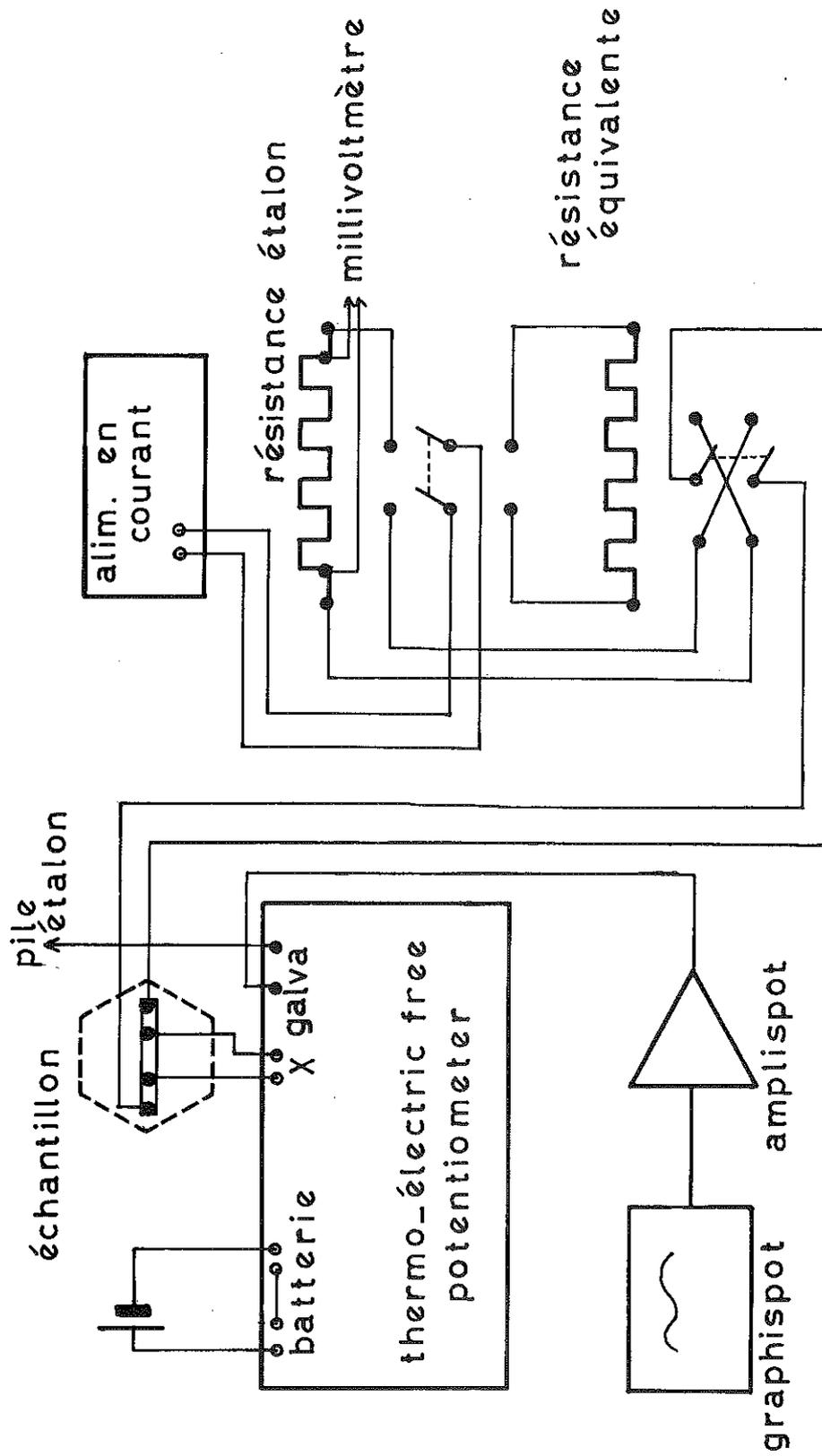


fig. 7

Le déséquilibre du pont est amplifié par un AMPLISPOT SEFRAM (facteur d'amplification réglable  $10^3$  à  $10^6$ ) puis enregistré par un GRAPHISPOT. L'étalonnage du pont, alimenté par une batterie, se fait à l'aide d'une pile étalon WESTON Type 1149 (1,01859 Volt à 20°C). Le montage représenté figure (7) permet de faire une mesure directe-inverse, l'inversion du courant sert à compenser les forces thermo-électriques parasites importantes. Le courant utilisé est de 100 mA.

### III - 2.2. Résultats expérimentaux.

Pour pouvoir déterminer les rapports de résistivité des échantillons, nous devons connaître au préalable la résistivité résiduelle  $\rho_0$  à 0°K, la valeur de celle-ci étant proportionnelle au taux d'impuretés. La présence de la supraconductivité qui rend la résistivité nulle à partir de 7,18 K ne nous permet pas d'atteindre directement la valeur de  $\rho_0$ . Pour cela, nous allons passer par l'intermédiaire d'un champ magnétique. La méthode suivie est celle employée par J.L. ALLAIN dans sa thèse. Il mesure la magnéto-résistance de ses échantillons à différentes températures inférieures à la température critique. Puis, il utilise la règle de KOLHER, il effectue une extrapolation quadratique  $\rho(H,T) =$  fonction de  $(H^2)$  qui lui permet de déterminer la résistivité en champ nul. J.L. ALLAIN a employé cette méthode uniquement sur le Plomb pur, nos faibles concentrations d'impuretés d'Indium nous permettent de la généraliser aussi bien au métal pur qu'à ses alliages. Nous avons représenté figures (8-9-10) nos courbes de résistivités en fonction du champ magnétique.

A basse température, la résistivité varie en fonction de la température selon la loi de BLOCH-GRUNEISEN :

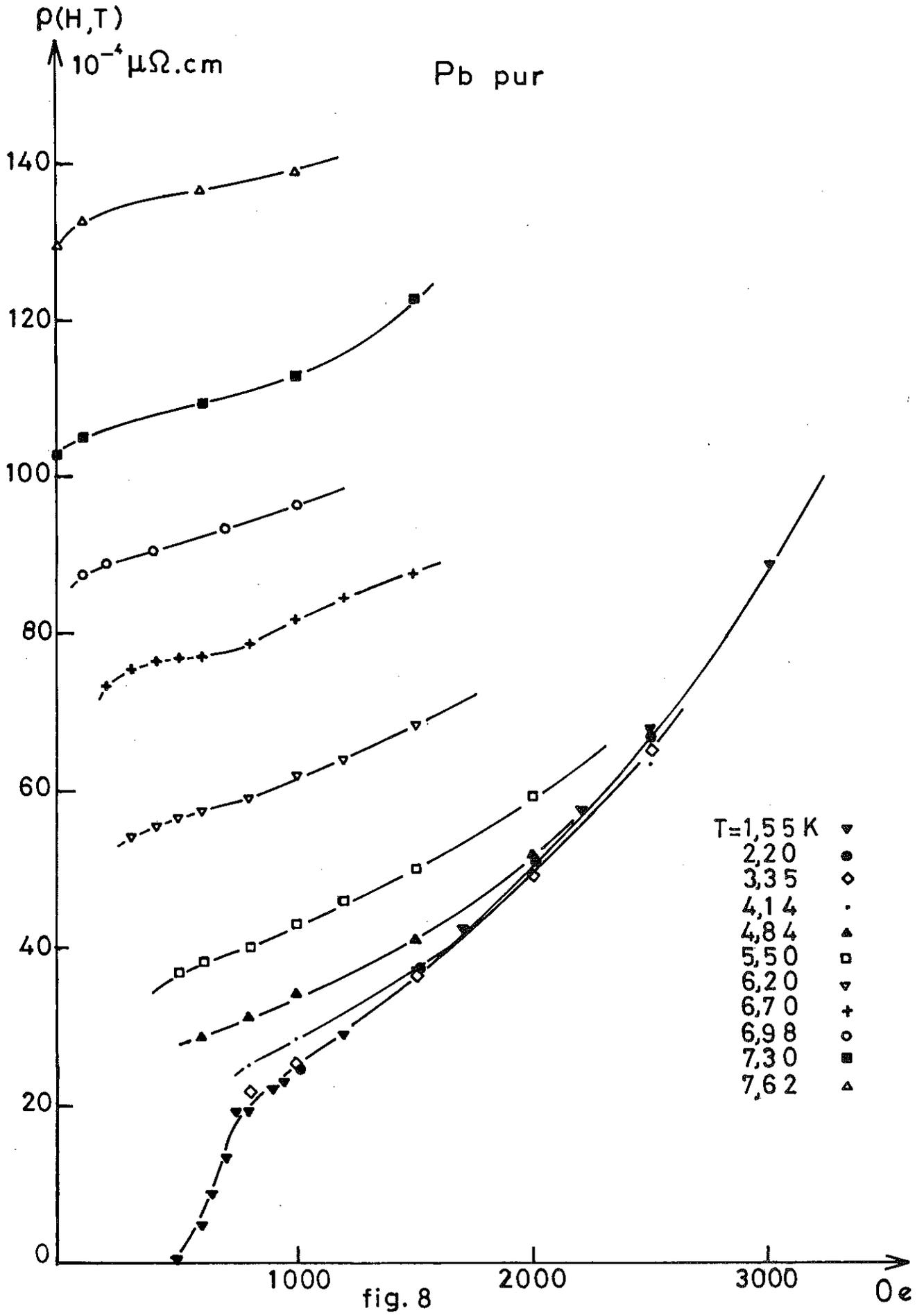
$$\rho = \rho_0 + \alpha \cdot T^5$$

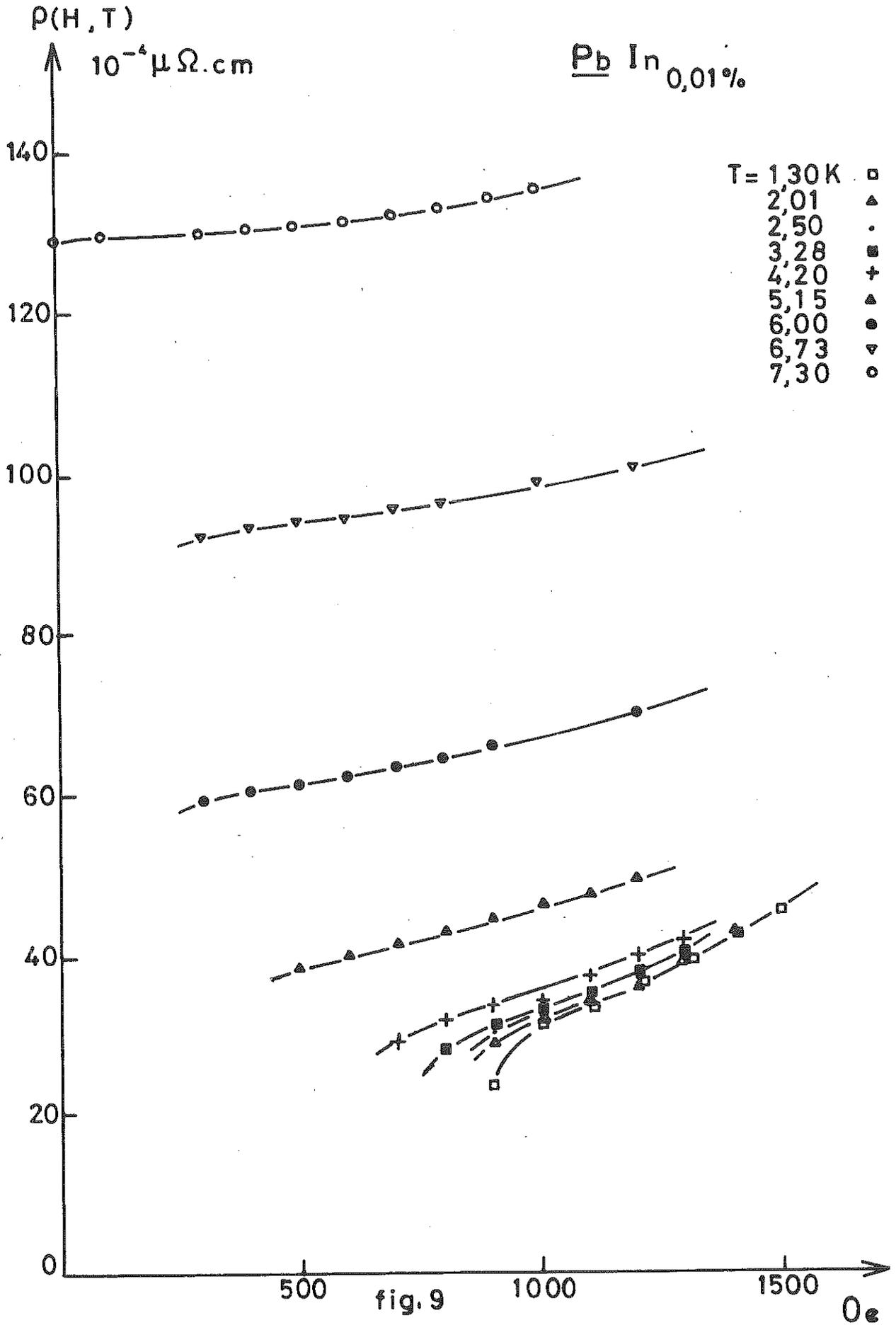
pour des températures  $0 < T < 3K$ , la résistivité présente un palier qui va nous permettre d'extrapoler la valeur de  $\rho_0$  ( $H=0, T=0$ ), figures (11-12-13).

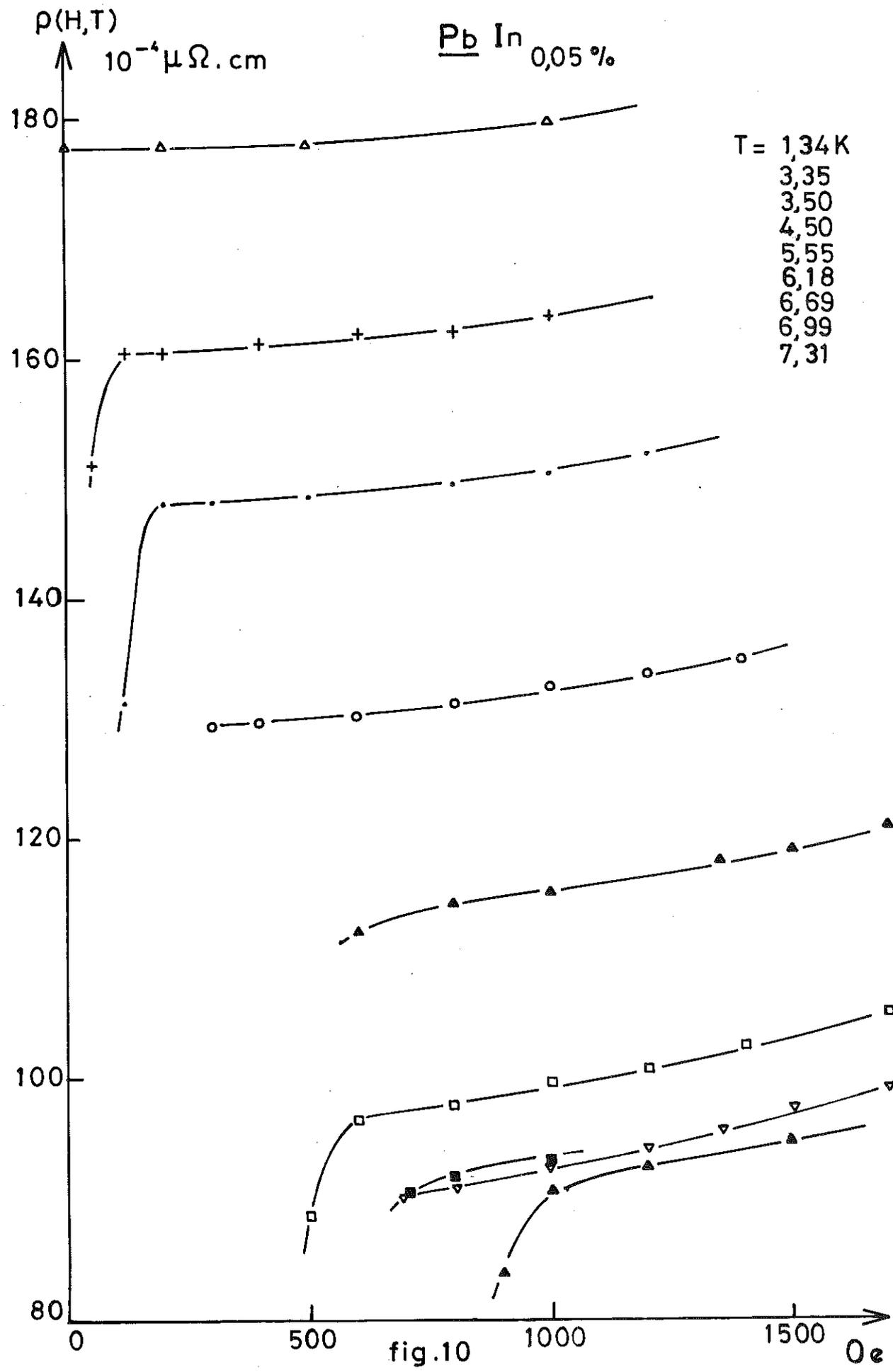
$$\rho_0(\text{Plomb}) = 9,4 \cdot 10^{-4} \mu \Omega \cdot \text{cm}$$

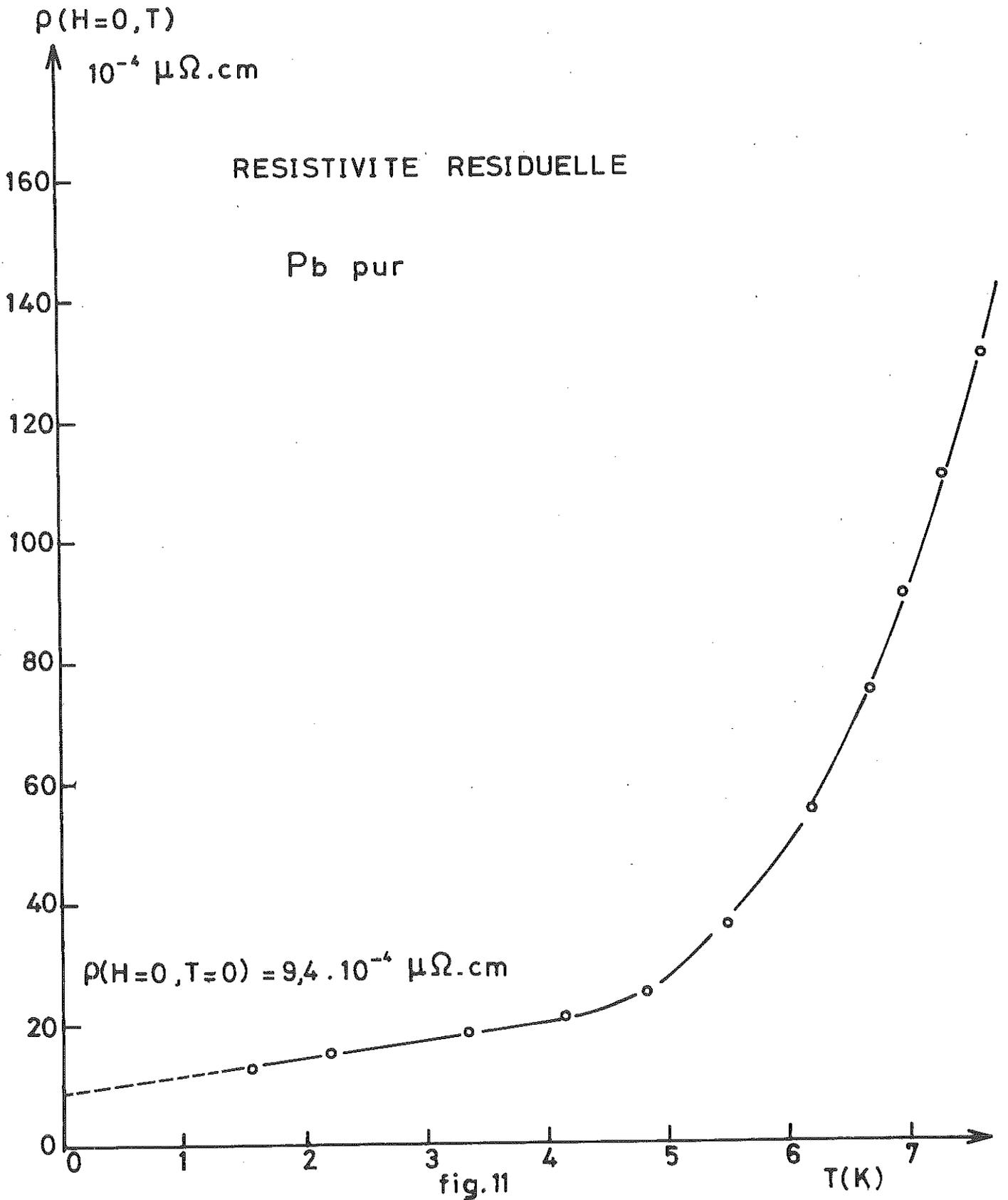
$$\rho_0(\text{Pb} - \text{In } 0,01 \%) = 20,15 \cdot 10^{-4} \mu \Omega \cdot \text{cm}$$

$$\rho_0(\text{Pb} - \text{In } 0,05 \%) = 85 \cdot 10^{-4} \mu \Omega \cdot \text{cm}$$









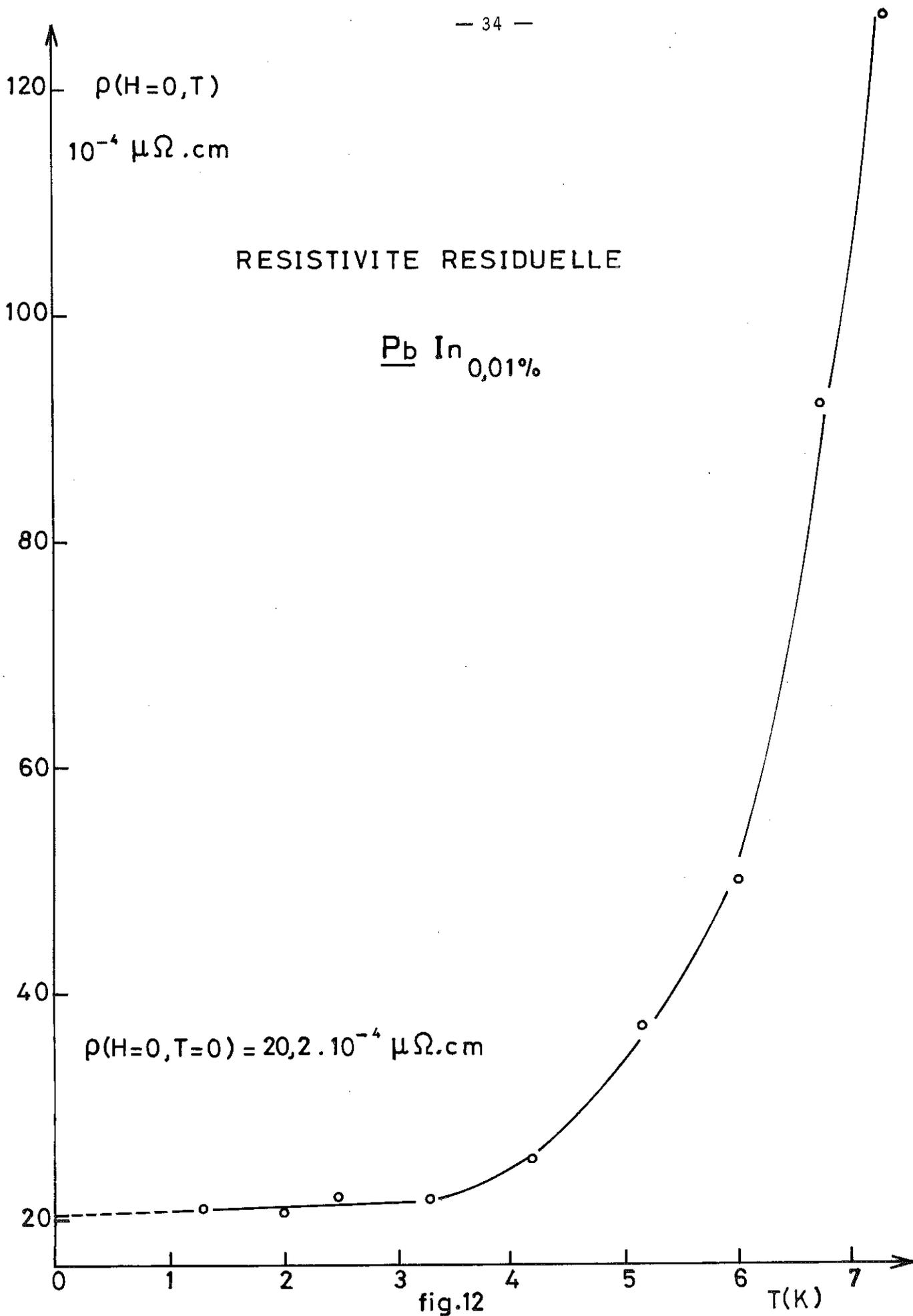


fig.12

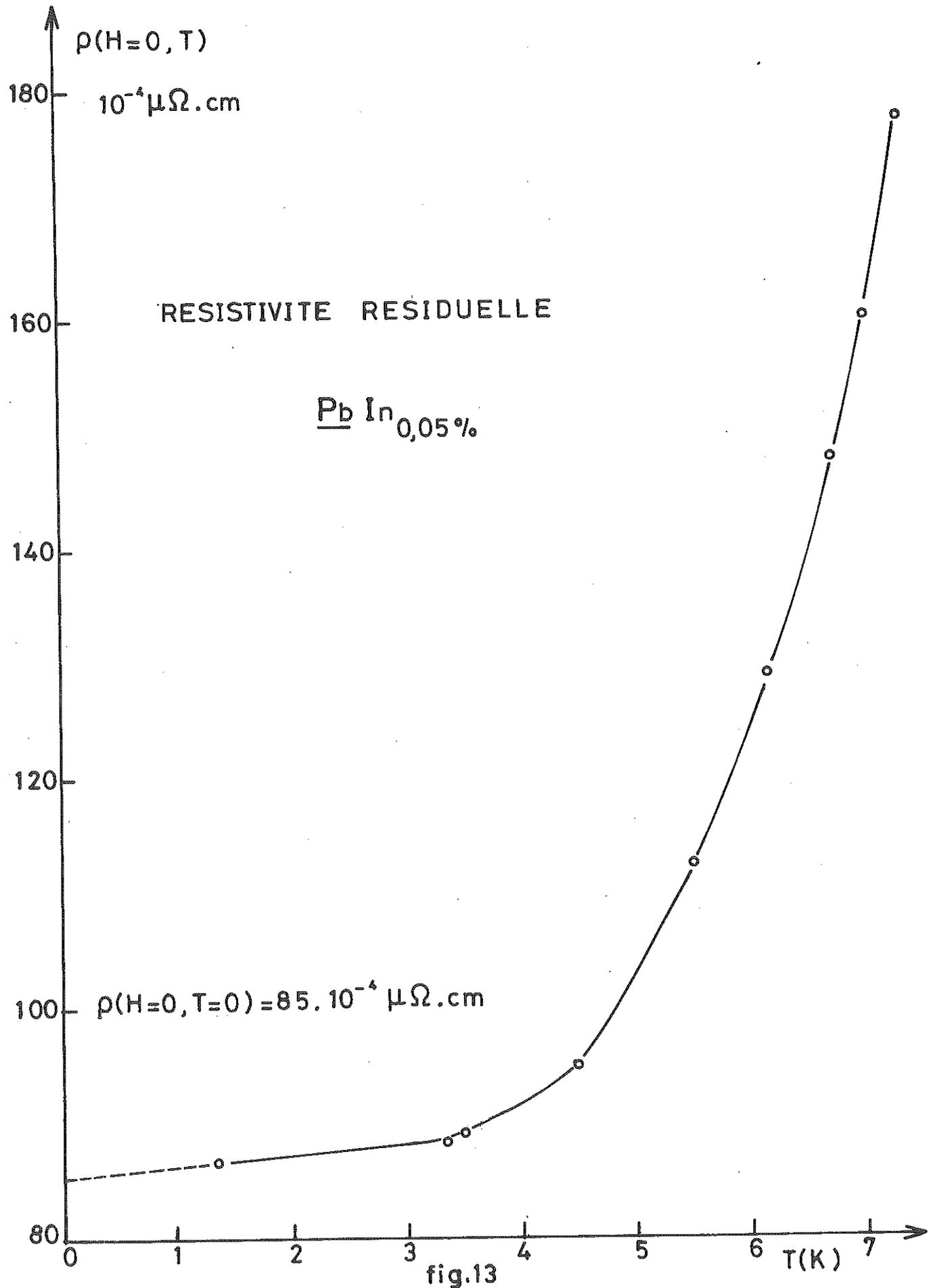


fig.13

III - 2.3. Profondeur de peau, de pénétration et longueur de cohérence.

La détermination de la résistivité pour une température 7,2 K légèrement supérieure à la transition va nous permettre d'accéder à la valeur du libre parcours moyen  $l$  (voir tableau).

Les valeurs de  $l$  sont extrapolées à partir de la relation de CHAMBERS :

$$\frac{\sigma_n}{l} = 94 \text{ (u.e.m.)}$$

$\sigma_n$  étant la conductivité à 7,2 K (normale).

La profondeur de peau à l'état normal à 7,2 K juste au-dessus de la transition supraconductrice s'exprime par :

$$\delta = \frac{1}{2\pi} (\rho / f)^{1/2} \text{ (C.G.S.)}$$

Fréquence = 2,4 GHz

La profondeur de peau varie très peu avec la concentration en impuretés. Nous pouvons séparer nos échantillons en deux catégories.

- Tantale où  $\frac{l}{\delta} = 0,47$  effet de peau normal  $l < \delta$
- Plomb pur et alliages de Plomb-Indium où  $l/\delta \approx 79$  en moyenne  $l \gg \delta$  effet de peau anormal.

La longueur de cohérence de Pippard est directement fonction du libre parcours moyen et s'exprime selon :

$$\frac{1}{\xi(l)} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{\alpha \cdot l}$$

$\xi_0$  largeur de cohérence intrinsèque  
 $\alpha$  facteur multiplicatif voisin de 1.

Pour le Plomb et ses alliages  $l \gg \xi_0$ , nous permet de vérifier entre autre que nous trouvons bien dans la limite propre, de plus  $\xi(l) \approx \xi_0$ .

Pour le Tantale de pureté très moyenne  $l/\xi_0 \approx 0,5$ , nous ne pourrions donc pas simplifier la relation de PIPPARD.

Deux cas sont à considérer pour la variation de la longueur de cohérence avec la température réduite :

- limite propre : métal pur. Plomb ou alliages à faibles concentrations d'impuretés.

$$\xi(t) = 0,74 \cdot \xi_0 \cdot \left( \frac{1}{1-t} \right)^{1/2}$$

- limite sale : Tantale.

$$\xi(t) = 0,85 \left( \xi_0 \cdot l \cdot \frac{1}{1-t} \right)^{1/2}$$

Pour profondeur de pénétration :

- propre :  $\lambda(t) = \lambda_L(0) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{1-t} \right)^{1/2}$

- sale :  $\lambda(t) = 0,64 \cdot \lambda_L(0) \cdot \left( \frac{\xi_0}{l} \cdot \frac{1}{1-t} \right)^{1/2}$

Nous avons comparé dans le tableau qui suit nos mesures de résistivité avec celles faites par J.L. ALLAIN.

	Plomb pur (ALLAIN)	Plomb pur	Pb-In <sub>0,01%</sub>	Pb-In <sub>0,05 %</sub>	Tantale
$RR = \rho_{293 K} \mid \rho_{0K}$	51 500	20 600	9 670	2 290	87
$\rho_0$ (résiduelle) ( $10^{-4} \mu \Omega \cdot \text{cm}$ )	3,80	9,40	20,15	85	$0,15 \cdot 10^4$
$\rho_{293 K}$ ( $\mu \Omega \cdot \text{cm}$ )	19,5	19,35	idem	idem	13,1
$\rho_{7,2 K}$ ( $10^{-4} \mu \Omega \cdot \text{cm}$ )	135	101	120,9	171,2	/
dimensions épaisseur longueur (mm) largeur	L = 10 cm $\varnothing = 6,5 \text{ mm}$	0,087 1,82 7,0	0,17 2,05 15,8	0,14 2,62 12,5	0,5 5 5
$l$ ( $\bar{a} T_c$ ) ( $\mu\text{m}$ )	7,9	10,5	8,7	6,2	0,1974
$\delta$ ( $\bar{a} T_c$ ) ( $\text{\AA}$ )	1 190	1 032	1 129	1 344	4 200
$\epsilon_0$ ( $\text{\AA}$ )	830	idem	idem	idem	925
$\lambda_L(0)$	370	idem	idem	idem	330

C H A P I T R E    I V

-----

RESULTATS EXPERIMENTAUX

---

## IV - 1 CHAMPS CRITIQUES

---

### IV - 1.1. Champs $H_c(t)$ et $H_{c3}(t)$ .

Les courbes de la résistance de surface en fonction du champ **magnet.** en orientation transverse, donnent les champs critiques, de masse  $H_c$  et de supraconductivité de surface  $H_{c3}$ . La valeur de  $H_c$  est vérifiée pour l'orientation perpendiculaire. La brutalité de la transition  $H_c$ , (du premier ordre) permet d'accéder avec une précision sur la mesure du champ de ( $\pm 5$  Gauss). Nous avons choisi la valeur donnée par la courbe en champ décroissant  $H_{cr}$  (voir paragraphe, les raisons de notre choix).  $H_{c3}$  est atteint pour  $R/R_N = 1$ . Les graphes présentent une courbure progressive près de  $H_{c3}$  rendant la mesure assez imprécise. L'hystérésis débutant pour cette valeur apporte une information supplémentaire. Nous avons présenté (figures 14-15-16) les champs critiques en fonction de la température réduite pour le Plomb pur et les alliages de concentrations respectives Pb - In<sub>0,01</sub> % et Pb - In<sub>0,05</sub> %.

### IV - 1.2. Anisotropie de $H_{c3}$ et paramètre de GINSBURG-LANDAU.

Nous avons étudié l'anisotropie du champ magnétique de nucléation de l'état de supraconductivité de surface des types (I, III) en fonction de deux paramètres, l'angle  $\theta$  d'inclinaison du champ magnétique par rapport à la surface de l'échantillon et la température. Nous en avons déduit le paramètre de GINSBURG-LANDAU  $K_I(t)$ . Il a été choisi comme variable du champ

$$h_{c3}(|\theta|) = \frac{H_{c3}(|\theta|)}{H_c(\theta = 0)}, \quad H_c(0) \text{ champ de supra}$$

de masse en orientation parallèle. Nous présentons (figures 17 et 18) les résultats obtenus sur le Pb 100 % et le Pb-In<sub>0,05</sub> %.

Des réseaux de courbes homothétiques sont observés en fonction de la température réduite  $t$ .

L'anisotropie du champ  $H_{c3}(\theta)$  a été calculé par SAINT JAMES (1965) pour des petits angles et dans le cas du Plomb dans sa limite sale.

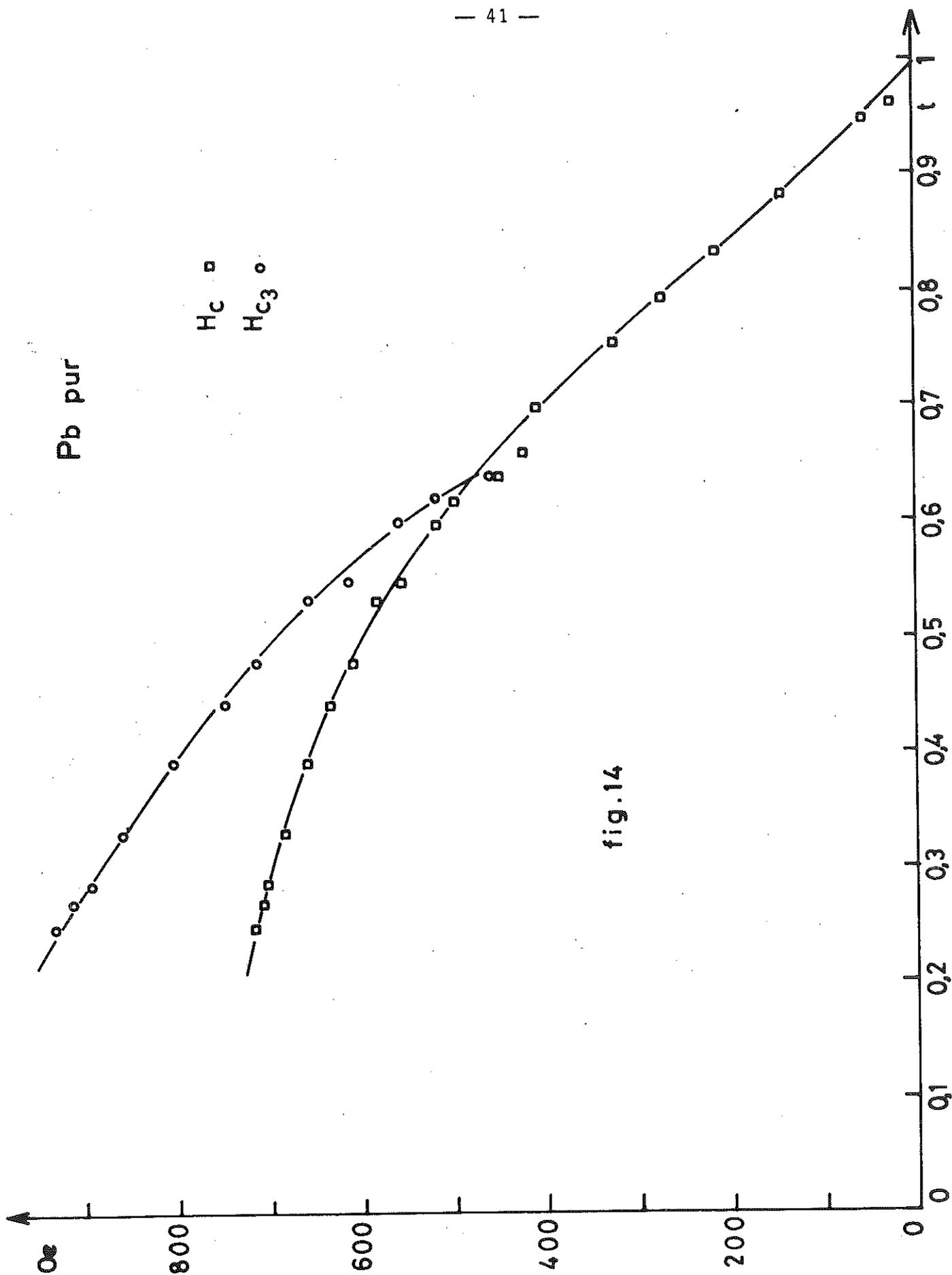


fig.14

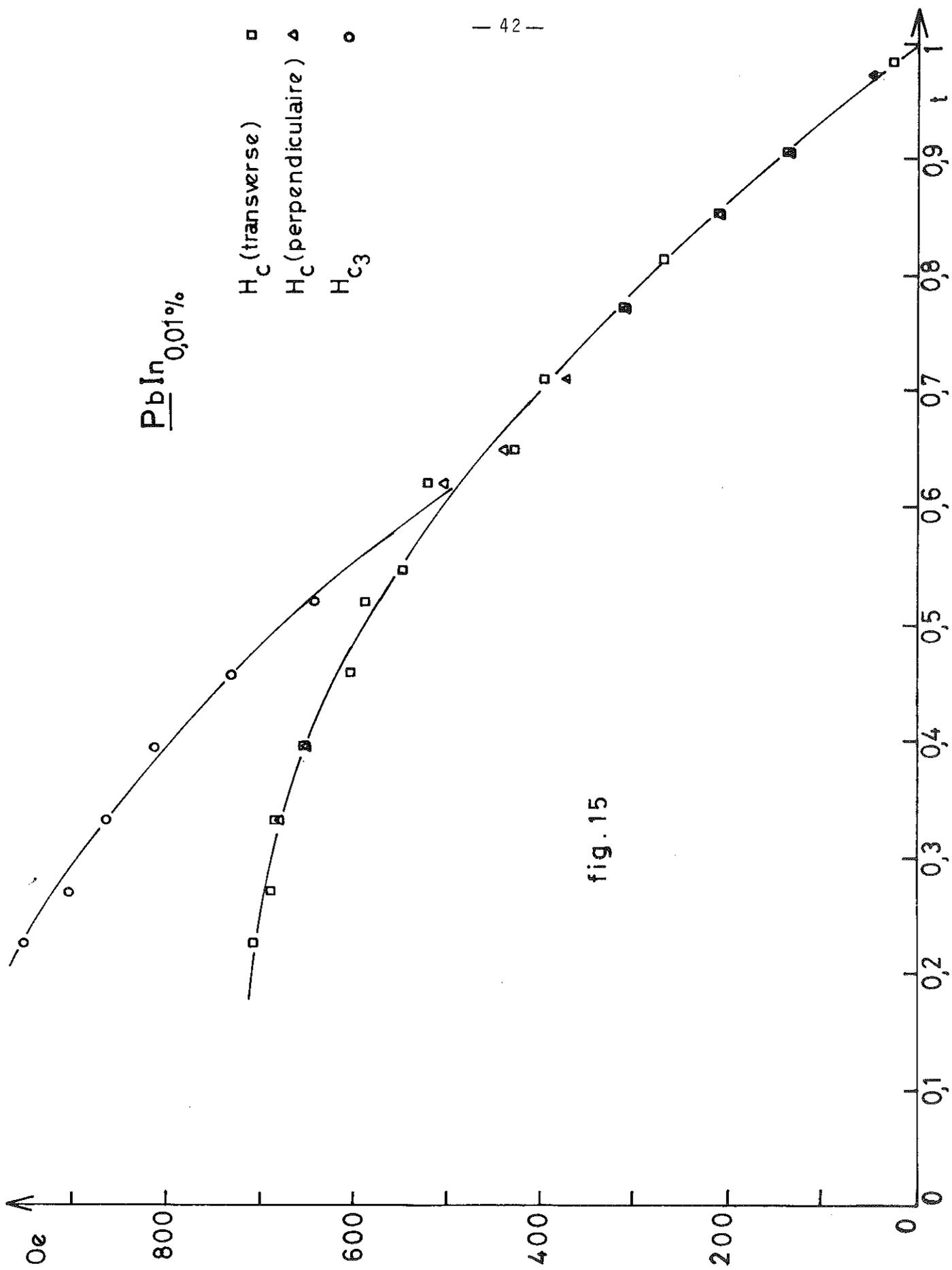


fig. 15

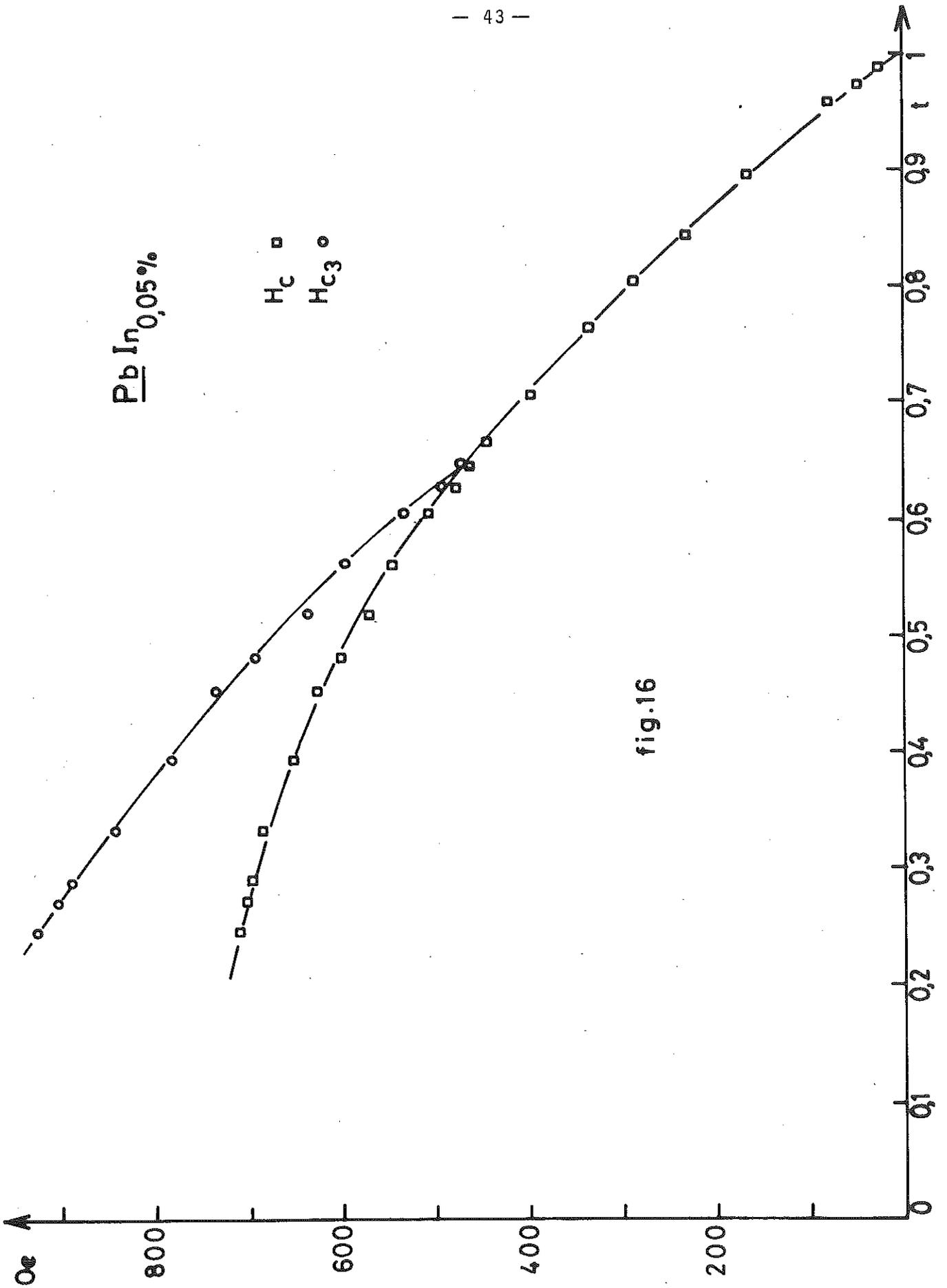


fig.16

Il trouve une loi du type  $H_{c3}(\theta) = H_{c3}(0) (1 - 1,35 |\theta|)$ . Cette loi est valable quelle que soit la température,  $K_I(t)$  ne variant pratiquement pas avec  $t$ . Dans le cas de nos échantillons nous sommes dans la limite propre, ils sont fortement dépendants de la température. même dans le cas des angles  $\theta$  faibles, les réseaux de courbes d'anisotropie de  $H_{c3}$  se trouvent en désaccord avec l'approximation de SAINT-JAMES sauf lorsque  $H_{c3}$  est très près de  $H_c$  pour  $t \approx 0,6$  on observe une concordance. Nos courbes diffèrent, en particulier à l'origine, elles ont une pente nulle. SAINT-JAMES ne donne pas l'équation des courbes dans le cas des forts angles.

BORKOV, HU et KORENMAN (1969) ont donné une loi de variation du champ en fonction de la température pour les types II, dans le cas d'une réflexion spéculaire.

$$\frac{H_{c3}(t)}{H_{c2}(t)} = 1,695 \left( 1 + 0,614 (1 - t) - 0,577 (1 - t)^{3/2} \right)$$

$$= 1,695 \cdot f(t)$$

$$t = 0 \quad \frac{H_{c3}}{H_{c2}} \geq 1,925 \quad \text{borne inférieure du calcul de variation}$$

$$t = 1 \quad \frac{H_{c3}}{H_{c2}} = 1,695$$

KULIK (1969) a modifié le calcul et considéré pour les deux types de réflexion :

. spéculaire  $H_{c3} / H_{c2} \geq 1,99$

. diffuse  $H_{c3} / H_{c2} \geq 2,09$

Le champ de supraconductivité de surface peut aussi s'exprimer en fonction de  $H_c$ , avec le coefficient de GINSBURG-LANDAU pour les types I.

$$H_{c3}(t) = C(t) \cdot H_{c2}(t) = \sqrt{2} \cdot K_I(t) \cdot C(t) \cdot H_c(t)$$

$$C(t) = C(1) \cdot f(t) = 1,695 f(t)$$

$f(t)$  est la fonction de GORK'OV, HU et KOREMAN.

Nous en déduisons :

$$K_I(t) = \frac{H_{c3}(t)}{H_c(t)} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{1,695 f(t)} = \frac{1}{2,396} \cdot \frac{1}{f(t)} \cdot \frac{H_{c3}(t)}{H_c(t)}$$

$f(t)$  va prendre les différentes valeurs :

$$t = 1 \quad f(1) = 1$$

$$t = 0 \quad f(0) = 1,037$$

La variation de  $f(t)$  étant assez faible  $f(t) \approx \text{Cte}$

$$K_I(t) = \frac{1}{2,396} \cdot \frac{H_{c3}(t)}{H_c(t)}$$

Limite propre  $t = 0$  d'après les calculs de KULIK.

$$K_I(0) \geq 0,497 \quad \text{réflexion spéculaire}$$

$$K_I(0) \geq 0,473 \quad \text{réflexion diffuse}$$

Nos échantillons sont très au-dessus de la limite propre. Nous avons tracé les courbes pour le Plomb pur et les alliages  $\text{Pb-In}_{0,01} \%$  et  $\text{Pb-In}_{0,05} \%$  (figure 19).

La détermination expérimentale de  $K_I(t)$  nous permet d'accéder à la température  $t_0$  de disparition de la supraconductivité de surface.

$$K(t_0) = 0,418 \quad t_0 = 0,66 \pm 0,01$$

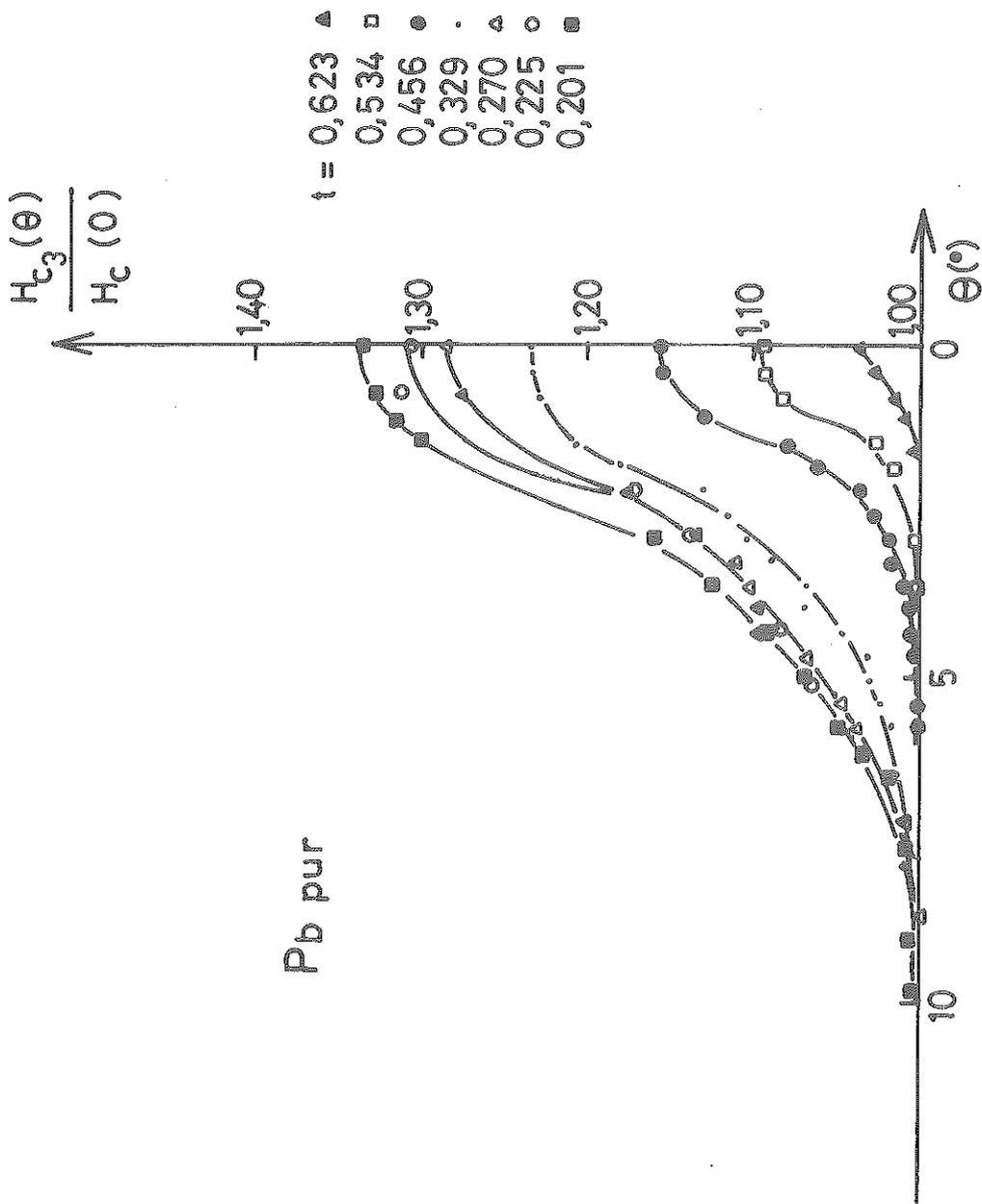


fig. 17

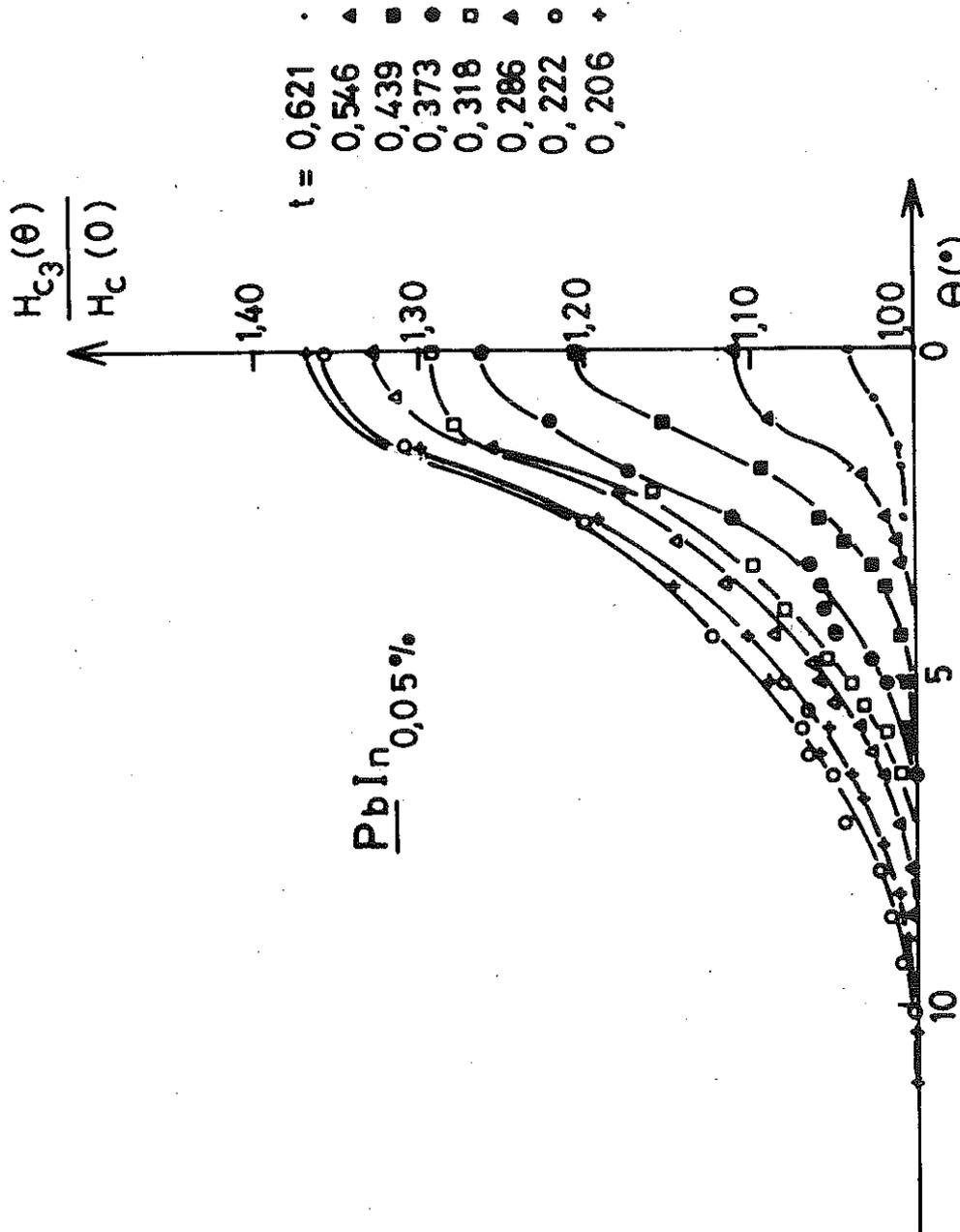


fig.18

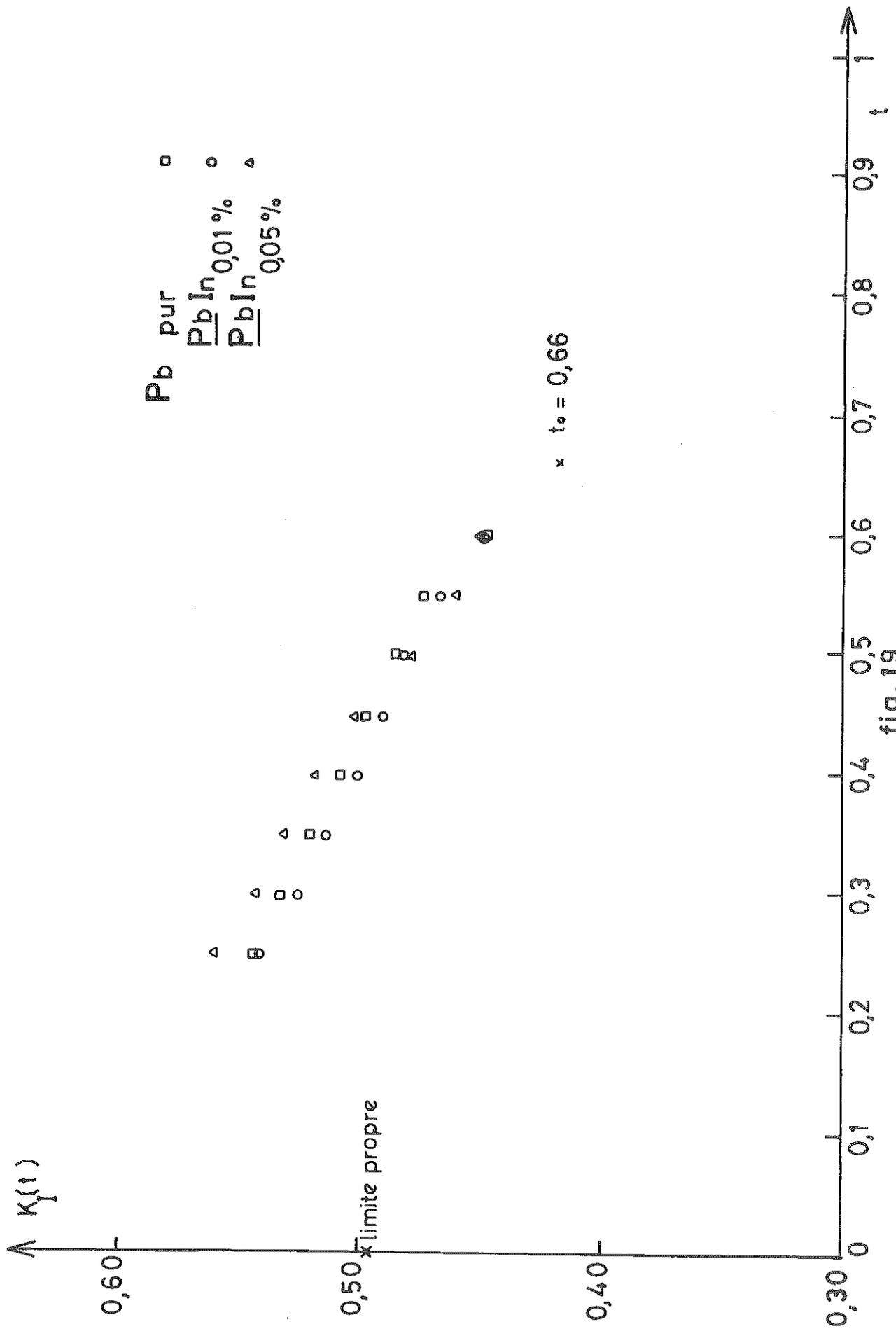


fig. 19

## IV - 2 RESISTANCE DE SURFACE EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

---

Trois orientations ont été successivement étudiées :

- perpendiculaire :  $\vec{j}_\omega \perp \vec{H}, \vec{H} \perp S_E$
- transverse :  $\vec{j}_\omega \perp \vec{H}, \vec{H} // S_E$
- longitudinale :  $\vec{j}_\omega // \vec{H}, \vec{H} // S_E$

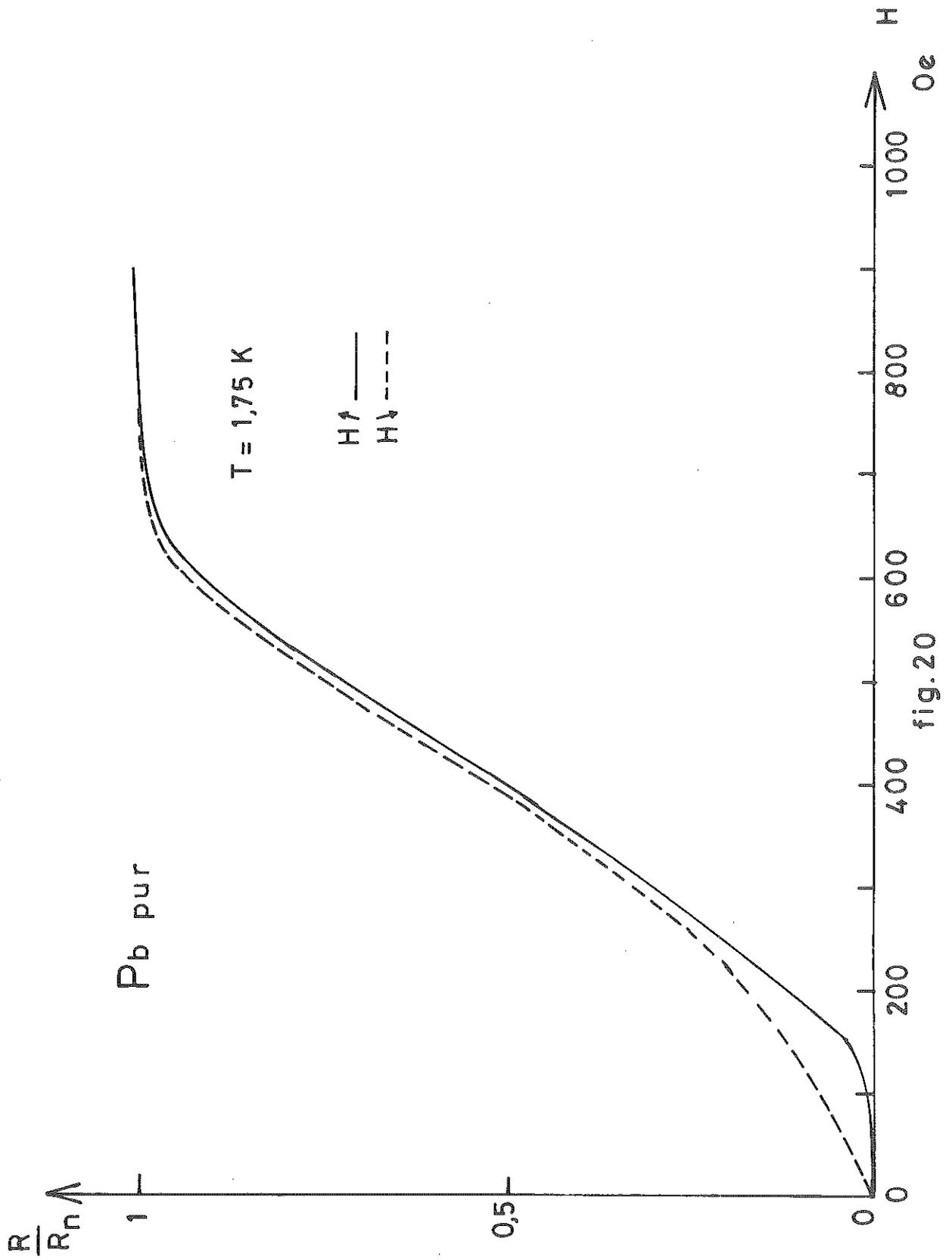
### IV - 2.1. Orientation perpendiculaire $R/R_N(H,t)$ .

La résistance de surface reste nulle jusqu'à une valeur  $H_1 = H_{C1}/(1-n)$ , effet diamagnétique parfait (Meissner).

$n$ , coefficient démagnétisant.

L'échantillon s'oppose totalement à la pénétration du champ magnétique extérieur. Au-dessus de  $H_1$  on observe une croissance pratiquement linéaire de  $R/R_N$ , jusqu'à une valeur proche du champ critique  $H_C$ . Le flux a pénétré dans le matériau, dans lequel il se forme des domaines alternativement normaux et supraconducteurs (état intermédiaire). En champ croissant les domaines supraconducteurs s'amenuisent progressivement pour disparaître à  $H_C$  où l'échantillon est normal dans tout son volume. Au voisinage de  $H_C$  la courbe s'arrondit pour atteindre la valeur de la résistance normale. Il en résulte une imprécision sur la mesure du champ critique. En champ décroissant, on observe une hystéresis près de  $H_1$ , les domaines normaux persistent pour disparaître seulement à valeur nulle du champ appliqué. Nous avons tracé (figure 20) la courbe pour Plomb pur, nous avons des courbes équivalentes pour  $\text{Pb-In}_{0,01}\%$ ,  $\text{Pb-In}_{0,05}\%$  et Tantale, pour une température  $T = 1,75$  K. Lorsque nous nous rapprochons de  $T_C$ , la transition a tendance à se faire d'une manière de plus en plus franche car pour  $T \rightarrow T_C$ ,  $H_C \gtrsim H_1$ , le matériau réagit selon l'effet Meissner complet.

orientation perpendiculaire



#### IV - 2.2. Orientation transverse $R/R_N(H, t, \theta)$ .

Dans cette orientation apparaissent de nombreux phénomènes.

##### a) Variation en fonction du champ et de la T pour $\theta = 0$ :

La description suivante est valable pour le Plomb pur, les alliages de Pb-In, à différentes concentrations d'In(0,01 % et 0,05 %), le Ta ; Figure 21 est exposée la variation en fonction de la température de l'anomalie pour le Plomb pur, cette anomalie s'accroît proportionnellement à la décroissance en température. Trois températures sont présentées pour  $T_1 = 4,184$  K ,  $T_2 = 3,058$  K et  $T_3 = 2,211$  K.

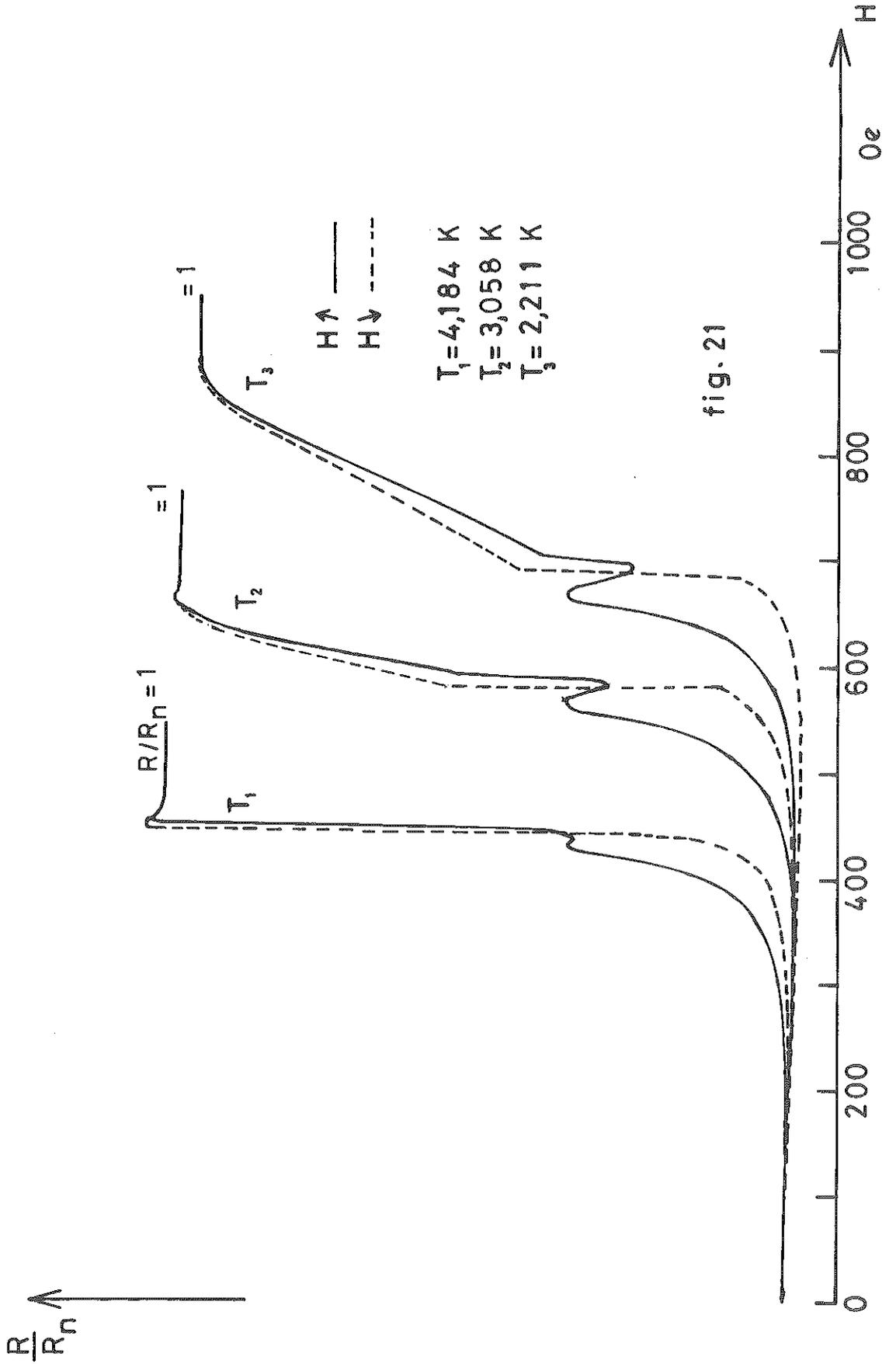
Soit  $H'$ , valeur pour laquelle l'anomalie est maximale.  $H_{ext} > H'$  la résistance de surface se remet à décroître, passe par un minimum puis se relève pour transiter à la valeur  $H_{ca}$ . Entre  $H_{ca}$  et  $H_{c3}$  croissance linéaire due au régime de supraconductivité superficielle. La courbe retour présente une hystérésis à partir de  $H_{c3}$ , transite brusquement pour  $H_{cr}$  ( $H_{cr} < H_{ca}$ ) puis retourne lentement à sa valeur nulle. Tout effet anormal disparaît pour  $T > T_0$  ( $T_0$  température pour laquelle  $H_{c3} = H_{cr}$ ). Des surpentes dues aux vortex de KULIK apparaissent pour  $T < T_0$ ,  $T \leq T_0$ , car  $H_{c3} - H_{cr} \rightarrow 0$ . La figure 22 montre l'allure des courbes pour le Ta et le Pb-In<sub>0,05 %</sub>.

##### b) Etude de l'anomalie :

Une étude approfondie des propriétés magnétiques des échantillons serait nécessaire. Nous avons essayé de donner une explication simple au phénomène. L'anomalie observée en champ magnétique croissant provient d'effets démagnétisants dus à la géométrie de nos échantillons, mais soumis aux mêmes types de couplage que les vortex de KULIK, car l'inversion de pente n'existe qu'en orientation transverse. Lorsque le champ augmente jusqu'à des valeurs pas trop élevées, le matériau est diamagnétique et réagit selon l'effet Meissner.

Ensuite, en champ croissant  $H \uparrow$  l'échantillon diamagnétique de coefficient démagnétisant  $n \neq 0$ , crée un champ démagnétisant s'ajoutant au champ appliqué et maximal aux extrémités de l'échantillon. Ces surchamps vont permettre la pénétration du flux dans A et B dès que  $H \uparrow = H_c(1 - n)$ . Ainsi dans toute la zone hachurée pour  $H_c(1-n) < H \uparrow < H_c$

Pb pur (orientation transverse)



(orientation transverse)

$\frac{R}{R_n}$  ↑

$H \uparrow$  —  
 $H \rightarrow$  - - -

$T_1 = 1,38 \text{ K}$

$T_2 = 1,76 \text{ K}$

$R/R_n = 1$

Ta

$T_2$

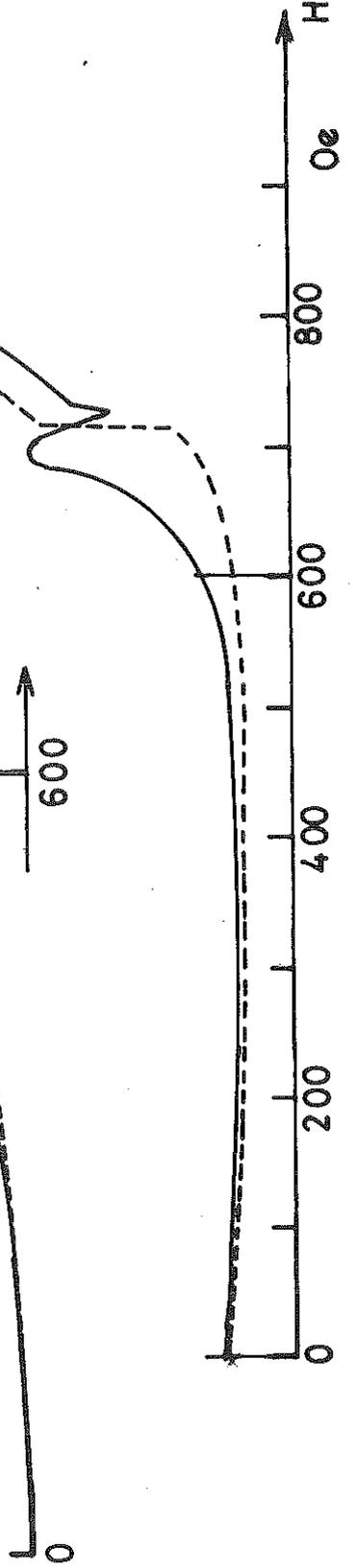
$T_1$

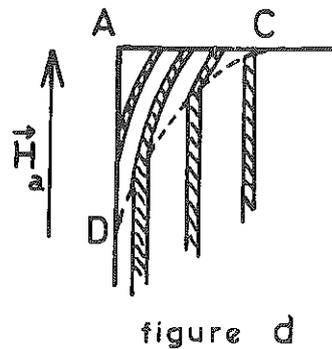
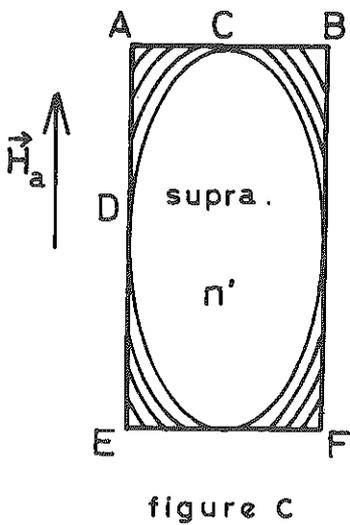
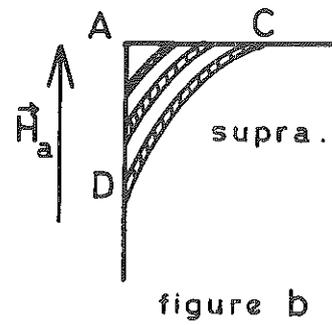
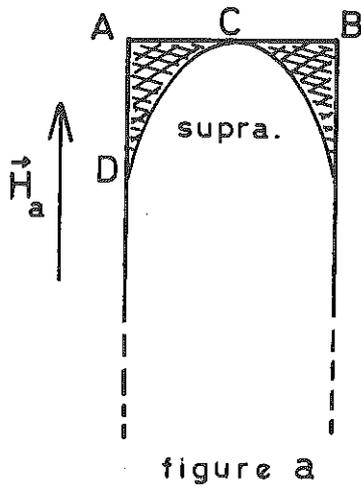
= 1

53

Pb In 0,05%

fig. 22





l'échantillon entre dans l'état intermédiaire, il est parcouru par des macro-vortex inclinés. En inverse du résultat classique pour un ellipsoïde, dans notre cas pour un parallélépipède, le champ démagnétisant n'est pas uniforme et les macro-vortex n'ont pas de raison d'être parallèles au champ appliqué. Ces macro-vortex inclinés sur la surface faisant un angle avec le champ appliqué vont donc être entraînés de la même manière que les vortex de KULIK amenant des pertes excédentaires dans la région ADC (figure b) en orientation transverse et en champ croissant. Quand  $H \uparrow \rightarrow H_c$  l'échantillon présente la géométrie de la figure c et prend la valeur  $H_c(1-n')$ ,  $n'$  étant le coefficient démagnétisant de l'ellipsoïde inscrite dans le parallélépipède.

$$n' < n$$

Les pertes sont maximales. Puis, dès que le champ augmente un peu,  $H > (1-n') H_c$  l'ellipsoïde entre dans l'état intermédiaire, le nombre de macro-vortex débouchant sur les surfaces AE et BF, // au champ appliqué diminue (figure d), les pertes diminuent aussi fortement. Nous avons une chute de la résistance de surface.

On arrive ensuite à la transition  $H = H_c$ , les pertes augmentent alors de nouveau brutalement, l'échantillon est devenu normal dans la masse sauf dans le tégument superficiel.

Par contre, en champ décroissant, le tégument se comporte comme un anneau supraconducteur et possède donc une orientation paramagnétique si :  $H_c < H_{c+} < H_{c3}$ .

Le champ dans l'échantillon est supérieur au champ appliqué, il n'atteint  $H_c$  que pour  $H_{\text{appliqué}} < H_c$ , d'où un retard à l'apparition de la supraconductivité et une transition brutale vers des pertes plus faibles. L'irréversibilité observée dans les pertes pour  $H$  inférieur à ce champ de nucléation provient vraisemblablement d'une irréversibilité macroscopique d'aimantation (flux piégé).

c) Anisotropie de la résistance de surface à température constante :  
 $R/R_N (H, \theta), T = \text{Cte}$

Quand le champ statique n'est plus rigoureusement parallèle à la surface de l'échantillon, mais est faiblement penché par rapport à celle-ci apparaissent plusieurs phénomènes imputables à la dissipation au-dessus de l'état normal produite par les vortex de KULIK inclinés.

Cinq étapes doivent être considérées. Nous les avons étudiées (figures 23 et 24) sur le Plomb pur pour  $T \approx 1,51$  K.

\*  $\theta = 0, H_{c3} \gg H_c$  courbes décrites dans le paragraphe précédent.

\*  $\theta$  faible  $\approx 1^\circ, H_{c3} \gg H_c$

La première remarque à faire est l'atténuation de l'anomalie en angle croissant. L'inversion de pente disparaît  $R/R_N$  coupe simplement la courbe retour. Au voisinage de  $H_{c3}$  apparaît un phénomène nouveau, la résistance de surface prend une valeur supérieure à la valeur normale.

Nous définissons les surpertes par le rapport :

$$\frac{\Delta R}{R_N} (\%) = \frac{R_{MAX} - R_N}{R_N}$$

L'hystérésis démarre toujours près de  $H_{C3}$  que l'on repère par la rupture de pente de la courbe.

\*  $6^\circ < \theta < 4^\circ$  ,  $H_{C3} > H_C$  Disparition totale de l'hystérésis pour  $H_{ext} < H_C$ .  $\Delta R/R_N$  augmente progressivement pour passer par une valeur maximale. Cette remontée peut aller jusqu'à 15 % de  $R_N$ .

\*  $\theta$  grand,  $H_{C3} \approx H_C$ . Le pic se met à diminuer. L'hystérésis au-dessous de  $H_C$  s'est totalement inversée. La courbe de descente passe maintenant au-dessus de la courbe de montée. Le saut d'absorption au niveau du champ critique est toujours très net.

A la vue de ces courbes, nous pouvons définir le champ critique thermodynamique :

$$H_{cth} = \frac{H_{cr} + H_{ca}}{2} \quad \text{pour } \theta \text{ grand}$$

qui correspond à peu de choses près à  $H_{cr}$  pour  $\theta = 0$ .

\*  $\theta$  très grand  $\theta > 10^\circ$ , disparition de  $H_{C3}$ . Les courbes se transforment progressivement jusqu'à la position perpendiculaire.

#### d) Orientation transverse Ta et alliages de Pb-In :

Pour le Tantale et le Pb-In à différentes concentrations, les phénomènes précédents sont valables globalement. L'évolution des courbes s'effectue de la même manière. L'amplitude des pertes décroît avec le libre parcours moyen. Le Ta de pureté très moyenne présente un pic très faible. Une dérive du pic maximum vers des angles  $\theta$  supérieurs se produit pour les matériaux impurs.

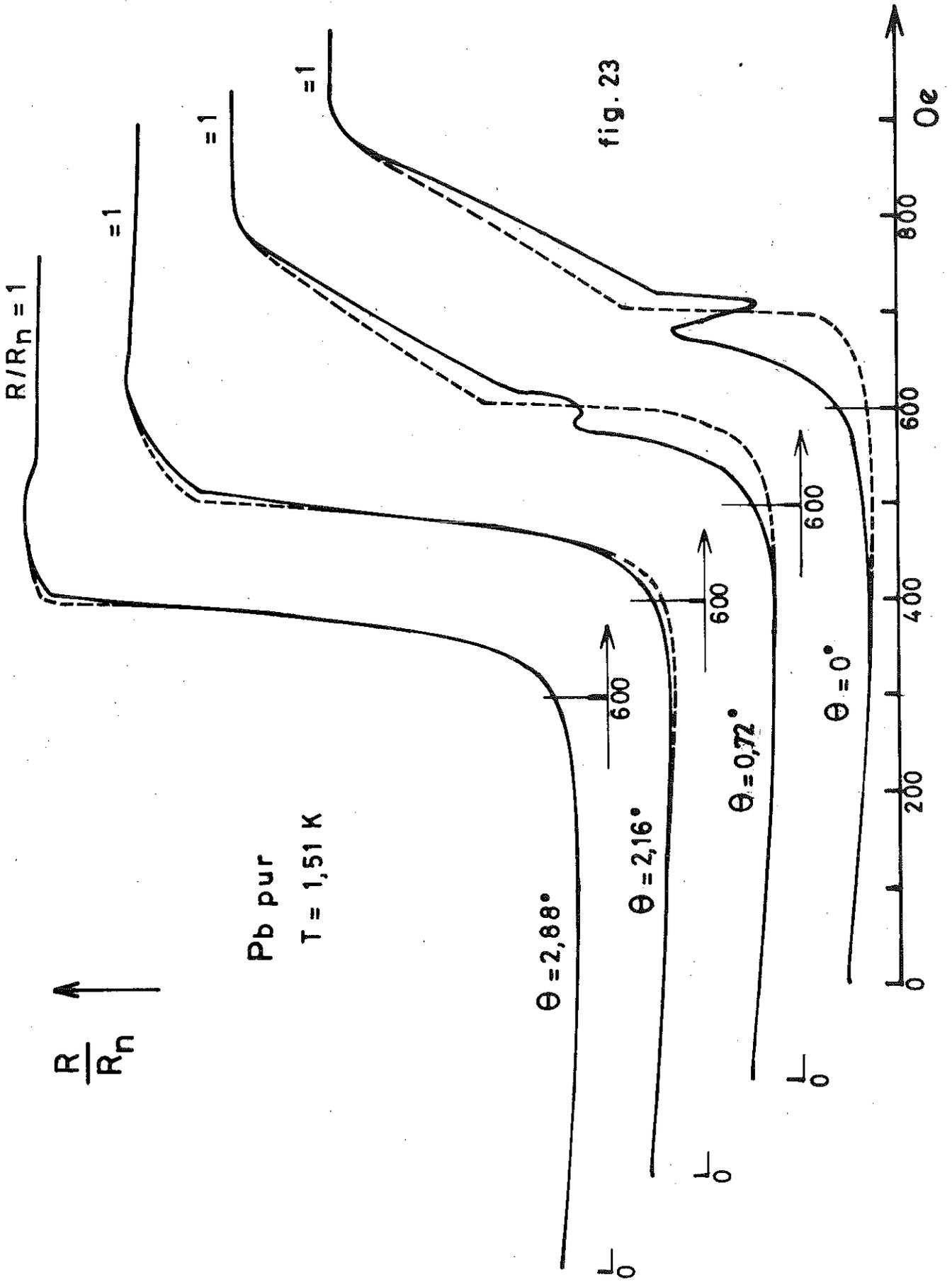


fig. 23

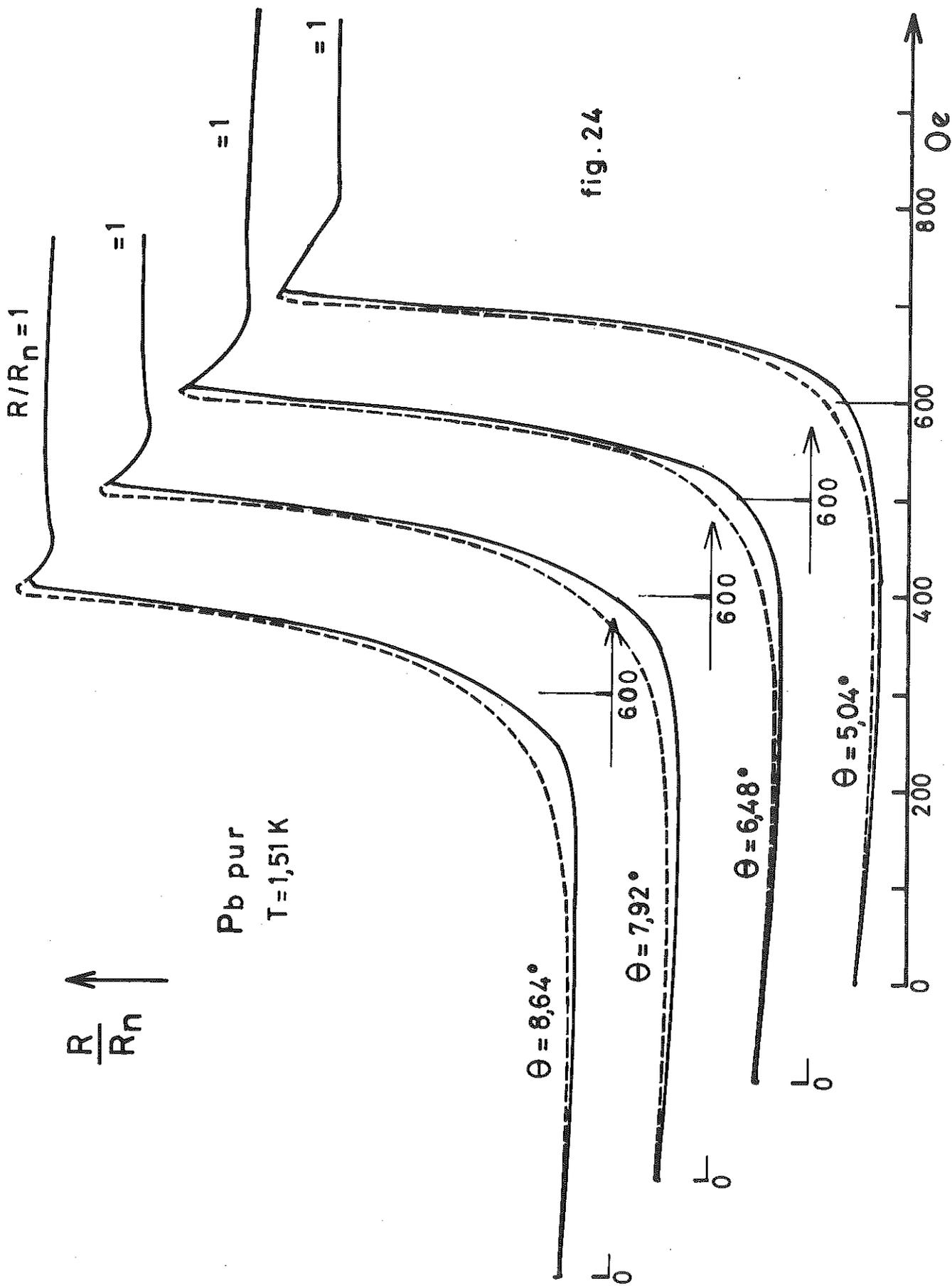
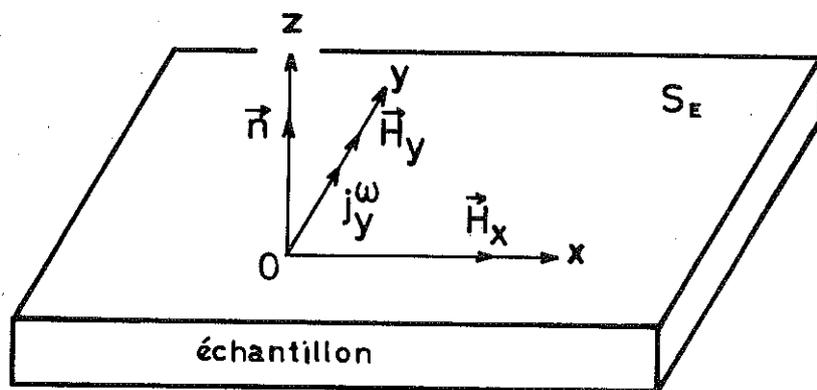


fig. 24

### IV - 3 ORIENTATION LONGITUDINALE

Nous avons tracé les courbes uniquement pour le Plomb pur. Elles présentent un saut distinct au niveau de  $H_c$ . Nous avons une croissance linéaire entre  $H_c$  et  $H_{c3}$ . Trois courbes sont tracées (figure 25) pour  $T = 4,141$ ,  $2,384$  et  $1,755$  K, avec comparaison pour  $T = 2,384$  K avec la courbe en champ magnétique transverse parallèle (figure 26). Dans l'orientation longitudinale, il n'y a plus couplage entre les vortex de KULIK et le champ hyperfréquence, il n'existe plus de dissipation excessive au-dessus de l'état normal.

Soit la surface plane de l'échantillon située dans le plan Oxy. Le courant hyperfréquence  $j_\omega$  est supposé aligné selon l'axe Oy.  $\vec{H}(r)$  est le champ du vortex,  $\vec{H}_x$  en position transverse,  $\vec{H}_y$  en position longitudinale (le couplage est indépendant de  $\vec{H}_z$ ).



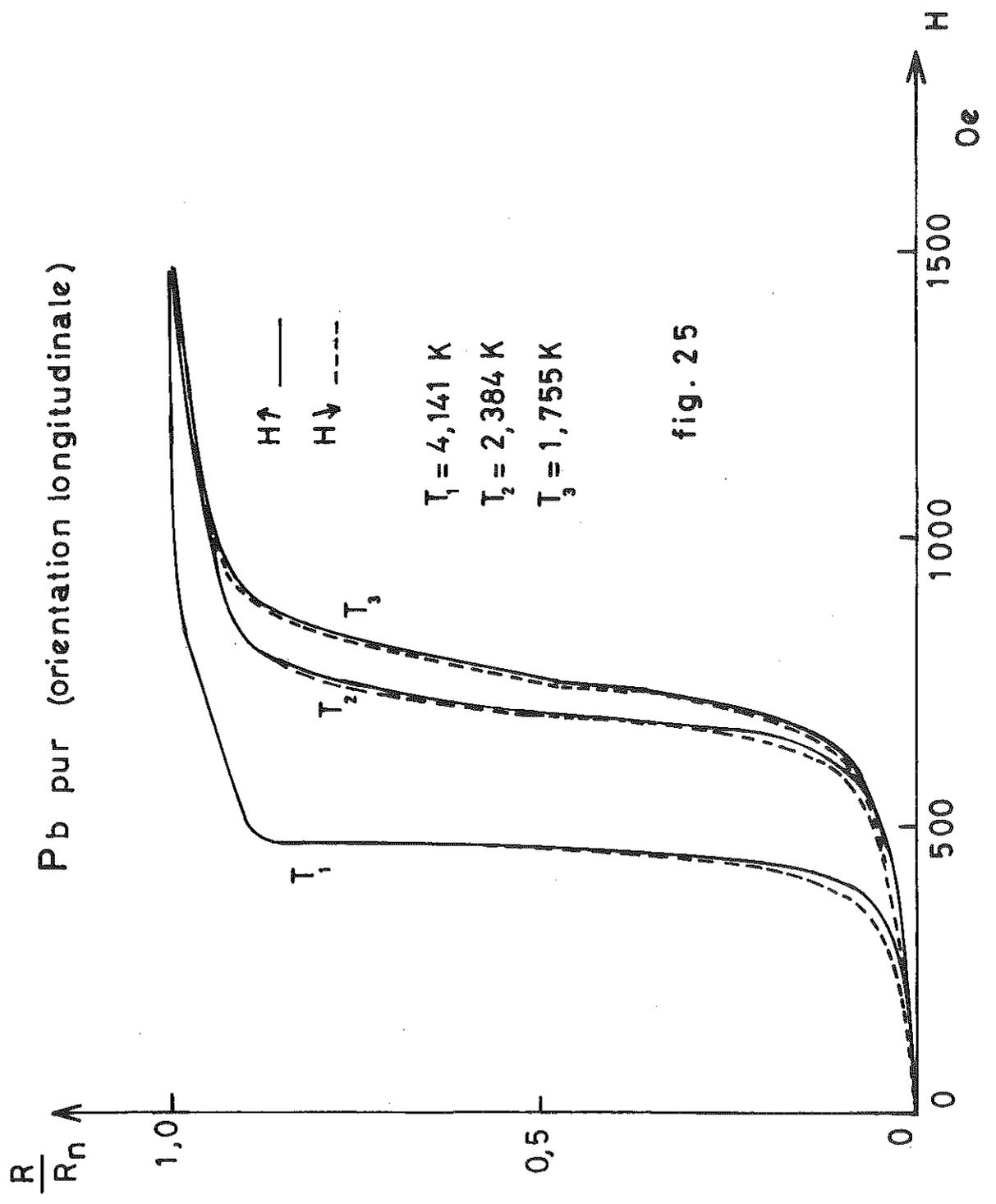
$$\vec{S}_E = \vec{n} S_E$$

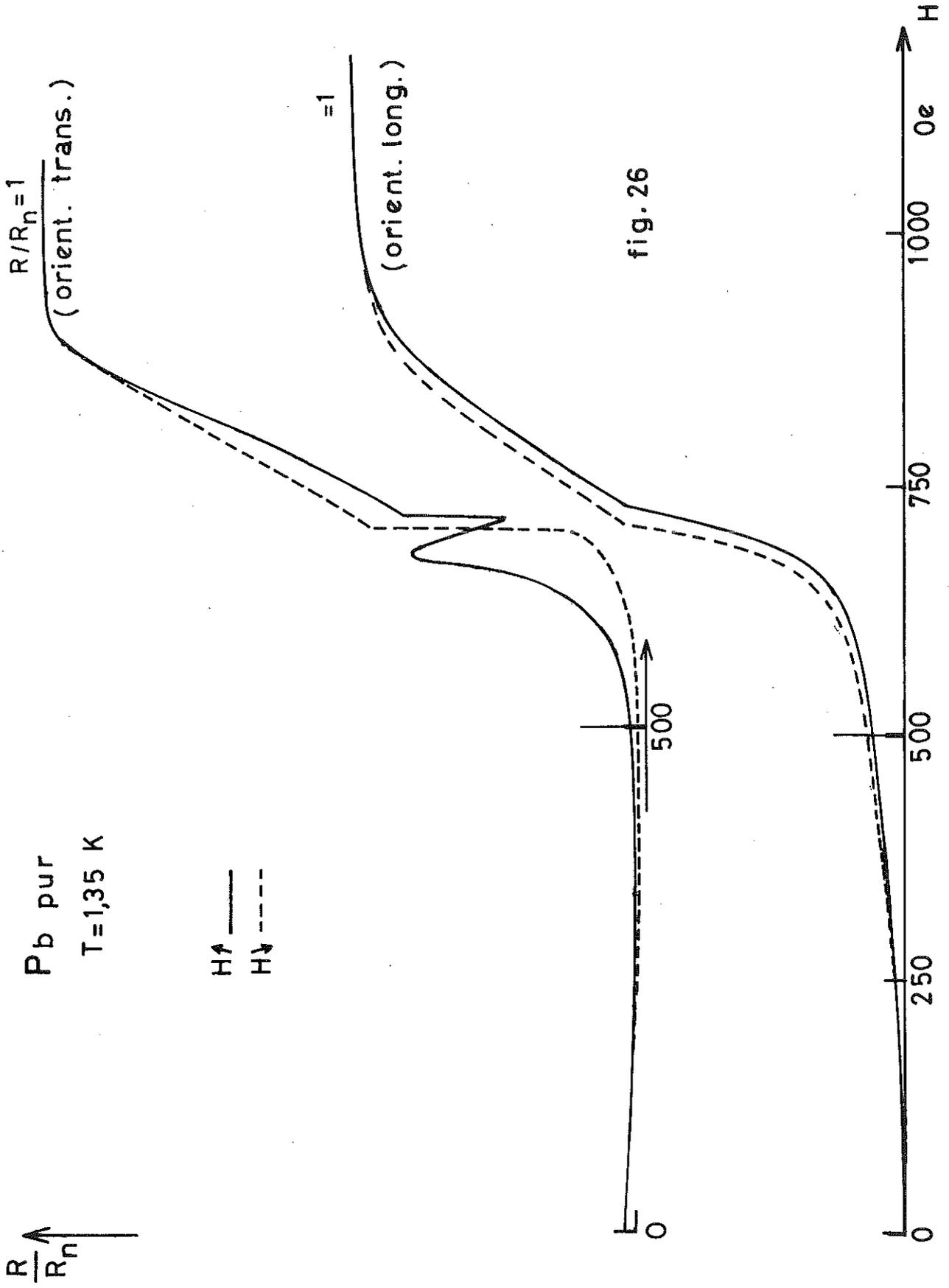
Nous considérons seulement la composante  $\vec{H}_x^\omega$  dans le plan  $S_E$ .  
Nous pouvons écrire :

$$\vec{H}^\omega = \vec{j}^\omega \wedge \vec{n} \quad \vec{j}^\omega = \vec{j}_y^\omega \quad \text{et} \quad \vec{H}^\omega = \vec{H}_x^\omega$$

L'énergie de couplage prend la forme suivante :

- orientation transverse : 
$$J_x = \int_z \vec{H}_x^\omega \cdot \vec{H}_x(r) d^3\vec{r} \neq 0$$





- Orientation longitudinale :  $J_y = \int_z \vec{H}_x^\omega \cdot \vec{H}_y(r) d^3r = 0$

Expérimentalement, nous observons une telle disposition.

#### IV - 4 ETUDE EXPERIMENTALE DES SURPERTES

---

##### IV - 4.1. En fonction de l'angle $\Delta R/R_N(\theta)$ et $\theta_M(t)$ .

Nous avons présenté les courbes pour divers échantillons (figures 27, 28, 29).

Pb pur	MA 999	I, II et IX
<u>Pb-In</u> <sub>0,01 %</sub>	MA 1001	I et II
<u>Pb-In</u> <sub>0,05 %</sub>	MA 1002	I et II
Tantale		

L'amplitude en champ décroissant du pic de résistance au-dessus de l'état normal est défini par :  $\Delta R/R_N(\%) = (R_{MAX} - R_N)/R_N$ . La variation du pic en fonction de  $|\theta|$  passe par un maximum pour  $\theta_{MAX}$  d'où  $\Delta R/R_N(\theta_M) = (\Delta R/R_N)_{MAX}$ . Les courbes sont symétriques par rapport à la position rigoureusement parallèle ( $\theta = 0$ ), pour des raisons pratiques, nous n'avons représenté sur nos courbes que les pics pour des angles négatifs. Cette valeur est appréciée avec une erreur de  $\pm 0,5 \%$ . La précision sur  $\theta$  est de  $\pm 0,2^\circ$ . Ces courbes, d'angle  $\theta_{MAX}$  faible à 4 K se déplacent progressivement vers des angles croissants lorsque la température diminue, par contre la largeur à mi-hauteur augmente. L'amplitude des courbes tend à s'atténuer avec la concentration en impuretés. Tous ces phénomènes ont été vus sur le Tantale mais avec des amplitudes faibles de l'ordre de  $0,2 \%$ .

Nous donnons figure 30 l'évolution de  $|\theta_M|(t)$  suivant différentes concentrations.

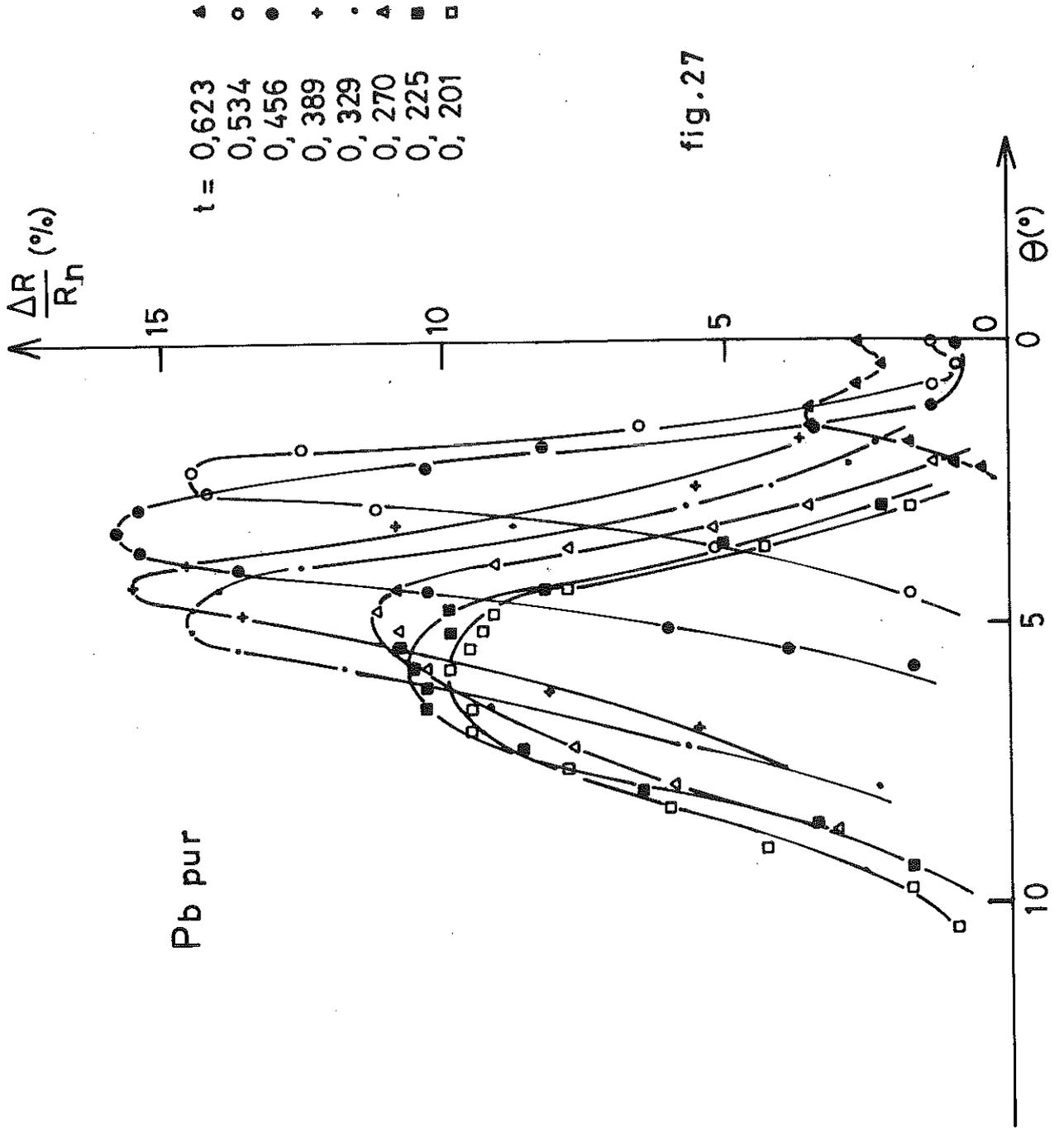


fig.27

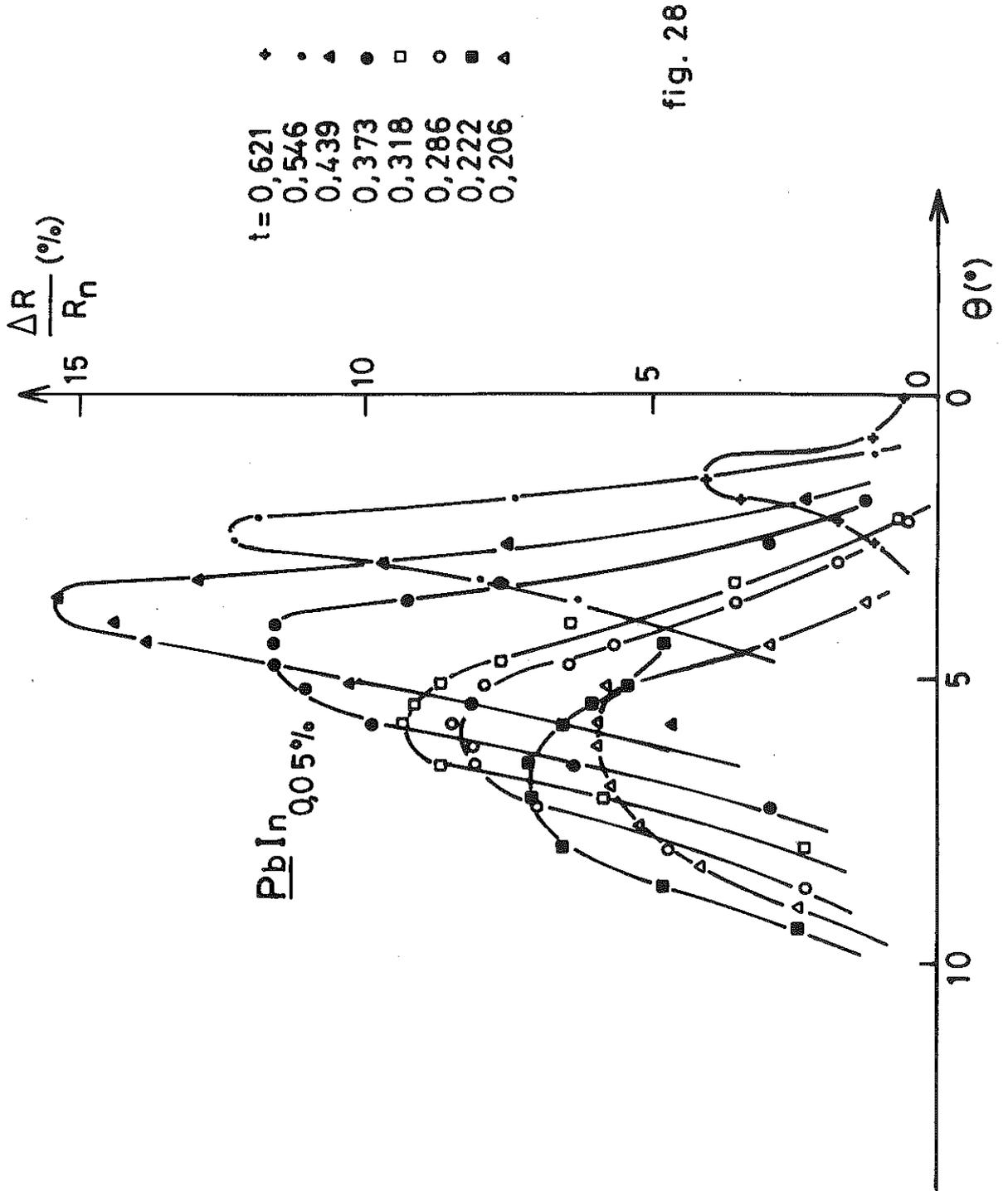


fig. 28

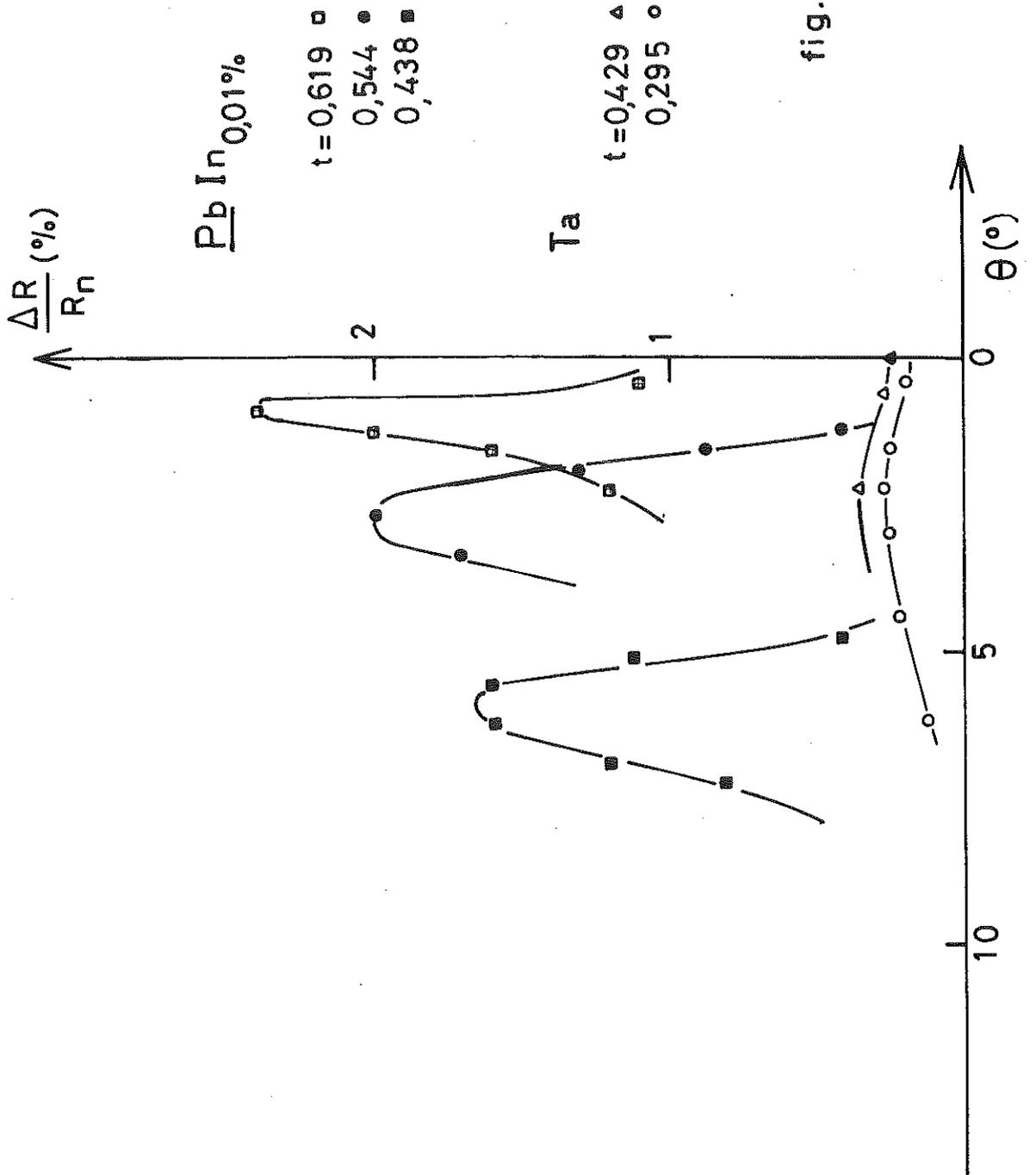


fig. 29

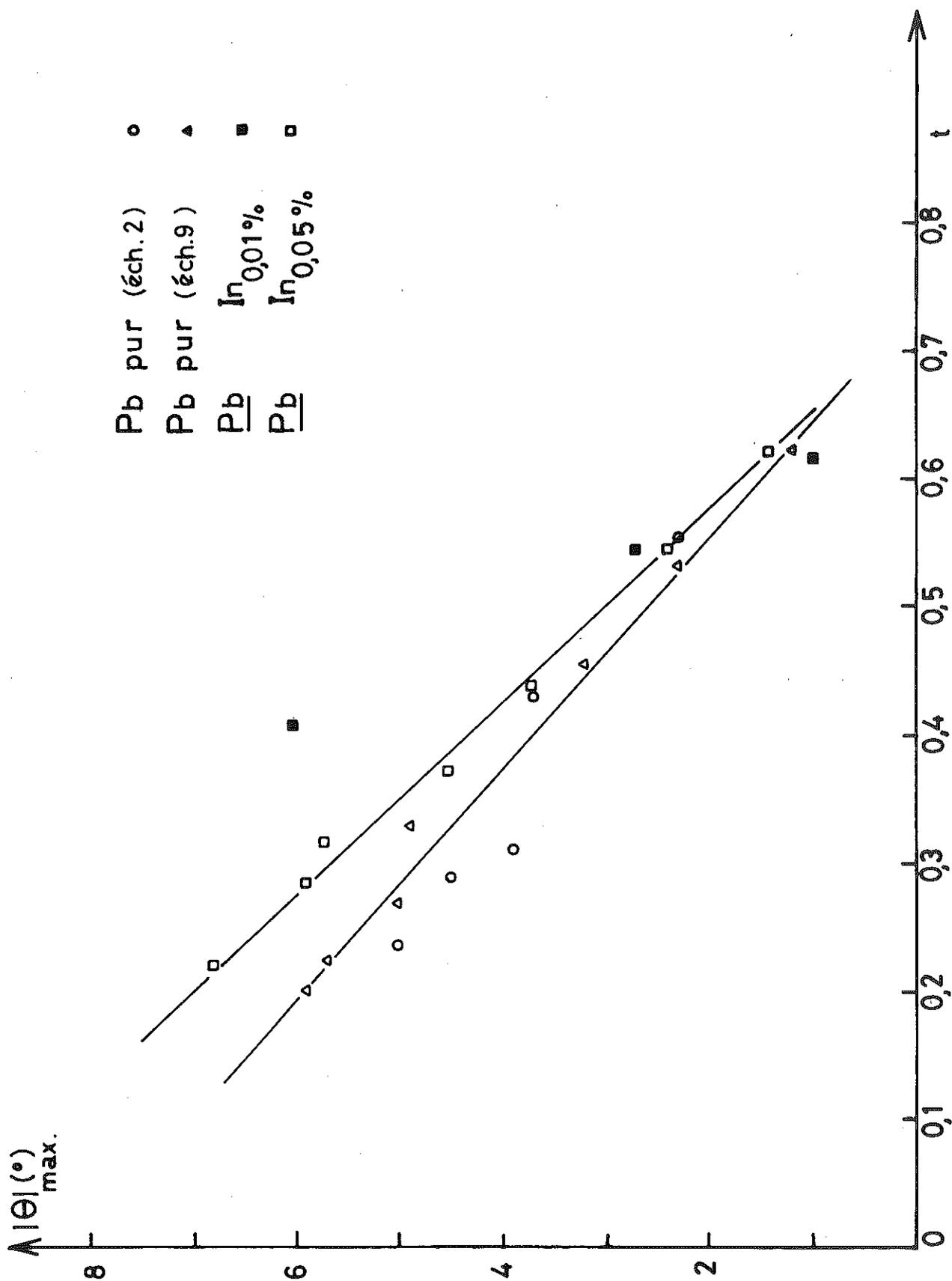


fig. 30

IV - 4.2. En fonction de la température  $\Delta R/R_N(t)$ .

L'amplitude  $(\Delta R/R_N)_{MAX}$  varie en fonction de la température. Nous avons tracé (figure 31) ces courbes pour le Plomb pur,  $\text{Pb-In}_{0,01}\%$  et  $\text{Pb-In}_{0,05}\%$ . Nous obtenons une forte remontée des graphes entre les valeurs  $t = 0,66$  à  $0,43$ , valeur pour laquelle nous passons par un maximum.

Pour des températures réduites  $t < 0,43$  K, l'amplitude des surpertes semblerait dépendre fortement de la concentration en impuretés. Les surpertes sont nettement plus faibles pour le  $\text{Pb-In}_{0,05}\%$  (RR = 2290), que pour le Pb pur (RR = 20 600). Un point de comparaison peut être pris avec le Tantale qui a un rapport de résistivité (RR = 87) et où les surpertes sont pratiquement inexistantes de l'ordre de 0,2 %. Ainsi l'on s'attendrait à ce que le  $\text{Pb-In}_{0,01}\%$  de (RR = 9670) prenne une valeur intermédiaire entre le Pb pur et le  $\text{Pb-In}_{0,05}\%$ . Le  $\text{Pb-In}_{0,01}\%$  présente au maximum des valeurs de pertes de l'ordre de 2,2 %. Plusieurs échantillons découpés dans des lamelles de Plomb-Indium<sub>0,01</sub> % différentes, soumis au même polissage électro-chimique, mesurés avec des puissances hyperfréquences différentes présentent tous le même comportement expérimental. D'après nos mesures de résistivité, les échantillons de  $\text{Pb-In}_{0,01}\%$  se comportent comme il est attendu pour cette concentration.

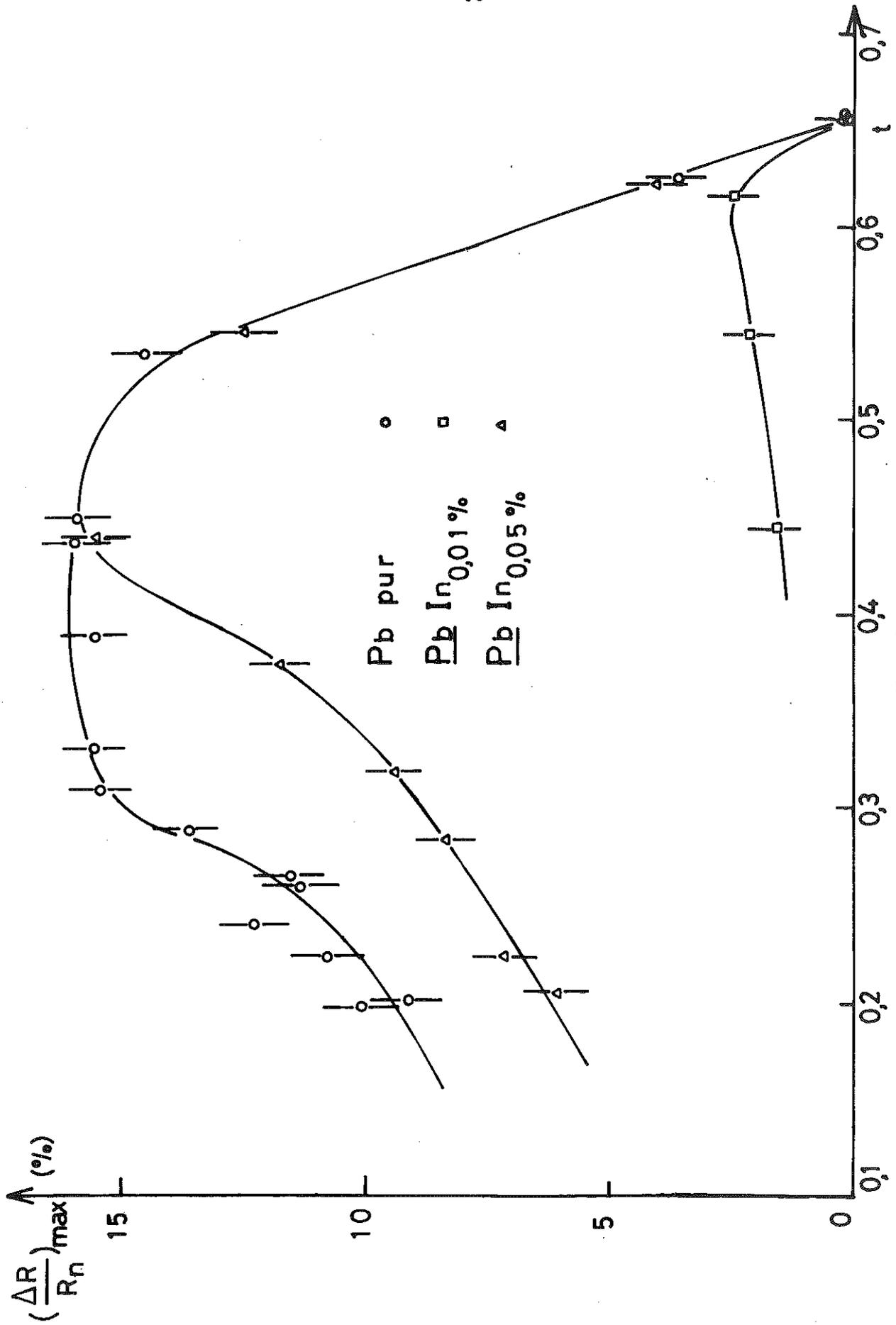


fig. 31

CHAPITRE V

-----

ETAT VORTEX

\_\_\_\_\_

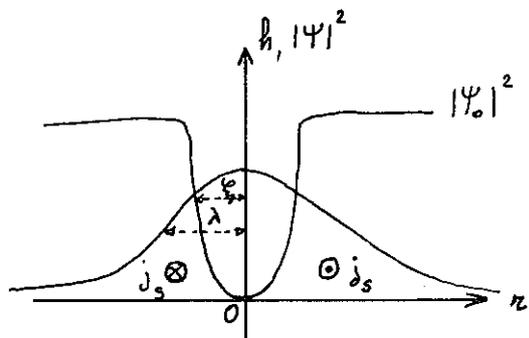
V - 1 GENERALITES

---

Pour les supra de  $K > \frac{1}{\sqrt{2}}$  (Type II), c'est-à-dire ayant une énergie d'interface négative, de dimensions d'échantillons grandes devant les paramètres  $\lambda(T)$  et  $\xi(T)$ ,  $\lambda(T) > \xi(T)$  ; échantillons massifs. Il a été observé pour des champs magnétiques suffisamment élevés une division du supra-conducteur en régions alternativement normales et supraconductrices. Deux hypothèses ont été envisagées : une structure en lamelles ou bien une structure de vortex. Cette dernière solution s'est avérée être la plus favorable énergétiquement. L'état mixte a été observé par ESSMANN et TRAUBLE (1965) qui ont pu voir un réseau de vortex triangulaire sur le Pb-In.

V - 2 PROPRIETES DU VORTEX DANS L'ETAT MASSIF

---



Toutes les considérations suivantes sont comprises en champ normal à la surface de l'échantillon. La structure d'un vortex peut se diviser en deux parties. Une région centrale normale à faible densité d'électron supra  $|\psi|^2 \rightarrow 0$ , et au champ local  $\vec{h}$

maximum de rayon  $\xi$ . Une région périphérique plus étendue de rayon  $\lambda$  où circule des supercourants  $\vec{j}_s$  et où le paramètre d'ordre reprend sa valeur maximale  $|\psi_0|^2$ . Nous pouvons considérer une hypothèse simplificatrice: un "coeur dur" normal, centré à l'origine, de largeur  $2\xi$  et tel que  $|\psi|^2 = 0$  ; de plus  $\xi \ll \lambda$ .  $\vec{h}$  est pratiquement constant sur le créneau. Dans le cadre de cette hypothèse DE GENNES a calculé grâce aux équations de LONDON, l'énergie J par centimètre de longueur de ligne de flux des supercourants tourbillonnants autour du vortex.

$$J = \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \left( \frac{\lambda}{\xi} \right)$$

On s'aperçoit que l'énergie est une fonction quadratique du flux  $\Phi_0$ . Si un vortex porte le flux  $n \cdot \Phi_0$  son énergie sera  $n^2 \cdot J$ , par contre, si l'on prend  $n$  filaments portant chacun un flux  $\Phi_0$  leur énergie ne sera plus que de  $n \cdot J$ . Si le supra est traversé par un flux  $\Phi$ , celui-ci sera quantifié  $\Phi = n\Phi_0$ , solution d'énergie minimale. Chaque vortex porte un quantum de flux  $\Phi_0$  tel que :

$$\Phi_0 = \frac{ch}{2e} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ G.cm}^2$$

### V - 3 SUPRACONDUCTIVITE DE SURFACE

---

FABER (1952) avait remarqué qu'en présence d'un champ magnétique parallèle à la surface de l'échantillon ou légèrement incliné, la supraconductivité se nucléait tout d'abord en surface puis se propageait ensuite dans la masse. DE GENNES, SARMA et ST JAMES interprétant les expériences de nucléation de FABER, ont mis en évidence une solution des équations de GINSBURG-LANDAU, permettant cette nucléation pour un champ :

$$H \leq H_{c3} = 1,69 H_{c2}(T)$$

KULIK puis MAKI ont généralisé la solution de DE GENNES, SARMA, au cas où  $H$  est presque // à la surface.

Nous pouvons définir pour les supraconducteurs de type I :

1er cas :  $0,420 \leq K(T) \leq 0,707 \quad \forall T \quad H_{c2} < H_c < H_{c3}$

la condensation de surface est observable.

2ème cas :  $T_0$  température pour laquelle  $K(T_0) = 0,420$

$$K(T) \geq 0,420 \quad 0 \leq T \leq T_0 \quad H_c < H_{c3}$$

$$K(T) < 0,420 \quad T_0 < T \leq T_c \quad H_{c3} < H_c$$

la supraconductivité de masse masque complètement la supra de surface.

#### V - 4 STRUCTURE VORTEX DU TEGUMENT SUPERFICIEL

---

En champ magnétique rigoureusement parallèle à la surface, le paramètre d'ordre  $|\psi|$  est une constante. Dans la couche circulent des supercourants longitudinalement qui écrantent le champ. La composante normale des supercourants s'annule à la surface. Par contre, dès que l'on incline d'un angle  $\theta$  le champ appliqué, apparaît alors une composante transverse. KULIK a démontré que dans ce cas, la couche superficielle prenait une structure de vortex équivalente à celle d'ABRIKOSOV.

Dans son article initial, KULIK suggère que les vortex de surface soient inclinés selon la direction du champ appliqué. Ceci pose le problème d'annulation des supercourants normaux à la couche de supra de surface. Les courants circulent en gros perpendiculairement à la direction du vortex et ne doivent pas sortir du tégument. L'inclinaison du vortex produit un déséquilibre dans la répartition des charges. La seule géométrie simple est le vortex perpendiculaire à la surface. Pourtant, les interactions électro-magnétiques tendent à aligner le coeur du vortex avec le champ.

Nous pensons avoir une preuve expérimentale de l'inclinaison des vortex d'après nos résultats. Il est aussi possible que contrairement, à la figure précédente, les vortex fassent eux-mêmes, avec la normale à la surface, un angle  $\phi$  tel que (figure b),  $\phi < \theta$  avec  $\theta$  angle d'application du champ ; et que pour respecter la condition d'équilibre des charges, les vortex débouchent normalement à la surface, effectuant une torsion dans la couche d'épaisseur  $\xi$ .

KULIK se place dans les hypothèses de GINSBURG-LANDAU,  $T \rightarrow T_c$  et considère les angles  $\theta$  d'inclinaison du champ avec la surface, faibles. Il minimise l'énergie libre :

$$G = F - \frac{HB}{4\pi} \cdot V \quad B = \bar{H} - \text{induction}$$

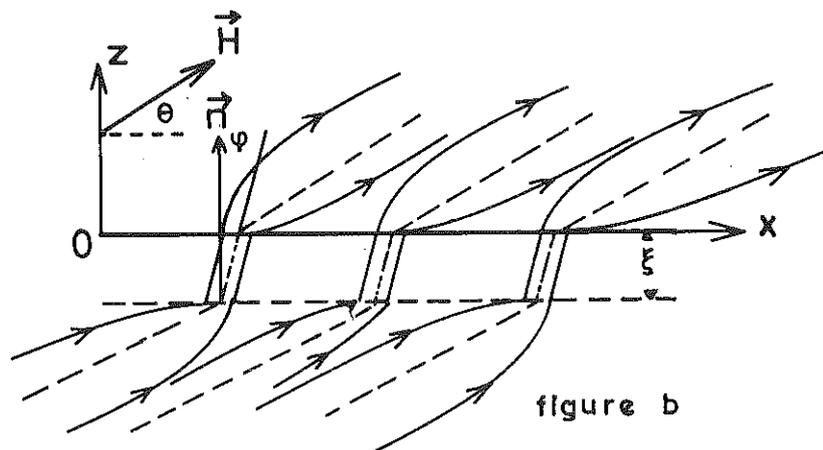
de laquelle il en déduit une estimation de la période du réseau de vortex, **a et b**, selon les axes x et y. Il considère un réseau de symétrie rectangulaire. La condition de quantification du flux par maille élémentaire s'exprime par :

$$ab \sin \theta = \pi \frac{c}{eH} = \frac{\phi_0}{H}$$

En se plaçant aux conditions aux limites :

$$a \approx b \approx \frac{\xi(T)}{\sqrt{\theta}} \gg \xi(T)$$

La période du réseau de vortex excède la période correspondant de la structure d'ABRIKOSOV, pour le champ  $H_{c2}$ . De plus, le mouvement dissipatif des vortex sous l'influence des courants parallèles à la surface est équivalent aux effets résistifs dans l'état mixte des supraconducteurs de type II.



Nous supposons que sous l'action d'un champ appliqué  $\vec{H}$ , tel

que ( $H_c < H < H_{c3}$ ) incliné dans le plan  $Oxz$  d'un angle  $\theta$ , les vortex soient eux-mêmes inclinés. Les lignes de flux sont perturbées au niveau de tégument (striction ; inclinaison). La couche de supra de surface est homogène d'épaisseur  $\xi$  et de  $\lambda_{eff} = \lambda > \lambda_L$ . L'intégrale  $I_y$  est nulle par symétrie, il existe alors un couplage magnéto-statique entre le vortex et la composante  $H_x$ . En se reportant à la figure 2, on s'aperçoit qu'il existe une composante hyperfréquence  $\vec{H}_x(\omega)$  due au courant  $j_\omega$  circulant dans le résonateur ; donc :

$$\frac{dH_x(\omega)}{dy} \neq 0 \text{ au niveau de l'échantillon.}$$

En géométrie de KULIK, pour  $\vec{H}$  statique, presque parallèle à la surface de l'échantillon, nous pouvons distinguer deux cas distincts.

$\vec{H}$  statique, presque parallèle à  $Oy$  (avec une légère composante sur  $z$ ) :

$$I_y(\rho, \theta) = \int_{z>0} \vec{H}_y \cdot \vec{H}(\vec{r}) d^3 \vec{r} = 0$$

$\vec{H}$  statique, presque parallèle à  $Ox$  (avec une légère composante sur  $z$ ) :

$$I_x(\rho, \theta) = \int_{z>0} \vec{H}_y \cdot \vec{H}(r) d^3 r \neq 0$$

Les vortex étant inclinés comme le champ appliqué, nous nous attendons à un couplage avec  $H_x(\omega)$ , uniquement dans le cas où  $\vec{H}$  statique est parallèle à  $x$ .

Le résultat peut être une augmentation importante des pertes hyperfréquences dans la zone  $H_c < H < H_{c3}$ .

Les courants superficiels donnent une structure de champ magnétique fortement modulée dans l'espace, avec pour périodicité celle des vortex de KULIK. L'entraînement des vortex par  $\vec{H}_x(\omega)$  risque de déplacer sous le tégument superficiel, dans une zone normale, la structure de champ, ajoutant aux pertes dans l'état normal, les pertes dissipatives dues au mouvement des vortex. Ceci a été observé pour  $\vec{H}$  statique, pratiquement parallèle à  $Ox$  sur tous les échantillons, mais jamais pour  $H$  statique

presque parallèle à  $Oy$  (voir figures 23, 24, 25).

Cet excès de pertes disparaît lorsque le champ est rigoureusement // à la surface de l'échantillon.

Nous pensons donc avoir apporté la preuve que les vortex de KULIK sont inclinés par rapport à la surface.

#### V - 5 EXPRESSION THEORIQUE DU COUPLAGE ET DES PERTES

En collaboration avec M. RENARD, nous avons tenté une approche semi-phénoménologique de la variation des pertes induites avec les différents paramètres physiques.

Nous nous plaçons dans le cas où les équations de LONDON sont valables. On minimise l'énergie des lignes de courant du vortex. On écrit l'équation de LONDON à l'aide des potentiels vecteurs  $\vec{A}(r)$ .

Cas où  $\phi \rightarrow 0$  : vortex transversal :

$$\vec{A}(r) + \lambda^2 \overline{\text{rot rot } \vec{A}} = \phi$$

Prenons le rotationnel :

$$\vec{h} + \lambda^2 \overline{\text{rot } \vec{j}} = \text{rot } \vec{\phi}$$

Intégrons :

$$\iint \text{rot } \vec{\phi} \cdot d\vec{\sigma} = \iint \vec{h} \cdot d\vec{\sigma} + \lambda^2 \iint \text{rot } \vec{j} \cdot d\vec{\sigma}$$

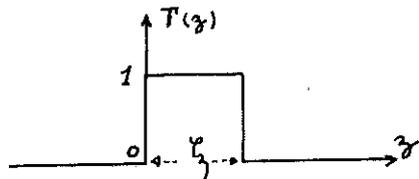
On obtient l'équation du fluxoïde, d'où :

$$\iint \text{rot } \vec{\phi} \cdot d\vec{\sigma} = \vec{\phi}_0 = \oint \vec{\phi} \cdot d\vec{l} \text{ d'après la formule de STOKES}$$

Le flux sera pris de la forme :

$$\vec{\Phi} = \frac{\vec{\Phi}_0 \Lambda \vec{r}}{2\pi r^2} \quad (1)$$

Prenons alors l'hypothèse du coeur dur : on définit une fonction  $\Gamma(z)$  telle que :



$$\Gamma(z) = 1 \quad \xi > z > 0$$

$$\Gamma(z) = 0 \quad \text{partout ailleurs.}$$

D'où : 
$$\vec{\Phi} = \Gamma(z) \cdot \frac{\vec{\Phi}_0 \Lambda \vec{r}}{2\pi r^2}$$

(2) Ce flux n'existe que dans l'épaisseur  $\xi$  du tégument, il s'atténue très rapidement

en  $1/r$  avec la distance par rapport au coeur .

L'équation de LONDON s'écrit :

$$\vec{A} + \lambda^2 \overrightarrow{\text{rot rot}} \vec{A} = \vec{\Phi} \quad 0 < z < \xi$$

$$\overrightarrow{\text{rot rot}} \vec{A} = 0 \quad z \in ]-\infty, 0] \cup [\xi, +\infty [$$

équation de Maxwell s'annule dans le vide et le métal.

$$\vec{A} = \vec{\Phi}$$

D'où : 
$$\overrightarrow{\text{rot rot}} \vec{A} = \frac{1}{\lambda^2} |\vec{\Phi} - \vec{A}| \cdot \Gamma(z) \quad (3)$$

Définissons les transformées de Fourier des différentes fonctions d'espaces utilisées :

$$\vec{A}(r) = (2\pi)^{-3/2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{A}(k) \cdot e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r}$$

$$\vec{A}(k) = (2\pi)^{-3/2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{A}(r) e^{+i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r}$$

$$\Gamma(k) = (2\pi)^{-3/2} \iint e^{i\vec{k}\vec{r}} \cdot \Gamma(z) d^3\vec{r} = (2\pi)^{-3/2} \int_0^\xi e^{ikz} \Gamma(z) \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{i(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} d^2\vec{r}$$

$$\Gamma(k) = (2\pi)^{1/2} \cdot \delta(k_x, k_y) \cdot \left[ 2 \frac{\sin \frac{kz\xi}{2}}{\frac{kz\xi}{2}} \right] \cdot \xi$$

A longue distance  $kz\xi \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{\sin kz\xi/2}{kz \cdot \xi/2} \rightarrow 1$

$\Gamma(z)$  peut être considéré comme un pic de Dirac de surface  $\xi$ .

$$\Gamma(k) = (2\pi)^{1/2} \cdot \xi \cdot \delta(k_x, k_y) \quad (4)$$

Cherchons maintenant la transformée de Fourier du vecteur  $\vec{\Phi}$  :

$$\vec{\Phi}_{\xi} = (2\pi)^{-3/2} \iiint e^{i(\vec{k}_{//} \vec{r} + k_z \cdot z)} \cdot \vec{\Phi}(\vec{r}) d^3\vec{r}$$

$\vec{k}_{//}$  étant le vecteur dans le plan ( $k_{//}^2 = k_x^2 + k_y^2$ )

Nous obtenons :

$$\vec{\Phi}_{\xi} = (2\pi)^{-1/2} \cdot \frac{i\vec{\Phi}_0 \wedge \vec{k}_{//}}{k_{//}^2} \cdot \delta(k_z) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \text{TF}(\text{rot rot } \vec{A}) &= \text{TF}(\text{rot } \vec{H}) = \text{TF}(\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) = i\vec{k} \wedge \vec{H}_{(k)} \\ &= i\vec{k} \wedge (i\vec{k} \wedge \vec{A}_{(k)}) = -\vec{k} \wedge (\vec{k} \wedge \vec{A}_{(k)}) \\ &= -(\underbrace{\vec{k} \cdot \vec{A}_{(k)}}_0) \vec{k} + k^2 \vec{A}_{(k)} = k^2 \vec{A}_{(k)} \end{aligned}$$

Ecrivons l'équation 3 dans l'espace de Fourier à trois dimensions :

$$(k_z^2 + k_{//}^2) \cdot A(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi^{3/2} \cdot \lambda^2} \iiint d^3\vec{k}_1 (\vec{\Phi} - \vec{A})_{(\vec{k}_1)} \cdot \Gamma(\vec{k} - \vec{k}_1) \quad (6)$$

Produit de convolution, condition à longue distance :

$$\xi \cdot kz < \pi$$

$$(k_z^2 + k_{//}^2) A(\vec{k}) = \frac{\xi}{2\pi\lambda^2} \int dk'_z [\vec{\Phi}(\vec{k}_{//}, \vec{k}'_z) - \vec{A}(\vec{k}_{//}, \vec{k}'_z)]$$

Nous avons obtenu cette équation en introduisant (4) dans (6).  
 Nous faisons une hypothèse self-consistante :

$$(k_z^2 + k_{//}^2) \vec{A}(k) + \frac{\xi}{2\pi\lambda^2} \int \vec{A}(\vec{k}_{//}, \vec{k}'_z) dk'_z = \frac{\xi}{2\pi\lambda^2} \left[ (2\pi)^{-1/2} \cdot \frac{i\vec{\Phi}_0 \Lambda \vec{k}_{//}}{k_{//}^2} \right] \quad \text{6 bis}$$

Résolvons cette équation par itération, le terme intégral est faible si  $\xi/2\pi\lambda^2$  petit.

$$\vec{A}^0(k) = (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{\xi}{\lambda^2} \cdot \frac{i\vec{\Phi}_0 \Lambda \vec{k}_{//}}{k_{//}^2} \left( \frac{1}{k_{//}^2 + k_z^2} \right) \quad (7)$$

Nous remplaçons  $\vec{A}(k)$  par sa valeur approchée  $\vec{A}^0(k)$ , on intègre sur les  $\vec{k}_z$ .

$$\int \vec{A}(\vec{k}_{//}, \vec{k}'_z) dk'_z = (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{\xi}{\lambda^2} \cdot \frac{i\vec{\Phi}_0 \Lambda \vec{k}_{//}}{k_{//}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk'_z \cdot \frac{1}{k_{//}^2 + k_z^2}$$

$$I(k'_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} d(k'_z/k_{//}) \cdot \frac{1}{1 + k_z^2/k_{//}^2} \cdot \frac{1}{k_{//}}$$

$$= \frac{1}{k_{//}} [\text{Arc tg}(kz/k_{//})]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{\pi}{k_{//}}$$

$$\int \vec{A}(\vec{k}_{//}, \vec{k}'_z) dk'_z = (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{\xi}{\lambda^2} \cdot \frac{i\vec{\Phi}_0 \Lambda \vec{k}_{//}}{k_{//}^2} \cdot \frac{\pi}{k_{//}}$$

Nous reportons cette valeur dans l'équation (6 bis) :

$$A^1(\xi) = (2\pi)^{-3/2} \frac{\xi}{\lambda^2} \cdot \frac{i\vec{\Phi}_0 \Lambda \vec{k}_{//}}{k_{//}^2} \cdot \frac{1}{k_{//}^2 + k_z^2} \cdot \left[ 1 - \frac{\pi \xi}{2\pi\lambda^2 k_{//}} \right]$$

On intègre en  $kz$  une nouvelle fois, on reporte dans l'équation 6 bis. On obtient enfin la valeur du potentiel vecteur.

$$A(\vec{k}) = (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{\xi}{\lambda^2} \cdot \frac{i\vec{\Phi}_0 \wedge \vec{k}_\parallel}{k_\parallel^2} \cdot \frac{1}{k_\parallel^2 + k_z^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\xi}{2\lambda^2 k_\parallel}} \quad (8)$$

Calculons maintenant le champ magnétique correspondant à ce potentiel vecteur :

$$\vec{h} = \text{rot } \vec{A}$$

$$\text{TF}(\vec{h}) = i\vec{k} \wedge \vec{A}_k = \vec{h}(k)$$

$$\vec{h}(k) = - (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{\xi}{\lambda^2} \cdot \frac{\vec{k} \wedge \vec{\Phi}_0 \vec{k}_\parallel}{k_\parallel^2} \cdot \frac{1}{k_\parallel^2 + k_z^2} \cdot \left[ \frac{1}{1 + \xi/2\lambda^2 \cdot k_\parallel} \right]$$

$$\vec{k} \wedge \vec{\Phi}_0 \wedge \vec{k}_\parallel = (\vec{k} \cdot \vec{k}_\parallel) \vec{\Phi}_0 - (\vec{k} \cdot \vec{\Phi}_0) \vec{k}_\parallel = k_\parallel^2 \vec{\Phi}_0 - (k_z \vec{\Phi}_0) \vec{k}_\parallel$$

Si l'on prend la composante perpendiculaire du champ :

$$\vec{h}(\vec{k}_z) = - (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{\xi}{\lambda^2} \cdot \Phi_0 \cdot \frac{1}{k_\parallel^2 + k_z^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\xi}{2\lambda^2 k_\parallel}}$$

V - 6 PERTES ASSOCIEES AU DEPLACEMENT DES VORTEX

---

Soit la vitesse  $\vec{v}$  de déplacement des vortex, il y a donc une variation des lignes de flux et des courants induits.

Ecrivons les équations de Maxwell (C.G.S.) :

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \quad \text{rot} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0$$

La solution générale de cette équation est de la forme :

$$\vec{E} = - \overline{\text{grad}} \vec{V} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \overline{\text{grad}} \vec{V} = 0$$

nous n'avons pas de potentiel dans notre cas.

$$\text{Loi d'Ohm : } \vec{E} = \rho \vec{j} \quad \rho \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0$$

$$\vec{j} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

D'où la dissipation d'énergie due au mouvement des vortex :

$$W = \frac{1}{\rho c^2} \cdot \left( \frac{\partial A}{\partial t} \right)^2$$

Considérons la profondeur de peau  $\delta$  du champ hyperfréquence. Ce champ s'atténue très rapidement de même le courant induit. La vitesse de déplacement des vortex va s'annuler très vite lorsque nous allons pénétrer dans l'échantillon.

$$\text{Prenons une vitesse de la forme : } \vec{v}(z) = \vec{v}_0 \cdot e^{-|z|/\delta}$$

$v_0$  vitesse à la surface.

Considérons que le déplacement se fait uniquement le long de l'axe des x.

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \cdot v_x$$

$$\left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)^2 = v_{x0}^2 \left[ \left( \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \vec{A}_y}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \vec{A}_z}{\partial x} \right)^2 \right]$$

Transposons dans l'espace de Fourier ces différentes équations. Posons  $\vec{k}_y = \vec{k}_x + \vec{k}_y$

$$\text{TF} \left( \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial x} \right) = ik_x \cdot \vec{A}_x(\vec{k})$$

$$\text{TF} \left( \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial x} \right)^2_{\vec{k}} = (2\pi)^{-3/2} \int_{\vec{k}_1} \text{TF} \left( \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial x} \right)_{\vec{k}_1} \cdot \text{TF} \left( \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial x} \right)_{\vec{k}-\vec{k}_1} d^3\vec{k}_1$$

$$\text{TF} \left( \frac{\partial \vec{A}_x}{\partial x} \right)^2_{\vec{k}} = (2\pi)^{-3/2} \int dk_z \iint k_x^2 \vec{A}_x(\vec{k}) \cdot \vec{A}_x(-\vec{k}_x, -\vec{k}_y, \vec{k}_z) d\vec{k}_x d\vec{k}_y$$

$\vec{k}_y = 0$   
 $k_{1z} = \vec{k}_{1z} - \vec{k}_z$

Appelons  $\vec{A}_x^*$  le terme  $\vec{A}(-\vec{k}_x, -\vec{k}_y, \vec{k}_{1z}, -\vec{k}_z)$

$$\text{TF} \left( e^{-\left| \frac{z}{\delta} \right|} \right) = (2\pi)^{-3/2} \iint d^2r_{//} e^{i\vec{k}_{//} \cdot \vec{r}_{//}} \int_{-\infty}^{+\infty} dz e^{-\left| \frac{z}{\delta} \right|} \cdot e^{ik_z \cdot z}$$

$$= (2\pi)^{1/2} \cdot \delta_2(\vec{k}_{//}) \cdot \delta \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\left(\frac{z}{\delta}\right) \cdot e^{-\left| \frac{z}{\delta} \right|} \cdot e^{ik_z \cdot \delta \cdot \frac{z}{\delta}}$$

$$= \frac{2 \cdot \delta_2(\vec{k}_{//}) \cdot \delta}{1 + \delta^2 \cdot k_z^2}$$

Raisonnement équivalent pour  $\vec{A}_y(\vec{k})$  et  $\vec{A}_z(\vec{k})$ .

Exprimons le terme de dissipation d'énergie pour  $\vec{k} = 0$ .

$$W = \frac{1}{2\rho c^2} \cdot v_{ox}^2 \cdot \text{TF} \left\{ \left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)^2 \right\}_{\vec{k} = 0}$$

D'où pour le produit de convolution :

$$W = (2\pi)^{-3/2} \frac{v_{0x}^2}{2\rho c^2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \left( \frac{\partial A_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial A_y}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial A_z}{\partial x} \right)^2 \right]_{k_1} [e^{-|\frac{2z}{\delta}|}]_{-k_1} d^3\vec{k}_1$$

$$= (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{v_{0x}^2}{2\rho c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_{1z} \cdot \frac{2\delta}{1+\delta^2 \cdot k_{1z}^2} \left\{ \left( \frac{\partial A_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial A_y}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial A_z}{\partial x} \right)^2 \right\}$$

$$k_z = k_{1z}$$

$$k_{//} = 0$$

$$W = (2\pi)^{-3/2} \frac{v_{0x}^2}{\rho c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_{1z} \frac{\delta}{1+\delta^2 k_{1z}^2} \iint dk_x dk_y k_x^2 \cdot (\vec{A} \cdot \vec{A}^*)$$

$$I = \iint dk_x dk_y \cdot k_x^2 \cdot (\vec{A} \cdot \vec{A}^*)$$

Le potentiel vecteur  $\vec{A}$  est dans le plan Oxy donc pour l'intégration :

$$I = (2\pi)^{-3} \frac{\xi^2}{\lambda^4} \iint \left( \frac{i\vec{\Phi}_0 \wedge \vec{k}_{//}}{k_{//}^2} \right)^2 \cdot \frac{k_x^2}{\left(1 + \frac{\xi}{2\lambda} k_{//}\right)^2} \cdot \frac{1}{k_{//}^2 + k_z^2} \cdot \frac{1}{k_{//}^2 + (k_{1z}^+ - k_z^+)^2} dk_x$$

$dk_y dk_z$

$$(\vec{\Phi}_0 \wedge \vec{k}_{//})^2 = \Phi_0^2 \cdot k_{//}^2$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \frac{1}{k_{//}^2 + k_z^2} \cdot \frac{1}{k_{//}^2 + (k_{1z} - k_z)^2} = \frac{2\pi}{k_{//}} \cdot \frac{1}{k_{1z}^2 + 4k_{//}^2}$$

$$I = (2\pi)^{-3} \frac{\xi^2}{\lambda^4} \cdot 2\pi \Phi_0^2 \iint \frac{k_x^2}{k_{//}^3} \frac{1}{\left(1 + \frac{\xi}{2\lambda} k_{//}\right)^2} \cdot \frac{1}{k_{1z}^2 + 4k_{//}^2} dk dk_y$$

$$k_x = k_{//} \cos \alpha \quad k_y = k_{//} \sin \alpha$$

$$I_1 = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{\xi^2}{\lambda^4} \cdot \Phi_0^2 \iint \frac{1}{k_{1z}^2 + 4k_{\parallel}^2} \cdot \cos^2 \alpha \cdot k_{\parallel}^2 \cdot \frac{1}{(k_{\parallel} + \frac{\xi}{2\lambda^2})^2} dk_{\parallel} \cdot d\alpha$$

Intégrons sur l'angle entre  $[-\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2}]$

$$I_1 = \frac{\xi^2 \Phi_0^2}{4\pi\lambda^4} \cdot \int_0^{+\infty} \frac{1}{k_{1z}^2 + 4k_{\parallel}^2} \cdot \frac{k_{\parallel}^2}{(k_{\parallel} + \frac{\xi}{2\lambda^2})^2} dk_{\parallel}$$

Intégrons maintenant les pertes en  $k_{1z}$  :

$$W = (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{v_{ox}^2 \cdot \delta}{\rho c^2} \cdot \frac{\xi^2 \Phi_0^2}{4\lambda^4} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_{\parallel} \frac{k_{\parallel}^2}{(k_{\parallel} + \frac{\xi}{2\lambda^2})^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \delta^2 k_{1z}^2} \cdot \frac{1}{k_{1z}^2 + 4k_{\parallel}^2} dk_{1z}$$

Nous intégrons par les résidus sur l'espace complexe en  $k_{1z}$  deux pôles :  $(\pm \frac{i}{\delta})$  et  $\pm 2ik_{\parallel}$ .

$$W = (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{v_{ox}^2 \delta}{\rho c^2} \cdot \frac{\xi^2 \Phi_0^2}{4\lambda^4} \cdot \frac{\pi}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{1}{1 + 2k_{\parallel}\delta} \right) \frac{k_{\parallel}}{(k_{\parallel} + \frac{\xi}{2\lambda^2})^2} dk_{\parallel}$$

$$I_2 = \int_0^{+\infty} dk \frac{1}{1 + 2k_{\parallel}\delta} \cdot \frac{k_{\parallel}}{(k_{\parallel} + \frac{\xi}{2\lambda^2})^2} = \frac{1}{\frac{\delta\xi}{2} - 1} - \frac{1}{(\frac{\delta\xi}{2} - 1)^2} \ln \frac{\delta\xi}{\lambda}$$

Nous reportons cette valeur dans l'équation des pertes :

$$W_{\text{pertes}} = (2\pi)^{-3/2} \frac{1}{\delta} \frac{v_{ox}^2}{\rho c^2} \cdot \left( \frac{\delta\xi}{\lambda} \right)^2 \frac{\Phi_0^2}{4} \cdot \left( \frac{1}{\frac{\delta\xi}{2} - 1} \right) \left( 1 - \frac{1}{\frac{\delta\xi}{2} - 1} \ln \frac{\delta\xi}{\lambda} \right)$$

Cas aux limites :

$$\frac{\delta\xi}{\lambda} \gg 1 \quad W_{\text{pertes}} \sim \frac{\delta\xi}{\lambda}$$

$$\frac{\xi\delta}{\lambda} \ll 1 \quad W_{\text{pertes}} \sim \left( \frac{\delta\xi}{\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\delta\xi}$$

Tégment  $\lambda > \xi$  rejoint le résultat classique pour le vortex orthogonal.

V - 7 VISCOSITE D'UN RESEAU DE VORTEX

Les pertes s'écrivent  $W = \eta v_{ox}^2 = \frac{F^2}{\eta}$   $F$ , force de couplage avec les hyperfréquences agissant sur les vortex;  $\eta$  étant la viscosité du réseau.

Pour un réseau, le calcul des pertes est semblable au calcul précédent.

$$\vec{A}(k) = \sum_{\vec{R}_i} A(k) \cdot e^{i\vec{k}\vec{R}_i} \quad \vec{R}_i \text{ est un vecteur du réseau}$$

$$\sum_{\vec{R}_i} e^{i\vec{k}\vec{R}_i} = n \cdot \delta(\vec{k}, \vec{g}) \quad \vec{g} \text{ vecteur du réseau réciproque}$$

n nombre de vortex

$$\sum_{\vec{k}} = (2\pi)^2 \int d^2 \vec{k} \quad \text{espacement des } \vec{k} \text{ dans réseau}$$

réciproque est  $\frac{1}{(2\pi)^2}$

Soit  $a_0$ , le pas du réseau carré dans le plan Oxy.

A la différence du calcul pour un vortex isolé, nous devons considérer la 1<sup>ère</sup> zone de BRILLOUIN (carré de paramètre  $\frac{2\pi}{a_0}$ ) approximée à un cercle de même centre et de même surface.

$$\left(\frac{2\pi}{a_0}\right)^2 = \pi k_0^2 \quad \Rightarrow \quad k_0 = \frac{2}{a_0} \sqrt{\pi}$$

La condition restrictive à considérer dans notre cas sera :

$$|k| > \frac{2\sqrt{\pi}}{a_0}$$

Reprenons l'intégrale  $I_2$  :

$$I_2 = \int_{k_0}^{+\infty} \frac{dk_{//}}{2\sqrt{\pi}} \frac{k_{//}}{(1 + 2\delta k_{//}) (k_{//} + \frac{\xi}{2\lambda^2})^2}$$

$$I_2 = \frac{1}{2\delta} \int_{k_0}^{+\infty} dk_{//} \cdot \frac{k_{//}}{(k_{//} + \frac{1}{2\delta}) (k_{//} + \frac{\xi}{2\lambda^2})^2}$$

Décomposons en facteurs simples comme précédemment puis intégrons hors de la 1ère zone de BRILLOUIN.

$$I_2 = \frac{1}{\frac{\delta\xi}{\lambda^2} - 1} \left[ \frac{1}{1+4\sqrt{\pi} \frac{\lambda}{a_0}} - \frac{1}{\frac{\delta\xi}{\lambda^2} - 1} \ln \left\{ \frac{\frac{\delta\xi}{\lambda^2}}{\lambda} \cdot \frac{1+4\sqrt{\pi} \frac{\lambda^2}{a_0\xi}}{1+4\sqrt{\pi} \frac{\delta}{a_0}} \right\} \right]$$

$$W_{\text{pertes/vortex}} = (2\pi)^{-3/2} \frac{v_0^2 \chi}{\rho c^2} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{\Phi_0^2}{4} \left( \frac{\delta\xi}{\lambda^2} \right)^2 \left[ \frac{1}{\frac{\delta\xi}{\lambda^2} - 1} \right] \left[ \frac{1}{1+4\sqrt{\pi} \frac{\lambda}{a_0\xi}} - \frac{1}{(\frac{\delta\xi}{\lambda^2} - 1)} \ln \left\{ \frac{\frac{\delta\xi}{\lambda^2}}{\lambda} \cdot \frac{1+4\sqrt{\pi} \frac{\lambda^2}{a_0\xi}}{1+4\sqrt{\pi} \frac{\delta}{a_0}} \right\} \right]$$

Conditions aux limites :

$$a_0 \rightarrow 0 \quad W \rightarrow 0$$

$$4\sqrt{\pi} \frac{\lambda^2}{a_0\xi} > 1 \quad \Rightarrow \quad a_0 < \frac{4\sqrt{\pi}\lambda^2}{\xi}$$

$$4\sqrt{\pi} \frac{\delta}{a_0} > 1 \quad = \quad a_0 < 4\sqrt{\pi}\delta$$

V - 8 INTERPRETATION DES RESULTATS

---

Posons comme variables dans l'équation précédente :

$$x = \frac{\delta \xi}{\lambda^2} \qquad y = \frac{\delta}{a_0}$$

$\delta$  largeur de peau

$a_0$  pas du réseau carré de vortex

$\lambda$  profondeur de pénétration efficace du champ statique. La

viscosité prend la forme suivante :

$$\eta = A \cdot x^2 \left[ \frac{1}{x-1} \right] \left[ \frac{1}{1+B y/x} - \left( \frac{1}{x-1} \right) \ln \left( x \cdot \frac{1+B y/x}{1+B y} \right) \right]$$

$$A = (2\pi)^{-3/2} \cdot \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\Phi_0^2}{4} \left( \frac{1}{\rho \delta} \right) \sim \rho^{-3/2}$$

$$B = 4\sqrt{\pi} = 7,09$$

Nous nous sommes placés dans le cas des équations de GINSBURG-LANDAU où le paramètre d'ordre est supposé constant  $\psi_0$  sur l'épaisseur  $\xi$  du tégument.

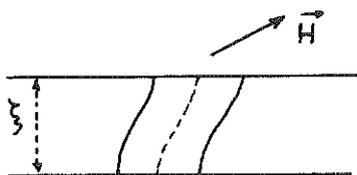
Les supercourants sont directement proportionels au nombre d'électrons supraconducteurs circulants dans la couche :

$$j \sim \psi \cdot \psi^* \sim |\psi_0|^2$$

Nous avons supposé une atténuation exponentielle du champ magnétique sur le vortex sur une longueur  $\lambda$ , nous obtenons :

$(\lambda(T))^{-2} \sim |\psi_0|^2$ ) en réintroduisant cette condition dans l'équation de LONDON.

La force de couplage entre le vortex et la composante  $\vec{H}_x$  du champ magnétique est inaccessible par notre théorie. Comme nous l'avons vu



précédemment les vortex en présence d'un champ incliné subissent une torsion d'où un décalage des lignes de

champ de l'ordre de  $\xi$ . Une forme analytique correcte de la force devrait prendre en compte cette perturbation du vortex mais aussi l'énergie du supraconducteur. Toutefois, nous pouvons écrire que la force dépend du nombre d'électrons supraconducteurs.

$$F \sim |\psi_0|^2 \sim \lambda^{-2} \sim \frac{\delta \xi}{\lambda^2} \sim x$$

Les pertes par unité de surface s'écrivent :

$$W/\text{cm}^2 \sim \frac{F^2}{\eta} \cdot H \sin \theta$$

Ces pertes sont elles-mêmes directement proportionnelles à la résistance de surface :

$$R \sim H \cdot \sin \theta \cdot A^{-1} \left\{ \left( \frac{1}{x-1} \right) \left[ \frac{1}{1+B^y/x} - \frac{1}{x-1} \ln \left( x \cdot \frac{1+B^y/x}{1/B^y} \right) \right] \right\}^{-1}$$

Dans cette équation, divers paramètres sont considérés :

$$a_0 = \left[ \frac{\Phi_0}{H} \cdot \frac{1}{\sin \theta} \right]^{1/2} \quad \text{pas du réseau}$$

$\lambda(\theta)$  est une fonction inconnue de l'angle d'inclinaison du champ statique, la profondeur de pénétration augmente avec  $\theta$ .

$$\lambda(0, t) = \lambda_L(t)$$

$$\lambda(\theta_{H_{c3}=H_c}, t) = \infty \quad \text{disparition de la supracon-}$$

ductivité, le champ pénètre dans tout l'échantillon.

Dans notre équation, nous avons deux variables interdépendantes  $x(\theta)$  et  $y(\theta)$ . Nous avons tracé figure (32) l'allure de la fonction  $F^2/\eta$  (par vortex) en unités arbitraires pour le Plomb pur  $t = 0,2$ , en fonction de valeurs arbitraires de  $(x)$  et pour différentes valeurs de  $y$ .

Nous obtenons un réseau de droites parallèles, non nulles à l'origine ( $x = 0, \lambda = \infty$ ). On s'attendrait à ce que la force s'annule pour  $x = 0$  c'est-à-dire lorsque  $\lambda \rightarrow \infty$ , disparition de la supraconductivité.

Notre équation nous donne :

$x \rightarrow 0 \quad y \neq 0$   
au premier ordre

$$\frac{F^2}{\eta} \sim \ln \left( \frac{By}{1 + By} \right)$$

ne s'annule pas à l'origine sauf pour  $y = 0$ .

Lorsque l'angle d'inclinaison du champ augmente le pas du réseau de vortex diminue  $a_0 \sim (\sin\theta)^{-1/2}$ , en même temps  $\lambda$  augmente, les vortex grossissent et à la limite leur portée va s'étendre jusqu'à l'infini, ce qui va amener leur recouvrement ; c'est-à-dire une énergie de couplage non nulle.

Nous n'avons pu prendre en compte dans nos calculs cette énergie qui tend à redresser les vortex donc à réduire les pertes et à annuler  $F^2/\eta$  pour  $x \rightarrow 0$ .

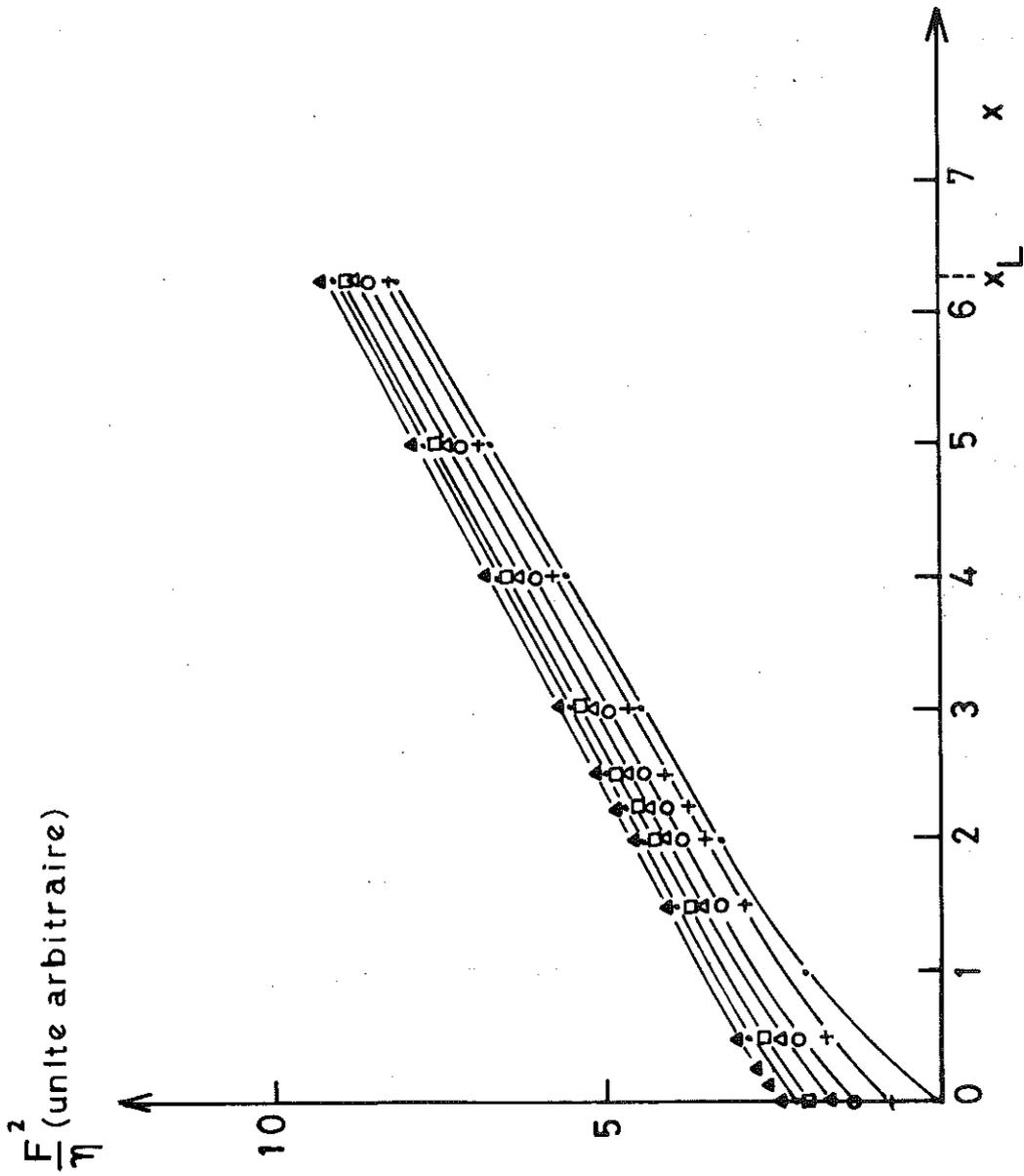
Dans le cas du vortex isolé  $a_0 \rightarrow \infty, y = 0$ .

$$F^2/\eta = \left[ \frac{1}{x-1} \left( 1 - \frac{\ln x}{x-1} \right) \right]^{-1} \rightarrow 0 \quad \text{pour } x \rightarrow 0$$

Nos équations sont valables dans le domaine  $1 \lesssim x \lesssim x_L$ .  
D'où les valeurs typiques pour le Pb quelle que soit la température :

$$370 \text{ \AA} \lesssim \lambda \lesssim 1000 \text{ \AA}$$

# PERTES PAR VORTEX



C O N C L U S I O N

-----

La mesure par impédance de surface est une méthode pratique et performante pour accéder à l'étude de la supraconductivité de surface. Nos expériences ont porté sur deux types d'échantillons : métal pur (Plomb), alliages à faibles concentrations  $\text{Pb-In}_{0,05}$  % et  $\text{Pb-In}_{0,01}$  %, les résultats ont été vérifiés sur le Tantale. Nous avons mesuré la magnéto-résistance des échantillons et accédé à la résistivité résiduelle, confirmant ainsi les diverses concentrations. Nous avons mis en évidence l'anisotropie du champ critique superficiel  $H_{c3}(\theta)$ . Il a été réalisé une étude de l'état vortex, en régime dynamique dans le tégument superficiel selon diverses orientations du champ magnétique statique par rapport au courant hyperfréquence (transverse, longitudinal et perpendiculaire). Des surpertes ont été observées au-dessus de l'état normal. Elles évoluent en fonction du champ, de l'angle  $\theta$  d'inclinaison de ce champ et s'atténuent, à basse température, avec la concentration en impuretés. Le Tantale de pureté très moyenne semble confirmer les résultats. Une anomalie a été cependant observée sur le  $\text{Pb-In}_{0,01}$  % qui présente une atténuation des pertes trop importante par rapport au résultat attendu, toutefois, tous les échantillons de cette concentration présentent une cohérence de comportement. L'étude d'alliages à concentrations différentes aurait été nécessaire.

Nous pensons avoir apporté une preuve expérimentale de l'inclinaison des vortex de KULIK dans le tégument. Nous avons essayé d'établir une théorie semi-phénoménologique des effets ; plusieurs hypothèses ont été émises sur le positionnement et la forme des vortex. Une étude plus complète devrait tenir compte, comme l'a amorcé KULIK, avec de nombreuses hypothèses simplificatrices, de l'énergie intrinsèque du supraconducteur dans le tégument. Le calcul s'avère extrêmement complexe. Le champ d'investigation dans ce domaine reste largement

ouvert. Les phénomènes observés en orientation transverse sur un supraconducteur dans sa limite pure de type I, III, s'atténuent avec la concentration en impuretés, un tel phénomène ne serait pas observé sur les types II.

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

-----

- ALEKSANDROV B.N. et D'YAKOV I.G.  
1962 - JETP 43 P 852 à 859.
- ALLAN J.L.  
1970 - Thèse Grenoble.
- BRANDT U., PESCH W. et TEWORDT L.  
1967 - Z. Physik 201 p 209.
- BRUNET Y.  
1972 - Thèse Grenoble.
- BUDNICK Y.I.  
1960 - Physical Review 119 - 5 -
- BURGER J.P.  
La supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces - Edité par MASSON & Cie - 1974 -
- CERDEIRA H.A., HOUGHTON A. et MAKI K.  
1973 - Journal of low temperatures - Physics - 15 -
- CHEN Y.T., HAYLER L.G. et KIMN Y.W.  
1972 - Phys. Review Lett. - 30 -
- CHILTON F.  
1971 - Superconductivity, Proceedings of the International Conference (Stanford).
- Mc EVOY J.P., JONES D.P., PARK J.G.  
1967 - Solid State Comm. p 641 à 644 - 5 -

- Mc EVOY J.P. et WEBER Y.  
1971 - Solid State Comm. p 1913 à 1915.- 9 -
- FAURE J.P.  
1974 --Thèse Grenoble.
- FISCHER G.  
1968 - Phys. Rev. Lett. p 268. - 20 -
- FISCHER G. et KLEIN A.  
1968 - Phys. Rev. p 578.- 165 -
- DE GENNES P.G.  
1966 - Superconductivity of metals and alloys.
- GILCHRIST Y. le G. et MONCEAU P.  
1968 - Phil. Mag. Edité par W.A. BENJAMIN Inc. NEW-YORK.
- GOODMAN B.B.  
Introductory notes on superconductivity.- 1964 -
- GRISHIN A.M. et YAMPOLSKII V.A.  
1973 - Solid State Comm. p 4417.-13-
- HIBLER W.D. and CYROT M.  
1970 - Phys. Review B p 3007.-1-
- KIRSCHENBAUM et KAO YI HAN  
1969 - Phys. Rev. Lett.-22-
- KRASNAPOLIN I.Ya et KHAIKIN M.S.  
1972 - Z.h. ETF Phis. Red p 516 à 520. - 15,9 -
- KULIK I.O.  
1969 - Soviet. Phys. JETP.-28-
- LYNTON E.A.  
1964 - La supraconductivité - Edité par DUNOD Paris.

- MAZUER Y., BRUNET Y., GILCHRIST Y., MONCEAU P. et ODIN Y.  
1971 - Revue de Physique appliquée p 377. -6-
- MONCEAU P.  
1970 - Thèse Grenoble.
- PARKS R.D.  
1969 - Sup conductivity - Tomes 1-2.
- SAINT-JAMES D.  
1965 - Phys. Lett. p 218.-16-
- SEPTIER A.  
Les résonateurs supraconducteurs et leurs applications -  
L'onde électrique t. XLV.
- SMITH et CARDONA  
1968 - Solid. State. Comm.
- VAN DEN BERG G.J.  
1948 - Physica XIV.
- WALDRAM J.R.  
1963 - Advances in Physics. -13-
- WILKINSON G.A.  
1971 - Phys. Rev. B p 2174.-4-

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse



Vu, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Université  
Scientifique et Médicale

