

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE  
ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

<sup>titre</sup>  
le grade d'Ingénieur-Docteur

par

Yves BRUNET

-----  
ETUDE DES PROPRIETES DYNAMIQUES DE SUPRACONDUCTEURS  
DE TYPE II PAR IMPEDANCE DE SURFACE  
-----

Soutenu le 8 Novembre 1972, devant la Commission  
d'examen.

MM. LACAZE

Président

GILCHRIST  
PAUTHENET  
RENARD

Examineurs

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE  
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF

Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	AUBERT Guy	Physique
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	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
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrometallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSENEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique

MM.	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	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
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique
	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Melle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MM.	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Séméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures

MM.	PEBAY-PYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

#### PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	RADHAKRISHNA Pidatala	Thermodynamique

#### PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie

MM.	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GRINDRE Michel	Electroradiologie
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Melle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
Melle	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BLIMAN Samuel	Electronique (FIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
	BRIERE Georges	Physique expérimentale
	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique

MM.	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GENSAC Pierre	Botanique
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Nématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Melle	PIERY Yvette	Biologie animale
MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire

MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	ROUGEMONT (DE) Jacques	Neuro-Chirurgie
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, dirigé par Monsieur LCAZE, que je dois remercier pour m'avoir accepté dans son laboratoire et avoir bien voulu présider le jury de cette thèse.

Mrs GILCHRIST et MONCEAU ont eu la bienveillance de me guider dans la pratique de la physique expérimentale, domaine pour lequel je n'avais pas été spécialement formé. Cette étude leur doit beaucoup. Monsieur BRET m'a considérablement aidé dans la mise au point des montages électroniques. Les problèmes posés par l'étude des films ont pu être résolus grâce à l'étroite collaboration de G. WAYSAND.

Monsieur RENARD n'a jamais hésité à s'intéresser à mon travail, et je tiens à le remercier, ainsi que M. PAUTHENET, de bien vouloir faire partie du jury.

Je ne saurais oublier tous les membres de ce laboratoire, tant techniciens que chercheurs, qui ont contribué, pour une part non négligeable, à la réalisation de ce travail.

Je remercie enfin Madame JULLIEN d'avoir dactylographié ce mémoire sans jamais se départir de son sourire.

# T A B L E S      D E S      M A T I E R E S

---

* Résumé.....	1
* Introduction .....	2
<u>I/ TECHNIQUE EXPERIMENTALE.....</u>	
I.1. <u>Impédance de surface.....</u>	5
I.1.a - Concept d'impédance de surface.....	5
I.1.b - Méthodes de mesure de l'impédance de surface.....	6
I.1.c - Méthodes de mesure par résonance.....	8
I.1.d - Le résonateur.....	9
I.1.e - Expression de l'impédance de surface.....	12
I.1.f - Corrections dues au cuivre.....	15
I.2. <u>Description de l'appareillage expérimental...</u>	
I.2.a - Circuits hyperfréquence et circuits de mesure.....	15
I.2.b - Champs magnétiques statiques.....	19
I.2.c - Ensemble cryogénique.....	26
I.3. <u>Analyse de la méthode expérimentale.....</u>	
I.3.a - Facteur de surtension d'un élément résonnant.....	31
I.3.b - Cas d'un résonateur en cuivre et d'un échantillons de faibles dimensions...	41
I.3.c - Analyse des courbes $R/R_n$ .....	45
I.4. <u>Caractéristiques des échantillons.....</u>	45

II/ IMPEDANCE DE SURFACE DE SUPRACONDUCTEURS DE TYPE  
II MASSIFS. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX....

II.1. <u>Situation expérimentale</u> .....	49
II.2. <u>Expressions théoriques de l'impédance de surface</u> .....	
II.2.a - Etat mixte.....	52
II.2.b - Champ parallèle.....	55
II.3. <u>Résultats expérimentaux en champ perpendiculaire</u> .....	58
II.4. <u>Résultats expérimentaux en champ parallèle</u> ...	
II.4.a - La situation expérimentale.....	71
II.4.b - Notion d'angle caractéristique.....	71
II.4.c - Discussion des résultats.....	73
II.5. <u>Impédance de surface en champ incliné</u>	
II.5.a - Aperçu théorique.....	88
II.5.b - Résultats expérimentaux.....	91
<u>Appendice: La réactance de surface</u> .....	96

III/ IMPEDANCE DE SURFACE DE FILMS MINCES SUPRACONDUCTEURS

III.1. <u>Rappels théoriques</u> .....	100
III.2. <u>Résultats expérimentaux</u> .....	
III.2.a - Echantillons.....	103
III.2.b - Variations de $\xi$ et $h$ .....	103
III.2.c - Etude de $s_z(t)$ .....	107
III.2.d - Champs d'entrée des vortex.....	112

* CONCLUSION.....	115
-------------------	-----

-- R E S U M E --

Nous avons mis au point un montage expérimental de mesure de l'impédance de surface à 2,4 GHz d'échantillons massifs et de films supraconducteurs. Cette technique, qui permet d'enregistrer la variation de la résistance (ou de la réactance) de surface en fonction du champ magnétique statique appliqué, sera détaillée.

Nous pouvons distinguer deux parties dans cette thèse :

I/ La mesure de l'impédance de surface sur des échantillons massifs d'alliages supraconducteurs dans différentes orientations entre le champ magnétique, la surface de l'échantillon et le champ hyperfréquence. Lorsque H est parallèle à la surface de l'échantillon, suivant que  $E_{\omega}$  est parallèle ou perpendiculaire à H, il y a apparition d'une anisotropie de l'impédance de surface due aux fluctuations du paramètre d'ordre. On a trouvé un bon accord avec les théories de MAKI, THOMPSON, aux basses températures. On a mis pour la première fois en évidence la disposition de l'anisotropie à la température critique  $T_c$  où les fluctuations ne peuvent plus être excitées, et une anomalie dans l'anisotropie au voisinage immédiat de  $T_c$  qui n'a pas encore été bien expliquée. En champ perpendiculaire, nos mesures qui diffèrent peu de celles faites antérieurement dans ce laboratoire, seront discutées en référence avec les théories existantes et les résultats d'autres laboratoires.

2/ La mesure de l'absorption de films minces dont l'épaisseur  $d$  est de l'ordre de la longueur de cohérence  $\xi(t)$ . Pour ces films, nous avons mis en évidence une discontinuité dans les mesures d'absorption, prévue par THOMPSON, lorsque l'épaisseur  $d$  est égale à l'épaisseur critique  $d_c = 1,8\xi$ .

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

---

On ne peut manquer d'évoquer les grandes étapes qui ont marqué l'histoire de la supraconductivité.

C'est Kamerlingh ONNES qui doit être considéré comme le "père" de ce phénomène puisqu'en 1911, il mis en évidence la chute brutale de la résistivité du mercure à 4K. En 1933, MEISSNER et OCHSENFELD ont étudié les propriétés magnétiques des supraconducteurs et révélé une autre particularité de ces matériaux qui est d'expulser le champ magnétique de leur volume. (Effet MEISSNER). En 1935, F et H LONDON ont donné un premier modèle théorique expliquant les propriétés macroscopiques d'un supraconducteur. Ils ont montré que le champ magnétique est écranté exponentiellement à l'intérieur d'un supraconducteur avec une profondeur de pénétration  $\lambda = \left( \frac{m}{\mu_0 n e^2} \right)^{1/2}$  où n, est le

nombre d'électrons supraconducteurs comme l'ont défini GORTER et CASIMIR dans leur traitement thermodynamique.

A partir de 1948, PIPPARD a appliqué aux supraconducteurs une théorie non locale et il a défini le concept de longueur de cohérence  $\xi(t)$  qui détermine la distance sur laquelle le champ magnétique en un point donné influence le courant. En fait  $\xi(t)$  représente le diamètre des lignes de flux qui existent dans l'état mixte.

D'autre part, GINZBURG et LANDAU, 1950, ont développé une méthode phénoménologique mettant en évidence la plupart des propriétés des supraconducteurs. Cette théorie n'est valable qu'au voisinage des transitions. GORKOV, 1959, a justifié cette théorie dans le cas de supraconducteurs sales, où le libre parcours moyen  $\ell$  est très petit devant la longueur de cohérence du matériau pur  $\xi_0$ , à partir de la

théorie microscopique qui a été établie par BARDEEN, COOPER, SCHRIEFFER, 1957, mettant en évidence un gap dans le spectre d'énergie :

$$2\Delta_0 = 3,52 kT_c \quad \text{où } k \text{ est la constante de BOLTZMANN} \\ \text{et } T_c, \text{ la température critique.}$$

A la même époque, ABRISOKOV, 1957 a montré que dans le cas où  $K = \frac{\lambda(t)}{\xi(t)} > 1/\sqrt{2}$ , l'énergie de surface supra-normal

devient négative, ce qui favorise l'existence jusqu'au champ critique  $H_{c2}$ , de zones normales dans le supraconducteur sous forme de flux ou vortex, chacun d'eux portant un quantum de flux  $\phi_0 = 2 \times 10^{-15}$  Wb. Autour de chaque tube de flux, il y a un vortex de courant supraconducteur qui concentre le flux vers le centre, d'où l'appellation de vortex pour ces tubes de flux. Bien qu'il ait prédit l'existence d'un réseau carré de vortex, il s'est avéré par la suite - KLEINER et al, 1964, que le réseau triangulaire devait avoir une énergie plus basse. Cette dernière hypothèse a été vérifiée par la technique de visualisation des vortex - ESSMANN - TRAUBLE, 1967.

Le pas du réseau de vortex (typiquement  $10^{-5}$  cm) est en général bien supérieur au pas du réseau du cristal. L'anisotropie du réseau cristallin cause donc des déformations dans le réseau de vortex. De plus, des défauts isolés (inhomogénéités, dislocations, impuretés...) entraîne la fixation (pinning) des vortex en ces endroits favorables. Ce phénomène du pinning a donné lieu à de nombreuses études et n'est pas encore résolu d'un point de vue théorique.

La résolution des équations de GINZBURG-LANDAU en champ parallèle faite par SAINT JAMES et de GENNES, montre qu'il existe un supraconductivité de surface dans un tégument d'épaisseur  $\sim \xi(t)$ , jusqu'à un champ  $H_{c3} = 1,695 H_{c2}$ .

Depuis, de nombreux progrès théoriques ont été fait, puisque l'on a réussi à étendre le domaine de validité des

équations de GINZBURG-LANDAU à toutes les températures dans le cas sale (MAKI 1964 - DE GENNES 1964). D'autre part, dans le cas où des problèmes dynamiques interviennent, et c'est notre cas, SCHMIDT, 1966, CAROLI- MAKI, THOMPSON, ont développé les équations de GINZBURG-LANDAU dépendant du temps uniquement près des champs critiques  $H_{c2}$  et  $H_{c3}$  où le paramètre d'ordre est une perturbation de l'état normal. Actuellement, des progrès sont faits pour essayer de résoudre les équations de GINZBURG-LANDAU pour les faibles inductions GORKOV, 1972.

### Plan et But de la Thèse

La mesure de l'impédance de surface est un outil précieux pour l'étude des supraconducteurs. On a pu utiliser cette technique - pour mesurer le gap  $E_g(0)$ , (BIONDI - GARFUNKEL 1959, ZEMON - BROORSE, 1966),

- pour mesurer la profondeur de pénétration (Mc LEAN 1952, ALLAIN 1970), mais c'est surtout pour étudier les propriétés de l'état mixte que ce type de mesure a vu un grand développement (CARDONA et al 1964, GILCHRIST 1966, MONCEAU 1970), et depuis on a pu utiliser cette méthode pour mettre en évidence la couche supraconductrice de surface de  $st$  JAMES (ROTHWARF et al 1967, FISCHER - MAKI 1968). CAROLI - MAKI 1967 (a), (b), (c) puis THOMPSON 1970 ont tenté de mieux cerner le problème de la résistance de surface au voisinage du champ critique  $H_{c3}$ . Ils ont montré l'existence d'une anisotropie de l'impédance de surface suivant l'orientation du champ magnétique statique et du champ hyperfréquence. Comme il y a eu pendant quelque temps une controverse entre ces auteurs, il était tentant de prouver expérimentalement la réalité de l'une des théories.

Comme de telles mesures n'avaient jamais été faites dans le laboratoire, mon travail a été d'étudier la variation de l'impédance de surface dans la couche supraconductrice

de surface suivant que le champ magnétique statique est parallèle ou orthogonal au champ hyperfréquence  $E_{\omega}$ . Parallèlement, en liaison avec une équipe d'ORSAY, nous avons été amenés à analyser l'absorption de films minces ( $d \ll \delta$  : couche de peau) dans les diverses géométries possibles avec nos montages.

Le chapitre I décrit l'appareillage expérimental et les problèmes techniques posés pour réaliser les différentes géométries. On discutera aussi dans cette section la méthode d'enregistrement des courbes ainsi que les divers appareils de mesure. Dans le chapitre II, nous considérons les échantillons supraconducteurs massifs et nous analyserons les résultats expérimentaux à la lumière des théories existantes. Le chapitre III sera consacré à l'étude des films minces, surtout au voisinage de l'épaisseur  $d_c = 1,8\lambda(t)$  où le film accommode des vortex dans son plan médian.

## I/ TECHNIQUE EXPERIMENTALE

### I.1. IMPEDANCE DE SURFACE

#### I.1.a : Concept d'impédance de surface

L'étude de la propagation d'une onde électromagnétique à la surface d'un métal homogène permet de définir la notion d'impédance de surface.

Soit une onde électromagnétique de pulsation  $\omega$  se propageant dans le sens des  $z > 0$ , et  $xOy$  le plan qui sépare le vide du matériau. Le matériau est supposé occuper tout le  $1/2$  espace  $z > 0$ .

L'impédance de surface est définie par la relation

$$Z = R + iX = \frac{E_x(z=0)}{H_y(z=0)}$$

Les ondes  $E_x$  et  $H_y$  ne sont pas forcément en phase ce qui fait que l'on définit une impédance complexe où  $R$  est la

partie réelle et  $X$ , la partie imaginaire.

On montre que l'on peut aussi définir  $Z$  par la relation

$$|E_r| e^{i(\omega t + k_0 z)}$$

$$|E_w| e^{i(\omega t - k z)}$$

$$Z = \frac{k_0}{k} Z_0$$

où  $k_0$  et  $k$  sont les constantes de propagation dans le vide et dans le métal,

$Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 376,6 \Omega$  est l'impédance du vide.

En faisant intervenir le coefficient complexe

$$\gamma = |\gamma| e^{i\varphi} = \frac{E_r}{E_i} = -\frac{H_r}{H_i}$$

on montre que

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{k_0}{k} = \frac{Z}{Z_0} = f(\gamma, \gamma^*) \\ P_w = (1 - \gamma \gamma^*) P_i \end{cases}$$

où  $P_w$  est la puissance absorbée et  $P_i$  la puissance incidente.

(NB) - Pour les métaux, dans les conditions normales,  $\gamma \simeq -1$ , la réflexion est presque totale.

En résolvant les équations (1), on voit que

$$\begin{cases} \frac{P_w}{P_i} = \frac{4R}{Z_0} \\ \tan \varphi = -\frac{2X}{Z_0} \end{cases}$$

où  $\varphi$  est le saut de phase à la réflexion.

### 1.1.b : Méthodes de mesure de l'impédance de surface

#### (a) Mesure de R

L'absorption de puissance hyperfréquence est égale à  $\frac{4R}{Z_0}$  par unité de surface

$$\text{or } P_i = \frac{1}{2} \text{Re} (\overline{E_x \wedge H_y^*})$$

$$E_i = Z_o H_i$$

A la surface  $H_o \approx H_i + H_r \approx 2H_i$

L'ensemble de ces relations montre que la puissance absorbée

$$P_\omega = \frac{1}{2} R H_o^2, \quad H_o \text{ étant le champ magnétique mesuré à la surface.}$$

Un système de mesure de cette puissance absorbée doit donc permettre d'accéder à R.

On peut envisager

- une méthode calorimétrique
- . FAWCETT 1955 - GILCHRIST - MONCEAU 1968 - SALCE 1970
- une méthode de résonance qui sera développée ici.

(β) Mesure de X

Si  $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$  où  $\sigma$  représente la conductivité complexe du supraconducteur, on montre que l'on peut définir R et X en fonction  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ . Si  $\omega \ll 1/\tau$  où  $\tau$  est le temps de relaxation des électrons, on est dans le cas quasi statique et  $\sigma_1 \ll \sigma_2$ .

Dans le cas général, on a

$$\left\{ \begin{array}{l} R = R_n \left[ \frac{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2} - \sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right]^{1/2} \\ X = R_n \left[ \frac{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2} + \sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right]^{1/2} \end{array} \right.$$

Comme  $\sigma_2 = (4\pi i \omega \lambda^2)^{-1}$  dans le cas quasi statique,

on a alors X qui est proportionnel à la profondeur de pénétration  $\lambda$ .

Dans le cas d'un régime à fréquence non nulle, on est alors obligé de tenir compte de la relation de KRAMEKS-KRÖNIG qui lie  $\delta_1$  et  $\delta_2$  et la relation qui lie  $X$  à la profondeur de pénétration, devient plus complexe.

On écrit en général  $R$  et  $X$  sous la forme

$$\begin{cases} R = R_n \frac{2\delta_2}{\delta_0} \\ X = R_n \frac{2\delta_1}{\delta_0} \end{cases}$$

où  $\delta_0$  est la couche de peau classique et  $\delta_1$  et  $\delta_2$  définissent une profondeur de peau efficace telle que

$$\frac{1}{\delta_{eff}} = \operatorname{Re} \left( \frac{1}{\delta_1 - i\delta_2} \right)$$

Nous avons vu que  $X$  est une fonction de  $\lambda/\delta_0$  et l'étude de la profondeur de pénétration nous permet d'atteindre la résistance de surface ; on peut donc envisager :

- une mesure de mutuelle inductance entre une bobine et l'échantillon supraconducteur - ALLAIN 1970 - où ce qui est préférable, les mesures de fréquences étant très précises, la mesure de la fréquence d'un ensemble oscillateur faisant intervenir cette mutuelle inductance - SCHAWLOW - DEVLIN 1959
- une mesure de la variation de la fréquence de résonance d'un échantillon supraconducteur.

### 1.1.c : Méthodes de mesure par résonance

Nous avons vu que la méthode de résonance permet d'atteindre à la fois  $X$  et  $R$ . Dans cette méthode, l'échantillon forme le tout ou une partie du résonateur. Pour les fréquences supérieures à quelques GHz, l'emploi de cavités résonnantes est couramment utilisé - TURNEAURE - WEISSMAN 1968 - HAHN et al 1968 - WAYSAND 1972 - BRAUYNSERAEDE et al 1971. Si la fréquence est un peu plus faible, les dimensions du résonateur (en général une demi longueur d'onde) deviennent grandes, on est donc amené à employer d'autres géométries où l'échantillon est excité directement par couplage avec une ligne de transmission. WALDRAM 1964 - a utilisé un échantillon

cylindrique formant l'âme d'une ligne coaxiale résonnante, GILCHRIST 1966 - a employé un échantillon hélicoïdal self résonnant à  $1,2\text{GHz}$ . La technique utilisée ici a été développée par MONCEAU 1970 - et consiste à réaliser un couplage inductif à  $2,4\text{GHz}$  du résonateur formé d'un ruban plié en forme de U.

### 1.1.d : Le résonateur

Le résonateur est un ruban de cuivre OFHC plié en forme de U, coupé approximativement à une longueur de 6cm, de façon à donner une fréquence de résonance demi-onde comprise entre 2,3 et 2,6 GHz. Le ruban a une épaisseur de 1mm, une largeur de 8mm et l'écartement entre les deux branches du U est de 3mm. A l'origine c'est l'échantillon lui-même qui faisait office de résonateur, les dimensions de celui-ci étant celles décrites ci-dessus. Afin de pouvoir mieux contrôler la planéité de l'échantillon, on a essayé de faire un résonateur composite : une moitié du U en cuivre, l'autre moitié en échantillon, la liaison électrique entre les deux se faisant soit par serrage, soit par soudure de même métal que l'échantillon. Cette technique a été abandonnée car elle ne donnait pas de bons résultats et on a été amené à utiliser un résonateur tout en cuivre.

L'échantillon peut alors être mis dans une encoche pratiquée dans une des faces internes du résonateur (encoche qui peut être circulaire ou de la forme d'une rainure de 5mm de large) où il est collé avec un peu de graisse à vide. Nous avons essayé de mettre l'échantillon dans le plan médian du U, posé sur une plaquette de quartz. Cette solution plus satisfaisante du point de vue hyperfréquence est cependant à exclure pour des problèmes thermiques, l'échantillon étant très mal refroidi. La répartition des champs magnétiques et électriques dans le résonateur obéit aux équations de MAXWELL. On peut admettre que le champ magnétique (cf. figure (1)) est dirigé suivant  $O_z$  et ne dépend que de  $x$  :  $H_\omega = H_z(x)$ . A l'intérieur du conducteur, le champ magnétique induit des forces électromagnétiques le long de tous les contours situés

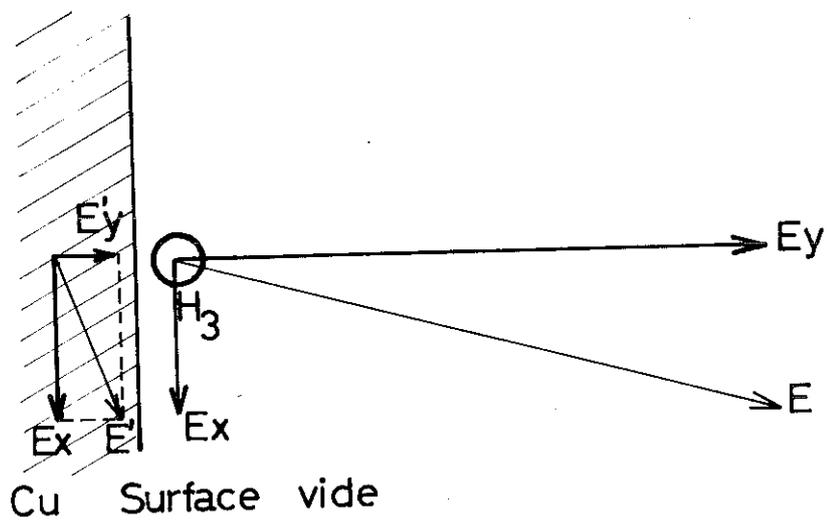


fig:1

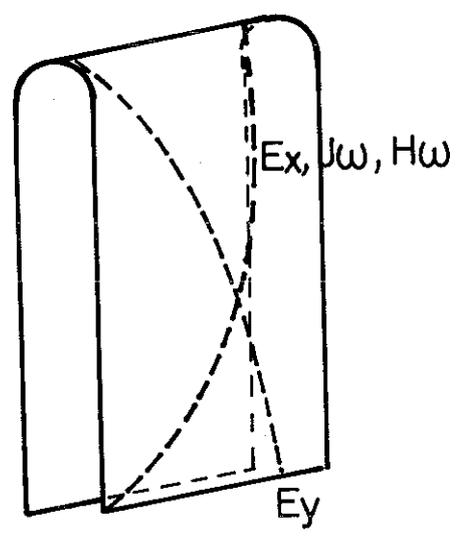


Fig: 2

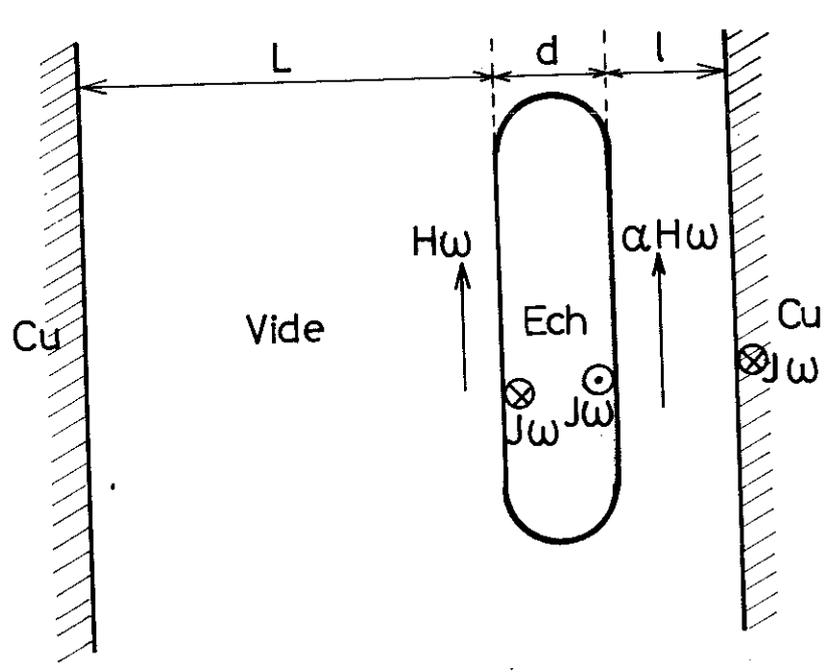


Fig: 3

dans des plans parallèles à xOy. Ces forces électromotrices donnent naissance à des courants parallèles à l'axe de x par suite de la résistance électrique du matériau. Il existe donc un champ électrique  $E_x$  dans cette direction. Cette composante  $E_x$  est continue à la surface de séparation, il existe donc à l'extérieur du conducteur une composante du champ électrique qui est parallèle à l'axe des x. Le champ E à l'extérieur est donc la résultante de  $E_x$  et  $E_y$ .

Comme la composante normale de la densité de courant est continue à la surface, on a  $\oint E'_y = \xi \frac{\partial E_y}{\partial t}$

d'où  $\frac{|E'_y|}{|E_y|} \sim \frac{\xi \omega}{\sigma}$  ce qui dans notre cas donne

$$\frac{|E'_y|}{|E_y|} \ll 10^{-10}$$

On peut aussi évaluer le rapport  $\frac{|E_x|}{|E_y|}$

Dans le vide  $\frac{E_y}{H_z} = Z_0 = 376,6 \Omega$ .

A la surface, on a la relation  $\text{rot } E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}$

Si  $E_x$  est de la forme  $E_x e^{i(\omega t - ky)}$  où k est la constante de propagation dans le métal, on a

$$|\text{rot } E| \sim |k E_x| \sim \frac{\sqrt{2} |E_x|}{\delta_0}$$

où  $\delta_0$  est la couche de plan

On a donc  $\frac{|E_x|}{|H_z|} \sim \left(\frac{\mu_0 \omega}{\sigma}\right)^{1/2}$

et finalement  $\frac{|E_x|}{|E_y|} \sim \frac{1}{Z_0} \left(\frac{\mu_0 \omega}{\sigma}\right)^{1/2} \ll 10^{-4}$

dans le cas d'une interface cuivre - vide à 2,4 GHz.

Pour la répartition des champs, on peut admettre que l'on a le long des parois, la répartition indiquée figure (2).

La mise en place de l'échantillon dans une encoche, et non pas posé directement sur le U en cuivre, se justifie car d'une telle façon, on diminue de beaucoup les effets de bord.

Le résonateur est monté sur un support en quartz par l'intermédiaire de rondelles en polystyrène. La liaison entre ces divers éléments se fait, soit à l'aide de colle obtenue en dissolvant du polystyrène expansé dans du benzène, soit à l'aide de vernis GENERAL ELECTRIC.

L'épingle support en quartz est reliée au porte-échantillon avec cette même colle et le tout est descendu dans le calorimètre au bout d'un tube inox.

### I.I.c : I.I.c : Expression de l'impédance de surface

Nous allons étudier comment l'impédance de surface s'exprime en fonction de la conductivité de l'échantillon. Notre étude a porté d'une part sur des échantillons massifs, d'autre part, sur des films d'épaisseur  $d$  inférieure à l'épaisseur de peau.

#### - $\alpha$ - Cas d'un échantillon massif $d \gg \delta \gg \lambda_e$

Pour un échantillon massif, les 2 couches de peau sont entièrement découplées et les courants peuvent circuler à la périphérie de l'échantillon comme l'indique la figure (3). On montre, en première approximation, que l'épaisseur  $l$  n'intervient pas dans la mesure des pertes et que

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\pi a^2 + \lambda_e^2}$$

$\alpha$  est le rapport des champs sur chaque face du film,

$\lambda_e$  est la longueur d'onde dans le diélectrique (ici la graisse à vide) et  $a$  la longueur de l'échantillon parcourue par les courants induits. Donc, nous aurons le même signal que le film soit au milieu du résonateur ou collé contre la paroi. Comme  $a \ll \lambda_e$  on a  $\alpha \approx 1$  et tout se passe comme si

l'échantillon baignait dans un champ uniforme. En champ statique nul, on trouve alors

(TINKHAM 1962) 
$$R/R_n = \left( \frac{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{1/2} - \sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right)^{1/2}$$

- β - Cas d'un film mince  $d \ll \delta$

Dans le cas d'un film mince, on peut toujours arbitrairement définir l'impédance de surface comme étant

$$Z = \frac{E_\omega}{H_\omega} \Big|_{z=0}$$
 où la surface  $z=0$  est le plan du film

mais il n'est pas évident que la partie réelle de  $Z$  représente l'absorption de puissance hyperfréquence par le film.

TINKHAM 1964 a mesuré l'absorption d'un film placé dans le vide, dans le cas de la transition d'une onde hyperfréquence à travers ce film. Avec les hypothèses  $kd \ll 1$  et  $k \gg k_0$ , où  $k$  est la constante de propagation dans le film et  $k_0$  la constante de propagation dans le vide, on montre qu'au premier ordre en  $d$ , l'absorption est proportionnelle à  $1/\delta$  où  $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$  est la conductivité du métal supraconducteur.

On a donc 
$$R_d \propto \frac{\sigma_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$$

Cependant ce problème n'a que peu de rapports avec la situation où se trouve placé notre échantillon, puisqu'à priori, le film est excité par le champ hyperfréquence sur chacune de ses faces. Le problème est très délicat à traiter complètement parce que l'épaisseur de nos films est inférieure à la couche de peau et que ceux-ci sont complètement isolés de la paroi du résonateur par une lame de quartz de 0,1mm d'épaisseur. Il est impossible de résoudre simplement le cas où le film est complètement découplé de la paroi ( $\alpha=1$ ). Néanmoins, il semble que, pour les phénomènes qui nous intéressent, cette

hypothèse puisse être exclue.

En effet, nous étudions ce qui se passe près des transitions et on peut donc admettre que la conductivité de nos films est proche de celle à l'état normal. Nos échantillons sont des alliages dont la résistivité est de l'ordre de  $10 \mu\Omega\text{cm}$ . Typiquement nous allons avoir des échantillons dont la résistance est de  $2 \Omega/\text{cm}$ . Or la capacité entre la paroi du résonateur et le cuivre est de l'ordre de  $2 \Omega/\text{cm}$ . On est donc assuré qu'une partie au moins du courant va être dérivé par ces capacités, si bien que le couplage entre l'échantillon et la paroi va être important. On peut alors supposer, pour simplifier encore le problème, que tout se passe comme si le film était collé entre la paroi, si bien que la notion d'impédance de surface retrouve toute sa validité quant à l'absorption. On voit alors que si le champ électrique hyperfréquence est continu entre l'échantillon et la paroi du résonateur, on a en écrivant les équations aux limites pour  $z = 0$  et  $z = d$  qu'au premier ordre en  $d$ , la partie réelle de l'absorption est égale à la résistance de surface du cuivre corrigée par un terme proportionnel à  $\sigma_2 d$

$$R_d - R_c \propto d \frac{\sigma_2}{\sigma_c}$$

où  $\sigma_c$  est la conductivité du cuivre.

N.B. ROTHWART et ROSENBLUM ont traité un modèle qui semble voisin : celui de la couche supraconductrice de surface en champ parallèle sur son support normal.

### 1.1.6 : Corrections dues au cuivre

Il faut que nos mesures de variation du coefficient de surtension  $Q$  et des déplacements de la fréquence de résonance se rattachent simplement à l'échantillon supraconducteur. Il faut donc s'assurer que le résonateur en Cuivre est insensible aux variations du champ magnétique continu appliqué ainsi qu'aux variations de température.

Pour ce qui est de l'influence du champ magnétique extérieur, selon l'orientation et la valeur du champ magnétique, le  $Q$  du résonateur en cuivre varie de moins de 1% jusqu'à 9000 gauss. L'influence de la température dans notre gamme de variation ( $1^{-K}$ ,  $10^{-K}$ ) est négligeable.

La fréquence de résonance est sensible à l'orientation du champ magnétique par rapport au résonateur et varie de  $10\text{kHz}$  ( $\Delta f/f < 10^{-5}$ ) selon que cette orientation est parallèle ou perpendiculaire.

## 1.2. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

### 1.2.a : Circuits hyperfréquence et circuits de mesure

Le résonateur monté en absorption est couplé au circuit HF que nous allons décrire dans cette section par l'intermédiaire d'une boucle de couplage qui est positionnée au niveau du résonateur en bout de 2 lignes coaxiales d'impédance caractéristique  $50 \Omega$  dont la construction est détaillée dans la thèse de MONCEAU. Au milieu de cette boucle de couplage est soudée une tige d'incox autour de laquelle peut coulisser un tube de quartz. Ce réglage peut se faire à partir de l'extérieur du cryostat. On réalise ainsi une ligne d'impédance variable ( $\xi$  quartz  $\approx 4$ ) qui joue le rôle de capacité variable d'accord (Cf. analyse du circuit équivalent). La source HF est un générateur GENERAL RADIO 1360B de fréquence variable entre 1,7 et 4,0 GHz et toutes les liaisons sont faites avec du câble coaxial GENERAL RADIO 874A2,  $Z = 50 \Omega$ ,  $C \approx 1\text{pF/cm}$ . L'ensemble des circuits HF doit être très bien protégé contre les vibrations. Aussi tous les câbles et toutes les connexions HF seront le plus possible rigidement liés à des éléments

possédant une grande inertie mécanique.

La puissance délivrée par le générateur HF est régulée électroniquement par un module appelé contrôle automatique de niveau dont le fonctionnement est le suivant : un coupleur directif 20dB envoie une partie de la puissance entrant dans le cryostat sur une diode de détection ; le signal obtenu est composé à une tension de référence réglable, l'écart est amplifié et appliqué à un modulateur à diodes (microwave Switch HEWLETT PACKARD 3503) placé à la sortie du générateur ; le gain de l'amplification étant grand, l'écart entre les deux signaux reste faible et la puissance qui entre dans le cryostat ne dépend que du réglage de la tension de référence (figure (4)).

Nous verrons par la suite que le coefficient de qualité  $Q$  d'une résonance est lié au minimum de cette résonance. On va donc s'attacher à étudier l'évolution de ce minimum en fonction du paramètre choisi.

Notre montage possède un système de contrôle automatique en fréquence (C.A.F.) sur le minimum de la résonance (figure (5)). On module pour cela le réflecteur du klystron réflex du générateur HF. Celui-ci ne peut osciller que pour certaines valeurs de la tension  $V_R$  qui correspondent à une condition de synchronisme pour le passage des paquets d'électrons dans le champ de la cavité. Ce sont les modes du klystron. Pour une longueur de cavité donnée, on constate que la fréquence du klystron varie avec la tension  $V_R$  comme indiqué sur la figure (5). Le CAF a pour rôle d'asservir la fréquence du générateur HF à celle de résonance du résonateur en agissant sur la tension du réflecteur  $V_R$  du klystron. Un dispositif électronique mesure la différence entre les 2 fréquences et cet écart est amplifié et intégré puis appliqué au réflecteur du klystron. Le système évolue alors jusqu'à annulation de l'écart. La détection de l'écart entre les fréquences s'opère de la manière suivante : la fréquence du générateur est modulée par une tension alternative à 50kHz appliquée au réflecteur du klystron ; l'absorption du résonateur fait apparaître une modulation d'amplitude à

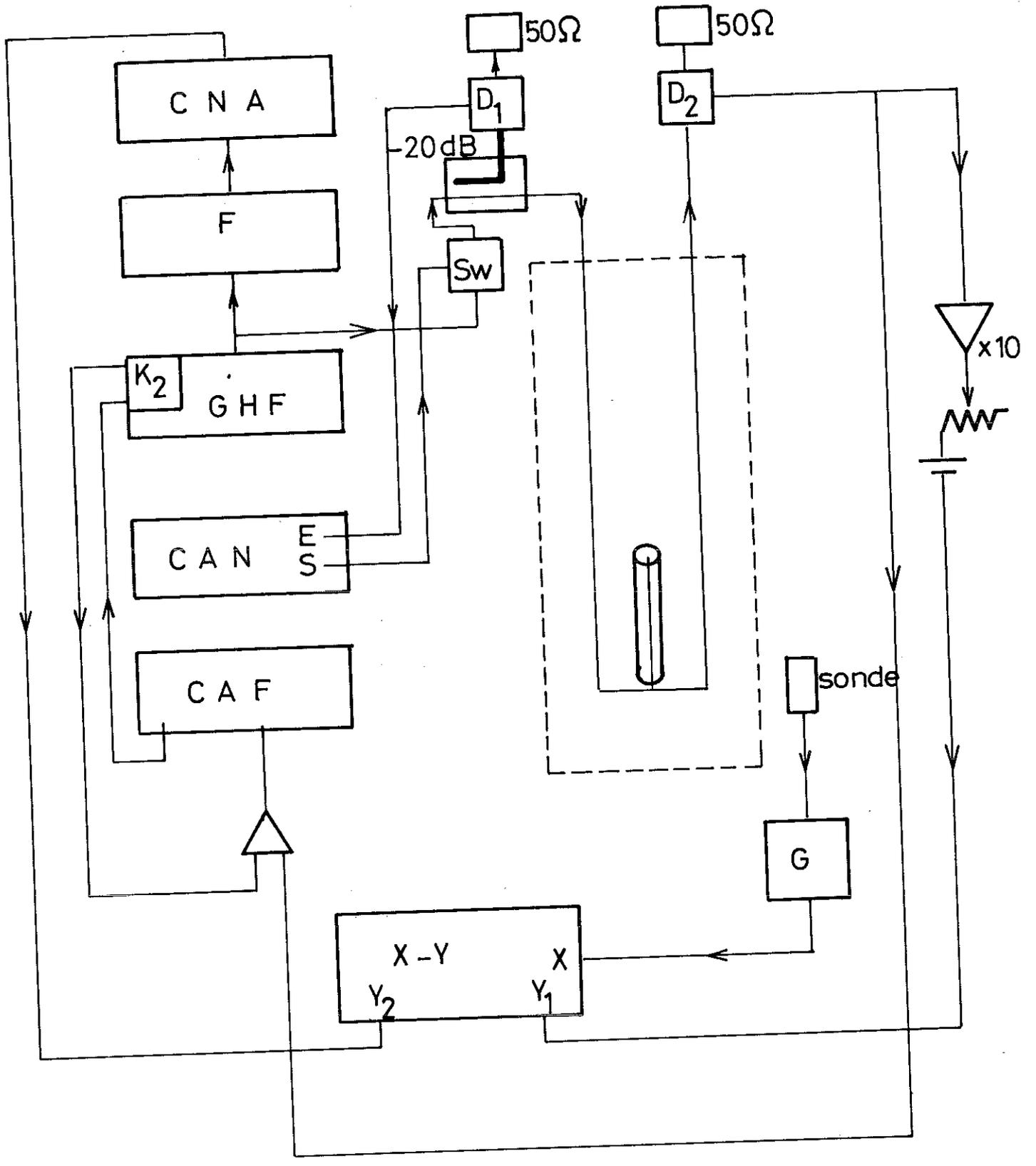


Fig: 4

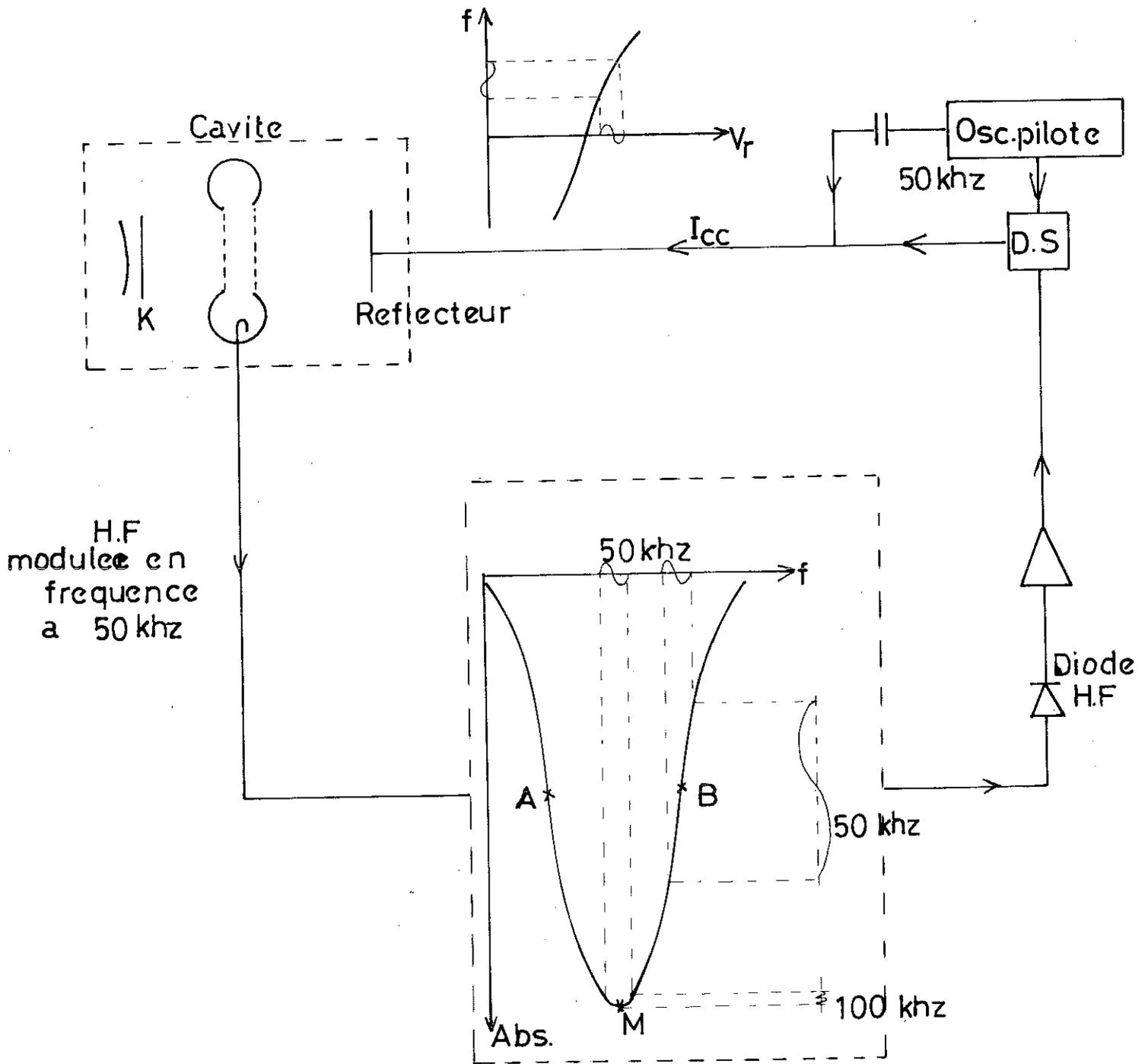


Fig. 5

50kHz d'autant plus grande que l'écart de fréquence est important (elle sera maximale en A et B) ; en M il ne subsiste qu'une composante d'harmonique 2, soit 100kHz ; cette modulation est perçue par la diode hyperfréquence placée en sortie, le signal à 50kHz est amplifié puis injecté dans une détection synchrone, laquelle délivre une tension continue proportionnelle à l'écart. De cette façon on arrive à caler la fréquence au point M.

Le signal de la diode de détection  $D_2$  est envoyé sur l'entrée  $Y_1$  d'un enregistreur XY après amplification. Une source continue variable en série permet une grande souplesse d'utilisation. On peut aussi enregistrer la fréquence sur l'entrée  $Y_2$  de cet enregistreur par l'intermédiaire d'un convertisseur numérique-analogique (CNA). Sur l'entrée X, on enregistre la valeur du champ magnétique appliqué.

### 1.2.b - Champs magnétiques statiques

Nous avons la possibilité de travailler dans 2 géométries différentes. L'une, où le champ magnétique est produit par un électro-aimant classique, nous permet de passer continuellement d'une position où H est perpendiculaire à la surface de l'échantillon à la position où H est parallèle à la surface de l'échantillon. Cependant, dans cette géométrie, H reste toujours horthogonal à  $E_\omega$ . On passe de l'orientation perpendiculaire, à l'orientation traverse.

- l'autre, où le champ magnétique est produit par une bobine supraconductrice, nous permet d'avoir la position H parallèle à la surface de l'échantillon et aussi parallèle à  $E_\omega$ . C'est l'orientation longitudinale. Nous avons donc deux montages distincts.

#### (a) Premier montage

Dans cette géométrie on utilise un électro-aimant refroidi à l'eau, monté sur un socle ayant la liberté de tourner autour de son axe vertical. L'entrefer est de 85mm et les études de répartition des champs dans l'entrefer nous

assurent d'une homogénéité de l'ordre de  $10^{-3}$  sur 35mm (fig. (6)).

L'alimentation en courant est faite à l'aide d'un générateur à courant continu statique CSF 250 A, 30V régulé à  $10^{-4}$ . Le champ maximum est environ de 8800 oersteds.

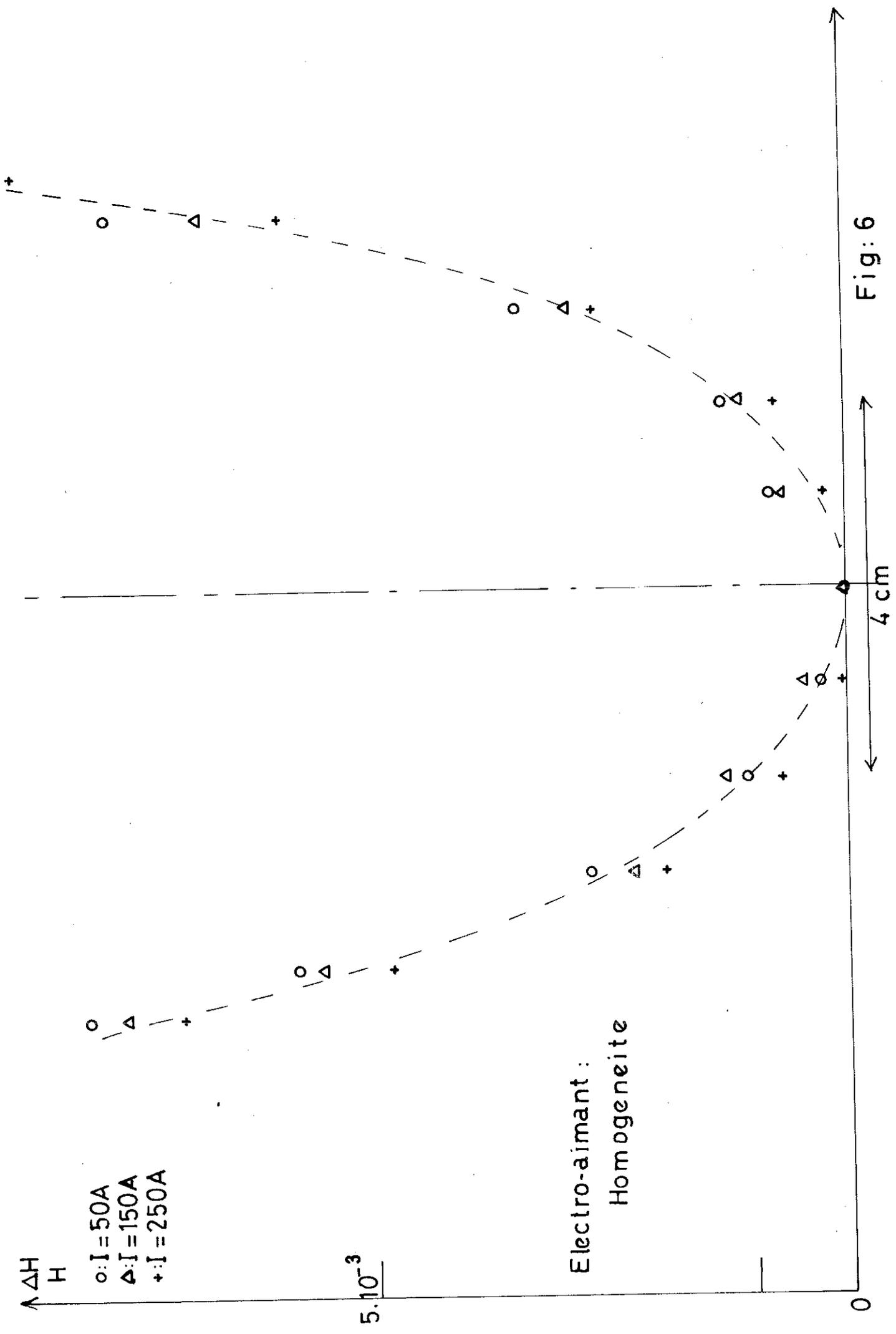
A l'aide d'un moteur-potentiomètre de faible vitesse qui pilote la commande du générateur, on peut faire varier le champ magnétique de façon continue. Ce champ est détecté par une sonde à effet Hall L.M.M.T. 32 et un gaussmètre L.M.M. GL 100 qui transmet l'information à l'échelle X de l'enregistreur X-Y.

### (β) Deuxième montage

La particularité de la production du champ magnétique dans cette géométrie réside dans le fait que l'on veut assurer une excellente orientation du champ par rapport à la surface de l'échantillon. L'axe d'une bobine supraconductrice a peu de chances d'être exactement parallèle à la surface de l'échantillon, on a donc été amené à compenser la composante du champ non parallèle à la surface de l'échantillon par un champ produit par une double bobine plongée dans l'azote figures (7) et (8). Cette bobine double est mobile autour d'un axe Oz parallèle au plan de l'échantillon Oyz. Dans l'hypothèse idéale, elle peut compenser exactement la composante h. En fait, dans la pratique, il est très délicat de compenser exactement cette composante h et des erreurs systématiques sont inévitables pour la réalisation d'un champ magnétique strictement parallèle à la surface de l'échantillon.

#### - La bobine supraconductrice/

Cette bobine possède des encoches de compensation afin d'assurer une plage d'homogénéité relativement grande.



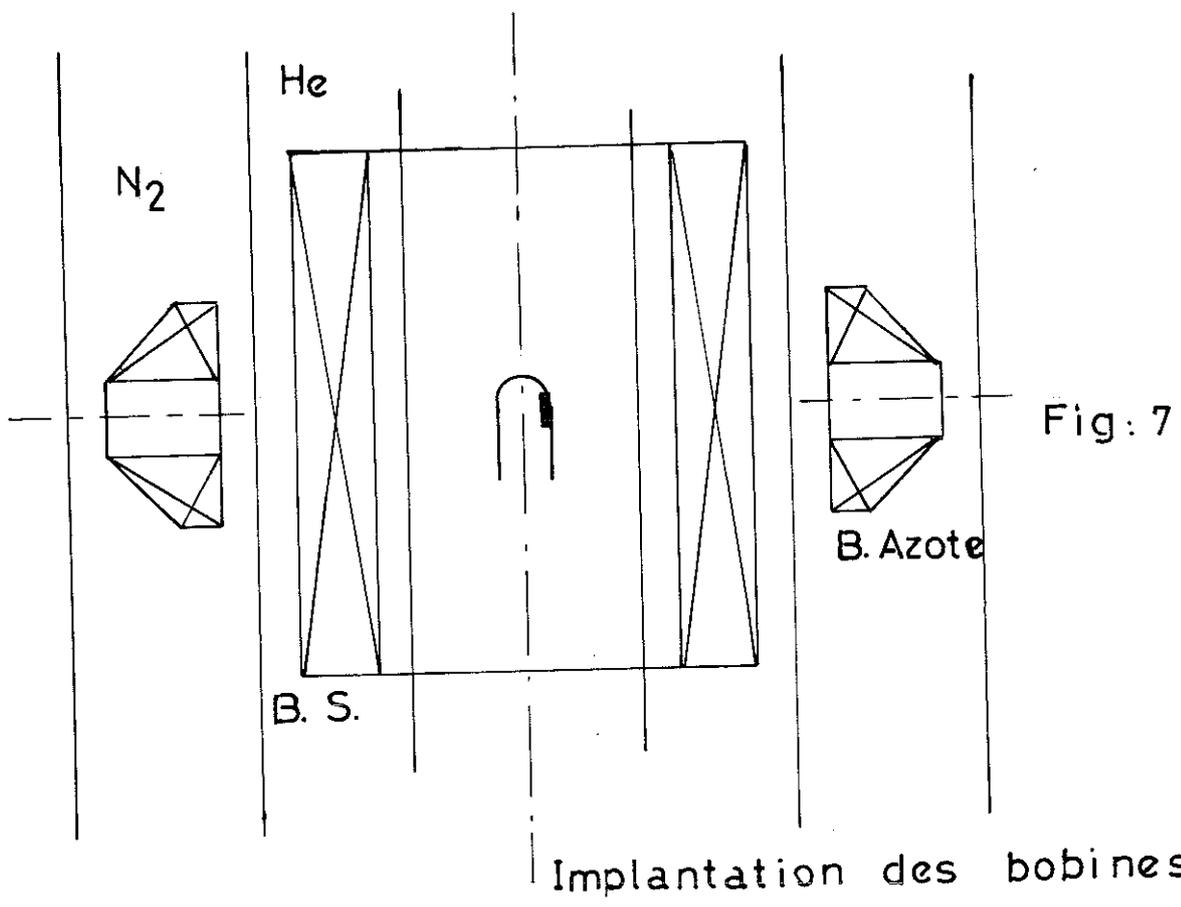


Fig: 7

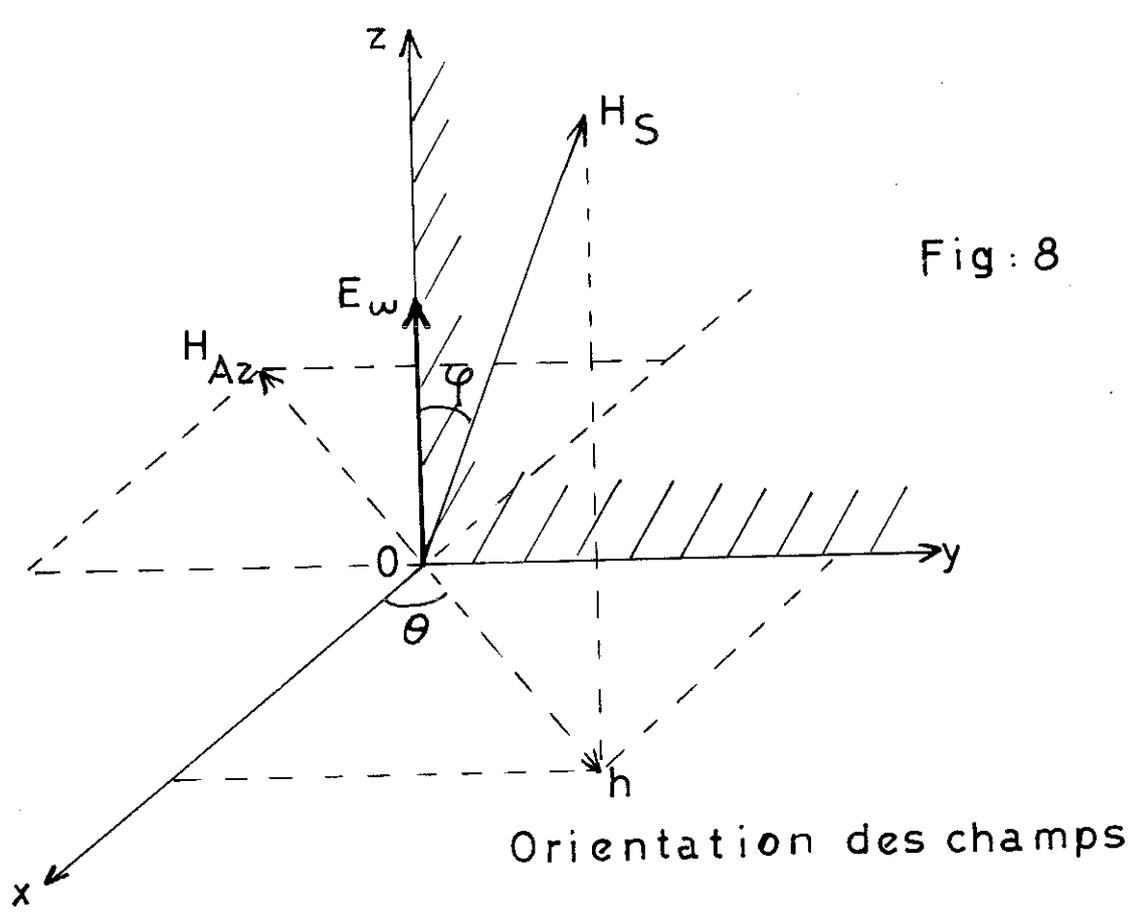


Fig: 8

Orientation des champs

. Caractéristiques :

Fil : Nb-Zr 37/100  
 Nombre de spires : 5180  
 Longueur de fil : 350m  
 $\varnothing$  intérieur du mandrin : 57,5mm  
 $\varnothing$  extérieur du mandrin : 59,8mm  
 $\varnothing$  extérieur de la bobine : 75mm  
 Longueur de la bobine : 160mm

Cette bobine est alimentée par un générateur à courant continu OXFORD INSTRUMENTS, 30A, pilotée par un SWEEP qui permet une montée continue du champ dans la bobine. Nous avons étalonné la bobine à l'aide d'un magnétomètre NEWPORT-INSTRUMENTS et nous avons calibré le champ à l'aide de la raie de résonance du DPPH. (Diphényl picryl hydrazil) dont la constante gyromagnétique  $g$  est très bien connue et vaut 2,0036. A la fréquence à laquelle nous avons fait l'essai, 2,2564 Ghz, cette raie apparaît pour un champ magnétique de 805 Oerst. Les courbes (9) - (10) nous permettent de dire que cette bobine a un rapport  $H/I = 485 \pm 5$  Oerst/A et que l'homogénéité est supérieure à  $5 \cdot 10^{-3}$  sur 4cm. Par l'intermédiaire d'un shunt, nous enregistrons sur l'échelle X du X-Y, le courant qui passe dans la bobine supraconductrice.

(N.B) - Nous avons fait un essai de détection du champ magnétique avec une sonde à effet Hall SIEMENS RHY 18, pouvant fonctionner à la température de l'hélium liquide, mais la caractéristique de cette sonde n'est pas assez linéaire pour que nous puissions retenir son utilisation.

- La bobine azote/ (calculée et réalisée par J.le G. GILCHRIST)

Cette bobine azote de compensation est constituée de 2 demi-bobines coniques identiques alimentées en série (figure (7)). Ces 2 demi-bobines sont fixées à un bâti en laiton qui peut tourner autour d'un cryostat.

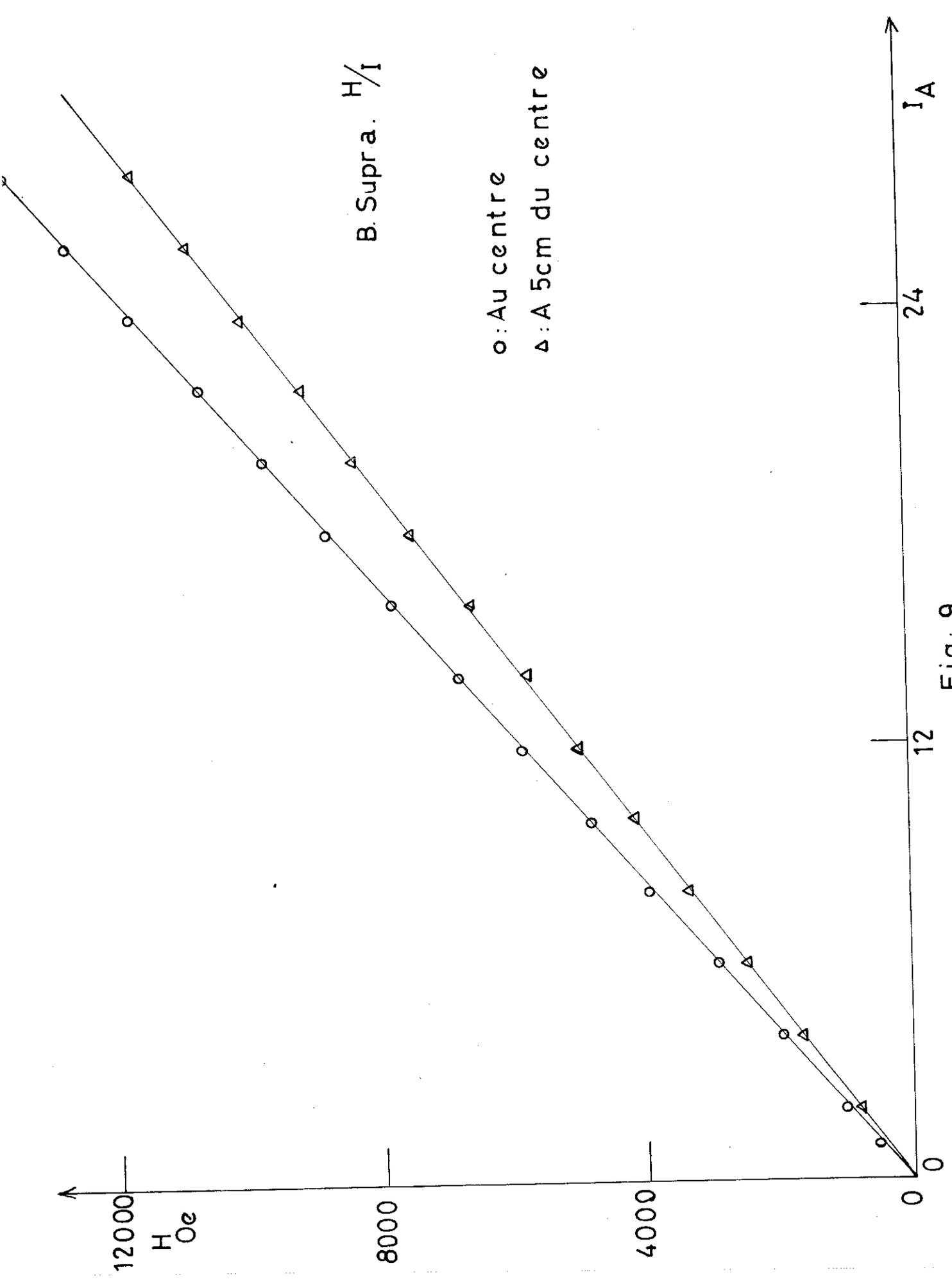


Fig: 9

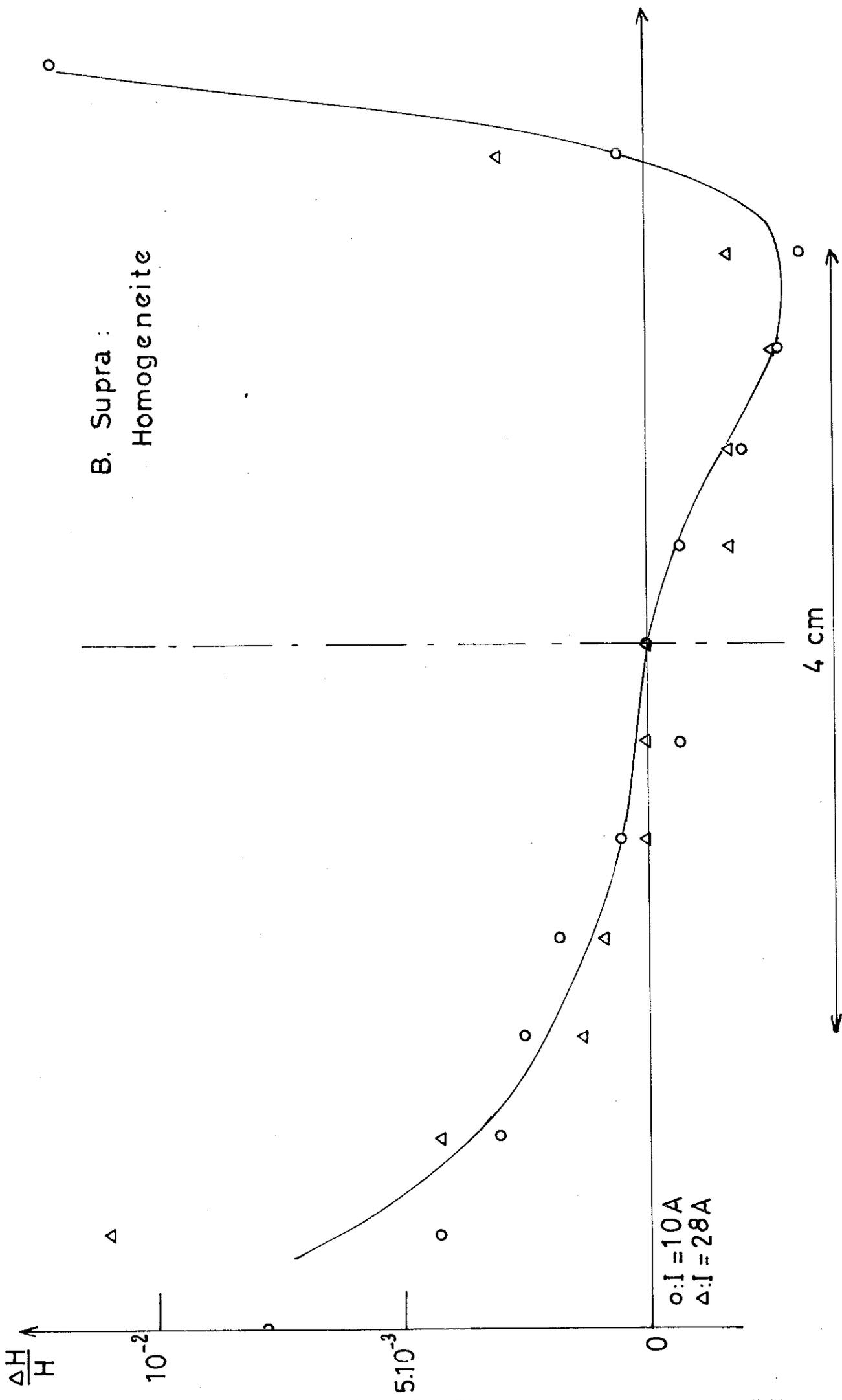


Fig:10

Elle est alimentée par une alimentation à courant continu 30A qui peut soit être commandée manuellement, soit être pilotée par le courant de la bobine supraconductrice.

Caractéristique d'une demi-bobine

Fil : Cu  $\varnothing$  : 1mm

Nombre de couche : 21. Le nombre de spires/couche va en décroissant de 27 spires pour la première couche à 1 spire pour la dernière couche.

Nombre total de spires : 281

Longueur de fil : 32m

$\varnothing$  intérieur du mandrin : 95mm

$\varnothing$  extérieur du mandrin : 100mm

$\varnothing$  extérieur maximum : 155mm

$\varnothing$  extérieur minimum : 104mm

Epaisseur : 30mm

L'étalonnage de la bobine azote a été fait par rotation d'une bobine de mesure de 1500 spires de fil de cuivre  $\varnothing$  7/100 dans la bobine azote. Après calibrage de la bobine de mesure dans l'électro-aimant, on obtient pour la bobine azote un rapport

$$H/I = 19 \pm 0,5 \text{ Oerst/A}$$

On a vérifié que le champ pénétrait bien jusqu'à l'échantillon pour toutes les valeurs du champ dans la bobine supraconductrice (fig. (11)) et que l'homogénéité de cette bobine restait convenable pour une compensation (fig. (12)).

1.2.c : Ensemble cryogénique

(1) MONTAGE EXPERIMENTAL /

L'ensemble cryogénique est de type classique pour le laboratoire et ne présente pas de particularités notables. Il est montré fig. (13) lorsque l'un se trouve dans la deuxième géométrie, le système de canalisations reste

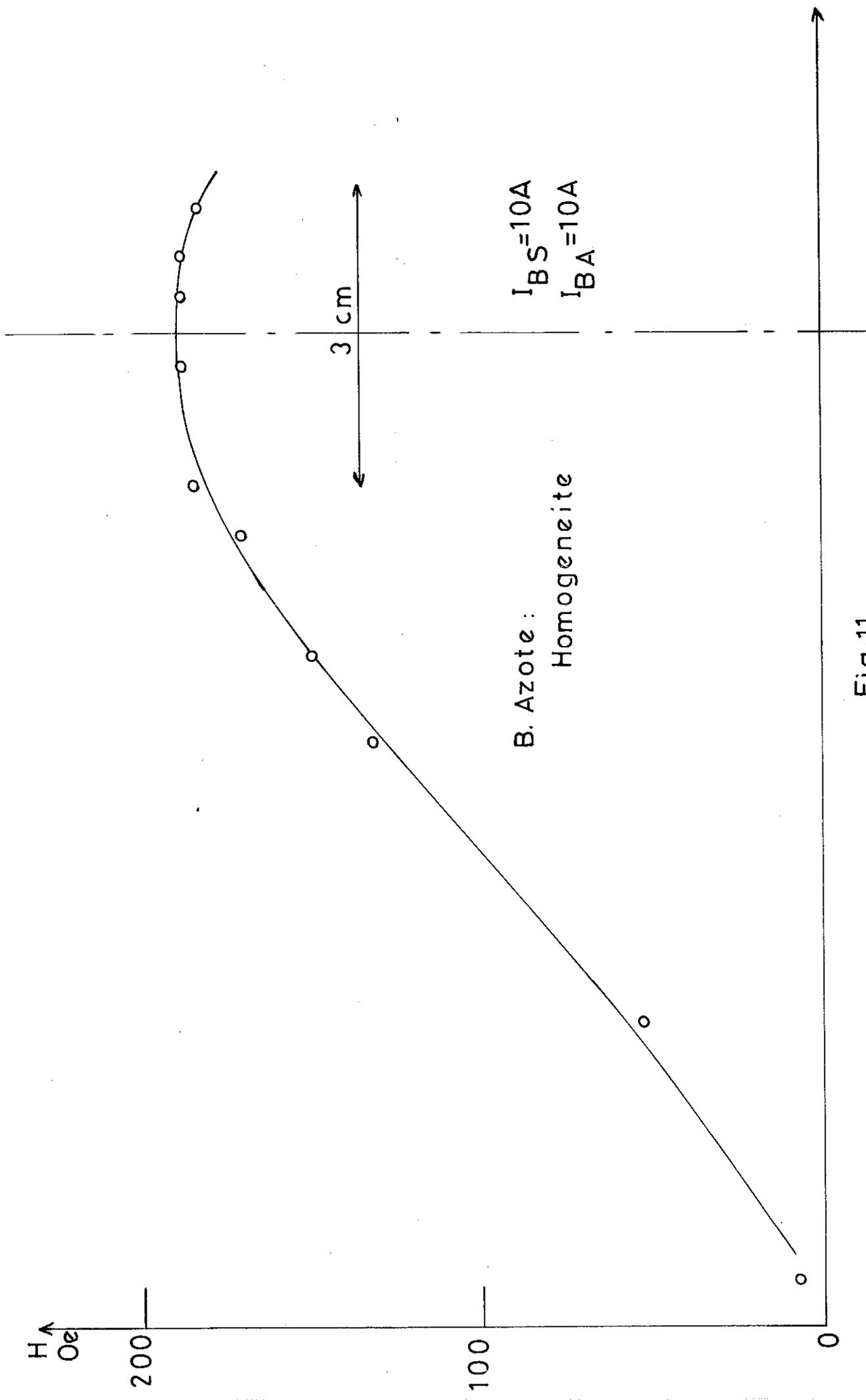


Fig:11

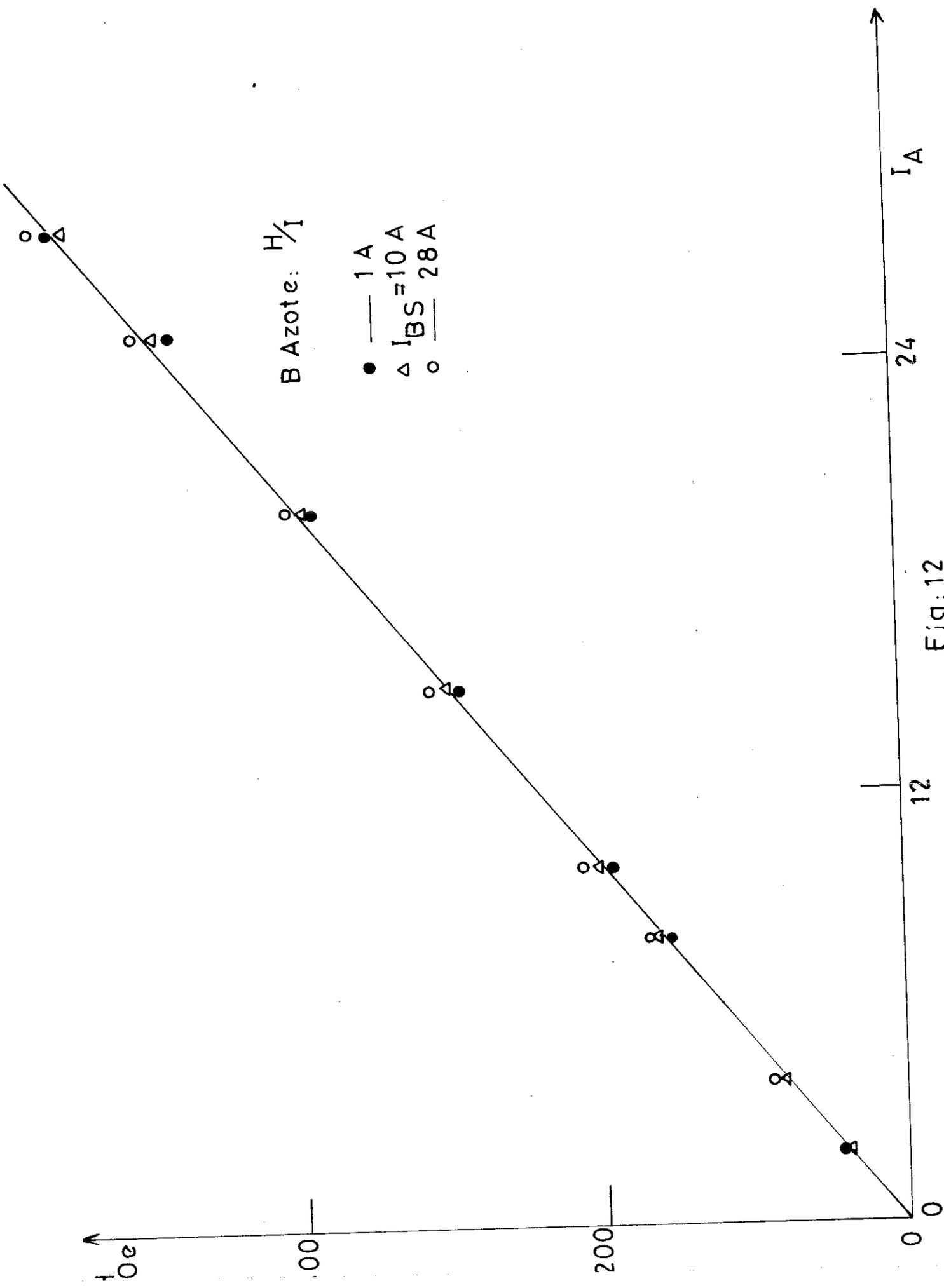


Fig: 12

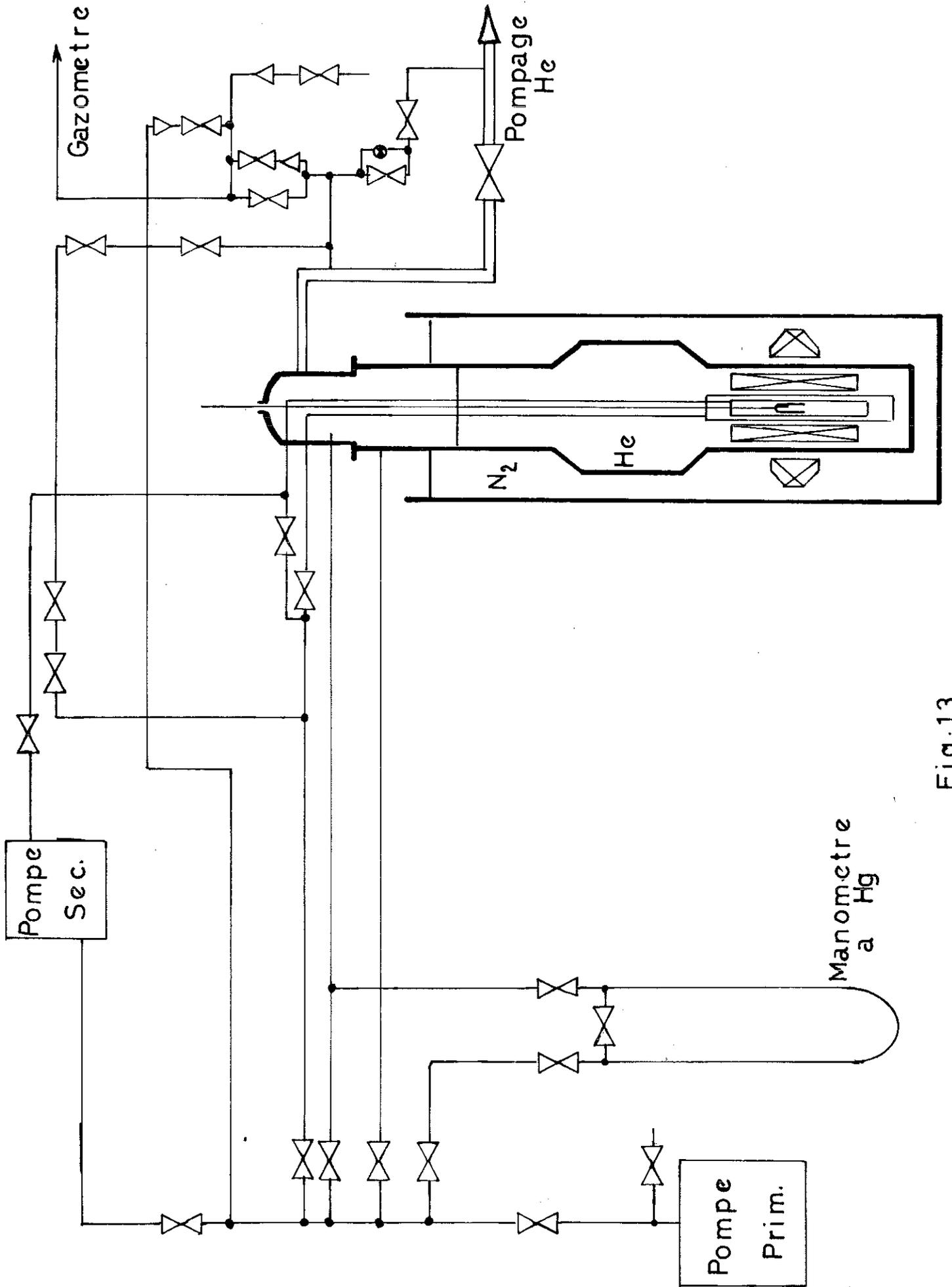


Fig:13

identique et seule l'enceinte azote diffère pour permettre le passage dans l'entrefer de l'électro-aimant. Le calorimètre intérieur sert de blindage pour la HF et sur son chapeau sont fixées une résistance de chauffage (bobine de constantan de  $200\ \Omega$ ), une résistance de carbone et une résistance de germanium, ces deux dernières étant des résistances de mesure. Entre le calorimètre intérieur et le calorimètre extérieur règne un bon vide (typiquement  $2.10^{-6}$  Torr) et un fil de Cuivre sert de fuite thermique entre le calorimètre intérieur et le bain à Hélium.

## (2) REGULATION DE TEMPERATURE /

Avec ce montage, nous pouvons travailler entre 1,3K et 10K.

Pour les mesures inférieures à 4,2K, il faut pomper sur le bain d'Hélium. Pour les mesures supérieures à 4,2K on laisse le bain d'Hélium à ébullition sous la pression du gazomètre ( $\sim$ pression atmosphérique).

On obtient la température cherchée en compensant les pertes qui s'écoulent par la fuite thermique par des calories apportées par la résistance de chauffage.

La régulation de température se fait à l'aide d'un pont de Wheastone alimenté par un signal alternatif BF mis au point au laboratoire par FAURE.

La résistance de référence est une résistance de carbone qui vaut

75 $\Omega$	à	300K
95 $\Omega$	à	77K
1160 $\Omega$	à	4,2K
35000 $\Omega$	à	1,4K

La mesure de la température se fait à l'aide d'une résistance de germanium SOLITRON alimentée par un courant

continu constant ( $1\mu A$ ) aux bornes de laquelle on mesure la tension à l'aide d'un millivoltmètre HEWLETT-PACKARD (Compteur - fréquencesmètre 5245L + Convertisseur 2212A VFC). On connaît ainsi très précisément la valeur de la résistance de germanium. Comme loi de variation avec la température, on a essayé une loi du type  $\text{Log. } R = \sum_i A_i (\text{Log } T)^i$  à partir de 52 points expérimentaux, les coefficients étant déterminés par une méthode des moindres carrés. Une loi à 8 coefficients a été adoptée entre 1K et 10K, et une table donnant R en fonction de T a été dressée tous les 1/100 de °K. La stabilité de la régulation de température est meilleure que  $10^{-4}$ .

### 1-3. ANALYSE DE LA METHODE EXPERIMENTALE

Nous avons vu précédemment que l'on se proposait de mesurer l'impédance de surface par l'intermédiaire d'une méthode de résonance. Notre solution consiste à avoir un résonateur couplé à la HF par une boucle. Notre résonance est alors une résonance d'absorption. Nous allons analyser le facteur de surtension d'un résonateur couplé dans les conditions indiquées ci-dessus. L'étude a été menée à l'aide d'un circuit équivalent, développé dans le prochain paragraphe, qui permet d'analyser les résultats obtenus avec des montages différents.

#### 1.3.a : Facteur de surtension d'un élément résonnant

L'étude d'un circuit équivalent permettant d'utiliser nos résultats a été faite conjointement avec l'équipe de MAZUER et a fait l'objet d'une publication - MAZUER et al 1971 - qui est insérée ci-dessous. Nous nous limiterons donc dans cette thèse à rappeler les résultats obtenus avec un résonateur supraconducteur sans détailler le circuit équivalent. Dans un premier temps, nos essais ont été réalisés avec des résonateurs entièrement supraconducteurs, le paramètre extérieur étant le champ magnétique, statique, appliqué. Le facteur de surtension de l'échantillon est alors inversement proportionnel aux pertes du résonateur.

## ÉTUDE PAR COUPLAGE INDUCTIF DU FACTEUR DE SURTENSION D'ÉCHANTILLONS CONDUCTEURS RÉSONNANTS

J. MAZUER (\*), Y. BRUNET, J. GILCHRIST, P. MONCEAU et J. ODIN (\*)

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, C. N. R. S., Cedex 166  
38, Grenoble-Gare

(Reçu le 1<sup>er</sup> avril 1971)

**Résumé.** — Nous décrivons deux montages qui permettent de déterminer le facteur de surtension d'échantillons conducteurs en résonance électromagnétique à basse température, l'un à 100 MHz, l'autre à 2,4 GHz. Un même circuit équivalent, à composants discrets, sert à analyser les résultats obtenus avec les deux montages. Nous montrons l'application de ces montages à l'étude d'une ligne coaxiale supraconductrice de 1,42 m de long, d'une part, et à la détermination des propriétés de supraconducteurs de type II dans un champ magnétique, d'autre part. L'examen des résonances nous permet d'affirmer la validité du circuit et le bon fonctionnement des appareils.

**Abstract.** — We describe two experimental setups with which we can determine the Q-factor of conducting specimens in electromagnetic resonance at low temperature, one at 100 MHz, the other at 2.4 GHz. The same equivalent circuit of lumped components is adopted for the analysis of the results from each setup. We show the applications to the study of a 1.42 m long superconducting coaxial line and to the determination of the properties of type II superconductors in a magnetic field. By examining the resonances we can affirm that the equivalent circuit is valid and that the two circuits function correctly.

**I. Introduction.** — Il existe plusieurs méthodes pour déterminer les caractéristiques électriques à haute fréquence d'échantillons métalliques. Les trois principales sont la méthode calorimétrique, la mesure de l'inductance d'une bobine entourant l'échantillon et la méthode de la résonance. Toutes les trois ont été employées pour étudier les supraconducteurs [1], [2], [3].

La méthode de la résonance permet d'accéder par la mesure du facteur de surtension à la résistance de surface de l'échantillon. Pour les fréquences supérieures à 3 GHz on utilise des cavités résonnantes et des guides d'ondes. Pour les fréquences plus faibles l'échantillon résonnant peut prendre plusieurs formes. Ainsi, Pipard [3] a utilisé un résonateur quart d'onde en épingle à cheveux et Waldram [4] un échantillon comme conducteur central d'une ligne coaxiale demi-onde. Le circuit est alors formé de lignes de transmission et le couplage entre échantillon et circuit peut se faire soit par induction, soit par capacité. Le couplage inductif est le plus communément utilisé, et se présente sous deux formes. L'échantillon peut être couplé magnétiquement à deux antennes en forme de boucles. Il faut alors minimiser le couplage direct entre l'antenne de transmission et l'antenne de réception. L'analyse d'un tel circuit a été faite par Waldram [4]. L'autre solution

consiste à avoir une seule boucle qui relie la ligne d'entrée à la ligne de sortie. La résonance de l'échantillon apparaît, dans ce cas, comme une résonance d'absorption, à condition de compenser l'inductance de la boucle de façon à permettre la transmission intégrale de la puissance en l'absence de résonance. C'est ce dernier système que nous décrivons et analysons dans les paragraphes suivants.

**II. Les deux montages expérimentaux.** — Le montage pour 100 MHz est illustré, en schéma, par la figure 1. Il comprend trois parties : a) le circuit haute fréquence, b) un circuit basse fréquence et c) un circuit à courant continu.

a) Le signal haute fréquence modulé en amplitude est fourni par un générateur VHF Férisol type L 201 A. Deux détecteurs à diode (Hewlett-Packard, type 423 A) servent à déterminer le niveau de puissance à l'entrée et à la sortie du cryostat. Nous nous assurons que les deux détecteurs fonctionnent dans la zone quadratique de leur caractéristique tension de sortie-tension d'entrée. Pour cela la tension d'entrée reste toujours inférieure à 50 mV. L'échantillon résonnant à étudier est installé dans un cryostat de 2,20 m de hauteur. Sur la figure 1 nous l'avons représenté comme constitué de deux fils parallèles, court-circuités aux deux extrémités. Il peut également être ouvert à l'extrémité inférieure, ou encore être de type coaxial. L'inductance de la boucle de couplage est compensée symboliquement par

(\*) Laboratoire d'Electrotechnique, Institut National Polytechnique, 46, avenue F. Viallet, 38, Grenoble.

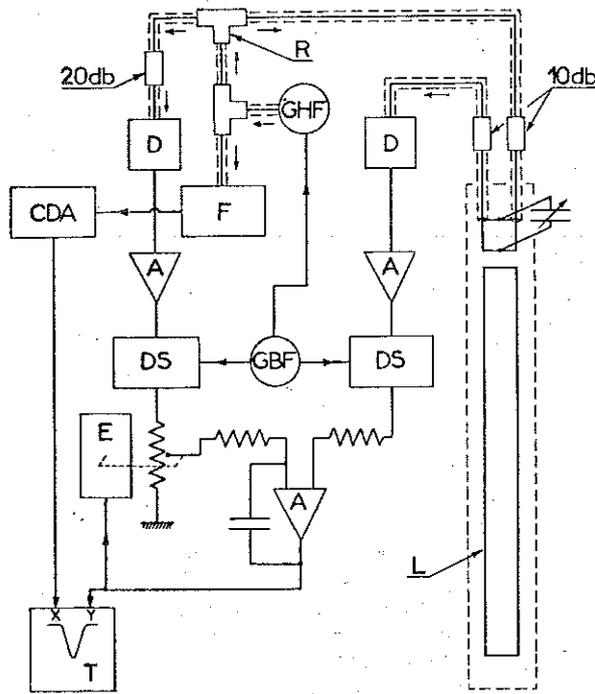


FIG. 1. — Schéma du montage pour 100 MHz : la partie haute-fréquence du schéma (en haut et à droite) est délimitée par les liaisons blindées qui représentent des câbles 50 Ω ; A, amplificateur ; CDA, convertisseur digital-analogique ; D, détecteur ; DS, détecteur synchrone ; E, enregistreur potentiométrique lié à un potentiomètre de répétition ; F, fréquencemètre ; GBF, générateur 400 Hz ; GHF, générateur haute fréquence modulé par GBF ; L, ligne résonnante à étudier ; R, répartiteur de puissance ; T, table traçante ; les atténuateurs fixes sont repérés par leur coefficient d'atténuation.

une capacité variable, mais dans la réalité nous avons trouvé que la capacité parasite seule suffisait.

b) Le circuit basse fréquence est constitué d'un générateur 400 Hz, de deux amplificateurs bas niveau et de deux détecteurs synchrones. Le générateur basse-fréquence fournit le signal de modulation du générateur haute-fréquence et la référence des détecteurs synchrones.

c) Un servomécanisme de position à courant continu, comprenant un amplificateur différentiel, un enregistreur potentiométrique et un potentiomètre de répétition effectue le quotient des tensions de sortie des deux détecteurs synchrones. Ce quotient est directement proportionnel au rapport des niveaux de puissance dans le circuit haute-fréquence à l'entrée et à la sortie du cryostat et aussi au coefficient de transmission en puissance,  $T$ , de la boucle de couplage. Le quotient est obtenu avec une bonne précision grâce à la valeur du gain de l'amplificateur différentiel ( $\approx 3 \times 10^4$ ). La tension de sortie de cet amplificateur est envoyée sur l'entrée Y d'une table traçante dont l'entrée X est alimentée par un signal qui varie linéairement avec la fréquence du générateur GHF, signal obtenu grâce à l'ensemble fréquencemètre-convertisseur digital-analogique. Ce dispositif permet ainsi de tracer directement les courbes de  $T$  en fonction de la fréquence.

Le montage pour 2,4 GHz a été décrit dans une publication antérieure [5]. Il est très similaire au précédent, mais il y a plusieurs différences de détail à signaler. Ainsi, pour compenser l'inductance de la boucle nous avons dû prévoir un élément réactif constitué par une courte ligne de transmission dans laquelle peut coulisser un tube de quartz. La position du quartz est réglée de l'extérieur du cryostat. Le signal haute-fréquence n'est pas modulé, et les deux amplificateurs bas niveau suivis des détecteurs synchrones sont remplacés par deux amplificateurs du type galvanométrique à courant continu. D'autre part, il n'a pas été utilisé de convertisseur digital analogique ni de table traçante. Signalons finalement que pour les deux montages le couplage entre boucle et échantillon peut être modifié de l'extérieur du cryostat par un dispositif mécanique.

III. Circuit équivalent. — Le résonateur peut être assimilé à un circuit résonnant série. Soit  $R_3, C_3, L_3$  ses caractéristiques. Si les deux parties de la boucle de couplage ont des inductances  $L_1$  et  $L_2$ , et une inductance mutuelle  $M_{12}$ , l'inductance  $L_0$ , de toute la boucle est  $(L_1 + L_2 + 2M_{12})$ .  $L_1$  est reliée au générateur d'impédance  $R_1$  par une ligne adaptée. Le générateur et la ligne peuvent être remplacés par une source équivalente constituée d'une force électromotrice  $E e^{i\omega t}$  et d'une résistance  $R_1$  en série. De la même manière, on peut imaginer que  $L_2$  est branché à une simple charge  $R_2$  dans laquelle nous mesurons la dissipation  $\frac{1}{2} V^2 R_2^{-1}$ . La figure 2 donne le schéma du circuit ainsi décomposé. Remarquons que nous avons supposé que les lignes de transmission et les autres composants sont parfaitement accordés en impédance. Le rôle des atténuateurs est précisément de diminuer l'effet néfaste des mauvais accords.

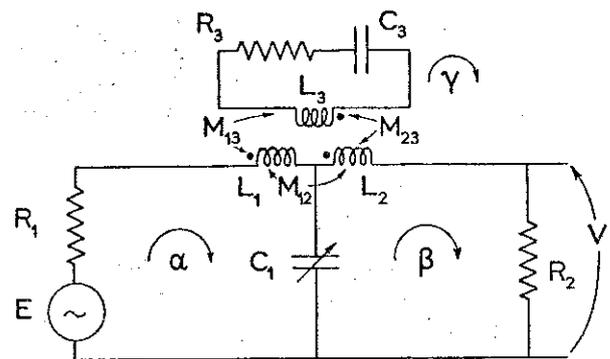


FIG. 2. — Circuit haute-fréquence équivalent.

ANALYSE DU CIRCUIT ÉQUIVALENT. — Considérons le montage sans résonateur et la boucle exactement compensée par la capacité d'accord  $C_1$ . Puisque  $R_2 = R_1$ , nous voyons que  $|V| = \frac{1}{2} E$ . Alors en présence du résonateur,  $T = |t|^2$ , où  $t$ , le coefficient de transmission en tension s'exprime par  $2 V E^{-1}$  ou  $2 R_1 \beta E^{-1}$ .

La méthode des courants fictifs de Maxwell nous donne pour le circuit de la figure 2 :

$$E = [R_1 + j(\omega L_1 - \omega^{-1} C_1^{-1})] \alpha + j(\omega M_{12} + \omega^{-1} C_1^{-1}) \beta + j\omega M_{13} \gamma, \quad (1a)$$

$$0 = j(\omega M_{12} + \omega^{-1} C_1^{-1}) \alpha + [R_2 + j(\omega L_2 - \omega^{-1} C_1^{-1})] \beta + j\omega M_{23} \gamma, \quad (1b)$$

$$0 = j\omega M_{13} \alpha + j\omega M_{23} \beta + [R_3 + j(\omega L_3 - \omega^{-1} C_3^{-1})] \gamma. \quad (1c)$$

Nous nous bornons au cas où le circuit est bien symétrique, c'est-à-dire  $L_2 = L_1, R_2 = R_1$  et  $M_{23} = M_{13}$ . Posons

$$(L_3 C_3)^{1/2} = \omega_0, \quad R_3^{-1} L_3^{1/2} C_3^{-1/2} = Q$$

et

$$\omega = \omega_0(1 + \frac{1}{2} Q^{-1} \delta).$$

Tant que  $\omega \approx \omega_0$ , (1c) devient :

$$\gamma \approx -jQM_{13} L_3^{-1}(1 + j\delta)^{-1} (\alpha + \beta).$$

La somme des équations (1a) et (1b) donne une relation entre  $E, (\alpha + \beta)$  et  $\gamma$ , et leur différence relie  $E, (\alpha - \beta)$  et  $\gamma$ . En écrivant  $t$  sous la forme

$$[R_1(\alpha + \beta)E^{-1} - R_1(\alpha - \beta)E^{-1}]$$

il vient :

$$t \approx [1 + j\omega_0(L_1 + M_{12}) R_1^{-1} + A_0 Q(1 + j\delta)^{-1}]^{-1} - [1 + j\omega_0(L_1 - M_{12}) R_1^{-1} - 2j(\omega_0 C_1 R_1)^{-1}]^{-1}. \quad (2)$$

Dans cette expression le couplage entre le résonateur et le reste du circuit s'exprime par le paramètre  $A_0$  :

$$A_0 = 2 \omega_0 M_{13}^2 L_3^{-1} R_1^{-1}.$$

Il suffit d'imposer la condition  $|t| = 1$  quand  $A_0 = 0$  pour trouver que la bonne valeur de  $C_1$  est :

$$L_b[R_1^2 + \omega_0^2(L_1^2 - M_{12}^2)]^{-1}.$$

Avec cette valeur de  $C_1$ , (2) devient :

$$t \approx (1 + j\delta) [(1 + js)(1 + j\delta) + A_0 Q]^{-1} - (1 - js^{-1})^{-1}, \quad (3)$$

où

$$s = \frac{1}{2} \omega_0 L_b R_1^{-1}.$$

Introduisons encore un symbole :

$$A = A_0(1 + s^2)^{-1},$$

pour exprimer le coefficient de transmission en puissance :

$$T = 1 - [(1 + AQ)^2 - 1] \times [(\delta - sAQ)^2 + (1 + AQ)^2]^{-1}. \quad (4)$$

Rappelons que dans cette expression, les quatre symboles représentent des quantités adimensionnelles.  $s$  caractérise la boucle de couplage,  $A$  exprime l'intensité de couplage,  $Q$  est la propriété du résonateur que nous voulons connaître et  $\delta$  définit la fréquence. Lorsque  $\delta = sAQ$ ,  $T(\omega)$  atteint sa valeur minimale :

$$T_m = (1 + AQ)^{-2}. \quad (5)$$

$T$  peut s'exprimer à l'aide de  $T_m$  :

$$T = 1 - (1 - T_m)[1 + T_m(\delta - sAQ)^2]^{-1}. \quad (4 bis)$$

DÉTERMINATION DU FACTEUR DE SURTENSION. — Nous remarquons d'abord que par la seule mesure de  $T_m$  nous pouvons déterminer la variation de  $Q$  en fonction d'un quelconque paramètre,  $P$  (par exemple la température). L'inversion de l'expression (5) donne

$$AQ = (T_m^{-1/2} - 1).$$

En général, nous ignorons la valeur précise de  $A$  mais nous pouvons nous assurer qu'elle reste constante pendant la durée d'une manipulation. Alors

$$\frac{Q(P_1)}{Q(P_0)} = \frac{T_m^{-1/2}(P_1) - 1}{T_m^{-1/2}(P_0) - 1},$$

où  $P_0, P_1$  sont deux valeurs de  $P$ . Ce mode de travail permet des mesures rapides et simples. L'étalonnage en fréquence de la courbe n'est pas essentiel. Dans le paragraphe V nous verrons une application où il importe peu de connaître la valeur absolue des facteurs de surtension.

Nous pouvons ensuite exploiter la largeur des résonances, c'est-à-dire l'intervalle de fréquence entre les deux points où  $T = \frac{1}{2}(1 + T_m)$ . Appelons cette intervalle  $\Delta$ . De l'expression (4 bis) nous voyons que

$$T = \frac{1}{2}(1 + T_m)$$

lorsque

$$\delta = sAQ \pm T_m^{-1/2}.$$

D'où

$$\Delta = \omega_0 Q^{-1} T_m^{-1/2},$$

et

$$Q^{(1)} = \omega_0 \Delta^{-1} T_m^{-1/2}. \quad (6)$$

La détermination de  $Q$  nécessite, alors, de chiffrer  $\Delta$  et  $T_m$ . Cependant il existe une autre méthode qui est plus directe et qui consiste à trouver la largeur à mi-hauteur de la courbe  $T^{-1}$ , c'est-à-dire l'intervalle  $\Delta_0$  entre points où

$$T^{-1} = \frac{1}{2}(1 + T_m^{-1}).$$

A partir de (4 bis),  $Q$  est donné par

$$Q^{(2)} = \omega_0 \Delta_0^{-1}. \quad (7)$$

Sur la figure 3 nous avons tracé trois courbes de résonance à partir de la relation (4 bis). Les valeurs des

différents paramètres sont déduites des points expérimentaux. Sur une des courbes nous avons fait apparaître les largeurs  $\Delta$  et  $\Delta_0$ .

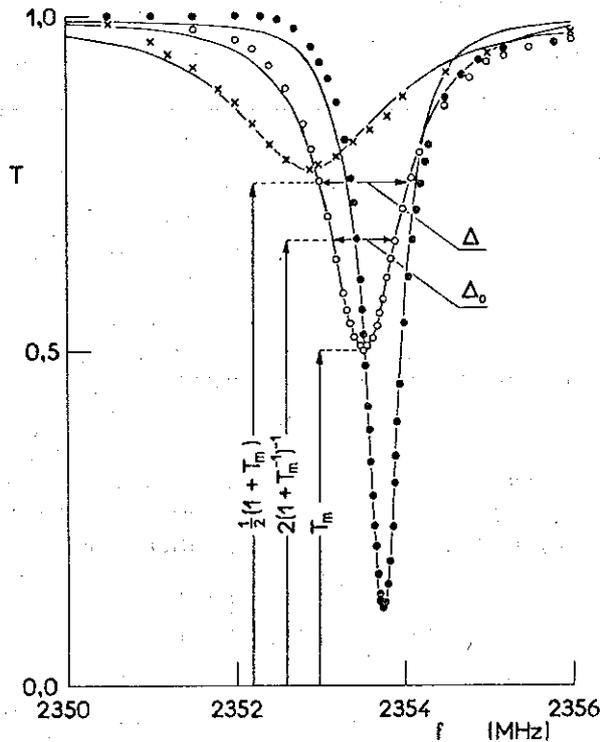


FIG. 3. — Résonances d'un échantillon  $\text{Pb}_{50}\text{In}_{50}$  à  $4,2^\circ\text{K}$ , en champ nul ( $\bullet$ ),  $\mu_0 H_0 = 0,095$  Teslas (o), et  $0,5$  T ( $\times$ ). Dans ces trois conditions l'échantillon est respectivement à l'état Meissner, l'état mixte et l'état normal. Les courbes correspondent à l'expression (4 bis) avec les paramètres choisis convenablement.

Nous avons remarqué, au moment d'écrire (4 bis) que la résonance est symétrique autour d'une fréquence définie par  $\delta - sA Q = 0$ , que nous appellerons  $(2\pi)^{-1} \omega_r$ .  $\omega_r$  diffère de  $\omega_0$  par un facteur  $(1 + \frac{1}{2} sA)$ . L'écart entre  $\omega_r$  et  $\omega_0$  est donc proportionnel au paramètre de couplage, et aussi à  $L_0$ . Pour situer l'importance de l'écart nous pouvons remarquer que

$$(\omega_r - \omega_0) A_0^{-1} = \frac{1}{2} sA Q = \frac{1}{2} s(T_m^{-1/2} - 1).$$

Afin d'éviter un trop grand écart qui pourrait être nuisible aux mesures, il est souhaitable que  $s \lesssim 1$ . Pour nos deux montages,  $s = 0,25$  (100 MHz),  $s = 2,3$  (2,4 GHz).

**IV. Ligne supraconductrice à 100 MHz.** — La ligne coaxiale étudiée est constituée d'un fil de niobium de diamètre 0,1 mm et d'un tube de cuivre de diamètre 20-22 mm recouvert intérieurement d'une couche de plomb-étain. La ligne, de 1,42 m de long, fermée à chaque extrémité, est plongée dans l'hélium liquide à 4,2 K. Elle résonne en demi-onde à 102,1 MHz. La boucle de couplage entre dans la ligne par une fente latérale située près d'une extrémité. Nous présentons ici les résultats d'une étude de la variation du coefficient de surtension en fonction du couplage boucle-résonateur. Pour chaque courbe de résonance nous

avons déterminé  $\omega_r A^{-1}$ ,  $Q^{(1)}$  et  $Q^{(2)}$  (voir expressions [6] et [7]). Sur la figure 4 les valeurs de ces trois quantités sont représentées en fonction de  $T_m$ .

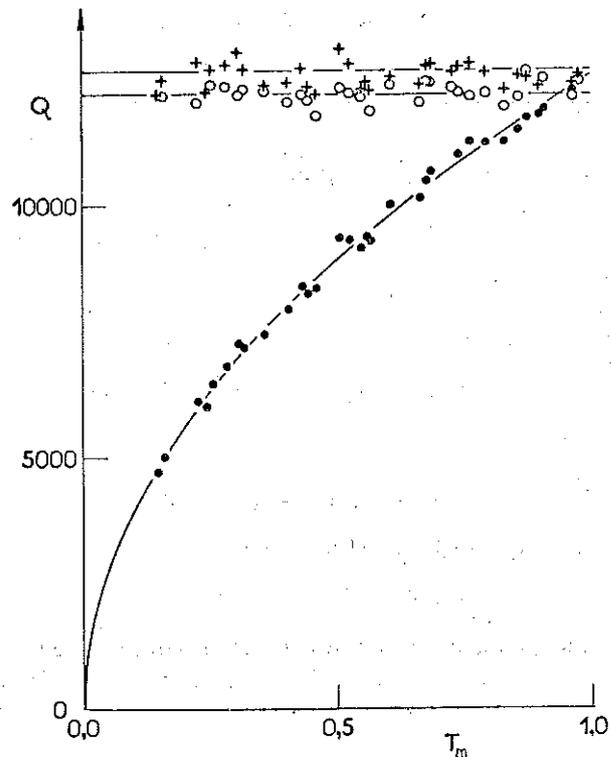


FIG. 4. —  $\omega_r A^{-1}$  ( $\bullet$ ),  $Q^{(1)}$  (+) et  $Q^{(2)}$  (o) pour la ligne résonnante à 100 MHz, avec différents couplages. Les points qui correspondent à  $T_m \ll 1$  sont obtenus avec le couplage le plus fort, et ceux qui correspondent à  $T_m \approx 1$  avec le couplage le plus faible.

L'examen de la figure 4 appelle plusieurs remarques. Les points qui représentent  $Q^{(1)}$  et  $Q^{(2)}$  semblent être dispersés de façon aléatoire autour des valeurs moyennes 12 700 et 12 200.  $Q^{(1)}$  et  $Q^{(2)}$  sont indépendants du couplage, comme nous l'attendions, mais la différence constatée entre les deux valeurs moyennes peut s'expliquer par un écart de la courbe expérimentale de résonance à la forme lorentzienne.  $Q^{(2)}$ , calculé à partir de la courbe inverse de celle enregistrée est cependant la valeur dans laquelle nous mettons le plus de confiance, puisqu'elle fait intervenir une bande de fréquences plus étroite. L'extrapolation du rapport  $\omega_r A^{-1}$  à couplage nul ( $T_m \rightarrow 1$ ) fournit une autre valeur de  $Q$ , voisine de  $Q^{(1)}$ , mais c'est un processus laborieux qui présente peu d'intérêt.

Il faut noter que pendant ces mesures les pertes sont d'environ  $10 \mu\text{W}$  pour une énergie électromagnétique stockée voisine de  $100 \text{ pJ}$ . Le champ haute fréquence maximal à la superficie du fil est de l'ordre de  $50 \text{ Am}^{-1}$ .

**V. Supraconducteur de type II à 2,4 GHz.** — Sur la figure 3 nous présentons les courbes de résonance d'un échantillon de supraconducteur de type II pour trois valeurs du champ magnétique statique,  $H_0$ , appliqué perpendiculairement à l'échantillon. Plus précisément,

les points représentent les résultats expérimentaux et les courbes représentent la fonction (4 bis). Nous observons un léger décalage entre les valeurs mesurées et les courbes. Cet écart peut être dû à un mauvais accord des éléments du circuit haute fréquence. La correspondance entre points et courbes est cependant assez satisfaisante.

$Q$  est inversement proportionnel à la somme des pertes du résonateur et peut s'écrire :

$$Q^{-1}(H_0) = Q_0^{-1} + \alpha R(H_0),$$

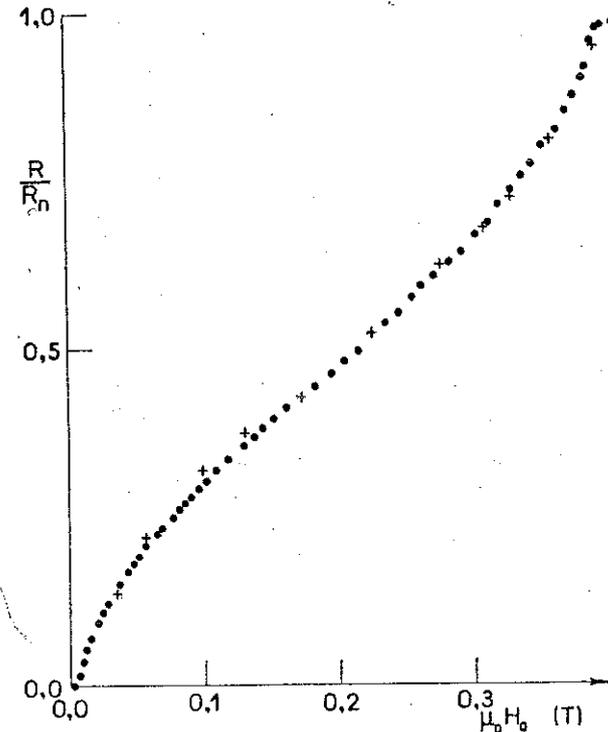


FIG. 5. — Rapport entre la résistance de surface de l'échantillon  $Pb_{50}In_{50}$  à 4,2°K en champ  $H_0$ , et la résistance de surface à l'état normal : déterminé à partir de  $T_m(\odot)$  et à partir de  $\Delta(+)$ .

où  $\alpha$  est une constante et  $R(H_0)$  est la résistance de surface du supraconducteur, tandis que  $Q_0$  est déterminé par les pertes extérieures au supraconducteur (pertes diélectriques, par rayonnement, etc.). Nous supposons que ces pertes extérieures sont indépendantes de  $H_0$ . Il est connu que  $R(0)$  est de plusieurs ordres de grandeur plus faible que  $R_n$  (l'indice  $n$  signifie l'état normal avec  $\mu_0 H_0 > 0,5$  Teslas). Or, la valeur  $Q(0)$  de la surtension mesurée en champ nul est

seulement 8 fois plus forte que  $Q_n$ , la valeur pour l'état normal. Il faut conclure que le terme  $Q_0^{-1}$  est alors dominant et que  $Q(0) \approx Q_0$ . Il vient :

$$\frac{R(H_0)}{R_n} = \frac{Q^{-1}(H_0) - Q^{-1}(0)}{Q_n^{-1} - Q^{-1}(0)}. \quad (8)$$

A l'aide de l'expression (5), ce rapport peut s'écrire :

$$\frac{R(H_0)}{R_n} = [(T_m^{-1/2}(H_0) - 1)^{-1} - (T_m^{-1/2}(0) - 1)^{-1}] \times \\ \times [(T_m^{-1/2} - 1)^{-1} - (T_m^{-1/2}(0) - 1)^{-1}]^{-1}. \quad (9)$$

En plus, il convient de rappeler que  $\Delta = \omega_0(A + Q^{-1})$ , d'où :

$$\frac{R(H_0)}{R_n} = \frac{\Delta(H_0) - \Delta(0)}{\Delta_n - \Delta(0)}. \quad (10)$$

Sur la figure 5, nous avons représenté la fonction  $R(H_0)/R_n$  pour notre échantillon, déterminée par ces deux méthodes. Il y a un excellent accord entre les deux séries de points expérimentaux, ce qui semble signifier que les deux méthodes sont parfaitement valables.

Dans cette étude l'ordre de grandeur des pertes mises en évidence est de  $10 \mu W$ . Le champ magnétique maximal haute fréquence qui règne au voisinage de la surface des échantillons est environ de  $1 \text{ Am}^{-1}$ .

**Conclusion.** — Les deux montages décrits permettent d'étudier les facteurs de surtension dans deux zones de fréquence qui diffèrent de plus d'un ordre de grandeur. Un même circuit équivalent sert à analyser les deux montages. Les résultats que nous avons présentés se rapportent d'une part à une étude en fonction du couplage, à facteur de surtension constant, et d'autre part à une étude de variation du facteur de surtension à couplage constant. La méthode de mesure conduit à une précision de l'ordre de 2 % dans la détermination de la valeur absolue de  $Q$  mais la précision est bien meilleure lorsqu'on étudie les variations de cette valeur. Les  $Q$  que nous mesurons sont de l'ordre de  $10^4$ , mais la méthode peut être utilisée pour des  $Q$  compris entre  $10^3$  et une limite supérieure déterminée par la stabilité en fréquence du générateur. C'est à partir d'un facteur de surtension de l'ordre de  $10^7$  qu'il faut utiliser d'autres techniques, par exemple la méthode du décroissement.

Cette étude a pu être menée à bien grâce à la collaboration technique de M. Tomasik.

#### Bibliographie

- [1] FAWCETT (E.), *Proc. Roy. Soc. A.*, 1955, 232, 519.
- [2] SCHAWLOW (A. L.) et DEVLIN (G. E.), *Phys. Rev.*, 1959, 113, 120.
- [3] PIPPARD (A. B.), *Proc. Roy. Soc. A.*, 1947, 191, 370.
- [4] WALDRAM (J. R.), *Advances in Physics*, 1964, 13, 1.
- [5] GILCHRIST (J.), et MONCEAU (P.), *J. Phys. C. Solid St. Phys.*, 1970, 3, 1399.

$$Q^{-1}(H) = Q_{(0)}^{-1} + a R(H)$$

où  $R(H)$  est la résistance de surface du supraconducteur, à une constante et  $Q_{(0)}$  tient compte des pertes extérieures au résonateur.

Il vient donc, si  $R_n$  représente la résistance de surface à l'état normal

$$\frac{R(H)}{R_n} = \frac{Q^{-1}(H) - Q_{(0)}^{-1}}{Q_n^{-1} - Q_{(0)}^{-1}}$$

Ce rapport peut s'écrire (cf. section précédente).

$$\frac{R(H)}{R_n} = \left[ (T_m^{-1/2}(H) - 1)^{-1} - (T_m^{-1/2}(0) - 1)^{-1} \right] \times \left[ (T_m^{-1/2} - 1)^{-1} - (T_m^{-1/2}(0) - 1)^{-1} \right]^{-1}$$

ou encore

$$\frac{R(H)}{R_n} = \frac{\Delta(H) - \Delta(0)}{\Delta_n - \Delta(0)}$$

La figure (14) montre que les 2 expressions (6) et (7) conduisent aux mêmes résultats pour  $Q$ . Il est à remarquer que les mesures de  $\Delta$  et  $\Delta_0$  sont faites sur les courbes de résonance et la mesure à la règle est relativement peu précise.

La figure (15) montre les courbes de résonance obtenues avec un échantillon de  $Pb_{50}In_{50}$ , à 4,2K pour différents champs magnétiques

Pour  $H=0$ , à l'état supraconducteur

$$\left\{ \begin{array}{l} Q = 13\ 700 \\ T_m = 0,115 \\ \omega_R^m = 2,35375\ \text{GHz} \end{array} \right.$$

Pour  $H = 950$  Oerst, dans l'état mixte

$$\left\{ \begin{array}{l} Q = 3\ 160 \\ T_m = 0,5 \\ \omega_R^m = 2,35352\ \text{GHz} \end{array} \right.$$

Pour  $H = 5000$  Oerst., dans l'état normal

$$\left\{ \begin{array}{l} Q = 1220 \\ T_m = 0,77 \\ \omega_R^m = 2,35288\ \text{GHz} \end{array} \right.$$

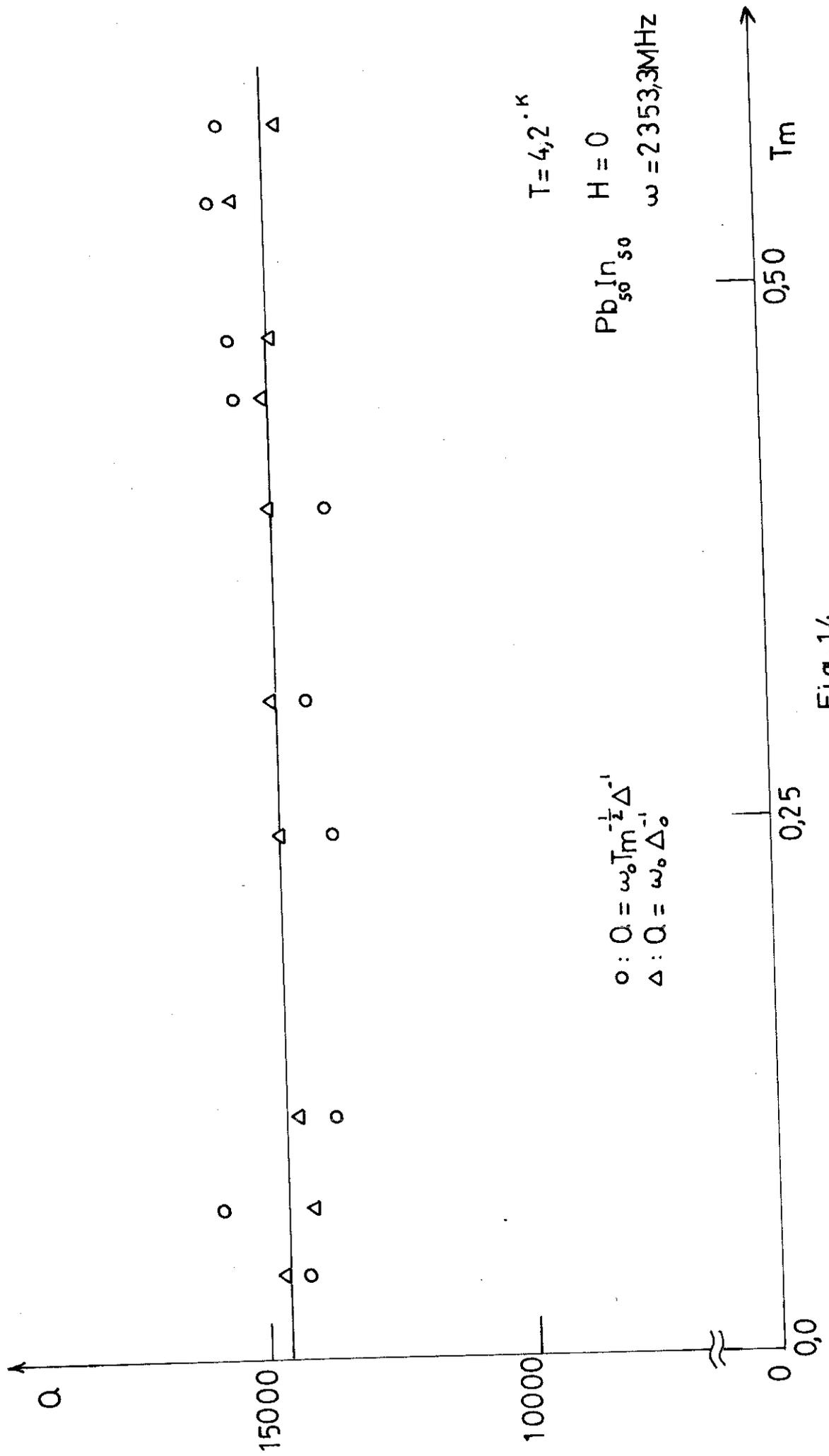


Fig:14

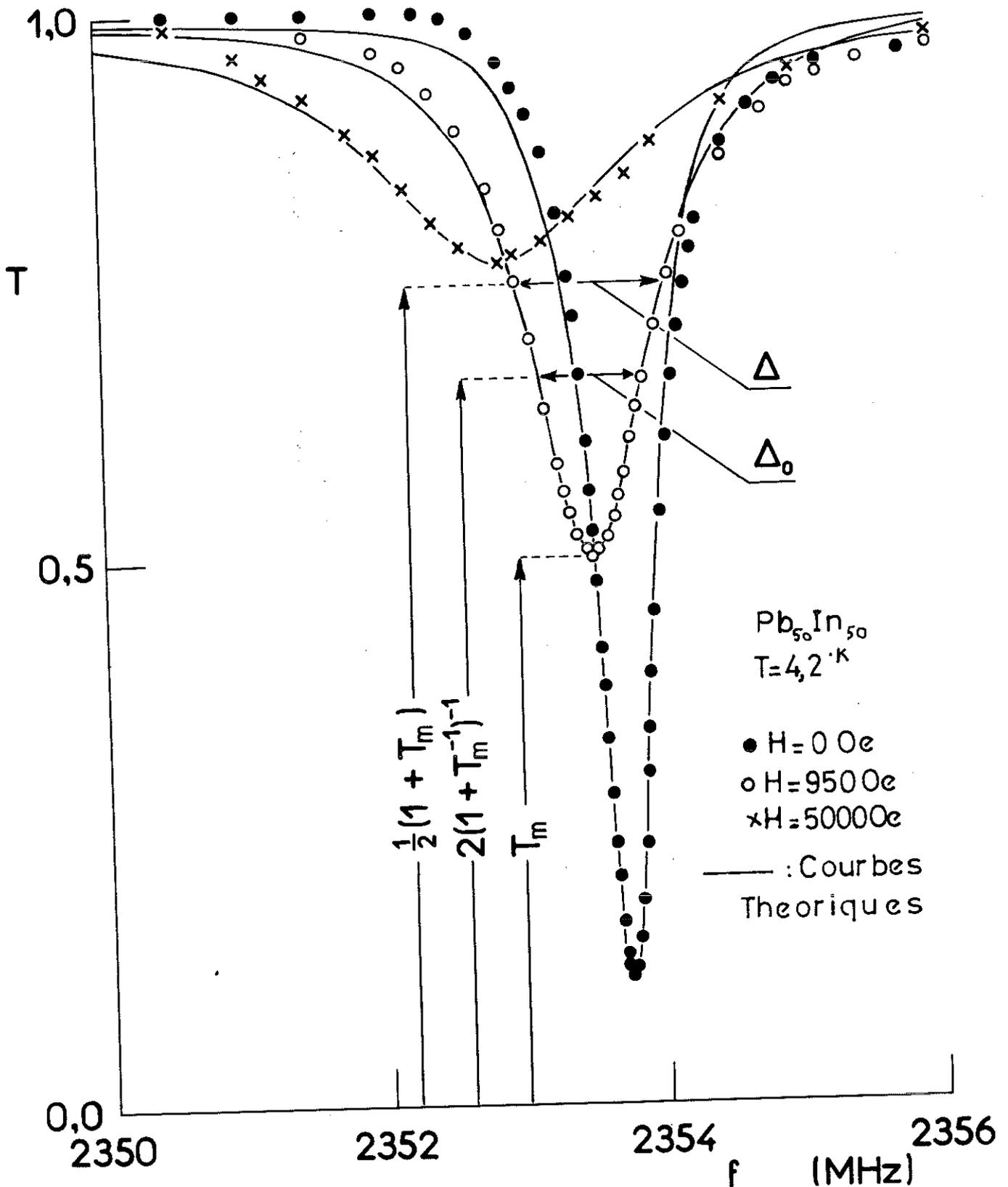


Fig.15

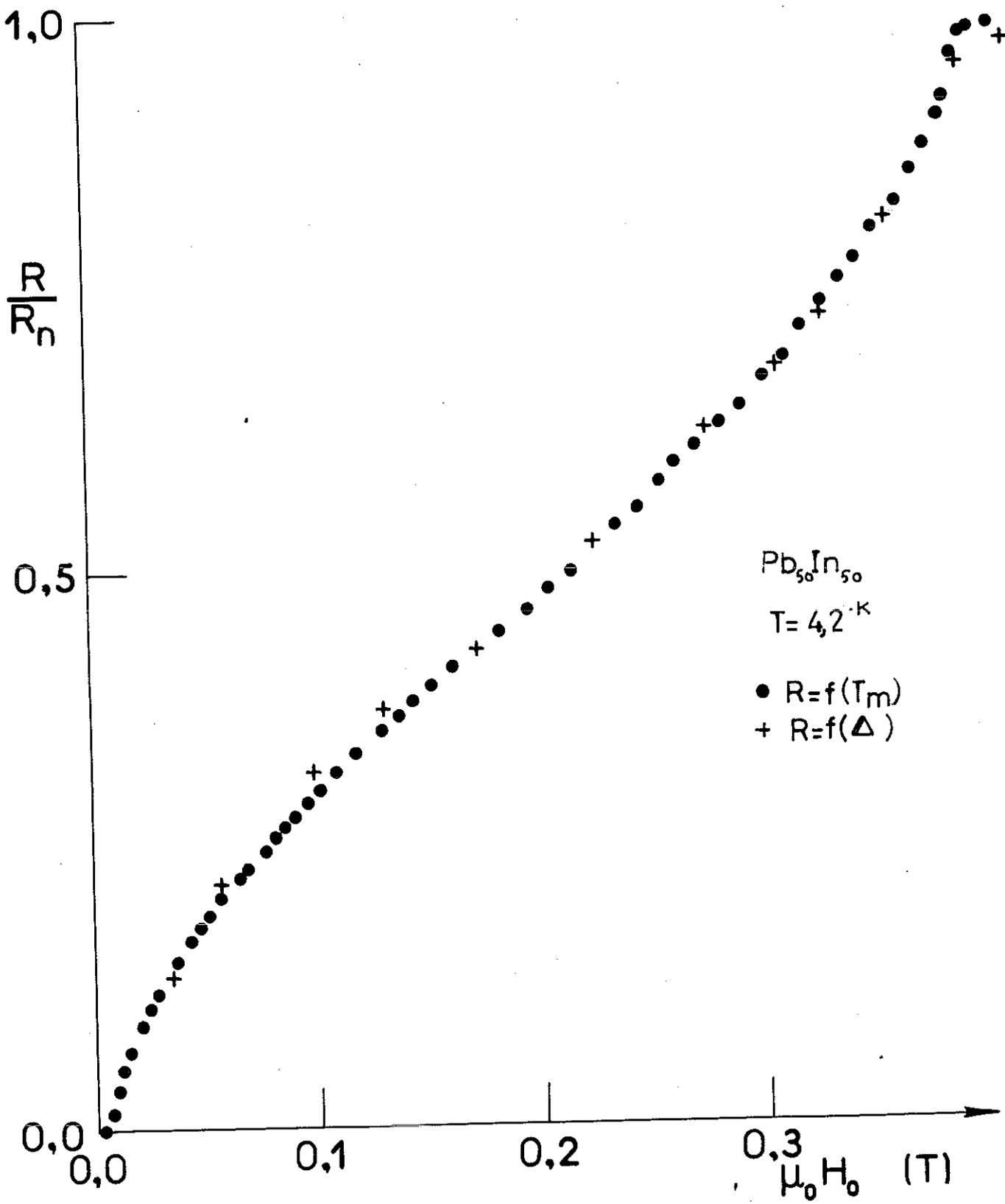


Fig:16

Les courbes théoriques sont obtenues à partir de la formule

$$T = 1 - (1 - T_m) \left[ 1 + T_m (\delta - \sqrt{AQ})^2 \right]^{-1}$$

La figure (16) montre l'accord entre les 2 expressions (9) et (10) pour la résistance de surface de ce même échantillon en fonction du champ magnétique appliqué. On remarque que cet accord est excellent, ce qui justifie notre modèle théorique.

### 1.3.b : Cas d'un résonateur en cuivre et d'un échantillon de faibles dimensions

#### (a) Introduction/

Un des avantages donné par cet arrangement résonateur-échantillon est de pouvoir mieux contrôler la surface de l'échantillon, ce qui, dans le cas de manipulations en champ parallèle à la surface est très important. De plus, on peut étudier des films minces, déposés sur une lame de quartz, de la même façon que les échantillons massifs.

Lorsque le résonateur est entièrement en supraconducteur, le calcul de  $R/R_n$  doit se faire point par point à l'aide de la formule (9), ce qui nécessite le passage sur calculateur électronique. Pour pouvoir tracer directement les courbes de la résistance de surface d'un échantillon en fonction du champ magnétique appliqué, on doit essayer de se trouver dans des conditions permettant de linéariser la formule (9). Ceci implique naturellement un déplacement relatif du facteur de surtension, donc du minimum de la résonance, faible pendant la variation du champ magnétique. Il faut donc réduire la superficie de l'échantillon supraconducteur afin que la partie prépondérante du facteur de surtension provienne du cuivre. On mettra dans une petite rainure faite dans une face du U de cuivre un échantillon supraconducteur de dimensions 7 x 5mm, collé avec de la graisse à vide. Typiquement, à 4,2K, un résonateur tout en cuivre a un Q de 4470 en champ nul. Ce Q varie très peu avec le champ magnétique. En champ parallèle,

pour  $H = 4000$  Oerst,  $Q_{11} = 4450$ , alors qu'un champ perpendiculaire, pour la même valeur du champ  $Q_{\perp} = 4420$ . Le minimum de la résonance reste pratiquement constant et égal à 0,263. Par contre, la fréquence de résonance passe de 2659820 kHz en champ nul à 2659822 kHz en champ parallèle et 2659812 kHz en champ perpendiculaire.

Ce même résonateur de cuivre sur lequel on a collé avec un peu de graisse à vide un échantillon de  $Pb_{90}In_{10}$  à 4,2K, a un facteur de surtension de 4210 en champ nul et de 3300 pour  $H = 4000$  Oerst. La fréquence de résonance passe alors de 2657275 kHz à 2657175 kHz et le minimum de résonance passe de 0,277 à 0,356. On voit que dans un tel cas notre approximation linéaire risque d'être entachée d'une erreur systématique importante.

(b) Validité de l'approximation linéaire /

L'équation (9) s'écrit :

$$\frac{R}{R_n} = \frac{(T_M^{-\frac{1}{2}} - 1)^{-1} - (T_0^{-\frac{1}{2}} - 1)^{-1}}{(T_n^{-\frac{1}{2}} - 1)^{-1} - (T_0^{-\frac{1}{2}} - 1)^{-1}}$$

- où  $T_M = T_m$  (H)
- $T_0 = T_{m0}$  minimum en champ nul
- $T_n = T_{mn}$  minimum à l'état normal

On peut encore écrire cette équation sous la forme

$$\frac{R}{R_n} = \frac{\frac{T_M^{\frac{1}{2}}}{T_M^{\frac{1}{2}} - 1} - \frac{T_0^{\frac{1}{2}}}{T_0^{\frac{1}{2}} - 1}}{\frac{T_n^{\frac{1}{2}}}{T_n^{\frac{1}{2}} - 1} - \frac{T_0^{\frac{1}{2}}}{T_0^{\frac{1}{2}} - 1}}$$

Soit en développant au premier ordre

$$\begin{cases} T_n \approx T_0 (1 + \varepsilon) \\ T_M \approx T_0 (1 + x) \\ x \leq \varepsilon < 1 \end{cases}$$

On a donc

$$\begin{cases} T_M^{\frac{1}{2}} \approx T_0 (1 + \frac{x}{2}) \\ T_n^{\frac{1}{2}} \approx T_0 (1 + \frac{\varepsilon}{2}) \end{cases}$$

Il vient

$$\frac{R}{R_n} = \frac{T_M^{1/2} (1 - T_0^{1/2}) - T_0^{1/2} (1 - T_M^{1/2})}{T_n^{1/2} (1 - T_0^{1/2}) - T_0^{1/2} (1 - T_n^{1/2})} \times \frac{1 - T_n^{1/2}}{1 - T_M^{1/2}}$$

Soit avec les développements au premier ordre de  $T_M$  et  $T_n$

$$\frac{R}{R_n} \approx \frac{1 - T_0^{1/2} - T_0^{1/2} \frac{\epsilon}{2}}{1 - T_0^{1/2} - T_0^{1/2} \frac{x}{2}} \times \frac{x}{\epsilon}$$

\* Si le couplage est fort,  $T_0$  est petit devant 1 ; si on admet que  $\epsilon \ll 1$  (ce qui est vérifié par l'expérience si l'échantillon n'est pas trop grand), on voit que  $\frac{R}{R_n}$  est de la forme

$$\frac{R}{R_n} = \frac{ax}{b - cx}$$

et l'approximation linéaire est valable si  $\frac{cx}{b} \ll 1$

$$\text{Or } \begin{cases} x \ll \epsilon \\ c = T_0^{1/2}/\epsilon \\ b = 1 - T_0^{1/2} \end{cases}$$

Si le couplage est fort,  $c < b$ . Ce cas est donc très favorable à l'approximation linéaire.

\* Si le couplage est relativement faible,  $\epsilon$  est alors petit devant 1 et  $T_0$  est de l'ordre de 0,5

$$\frac{R}{R_n} = \frac{ax}{b - cx}$$

Mais on a alors  $c > b$ . Ce cas est donc défavorable à l'approximation linéaire. Expérimentalement, nous avons pu vérifier ces résultats en comparant les résultats obtenus en utilisant la formule (9) et ceux obtenus directement sur l'enregistreur XY qui tiennent compte de l'approximation linéaire.

Pour un échantillon de  $Pb_{90} In_{10}$  avec un couplage donnant

$$\begin{cases} T_o = 0,044 \\ T_n = 0,073 \end{cases} \quad \begin{cases} \xi = 0,65 \\ \frac{c}{\ell} = 0,12 \end{cases}$$

La courbe  $R/R_n = f(H)$  calculée à partir de (9) est confondue avec la courbe expérimentale (cf. tableau (1)). Pour ce même échantillon avec un couplage donnant

$$\begin{cases} T_o = 0,513 \\ T_n = 0,633 \end{cases} \quad \begin{cases} \xi = 0,23 \\ \frac{c}{\ell} = 1,31 \end{cases}$$

ce qui donne de nets désaccords entre les courbes (cf. tableau (2)).

-- Tableau (1) --

$T_M$	$R/R_n$ calculé	$R/R_n$ mesuré
0,045	0,046	0,046
0,0508	0,236	0,233
0,0582	0,471	0,465
0,0729	0,924	0,931
0,0744	0,969	0,979

$\frac{\Delta(R/R_n)}{R/R_n} \sim 1\%$

-- Tableau (2) --

$T_M$	$R/R_n$ calculé	$R/R_n$ mesuré
0,540	0,182	0,235
0,568	0,401	0,470
0,590	0,594	0,647
0,603	0,717	0,765
0,616	0,845	0,884

$\frac{\Delta(R/R_n)}{R/R_n} > 5\%$

### I.3.c : Analyse des courbes $R/R_n$

Nos courbes de résistance de surface en fonction du champ magnétique sont obtenues sur un enregistreur XY HEWLETT-PACKARD et sont tracées de façon continues. La figure (17) montre l'allure des courbes  $R/R_n = f(H)$  (les courbes sont toujours normalisées par rapport à l'état normal) obtenues pour un échantillon de  $Pb_{90}In_{10}$  à la même température réduite.

- en champ perpendiculaire à la surface, H orthogonal à  $E_\omega$
- en champ parallèle à la surface, H parallèle à  $E_\omega$
- En champ parallèle à la surface, H orthogonal à  $E_\omega$

Pour le cas d'échantillons massifs, le rapport signal/bruit  $\frac{\Delta k^2}{k^2}$  est excellent ( $> 2.10^4$ ). Dans le cas d'échantillons en forme de films, ce rapport reste supérieur à  $2.10^3$ . On remarquera que pour cet échantillon, l'allure des courbes permet de dire que l'état de surface est convenable, car il donne un rapport  $R[H_\omega]/R_n$  relativement élevé lorsque  $H \perp E_\omega$  (0,45). Toutes les courbes ont été tracées en champ croissant et en champ décroissant afin de tenir compte de l'hystérésis de la résistance de surface.

### I-4. CARACTERISTIQUE DES ECHANTILLONS

Nous avons étudié essentiellement des alliages de Plomb-Indium et essayé d'étudier systématiquement des alliages de Niobium Molybdène.

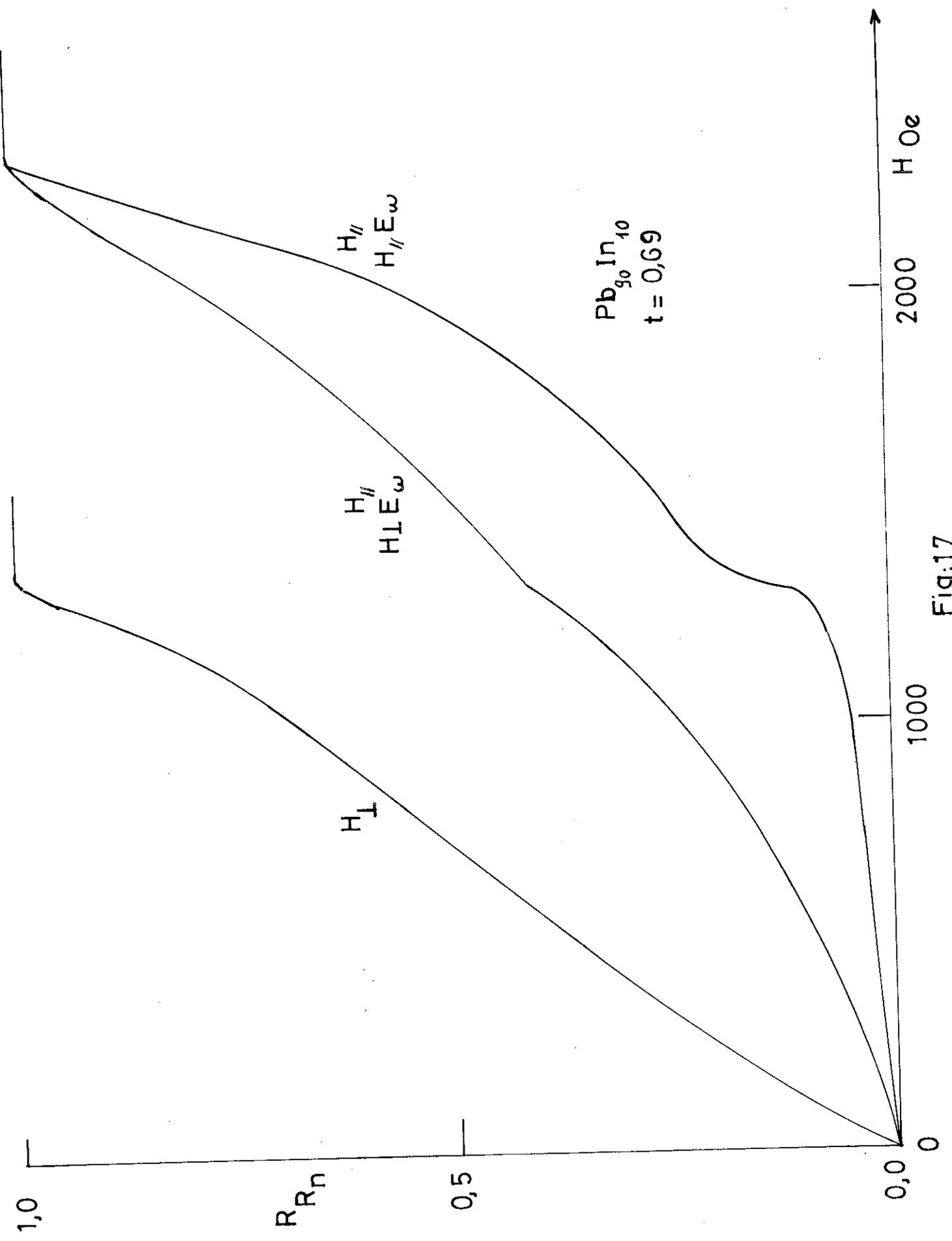


Fig:17

Les alliages de Plomb-Indium sont les mêmes que ceux étudiés par MONCEAU et on se reportera à sa thèse pour ce qui concerne la préparation de ces alliages. Un état de surface convenable est obtenu après polissage chimique. On nettoie d'abord l'échantillon à l'acide chlorhydrique puis on le trempe dans une solution d'acide acétique et d'eau oxygénée (1 part d'eau oxygénée pour 4 parts d'acide), finalement on le rince dans l'alcool avant de le sécher sous vide.

Les caractéristiques de ces alliages n'ont pas été mesurées à nouveau et on présente ci-dessous les résultats obtenus par MONCEAU.

	$T_c$ (°K)	$\rho_n$ ( $\mu\Omega.cm$ )	$\delta_0$ ( $\mu$ )	$\xi_0/l$	$K(T_c)$ aimanta- tion
Pb In 3%	7,12	2,37	1,6	1,96	1,16
Pb In 10%	7,02	7,95	2,9	6,6	2,29
Pb In 50%	6,48	21,3	4,75	17,9	5,75

Les alliages de Niobium Molybdène ont été réalisés au laboratoire avec du Molybdène en fil dont la qualité n'est pas excellente. La fusion et la coulée se font dans un four HF et durent quelques minutes. Nous obtenons les alliages sous forme de lingots cylindriques qui sont coupés en lamelles d'épaisseur voulue par électroérosion. Les échantillons sont alors polis électrochimiquement et mécaniquement. Le polissage mécanique se fait à l'aide de diamant d'épaisseur allant jusqu'à  $1\mu$  ; le polissage électrochimique se fait dans un mélange d'acide sulfurique et d'acide fluorhydrique, l'autre électrode étant en platine. Les résultats obtenus quant à l'aspect de la surface sont très satisfaisants, mais néanmoins, les échantillons obtenus sont très cassants et une analyse finie à la microsonde électronique a montré qu'il existait des inclusions superficielles qui n'ont pu être identifiées, la concentration en

Niobium et en Molybdène restant cependant uniforme.

Une seule concentration a été étudiée sérieusement, l'alliage Niobium-Molybdène 20%. Les courbes de résistance de surface ont donné des résultats satisfaisants bien que l'allure des courbes au voisinage des champs critiques soit un peu arrondie. Une étude d'aimantation de cet alliage a été réalisée avec l'aide de PREJEAN. Nous avons obtenu une température critique  $T_c$  de 4,7K, ce qui d'après FRENCH et LOWELL 1968, correspond à une concentration de l'ordre de 18% de molybdène. Le  $K$  obtenu par aimantation est de 5,1 à  $T_c$ , ce qui est supérieur à ce que donnent les auteurs cités ci-dessus.

Un phénomène intéressant est apparu au cours des mesures d'aimantation puisqu'à partir d'une certaine température, les courbes deviennent totalement irréversibles et il faut peut être faire une analogie avec les résultats obtenus par SCHUMACHER sur certains alliages à deux phases.

Récemment, des mesures de résistivité, effectuées par TUR ont donné un  $T_c$  de 4,30K et un rapport de résistivité  $\sim 3$ , ce qui correspond aux résultats trouvés par FRENCH et al pour une concentration de 19,5% de Molybdène. La transition trouvée par résistivité est étroite (0,04K) et ne laisse pas croire à un gradient de concentration important dans l'échantillon. Néanmoins, celui-ci étant petit (parallélépipède 0,8 x 0,1 x 0,1cm), il n'est pas exclu que sa concentration moyenne soit différente de 1% par rapport à la concentration moyenne de l'échantillon étudié en aimantation.

## II/ IMPEDANCE DE SURFACE DE SUPRACONDUCTEURS DE TYPE II MASSIFS

### ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans cette partie, nous allons étudier ce qui se passe pour des supraconducteurs de type II, dont l'épaisseur  $d$  est très grande devant la couche de peau  $\delta$ . Nous ferons d'abord le point sur les théories existantes et nous discuterons ensuite nos résultats en fonction de celles-ci.

#### II.1 - SITUATION EXPERIMENTALE ET THEORIQUE

Dès la découverte des supraconducteurs de type II des mesures d'impédance de surface ont été faites en champ perpendiculaire et en champ parallèle.

(a) En champ perpendiculaire, l'aspect résistif des supraconducteurs de type II a été expliqué d'abord par KIM et al 1962 qui a introduit le concept de mouvement des tubes de flux. Dans le cas d'un champ électromagnétique, à haute fréquence, on a une oscillation des vortex autour de leur position d'équilibre. Pour des fréquences suffisamment élevées, GILCHRIST (65), GILCHRIST - MONCEAU 1968 ont montré que l'on se trouvait dans une situation comparable à l'état mixte idéal et que dans la limite de l'effet de peau normal, la résistance de surface s'exprimait en fonction de la résistivité sous la forme

$$\frac{R}{R_n} = \sqrt{\mu \rho / \rho_n}$$

où  $\mu$  est la perméabilité magnétique du supraconducteur (en champ perpendiculaire  $\mu = B/H$ ). On obtient ainsi un bon accord avec les mesures de résistivité faites en continu.

CAROLI-MAKI, 1967, ont élaboré une solution théorique microscopique au voisinage de  $H_{c2}$  basée sur le principe de la

réponse linéaire. Ils ont tenu compte des fluctuations dynamiques du paramètre d'ordre qui existent lorsque  $E_{\omega}$  est orthogonal à  $H$ . Ces fluctuations apparaissent comme une oscillation collective forcée des vortex autour de leur position d'équilibre donnant lieu à des pertes supplémentaires. Cette oscillation collective des tubes de force se traduit naturellement par une excitation collective du paramètre d'ordre autour de sa valeur moyenne qui est quasiment nulle près de  $H_{c2}$ . Ces auteurs ont mis en évidence une anisotropie dans la résistance de surface suivant l'orientation du champ magnétique. Cependant, ce calcul est faux puisque si on fait tendre  $\omega$  vers 0, on trouve alors une résistivité qui diverge, ce qui est en contradiction avec les résultats expérimentaux.

MAKI, 1967, a effectué une nouvelle approche du problème en utilisant les équations de GINZBURG-LANDAU dépendant du temps donnant bien la conductivité près de  $H_{c2}$ , mais il a oublié un terme dit anormal mis en évidence par THOMPSON, 1970.

(b) En champ parallèle, FINK-KESSINGER, 1967, ont résolu les équations de GINZBURG-LANDAU et retrouvé le résultat de St. JAMES, pour l'état fondamental du paramètre d'ordre. Ils ont calculé les champs critiques associés à des états de plus haute énergie, états métastables que MAKI 1968 a interprété comme étant des états excités de la couche de surface, par analogie avec le traitement effectué à  $H_{c2}$ . MAKI a calculé l'impédance de surface près de  $H_{c3}$ , en tenant compte du couplage de ces états excités, avec l'état fondamental. Son calcul était comme pour l'état mixte, incomplet et a été corrigé par THOMPSON (70). Cependant, les seules expériences faites - FISCHER - MAKI 1969, donnaient un accord avec le résultat de MAKI.

Enfin MONCEAU, 1970, a trouvé une forte dépendance angulaire de  $R/R_N$ , ce qui a amené MAKI, 1971, à calculer l'impédance de surface en fonction de l'angle  $\theta$ . Dans le cas où le champ magnétique est incliné, la couche de surface

est composée d'un réseau régulier de vortex, analogue à celui d'ABRIKOSOV, qui a été mis en évidence par un calcul de KURLIK (1969).

Dans le paragraphe 2, nous allons donner les expressions théoriques de  $R/R_n$ , dans les différentes aimantations, les résultats expérimentaux seront analysés dans les paragraphes 3 et 4.

Nous serons amenés à utiliser les expression

$$t = \frac{I}{T_c} \quad A_2(t) = \left. \frac{H_{c2}}{R_n} \frac{\partial R}{\partial H} \right)_{H=H_{c2}} \quad \text{dans l'état mixte}$$

$$A_{3\perp}(t) = \left. \frac{H_{c3}}{R_n} \frac{\partial R}{\partial H} \right)_{H=H_{c3}} \quad \text{dans l'orientation transverse}$$

$$A_{3\parallel}(t) = \left. \frac{H_{c3}}{R_n} \frac{\partial R}{\partial H} \right)_{H=H_{c3}} \quad \text{dans l'orientation longitudinale.}$$

## II.2 - EXPRESSIONS THEORIQUES DE L'IMPEDANCE DE SURFACE

Soit une microonde qui se propage vers les  $x > 0$ . L'espace  $x > 0$  est occupé par un échantillon supraconducteur. On considère que les champs électriques et magnétiques hyperfréquence dérivent d'un potentiel vecteur  $A(t)$  dépendant du temps

$$A(t) = A_\omega \exp(-i\omega t)$$

Par définition, dans le système d'unités où  $c = \hbar = k_B = 1$  l'impédance de surface est

$$\begin{aligned} Z &= 4\pi \left. \frac{E_\omega}{H_\omega} \right)_{x=0} \\ &= 4\pi i\omega \left. \frac{A(x=0)}{\frac{\partial A}{\partial x}} \right)_{x=0} \end{aligned}$$

La réponse en courant à un potentiel vecteur est définie par la fonction de réponse  $Q$  telle que

$$j = -Q A$$

La conductivité  $\sigma$  est donnée par

$\sigma E = -Q A$  et comme d'après les équations de MAXWELL.

$$E = -\frac{\delta A}{\delta t} = i\omega A$$

on a

$$\sigma = -Q/i\omega$$

Dans le supraconducteur, le potentiel vecteur obéit à l'équation

$$(a) \quad -\frac{\delta^2 A}{\delta x^2} = 4\pi j(x) = -4\pi Q A$$

On résout cette équation différentielle en A, ce qui donne une solution du type

$$A(x) = A(x)_0 \exp[(4\pi Q)^{1/2} x]$$

d'où

$$Z = 4\pi i\omega (4\pi Q)^{-1/2}$$

### II.2.a : Etat mixte (près de $H_{c2}$ )

Dans l'état mixte, au voisinage du champ critique  $H_{c2}$ , on peut séparer la fonction de réponse  $Q$  en deux parties, l'une  $Q_n$  définie par  $j_n = -Q_n A$  provenant des courants normaux, l'autre  $Q'$  due à la supraconductivité

$$Q = Q_n + Q'$$

On peut supposer que le courant supraconducteur est un courant de perturbation et chercher la correction que ce courant apporte à l'impédance de surface dans l'état normal  $Z_n$

$$Z = 4\pi i\omega [4\pi (Q_n + Q')]^{-1/2}$$

Comme  $Q' \ll Q_n$ , on peut développer en fonction de  $\frac{Q'}{Q_n}$  et au premier ordre, on a

$$Z = \frac{4\pi i\omega}{(4\pi Q_n)^{1/2}} \left(1 - \frac{2Q'}{Q_n}\right) \quad \text{où } Q_n = -i\omega \sigma_n$$

(N.B.) Le résultat obtenu de façon simple a été démontré par THOMPSON 1971, en utilisant une théorie de perturbation.

La partie réelle de  $Z$  donne la résistance de surface  $R$  et il vient, si  $Q' = \text{Re } Q' + i \text{Im } Q'$

$$R = R_n \left( 1 - \frac{\text{Im } Q' - \text{Re } Q'}{2\omega L_n} \right)$$

Pour connaître la réponse électromagnétique de l'échantillon supraconducteur, il faut déterminer non seulement le paramètre d'ordre statique, mais aussi la contribution des états excités du système. CAROLI et MAKI, 1967, ont mis en évidence les fluctuations du paramètre d'ordre lorsque  $E_\omega$  est  $\perp$  au champ  $H$  statique, ce qui est nécessaire pour qu'il y ait une force de LORENTZ sur les lignes de flux.

On trouve que  $Q'$  est la somme de 3 termes

$$Q' = Q_1 + Q_2 + Q_3$$

$Q_1$ , ou  $Q_{//}$ , est la fonction de réponse commune à tous les supraconducteurs dans la région sans gap et ne dépend que du paramètre d'ordre statique

$Q_2$ , ou  $Q_{\text{fluct}}$ , est la contribution directe des fluctuations du paramètre d'ordre

$Q_3$  est le terme mis en évidence par THOMPSON, 1970 qui tient compte du couplage entre l'état de bon du paramètre d'ordre et ses états excités.

Seuls  $Q_1$  et  $Q_2$  avaient été envisagés par CAROLI-MAKI.

Dans les limites des basses fréquences  $\omega \ll \pi T_{CO}$ ,  $T_{CO}$  est la température critique en champ nul, ils ont exprimé le résultat en fonction de l'aimantation  $M$  qui est obtenue à partir des courbes d'aimantation, par la relation

$$-4\pi M = \frac{H_{c_2}(T) - H}{1,16 (2 K_2^2(T) - 1) + n}$$

où  $n$  est le coefficient démagnétisant, et  $K_2$  le deuxième paramètre de GINZBURG-LANDAU généralisé.

On obtient avec

$$Q' = Q_1 + Q_2 \quad \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{Re} Q' = -4eM A(t) \\ \operatorname{Im} Q' = 4eM \frac{\omega}{8\pi T_c} C_{\perp}(t) \end{array} \right.$$

où  $A(t)$  et  $C_{\perp}(t)$  sont des fonctions universelles de la température réduite  $t$ .

Si on fait tendre  $\omega \rightarrow 0$ , on voit que  $\operatorname{Im} Q' \rightarrow 0$  mais que  $\operatorname{Re} Q'$  reste fini, si bien que la conductivité complexe  $\sigma = -\frac{Q'}{i\omega} + \sigma_n$  a une partie imaginaire qui diverge comme  $\omega^{-1}$ .

Il faut donc que  $\operatorname{Re} Q'$  soit identiquement nulle,  $\operatorname{Re} Q' \equiv 0$ , pour traduire ce qui se passe physiquement. THOMPSON a donc montré que CAROLI-MAKI n'avaient pas tenu compte de la fonction de réponse  $Q_3$  qui donne alors

$$\operatorname{Re} Q' = \operatorname{Re} (Q_1 + Q_2 + Q_3) \equiv 0$$

On a donc :

$$\frac{R}{R_n} = 1 + \frac{\operatorname{Im} Q'}{2\omega\sigma_n}$$

$$\text{soit } R = R_n \left[ 1 - \frac{2 K_1^2(0) L_D(t)}{1 + 4(K_2^2(\omega-1) + n)} \left( 1 - \frac{H}{H_{c2}} \right) \right]$$

où  $K_1$  est le premier paramètre de GINZBURG-LANDAU généralisé et  $L_D(t)$  est une fonction universelle de la température.

Ce résultat diffère par le terme  $L_D(t)$  du résultat obtenu à partir des équations de GINZBURG-LANDAU dépendant du temps par FISCHER et al, 1970, en utilisant pour l'impédance de surface la forme

$$Z = (1+i) R_n \left( \frac{\sigma_n}{\sigma_s} \right)^{1/2}$$

En fait, expérimentalement, on trouve un certain accord avec les résultats de CAROLI-MAKI, mais il est nécessaire de préciser les zones de validité des résultats.

Si les expressions de MAKI restent valables dans la zone où  $H_{c2}(t) - H \ll H_{c2}(t)$ , ce qui est assez peu restrictif, le calcul de THOMPSON faisant intervenir  $Q_3$  n'est valable que dans la région  $H_{c2}(t) - H \ll \frac{H_{c2}^2(t)}{H_{c2}(0)}$

C'est ce qui a amené des auteurs comme PEDERSEN et al (72) à dépouiller très près de  $H_{c2}$  et à travailler sur le signal dérivée de  $R/R_n$  plutôt que sur les courbes  $R/R_n$ . Nous discuterons ces résultats ultérieurement. Lorsque  $\omega$  n'est plus petit devant  $\xi_0$ , ce qui est réalisé près de  $T_c$ , on a apparition d'effets de fréquence. Il faut alors corriger les résultats par une fonction  $f_{\perp}(\omega, t)$  qui tient compte de ces effets - FISCHER et al, 1970.  $f_{\perp}$  est défini par la relation

$$-l_n(t) = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\xi_0(t)}{4\pi T}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right)$$

## II. II.2.b : champ parallèle (près de $H_{c3}$ )

Dans le cas précédent,  $H \simeq H_{c2}$ ,  $H \perp$  surface, le paramètre d'ordre était modulé très faiblement autour de sa valeur moyenne ; dans le cas où  $H$  est  $\parallel$  à la surface, le paramètre d'ordre varie spatialement dans de grandes proportions puisqu'il décroît expérimentalement sur une distance plus grande que  $\lambda(t)$  de la surface.

Nous reprenons ici le calcul de MAKI et FISCHER, 1968, qui passe sous silence certaines difficultés.

Puisque pour  $x \gg \lambda(t)$ , à l'intérieur du supraconducteur, la fonction de réponse  $Q$  est égale à  $Q_n$ , sa valeur à l'état normal, on peut écrire l'équation (a) sous la forme

$$-\frac{\delta^2 A}{\delta x^2} = -4\pi (a_n + Q') A$$

On peut prendre pour  $A_{\omega}(x)$  une solution du type

$$A_{\omega}(x) = A_{\omega}(0) \exp[-lx - \varphi(x)]$$

où  $l = (2\delta/(1+i))^{-1}$  avec  $\delta_n = (2\pi\omega\epsilon_n)^{-1/2}$  est la profondeur de peau classique à l'état normal. On obtient alors au premier ordre en  $\varphi'(x)$  une relation exprimant  $\varphi(x)$  sous la forme

$$2l\varphi'(x) - \varphi''(x) = 4\pi Q'$$

L'impédance de surface est alors donnée par

$$Z = \frac{4\pi i\omega}{b + \varphi'_{(0)}} \simeq R_n (1 + i - 2\delta_m \varphi'_{(0)})$$

avec

$$\varphi'_{(0)} = 4\pi \int_0^{\infty} e^{-2bx'} Q'(x') dx'$$

et

$$R_n = \left( \frac{2\pi\omega}{\delta_m} \right)^{1/2}$$

Le problème est donc de calculer cette intégrale, car  $Q'(x')$  n'est pas constant puisque le paramètre d'ordre  $\Delta(x)$  varie spatialement.

MAKI, 1969, a montré que, dans le domaine des basses fréquences, si on prenait pour  $\Delta(x)$  la forme gaussienne

$$\Delta(x) = \Delta(0) e^{-\frac{x^2}{2\tilde{\tau}^2(t)}}$$

On pouvait écrire  $Q'(x)$  sous la forme

$$(b) \quad Q'(x) = \delta \left\{ \frac{|\Delta(x)|^2}{\pi T} \right\} \Psi' \left( \frac{1}{2} + p \right)$$

où  $\Psi'$  est la fonction trigamma.

On est amené à calculer l'intégrale  $K$ , proportionnelle à  $\varphi'_{(0)}$

$$K = \int_0^{\infty} e^{-\frac{x^2}{\tilde{\tau}^2(t)}} e^{-2bx} dx$$

(a) Si  $Re \delta \gg \tilde{\tau}(t)$ , c'est-à-dire loin de la température critique  $T_c$ , le paramètre d'ordre est constant à l'échelle de la couche de peau, si bien que le calcul de se limite au calcul de  $\int_0^{\infty} e^{-2bx} dx$ .

(b) Si  $Re \delta \ll \tilde{\tau}(t)$ , c'est-à-dire au voisinage de la température critique  $T_c$ , l'intégrale  $K$  est plus difficile à calculer, et on obtient une expression complexe de la forme (MAKI (72)).

$$K = f(\xi/\delta) (1 + iP)$$

$$\text{ou } P = \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \left( \delta + \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \xi \right)^{-1} \quad \text{est toujours } \leq 1.$$

Dans l'orientation longitudinale, en champ parallèle sans fluctuations, c'est-à-dire si  $H \parallel E_\omega$ , et loin de  $T_C$ , les calculs de MAKI, 1969 à partir de l'équation (b) donnent pour la résistance de surface

$$R = R_n \left[ 1 - (2\pi)^{1/2} \frac{\delta_0}{\xi(t)} \frac{H_{c3} - H}{H_{c3}} (2\kappa_2^2(t) - 0,334)^{-1} \right]$$

Dès que l'on approche de  $T_C$ , il faut tenir compte, en plus de problèmes posés par le fait que  $\delta$  devient inférieur à  $\xi(t)$ , des problèmes de dépendance en fréquence, si bien que l'on fait alors intervenir une fonction  $f_{\parallel}(\omega, t)$ . Dans l'orientation transverse, en champ parallèle avec fluctuations, c'est-à-dire avec  $H \perp E_\omega$ , la réponse fait intervenir, comme dans l'état mixte, les états excités de la couche de surface. MAKI-FISCHER 1969, en ne tenant pas compte du terme  $Q_3$ , ont obtenu après un traitement analogue à celui qui est fait pour le cas longitudinal, une rupture de pente à  $H_{c3}$  donnée par  $A_{3\parallel}(t) = A_{3MF} A_{3\perp}(t)$

$$\text{ou } A_{3MF}(t) = 1 - \frac{\xi \left[ \Psi(\frac{1}{2} + s, 60\rho) - \Psi(\frac{1}{2} + \rho) \right]}{(4,60)^2 \rho \Psi'(\frac{1}{2} + \rho)}$$

représente l'anisotropie.

On voit donc, que cette anisotropie est essentiellement fonction de la température et sa variation est donnée sur la figure (27).

Ce calcul n'est valable que pour  $\omega \ll \xi_0$  et  $\delta \gg \xi(t)$  puisque l'anisotropie doit être égale à 1 pour  $T=T_C$  où les fluctuations du paramètre d'ordre ne peuvent plus être excitées.

THOMPSON, en tenant compte du terme supplémentaire  $Q_3$ , trouve pour l'anisotropie  $A_{3TH}(t)$ ,

$$A_{3TH}(t) = 0,586 - \frac{(0,59)^2}{4(1,2K_2)^2} \frac{\omega^2}{\omega^2 + \left\{ 2\xi_0 \frac{H_{c2} - H}{H_{c2}} \right\}^2}$$

Pour peu que  $K_2$  soit  $> 2$ , ce qui est le cas pour de nombreux alliages, et si  $\omega < \xi_0$ , on a dans une large gamme de température

$$A_{3TH}(t) = 0,586$$

Près de  $T_c$ , MAKI 1972, a calculé l'anisotropie en tenant compte de  $P$  et de la dépendance en fréquence, et il a obtenu une anisotropie

$$A = 1 - 0,435 \frac{(1+x^2)(2,7 - xP)}{[(2,7)^2 + x^2](1 + 0,5Px + 1,5x^2)}$$

où  $x = \frac{\omega}{\xi_0}$

Si  $P \rightarrow 0$ ,  $A$  se réduit à une constante égale à 0,565, et redonne bien le résultat de THOMPSON. Pour  $t=1$ ,  $\xi_0=0$  et  $A$  vaut 1, et cette expression passe par un maximum supérieur à 1 pour  $x \sim 1$  et ensuite décroît rapidement jusqu'à 0,565 quand  $t$  diminue.

### 11.3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX EN CHAMP PERPENDICULAIRE

La figure (18) montre l'enregistrement de  $R/R_n$  en champ perpendiculaire. Le théorie prévoit une variation linéaire de  $R/R_n$  en fonction de  $H$  au voisinage de  $H_{c2}$ . La réalité est moins simple : nous avons trouvé, comme dans les manipulations de MONCEAU, un effet de pic bien marqué à basse température, dans une zone réduite de champ au voisinage immédiat de  $H_{c2}$  (fig. (19)). L'explication de ce phénomène n'est pas donnée, car il est difficile de faire intervenir le pinning à cette fréquence. Aussi, nous prenons la pente hors de cette zone pour  $R/R_n = 0,9$  où, quelle que soit la température, on obtient une variation assez linéaire. On voit que dans ces conditions, on ne peut espérer remplir les conditions de THOMPSON dès que  $t > 0,5$ , mais que les calculs

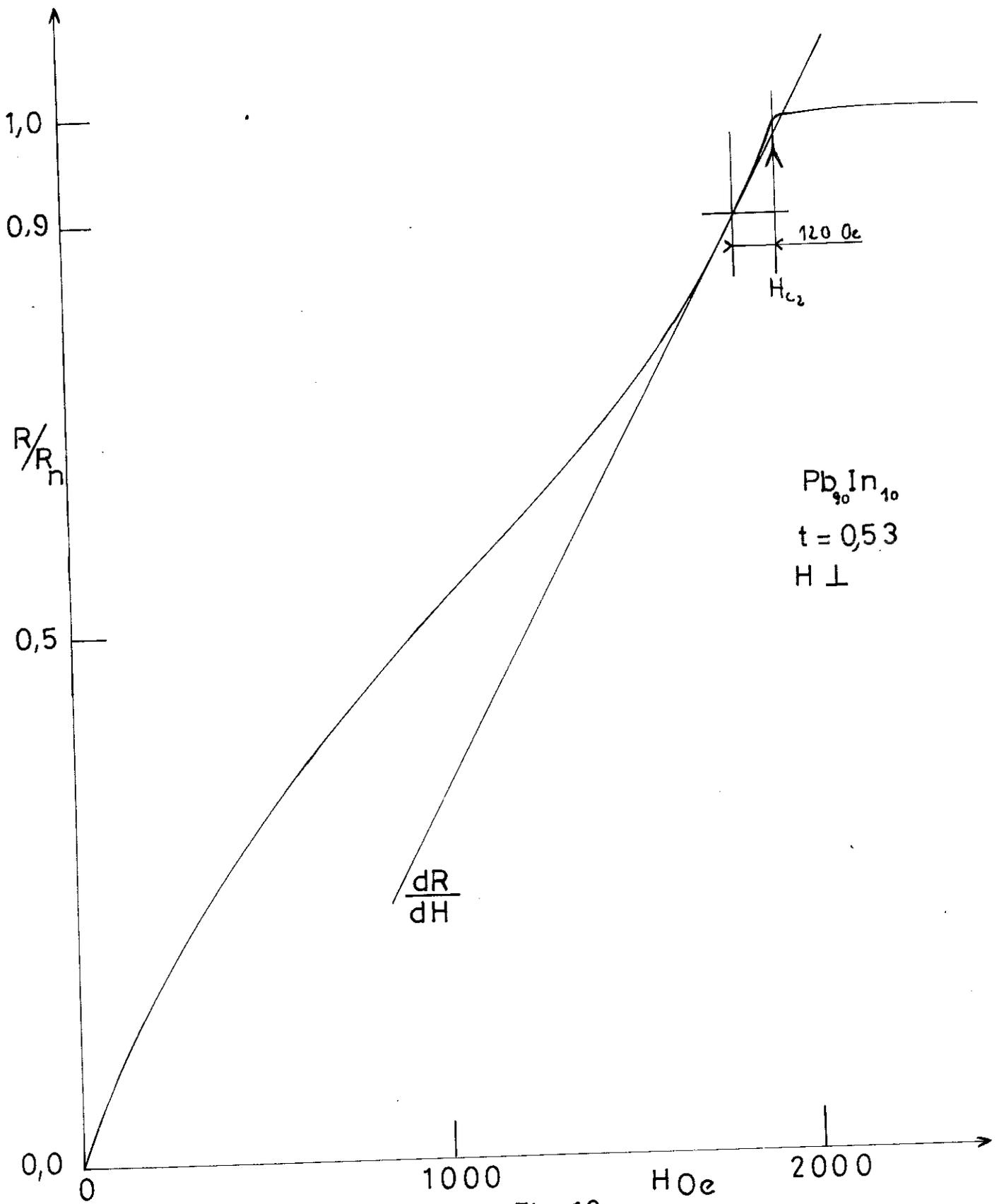


Fig:18

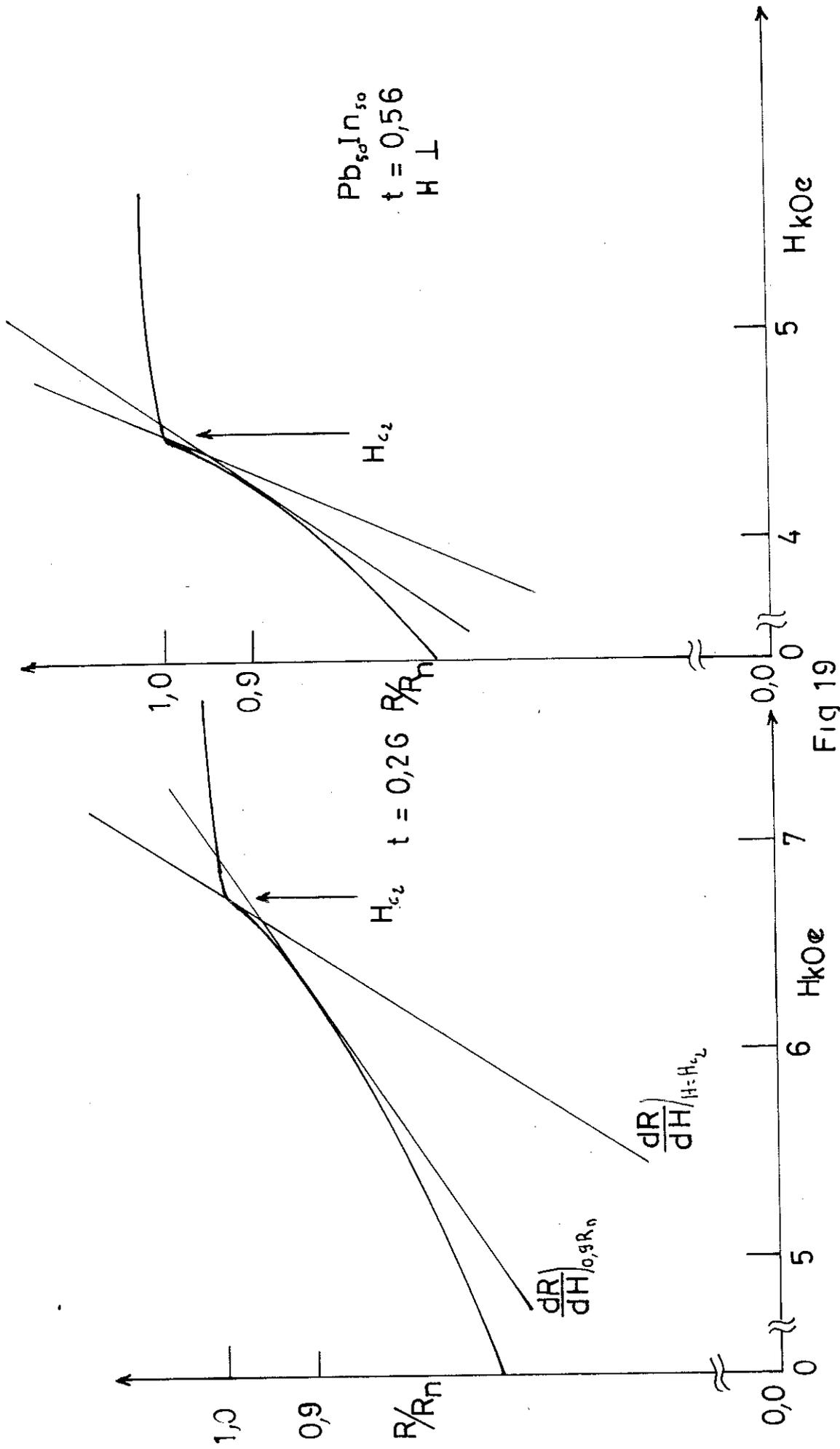


Fig 19

de CAROLI-MAKI restent valables jusqu'à des températures voisines de  $T_c$ .

Les auteurs travaillant à des fréquences plus élevées n'ont pas observé l'apparition de ce phénomène et ont moins de difficultés à définir la pente à  $H_{c2}$ . La figure 20 montre les courbes  $s_{2 \perp}(t) = f(t)$  obtenues pour les alliages de Plomb-Indium. Les 3 alliages étudiés présentent la même allure dans toute la gamme de température, bien que leurs  $\kappa_c$  soient différents, tout en restant dans la limite sale.

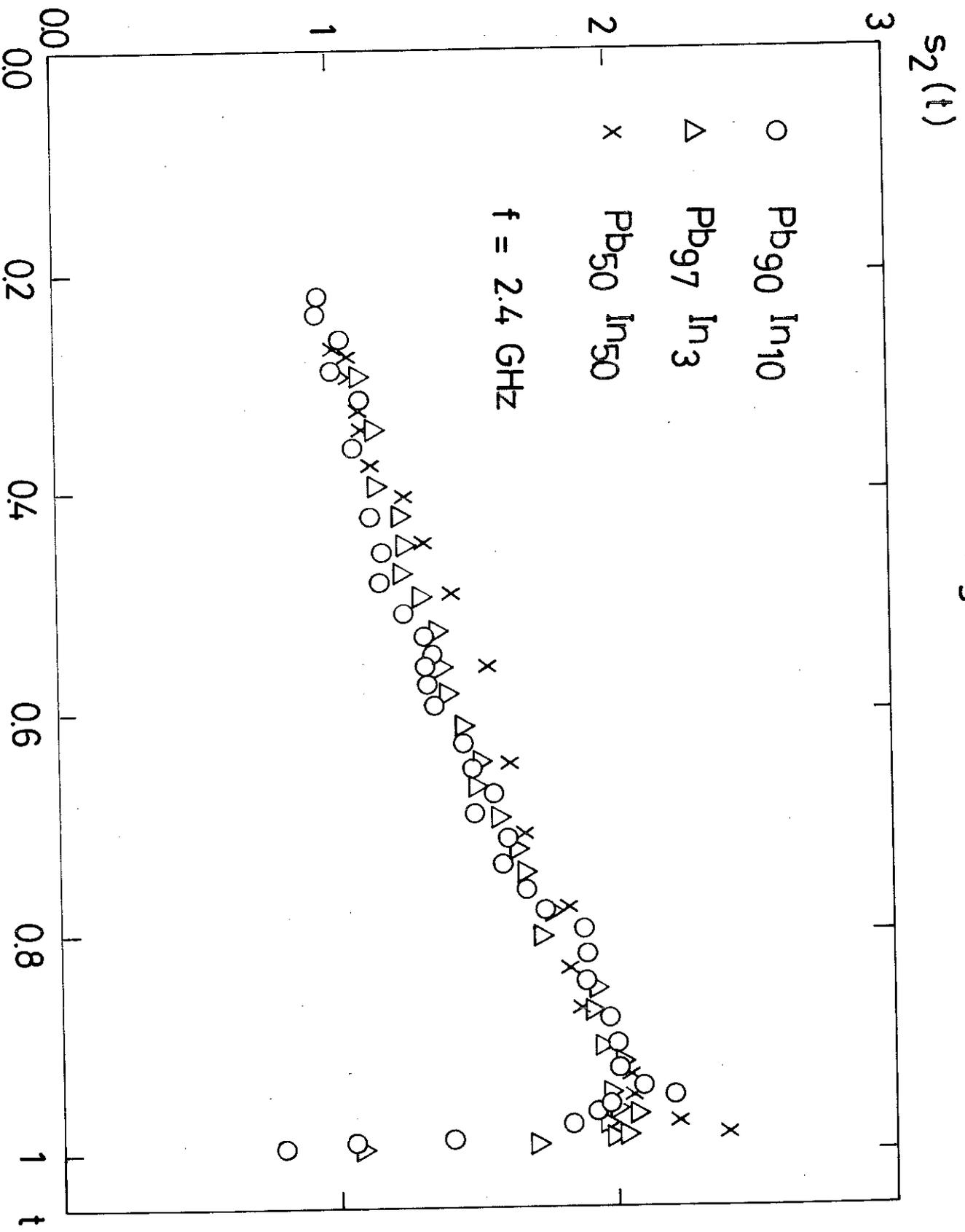
	$T_c \cdot K$	$\xi_0/\ell$	$\kappa(1)$	$\kappa_M(1)$
Pb In 50%	6,48	17,8	7,35	5,75
Pb In 10%	7,02	6,6	2,95	2,95
Pb In 3%	7,12	1,96	1,15	1,15

$\kappa(1)$  est calculé par les mesures de résistivité et de chaleur spécifique,  $\kappa_M(1)$  est déterminé d'après les courbes d'aimantation.

Ces courbes sont identiques aux résultats de FISCHER-MONCEAU, mais une étude fine a été menée près de  $T_c$  et on met en évidence la décroissance de  $s_{2 \perp}$  jusqu'à 0 pour  $t=1$ . Cette décroissance est due à des effets de fréquence, comme l'ont montré FISCHER et al 1970, puisqu'elle est représentée par un terme en  $\frac{1+y}{1+y^2}$ ,  $y = \frac{\omega}{\xi_0(t)}$  qui présente un maximum pour  $y=0,414$ , soit  $t \approx 0,994$ . Pour  $\kappa$  assez grand, la théorie de MAKI prévoit

$$(c) \quad s_{2 \perp}(t) = 0,862 \left( \frac{\kappa_c(0)}{\kappa_c(t)} \right)^2$$

Fig 20



valeur qui doit être corrigée auprès de  $T_c$  comme il vient d'être dit. On voit que la seule variable dépendant du temps est  $\kappa_2(t)$ . Or, pour  $\kappa_2(t)$ , on peut prendre, soit la variation théorique d'EILENBERGER 1967, soit la variation expérimentale obtenues à partir des courbes d'aimantation qui en diffère très sensiblement car pour ces alliages de plomb-indium, à fort couplage, la variation thermique de  $\kappa_2(t)$  est nettement supérieure à la variation théorique. La figure (21) montre pour l'alliage Pb-In 10%, l'accord obtenu avec les courbes théoriques données par la relation (c) en prenant pour  $\kappa_2(t)$ , les valeurs trouvées par EILENBERGER 1967 ; FARRELL et al 1969, et celles trouvées par aimantation (fig. (22)). Sur cette même figure, on a figuré les courbes théoriques obtenues avec les mêmes  $\kappa_2(t)$  en utilisant les résultats de THOMPSON. On voit que l'accord est bien moins satisfaisant. Néanmoins, il faut remarquer, comme nous l'avons dit précédemment, que la zone de validité de cette théorie est beaucoup plus fine que pour la théorie de CAROLI-MAKIFISCHER. On est donc amené, pour obtenir des résultats utilisables à travailler sur les courbes  $\frac{dR}{dH} = f(H)$ . Les figures (23) et (24) ont été tracées point par point, à partir des enregistrements de  $R/R_n$ . On voit sur ces courbes, l'importance du critère choisi pour prendre la pente à  $H_{c2}$ . Certains auteurs, comme le groupe de l'Université de TOHOKU, prennent la pente obtenue pour la dérivée maximum (point B), d'autres, comme PEDERSEN et al, qui exploitent directement les courbes  $\frac{dR}{dH} = f(H)$  à 31,5 GHz prennent le point milieu de BC (figure (25)). Cela relève les points expérimentaux d'un facteur  $\sim 1,4$  par rapport aux notres et la figure (26) montre que si les résultats de PEDERSEN donnent un accord satisfaisant avec la théorie de THOMPSON et un  $\kappa_2(t)$  théorique, la divergence reste très nette si on prend les  $\kappa_2$  de FARRELL et al. De même pour les alliages Nb-Ta, où la variation de  $\kappa_2(t)$  suit mieux la variation théorique, les résultats expérimentaux de PEDERSEN et al, ne montrent pas un accord satisfaisant avec la théorie de THOMPSON puisque les points expérimentaux sont situés exactement entre les courbes de Thompson et de Maki.

$Pb_{50}In_{50}$   
 $f = 2.4 \text{ GHz}$

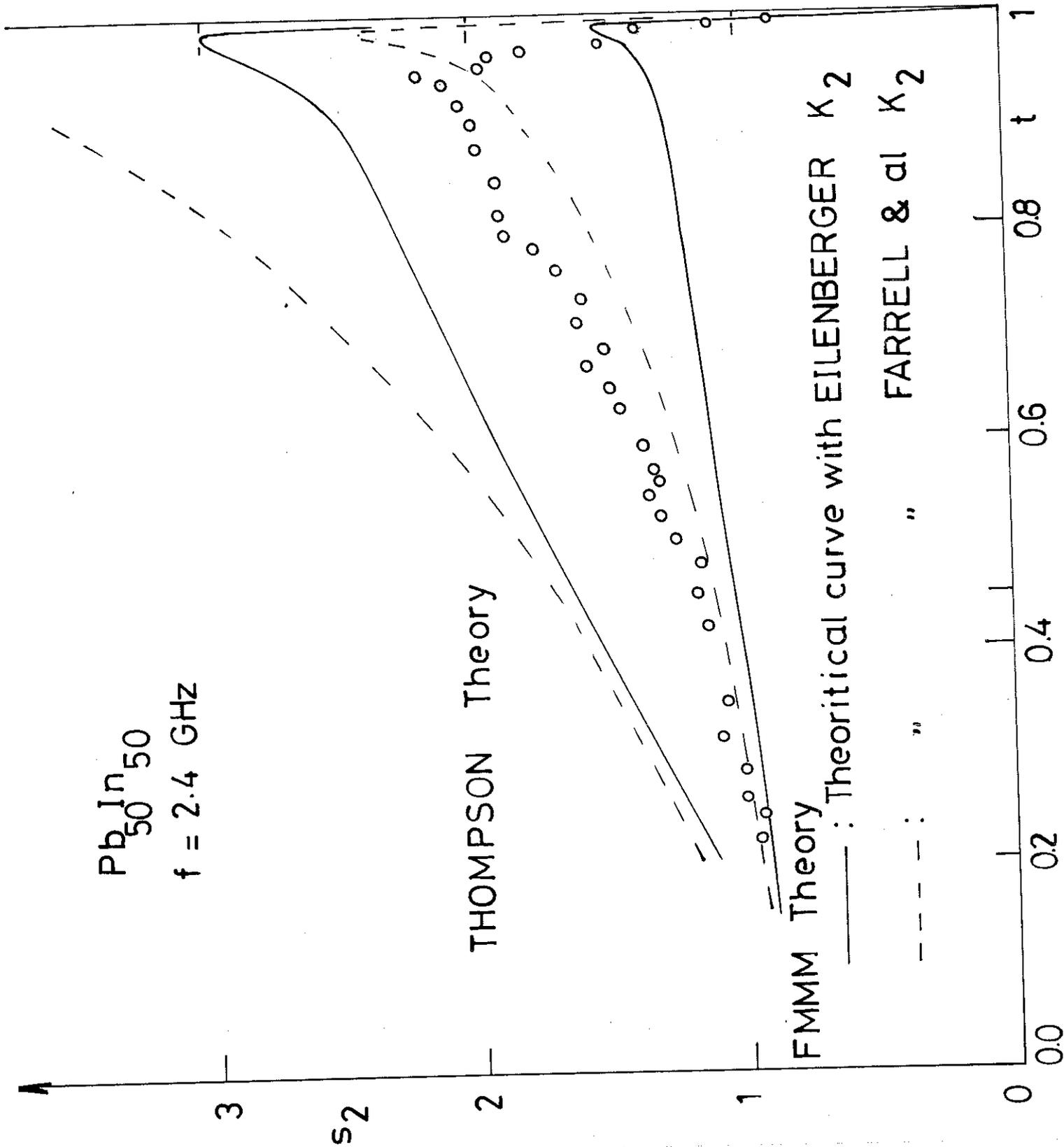


Fig:21

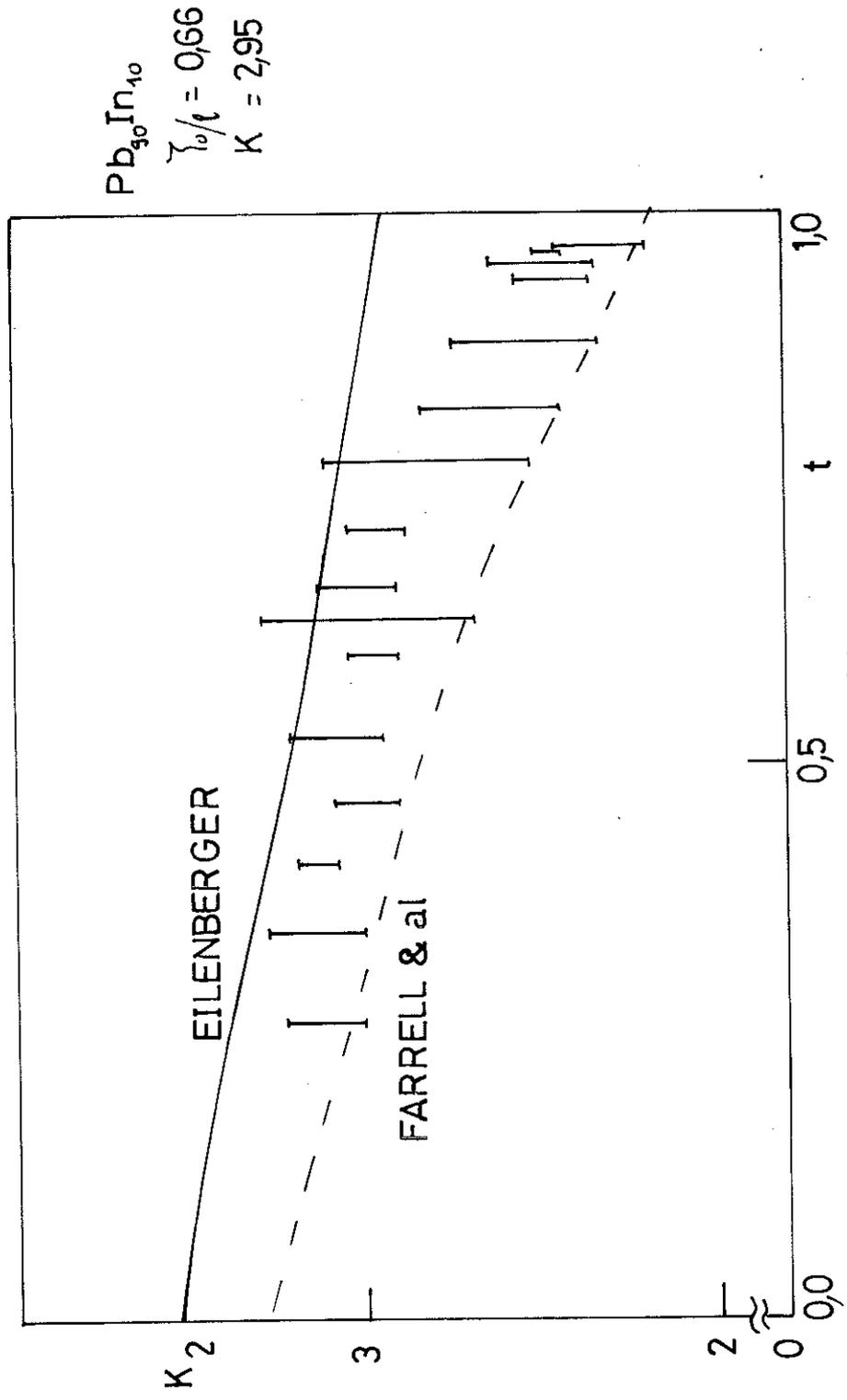


Fig:22

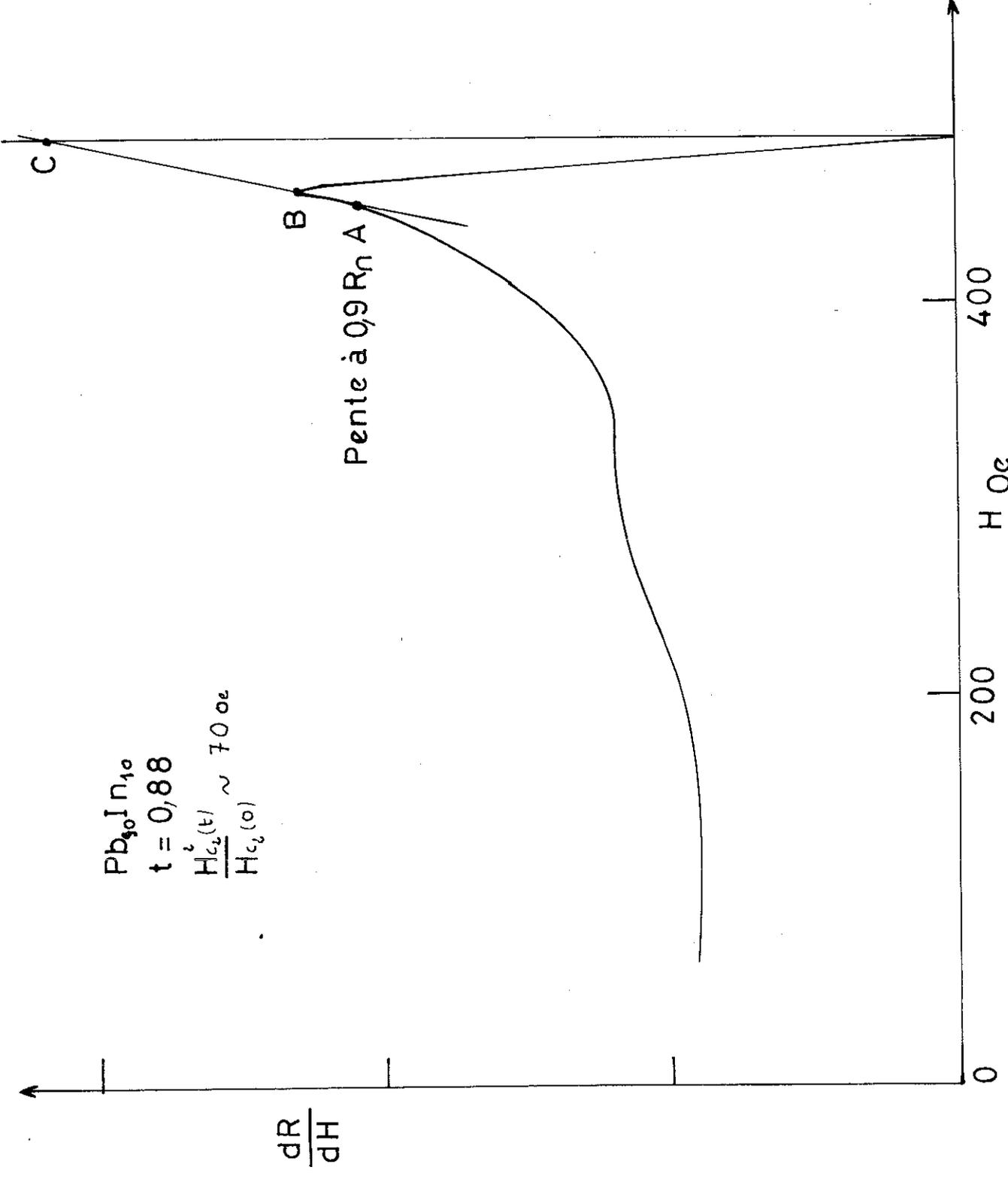


Fig:23

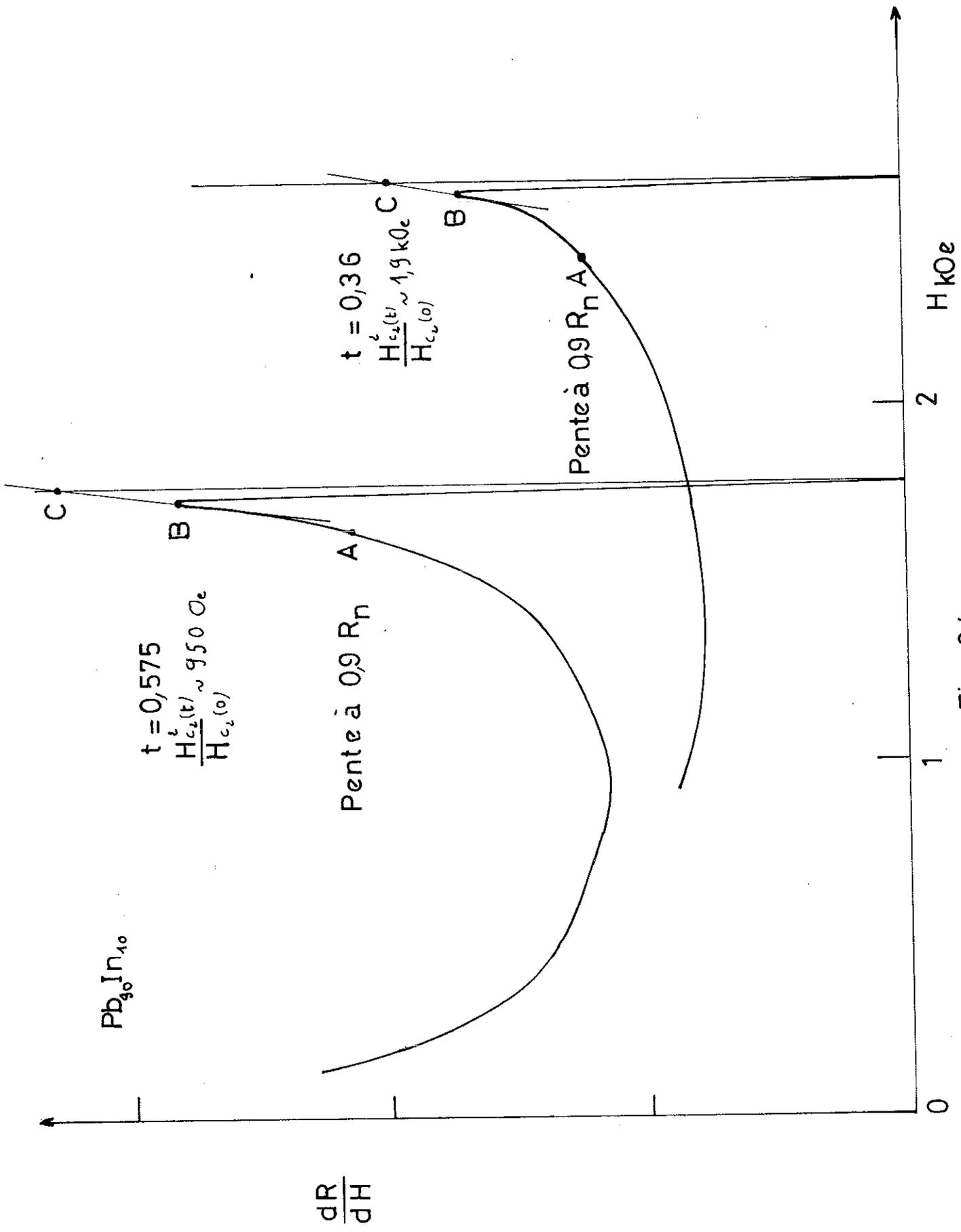


Fig: 24

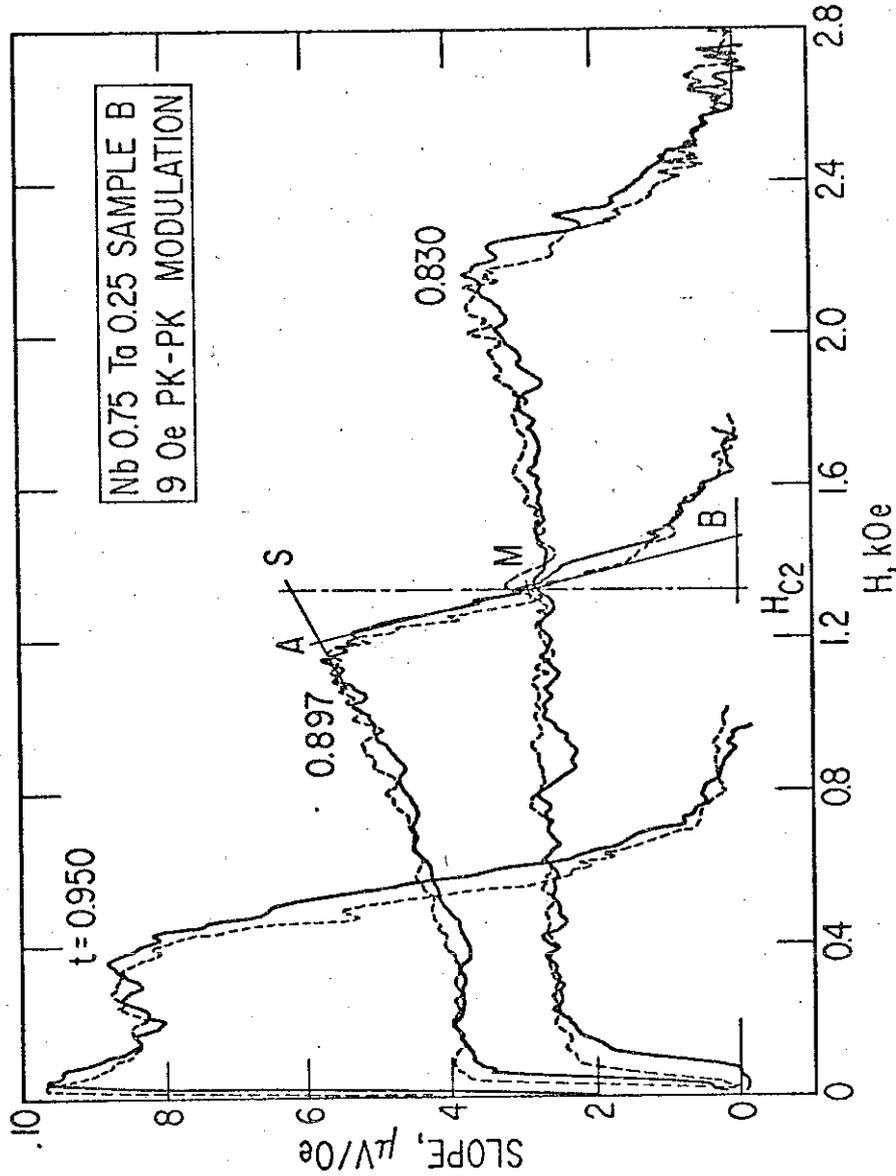
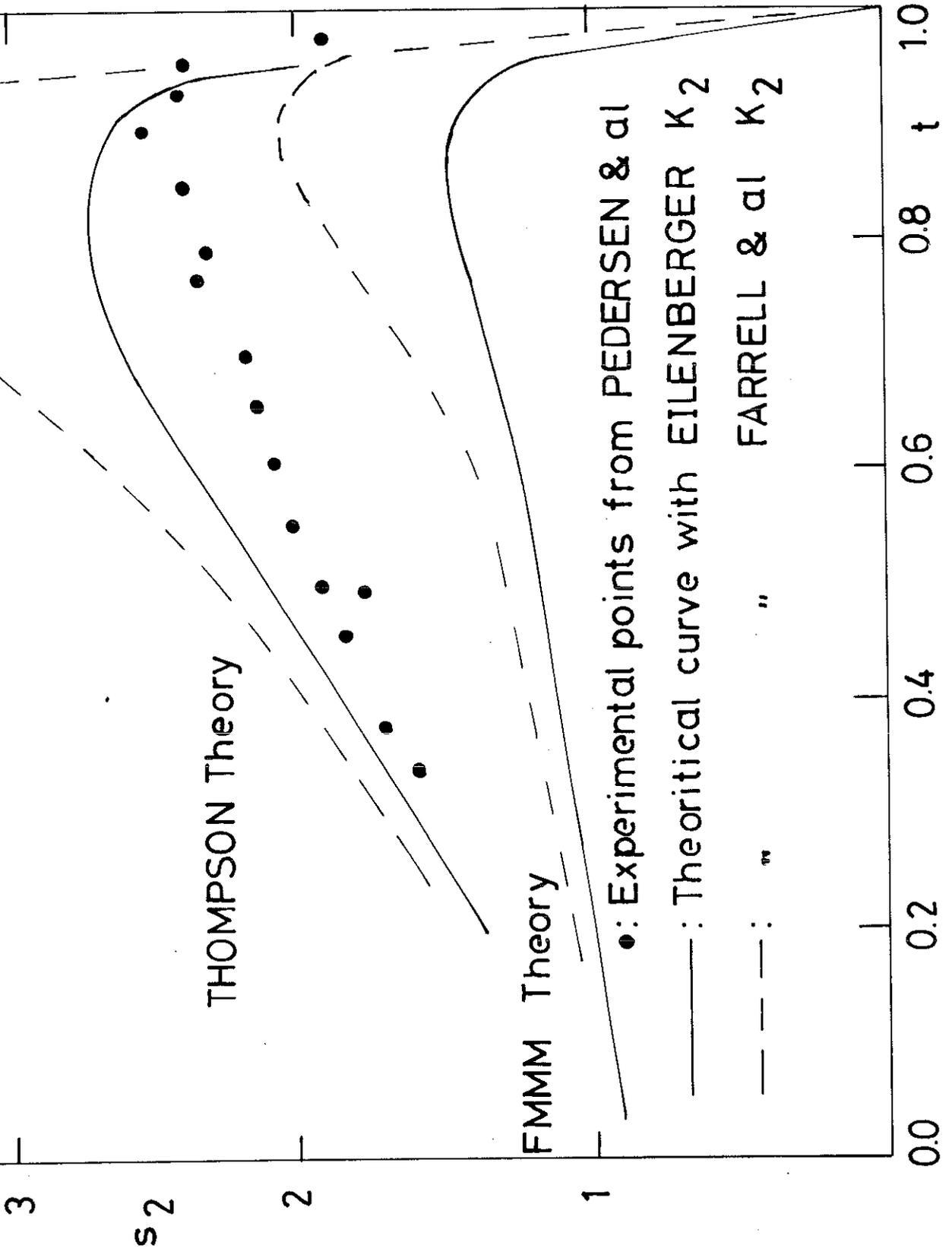


Fig:25

Figure 7--A tracing of some of the recorded slope data for a Nb<sub>0.75</sub>Ta<sub>0.25</sub> sample showing the construction used to obtain H<sub>C2</sub> and the slope at H<sub>C2</sub>. Lines A-B and A-S are drawn through the data and a perpendicular is erected intersecting A-B at its midpoint, M. The coordinates of the point S are taken to be the values for H<sub>C2</sub> and the slope at H<sub>C2</sub>. The solid lines are recordings made for the increasing field while the dashed lines are recordings obtained with the decreasing field.

$\text{Pb}_{90}\text{In}_{10}$   
 $f = 31,5 \text{ GHz}$



THOMPSON Theory

FMMM Theory

•: Experimental points from PEDERSEN & al

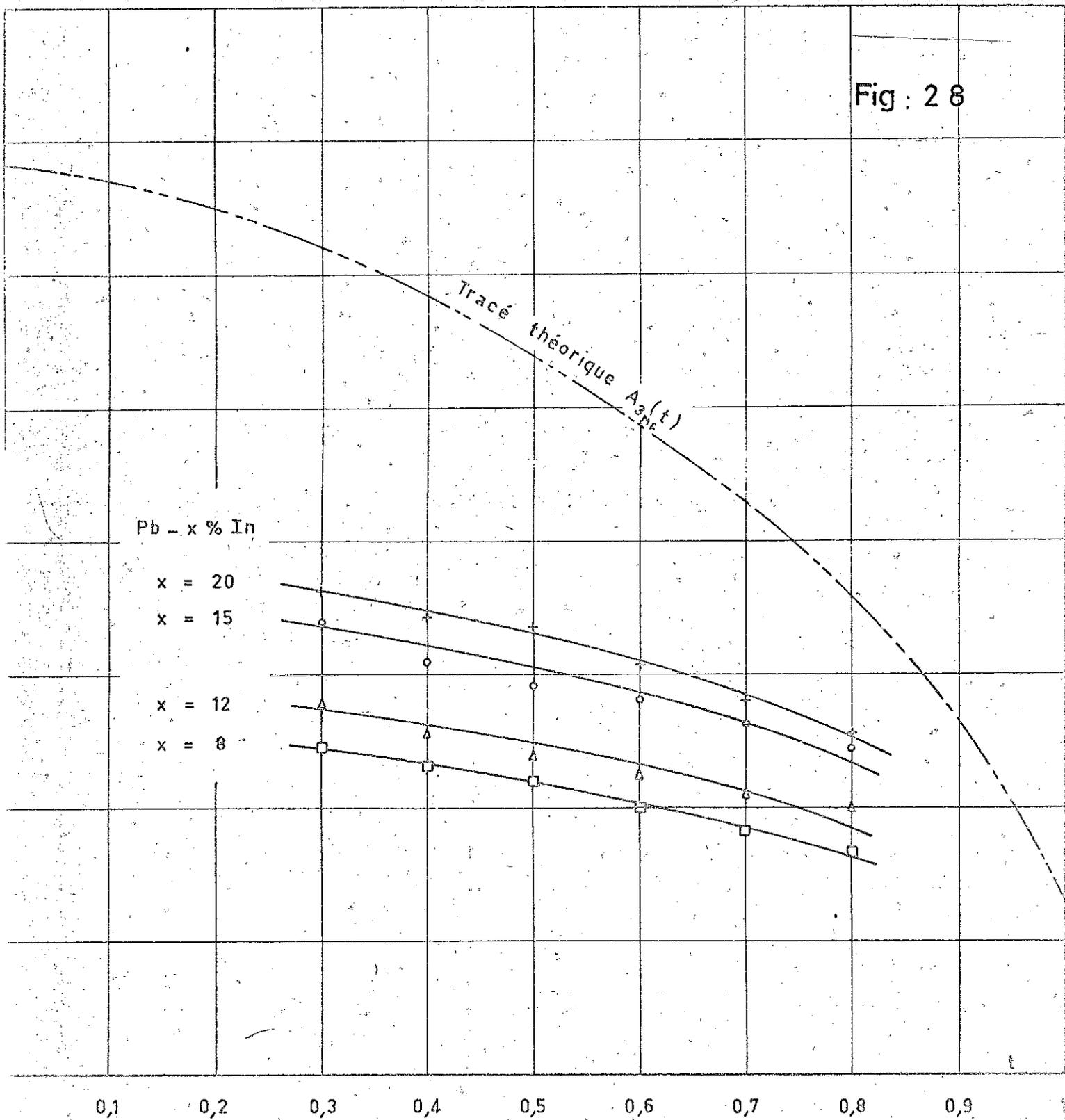
—: Theoretical curve with EILENBERGER  $K_2$

- - -: " " FARRELL & al  $K_2$

Fig:26

(t)

Fig : 2 8



orientations avec précision. MAKI 1971 a calculé l'impédance de surface lorsque la surface n'est pas rigoureusement parallèle au champ magnétique et il fait intervenir un angle caractéristique  $\theta_c$  défini par

$$\theta_c = \frac{\omega}{4eD H_{c3}}$$

Pour 2,4GHz et  $H_{c3} = 2kOerst$ ,  $\theta_c$  est de l'ordre de 0,3.

Il donne pour  $s_{3\perp}(t)$  et  $s_{3\parallel}(t)$  les expressions

$$\begin{cases} s_{3\parallel} = A(H, \theta) \frac{\tilde{\omega}^2}{1 + \tilde{\omega}^2} \\ s_{3\perp} = A(H, \theta) \left( \frac{0,319 \tilde{\omega}^2}{1 + \tilde{\omega}^2} + 0,247 \right) \end{cases}$$

où

$$A(H, \theta) = A(H, 0) \text{ si } \theta \text{ est petit}$$

$$\text{et } \tilde{\omega} = \frac{\omega}{4eDH \sin \theta}$$

(N.B). Il faut remarquer que le résultat donné pour  $s_{3\perp}(t)$  est surprenant, car dès que  $\tilde{\omega} \gg 1$ , i.e. pour  $\theta > 1^\circ$ ,  $s_{3\perp}$  devient constant ce qui n'est pas vérifié expérimentalement.

Ainsi, nous avons pris de petits échantillons dont la planéité peut être mieux contrôlée et essayé de compenser une mauvaise orientation de l'échantillon avec le champ de la bobine supraconductrice en utilisant une bobine azote donnant une contribution perpendiculaire à celle de la bobine supraconductrice. Néanmoins, des erreurs angulaires sont certainement faites dans les expériences et cela est beaucoup plus sensible, comme nous allons le voir, dans l'orientation longitudinale que dans l'orientation transverse.

#### II.4.c : Discussion des résultats

On peut distinguer d'une part, ce qui se passe très près de la température critique  $T_{co}$ , et d'autre part, ce qui se passe dans le reste de la gamme de température en-dessous de  $T_{co}$ .

$$(\alpha) \quad T < T_{co}$$

Les figures (29) et (31) montrent les résultats obtenus sur des alliages de Pb-In 3% et 10% quant à l'anisotropie  $A$  et aux pentes  $s_3$  dans les orientations transverses et longitudinales. Pour  $t < 0,8$ , on voit que l'anisotropie est constante pour ces 2 alliages, mais que la valeur de cette constante diffère sensiblement de la valeur prévue par THOMPSON : 0,586. Sur la figure (29) on a tracé un modèle théorique correspondant au Pb-In 10% à 2,4 GHz, en prenant pour  $P$  les valeurs 0 et 1. On peut voir que l'allure générale de ces courbes ne diffère que peu de la courbe tracée à partir des points expérimentaux. Nous allons voir comment on peut essayer d'interpréter ces écarts en fonction des procédures expérimentales. Nous allons pour cela traiter en détail les résultats obtenus sur des échantillons de Pb-In 50%.

L'échantillon B 12A n'a pu être recuit dans d'excellentes conditions et est ressorti du four légèrement oxydé, ce qui ne nous a pas permis d'obtenir un état de surface impeccable après polissage chimique. Néanmoins, nous avons étudié cet échantillon de façon assez complète. La figure (32) montre l'allure de l'anisotropie obtenue pour cet échantillon. On voit alors que la courbe expérimentale est nettement fonction de la température et semble en accord, d'une part avec les résultats de FISCHER obtenus à 9,5GHz sur des échantillons de Pb-Bi, d'autre part avec la théorie de MAKI-FISCHER. L'échantillon B 11A a lui été recuit dans de bonnes conditions et a présenté un état de surface très satisfaisant après polissage chimique. La figure (33) montre quelle est l'anisotropie obtenue avec un tel échantillon. Tout d'abord, on peut remarquer que la variation en température est devenue négligeable et ensuite, il apparaît nettement que la valeur de l'anisotropie a été abaissée jusqu'à une valeur proche de celle prédite par THOMPSON. On voit donc que l'état de la surface des échantillons joue à la fois sur la dépendance en température de l'anisotropie et sur sa valeur.

Nous allons maintenant mettre en évidence l'importance du calage angulaire entre le champ magnétique et la surface de l'échantillon. La figure (34) montre les courbes

$s(t)$  pour l'échantillon de Pb-In 50% B 12A.

Nous avons décalé le champ magnétique de  $0,8'$  dans l'orientation transverse et on voit que l'on obtient pour  $s_{3\perp}(t)$  des résultats peu différents de ceux obtenus pour un calage parallèle aussi parfait que possible. Par contre, en décalant le champ magnétique dans l'orientation longitudinale, l'effet est beaucoup plus important, puisque la valeur de  $s_{3\parallel}(t)$  peut être réduite de moitié. La figure (35) met en évidence cette variation de  $s_{3\parallel}(t)$  pour un  $t = 0,635$ . On voit que la courbe  $R/R_n = f(H)$  pour  $\theta = 2'$  est arrondie entre  $H_{c2}$  et  $H_{c3}$ . De plus dans le cas d'une mauvaise orientation  $s_{3\parallel}(t)$  est beaucoup plus liée à la température si bien que la dépendance de l'anisotropie en température s'en trouve accrue.

L'effet d'une mauvaise orientation a été confirmé sur un alliage de Nb-Mo 20% (figure (37)). Cet alliage, délicat à obtenir très propre à un état de surface qui n'est sans doute pas excellent, mais on voit nettement que l'erreur angulaire va dans le même sens que le mauvais état de la surface.

On peut donc dire que nos résultats mettent clairement en évidence la validité de la théorie de THOMPSON, la valeur de la constante obtenue étant fonction de la qualité de l'échantillon et de l'orientation réelle du champ magnétique par rapport à la surface.

$$(A) \quad T \approx T_{c0}$$

Au voisinage de  $T_{c0}$ , l'anisotropie doit remonter jusqu'à 1 pour  $T = T_{c0}$ , comme nous l'avons montré dans la section précédente. Ce résultat est vérifié expérimentalement pour tous nos échantillons, comme le montre la figure (39). La formule donnée par MAKI, prédit aussi que l'anisotropie doit devenir supérieure à 1 très près de  $T_c$ , ce qui implique que les courbes  $s_{3\parallel}$  et  $s_{3\perp}$  se coupent au voisinage de  $T_c$ . Le même modèle théorique, avec  $P=1$ , a été tracé pour 2 fréquences

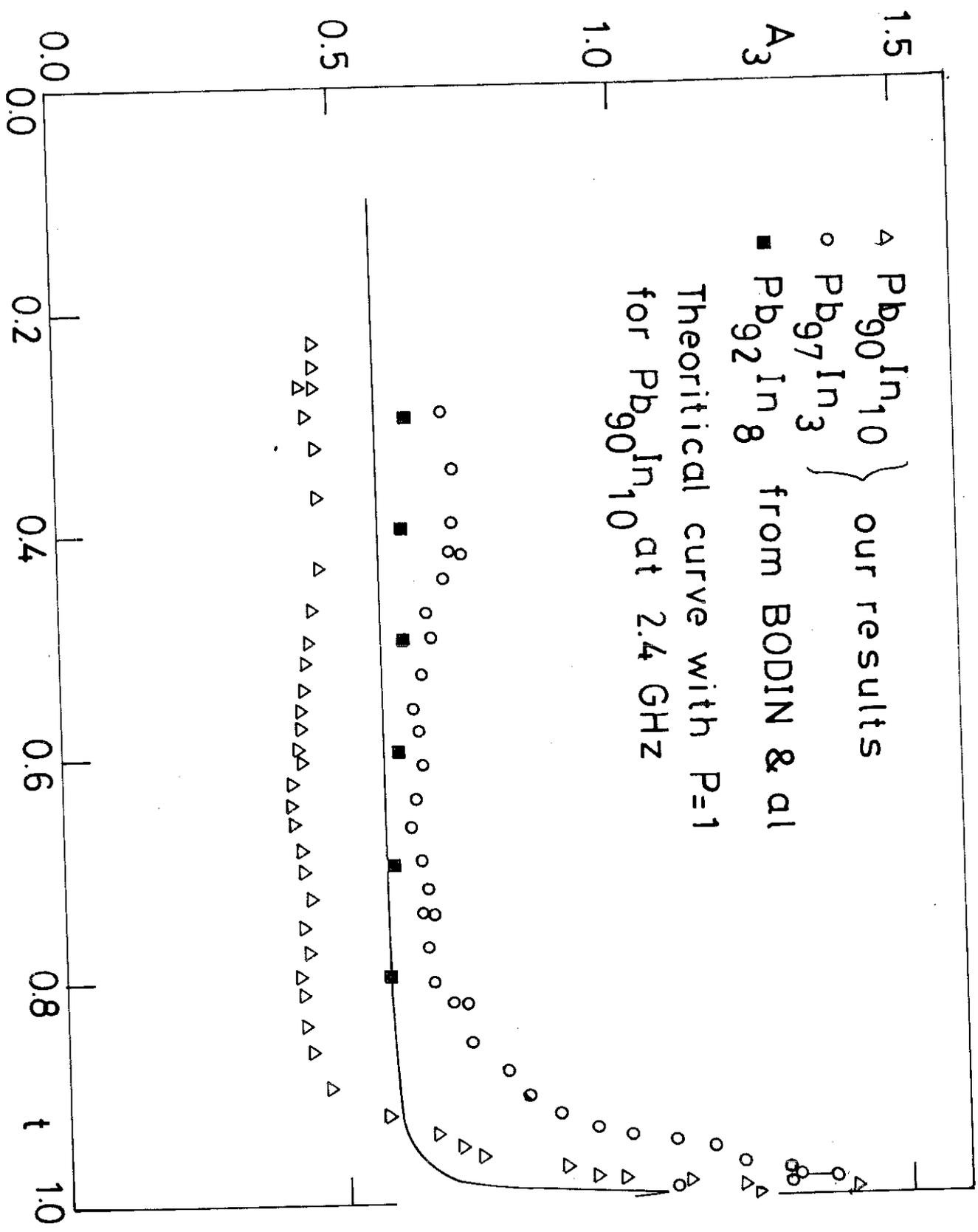


Fig: 29

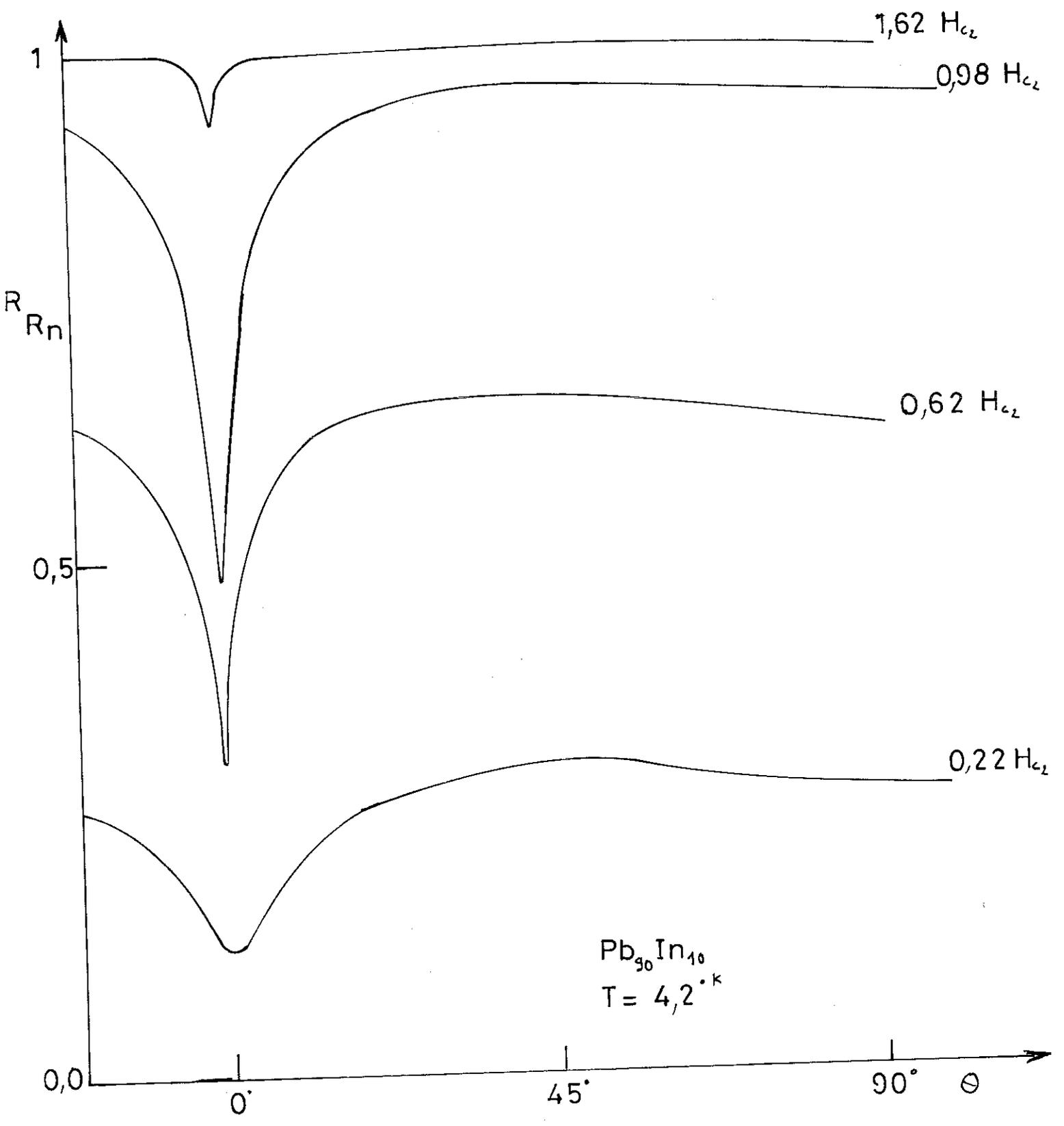


Fig : 30

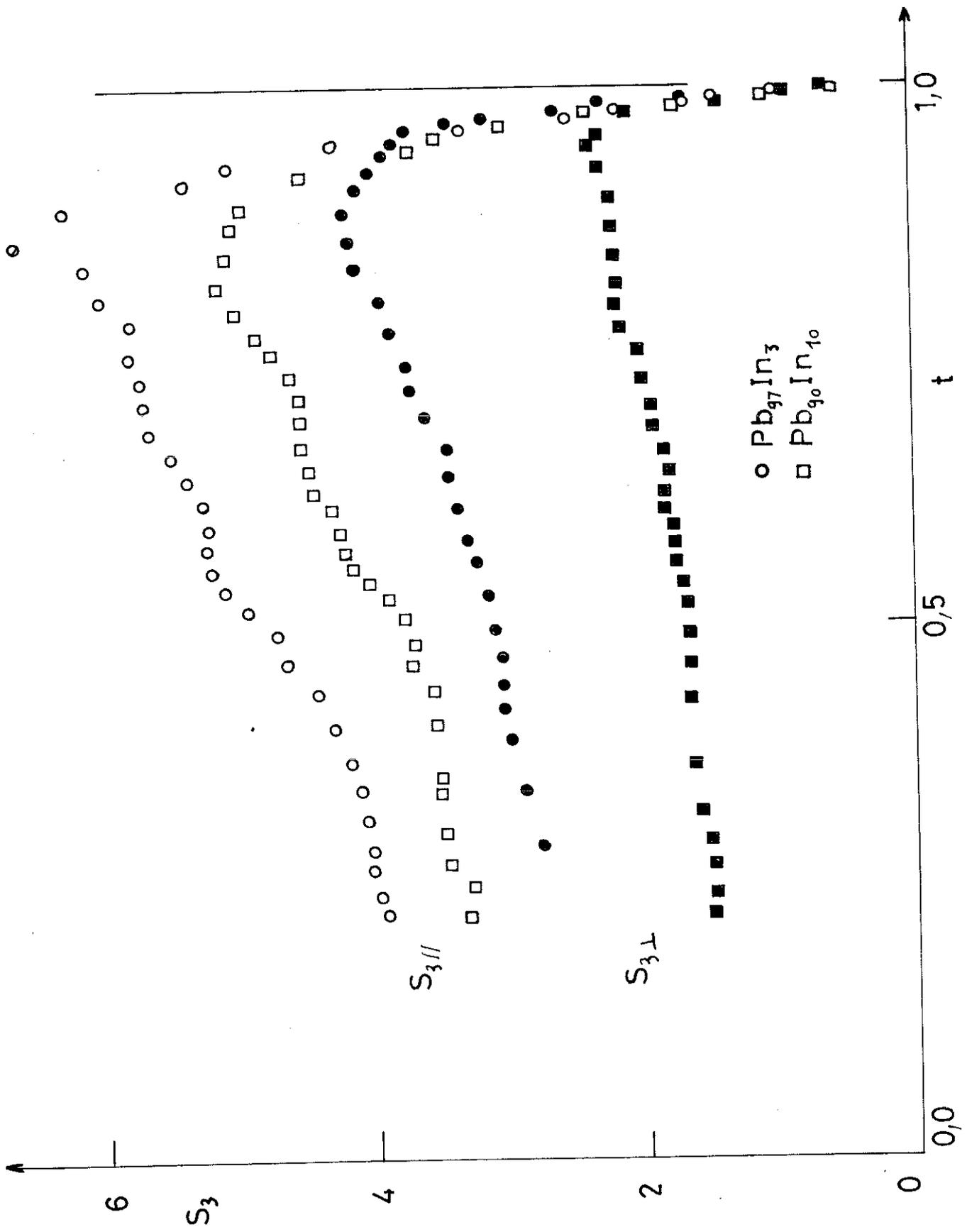


Fig: 31

Fig 32

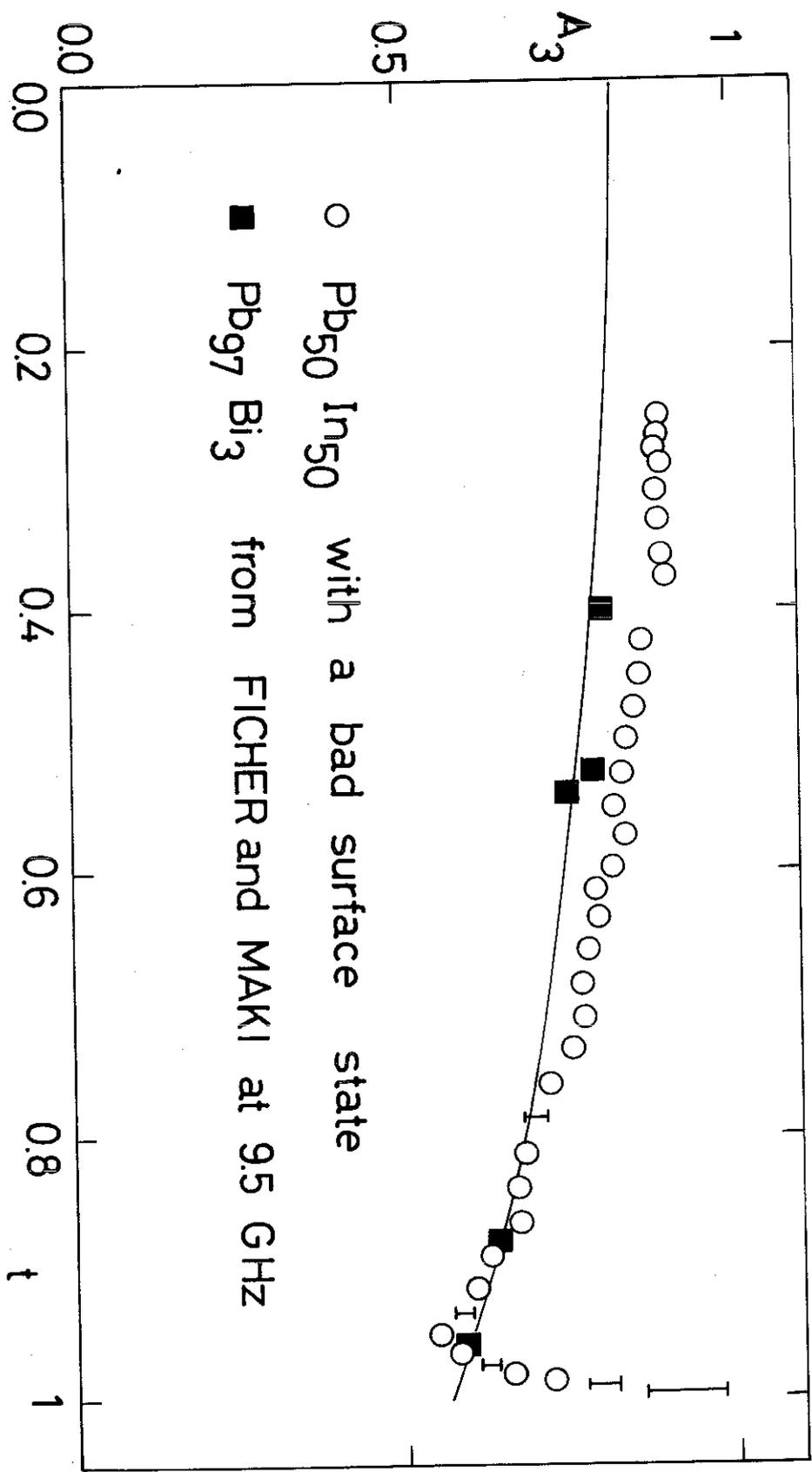
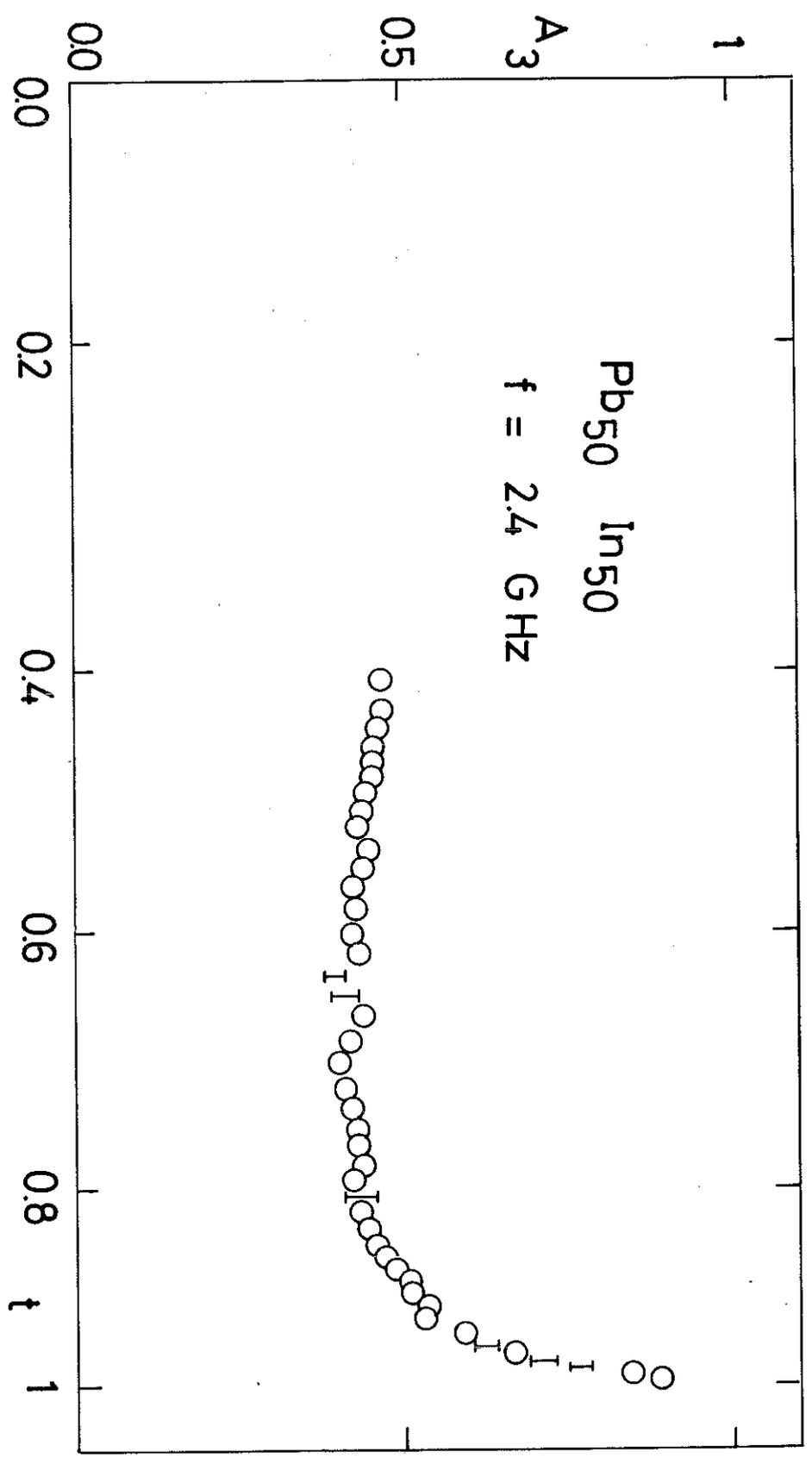


Fig 33



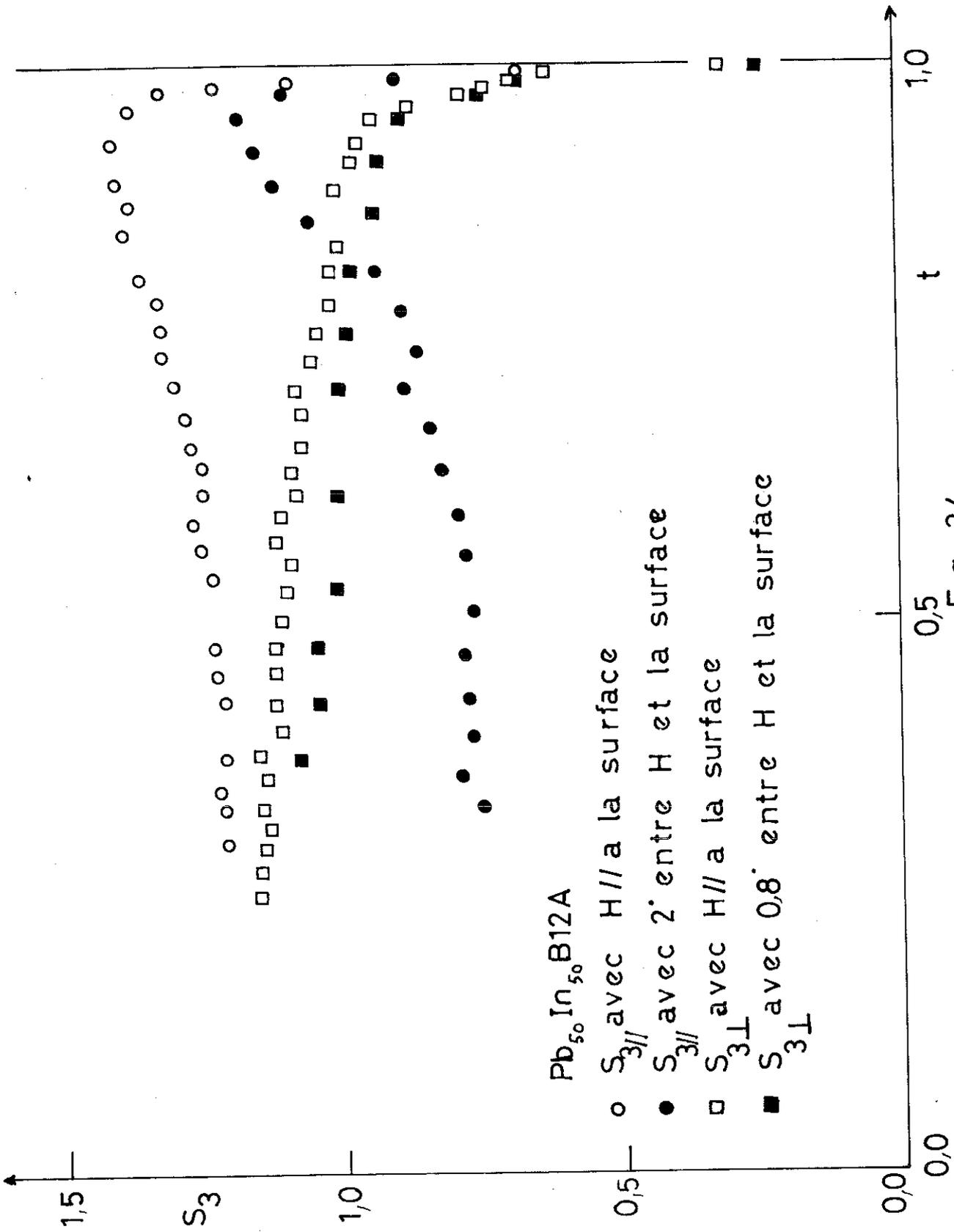
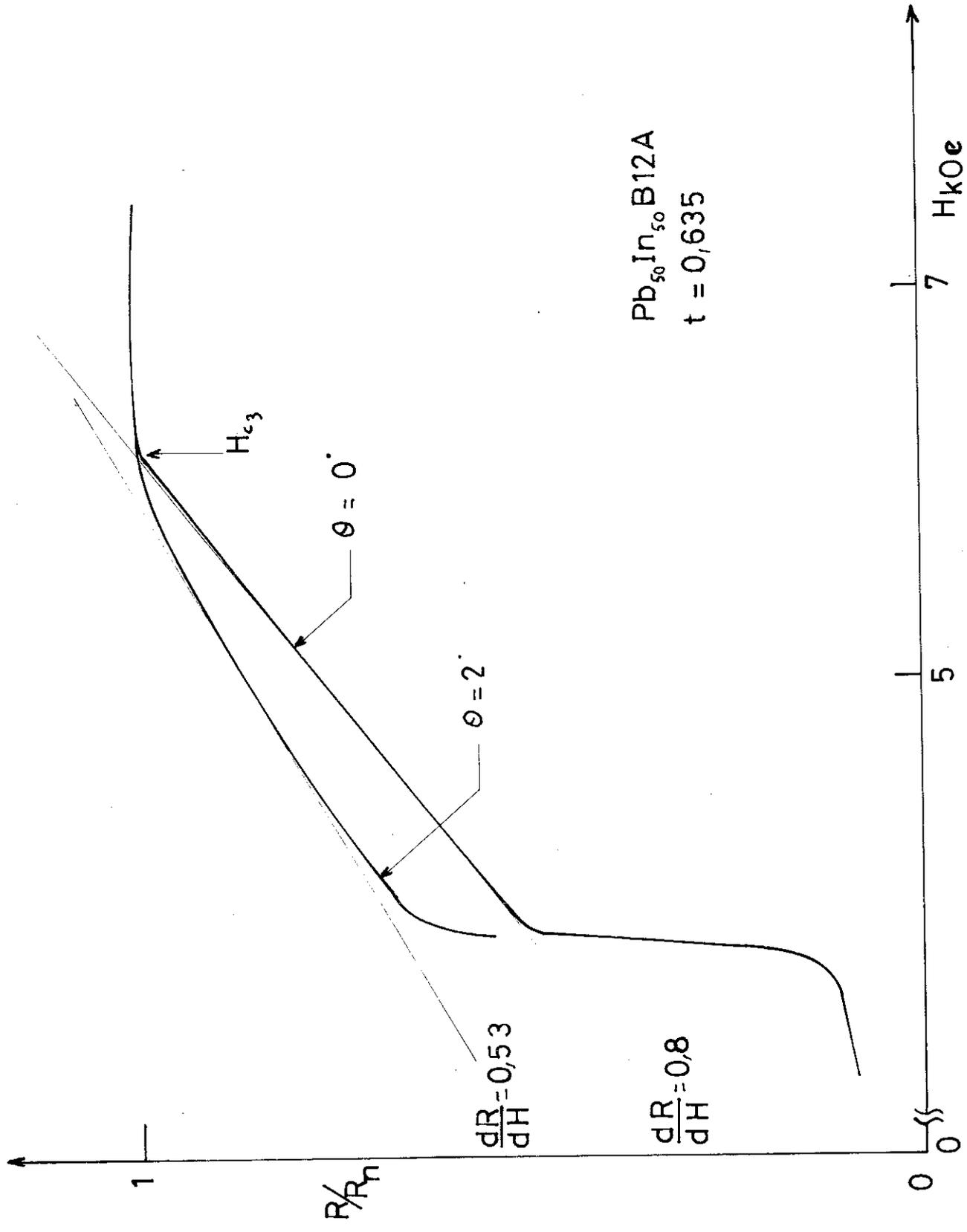


Fig: 34



$Pb_{50}In_{50} B12A$   
 $t = 0,635$

Fig: 35

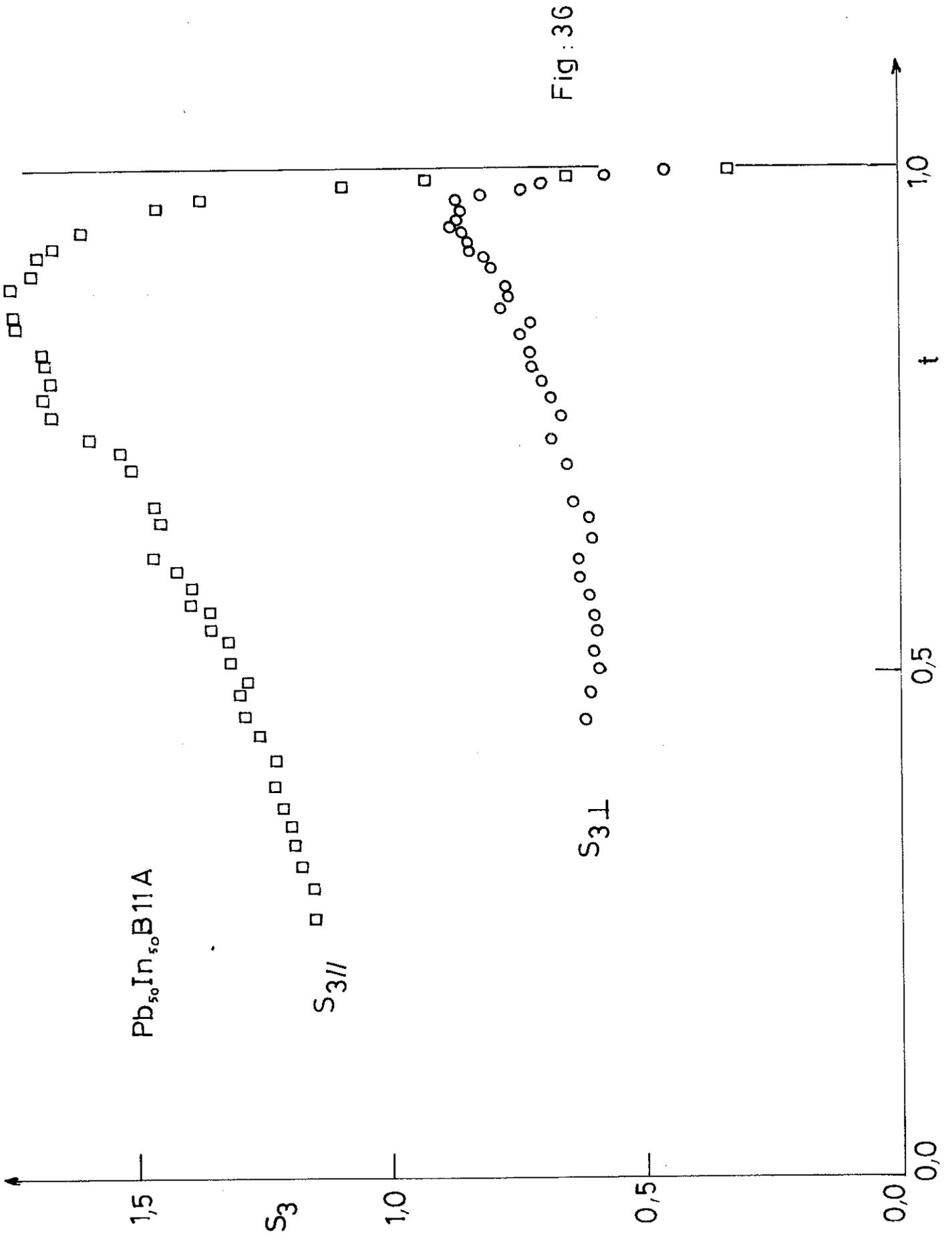


Fig: 36

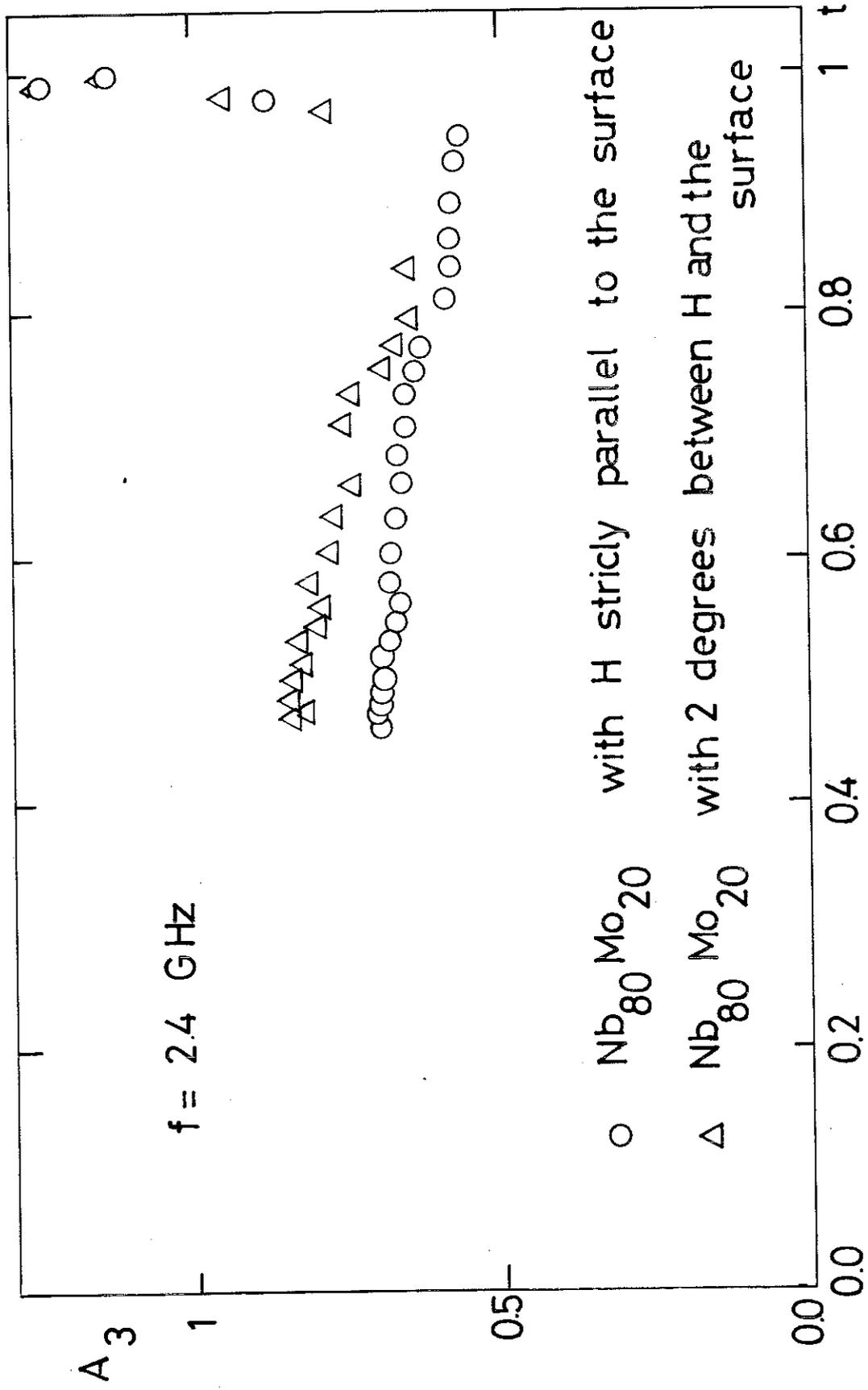


Fig:37

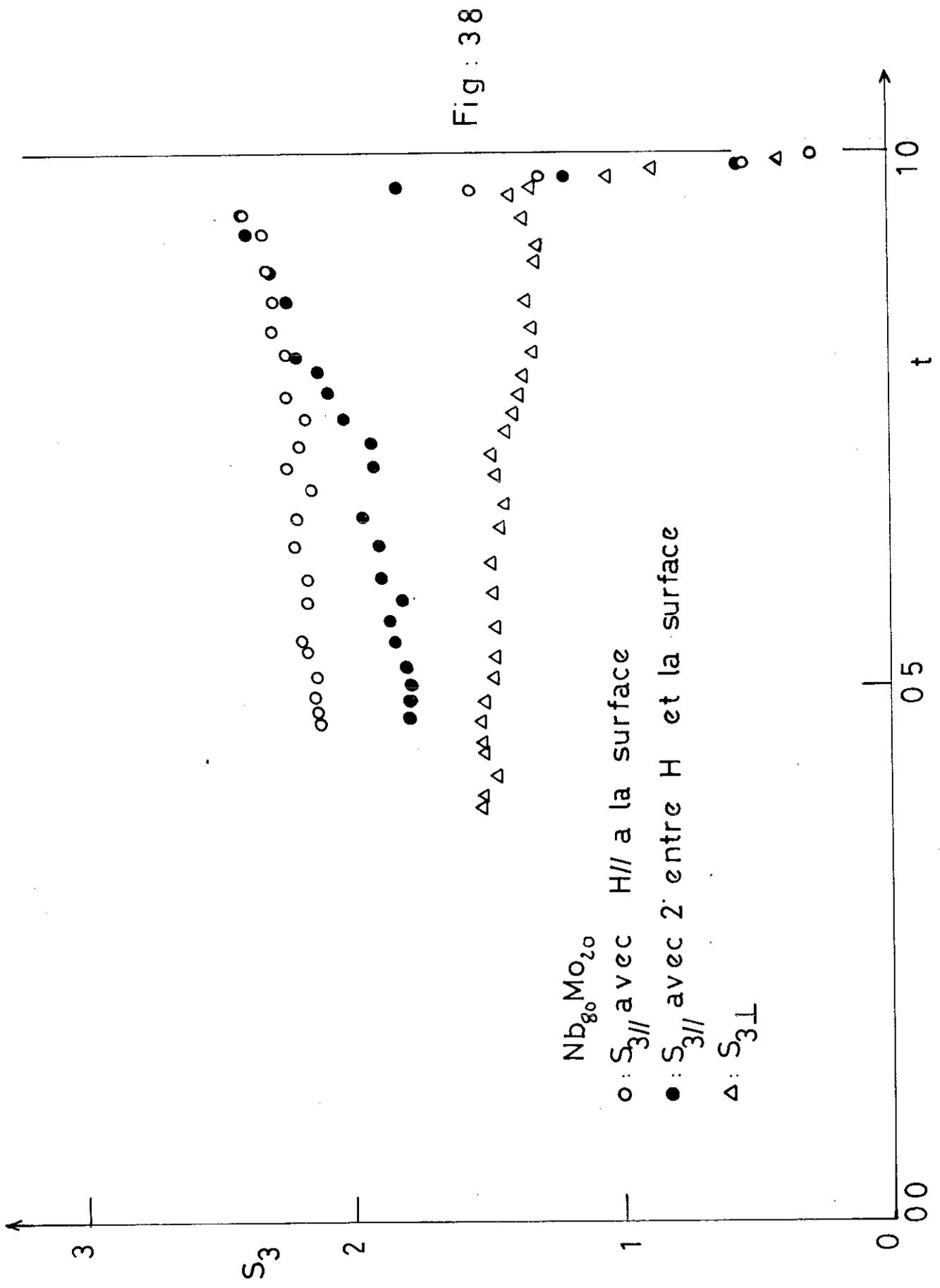
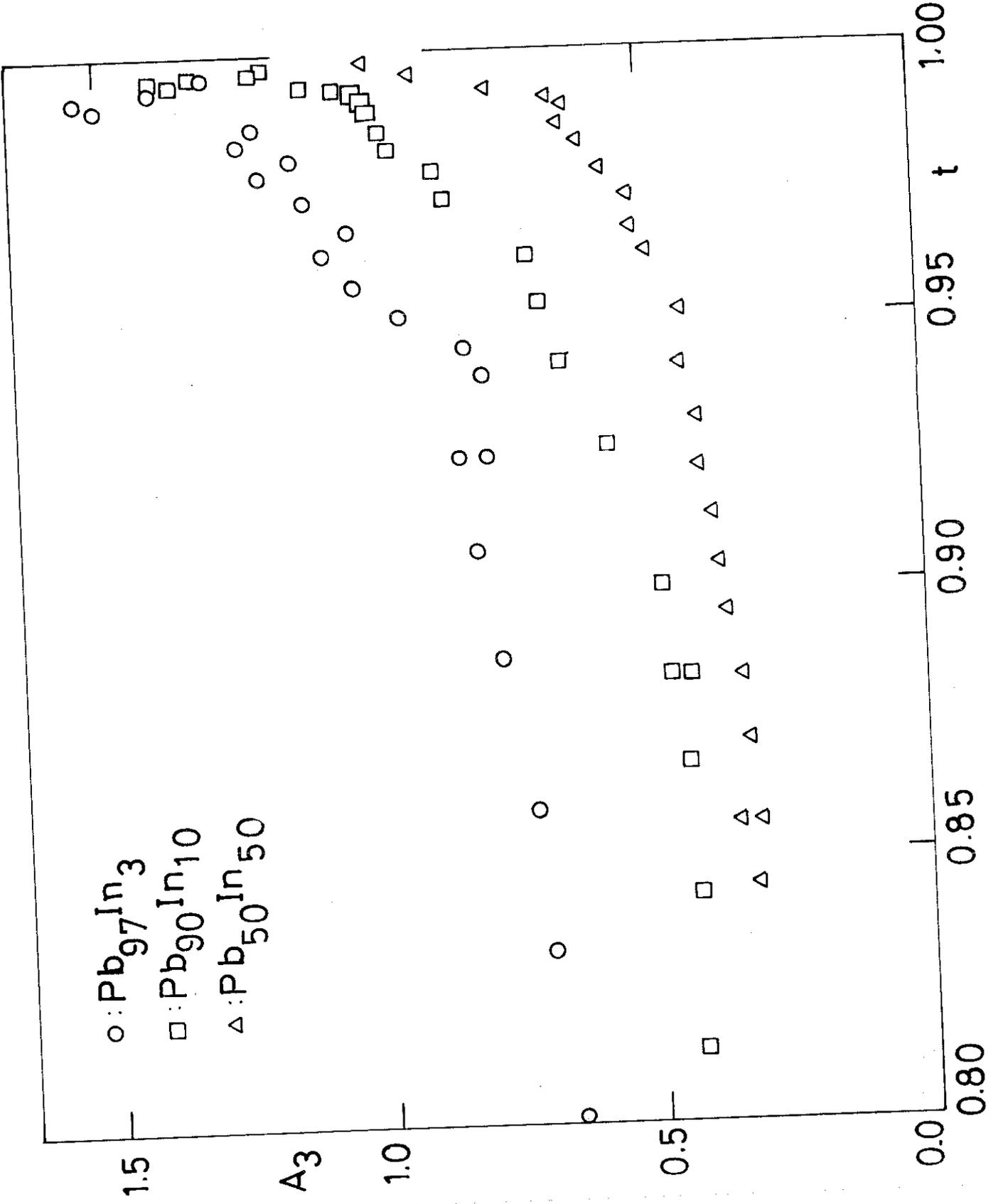


Fig 39a



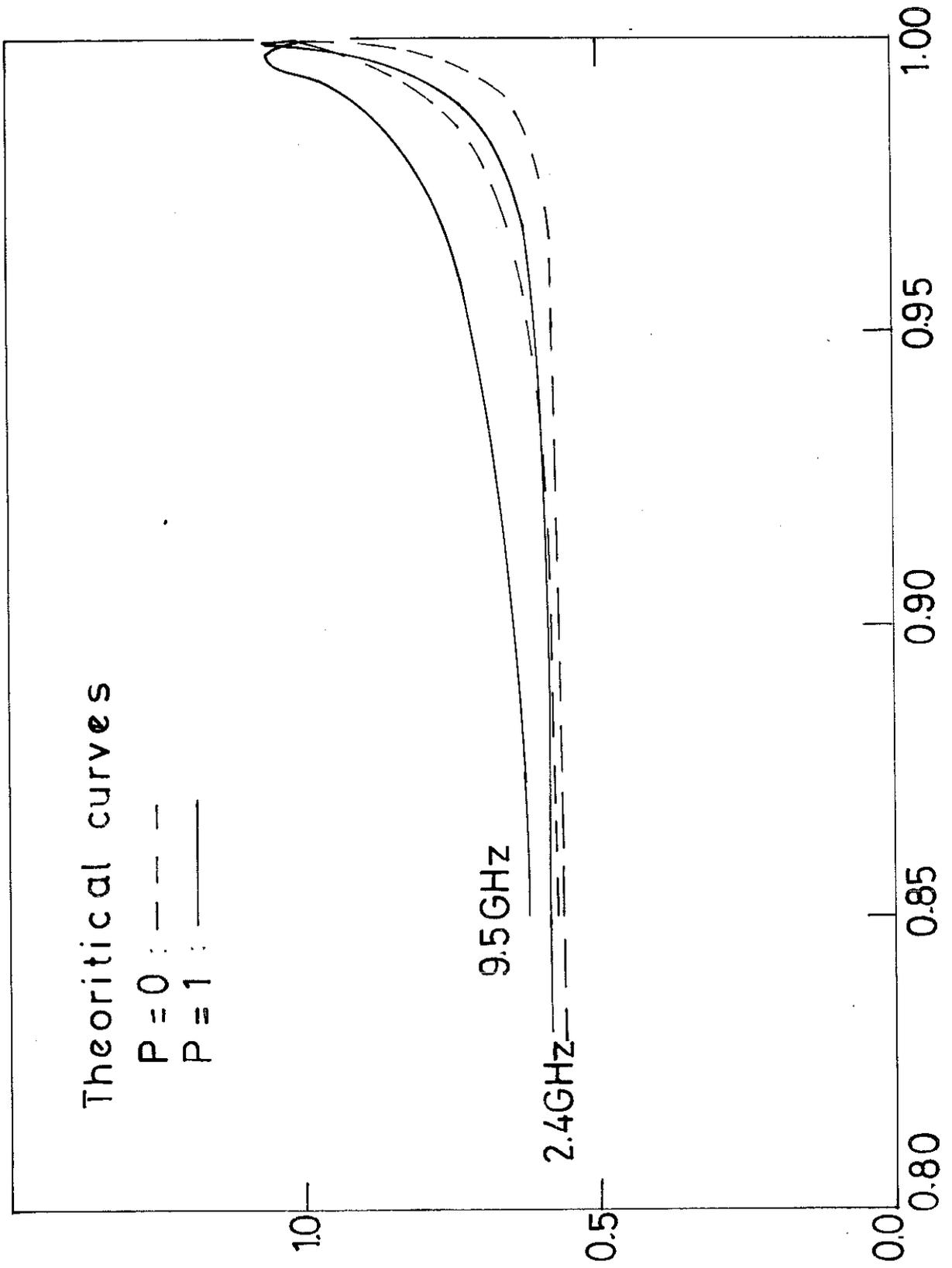


Fig: 39 b

2,4 GHz et 9,5 GHz, pour l'échantillon de Pb-In 10%. Dans les 2 cas, la remonté au-dessus de 1 existe et on voit que le pic est d'autant plus important que la fréquence est élevée. On voit que le pic est d'autant plus apparent que le teneur en indium est faible : on montre que plus le  $K$  de l'échantillon est grand, plus le pic devient fin. Ceci est particulièrement net sur nos résultats : pour le Pb-In 3%, on obtient le pic le plus haut et le plus large, pour le Pb-In 10%, le pic est plus fin et pour le Pb-In 50%, nous n'avons pu le mettre en évidence expérimentalement. Il faut cependant remarquer que les pics expérimentaux obtenus ont une amplitude bien supérieure à ce que peut prévoir la théorie ; ce phénomène ne peut, à l'heure actuelle être expliqué clairement, mais le calcul fait par MAKI, est quantitativement en accord avec les résultats expérimentaux.

### II.5. IMPEDANCE DE SURFACE EN CHAMP INCLINE

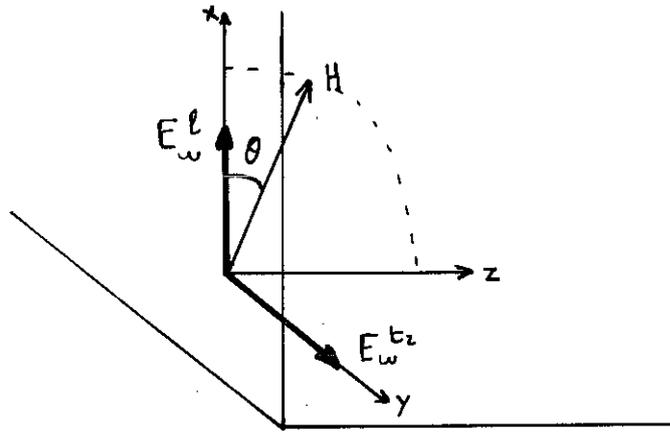
Dès que le champ présente une petite inclinaison par rapport à la surface, il y a apparition de vortex dans la couche supraconductrice de surface. On doit donc penser que la résistance de surface va se trouver augmentée d'un terme consécutif aux pertes dues au mouvement de ces vortex sous l'influence de l'onde hyperfréquence.

Dans la limite où  $\theta \rightarrow 0$ , nous allons voir d'une part comment évolue le champ critique en fonction de l'angle entre la surface et le champ magnétique statique, et d'autre part, comment varie l'anisotropie et les coefficients  $s$  en fonction de cet angle.

#### II.5.a- Aperçu théorique

Pour les petits angles, MAKI 1971, traite le problème en utilisant les équations de GINZBURG-LANDAU dépendant du temps. Soit  $\theta$  l'angle défini ci-dessous.  $E_\omega$  est orienté suivant  $x$  ou  $y$  suivant que l'orientation est transverse ou longitudinale. L'équation décrivant le paramètre d'ordre à l'équilibre, ainsi que ses états excités est alors :

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} - D (\nabla - 2eiA)^2 - \xi_0(T) \right\} \Delta(z, t) = 0$$



que l'on peut écrire sous la forme

$$(d) \quad \xi \phi(x, z) = -D \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - (\ell e H)^2 [x \sin \theta - (z - z_0) \cos \theta]^2 \right\} \phi(x, z)$$

en supposant que les solutions dépendent du temps avec  $\exp. -(\xi - \xi_0(T)) t$ .

La solution exacte de cette équation redonne les résultats obtenus par KULIK 1969. On peut en chercher des solutions approchées en écrivant

$$\xi \phi(x, z) = D \left[ L_0 - \ell (\ell e H)^2 x (z - z_0) \sin \theta \cos \theta \right] \phi(x, z)$$

où l'opérateur  $L_0$  ne contient plus de termes croisés en  $xz$ . On peut alors connaître simplement ses valeurs propres, les fonctions propres de  $L_0$  étant des produits 2 à 2 des fonctions  $\phi_0, \phi_1, \psi_0, \psi_1$  définies comme suit :

$\phi_0$  et  $\phi_1$  représentant le paramètre d'ordre de la solution d'ABRIKOSOV ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ) pour l'état de base et le premier état excité

$\psi_0$  et  $\psi_1$  représentent les mêmes états pour la solution de ST. JAMES ( $\theta = 0$ ).

On peut alors construire des solutions de l'équation (d) sous la forme

$$\begin{cases} \phi_g(x, z) = \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \left( \phi_0(x) \psi_0(z) + a \phi_1(x) \psi_1(z) \right) \\ \phi_u(x, z) = \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} \left( \phi_1(x) \psi_0(z) + b \phi_0(x) \psi_1(z) \right) \end{cases}$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes.

A  $\phi_g$  et  $\phi_u$  correspondent respectivement 2 valeurs propres

$$\begin{cases} \varepsilon_{g_0}(\theta), \varepsilon_{g_1}(\theta) \\ \varepsilon_{u_1}(\theta), \varepsilon_{u_2}(\theta) \end{cases}$$

$\varepsilon_{g_0}(\theta)$  représente l'état de base pour le paramètre d'ordre si bien que le champ de nucléation  $H_{c_3}(\theta)$  est défini par la relation

$$\varepsilon_{g_0}[H_{c_3}(\theta)] = \varepsilon_0(\tau) = 2eD H_{c_2}(\tau)$$

d'où pour les petits angles

$$\frac{H_{c_3}(\theta)}{H_{c_3}(0)} = 1 - 1,33|\theta|$$

résultat qui est en accord avec celui obtenu par ST. JAMES, 1965 pour les faibles angles

$$\frac{H_{c_3}(\theta)}{H_{c_3}(0)} = 1 - 1,35|\theta|$$

Pour calculer l'impédance de surface dans le cas transverse et longitudinal, MAKI tient compte des 2 états  $\phi_{u_1}$  et  $\phi_{u_2}$  qui peuvent être couplés à  $\phi_{g_0}$  par l'onde hyperfréquence.

On obtient, en résolvant la deuxième équation de GINZBURG-LANDAU qui donne le courant  $J_\omega$ , les résultats suivants :

Pour l'orientation longitudinale

$$\Delta_{3//}(\theta) = A(H, \theta) \frac{\tilde{\omega}^2}{1 + \tilde{\omega}^2}$$

Pour l'orientation transverse

$$\Delta_{3\perp}(\theta) = A(H, \theta) \left( 0,319 \frac{\tilde{\omega}^2}{1 + \tilde{\omega}^2} + 0,247 \right)$$

avec

$$A(H, \theta) = \frac{\delta}{\xi^2(\theta)} \left( \frac{2\pi}{1,18 e H \cos \theta} \right)^{1/2} \left[ 1,16 (2k_2^2(\theta) - 0,344 \cos \theta - \sin \theta) \right]^{-1}$$

et

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{4eDH \sin \theta}$$

Nous avons déjà remarqué, auparavant, que l'expression  $s_{3\perp}(\theta)$  ne pouvait être valable que pour les petits angles.

On a donc une anisotropie entre les 2 orientations

$$A(\theta) = 0,566 + 0,247 \tilde{\omega}^{-2}$$

Il faut remarquer que pour  $\theta = 0$ ,  $A(0) = 0,566$  ce qui est proche de la valeur obtenue par THOMPSON et que cette anisotropie varie très vite en fonction de l'angle  $\theta$ .

### II.5.b: Résultats expérimentaux

Nous avons tracé sur la figure (40) la variation du champ de nucléation  $Hc_3(\theta)$  en fonction de l'angle  $\theta$  pour les échantillons de Pb-In.

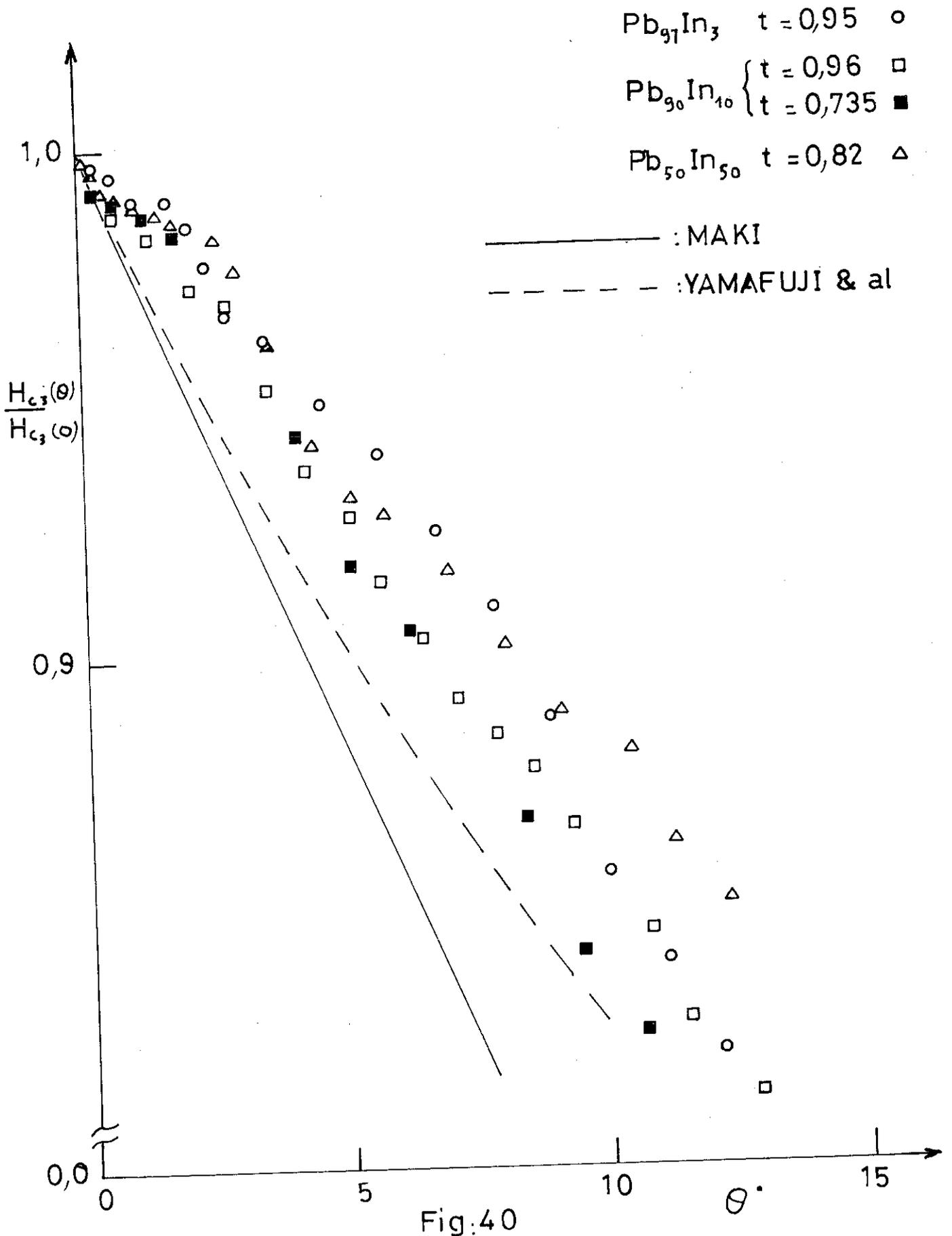
On voit que nos résultats diffèrent sensiblement d'une part du résultat prévu par MAKI et d'autre part du résultat prévu par YAMAFUJI et al, 1966 pour des films épais. Il semble donc que toutes les théories déjà faites pour les films et qui ont été vérifiées par BURGER et al, 1965, ne puissent s'extrapoler pour le cas d'échantillons massifs ou  $d \gg \delta$

Cette même difficulté apparaît quand on analyse les résultats de  $A(\theta)$  pour un Pb-In 50% à la température réduite  $t=0,82$  (fig. (41)). En effet, la loi théorique diverge très rapidement alors que sur nos résultats n'apparaît qu'une lente augmentation de  $A(\theta)$ . La valeur de  $A(0) = 0,63$  n'est pas étonnante et est en parfait accord avec les conclusions de la section précédente.

Les allures générales de  $s_{3\perp}(\theta)$  et  $s_{3\parallel}(\theta)$  correspondent bien aux allures prévues par MAKI, mais malheureusement, les mêmes remarques restent à faire. Si on regarde les résultats expérimentaux pour les  $s$ , on s'aperçoit

que l'accord est loin d'être satisfaisant dès que  $\theta > 1$ .

Il faut donc penser qu'il n'est pas suffisant de construire une solution uniquement à partir des fonctions d'ondes  $\phi_0, \phi_1, \gamma_0, \gamma_1$ , mais qu'il faut tenir compte des états excités d'ordre supérieur.



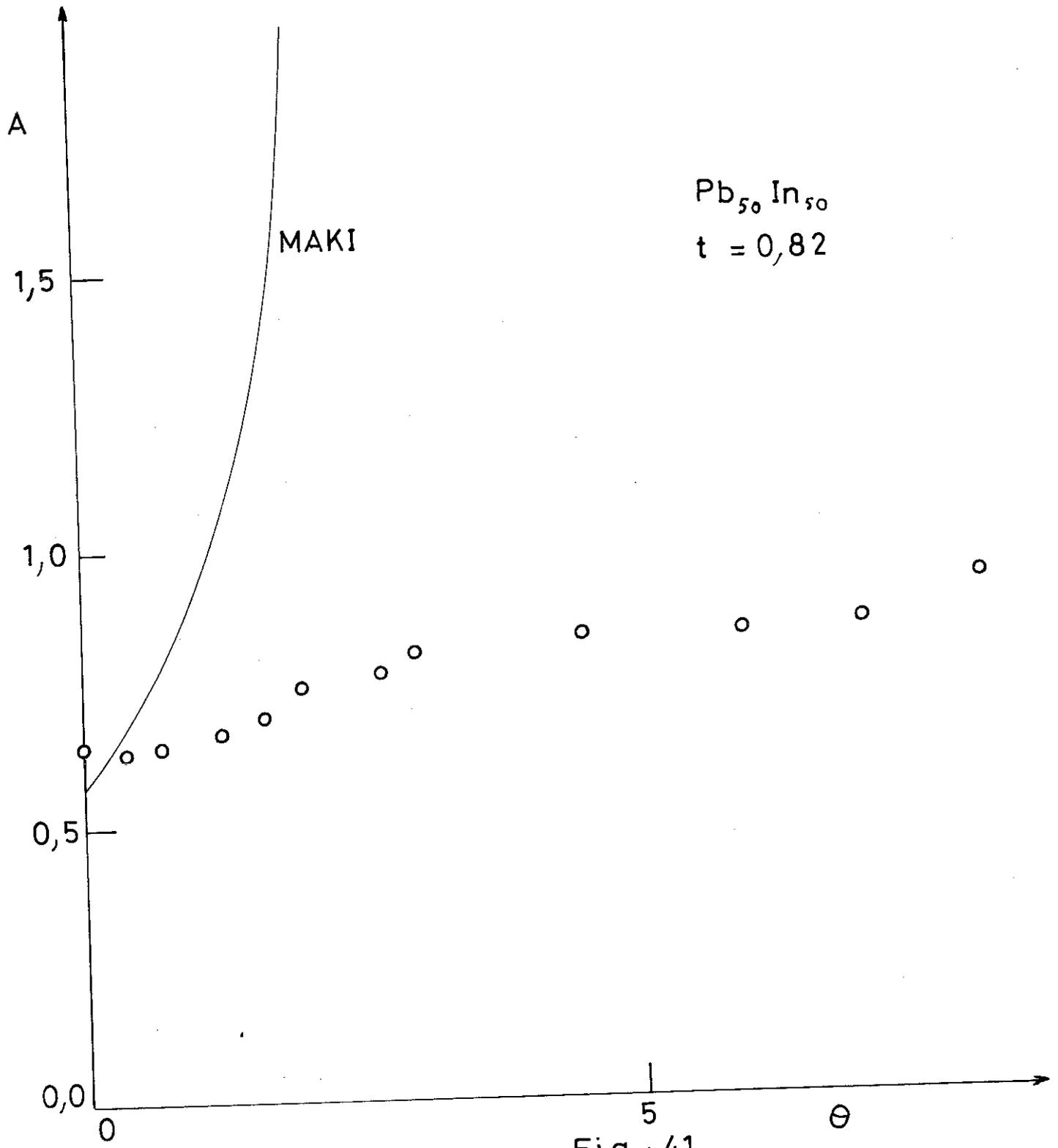
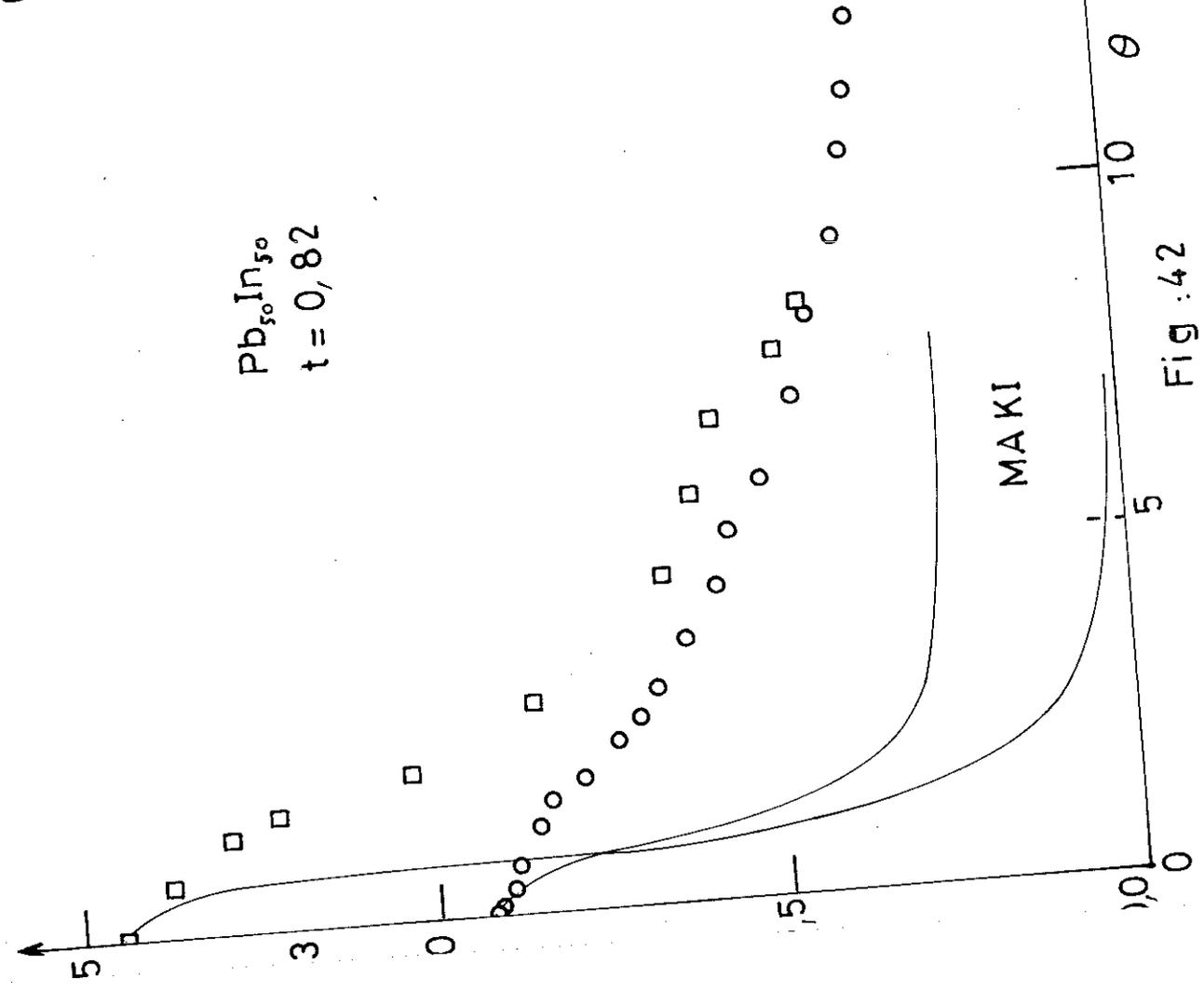
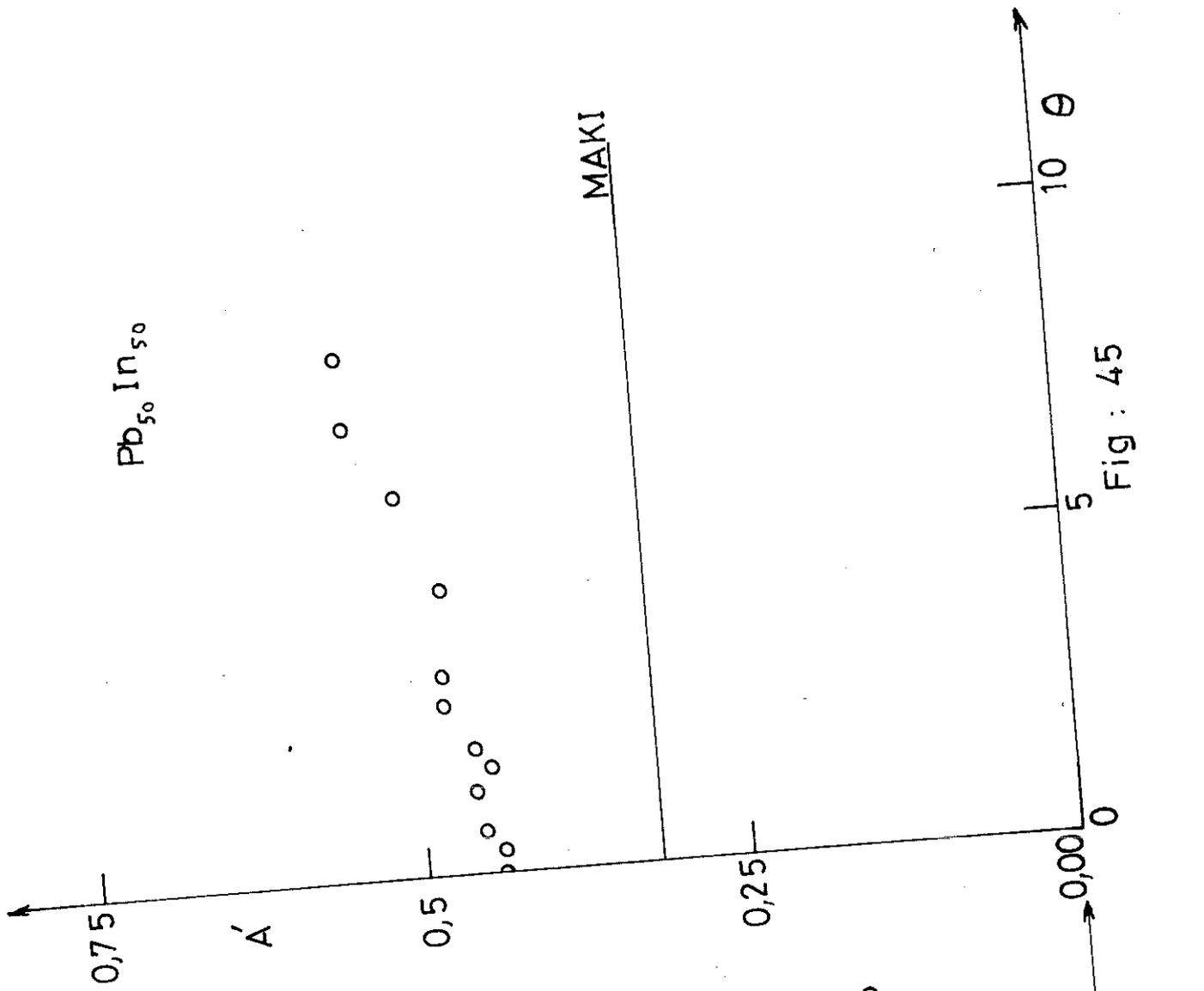


Fig : 41



A P P E N D I C E

LA REACTANCE DE SURFACE

(a) Introduction

L'impédance de surface  $Z$  possède une partie imaginaire  $X$  qui est la réactance de surface. PIPPARD, 1947 a montré que l'on peut mesurer les variations de cette réactance en fonction d'un paramètre, en étudiant la variation de la fréquence de résonance de la cavité, ces 2 variations étant proportionnelles l'une à l'autre.

L'étude de cette réactance de surface n'a pas été faite systématiquement comme pour la résistance de surface, néanmoins les quelques résultats obtenus semblent intéressants.

(b) Données théoriques

En fait, toutes les théories qui nous ont permis d'atteindre la résistance de surface  $R$  nous donnent une expression pour la réactance de surface  $X$  puisque les calculs menés par MAKI ou THOMPSON déterminent l'impédance de surface  $Z = R + i X$ .

Loin de  $T_c$ , les calculs de  $Q'$  montrent que  $R$  et  $X$  présentent la même variation en fonction de la température. Par contre, ce n'est pas vrai près de  $T_c$ . Si on note les pentes

$$\left. \frac{H}{X_n - X_s} \frac{dX}{dH} \right|_{H=H_{c3}} = A'_{3\perp}(t)$$

en orientation transverse et  $s'_{3\parallel}(t)$  en orientation longitudinale, on peut définir une anisotropie  $A'_3(t) = \frac{A'_{3\perp}(t)}{A'_{3\parallel}(t)}$

de la même façon que pour la résistance de surface. On voit donc que  $A_3(t) = A'_3(t)$  dans une large gamme de température. Pour les petits angles, MAKI 1971, expose de

la même façon que pour la résistance de surface, les expressions de  $X$  en fonction de l'angle  $\theta$ . La principale particularité de la réactance de surface par rapport à la résistance de surface est sa dépendance en  $\frac{\tilde{\omega}}{1 + \tilde{\omega}^2}$  et non plus en

$$\frac{\tilde{\omega}^2}{1 + \tilde{\omega}^2}$$

On a ainsi pour  $\theta \sim 0$ .

$$A'_{31}(\theta) = A(H, \theta) \cdot \frac{0,319 \tilde{\omega}}{1 + \tilde{\omega}^2}$$

$$A'_{3//}(\theta) = A(H, \theta) \cdot \frac{\tilde{\omega}}{1 + \tilde{\omega}^2}$$

$A(H, \theta)$  et  $\tilde{\omega}$  ayant été définis auparavant, on doit donc avoir une anisotropie  $A'(\theta)$  indépendante de l'angle  $\theta$  et égale à 0,32.

### (c) Résultats expérimentaux

La figure (43) montre l'enregistrement des courbes  $R/R_m$  et  $\frac{X - X_A}{X_n - X_A}$  en fonction du champ magnétique appliqué dans les 3 orientations.

La figure (44) montre pour les alliages de Pb-In 3% et 10% que l'hypothèse d'une anisotropie constante est vérifiée pour les températures  $t < 0,75$ . Les remarques, pour la valeur de la constante obtenue et pour l'allure de l'anisotropie sont les mêmes que celles faites pour la résistance de surface (importance de l'orientation, état de la surface...). Par contre, la variation angulaire de l'anisotropie a un aspect sensiblement différent de celui prévu par MAKI (fig. (45)).

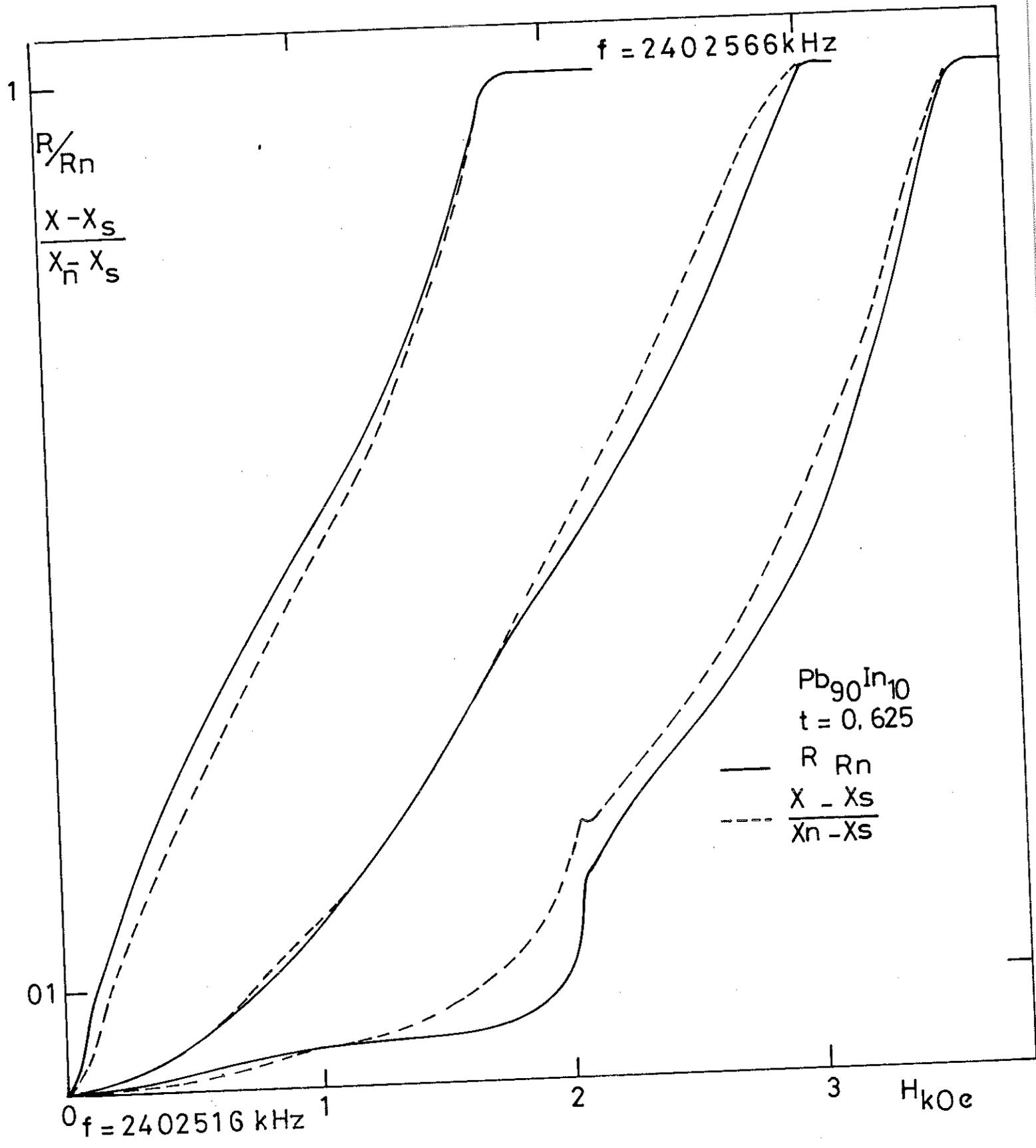


Fig 43

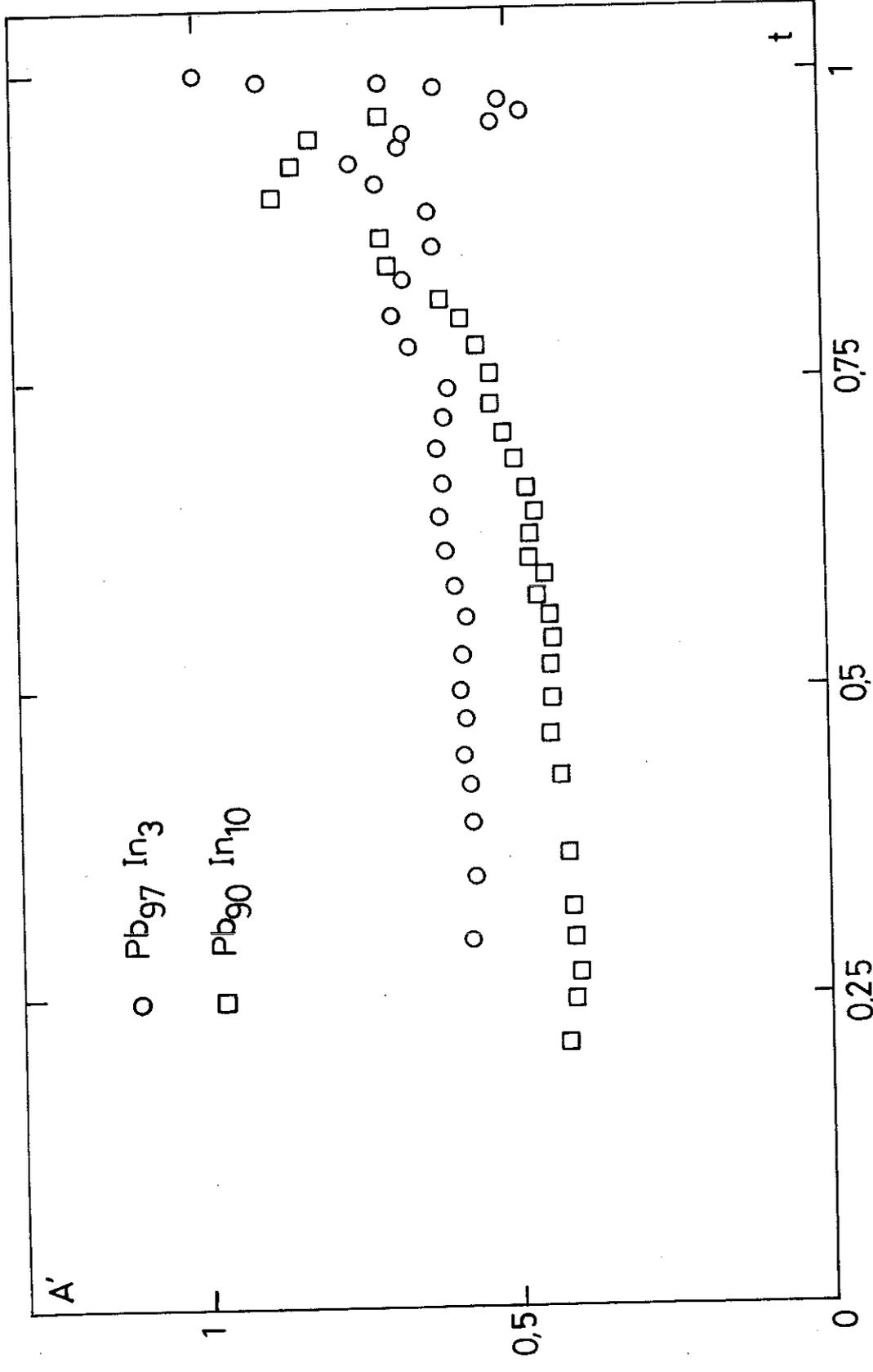


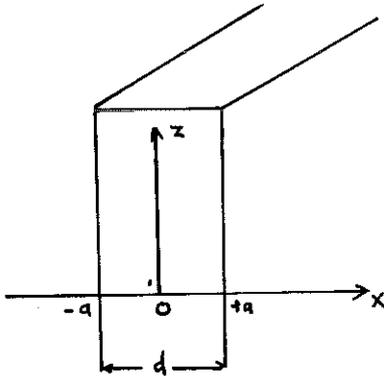
Fig : 44

### III - IMPEDANCE DE SURFACE DE FILMS MINCES SUPRACONDUCTEURS

#### III.1. RAPPELS THEORIQUES

St. JAMES et DE GENNES 1963, ont montré que dans le cas où le champ magnétique était parallèle à la surface d'un échantillon semi-infini, il existait un champ critique  $H_c$ ,  $H_{c3} = 1,695 H_c$  à partir duquel la supraconductivité apparaissait dans une couche d'épaisseur  $\zeta(t)$ .

Dans le cas d'un film, la présence de deux limites proches modifie le problème.



Les conditions aux limites sont, pour la fonction d'onde  $\Psi$

$$\left. \frac{d\Psi}{dx} \right|_{x=\pm a} = 0$$

St. JAMES, 1966, a suivi une procédure analogue au cas semi-infini en traitant les équations de GINZBURG-LANDAU et mis en évidence la relation liant le champ critique  $H$  à l'épaisseur du film. En utilisant les quantités

$$\xi = \frac{a^2}{\zeta(t)} = \frac{2\pi a^2}{\phi_0} H_{c2}$$

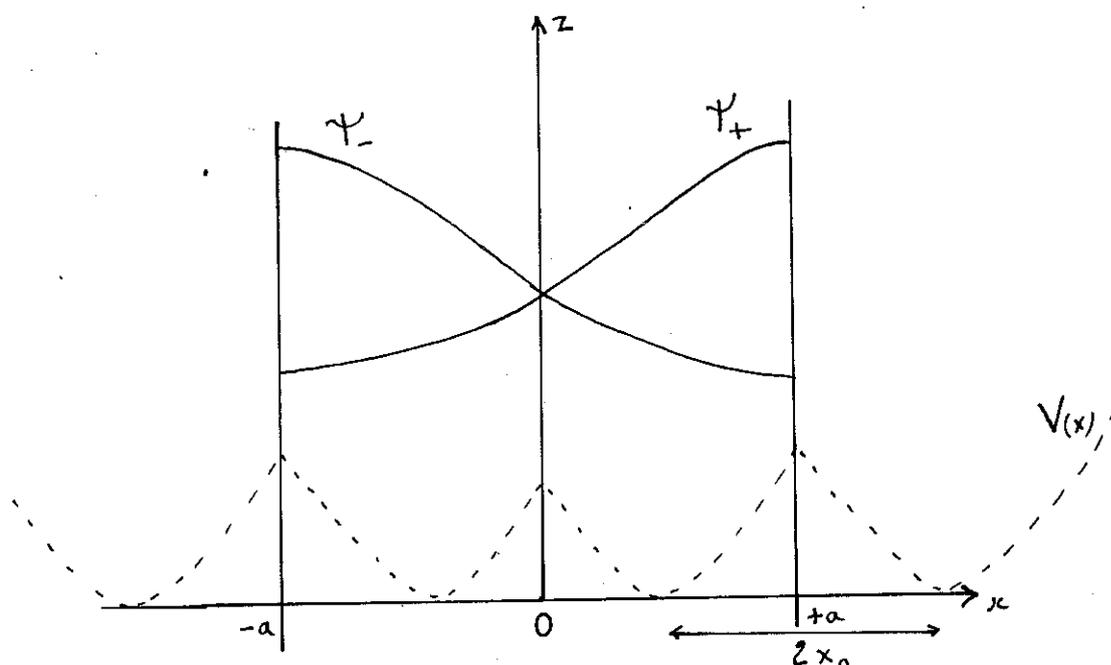
$$h = \frac{2e H a^2}{\hbar c} = \frac{2\pi a^2}{\phi_0} H$$

on peut calculer la caractéristique  $\xi = \xi(h)$ .

On voit que si  $a \ll (t) \frac{H}{H_{c2}} \rightarrow \infty$  alors que si  $a \gg (t)$ , on retrouve la limite du cas semi-infini  $\frac{H}{H_{c2}} \rightarrow 1,69$ .

Si  $d < \zeta$ , la fonction d'onde représentant le paramètre d'ordre ne dépend que de  $x$  et vaut  $\psi = f(x) e^{iky}$  avec  $k \equiv 0$ .

Si  $d \sim 2\zeta$ , le modèle du pseudo potentiel, proposé par St. JAMES et De GENNES peut s'appliquer à chacune des deux interfaces  $x = \pm a$ , la distance  $x_0$  restant de l'ordre de  $\zeta$ .



La fonction d'onde  $\Psi$  peut se décomposer sous la forme

$\Psi = \Psi_+ + \Psi_-$ , mais cette interférence entre les deux fonctions d'onde  $\Psi_+$  et  $\Psi_-$  n'a lieu que si  $a \sim \xi$  puisque s'annule sur une distance  $\sim \xi$  de la surface.

On peut donc s'attendre à trouver des solutions du type :

$$\Psi = e^{iky} f(x) + e^{-iky} f(-x)$$

$$\Psi = \cos ky [f(x) + f(-x)] + i \sin ky [f(x) - f(-x)]$$

Cette solution s'annule le long du plan médian,  $x=0$ , si  $\cos ky = 0$ , soit pour des intervalles  $\Delta y = \frac{\pi}{k} = \frac{\phi_0}{4Hx_0}$

ce qui laisse supposer un réseau régulier de vortex.

St. JAMES et DE GENNES ont montré que ces vortex apparaissent dans le plan médian à partir d'une épaisseur critique  $d_c = 1,8 \xi$ , soit pour un  $\xi$  critique,  $\xi_c = 0,816$ .

Cette épaisseur critique est appelée épaisseur de première entrée et on a alors  $H/H_{c2} = 2$ .

On distingue donc 3 cas pour les films

-  $d < 1,8 \xi$  (films minces). Il ne peut y avoir apparition de vortex, la supraconductivité apparaît en volume.

-  $d \gg 1,8\zeta$  (films épais). On se trouve dans une situation où les 2 faces supraconductrices sont découplées.

-  $d \gtrsim 1,8\zeta$  (épaisseur intermédiaire). La supraconductivité existe en volume mais il y a apparition de vortex dans le film.

Si le film est posé sur un isolant mince, mais néanmoins suffisamment épais pour éliminer les effets de proximité, lui même posé sur un métal normal (dans notre cas la paroi du résonateur), celui-ci joue le même rôle que la couche supraconductrice de surface en champ parallèle pour un échantillon massif. On a vu alors que la mesure de la résistance de surface d'un tel système donnait la résistance de surface du cuivre corrigée par un terme proportionnel à la conductivité du métal supraconducteur. THOMPSON 1971 a alors confirmé les résultats de GUYON et al, 1967 qui ont montré que la pente  $s_{3\perp}(t)$  devait avoir une discontinuité au passage de l'épaisseur critique  $d_c = 1,8\zeta(t)$  et qui ont vérifié expérimentalement ce résultat par effet tunnel. Ces auteurs ont montré que  $s_{3\perp}(t)$  était fonction d'un coefficient  $\beta = \langle |\Psi^4| \rangle / (\langle |\Psi|^2 \rangle^2)$  et que la valeur moyenne de  $|\Psi^4|$  sur tout le volume ( $\Psi$  est le paramètre d'ordre) est discontinu dès qu'il y a apparition de vortex.

En effet,  $|\Psi|^2 = f^2(x) + f^2(-x) + 2f(x)f(-x)\sin 2ky$

$$\langle |\Psi^4| \rangle_{\text{volume du film}} = G [f(x), f(-x)] +$$

$$\langle 4f^2(x)f^2(-x)\sin^2 2ky \rangle_{\text{volume du film}}$$

La fonction  $G [f(x), f(-x)]$  est continue au passage à l'épaisseur critique, par contre le terme  $4f^2(x)f^2(-x)\sin^2 2ky$  a une valeur moyenne non nulle dès que  $k \neq 0$ . Or, le passage à l'épaisseur critique est caractérisé par l'apparition d'un coefficient  $k$  non nul, d'où le résultat.

Cette discontinuité a été calculée et vaut  $3/2$ .

Nous allons montrer maintenant comment nos mesures confirment ces résultats théoriques. Une étude de la variation de l'impédance de surface en fonction de l'angle entre le champ et la surface du film a été traitée dans le travail de WAYSAND 1972, nos expériences servant d'appui expérimental, et ne sera pas reprise ici.

### III.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### III.2. a - Echantillons

Nous avons essentiellement étudié les films de Plomb-Indium fabriqués à ORSAY. Ces films sont obtenus par évaporation sous vide sur un support de quartz. Les épaisseurs des dépôts sont mesurées au microscope optique muni d'un interféromètre NOMARSKI. Les résultats obtenus ainsi le sont à  $\pm 100 \text{ \AA}$  pour des films d'épaisseur supérieure à  $800 \text{ \AA}$ .

On peut aussi calculer l'épaisseur des films en utilisant les mesures faites près de  $T_c$ , quand le film est très mince par rapport à  $\lambda(t)$ .

$$d = \left( \frac{6 \phi_0 H_{c2}}{\pi H_{//}^2} \right)^{1/2}$$

où  $\phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ G.cm}^2$  est le quantum de flux.

$H_{c2}$  est le champ critique en champ perpendiculaire  
 $H$  est le champ critique en champ parallèle.

Un bon accord entre ces 2 déterminations de l'épaisseur du film nous permet de garantir la qualité de celui-ci (typiquement l'accord obtenu pour nos films est de  $\pm 100 \text{ \AA}$  pour des épaisseurs allant de  $800$  à  $3000 \text{ \AA}$ ).

#### III.2. b - Variations de $\xi$ et $h$

Nous avons déterminé expérimentalement la courbe  $\xi = \xi(h)$  pour différents films. Pour pouvoir mettre en évidence la partie correspondant à des films minces ( $\frac{H}{H_{c2}} > 1,69$ ), sans

pour cela être trop près de  $T_c$ , il faut partir de films relativement minces. Nous avons utilisé un film de  $Pb_{80}In_{20}$  d'épaisseur  $2100\text{Å}$  et un film de  $Pb_{95,4}In_{4,6}$  d'épaisseur  $860\text{Å}$ . La figure (46) montre pour le film d'épaisseur  $860\text{Å}$ , les variations de  $H$  et  $H_{c2}$  en fonction de la température.

BURGER et al 1965, ont montré que près de  $T_c$   $H_{c2}$  variait comme  $1-t$  alors que  $H$  variait comme  $(1-t)^{1/2}$  lorsque  $\zeta(T) > d$ . Nous voyons que ces résultats sont nettement confirmés par nos mesures. A partir de  $H_{c2}$ , on peut déterminer la longueur  $\zeta(t)$

$$H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi \zeta^2(t)}$$

d'où 
$$\zeta(t) = \left( \frac{\phi_0}{2\pi H_{c2}(t)} \right)^{1/2}$$

Pour notre alliage, on a  $\zeta(t) = 310 (1-t)^{-1/2} \text{Å}$  pour  $t > 0,5$ . En champ parallèle, lorsque le film est mince ( $d < 18\zeta(t)$ ) BURGER et al 1965 ont montré que

$$H = \sqrt{12} \frac{\phi_0}{2\pi \zeta(t) d}$$

d'où on peut tirer 
$$d = \left( \frac{6\phi_0 H_{c2}}{\pi H^2} \right)^{1/2}$$

expression qui, nous l'avons vu, permet de déterminer l'épaisseur du film.

La figure (47) montre la courbe universelle  $\xi = \xi(h)$  obtenue à partir des 2 alliages précédents. Les différents points de cette courbe sont obtenus en faisant varier la température, donc la longueur de cohérence  $\zeta(t)$ .

On voit que l'accord obtenu avec la courbe théorique de  $S^t$ . JAMES est très bon. Pour  $\frac{\xi}{h} = \frac{1}{2}$  on a apparition de la première rangée de vortex dans le film et on arrive alors rapidement au régime massif où  $\frac{\xi}{h} = \frac{1}{1,69}$ .

On remarque que très près de  $T_c$  où les films sont minces, on peut approximer la courbe à une parabole  $h^2=3$

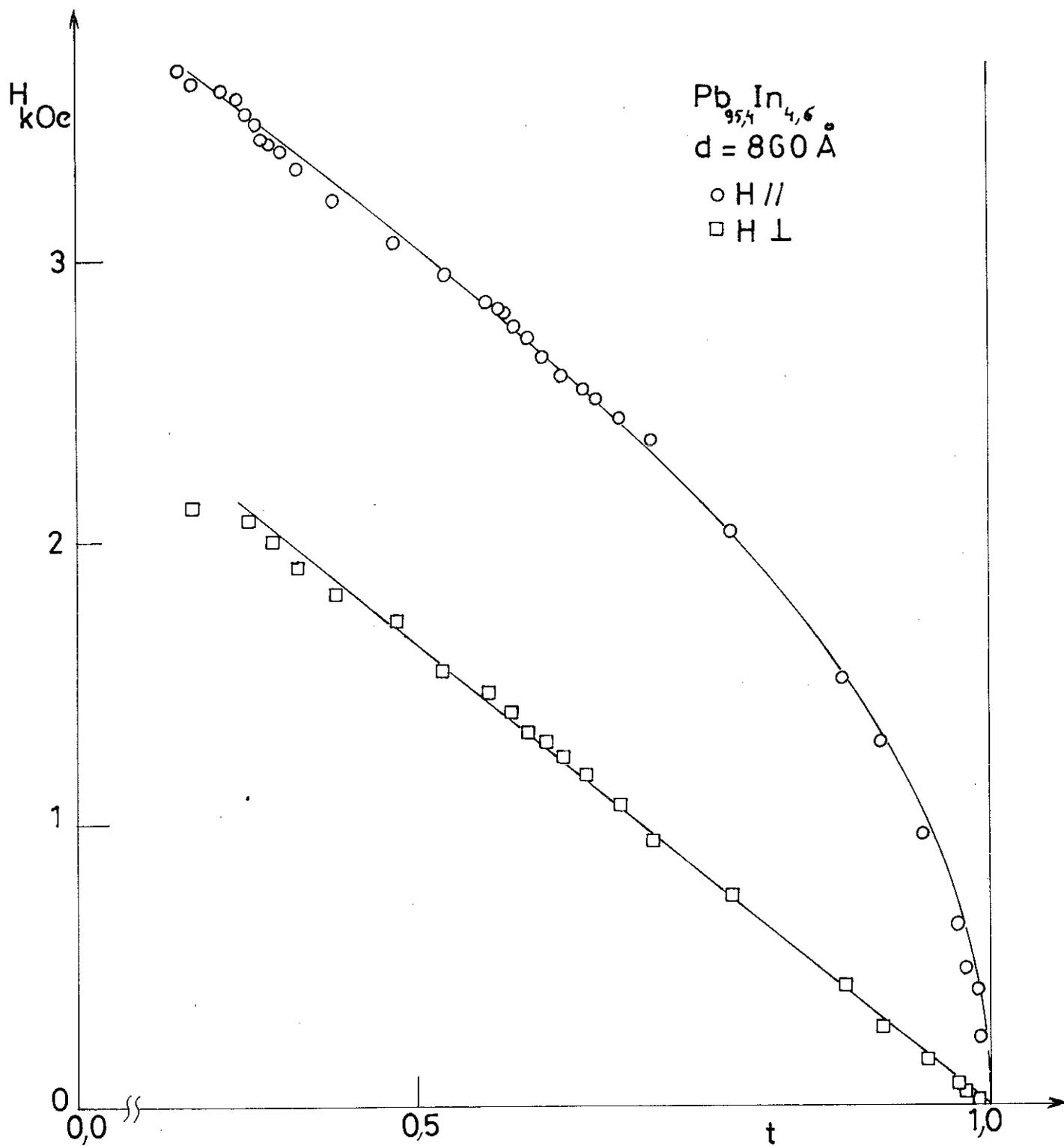


Fig:46

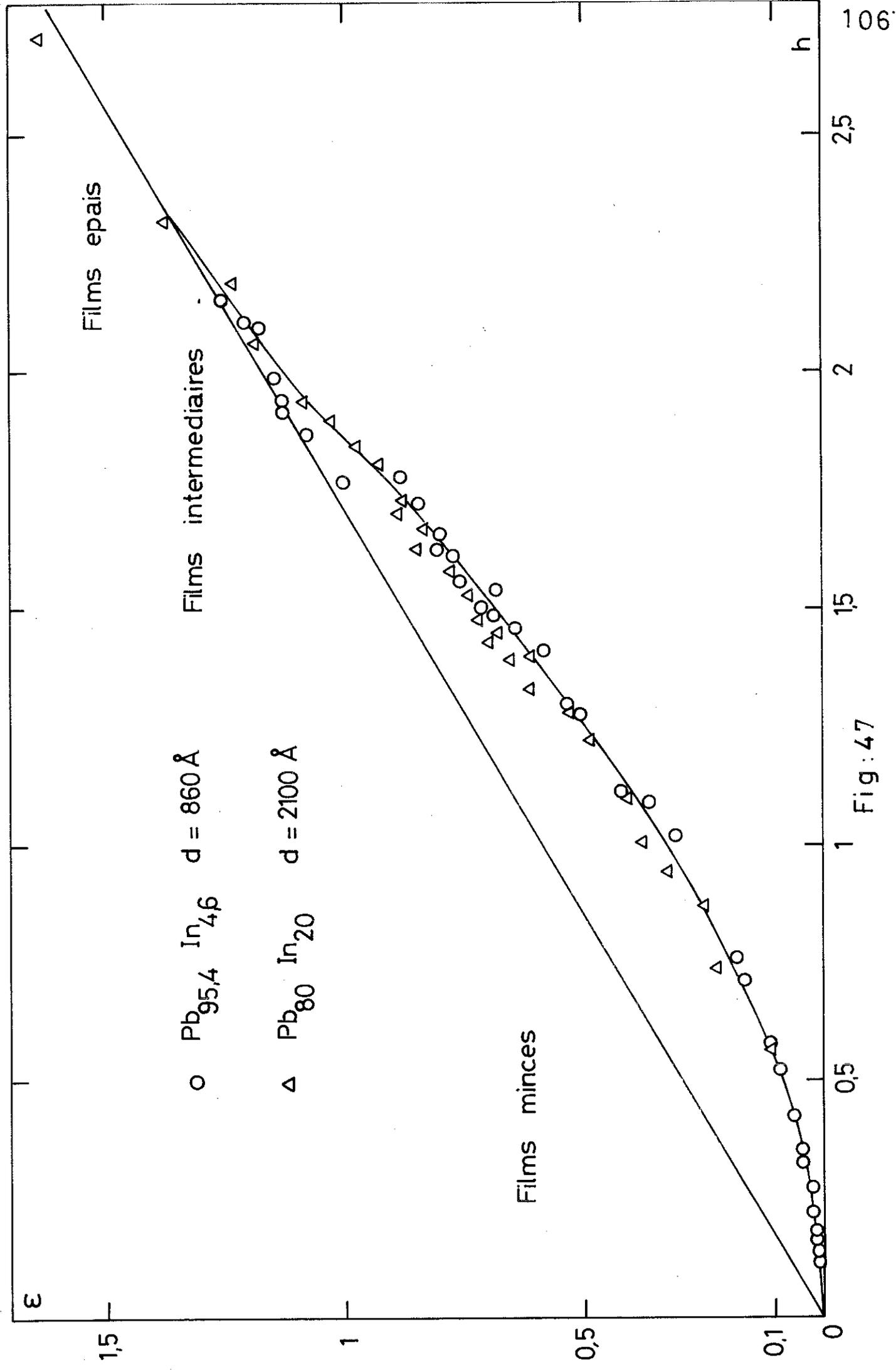


Fig:47

III-2 - c - Etude de  $s_3(t)$ 

La difficulté de cette étude réside dans la détermination de la pente  $\frac{\delta R}{\delta H}$  au voisinage de  $H_c$ . Notre première idée a été de dépouiller les courbes expérimentales dans la partie linéaire de la courbe  $R/R_n = f(H)$ , comme nous le faisons pour les échantillons massifs. Nous obtenons alors, sauf près de  $T_c$ , une courbe ayant la même allure que pour un échantillon massif. Une remarque a alors été faite sur l'allure des courbes au passage à la transition due à la première entrée des vortex. La figure (48) montre que nous avons une déformation de  $R/R_n = f(H)$  au proche voisinage de  $H_c$ . On a été alors amené à dépouiller très près du champ critique en choisissant un critère de dépouillement. Sur la figure (49) on montre les résultats obtenus en dépouillant d'une part, dans la partie linéaire de la courbe et d'autre part en prenant pour la pente la droite joignant les points  $R=R_n$  et  $R=0,94 R_n$ . Ainsi on obtient une discontinuité dans la courbe  $s_3 \perp (t)$  mais ce mode de dépouillement est peu satisfaisant car il arrive que cette pente arbitraire devienne une sécante de la courbe au voisinage de  $H_c$  et ne donne plus un véritable  $\frac{\delta R}{\delta H}$ . On a été amené alors à dépouiller à  $0,97 R_n$  (figure (50)) afin de mieux approcher le véritable  $\left. \frac{\delta R}{\delta H} \right|_{H=H_c}$ . Nous observons toujours la cassure de  $3/2$  pour une température très peu différente de celle obtenue sur la figure (49). La figure (51) montre le même dépouillement à  $0,97 R_n$  pour l'échantillon d'épaisseur  $2100 \text{ \AA}$ . On observe toujours la discontinuité de  $3/2$  mais le film étant plus épais, la température de première entrée de vortex est relativement proche de la température critique. On vérifie, en utilisant les relations

$$\frac{H_c}{H_c} = 2 \quad , \quad H_c = \frac{\phi_0}{2\pi \zeta^2} \quad \text{que}$$

la température à laquelle on observe cette discontinuité est bien celle de l'apparition des vortex où

$$d_c = 1,8 \zeta(t)$$

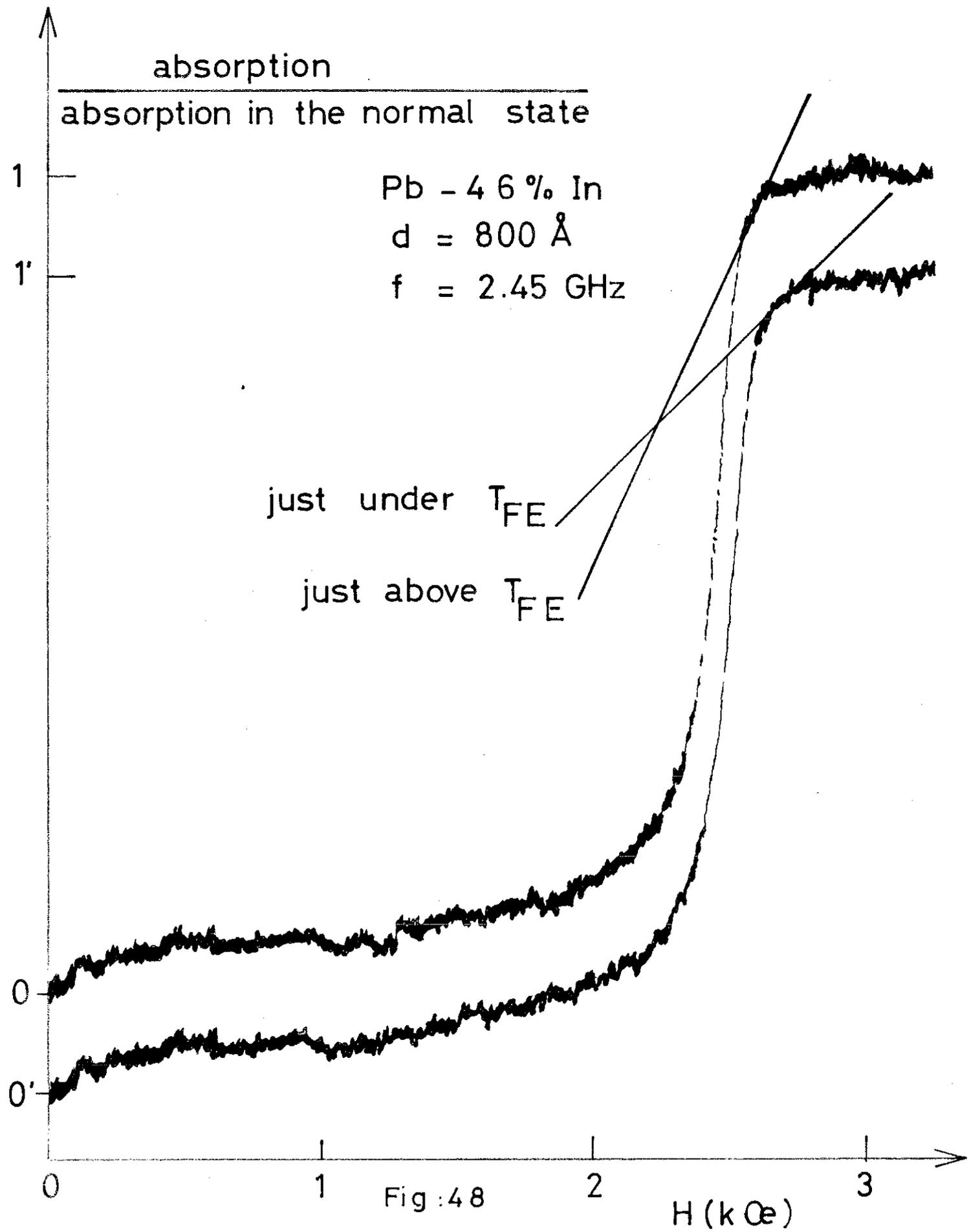


Fig :48

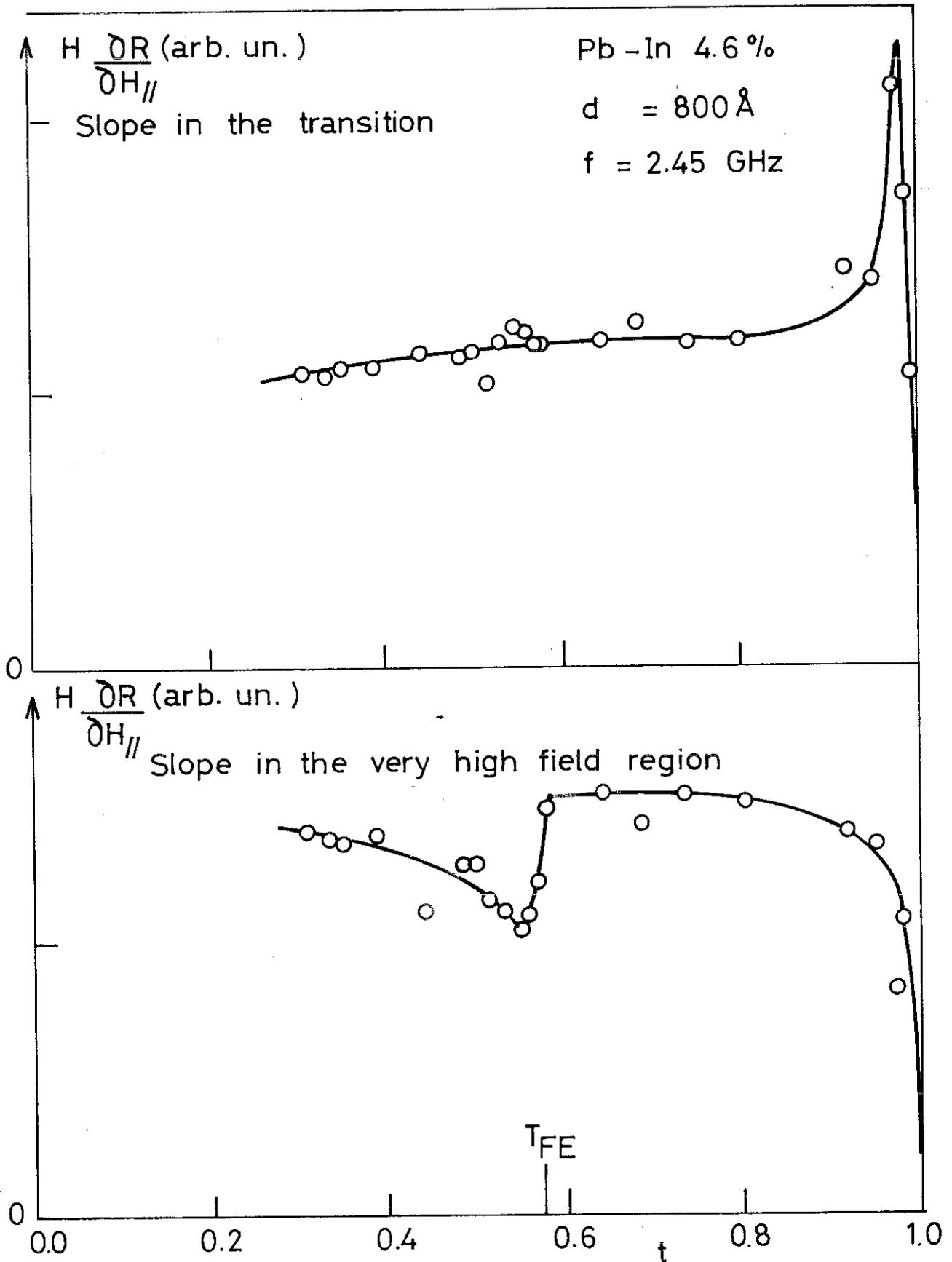
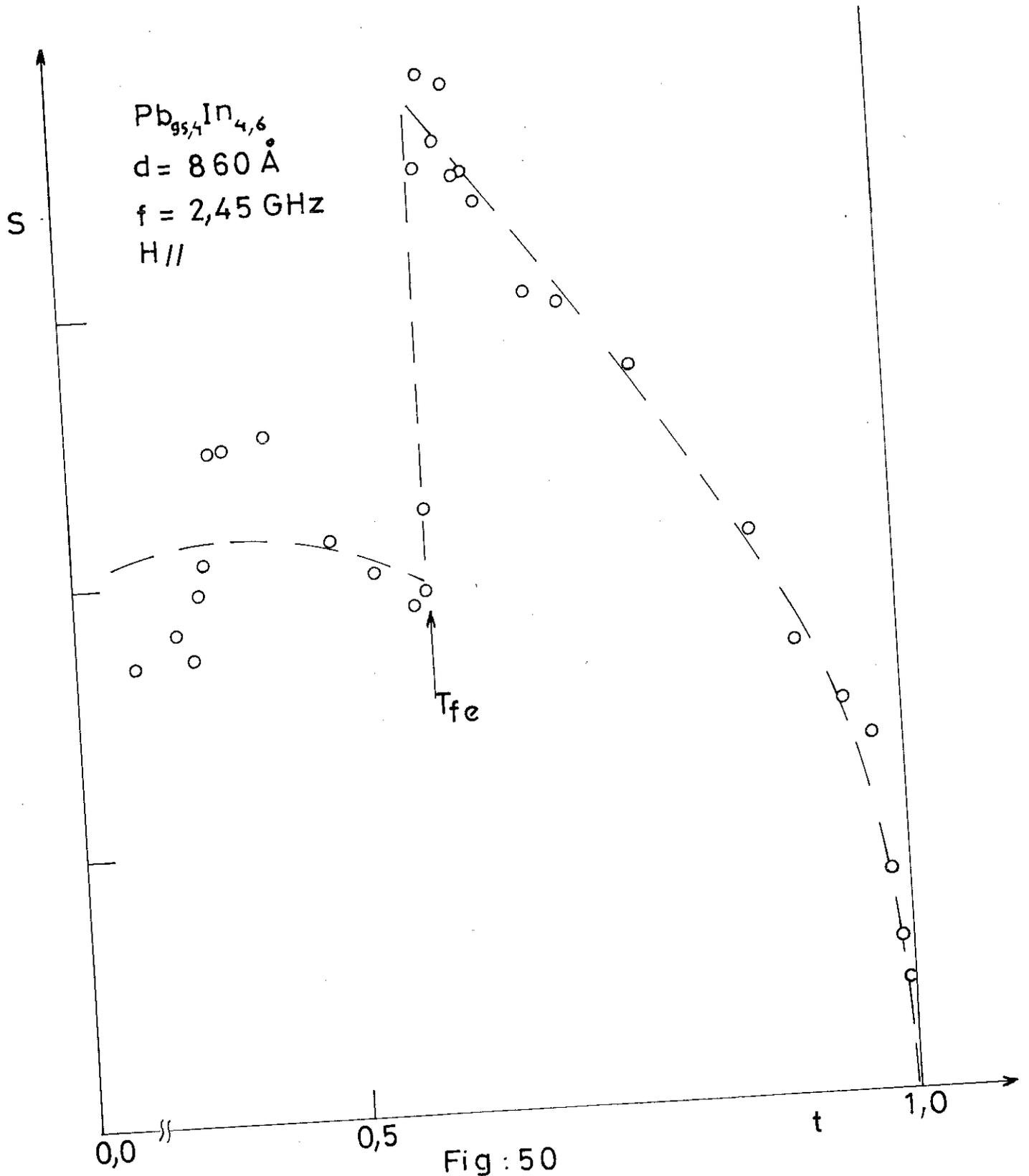


Fig : 49



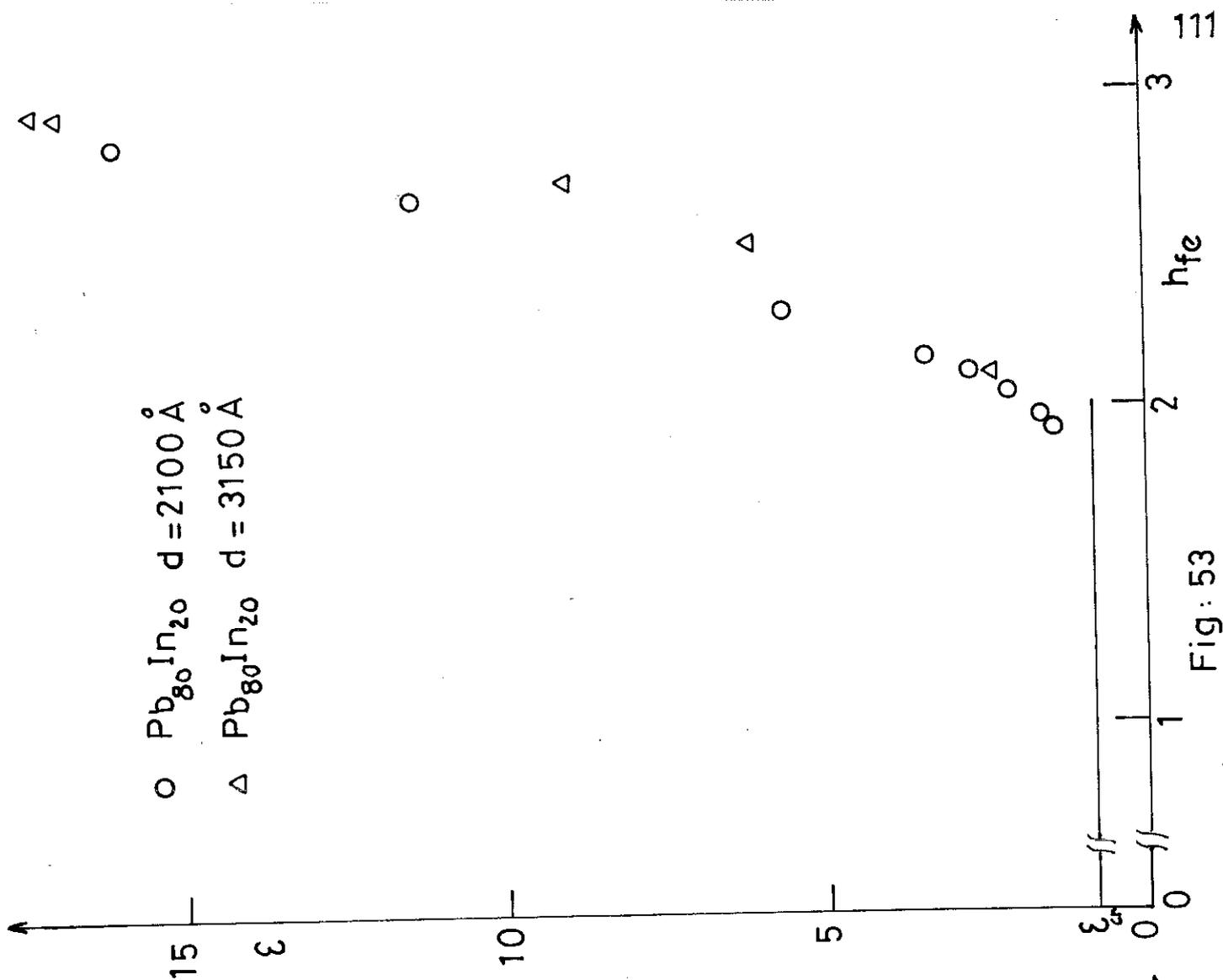


Fig: 53

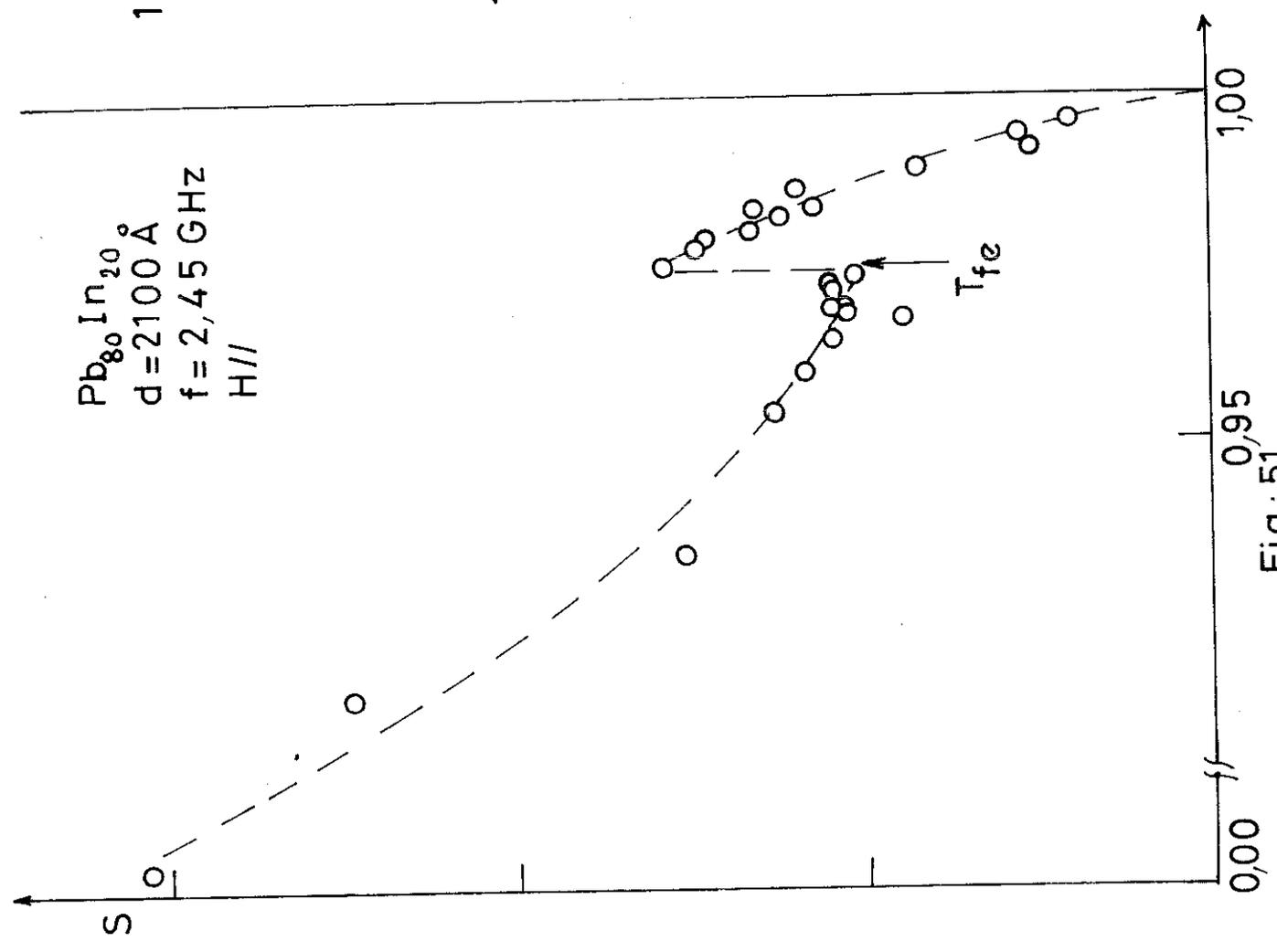


Fig: 51

### III.2. - d - Champs d'entrée des vortex

Nous avons mis en évidence la discontinuité dans la pente  $s_3 \perp(t)$  qui apparaît lors de l'entrée des vortex dans le film. Lorsque l'on dépasse la température de première entrée des vortex, on voit apparaître, pour le champ de première entrée une bosse sur les courbes  $R/R_n = f(H)$ . Cette bosse évolue avec la température comme la montre la figure (56). Sur la figure<sup>53</sup>, nous avons tracé pour 2 échantillons 
$$h_{FE} = \frac{2\pi a^2}{\phi_0} H_{FE}$$
 en fonction de  $\xi$ . Il semble que cette courbe, de même que la courbe  $\xi(h)$  soit une courbe universelle. Ces champs de première entrée ont été détectés par effet tunnel. SUTTON, 1966 a non seulement détecté l'entrée de la première ligne de vortex mais aussi la deuxième et troisième ligne de vortex dans le cas où  $H$  est très strictement parallèle à la surface. Nous pouvons aussi de notre côté détecter ces différentes entrées de vortex mais les pics d'absorption causés par ces lignes de vortex sont beaucoup plus visibles lorsque le champ est légèrement décalé par rapport à la surface comme le montre la figure (54).

$Pb_{80}In_{20}$   
 $d = 2100 \text{ \AA}$   
H//

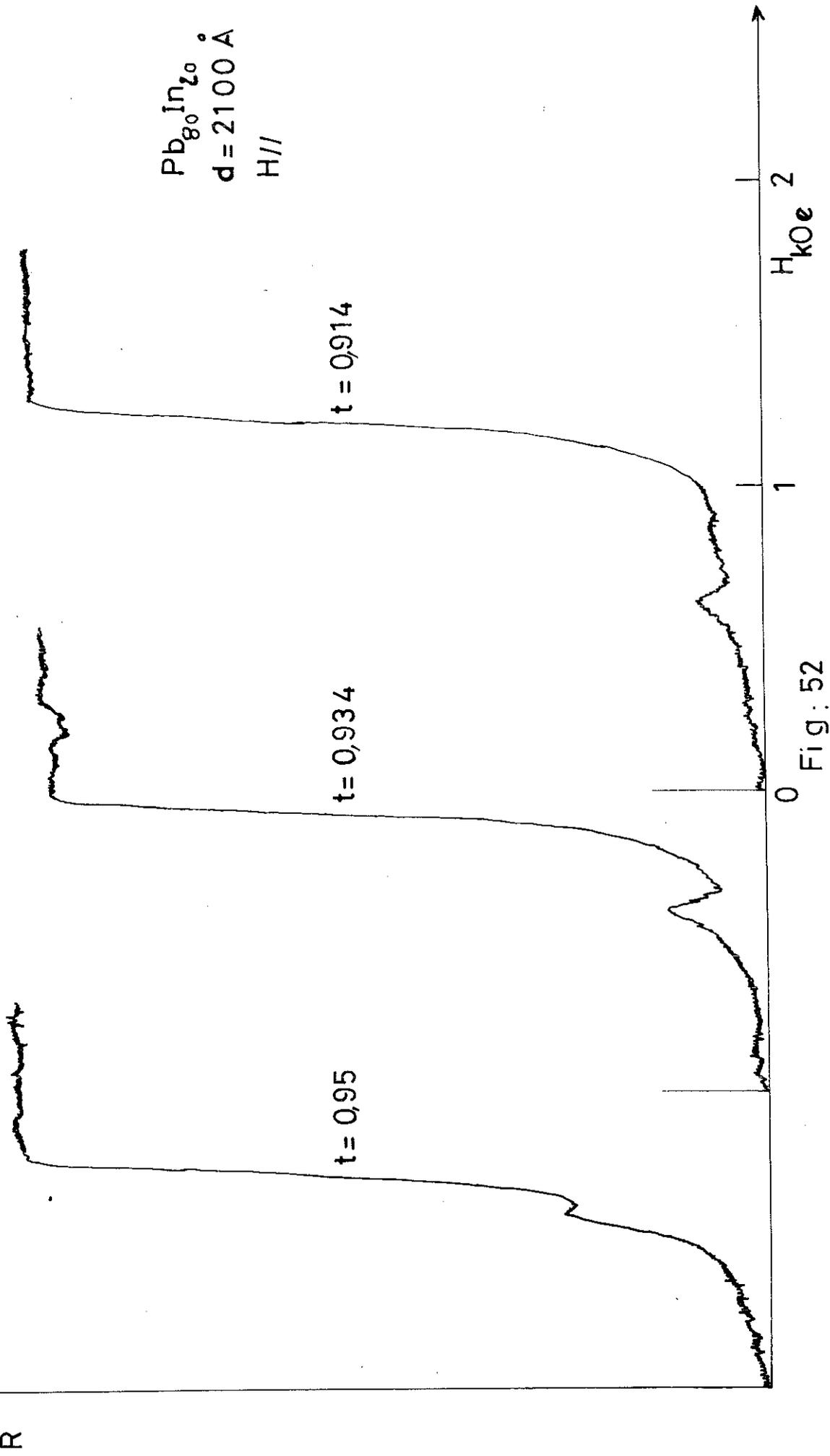


Fig: 52

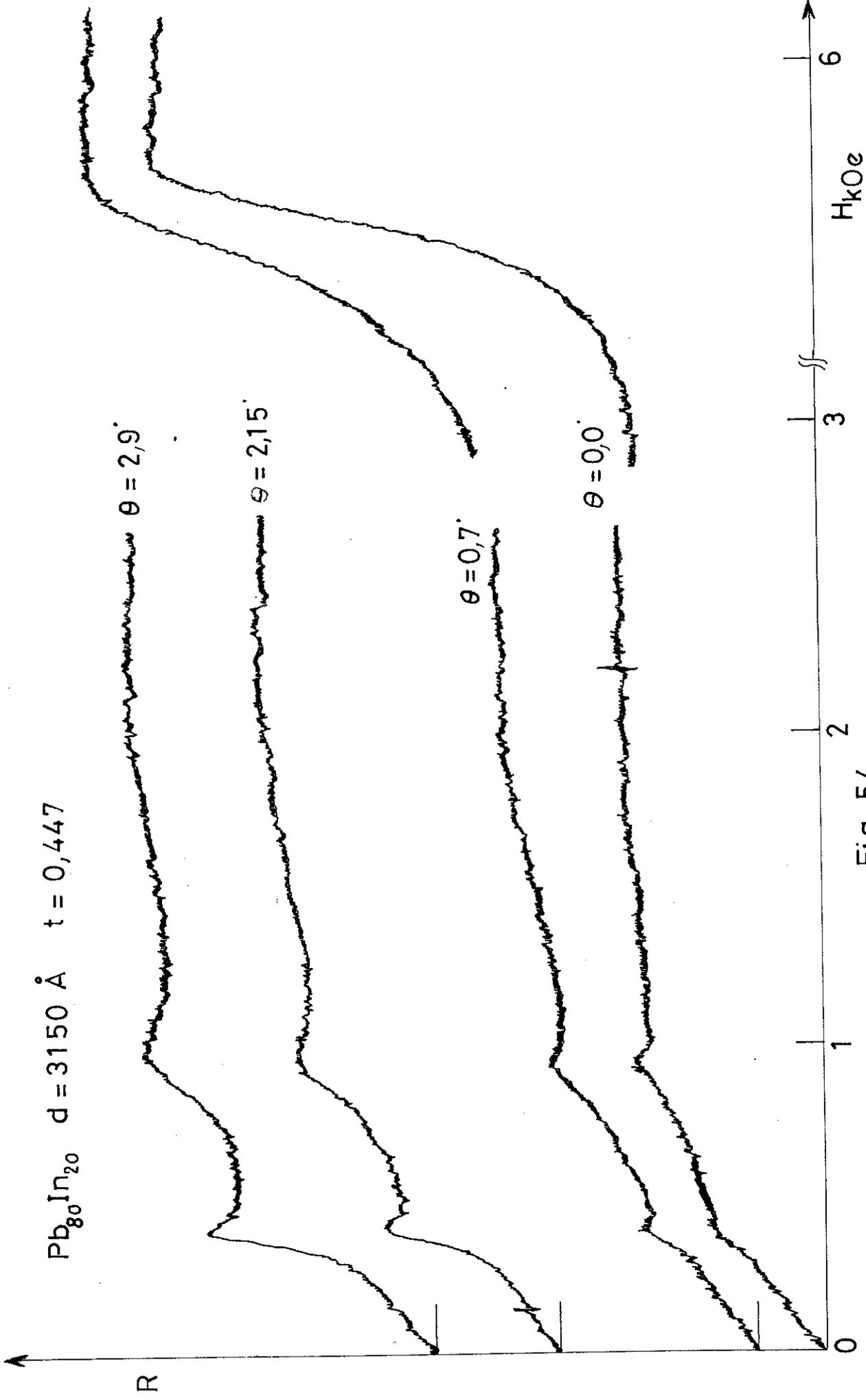


Fig: 54

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

---

Ce travail a permis, en perfectionnant un montage déjà existant, de tracer en continu les courbes d'impédance de surface d'échantillons supraconducteurs. Nous avons vu que les paramètres intéressants font souvent intervenir les dérivées des courbes d'impédance de surface. Il peut être intéressant de modifier légèrement l'électronique, afin d'ajouter un étage dérivateur qui permettrait de lever quelques indéterminations de dépouillement.

Les problèmes d'impédance de surface d'échantillons supraconducteurs massifs ont été étudiés dans les trois orientations et l'accord trouvé avec les théories est satisfaisant, au moins pour les orientations parallèles. Les fluctuations du paramètre d'ordre ont été mises en évidence. Ces fluctuations sont responsables d'une anisotropie de l'impédance de surface qui est constante dans une large gamme de température et vaut 1 pour  $T=T_c$ . Une étude approfondie reste à faire au voisinage de  $T_c$  où les résultats théoriques semblent insuffisants. Il en est de même en champ incliné, où les divergences entre l'expérience et la théorie sont grandes dès que l'angle  $\theta$  n'est plus petit.

En orientation perpendiculaire, on ne pourra conclure de façon nette tant qu'il existera une ambiguïté sur les valeurs de  $K_2(t)$  et plus rien ne semble à faire dans ce domaine.

L'étude des films a permis de mettre en évidence l'existence de l'épaisseur critique  $d_c = 1,8 \lambda(t)$  qui provoque une discontinuité dans l'adsorption, et de trouver la courbe universelle  $\xi(h)$  de St. JAMES. Ces résultats n'avaient été trouvés jusqu'à présent que par effet tunnel et sont maintenant confirmés par nos mesures d'impédance de surface à 2,4 GHz.

En dehors des alliages binaires classiques, sujet qui semble sur le point de s'épuiser, un large champ d'étude reste ouvert à nos montages expérimentaux, que ce soit sur les films, où l'étude faite en champ incliné par WAYSAND n'est pas encore bien comprise, où sur les structures supraconductrices inhomogènes (impuretés magnétiques, structures lamellaires....).

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

---

- ABRIKOSOV (A.A.) 1957  
Sov. Phys. J.E.T.P. 5, 1174
- ALLAIN (J.L.) Thèse GRENOBLE
- BAIXERAS (J), BODIN (C) 1972  
J. de Physique 33, 407
- BARDEEN (J), COOPER (LN), SCHRIEFFER (J.R) 1957  
Phys. Rev. 108, 1175
- BIONDI (M.A), GARFUNKEL (M.P) 1959  
Phys. Rev. 116, 853
- BRUYNSERAEDE (Y), GORLE (D), LEROY (D), MORIGNOT (P) 1971  
Physica 54, 137
- BURGER (J.P), DEUTSCHER (G), GUYON (E), MARTINET (A) 1965  
Phys. Lett. 16, 220
- CARDONA (M), FISCHER (G), ROSENBLUM (B) 1964  
Phys. Rev. Lett. 12, 101
- CAROLI (C), MAKI (K), 1967  
Phys. Rev. 159, 306  
Phys. Rev. 159, 316  
Phys. Rev. 164, 591
- DE GENNES (P), 1964  
Phys. Mat. Cond, 3, 79
- EILEN BERGER (G) 1967  
Phys. Rev. 153, 584

- ESSMANN (U), TRAUBLE (H) 1967  
Phys. Lett. 24A, 526
- FARRELL (D.E), CHANDRASEKHAR (B.S), CULBERT (H.V) 1969  
Phys. Rev. 177, 694
- FAWCETT (E) Proc. Roy. Soc. A 232, 159
- FINK (H.J.), KESSINGER (R.D.) 1967  
Phys. Lett. 25A, 357
- FISCHER (G) 1970  
Symposium de St. Hilaire - QUEBEC
- FISCHER (G), MAKI (K) 1968  
Phys. Rev. 176, 581  
1969  
Phys. Rev. 184, 472
- FISCHER (G), M<sup>C</sup> CONNELL (RD), MONCEAU (P), MAKI (K) 1970  
Phys. Rev. B<sub>1</sub> 2134  
1970  
Phys. Rev. B<sub>2</sub> 2817
- FRENCH (R.A), LOWELL (J) 1968  
Phys. Rev. 173, 504
- GILCHRIST (J.le G. ) 1966  
Proc. Roy. Soc. A 295, 399
- GILCHRIST (J.le G), MONCEAU (P) 1968  
Phil. Mag. 18, 237
- GORKOV (L.P) 1959  
Sov. Phys. J.E.T.P. 9, 1364  
1972  
Proceedings of LT 13 - BOULDER
- GUYON (E), MEUNIER (F), THOMPSON (R.S) 1967  
Phys. Rev. 156, 452

- HAHN (H), HALAMA (H.J), FOSTER (E.H) 1968  
J. of Appl. Phys. 39, 2606
- HARPER (F.E), TINKHAM (M) 1968  
Phys. Rev. 172, 441
- KIM (Y.B.), HEMPSTEAD (F), STRNAD (A.R.) 1962  
Phys. Rev. Lett. 9, 306
- KLEINER (W.H), ROTH (L.M), AUTLER (S.H) 1964  
Phys. Rev. 133, 1226
- KULIK (I.D.) 1969  
Sov. Phys. J.E.T.P. 28, 461
- LONDON (F et H) 1935  
Proc. Roy. Soc. A 149, 71
- MAKI (K) 1964 Physics 1, 21  
1968  
Prog. Theor. Phys. (Kyoto) 39, 1165  
1969  
Superconductivity édité chez PARKS p. 1035  
1971  
Phys. of Quantum Fluids 1970 - TOKYO édité  
par KUBU-TAKANO p. 117  
1972  
Communication privée.
- MAZUER (J), BRUNET (Y), GILCHRIST (J. le G.), MONCEAU (P),  
ODIN (J), 1971  
Rev. de Phys. App. 6, 377
- Mc LEAN (W.L) 1962  
Proc. Phys. Soc. (LONDON) 79, 572
- MONCEAU (P) 1970  
Thèse GRENOBLE

PEDERSEN (R.J) KIM (Y.B.), THOMPSON (R.S), 1972 à paraitre

PIPPARD (A.B.) 1947

Proc. Roy. Soc. (LONDON) A191, 399

1953

Proc. Roy. Soc. A 216, 547

ROTHWARF (A), GITTLEMAN (J.J), ROSENBLUM (B), 1967

Phys. Rev. 155, 370

SALCE (B) 1970

Thèse GRENOBLE

SCHAWLOW (A.L), DELVIN (G.E.) 1959

Phys. Rev. 113, 120

SCHMIDT (A) 1966

Phys. Mat. Cond. 5, 302

St. JAMES (D) 1965

Phys. Lett. 16, 218

St. JAMES (D), DE GENNES (P), 1963

Phys. Lett. 7, 306

St. JAMES (D), SARMA (G) 1966

Type II Superconductivity édité chez  
PERGAMON-PRESS

SUTTON (J) 1966

Proc. Phys. Soc. 87, 791

THOMPSON (R.S.) 1970

Phys. Rev. B<sub>1</sub>, 327

1971

Phys. Rev. B<sub>3</sub>, 1617

TINKHAM (M) 1962

Low Temp. Phys. p. 149

édité chez GORDON-BREACH (N.Y.)

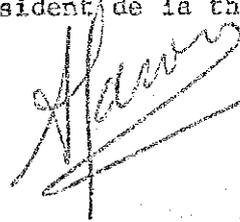
- TINKHAM (M), WHITE (R,H) 1964  
Phys. Rev. 136 A, 203
- TURNAURE (J.P), WEISSMAN (I) , 1968  
J. of Appl. Phys. 39, 4417
- WALDRAM (JR) 1964  
Adv. in Phys. 13, 1
- WAYSAND (G) 1972  
Thèse - ORSAY
- YAMAFUJI (K), KUSAYANAGI (E), IRIE 1966  
Phys. Lett. 21, 11
- ZEMON (SA), BOORSE (HA), 1966  
Phys. Rev. 146, 309.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 20 - 10 - 72

le Président de la thèse



VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université  
Scientifique et Médicale

