

T H E S E

T0358
1966/3°C

présentée à la Faculté des Sciences de GRENOBLE
pour l'Obtention du Grade de Docteur en 3ème Cycle
Mention Thermodynamique

par

J.C. VALLIER

LE COMPORTEMENT DE QUELQUES SUPRACONDUCTEURS
DE DEUXIEME ESPECE EN CHAMP MAGNETIQUE PULSE

Soutenue le Juin 1966
devant la Commission d'Examen :

Messieurs	L. WEIL	)	Président
	B.B. GOODMAN	}	Examineurs
	A. LACAZE		

-oOo-

LISTE DES PROFESSEURS

DOYENS HONORAIRES

M. FORTRAT P.

M. MORET L.

DOYEN

M. WEIL L.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	NEEL L.	MAGNETISME ET PHYSIQUE DU SOLIDE
	HEILMANN R.	CHIMIE ORGANIQUE
	KRAVTCHENKO J.	MECANIQUE RATIONNELLE
	CHABAUTY C.	CALCUL DIFFERENTIEL DET INTEGRAL
	PARDE M.	POTAMOLOGIE
	BENOIT J.	RADIOELECTRICITE
	CHENE M.	CHIMIE PAPETIERE
	BESSON J.	ELECTROCHIMIE
	WEIL L.	THERMODYNAMIQUE
	FELICI N.	ELECTROSTATIQUE
	KUNTZMANN J.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	BARBIER R.	GEOLOGIE APPLIQUEE
	SANTON L.	MECANIQUE DES FLUIDES
	OZENDA P.	BOTANIQUE
	FALLOT M.	PHYSIQUE INDUSTRIELLE
	GALVANI O.	MATHEMATIQUES
	MOUSSA A.	CHIMIE NUCLEAIRE
	TRAYNARD P.	CHIMIE
	SOUTIF M.	PHYSIQUE
	CRAYA A.	HYDRODYNAMIQUE
	REULOS R.	THEORIE DES CHAMPS
	AYANT Y.	PHYSIQUE APPROFONDIE
	GALLISSOT F.	MATHEMATIQUES
Mle	LUTZ E.	MATHEMATIQUES
	BLAMBERT M.	MATHEMATIQUES
	BOUCHEZ R.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
	LLIBOUTRY L.	GEOPHYSIQUE
	MICHEL R.	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
	BONNIER E.	ELECTROCHIMIE
	DESSAUX G.	PHYSIOLOGIE ANIMALE
	PILLET E.	ELECTROTECHNIQUE
	DEBELMAS J.	GEOLOGIE
	GERBER R.	MATHEMATIQUES
	PAUTHENET R.	ELECTROTECHNIQUE
	VAUQUOIS B.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	SILBER R.	MECANIQUE DES FLUIDES
	BARBIER J.C.	PHYSIQUE
	KOSZUL J.L.	MATHEMATIQUES
	BUYLE-BODIN M.	ELECTRONIQUE

	DREYFUS B.	THERMODYNAMIQUE
	KLEIN J.	MATHEMATIQUES
	VAILLANT F.	ZOOLOGIE
	ARNAUD P.	CHIMIE
	SENGEL P.	ZOOLOGIE
	BARJON R.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
	BRISSONNEAU P.	PHYSIQUE
Meme	KOFLER L.	BOTANIQUE
	BARNOUD F.	BIO-SYNTHESE DE LA CELLULOSE
	GAGNAIRE D.	CHIMIE PHYSIQUE
	GIRAUD P.	GEOLOGIE
	GIDON P.	GEOLOGIE ET MINERALOGIE
	PERRET R.	SERVOMECHANISMES
Meme	BARBIER M.J.	ELECTROCHIMIE
Meme	SOUTIF J.	PHYSIQUE
	COHEN J.	ELECTROTECHNIQUE
	DEPASSEL R.	MECANIQUE
	ANGLAS D'AUPIAC	MECANIQUE DES FLUIDES
	DUCROS P.	MINERALOGIE ET CRISTALLOGRAPHIE
	GASTINEL A.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	CLENAT R.	CHIMIE
	LACAZE A.	THERMODYNAMIQUE
	BARRA J.	MATHEMATIQUES APPLIQUEES
	COUMES A.	ELECTRONIQUE
	DEGRANGE C.	ZOOLOGIE
	PEBAY-PEROULA	PHYSIQUE
	PERRIAUX J.	GEOLOGIE
	RASSAT A.	CHIMIE SYSTEMATIQUE
	ROBERT A.	CHIMIE PAPETIERE

PROFESSEURS ASSOCIES	MM.	NAPP-ZINN	BOTANIQUE
		DUTTON G.	BIOSYNTHESE
		MATSUSHIMA Y.	MATHEMATIQUES PURES

MAITRES DE CONFERENCES	MM.	BIAREZ J.P.	MECANIQUE PHYSIQUE
		DODU J.	MECANIQUE DES FLUIDES
		HACQUES G.	CALCUL NUMERIQUE
		LANCIA R.	PHYSIQUE AUTOMATIQUE
Meme		KAHANE J.	PHYSIQUE
		POLOUJADOFF M.	ELECTROTECHNIQUE
		DEPOMMIER P.	PHYSIQUE NUCLEAIRE
		DEPORTES C.	CHIMIE

Meme BOUCHE L. MATHEMATIQUES
 SARROT-REYNAULD GEOLOGIE
 CAUQUIS G. CHIMIE GENERALE
 BONNET G. PHYSIQUE EXPERIMENTALE
 BONNIER M.J. CHIMIE
 KAHANE A. PHYSIQUE GENERALE
 DOLIQUE J.M. ELECTRONIQUE
 BRIERE C. PHYSIQUE EXPERIMENTALE
 DESRE P. METALLURGIE
 LAJZEROWICZ J. PHYSIQUE GENERALE
 VALENTIN P. PHYSIQUE GENERALE
 BERTRANDIAS J.P. MATHEMATIQUES APPLIQUEES
 BONNETAIN L. CHIMIE MINERALE
 LAURENT P. MATHEMATIQUES APPLIQUEES
 CAUBET J.P. MATHEMATIQUES PURES
 PAYAN J.J. MATHEMATIQUES
 Meme BERTRANDIAS F. MATHEMATIQUES PURES
 FONTANCES R. PHYSIOLOGIE ANIMALE
 LONGUEUE J.P. PHYSIQUE
 NIVAT M. MATHEMATIQUES APPLIQUEES
 SOHM J.C. ELECTROCHIMIE
 ZADWORNÝ F. PHYSIQUE

MAITRES DE CONFERENCE ASSOCIES

MM. REDELLI GEOLOGIE
 KEYSTON J. THERMODYNAMIQUE
 WAKIYAMA T. PHYSIQUE DU SOLIDE.

Les recherches qui font l'objet de cet ouvrage
ont été effectuées à l'aide d'un contrat de la
Direction des Recherches et Moyens d'Essais.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur WEIL qui m'a accueilli dans son laboratoire.

Je suis très reconnaissant à Monsieur GOODMAN, Directeur de Recherches, de l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur LCAZE dont les conseils ont été pour moi très précieux.

Que Monsieur LECOMTE, Ingénieur C.E.A., trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour l'appui amical qu'il a bien voulu m'accorder.

Je voudrais également remercier mes camarades de travail de l'aide technique et morale qu'ils m'ont tous apportée.

J.C. VALLIER

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

Introduction	1
Chapitre I : Les supraconducteurs à champ critique élevé.....	3
Chapitre II: L'appareillage expérimental.....	9
1°/ Appareillage de production de champs magnétiques pulsés.....	9
2°/ Alimentation des échantillons.....	19
3°/ Le dispositif de mesure des transitions..	20
4°/ Les cryostats.....	21
Chapitre III : Résultats Expérimentaux.....	22
1°/ Expériences préliminaires.....	22
2°/ 2ème série d'expériences.....	25
3°/ Discussion des résultats.....	35
Conclusion	41
Annexe I.....	43
Annexe II.....	47
Annexe III.....	50
Références bibliographiques.....	53

INTRODUCTION

La résistivité de certains matériaux métalliques peut prendre une valeur pratiquement nulle lorsque leur température devient voisine de 0°K. Kamerlingh Onnes (1,2) met ce phénomène en évidence en 1911, et il signale peu après (3) que l'on pourra probablement réaliser des champs magnétiques très élevés à l'aide de ces matériaux, appelés supraconducteurs. Ainsi, de Haas et Voogd (4,5) essaient de produire un champ magnétique au centre d'un solénoïde fait de fil de Pb-Bi ; cet alliage pour être rendu normal doit être soumis à un champ de l'ordre de 20 kilooersteds ; cependant, leur expérience, qui a lieu en 1931, échoue. C'est seulement en 1955 qu'Yntema (6) obtiendra un champ magnétique de 7 kilooersteds au centre d'un solénoïde en fil de niobium. Autler (7,8) parviendra peu après à des performances du même ordre, avec du fil de niobium également. Mais c'est à Künzler (9) que l'on doit la mise au point des premiers alliages Nb-Zr ; ceux-ci peuvent, sans redevenir normaux, transporter des densités de courant de l'ordre de 10^5 Acm^{-2} tout en étant soumis à des champs magnétiques de plusieurs dizaines de milliers d'oersteds. Avec l'alliage Nb-Zr, commercialisé sous forme de fil, des champs magnétiques de 50 à 60 koe sont bientôt produits (10).

1

La recherche et l'étude de matériaux ayant des propriétés supraconductrices aussi remarquables que celles de l'alliage Nb-Zr exige la production de champs magnétiques très élevés. Künzler utilisait pour sa part, une installation capable de produire des champs magnétiques continus de 88 koe à partir d'une puissance électrique supérieure à 1 mégawatt. Aussi, nous sommes nous demandé si l'étude d'alliages supraconducteurs soumis à des champs magnétiques pulsés n'apporterait pas des informations équivalentes à celles que l'on peut retirer d'une étude en champ continu. Pour répondre à cette question, nous avons construit un appareillage de production de champs magnétiques pulsés, et nous avons appliqué les champs magnétiques produits à des échantillons de Nb-Zr et de Nb-Ti dont nous connaissions au préalable le comportement en champ continu. L'objet de cet ouvrage est de décrire l'appareil expérimental réalisé et de donner les résultats auxquels ont conduit nos mesures. Nous verrons que le comportement des échantillons en champ magnétique variable est très différent de ce qu'il est en champ constant, que ce phénomène a très vraisemblablement une origine thermique, et que l'on peut en donner une explication qualitative en accord avec la connaissance que l'on a maintenant de la structure de l'état mixte.

Avant l'exposé de notre travail, nous croyons utile de faire quelques rappels relatifs aux propriétés des matériaux supraconducteurs à champ critique élevé.

LES SUPRACONDUCTEURS A CHAMP CRITIQUE ELEVE

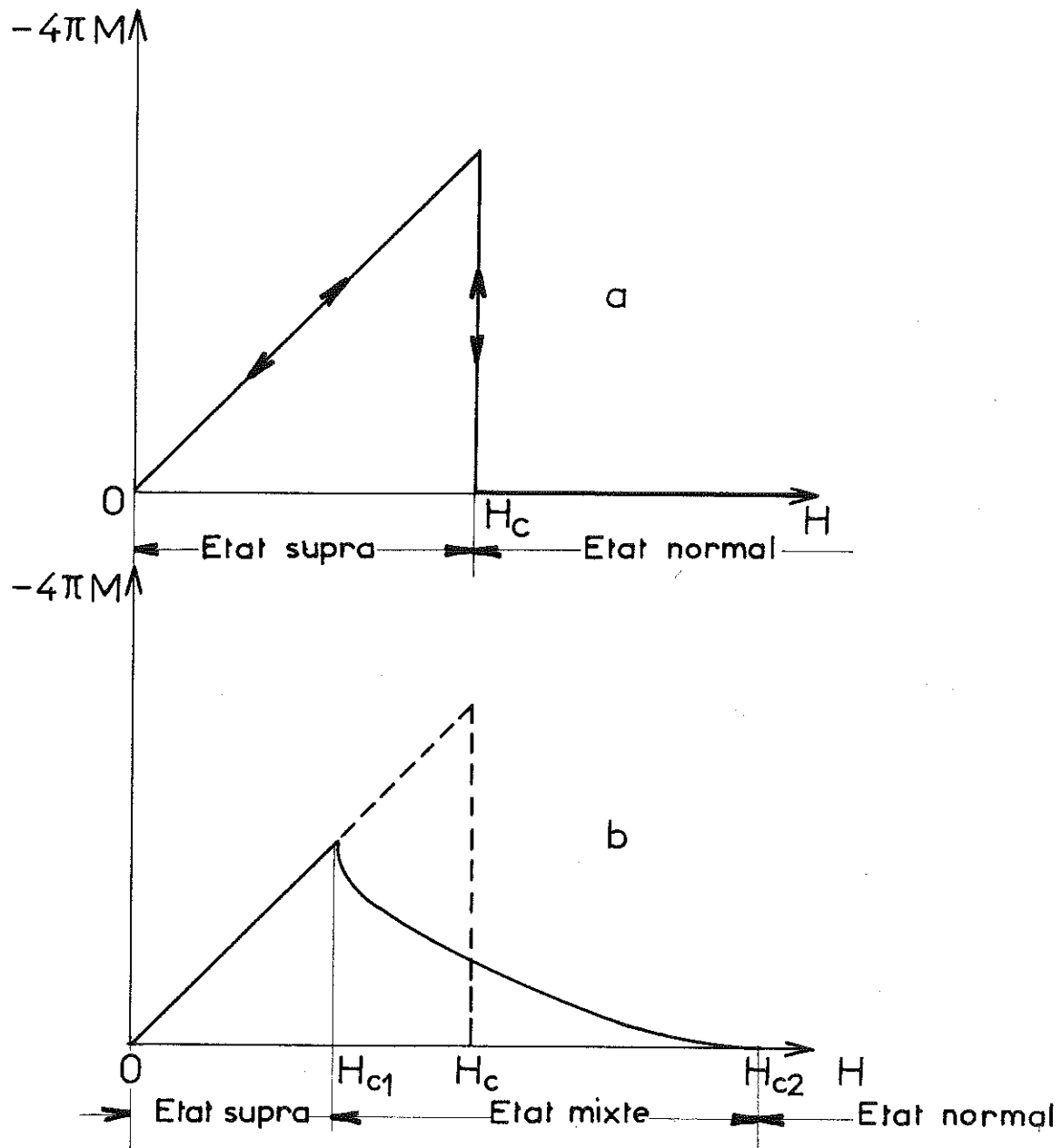
Il existe deux catégories de matériaux supraconducteurs.

1°/ Les supraconducteurs de première espèce ont une courbe d'aimantation identique à celle de la figure 1a. Lorsqu'ils sont soumis à des champs magnétiques inférieurs à une valeur H_c appelée "valeur critique", les supraconducteurs de première espèce sont des diamagnétiques parfaits ; ceci constitue l'effet Meissner (11). Quand le champ appliqué devient supérieur à H_c , le diamagnétisme cesse brutalement et l'état normal se rétablit dans la totalité de l'échantillon. Gorter et Casimir (12) ont proposé un traitement thermodynamique de la transition de phase état supraconducteur-état normal, qui s'applique correctement aux supraconducteurs de première espèce : le champ H_c se calcule à partir de la constante de Sommerfeld et de la température critique de l'échantillon ; ces deux grandeurs sont accessibles lorsque l'on a déterminé la loi de chaleur spécifique du matériau en fonction de la température. On constate que la quantité H_c ainsi calculée et la valeur expérimentale critique définie précédemment sont en excellent accord.

2°/ Les supraconducteurs de deuxième espèce se comportent également en diamagnétiques parfaits, mais seulement lorsqu'ils sont soumis à des champs magnétiques inférieurs à une valeur H_{c1} petite devant la valeur que permet de

./.

Fig: 1



COURBES DE PREMIERE AIMANTATION

a/ pour un supraconducteur de première espèce,

b/ pour un supraconducteur de deuxième espèce.

calculer le raisonnement thermodynamique de Gorter et Casimir. De plus le diamagnétisme ne cesse pas brutalement lorsque le champ atteint la valeur H_{c1} mais décroît progressivement à partir de H_{c1} ; l'aimantation diamagnétique disparaît complètement lorsque le champ appliqué dévient égal à une valeur H_{c2} grande devant H_c . Ce comportement est traduit par la courbe de la figure 1b.

L'existence de deux catégories distinctes de matériaux supraconducteurs apparaît dans les travaux théoriques de Ginzburg et Landau (13) et d'Abrikosov (14). Ces auteurs ont montré qu'un supraconducteur peut être de première ou de deuxième espèce suivant que son énergie de surface est positive ou négative. Le signe de cette énergie de surface dépend d'un paramètre sans dimension χ , lui-même étroitement lié à la profondeur de pénétration de London et à la longueur de cohérence du supraconducteur. Lorsque le paramètre χ est supérieur à $1/\sqrt{2}$, le matériau est un supraconducteur de deuxième espèce ; pour rétablir l'état normal dans un tel matériau, il est nécessaire de lui appliquer un champ magnétique H_{c2} supérieur au champ critique thermodynamique H_c . Abrikosov a suggéré que pour toute valeur de la température inférieure à la température critique, T_c , la relation entre H_{c2} et H_c soit :

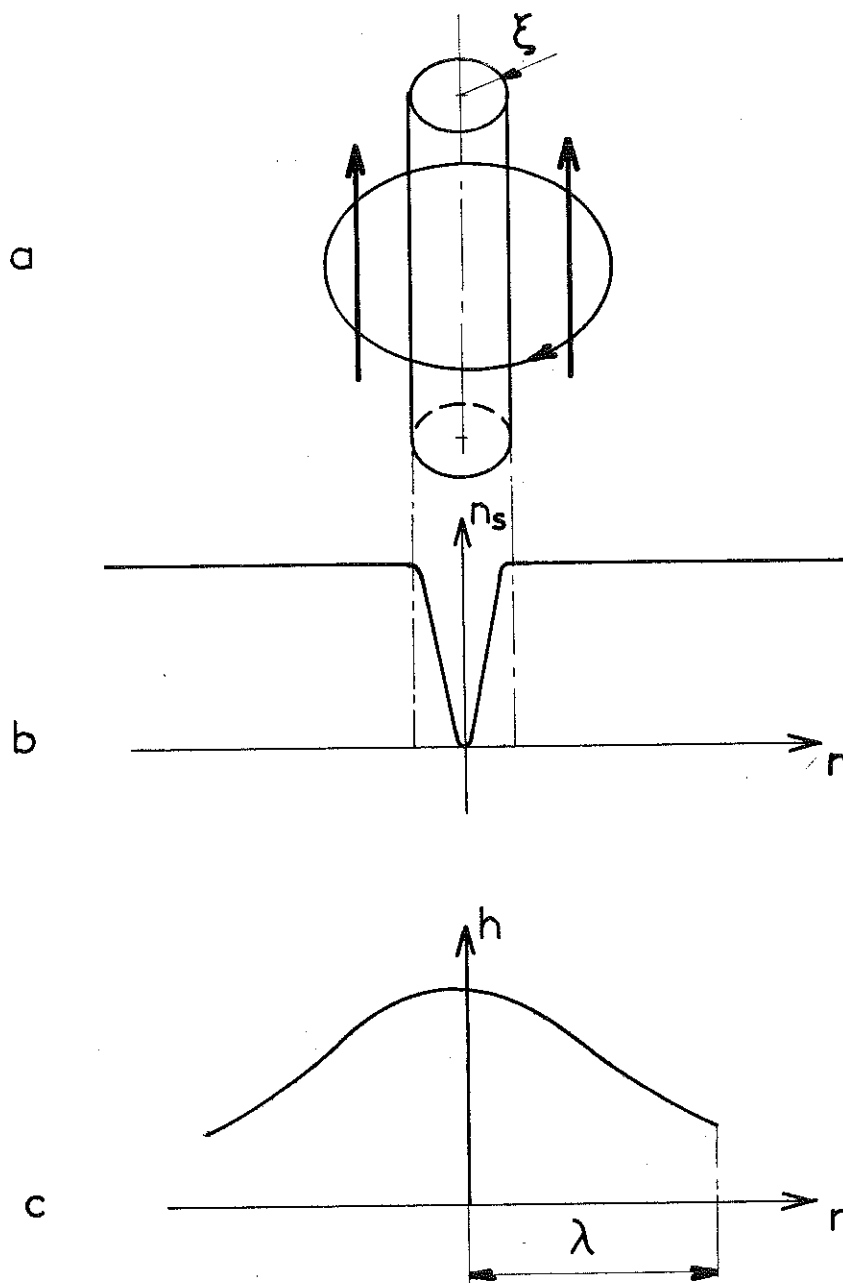
$$H_{c2} = H_c \cdot \sqrt{2} \cdot \chi.$$

Gor'kov (15) a donné par la suite une loi d'évolution du rapport H_{c2}/H_c en fonction de la température. Nous retiendrons simplement qu'à toute température, H_{c2} est proportion-

nel au paramètre sans dimension χ et au champ critique thermodynamique H_c .

La figure 1b montre que lorsque le champ magnétique appliqué à un supraconducteur de deuxième espèce est compris entre H_{c1} et H_{c2} , le matériau n'est plus parfaitement diamagnétique, mais n'est pas non plus totalement normal. Cet état du matériau est désigné sous le nom d'"état mixte". Quelle est la structure d'un supraconducteur à l'état mixte ? Par analogie avec les lignes de tourbillon que l'on rencontre dans l'hélium superfluide en rotation (16, 17), Abrikosov a pensé qu'un supraconducteur à l'état mixte peut se représenter sous la forme d'un ensemble de régions supraconductrices et normales finement divisées. Pour réaliser cette division, en mettant en jeu les énergies les plus faibles possibles, on peut montrer qu'il faut disposer les régions normales sous forme de filaments (figure 2a). Chaque filament est alors constitué d'un coeur normal dont le rayon est $r = \xi$, longueur de cohérence du supraconducteur. La densité des électrons supraconducteurs est fortement perturbée à l'intérieur du coeur normal (figure 2b), et le champ, qui est maximum au centre du filament, s'étend sur une longueur de l'ordre de λ , la profondeur de pénétration de London (figure 2c). Enfin, chaque filament est entouré de courants annulaires qui font écran au champ magnétique lorsque r est supérieur à λ . Un filament, de plus, est porteur d'une quantité de flux Φ . La mécanique quantique impose à Φ d'être un multiple entier d'une quantité de flux élémentaire, $\Phi_0 = hc/2e$. Mais, pour se placer en état d'énergie minimum

Fig: 2



- a/ Schéma d'une ligne de vortex dans un supraconducteur de deuxième espèce à l'état mixte.
- b/ Densité des électrons supraconducteurs dans une ligne de vortex.
- c/ Champ magnétique au voisinage d'une ligne de vortex.

on montre qu'il est plus favorable de disposer les régions normales en n filaments porteurs chacun d'un flux Φ_0 qu'en un seul filament porteur d'un flux $n\Phi_0$.

Abrikosov, en déterminant un champ H_{c1} et un champ H_{c2} , en précisant la structure de l'état mixte, avait entièrement défini les supraconducteurs de la deuxième espèce. Les expériences de Schubnikov (18) lui ont permis de confronter la théorie à la mesure. Toutefois, ce n'est que très récemment, que Bon Mardion et al (19, 20) ont pu définitivement confirmer la réalité des supraconducteurs de deuxième espèce. Le travail d'Abrikosov avait essentiellement montré que les matériaux utilisables à la production de champs magnétiques intenses seraient ceux dont le champ critique thermodynamique et le paramètre χ seraient élevés.

Le champ critique H_c est lié au champ critique thermodynamique à 0°K, $H_c(0)$, par la relation :

$$H_c = H_c(0) \cdot (1 - T^2/T_c^2)$$

que l'expérience vérifie à quelques % près.

On connaît d'autre part, la relation de BCS (21) :

$$\gamma T_c^2 / H_c^2(0) = 0,17$$

dans laquelle γ est le coefficient de chaleur spécifique électronique par unité de volume du matériau normal. Ces deux égalités permettent d'écrire que H_c est proportionnel à la quantité :

$$\gamma^{1/2} T_c (1 - T^2/T_c^2)$$

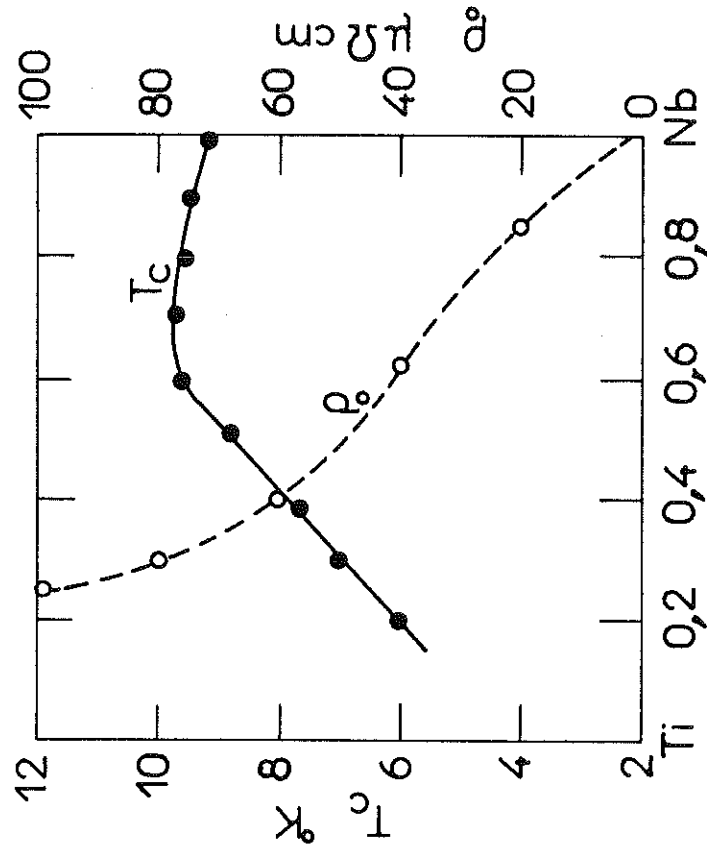
Le paramètre sans dimension χ , était mal connu faute de travail expérimental suffisant au moment où ont été produits les premiers matériaux à champ critique supérieur élevé. C'est dire que l'alliage Nb-Zr 33% et le composé Nb₃Sn n'ont été étudiés qu'en raison de la valeur élevée de leur température critique, respectivement 11°K (22) et 18°K (23).

On sait maintenant que ces matériaux ont des champs critiques de l'ordre de 80 koe pour le Nb-Zr 33% et de 200 koe pour le Nb₃Sn (24,25). C'est Goodman (26) qui a précisé la valeur du paramètre χ en fonction de grandeurs physiques simples. L'expression déduite des calculs de Gor'kov (27) s'écrit : $\chi = \chi_0 + 7,5 \cdot 10^3 \gamma^{1/2} \rho_0$
 ρ_0 est la résistivité résiduelle du matériau à l'état normal. Cette loi, valable pour les alliages, fait intervenir une quantité χ_0 , paramètre du métal pur. Pour tous les métaux supraconducteurs connus, χ_0 est petit. Le second terme de l'expression dépend à la fois de la résistivité résiduelle et de la constante de Sommerfeld. Dans certains matériaux, le second terme est grand devant le premier. Il apparaît alors que le champ H_{c2} d'un supraconducteur de deuxième espèce est proportionnel au produit $T_c \rho_0 \gamma$. Goodman justifie ainsi le choix de matériau à température critique élevée, mais il souligne également que les champs H_{c2} sont d'autant plus grands que les résistivités résiduelles et les coefficients γ sont importants. Les alliages ou composés obtenus à partir des métaux de transition semblaient être les plus aptes à avoir un champ H_{c2} élevé. Leurs résistivités résiduelles sont de

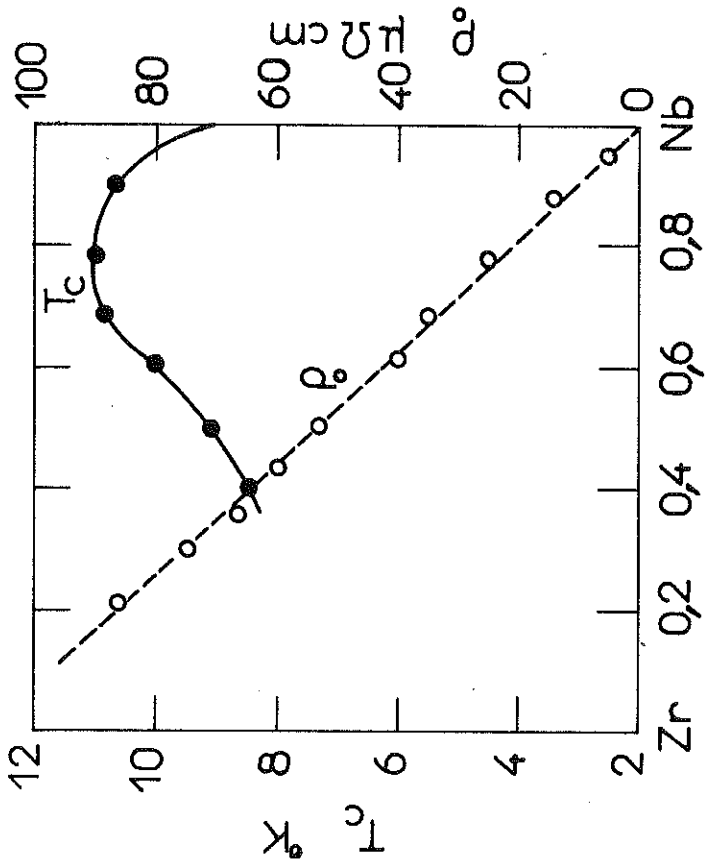
l'ordre de plusieurs dizaines de $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ et les coefficients de chaleur spécifique électronique par unité de volume sont élevés. Hulm et Blaughner (28) ont entrepris l'étude d'alliages de métaux de transition en solution solide. Cette étude a été poursuivie par Berlincourt et Hake (29). Ces divers travaux ont amené la mise au point de l'alliage Nb-Ti dont le champ critique est de 140 koe environ. Sans entrer dans les détails des résultats obtenus, nous avons reproduit sur la figure 3 les courbes tracées par ces auteurs relatives aux alliages que nous avons nous-même étudiés. Ces courbes indiquent la valeur de la résistivité résiduelle et de la température critique des alliages Nb-Zr et Nb-Ti suivant les proportions de métaux alliés.

La lecture de l'article de Berlincourt et Hake (29) amène à remarquer que nombreux sont les alliages de métaux de transition dont le champ critique est élevé. Mais il semble que parmi ces matériaux, tous ne puissent pas transporter de densités de courant élevées lorsqu'ils sont soumis à des champs intenses. Les connaissances actuelles ne permettent pas de prévoir quels sont les supraconducteurs capables de transporter des courants importants dans des champs magnétiques élevés. Certains indices suggèrent seulement que le transport de courants électriques dans les supraconducteurs soit lié à l'existence de dislocations dans les matériaux fortement écrouis. Les expériences de Heaton et Rose-Innes (30) ont par exemple montré qu'un recuit affecte considérablement la faculté de transporter du courant pour un supraconducteur de deuxième espèce.

Fig: 3



Résistivité et Température critique de l'alliage Nb-Ti en fonction des proportions de Nb et de Ti.



Résistivité et Température critique de l'alliage Nb-Zr en fonction des proportions de Nb et de Zr.

L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

L'étude du rétablissement de l'état normal dans des alliages supraconducteurs soumis à des champs magnétiques variables a été réalisée à l'aide d'un appareillage de production de champs magnétiques pulsés que nous avons construit et que nous allons décrire. Nous donnerons ensuite quelques précisions sur la façon dont nos échantillons étaient alimentés en courant et sur la façon dont nous détectons leur passage à l'état normal. Nous ferons enfin une description brève de l'ensemble cryogénique que nous avons utilisé.

1°/ L'appareillage de production de champs magnétiques pulsés.

Comme nous l'avons dit dans notre introduction, la puissance nécessaire à la production de champs magnétiques continus élevés est très importante (de l'ordre de 1 mégawatt pour un champ de l'ordre de 80 koe produit dans un volume de quelques dizaines de cm^3). Kapitza (31) a cherché comment remplacer avantageusement dans certaines expériences, les champs magnétiques continus par des champs magnétiques de courte durée. Il a employé plusieurs méthodes. La plus spectaculaire consistait à mettre brutalement en court-circuit un générateur de courant sur un solénoïde peu résistant. L'énergie emmagasinée dans le volant de la machine tournante est alors transformée en énergie magnétique. L'arrêt brutal de la génératrice est à l'origine d'une onde de choc de grande amplitude et l'appareillage de mesure doit être placé à grande distance du groupe tournant pour que les vibrations créées ne

perturbent pas la détection des phénomènes que l'on veut observer. L'installation est de grande dimension et coûteuse. Les autres procédés utilisés par Kapitza consistent à emmagasiner dans un réservoir d'énergie -batterie d'accumulateurs ou groupement de condensateurs-, une quantité importante d'électricité que l'on restitue ensuite à un solénoïde approprié en un temps très court. Ces méthodes sont faciles à mettre en oeuvre et sont encore actuellement en usage dans plusieurs laboratoires (32-37). Nous avons choisi de produire les champs magnétiques nécessaires à nos mesures en déchargeant dans des enroulements convenablement calculés une batterie de condensateurs préalablement chargée. Le champ magnétique que l'on crée est proportionnel au courant de décharge. Celui-ci dépend de la quantité :

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}$$

en appelant C la capacité du groupe de condensateurs, R la résistance et L la self du circuit de décharge. Le calcul montre qu'en utilisant un banc de condensateurs ayant une capacité de quelques millifarads et une tension de charge de quelques milliers de volts, il est possible de produire des champs magnétiques d'au moins 100 koe. L'amplitude maximale des champs que l'on crée est d'autant plus élevée que le temps de montée de ces champs magnétiques est plus court. En règle générale, avec les condensateurs ayant des caractéristiques voisines de celles que nous venons de décrire, ou bien il est possible de produire des champs de plusieurs centaines de koe pendant

quelques fractions de millisecondes, (32,33), ou bien les champs sont de l'ordre de 100 koe mais ont des temps de montée de plusieurs dizaines de millisecondes (34-37). Le but des expériences que nous voulions faire était d'étudier le rétablissement de l'état normal dans des alliages supraconducteurs de Nb-Zr. Pour cela, il était nécessaire de disposer de champs magnétiques de l'ordre de 100 koe. Les conditions de fonctionnement du circuit R, L, C, sont d'autant meilleures que la résistance du circuit est petite. On a donc intérêt à construire des enroulements destinés à fonctionner à 77°K ou à 20°K. La détermination du banc de condensateurs imposant une fois pour toutes l'énergie que l'on peut utiliser, pour un champ magnétique de 100 koe à produire, il existe un temps de montée du champ magnétique maximum pour chaque valeur de la résistivité du conducteur employé, donc pour chaque température de fonctionnement. Les conditions d'utilisation du circuit sont optimales lorsque le temps de montée du champ créé est égal au temps de montée maximum. Après avoir choisi une batterie de condensateurs convenable, nous avons donc réalisé un circuit de charge pour notre batterie de capacités et nous avons construit des enroulements en fil de cuivre fin, calculés pour fonctionner à 77°K. Nous allons aborder la description détaillée des différents éléments de notre appareillage de production de champs magnétiques pulsés.

A/ Les condensateurs

Notre banc était constitué de 72 condensateurs groupés en parallèle ; la capacité de chacun d'eux était de 40 microfarads, et la batterie constituée représentait une capacité globale de 2880 microfarads. Pour la tension de charge

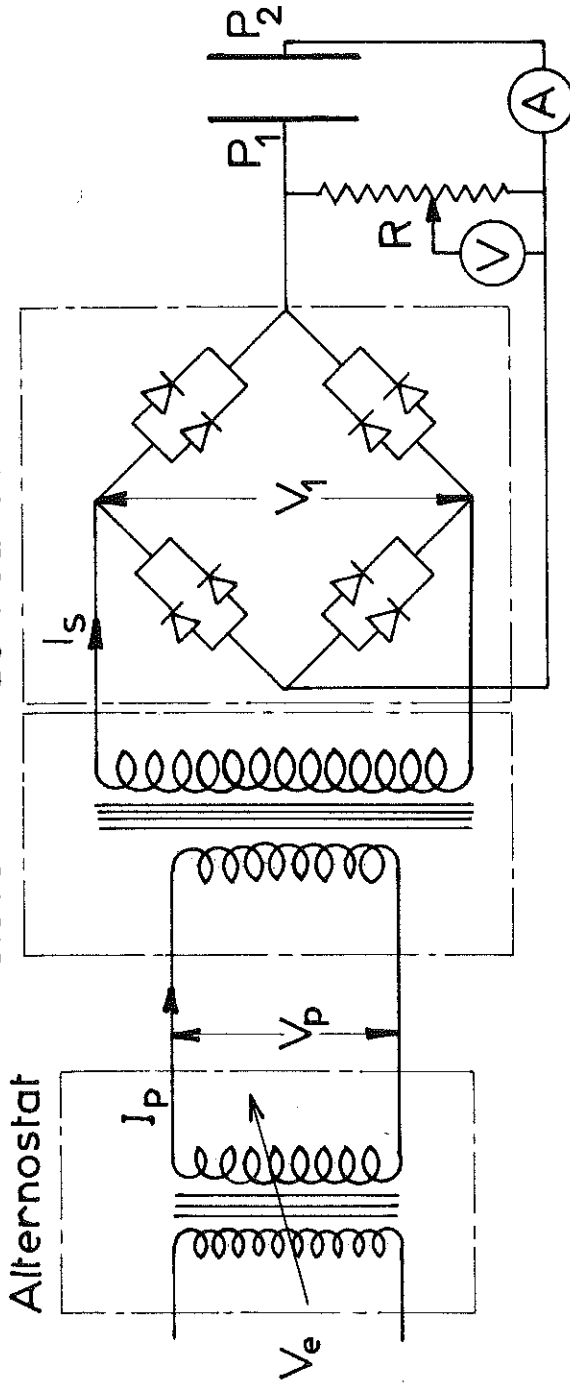
maximale, 2500 volts, l'énergie emmagasinée est alors de 9 kilojoules. Nous avons relié chacun des condensateurs, par son boîtier au blindage d'un câble coaxial, et par sa borne isolée, (borne haute-tension), à l'âme du même câble. Les 72 câbles, issus des 72 condensateurs, sont connectés à leur autre extrémité, à deux plaques en cuivre, P_1 et P_2 , dites plaques de raccordement (fig. 4). C'est à P_1 et à P_2 qu'est relié le circuit de charge et c'est aussi de P_1 et P_2 que partent les conducteurs réunissant les condensateurs à l'enroulement selfique, par l'intermédiaire de l'interrupteur de décharge. Certaines limites d'utilisation sont imposées aux condensateurs : par exemple, lorsque la décharge est du type oscillatoire amortie, le courant peut s'inverser dans les capacités, mais le taux d'inversion doit rester inférieur à $2/3$. De même, si la tension de charge est supérieure à 1600 volts, les condensateurs ne peuvent pas rester chargés plus de quelques secondes. Si ces limites ne sont pas respectées, la résistance de fuite des condensateurs diminue rapidement, et ils se détériorent au bout de quelques dizaines de décharges.

B/ Le circuit de charge des condensateurs :

Les éléments du circuit de charge ont été déterminés en fonction du temps de charge des condensateurs. Nous voulions que la durée de la charge soit la plus courte possible ; sa valeur est avant tout fonction de la puissance électrique disponible. Avec une puissance de quelques kilowatts, nous pouvions emmagasiner une énergie de quelques kilojoules en quelques secondes. La charge maximale des condensateurs est $CV = 7,2$ coulombs lorsque $V = 2500$ volts ;

CIRCUIT DE CHARGE

Transfo élévateur Pont double de redresseurs



Alternostat Ferrix "E 515" $V_e = 220$ volts, V_p 260 volts, I_p 15 A

Transformateur élévateur $V_s = 15$ V $I_s = 1$ A

Redresseurs Westinghouse "7 W 2H, 1-70-1"

Voltmètre Métrix "120 M" 0-3000 volts, classe 2.

Ampèremètre Métrix "120 M" 0-2A, classe 2.

Fig: 4

l'intensité du courant de charge est alors de l'ordre de 1A. Nous représentons sur la figure 4, le schéma du circuit de charge réalisé : on applique au primaire d'un transformateur élévateur de tension, la différence de potentiel de sortie d'un alternostat. La tension alternative que délivre le secondaire du transformateur est appliquée à son tour à un groupe de redresseurs pour devenir une tension de signe constant. C'est cette tension que l'on utilise à la charge des capacités. Nous avons joint au schéma du circuit de charge, une nomenclature où sont précisées les caractéristiques essentielles des différents éléments de ce circuit. Nous remarquerons dans le circuit secondaire, la présence d'un ampèremètre et d'un voltmètre. L'ampèremètre est destiné à éviter une surcharge importante des redresseurs en cours de fonctionnement, et le voltmètre, monté de façon classique, en parallèle sur une fraction étalonnée de la résistance R branchée aux bornes des redresseurs, indique à chaque instant la tension de charge du banc.

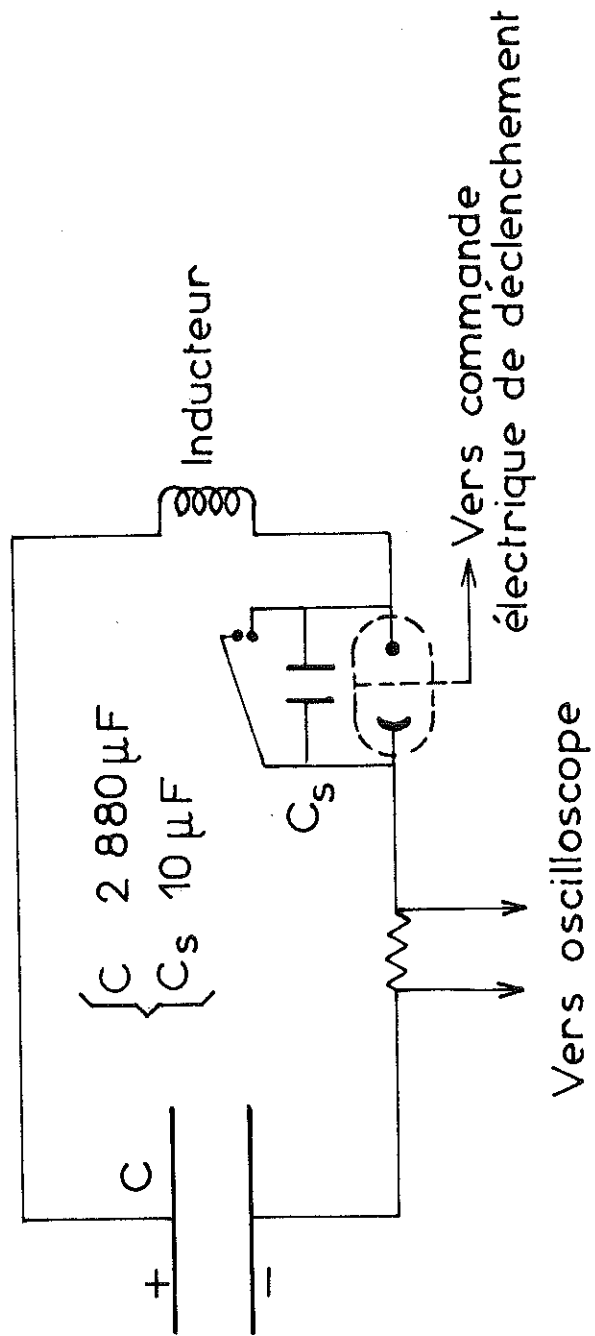
C/ La fermeture du circuit de décharge des condensateurs :

Le schéma du circuit de décharge est représenté figure 5. La fermeture du circuit peut être réalisée de deux façons :

a/ - à l'aide d'un ignitron : cet interrupteur est un tube à vapeur de mercure constitué de trois électrodes, une cathode, une anode et une électrode de commande appelée "igniter". Ce tube fonctionne par tout ou rien ; la résistance entre anode et cathode est infinie lorsque l'on ne

Fig: 5

CIRCUIT DE DECHARGE



sollicite pas l'igniter ; l'envoi d'une impulsion de tension élevée à ce dernier entraîne l'ionisation du tube et le rend conducteur si la différence de potentiel entre anode et cathode n'est pas nulle. Un tel interrupteur permet d'utiliser l'impulsion de commande de l'igniter pour provoquer la mise en route simultanée ou retardée d'autres dispositifs couplés ou non au circuit de décharge (38).

b/ à l'aide d'un interrupteur mécanique : la conception de celui-ci est extrêmement simple , et nous n'en ferons pas la description. Nous signalerons seulement qu'avec un interrupteur de ce type, des tensions parasites sont induites dans le circuit de mesure au début de la décharge des condensateurs. Ces tensions parasites ont été atténuées par l'introduction -en parallèle sur l'interrupteur- d'une capacité de $10 \mu F$ (voir figure 5).

L'expérience a montré que le contact mécanique était le plus approprié au bon fonctionnement de l'appareillage dans les conditions actuelles d'exploitation de ce dernier.

D/ Les enroulements

Dans le paragraphe d'introduction à ce chapitre, nous avons écrit qu'en choisissant convenablement la tension de charge et la capacité de la batterie de condensateurs, il était possible de produire des champs magnétiques pulsés avec deux types d'enroulements : des enroulements fonctionnant à $300^{\circ}K$ (type a), nécessitant l'emploi d'un Dewar hélium à trois parois, et des enroulements refroidis

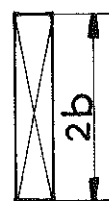
Tableau I

N°	T °K	a_1 mm	a_2 mm	2b mm	d mm	N	L/R m sec	t_0 m sec	H/V oe/v
1	77	13,5	44,0	78	0,40	6 817	26,0	33	54
2	77	13,5	50,0	74	0,40	6 462	26,0	35	48
3	77	14,0	54,5	70	0,30	9 471	25,0	31	48
4	77	14,0	44,5	76	0,40	5 787	23,0	30	58
5	77	14,0	83,2	42	0,30	12 130	56,0	101	30
6	20	14,0	112,0	112	0,24	71 240	144,0	608	38
7	77	20,0	63,0	80	0,50	5 380	47,5	41	44



d: Diamètre du conducteur.

N: Nombre de spires total



L/R: Constante de temps de l'enroulement

 t_0 : Temps de montée du champ

H/V: Rapport du champ max produit à la tension de charge

à 77 ou à 20°K, avec lesquels les cryostats hélium placés en leur centre ne comportent plus que deux parois. (enroulements de type b). Nous avons réalisé 7 enroulements distincts dont les caractéristiques principales sont résumées dans le tableau de la page 15. On peut constater que tous les solénoïdes ont été conçus pour fonctionner à la température de l'azote liquide ou de l'hydrogène liquide. Il en est résulté une simplification dans la réalisation du cryostat hélium, et d'autre part, nous avons pu produire des décharges de condensateurs mieux adaptées à nos mesures que si les bobines avaient été construites pour fonctionner à 300°K.

a/ méthode de calcul des enroulements : une première méthode a été appliquée au calcul des bobinages n° 1, 2, 3 et 4. Elle est résumée dans l'annexe I. Elle consiste à déterminer au préalable la géométrie du bobinage, en se fixant son diamètre intérieur, son diamètre extérieur et sa hauteur. On peut ensuite calculer pour différentes sections du conducteur utilisé, la self et la résistance du solénoïde. On choisit alors la section du conducteur pour laquelle la décharge des condensateurs est la plus voisine d'une décharge oscillatoire amortie, et il faut alors vérifier que le champ magnétique maximum produit est suffisant au rétablissement de l'état normal dans les alliages Nb-Zr que nous voulions étudier. En maintenant le diamètre intérieur fixe et en faisant varier le diamètre extérieur et la hauteur, nous avons abouti après quelques essais à la détermination du bobinage n°1. Les bobinages n°2, 3 et 4 ont eu des dimensions très voisines du premier enroulement. Par la suite, nous avons voulu étudier le comportement des alliages en fonction de la vitesse de variation des champs

magnétiques appliqués. Nous avons dû alors déterminer la dimension des enroulements pour lesquels le temps de montée du champ magnétique produit serait le plus grand possible. Goodman (39) a proposé une méthode de calcul que nous décrivons dans l'annexe II. Cette méthode permet en se fixant à priori le champ maximum que l'on veut produire et le diamètre intérieur de l'enroulement, de calculer le temps de montée du champ en fonction des autres dimensions géométriques du bobinage, diamètre extérieur et hauteur. On détermine ainsi une géométrie de bobinage optimale, avec laquelle le temps de montée du champ est le plus grand possible. Il ne reste plus alors qu'à calculer la section de conducteur à utiliser pour obtenir effectivement le temps de montée initialement trouvé. (on pourra constater à la lecture de l'annexe II, que la quantité L/R dont dépend le temps de montée, est indépendante de la section du conducteur employé pour un bobinage de dimension donnée). Nous signalerons encore que le calcul de l'annexe II ne tient pas compte d'une éventuelle magnétorésistance du conducteur. Cette approximation est valable à 77°K, donc pour la quasi-totalité des enroulements que nous avons utilisés. Par contre, dans le cas du bobinage n°6, la magnétorésistance du cuivre n'est plus négligeable : à 20°K, la résistivité résiduelle d'un cuivre électrolytique ordinaire peut être majorée de plusieurs dizaines de % si l'on soumet ce cuivre à un champ de quelques dizaines de kilooersteds (40,41). Pour sauvegarder la validité du calcul de l'annexe II, il convient alors de tenir compte du facteur magnétorésistant.

b) réalisation des enroulements : pour assurer une rigidité importante aux enroulements, leurs extrémités latérales sont limitées par deux disques en laiton. Ceux-ci sont réunis l'un à l'autre par 6 tirants métalliques recouverts d'une gaine isolante. L'isolement électrique entre disques et tirants a rendu possible l'utilisation des flasques latéraux comme contacts électriques. Pour limiter les amorçages entre les extrémités du bobinage et les disques de laiton, nous avons intercalé entre le conducteur et les flasques, deux rondelles de bakélite. Nous avons constaté sur les enroulements n°1 et n°2, qu'un échauffement important se produit dans les solénoïdes lorsque la décharge des condensateurs a lieu. L'échauffement dépend naturellement de la tension de charge des capacités. Lorsque celle-ci est 2500 volts, il faut plusieurs minutes à l'enroulement pour reprendre sa température initiale. Afin de ne pas limiter l'utilisation de notre appareillage à quelques décharges par heure, nous avons aménagé dans les solénoïdes n° 3, 4, 5, 6, et 7, des canaux de refroidissements. Ces canaux ont été calculés de manière à tripler la surface d'échange du conducteur avec le fluide cryogénique ; le retour des enroulements à leur température d'utilisation est devenu nettement plus rapide : de l'ordre de la minute pour une tension de charge de 2500 volts. Nous avons, à partir du bobinage n°4, recouvert chaque couche de spires d'une mince pellicule d'araldite que nous avons ensuite polymérisée par passage à l'étuve à 60°C. Enfin, dans tous les enroulements, le tube central était un tube isolant, obtenu par usinage d'un cylindre d'araldite chargée.

./.

c) étalonnage des enroulements : les bobinages que nous avons utilisés s'échauffent au cours de la décharge des condensateurs ; à cause de cet échauffement, la loi de proportionnalité entre la tension de charge V des capacités et le champ maximum H produit n'est plus vérifiée dès que V dépasse un millier de volts environ. Afin de disposer d'un étalonnage de nos enroulements pour toutes les valeurs de la tension de charge V , nous avons dû relier le champ H au courant i circulant dans les bobinages. Nous avons déterminé H en mesurant la f.é.m. induite par la variation du champ dans une bobine de détection de surface connue placée au centre de nos enroulements. Le courant i qui traverse les enroulements au moment où le champ créé atteint sa valeur maximale H a été mesuré en oscillographiant la tension qui se développe aux bornes d'une résistance de faible valeur placée en série dans le circuit de décharge. (voir figure 5). Connaissant ainsi le rapport H/i de chacun de nos bobinages, nous pouvions connaître également la valeur du champ dans l'enroulement à chaque instant de la décharge. De manière à s'assurer que les bobinages utilisés ne se détériorent pas au cours de leurs essais successifs, nous avons répété périodiquement les étalonnages des bobinages que nous utilisions.

2°/ L'alimentation des échantillons en courant :

Le dispositif qui nous a permis de faire passer un courant électrique dans les alliages que nous avons étudiés est des plus classiques. Nous avons utilisé une batterie d'accumulateurs au plomb de forte capacité (450Ah) et un groupe de 6 rhéostats. Il était possible ainsi de faire varier le courant dans les échantillons entre 0 et 100

ampères. Les calculs résumés dans l'annexe III montrent que l'on a intérêt à utiliser une source de tension de faible valeur ; en effet, lorsque les échantillons deviennent normaux, leur température finale est d'autant plus élevée que la tension de la batterie d'alimentation est plus grande. Pour éviter aux échantillons d'atteindre une température susceptible de modifier leurs propriétés supraconductrices, nous avons donc utilisé des batteries de 2 volts.

3°/ Le dispositif de mesure

La durée des champs magnétiques pulsés produits est très petite, et toutes les observations expérimentales sont enregistrées à l'aide d'un oscilloscope. Nous avons employé un oscilloscope Tektronix à double faisceau. Nous mesurons simultanément le courant qui parcourt l'enroulement, et la tension aux bornes de l'échantillon. Nous avons pour chaque solénoïde, réalisé un étalonnage préalable (voir 1^o Sc) qui nous donnait la valeur du champ maximum produit dans une décharge de condensateurs chargés sous une tension V. En mesurant la différence de potentiel aux bornes d'un shunt placé dans le circuit de décharge des condensateurs, on connaît le courant dans la bobine de champ ; on peut alors avec l'étalonnage initial savoir quelle est la valeur du champ appliqué à chaque instant à notre échantillon. Comme les deux spots de l'oscilloscope se déplacent à des vitesses connues et sont déclenchés simultanément, il est ainsi possible de connaître la valeur du champ magnétique appliqué à l'échantillon lorsque celui-ci devient normal. Plusieurs causes d'erreurs sont introduites : la

./.

première est due à l'imprécision du voltmètre qui indique la valeur de la tension de charge V des condensateurs, la seconde est due à l'imprécision de lecture des oscillogrammes. Il est très difficile de faire des mesures avec une précision supérieure à 5%.

4°/ Les cryostats

L'installation cryogénique est représentée sur la figure 6. Deux types de montages ont été utilisés suivant la température de fonctionnement des solénoïdes : un vase étanche était nécessaire à l'emploi du bobinage n°6, utilisé à 2°K, alors que les enroulements refroidis à 77°K étaient placés dans un Dewar ordinaire. Les vases hélium que nous avons utilisés étaient des cryostats métalliques munis de queues en acier inoxydable. Le calcul montre qu'un courant de Foucault lancé dans ces tubes décroît avec une constante de temps de 0,1µsec ; l'effet d'écran de ces tubes s'avère donc totalement négligeable dans nos expériences. C'est la dimension de nos porte-échantillons qui a fixé le diamètre intérieur des cryostats. Nous disposons de deux sortes de porte-échantillon ; avec l'un deux nous avons employé un Dewar ayant un diamètre intérieur de 8,8mm alors que le second porte-échantillon a nécessité l'utilisation d'un cryostat ayant un diamètre intérieur de 13,6 mm. C'est à partir de la dimension des queues de nos vases hélium que le diamètre des différents enroulements a été fixé.

Un dispositif de pompage nous a permis de faire une étude des alliages Nb-Zr et Nb-Ti à diverses températures comprises entre 4,2 et 1,1°K. Les températures ont été mesurées à l'aide de manomètres à pression d'huile et à pression de mercure. La correction de pression hydrostatique, nécessaire au dessus du point λ de l'hélium a été effectuée.

Pc
el
ét

C H A P I T R E III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons appliqué les champs magnétiques produits avec l'appareillage décrit dans le chapitre précédent à des échantillons de fil supraconducteur.

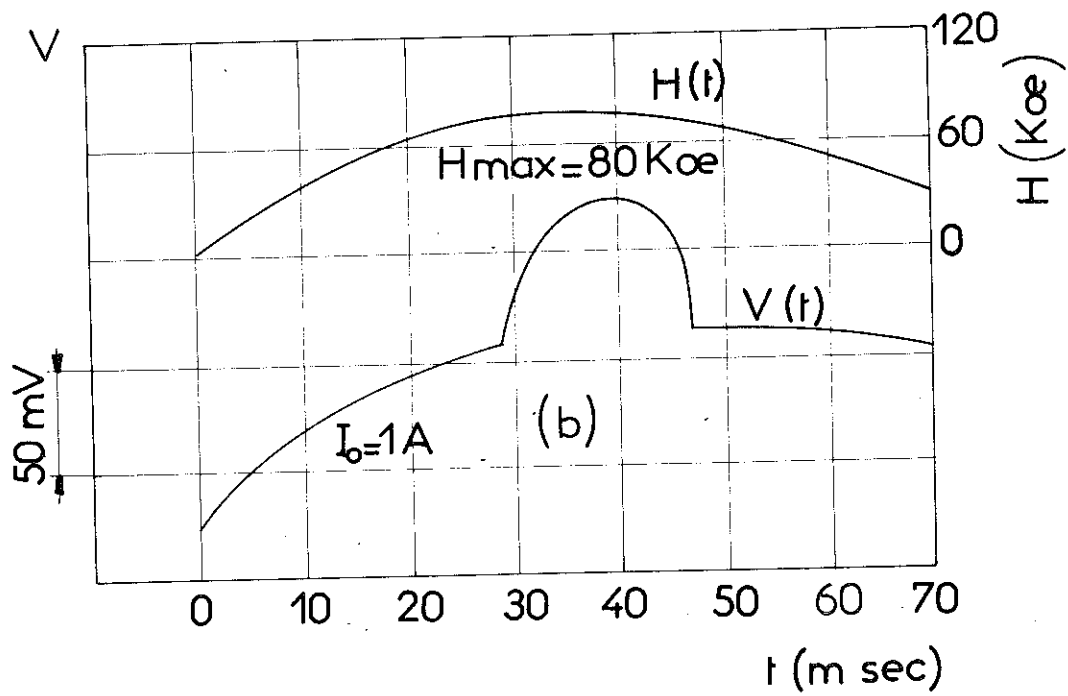
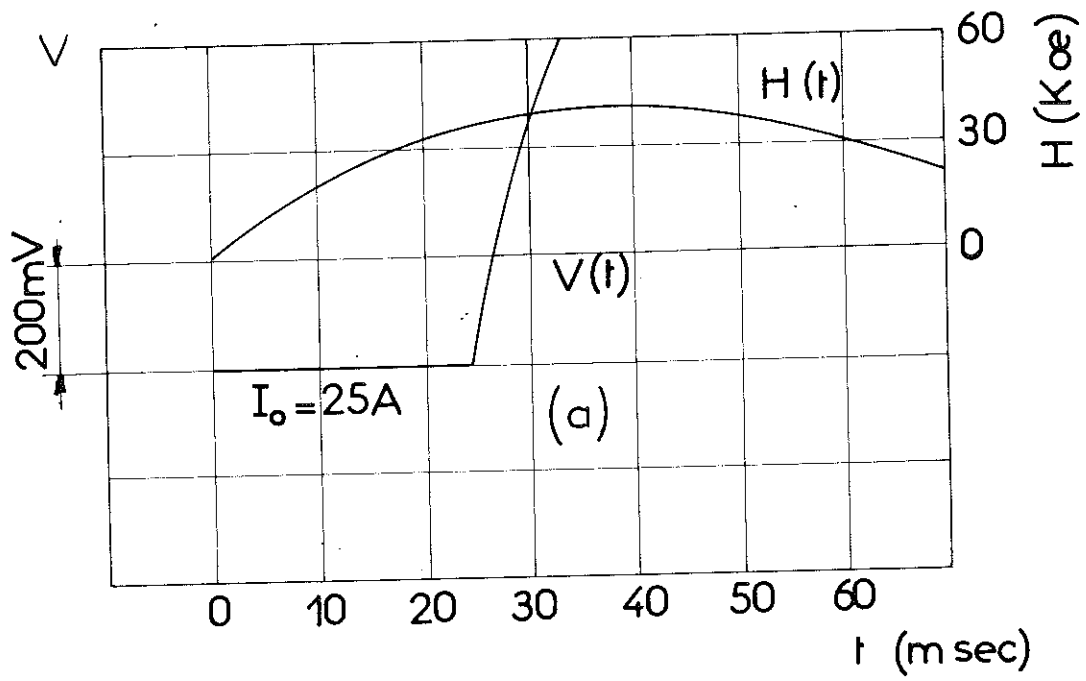
1°/ Expériences préliminaires

Dans une première série d'expériences faites à 4,2°K, (42), nous avons exploré le comportement d'un alliage Nb-Zr sur une gamme étendue de champs magnétiques variables. L'échantillon était un fil nu de composition Nb-Zr 25%, de fabrication Wah-Chang. Son diamètre était 0,25mm et sa longueur voisine de 25cm. Plié en forme de U, il était placé dans le champ magnétique de manière que ce dernier soit perpendiculaire à la partie inférieure du U. L'échantillon était muni de prises de tension à ses extrémités, et était maintenu sur son support par de la colle, ce qui l'empêchait de se déplacer lors des essais successifs. Pour rétablir l'état normal dans cet échantillon nous avons utilisé les enroulements n° 4,5 et 6. Les vitesses de variation du champ magnétique appliqué au matériau au moment de la transition ont ainsi pris des valeurs comprises entre quelques 10^4 et quelques 10^6 oe sec^{-1} . Les courants établis dans l'échantillon se situaient dans la gamme 1-35A. Nous avons observé deux comportements distincts du Nb-Zr, suivant que la région normale initialement créée se propage ou ne se propage pas dans tout l'échantillon. La différence de comportement est liée à la quantité de chaleur qui est dissipée par seconde et par cm^2 de surface de région normale, dans l'alliage. Nous avons constaté que la région normale initiale se propage lorsque la puissance

dissipée par cm^2 de surface de région normale est supérieure à 1 watt. Nous constatons que ce chiffre est précisément celui de la quantité de chaleur que l'on peut échanger par cm^2 et par seconde dans l'hélium liquide à $4,2^\circ\text{K}$ (43). Les oscillogrammes qui correspondent à ces deux types d'observations sont schématisés figure 7.

- a/ Lorsque la région normale se propage, (le courant initial dans le fil supraconducteur est alors $I_0 \geq 1,2\text{A}$), tout le fil devient progressivement normal. Avec le circuit d'alimentation en courant que nous utilisions, il apparaît alors aux bornes de l'échantillon, une tension de l'ordre de 1 volt. L'observation oscillographique est celle de la figure 7a. En accord avec les mesures effectuées par Stekly (44), nous avons constaté que la vitesse de propagation de la région normale est d'autant plus élevée que le courant initial I_0 est plus grand. Apparemment, il n'existe pas d'ambiguïté sur la détermination de l'instant initial de la transition dans ce cas d'expérience.
- b/ Lorsque la région normale ne se propage pas, (le courant initial est alors inférieur à $1,2\text{A}$) seule une fraction de l'échantillon devient résistante. L'oscillogramme correspondant est celui de la figure 7b. La tension qui se développe aux bornes de l'échantillon est de l'ordre d'une centaine de millivolts. La courbe $V(t)$ présente alors deux changements de pente brusques ; le premier changement correspond à l'apparition d'une région normale, le second changement de pente se produit lorsque cette région normale précédemment créée redevient supraconductrice (plus exactement à l'état mixte).

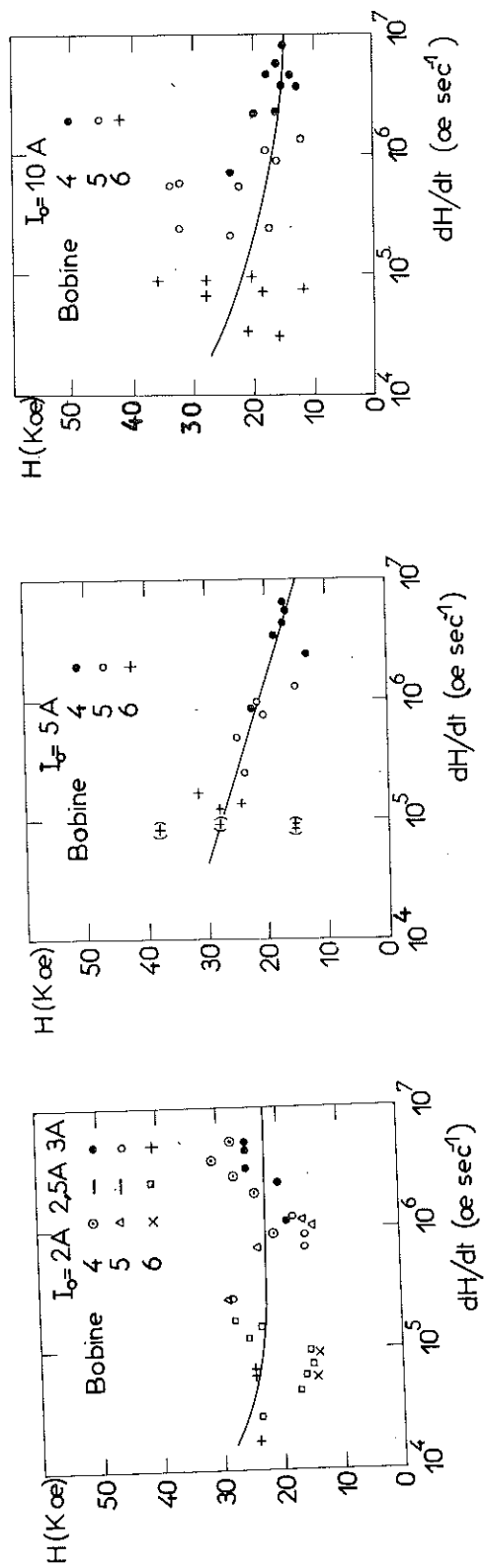
Fig: 7



Des forces électromotrices sont induites dans le circuit de détection des transitions. Ces forces électromotrices sont proportionnelles à la surface de ce circuit et à la vitesse de variation des champs appliqués. Le phénomène n'apparaît pas sur la figure 7a : lorsqu'on se place dans le cas où la région normale initiale se propage, le fait d'observer des tensions importantes nous a amené à utiliser des sensibilités réduites de notre détecteur de tension, et les f.é.m. induites ne se détectent pas sur les oscillogrammes. Au contraire, lorsqu'on se place dans le cas où la région normale initiale ne se propage pas, le détecteur est utilisé à sa sensibilité maximale, et les f.é.m. induites se détectent ; c'est ce qui explique la courbure générale de $V(t)$ dans la figure 7b.

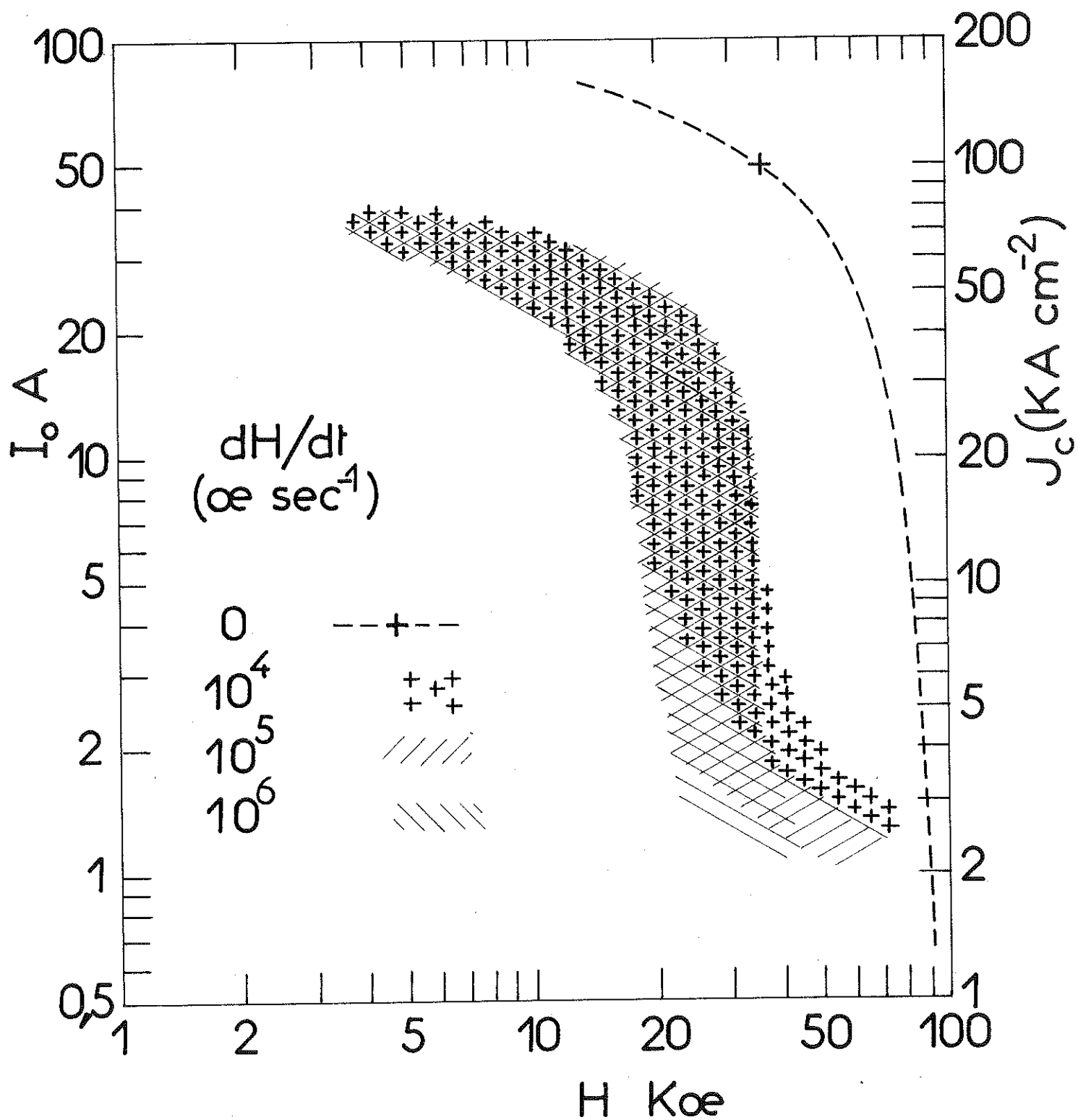
Nous avons représenté sur la figure 8, l'évolution du champ critique H pour diverses valeurs de dH/dt , lorsque le courant dans notre échantillon est compris entre 2 et 10A. Sur la figure 9, sont tracées pour différentes valeurs de dH/dt , les valeurs critiques du courant en fonction du champ appliqué. En pointillé, nous avons également tracé la courbe $I_0(H)$ obtenue pour un échantillon similaire à celui que nous étudions, soumis à un champ magnétique constant. Les seuls résultats portés figure 8 et 9 se rapportent à des valeurs du courant initial I_0 pour lesquelles les régions normales se propagent. On peut constater que les performances obtenues en champ magnétique pulsé pour un fil d'alliage Nb-Zr 25% sont très inférieures à celles observées en champ constant. A l'issue de cette première série de mesures, nous avons jugé la reproductibilité de nos résultats très insuffisante. Il n'est pas possible en effet d'expliquer la dispersion expérimentale des points

Fig: 8



Valeurs de H et de dH/dt lors de l'apparition de l'état normal pour différentes valeurs de I_0 .

Fig: 9



tracés figure 8 par la seule imprécision de lecture des oscillogrammes. Des mesures faites par LeBlanc (45) ont mis en évidence le manque de reproductibilité des courbes $I(H)$ obtenues pour un alliage Nb-Zr en régime de champ magnétique constant. LeBlanc a proposé de relier ce phénomène à l'évolution de l'état magnétique initial de l'échantillon d'une mesure à la suivante. S'il en est ainsi il est possible de remédier à la dispersion expérimentale constatée en chauffant les alliages supraconducteurs en l'absence de champ magnétique appliqué. Les matériaux deviennent alors normaux en champ nul, et se trouvent en état d'aimantation nulle avant chaque mesure. Les expériences que nous avons réalisées dans ce sens ont effectivement montré une amélioration très nette de la reproductibilité des résultats obtenus.

2°/ Une deuxième série d'expériences (46) a été faite : les champs magnétiques pulsés ont été appliqués à des échantillons parcourus par des courants compris entre 0 et 100 ampères. L'étude précédente s'était limitée à la gamme de courants 1-35 A, et l'accroissement de la valeur maximale du courant dans les échantillons a entraîné la modification du cryostat et la construction d'un nouveau solénoïde : le dimensionnement des conducteurs électriques et des contacts entre métal normal et alliage supraconducteur nous a amené à accroître le diamètre intérieur de la queue du vase Dewar ; cette opération nous a elle-même conduit à réaliser un enroulement de diamètre intérieur supérieur à celui des solénoïdes précédemment utilisés. L'étude des échantillons parcourus par des courants inférieurs à 1A, a pour sa part, nécessité l'emploi d'un

détecteur de tension à sensibilité élevée dont l'utilisation n'a été rendue possible que par l'élimination des f.é.m. induites mises en évidence dans la première série de mesures. Nous avons pu enregistrer des tensions de l'ordre de quelques dizaines de microvolts avec le préamplificateur différentiel choisi : la sensibilité de l'appareil est alors 1000 fois supérieure à celle dont nous disposions lors de nos premières expériences.

Nous avons soumis aux champs pulsés produits avec le solénoïde n°7, divers échantillons dont la liste figure dans le tableau de la page 27. Ces échantillons étaient des alliages Nb-Zr et Nb-Ti de plusieurs origines différentes. Certains d'entre eux étaient cuivrés et ont été soumis au champ magnétique variable soit recouverts de leur gaine de cuivre, soit après décuivrage. Au moment du retour à l'état normal, les vitesses de variation du champ se situaient dans la gamme $2 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^6$ oe sec^{-1} environ. Les échantillons ont été disposés parallèlement au champ magnétique appliqué : nous avons vérifié que le comportement $I(H)$ d'un alliage Nb-Zr soumis à un champ pulsé diffère du comportement en champ constant quelle que soit l'orientation du matériau dans le champ appliqué.

La technique de mesure est la suivante : on établit dans un échantillon, un courant I_0 , constant, et l'on applique à cet échantillon le champ magnétique variable. L'amplitude maximale du champ appliqué croît avec la tension de charge des condensateurs ; pour chaque valeur du courant I_0 , nous avons appliqué au supraconducteur le champ magnétique obtenu au cours de diverses décharges de condensateurs produites pour des tensions de charge

Tableau II

Nb-Zr 25%	Supercon	A 25 III	décuivré
Nb-Zr 25%	Supercon	A 25 VI	cuivré
Nb-Zr 25%	Supercon	A 25 VI	cuivré
Nb-Zr 25%	Wah-Chang	W C I	non cuivré
Nb-Ti	Westinghouse	DEV 68 I	décuivré
Nb-Ti	Westinghouse	DEV 69 I	décuivré
Nb-Ti	Westinghouse	DEV 84 I	décuivré

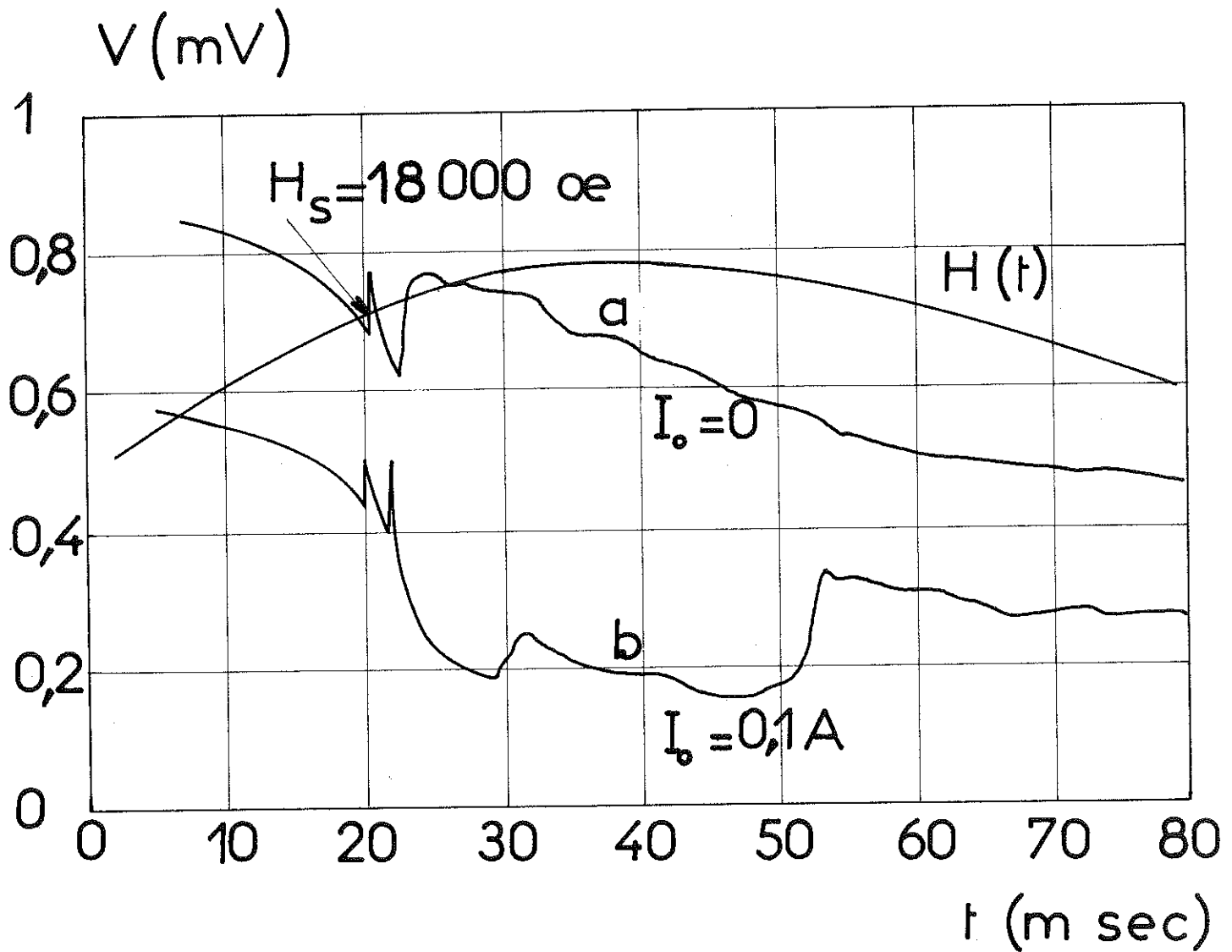
DESIGNATION ET NATURE DE LA SURFACE DES ECHANTILLONS ETUDIES

successivement croissantes. On enregistre chaque fois la tension qui se développe aux bornes de l'échantillon. Une f.é.m. induite apparaît dans les mesures, car la surface de la boucle de détection n'est pas totalement nulle. Cette f.é.m. induite est fonction de la tension de charge des capacités, et on peut connaître son amplitude en oscillographiant la tension qui se développe lorsque le courant I_0 est nul. Comme nous l'avons déjà signalé nous avons pris soin de faire chacune de nos expériences sur des matériaux en état d'aimantation initiale nulle. La première partie de notre travail a porté sur l'alliage A25 III. C'est un fil de fabrication "SUPERCON", en Nb-Zr 25%. L'échantillon avait été décuivré sur toute sa longueur. Nous allons résumer les diverses expériences faites sur cet alliage.

(a) Alliage A 25 III - Etude à 4,2°K, $I_0 \leq 1A$:

Lorsque l'amplitude maximale du champ magnétique appliqué ne dépasse pas 18 koe au centre du solénoïde, seule apparaît sur les oscillogrammes, la f.é.m. induite dans le circuit de mesure. Cette f.é.m. se réduit à quelques microvolts. Si l'amplitude du champ appliqué dépasse 18 koe au centre de l'enroulement, apparaît un pic de tension aux bornes de l'échantillon. Ce pic de tension est schématisé figure 10, pour $I_0 = 0$ et 0,1A. On constate que lorsque $I_0 = 0$, le pic de tension se produit seul ; au contraire, si $I_0 \neq 0$, il est suivi d'une tension transitoire. L'amplitude maximale de la tension transitoire croît avec I_0 . Elle croît également au fur et à mesure que l'amplitude maximale du champ pulsé appliqué augmente : on peut expliquer cela en remarquant que la fraction d'échantillon soumise à un champ égal ou supérieur à H_g est d'autant plus grande que l'amplitude maximale du champ appliqué est élevée. Ainsi la résistivité qui apparaît dès que le champ atteint la valeur H_g est à l'origine d'une chute de tension proportionnelle à la longueur d'échantillon soumise au champ H_g ou à un champ supérieur à H_g . La différence

Fig:10

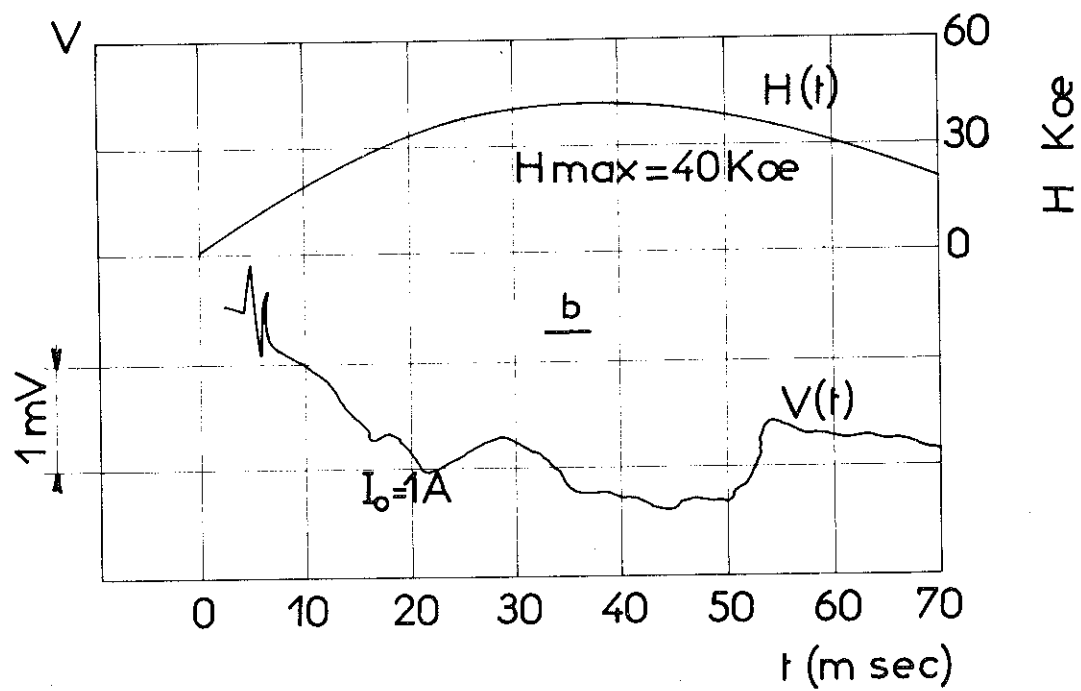
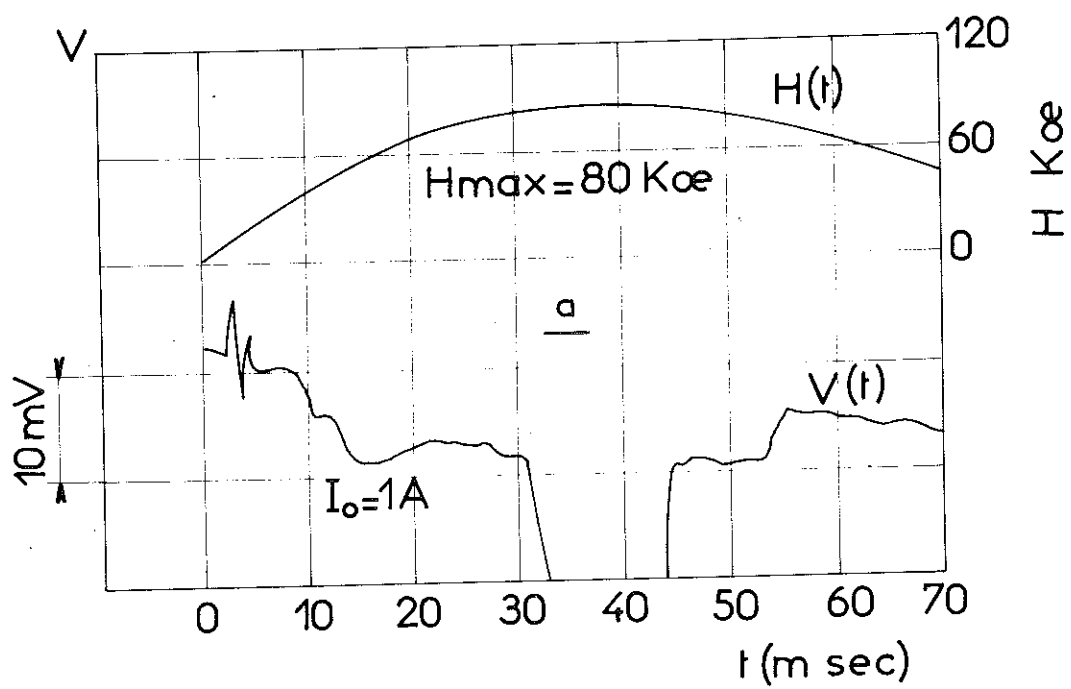


Allure de la tension observée aux bornes d'un échantillon :
 a) pour $I_o = 0$; b) pour $I_o = 0.1$ ampère, pour le même
 champ magnétique pulsé.

de potentiel mesurée peut donc bien augmenter avec l'amplitude maximale du champ magnétique pulsé appliqué. En modifiant la tension de charge des capacités, nous avons pu observer le pic de tension pour diverses valeurs de dH/dt ; dans la gamme de dH/dt explorée nous n'avons pas constaté d'évolution du champ H_s liée à la variation de dH/dt . Nous avons augmenté progressivement l'amplitude maximale du champ pulsé appliqué à l'échantillon. Lorsque celle-ci atteint une valeur de l'ordre de 80 koe, les courbes $V(t)$ enregistrées se sont brutalement modifiées ; une tension transitoire de grande amplitude se développe aux bornes de notre échantillon lorsque le champ atteint la valeur 78 koe. Le phénomène est représenté sur la figure 11a : pour $I_0 = 1A$, et un champ appliqué de 80 koe on détecte le pic de tension initial, suivi d'une tension de faible amplitude ; brusquement, se développe une tension d'amplitude élevée (pour $t = 31$ msec). Nous avons représenté à titre de comparaison sur la figure 11b, l'allure de la courbe $V(t)$ pour le même courant I_0 , lorsque l'amplitude maximale du champ appliqué est 40 koe seulement. On passe d'une courbe $V(t)$ identique à celle de la fig. 11b à une courbe $V(t)$ identique à celle de la figure 11a lorsque le champ appliqué dépasse 78 koe. Appelons H_s , le champ magnétique au centre de l'enroulement quand se produit le pic de tension initial, et H_{cp} le champ pulsé appliqué à l'échantillon lorsque apparaît la discontinuité de la courbe $V(t)$. Pour l'échantillon A25 III, nous avons ainsi : $H_s = 18koe$ et $H_{cp} = 78$ koe, à $4,2^\circ K$. Nous n'avons pas observé de variation de H_s et de H_{cp} en fonction de I_0 lorsque I_0 reste inférieur ou égal à 1A.

./.

Fig: 11



(b) Alliage A 25 III, évolution de H_s et de H_{cp} avec T.

Nous avons étudié le comportement de l'alliage A25 III en fonction de la température du bain d'hélium ; les courants I_0 restaient compris entre 0 et 1A.

Le pic de tension déjà décrit apparaît quelle que soit la température. Tant que l'hélium liquide n'est pas superfluide, ($T \geq 2,18^\circ K$), le pic de tension apparaît toujours lorsque le champ au centre de l'enroulement est 18koe. Puis, lorsque la température diminue et devient inférieure à $2,18^\circ K$, le pic de tension se produit pour des valeurs du champ au centre de l'enroulement supérieures à 18 koe. Le champ H_s reste donc constant lorsque l'hélium est normal puis augmente dans l'hélium superfluide ; H_s est d'autant plus élevé que la température de l'hélium superfluide est basse.

Le champ H_{cp} qui caractérise l'apparition d'une tension de grande amplitude, évolue avec la température ; H_{cp} augmente lorsque la température décroît.

(c) Généralisation aux alliages étudiés :

L'existence du champ H_s a été décelée sur la totalité des échantillons mesurés. Les valeurs de H_s à $4,2^\circ K$, s'étagent entre 14 et 19 koe suivant les matériaux. Nous avons représenté sur la figure 12 la loi d'évolution de H_s avec T pour plusieurs alliages. Les courbes 1 et 2 de la figure 12 se rapportent à deux alliages Nb-Zr ; le premier de ces alliages est cuivré, le second est décuiqué. On voit que H_s est le même pour les deux échantillons dans l'hélium I ; par contre, l'évolution de H_s avec T dans l'hélium II est plus importante dans le cas d'un alliage décuiqué que dans le cas d'un matériau cuivré.

./.

Fig: 12

Courbes 3 & 4

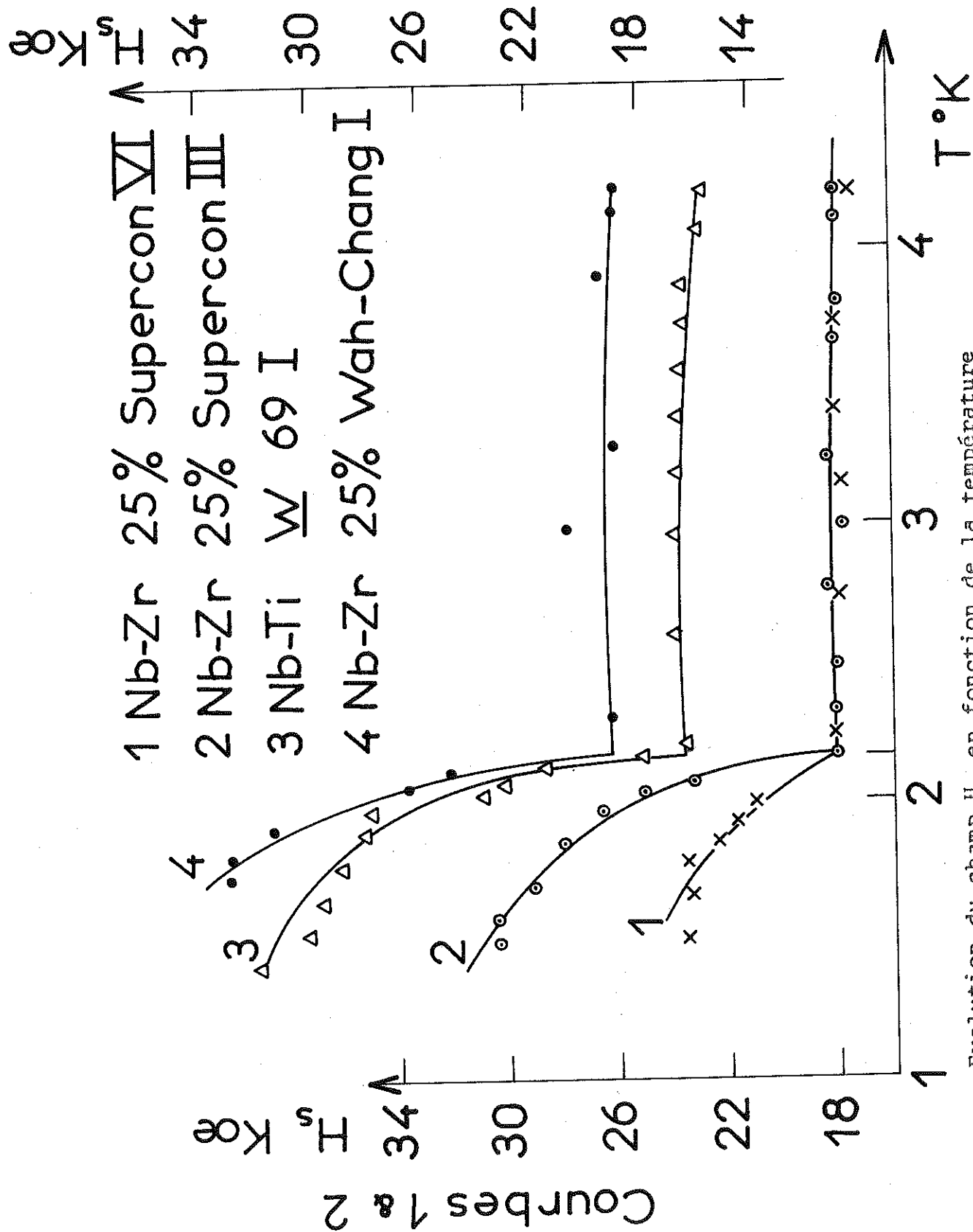
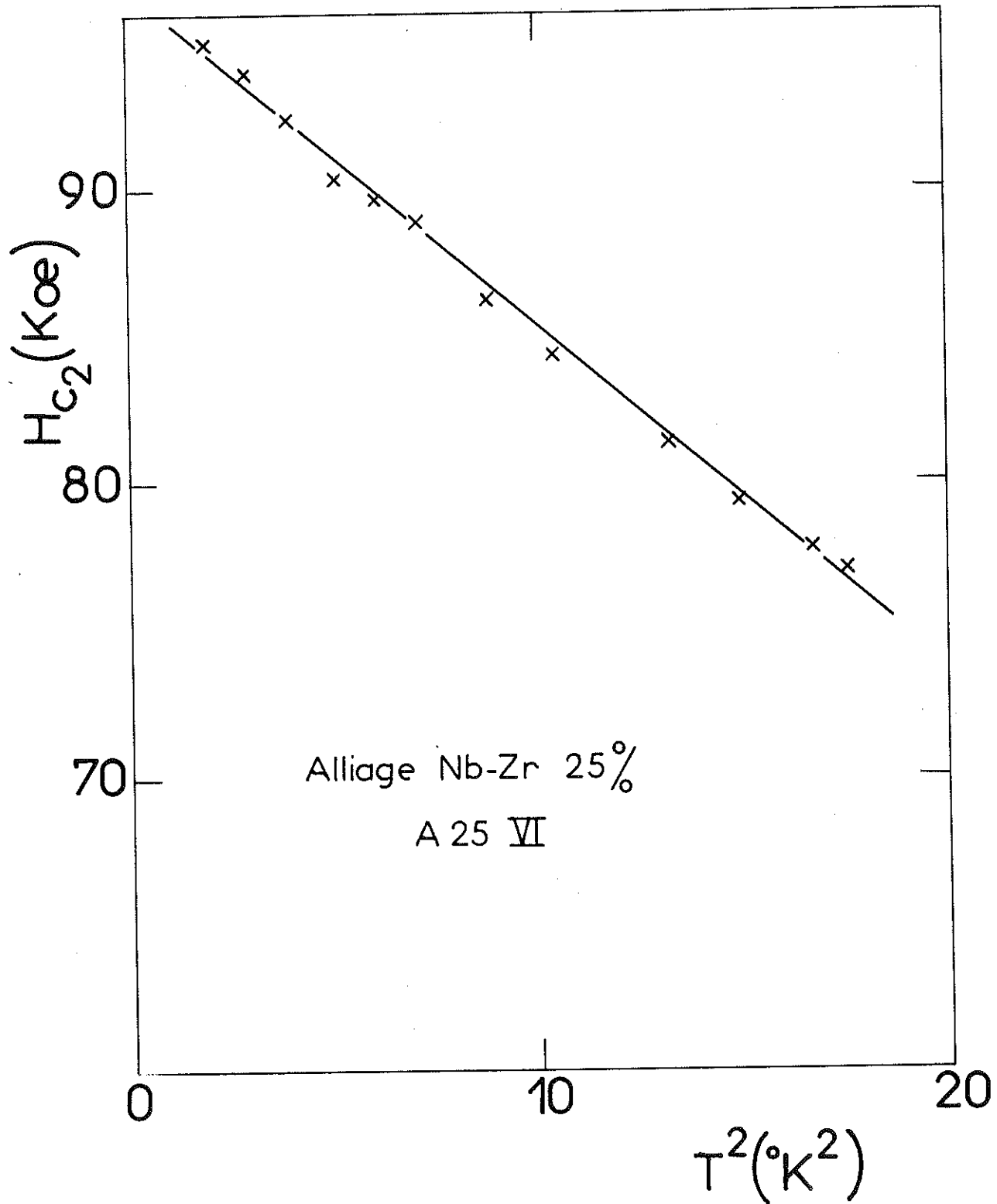


Fig: 13



Evolution de H_{c2} en fonction de la température

Nous avons vérifié l'existence d'un champ H_{cp} dans le cas de Nb-Zr seulement. Pour les différents échantillons de cet alliage, les valeurs de H_{cp} à 4,2°K sont toutes voisines de 80 koe. Cette valeur est constante pour tous nos échantillons, lorsque I_0 reste inférieur à 1A. Comme l'ont fait Berlincourt et al (29), nous avons assimilé la quantité $H_{cp}(I_0 = 0)$ au champ critique H_{c2} du matériau. La valeur $H_{cp}(0)$ est en excellent accord avec la valeur indiquée par le fabricant (80 koe). H_{c2} varie linéairement en T^2 , comme le montre la courbe de la figure 13. Nous avons déjà signalé (5b) que H_{c2} augmente lorsque T diminue. La théorie (47) prévoit :

$$H_{c2} = H_{c2}(0) (1 - at^2)$$

avec $a = 2,1$.

Si nous vérifions expérimentalement l'évolution linéaire de H_{c2} avec T^2 , nos expériences conduisent par contre à des valeurs de a comprises entre 1,3 et 1,6, pour les différents alliages Nb-Zr 25% étudiés. Nous noterons toutefois, que Aron et Hitchcock (47bis) ont fait des mesures d'où l'on peut déduire une valeur de $a = 1,2$.

Dans le tableau 3 de la page 32, nous donnerons les valeurs de H_s à 4,2°K et à 1,5°K, et les valeurs de H_{c2} à 4,2°K, pour les échantillons mesurés. On remarquera que le champ maximum produit avec le solénoïde n°7 ne dépasse pas 110 koe, alors que les alliages Nb-Ti ont des champs H_{c2} voisins de 140 koe (29).

(d) Influence de H_s sur le comportement des alliages lorsque I_0 est élevé

Nous avons signalé qu'une tension de faible amplitude apparaît, pour la valeur H_s du champ pulsé, dans les

Tableau III

Echantillon	H_s à $4,2^\circ K$ Kœ	H_s à $1,5^\circ K$ Kœ	H_{c_2} à $4,2^\circ K$ Kœ
A 25 III	18	30,4	78
A 25 VI	18	23,7	78
A 25 VII	17	23,7	79
WC I	19	33	79,5
DEV 68	14	33	>110
DEV 69 I	16,5	30	> 110
DEV 84	17	30	>110

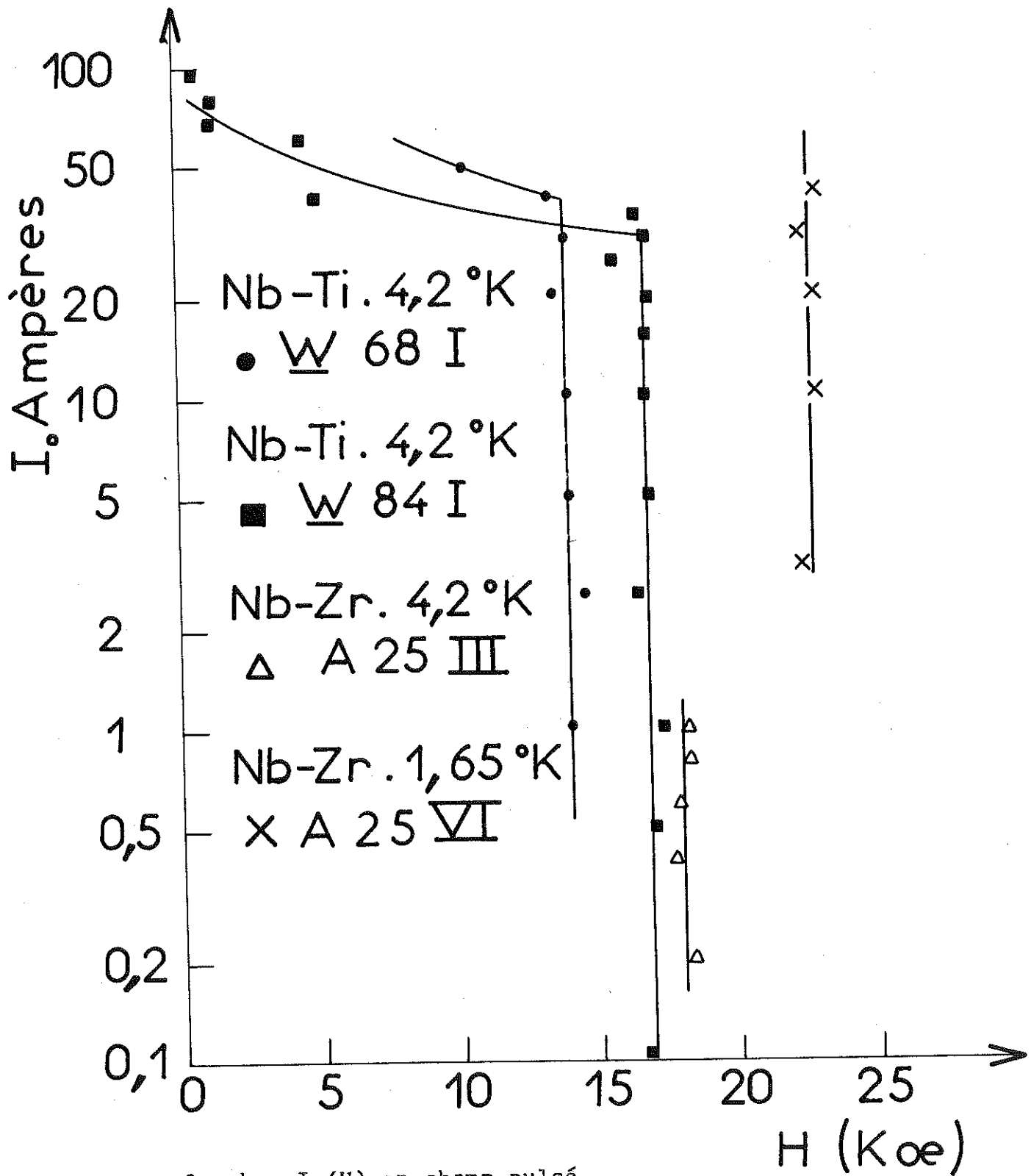
Valeurs de H_s à $4,2^\circ K$ et à $1,5^\circ K$;

Valeurs de H_{c_2} à $4,2^\circ K$.

échantillons parcourus par un courant non nul. La tension qui se développe croît avec le courant I_0 . Nous avons constaté que cette tension est transitoire lorsque le courant reste petit ; nous avons augmenté le courant I_0 dans les échantillons, de manière à ce que le passage à l'état normal d'une petite fraction d'échantillon soit à l'origine du retour à l'état normal de tout le matériau. Pour les échantillons décuivrés, nous avons déjà remarqué que la région normale se propage lorsque I_0 est supérieur à 1A ; la puissance dissipée par cm^2 de surface de région normale est alors de l'ordre du watt. Nous avons constaté que la région normale se propage dans les échantillons cuivrés lorsque I_0 devient supérieur à 15 A environ ; ceci correspond encore à une dissipation de puissance de l'ordre du watt par cm^2 de surface de région normale, si l'on prend pour résistivité moyenne du cuivre $4.10^{-8} \mu\Omega \text{ cm}$ à 4,2°K (ce chiffre est une valeur moyenne obtenue en mesurant la résistance normale de quelques échantillons). Pour les deux sortes d'échantillons, nous avons constaté la propagation de la région normale initiale, dès que le champ pulsé appliqué atteint la valeur H_S . Ce résultat est traduit par la courbe de la figure 14. Tout l'échantillon devient progressivement normal ; le retour à l'état normal est d'autant plus rapide que I_0 est plus élevé ; cette remarque est analogue aux observations de Stekly (44). Il ressort de ce résultat qu'un échantillon de Nb-Zr ou de Nb-Ti soumis à un champ magnétique pulsé devient normal dès que le champ appliqué atteint la valeur seuil H_S que nous avons définie. Toutefois, lorsque I_0 devient supérieur à quelques dizaines d'ampères, le passage à l'état normal de la totalité de l'échantillon a lieu pour une valeur du champ pulsé appliqué plus petite que H_S . Nous avons traduit ce comportement sur les courbes $I_0(H)$ de la figure 14 :

./.

Fig: 14



Courbes $I_o(H)$ en champ pulsé.
 Les points représentés sont ceux pour lesquels est décelé le pic de tension

Les points qui y sont représentés indiquent la valeur du champ pulsé appliqué à l'échantillon parcouru par le courant I_0 lorsqu'on détecte la première apparition de tension autre que celle induite par la variation du champ dans le circuit de mesure.

(e) étude de $H_{cp}(I_0)$ lorsque I_0 est grand :

Lorsque I_0 est assez élevé pour que la région normale initiale se propage, il est encore possible de déceler une discontinuité de la courbe $V(t)$ traduisant l'existence d'un champ H_{cp} . Nous avons schématisé sur l'oscillogramme de la figure 15 l'allure de la courbe $V(t)$ obtenue. L'expérience a montré que l'on peut définir un champ H_{cp} seulement si I_0 reste inférieur à une dizaine d'ampères dans le cas des échantillons décuivrés, et à une trentaine d'ampères dans le cas des échantillons cuivrés. Nous avons représenté sur la figure 16, la loi d'évolution de $H_{cp}(I_0)$ à 4,2°K. On constate que H_{cp} décroît quand I_0 augmente. La courbe de la figure 16 représente la variation $H_{cp}(I_0)$ que nous avons mesurée en champ magnétique pulsé sur l'alliage A25 VII. Sur le même graphique, nous avons tracé la courbe $H_c(I_0)$ obtenue en champ magnétique constant longitudinal sur un alliage Nb-Zr 25% décuivré, par Aron et Hitchcock (47 bis).

Fig: 15

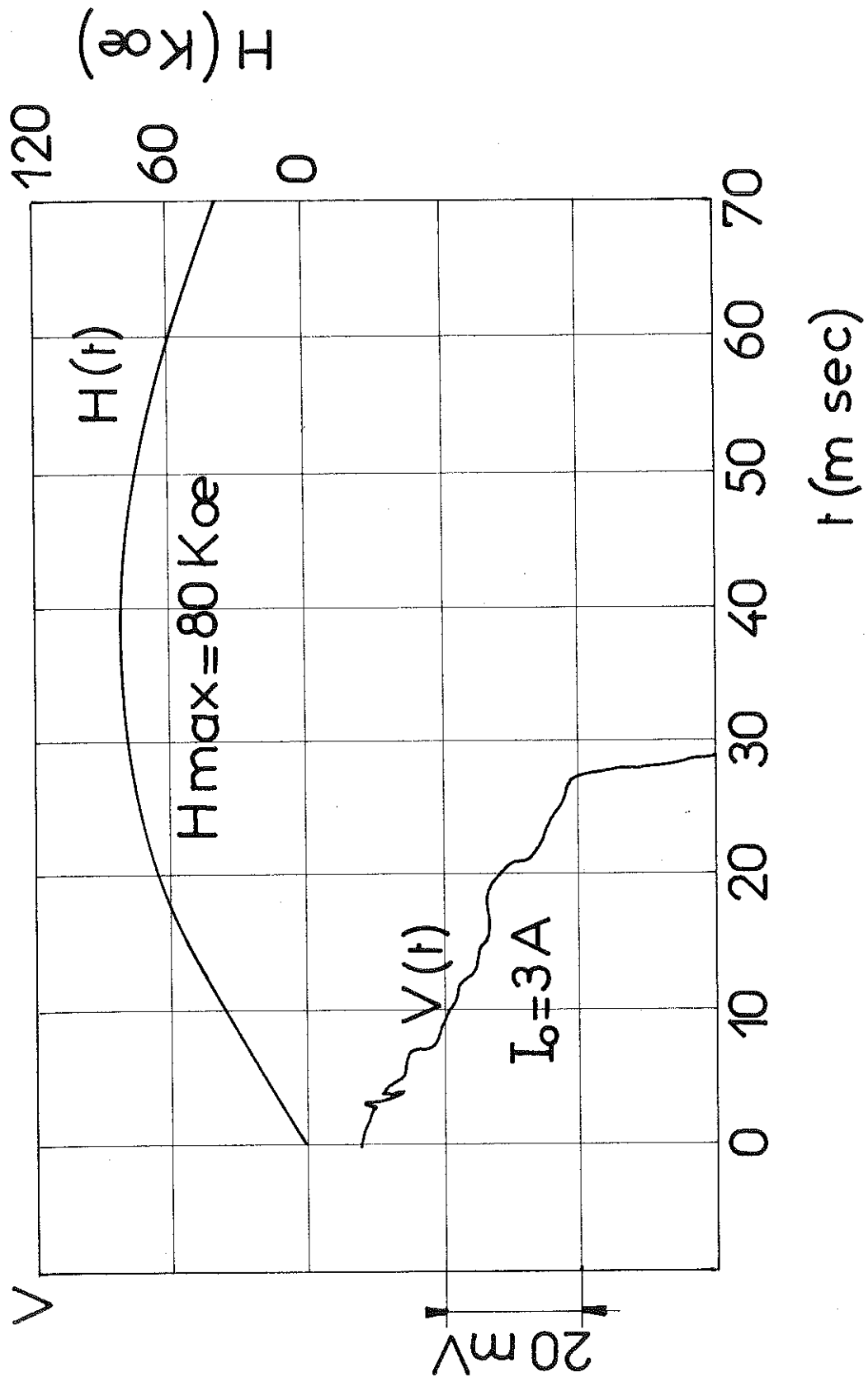
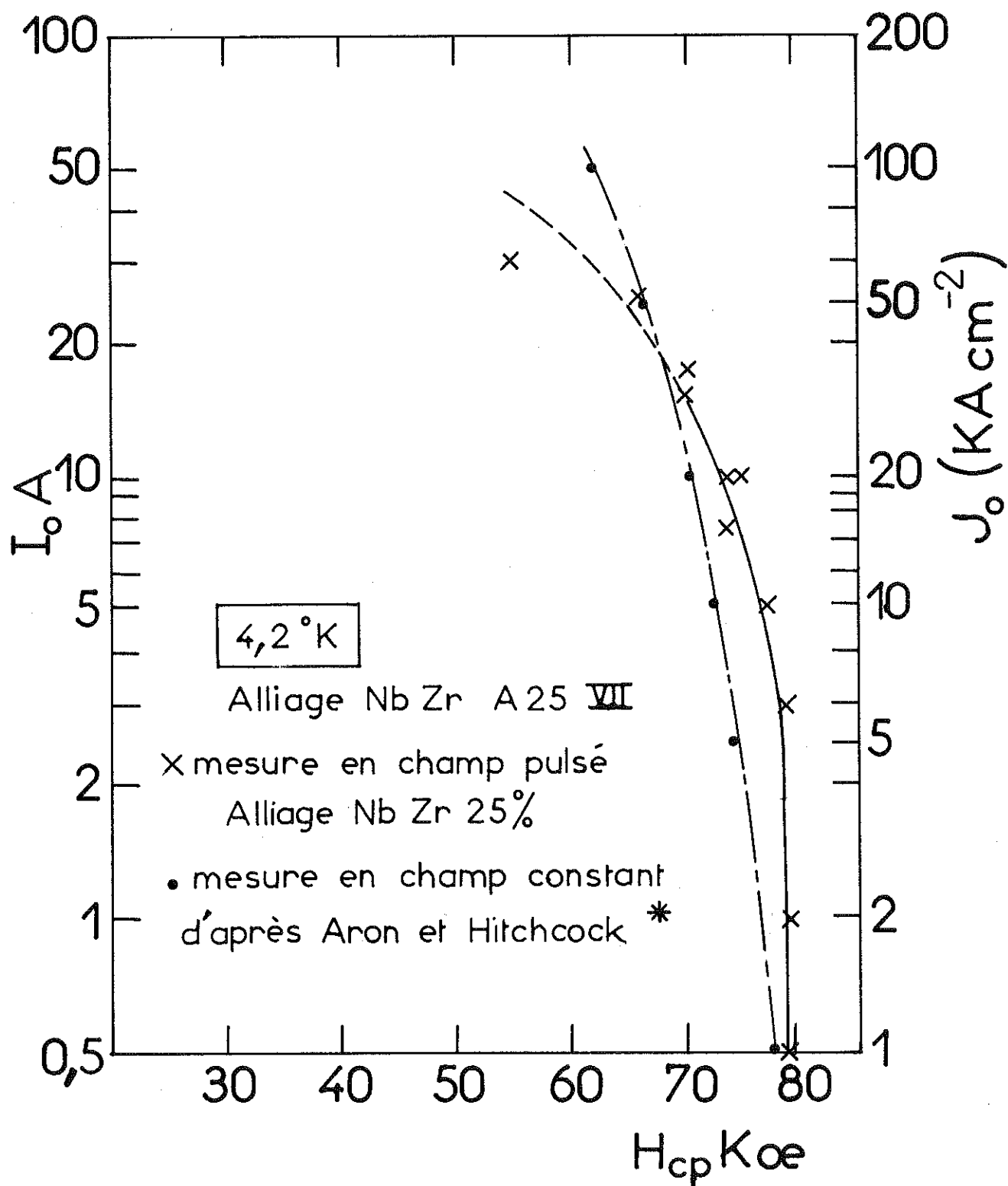


Fig: 16

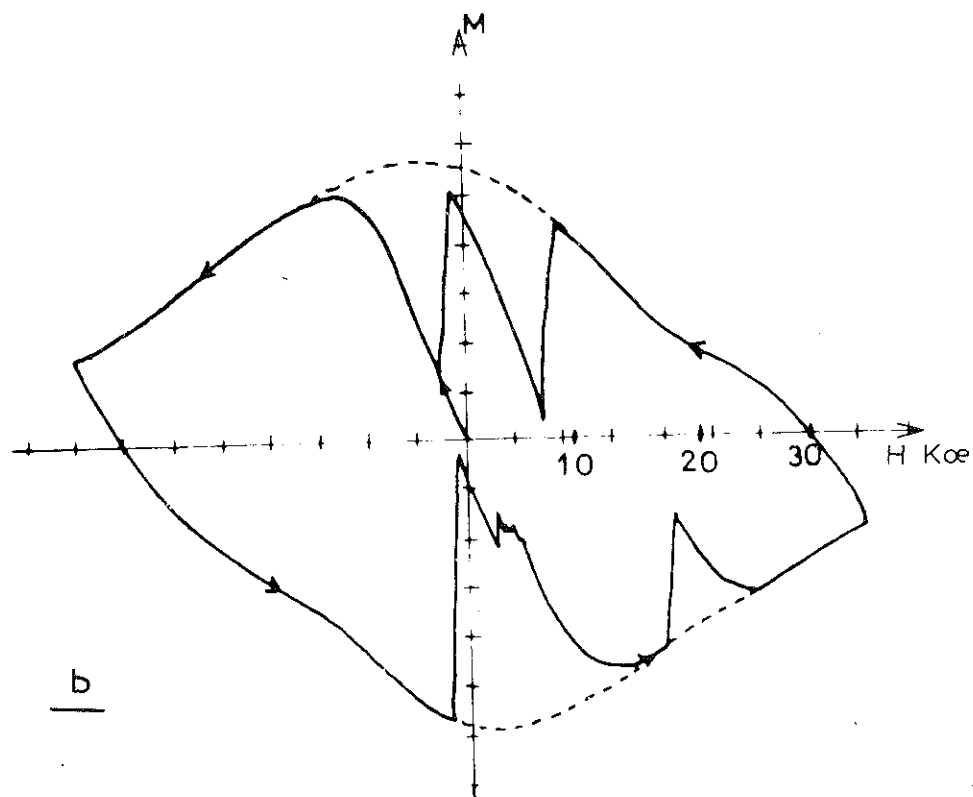
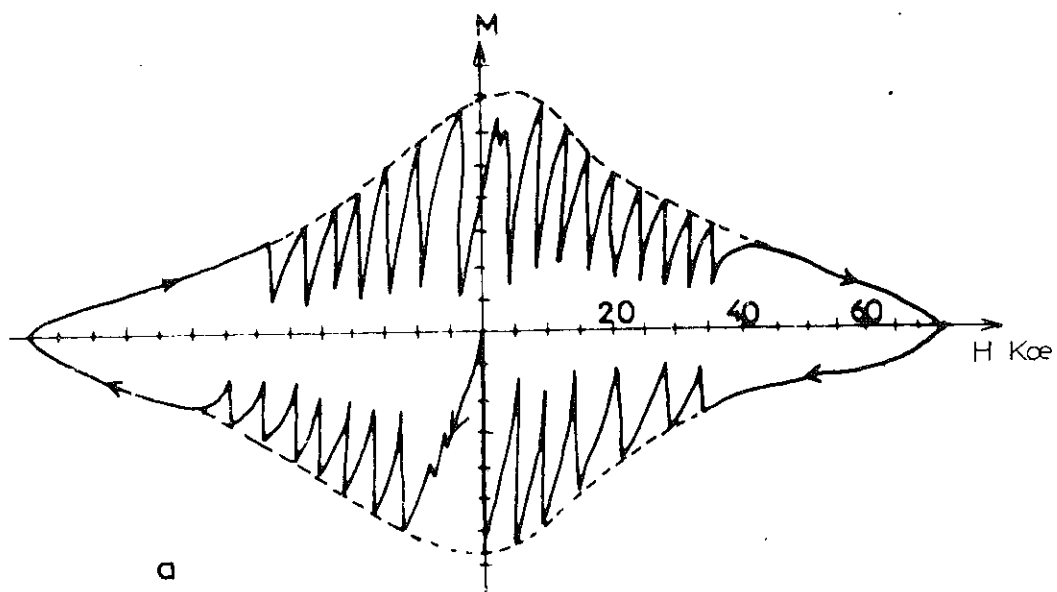


*P.R. Aron et H.C. Hitchcock, J. of Appl. Phys., 33, 2242, (1962)

3°/ Discussion de nos résultats

a/ En appliquant un champ magnétique à nos échantillons, nous créons dans ceux-ci un état d'aimantation que nos mesures résistives ne permettent pas de préciser. Nous avons pensé que le pic de tension décelé dans nos expériences pour la valeur H_s du champ pulsé appliqué se traduisait dans une mesure d'aimantation, par une brutale discontinuité de celle-ci. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons tracé la courbe $M(H)$ à 4,2°K, en régime de champ constant, pour un alliage Nb-Zr 25 %. Le champ maximum appliqué à l'échantillon atteignait 25 koe, mais nous n'avons pas constaté de discontinuité dans la courbe $M(H)$ obtenue. Nous savons maintenant (48) qu'en traçant des courbes $M(H)$ relatives à des matériaux comme le Nb-Zr, l'allure des courbes diffère beaucoup suivant que le tracé est effectué en régime de champ constant ou en régime de champ magnétique variable. Si le dH/dt est différent de 0, des discontinuités apparaissent dans les courbes, et ces discontinuités sont d'autant plus nombreuses et fréquentes que le dH/dt est élevé. Nous représentons figure 17, les courbes $M(H)$ tracées pour un alliage Nb-Zr lorsque les dH/dt sont de 160 oe sec^{-1} (courbe a) et de 5 oe sec^{-1} (courbe b). On peut admettre que chaque discontinuité d'aimantation est à l'origine d'un échauffement local dans le matériau. Si plusieurs discontinuités affectent la même région de l'échantillon, on peut être amené à observer le passage à l'état normal de cette fraction d'échantillon.

Fig:17



Courbes d'aimantation d'un cylindre Nb-Zr 25% d'après Aron (48) : a/ $dH/dt = 160 \text{ Oe sec}^{-1}$, b/ $dH/dt = 5 \text{ Oe sec}^{-1}$.

b/ Si des considérations macroscopiques permettent de justifier l'existence d'un champ H_S en régime de champ magnétique variable, il est également intéressant de chercher comment on peut expliquer le phénomène observé à partir de considérations microscopiques sur l'état supraconducteur. Une expérience récente (49) a confirmé l'existence de filaments normaux séparés par des régions supraconductrices dans les matériaux supraconducteurs à l'état mixte ; On admet maintenant que les filaments normaux se déplacent (50-54) ; le mouvement de ces "lignes de vortex" peut être contrarié par des défauts du réseau cristallin (cavités, précipités, dislocations) et ces obstacles au déplacement sont franchis par un processus d'agitation thermique. Le glissement des filaments s'accompagne d'une modification du champ magnétique interne, laquelle est à l'origine de l'apparition d'un champ électrique. L'existence d'un champ électrique dans les supraconducteurs à l'état mixte se traduit par la définition d'une résistivité (55,56). Un supraconducteur à l'état mixte, devient le siège d'un dégagement de chaleur lorsqu'il est parcouru par un courant. On peut concevoir qu'en appliquant un champ magnétique variable aux échantillons, on accroît le champ électrique et par la même, on accélère le processus dissipateur et le retour à l'état normal des matériaux.

c/ Plusieurs auteurs (57,58) ont envisagé l'existence d'une relation entre le déplacement des filaments dans les supraconducteurs à l'état mixte, et les phénomènes de diffusion thermique et électromagnétique dans les matériaux. Le fait pour le champ H_S que nous avons défini, de varier avec la température, à partir du point λ de l'hélium, comme

le montre la figure 12, semble indiquer que l'existence elle-même du champ H_S est liée à un phénomène d'origine thermique. L'évolution de H_S avec T dans l'hélium II est plus sensible lorsque l'échantillon est décuivré que lorsqu'il est cuivré ; on peut justifier ce résultat si l'on admet que le pic de tension observé au moment où le champ atteint la valeur H_S a une origine thermique : il existe une résistance thermique entre gaine de cuivre et matériau supraconducteur, et c'est peut-être à cause de cette résistance thermique que les échauffements successifs qui entraînent l'apparition du pic de tension sont plus rapidement néfastes dans le cas des alliages cuivrés que dans le cas des alliages non cuivrés ou décuivrés.

d/ Nous avons pu mettre en évidence dans certains cas, l'existence d'un champ H_{cp} , et nous avons souligné l'éventualité d'une identité entre la valeur du champ critique pulsé H_{cp} et du champ critique constant H_c mesurés sur un même échantillon pour la même valeur du courant, I_0 . Nous avons toutefois remarqué que les courbes reliant H_{cp} à I_0 ne pouvaient être tracées que pour des valeurs assez petites du courant I_0 ; dans le cas le plus favorable, c'est-à-dire dans le cas des échantillons cuivrés, les discontinuités caractéristiques de l'existence d'un champ H_{cp} se décèlent seulement si I_0 est de l'ordre de 20 ou 30A. Il est possible de proposer une explication à ce phénomène. Pour celà, il faut d'abord examiner ce qui se passe lorsque le courant I_0 est assez petit pour que la puissance

./.

dissipée dans l'échantillon ne rende pas progressivement la totalité de celui-ci normal.

Après le passage du champ pulsé par la valeur H_s , apparaît une tension. On peut faire correspondre à cette tension une résistance R_s . Nous avons vu que R_s augmente avec l'amplitude maximale du champ appliqué, (puisque la tension décelée augmente avec H_{max}). Nous expliquions ceci en remarquant que la longueur de l'échantillon soumise à un champ supérieur à H_s augmente avec H_{max} . Si on désigne par L_s cette longueur, on constate que la résistance R_s n'est pas égale à la résistance normale R_N de L_s centimètres d'échantillons. R_s est nettement inférieure à R_N . Lorsque l'échauffement du matériau demeure faible, R_s évolue peu au cours de la décharge de condensateurs. Si le champ appliqué atteint la valeur H_{cp} sur une longueur L_{cp} de l'échantillon, on constate alors l'apparition d'une résistance R_{cp} , laquelle correspond à la résistance normale de L_{cp} centimètres d'échantillon. Nous avons mis en évidence la résistance R_{cp} sur la courbe $V(t)$ de la figure 11a. Mais le même phénomène peut se produire lorsque l'échauffement initial est à l'origine du retour progressif à l'état normal de tout l'échantillon : la résistance R_s créée à partir de H_s augmente régulièrement, d'autant plus rapidement que I_0 est élevé. Lorsque l'on atteint la valeur H_{cp} , du champ appliqué, deux cas se produisent alors : ou bien l'échauffement de l'échantillon l'a rendu totalement normal, et la courbe $V(t)$ ne présente pas de discontinuité, ou bien l'échauffement de l'échantillon s'est fait assez lentement pour qu'une fraction de celui-ci ne soit pas encore à l'état normal lorsqu'elle est soumise au champ H_{cp} : la courbe $V(t)$ va alors présenter une discontinuité analogue à celle représentée sur la figure 15.

La puissance dissipée augmentant avec I_0 , il existe donc bien une valeur de I_0 à partir de laquelle tout l'échantillon est devenu normal entre le moment où le champ atteint la valeur H_s et l'instant où il va prendre la valeur H_{cp} .

Ce courant est de l'ordre de quelques ampères pour les échantillons décuivrés; lorsque les matériaux sont cuivrés, le cuivre a pour effet de shunter progressivement les fractions résistives des échantillons, et une discontinuité de la courbe $V(t)$ s'obtient encore lorsque I_0 est de l'ordre de 25 ou 30A.

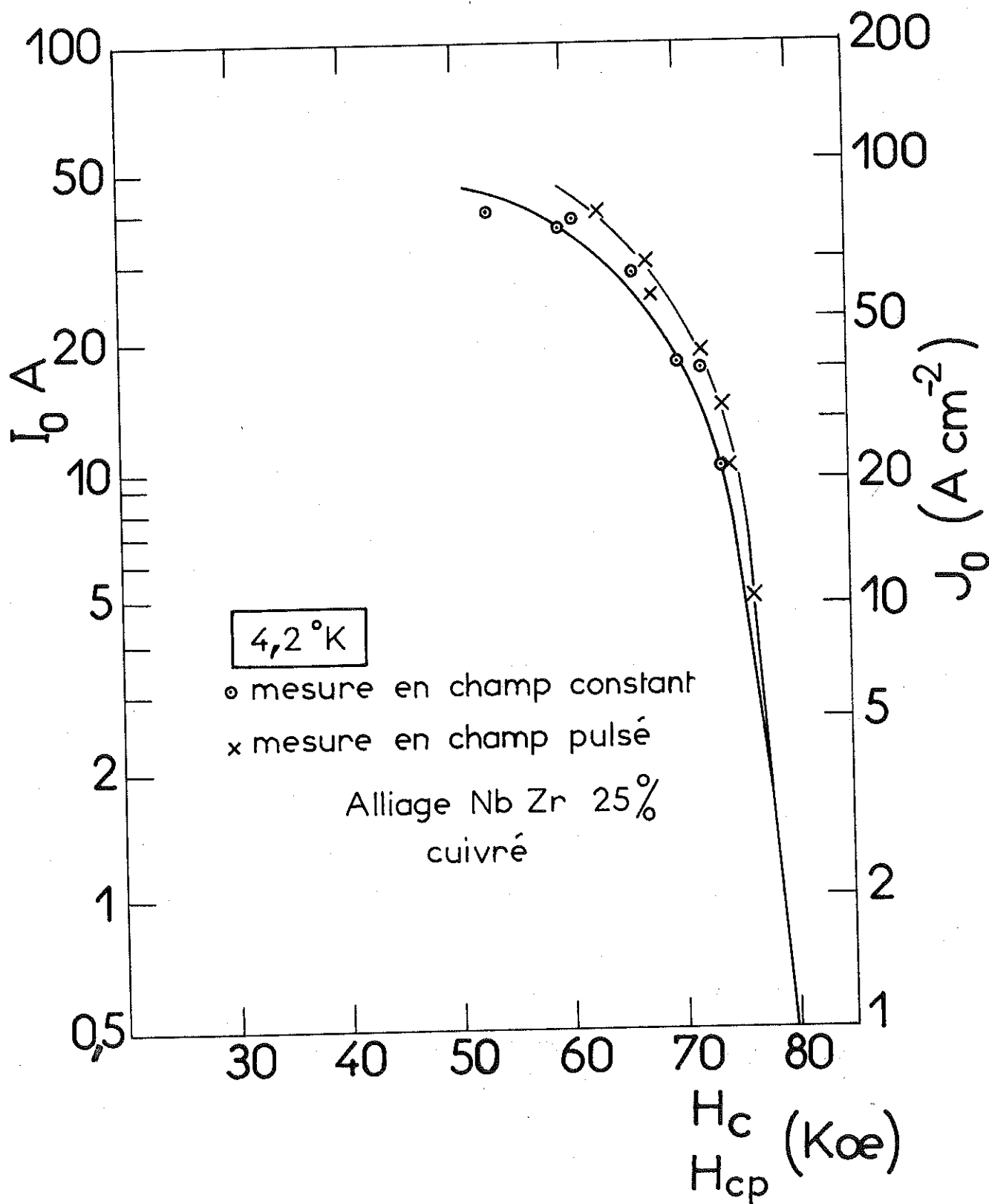
Mais dans le cas de matériaux cuivrés, le tracé de la courbe $H_{cp}(I_0)$ peut être sujet à caution. Le cuivre protecteur jouant son office de shunt, est parcouru par un courant. Si I_0 est élevé, le cuivre va s'échauffer notablement, et il n'est plus possible de connaître la résistance du shunt; le courant I_0 initial se répartit entre l'échantillon et le shunt, et la discontinuité $V(t)$ traduit l'apparition d'un champ H_{cp} pour une valeur du courant I , inférieure à I_0 . Toutefois, nos observations expérimentales nous permettent de dire que si I_0 ne dépasse pas une vingtaine d'ampères, le courant I et le courant I_0 sont pratiquement identiques, à quelques % près.

Au moment où s'achevait notre seconde série de mesures, il ne nous a pas été possible de comparer les courbes $H_{cp}(I_0)$ à des courbes $H_c(I_0)$ tracées en régime de champ constant. La mise au point récente d'un appareil de production de champ constant atteignant 75koe nous a amené à

./.

effectuer la comparaison entre les deux résultats. L'expérience est résumée dans la courbe de la figure 18. Compte tenu de la précision des différents résultats, on peut dire que les renseignements apportés par les courbes $H_{cp}(I_0)$ sont voisins de ceux que donnent les courbes $H_c(I_0)$. Le phénomène d'origine thermique responsable de l'existence du champ H_s limite malheureusement les courbes $H_{cp}(I_0)$ aux valeurs faibles du courant I_0 . L'utilisation des champs pulsés permet donc la détermination du champ H_{c2} , mais les graphiques $I_0(H)$ ne peuvent être tracés complètement qu'en régime de champ constant. Si on veut prendre soin de replacer entre chaque mesure les échantillons, en champ magnétique nul, les opérations à effectuer pour ce faire, en régime de champ constant, (que ce champ soit créé à l'aide d'un électroaimant conventionnel ou d'une bobine supraconductrice) seront alors nettement plus complexes qu'en régime de champ magnétique pulsé, où le champ appliqué prend de lui même une valeur nulle entre chaque décharge de condensateurs.

Fig: 18



C O N C L U S I O N

a/ Notre résultat expérimental présente une ressemblance frappante avec celui de Flippen (59,60) qui a étudié le comportement en champ pulsé d'alliages Nb-Zr 25 %. Son dispositif expérimental lui a permis de trouver à 4,2°K, des champs critiques pulsés compris entre 12 et 25koe suivant la valeur du courant. Ce résultat est tout à fait comparable à celui qui ressortait de notre série d'essais préliminaires. Benz et al (61) ont également publié leurs mesures, lesquelles concordent parfaitement avec les nôtres comme avec celles de Flippen. Laverick, utilisant des vitesses de variations de champ magnétique inférieures à celles de nos expériences (62) a également trouvé une décroissance du courant critique lorsqu'augmente le dH/dt . Berlincourt et Hake (29) ont fait des mesures en champ pulsé sur des métaux de transitions parmi lesquels le Nb-Zr et le Nb-Ti ; ils ont déterminé le champ H_{c2} de leurs échantillons, en traçant une courbe $I_0(H_{cp})$ analogue à celle que nous avons représentée sur la figure 18. Les densités de courant utilisées étaient de l'ordre de 10 Acm^{-2} et s'ils ont constaté un comportement anormal de leurs alliages lorsqu'ils sont parcourus par des intensités de courant élevées, leur communication n'en fait pas état. Montgomery (63) enfin a signalé le même phénomène que celui que nous avons mis en évidence dans notre première série d'expériences.

L'existence d'un pic de tension caractéristique d'un champ seuil ressort de nos seules expériences. Toutefois, il est intéressant de signaler que Sychev et al (64) ont fait l'étude du champ critique alternatif d'un solénoïde en

fil de niobium, et qu'ils ont trouvé une loi d'évolution de ce champ critique avec la température analogue à celle que nous avons trouvée pour H_g (voir figure 12). Comme nous l'avons fait dans la discussion de nos résultats, Sychev a conclu que le phénomène qu'il observait avait une origine thermique. Plusieurs autres expérimentateurs (65,66) ont mis en évidence des comportements de matériaux supraconducteurs probablement dus à des processus dissipateurs.

En définitive, nos expériences ont montré que pour une gamme importante de courants I_0 , il n'est pas possible de comparer les graphiques $I(H)$ tracés en régime de champ constant et en régime de champs pulsés. Plusieurs autres expériences ont confirmé notre observation. Nos propres mesures ont montré l'existence d'une anomalie de comportement en régime de champ magnétique variable des alliages Nb-Zr et Nb-Ti. Ce résultat est certainement lié à un phénomène d'origine thermique, et il est probable que l'on puisse expliquer celui-ci dans le cadre de la théorie d'Abrikosov sur la structure des supraconducteurs de deuxième espèce à l'état mixte.

La description expérimentale que nous avons faite pourrait être complétée par de nombreuses autres études, telles que des mesures d'aimantation en champ pulsé, des mesures de comportement entre 4,2°K et la température critique des alliages étudiés, etc.... Mais le phénomène que nous avons décrit est fort complexe et ne pourra s'expliquer en totalité qu'avec une évolution suffisante de notre connaissance de la structure de l'état mixte.

A N N E X E I

CHAMP MAGNETIQUE CREE DANS UN BOBINAGE PAR DECHARGE DE CONDENSATEURS

Soit un bobinage de section rectangulaire à densité de courant constante. Appelons :

a_1 son rayon intérieur
 a_2 son rayon extérieur
 $2b$ sa hauteur
 et N le nombre total de spires.

Lorsque ce bobinage est parcouru par un courant i , le champ magnétique h produit en son centre est donné par la relation de Bitter (67) :

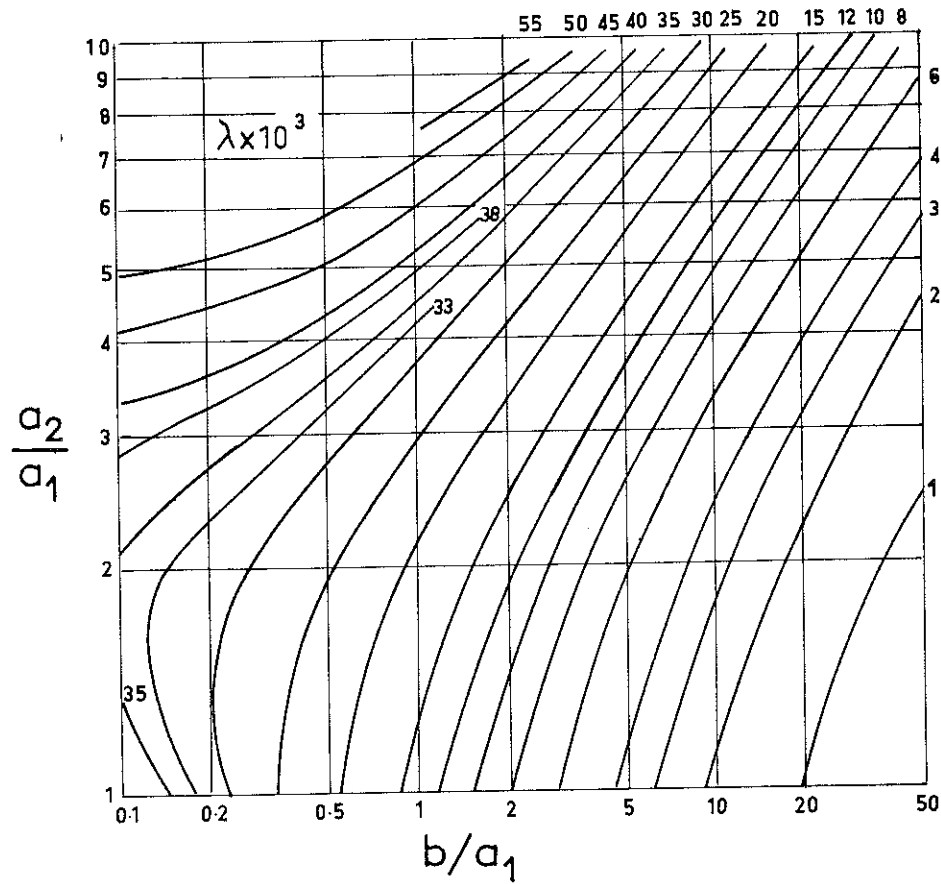
$$h = \frac{2\pi N i}{10(a_2 - a_1)} \operatorname{Log}_e \frac{a_2 + (a_2^2 + b^2)^{1/2}}{a_1 + (a_1^2 + b^2)^{1/2}} \quad (1.1)$$

Si le courant i est produit par décharge d'un banc de condensateurs C , chargé sous une tension V , dans un circuit de résistance R et de self L , i est solution de l'équation différentielle connue :

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0 \quad (1.2)$$

./.

Fig: 19



$$L = N^2 a_1 \lambda$$

N: Nombre de spires total

a_1 : Rayon intérieur en cm

L: Self de l'enroulement en μH

Self d'un enroulement, d'après Grover (68).

Posons $a = R/2L$, et $w_0^2 = 1/LC$; Si la quantité $w^2 = w_0^2 - a^2$ est positive, i est une fonction du temps t que l'on écrit :

$$i = CV w_0^2 / w. \exp(-at). \sin wt \quad (1.3)$$

Le maximum de i se produit pour la valeur t_0 du temps t : telle que

$$\sin wt_0 = w/w_0$$

i prend alors la valeur $i = i_{\max} = CV w_0 \exp(-at_0)$ (1.4)

En écrivant d'autre part, avec Grover (68) que la self d'un bobinage est de la forme

$$L = N^2 a_1 \lambda 10^{-6} \quad (1.5)$$

où λ est un coefficient géométrique uniquement fonction de a_2/a_1 et de b/a_1 , représenté sur l'abaque de la figure 19, on peut en remplaçant dans 1-1, i par la valeur donnée en 1-4, et N par la valeur déduite de 1-5, écrire que h est de la forme :

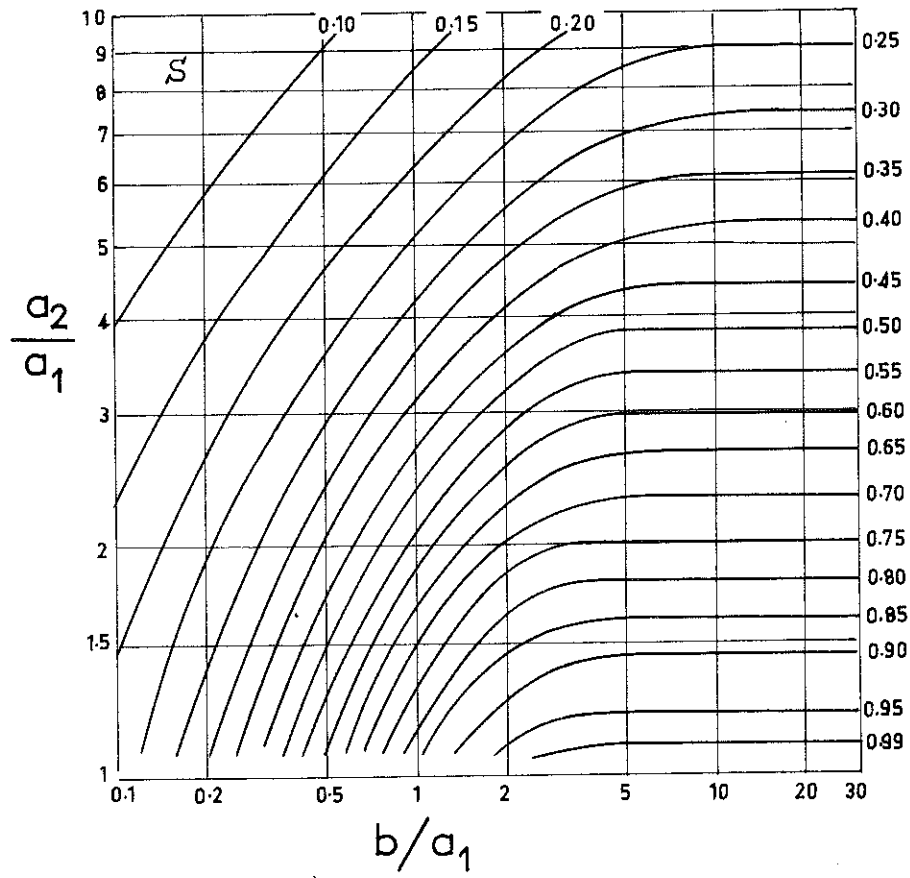
$$h = \frac{2\pi 10^2 a_1^{-3/2} \lambda^{-1/2} C^{1/2} V \exp(-at_0)}{(a_2/a_1 - 1)} \text{Log}_e \frac{a_2 + (a_2^2 + b^2)^{1/2}}{a_1 + (a_1^2 + b^2)^{1/2}} \quad (1.6)$$

Posons alors avec Champion : (69)

$$S = \frac{\pi b^{1/2} a_1^{-1/2} \lambda^{-1/2}}{10.5^{1/2} (a_2/a_1 - 1)} \text{Log}_e \frac{a_2 + (a_2^2 + b^2)^{1/2}}{a_1 + (a_1^2 + b^2)^{1/2}} \quad (1.7)$$

./.

Fig: 20



Coefficient géométrique S dans un enroulement
d'après Champion (69).

S est une fonction des seules quantités a_2/a_1 et b/a_1 , que représente l'abaque de la figure 20 .

On peut écrire :

$$h = 10^3 (20C)^{1/2} V S \left(\frac{b}{a_1} \right)^{-1/2} a_1^{-3/2} \exp(-at_0) \quad (1.8)$$

Dans notre cas d'expérience, $C = 2,88.10^3 \mu F$ et $V = 2500$ volts , h devient alors :

$$h = 600 S \left(\frac{b}{a_1} \right)^{-1/2} a_1^{-3/2} \exp(-at_0) \quad (1.9)$$

(Kœ)

On peut voir sur cette formule, qu'en se fixant la géométrie d'un bobinage, on détermine de façon précise le rapport

$$h/\exp(-at_0)$$

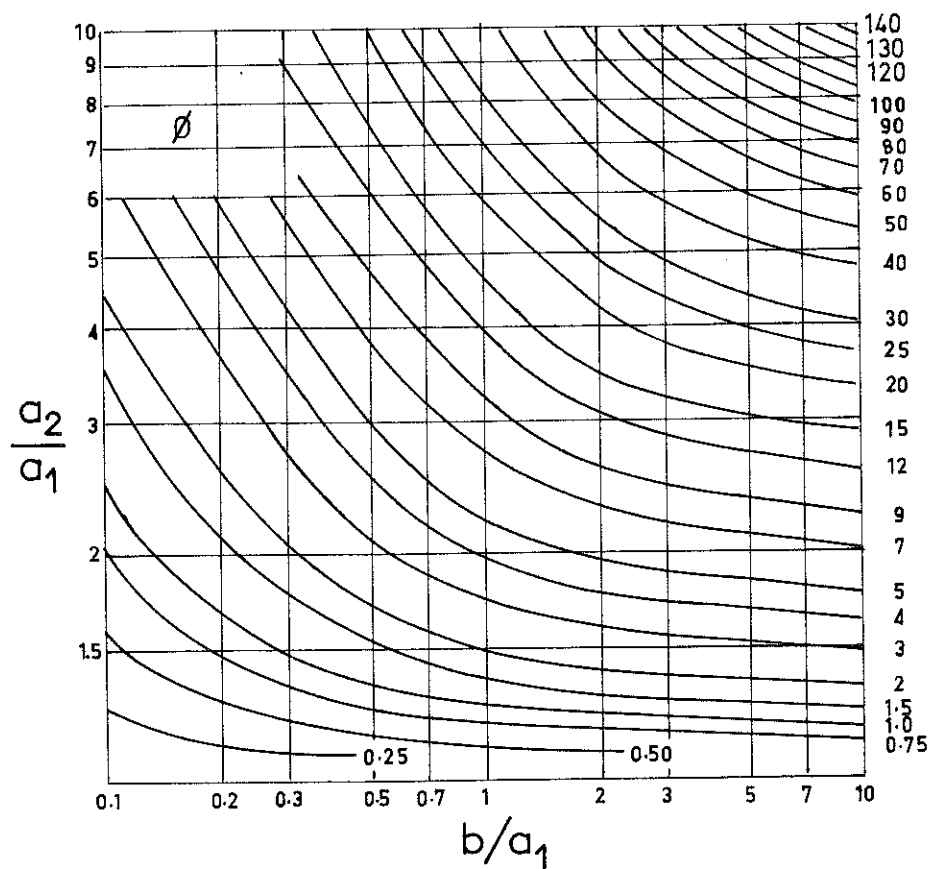
On peut montrer que $a = R/2L$ ne dépend pas de la section du conducteur utilisé dans le bobinage, mais se met sous la forme :

$$a = \frac{10^9 \rho}{2 a_1^2 \lambda_s \phi}$$

ϕ est une fonction des seules quantités a_2/a_1 et b/a_1 , que nous représentons sur la figure 21.

./.

Fig: 21



$$\frac{R}{L} = \frac{\rho \cdot 10^9}{a_1^2 \lambda_s \Phi}$$

R: Résistance de l'enroulement

L: Self de l'enroulement

ρ : Résistivité du conducteur

a_1 : Rayon intérieur de l'enroulement

λ_s : Coefficient de remplissage

On peut également montrer que w_0 est proportionnel à la section du conducteur employé ; t_0 dépend alors de w et de w_0 , donc de a et de w_0 . Le processus de calcul est alors le suivant :

- on se fixe un diamètre intérieur pour le bobinage. Cette dimension dépend des cotes du cryostat. On peut ensuite déterminer pour une valeur de a_2/a_1 et de b/a_1 , la quantité a pour une résistivité de conducteur donnée. On en déduit la valeur du rapport $h/\exp(-at_0)$

- pour diverses valeurs de la section du conducteur, on calcule une quantité t_0 et la valeur h correspondante.

Pour diverses valeurs de a_2/a_1 et de b/a_1 , on calcule h en fonction de t_0 . On choisit ensuite de réaliser l'enroulement ayant les caractéristiques (h, t_0) voisines de celles que l'on juge nécessaires aux expériences. Ce calcul ne permet pas de tenir compte correctement de l'échauffement des enroulements au cours de la décharge des condensateurs. Il a toutefois été utilisé pour les enroulements n° 1, 2, 3 et 4. L'écart entre le calcul et le résultat expérimental croît avec la tension de charge des condensateurs. Pour une tension de charge de 2500 volts, il atteignait 15% environ.

A N N E X E II

Méthode de calcul utilisée pour la détermination des bobinages n° 5 et 6

Le fait de ne pas tenir compte de l'évolution de la résistivité du conducteur au cours de la décharge de condensateurs ne permet pas d'utiliser la méthode de calcul de l'annexe I à la détermination précise d'un enroulement. Lorsqu'on dispose d'une énergie E_0 pour produire un champ magnétique h , ce champ h est créé pendant un temps limité. Lorsque E_0 est une énergie emmagasinée dans des condensateurs, le champ h n'est pas constant dans le temps. Une utilisation raisonnable de l'énergie E_0 peut être faite, en déchargeant les condensateurs dans un bobinage aux caractéristiques telles que le courant de décharge soit critiquement amorti. En effet, si la décharge est pseudo-oscillatoire, une partie importante de l'énergie emmagasinée est employée à des oscillations secondaires ne présentant pas d'intérêt. Si la décharge est très amortie, une partie faible de l'énergie emmagasinée est utilisée au moment où le champ produit atteint sa valeur maximale.

Le fait de produire une décharge critiquement amortie permet à la fois d'utiliser rationnellement l'énergie E_0 et de disposer d'un temps de montée du champ magnétique assez lent. Le but des enroulements n° 5 et 6 que nous avons utilisé était justement de produire des champs magnétiques dans une décharge de condensateurs où le dH/dt est le plus petit possible. Il fallait donc construire des bobinages ayant un temps de montée t_0 très grand. Nous allons décrire la méthode de calcul employée pour cela.

Lorsque le courant de décharge atteint sa valeur maximale, $i_{\max}$, l'énergie magnétique emmagasinée dans le bobinage de self L est :

$$E_m = \frac{1}{2} L i_{\max}^2$$

D'autre part, si R est la résistance de l'enroulement, la puissance dissipée dans celui-ci lorsqu'il est parcouru par le courant $i_{\max}$ est :

$$W = R i_{\max}^2$$

Lorsqu'on dispose d'une puissance W pour produire un champ magnétique h , la relation entre h et W est de la forme :

$$h = G \left(\frac{W \lambda_s}{\rho a_1} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

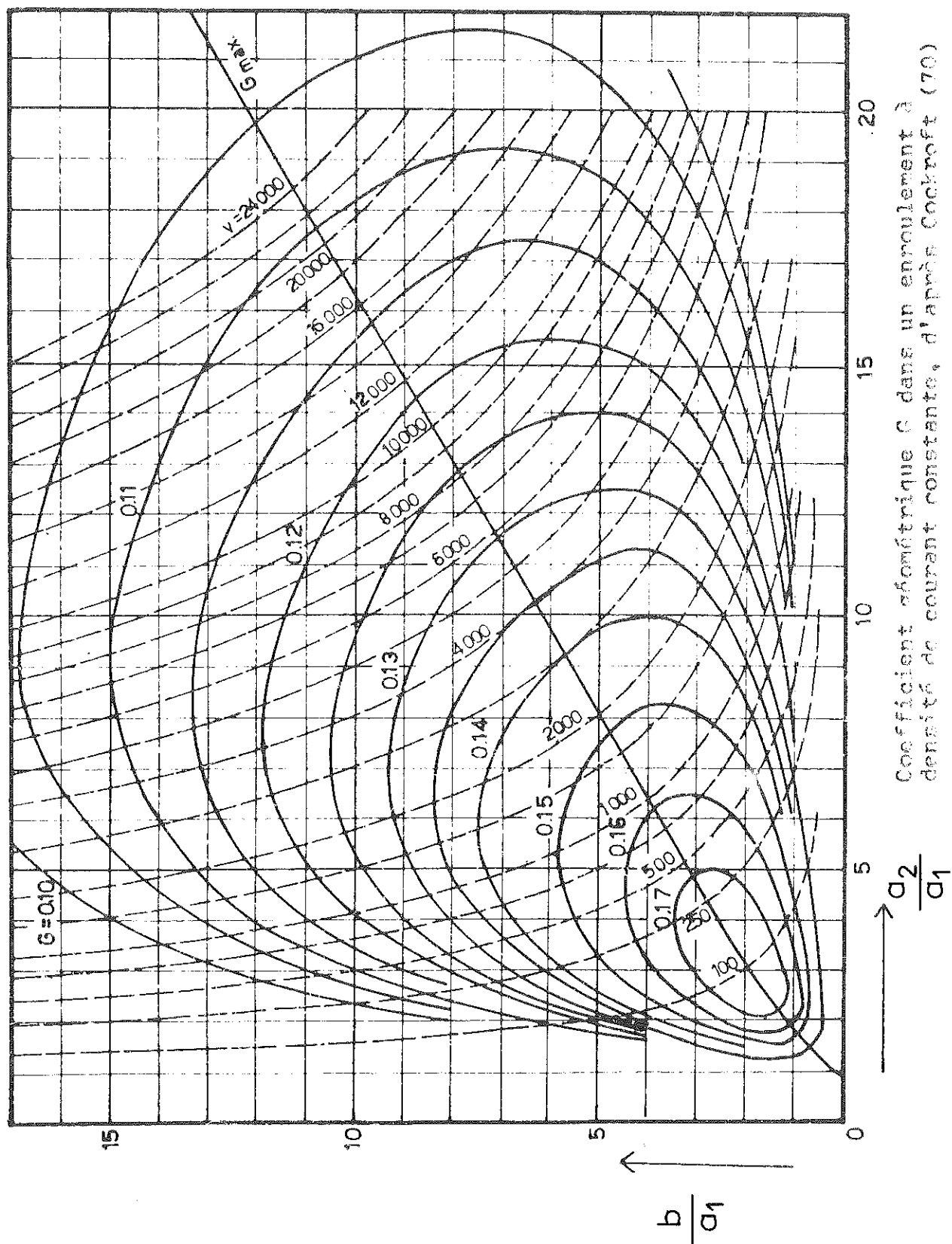
Cette formule est connue sous le nom de "formule de Cockroft"(70) ; G est un coefficient fonction des seules quantités a_2/a_1 et b/a_1 , que nous représentons sur l'abaque de la figure 22. ρ est la résistivité du conducteur et λ_s est le coefficient de remplissage du solénoïde. De la formule 2-1, on déduit :

$$E_m = \frac{1}{2} L i_{\max}^2 = \frac{h^2 a_1^3 10^{-9} \phi}{2 G^2}$$

dans cette égalité, ϕ est la quantité définie dans la formule 1-10 de l'annexe précédente.

Admettons qu'entre le début de la décharge des condensateurs et l'instant t_0 une énergie $E_0/2 - E_m$ soit utilisée pour chauffer le fil conducteur. Si P est le poids de celui-ci, l'augmentation d'enthalpie est alors :

Fig: 22



Coefficient électrotrique C dans un enroulement à densité de courant constante, d'après Cockroft (70)

$$U = (E_0/2 - E_m)/P$$

En reliant P à la géométrie du bobinage, il est possible de déduire de l'augmentation d'enthalpie la température atteinte par le conducteur à l'instant t_0 . On connaît alors la résistivité du cuivre correspondante. Pour maintenir dans le solénoïde le champ h , il faudrait alors disposer d'une puissance

$$W = \frac{h^2 a_1 \rho}{\lambda_s G^2}$$

Or, l'énergie utilisée pour chauffer le conducteur est $E_0/2 - E_m$; avec une telle énergie, le champ h sera produit au temps t_0 tel que :

$$t_0 = (E_0/2 - E_m)/W = \frac{\lambda_s G^2 (E_0/2 - E_m)}{h^2 a_1 \rho}$$

Pour chaque géométrie de bobinage, on peut déterminer un temps t_0 , si l'on fixe h , E_0 et λ_s . La valeur de la résistivité déduite de l'augmentation d'enthalpie est évidemment fonction de la résistivité du conducteur avant le début de la décharge, donc dépend de la température initiale du bobinage. Pour chaque température, on peut déterminer la géométrie d'enroulement à laquelle correspond le temps t_0 le plus grand possible. A 77°K, la géométrie optimale est celle que nous avons choisie pour l'enroulement n° 5, et à 20°K, celle de l'enroulement n° 6 (voir tableau I, page 15).

ANNEXE III

ECHAUFFEMENT D'UN ALLIAGE Nb-Zr AU COURS D'UN RETOUR A L'ETAT NORMAL

-:-

Soit un matériau supraconducteur de Nb-Zr parcouru par une densité de courant J_0 . Ce courant est établi à l'aide d'une batterie d'accumulateurs de tension E_0 , et la résistance du circuit extérieur est R_0 . Une fraction du supraconducteur devient normale à l'instant $t = 0$. Une résistance apparaît, J_0 diminue ; le fil normal s'échauffe, et passe de 4,2°K à une température T_f au bout d'un temps t_f . A chaque instant,

$$\rho J^2(t) dt = C(T) dT$$

si ρ est la résistivité du matériau rendu normal et $C(T)$ la chaleur spécifique de celui-ci à la température T .

On peut donc écrire, en intégrant :

$$\int_0^{t_f} J^2(t) dt = \int_4^{T_f} \frac{C(T)}{\rho(T)} dT$$

Dans le circuit d'alimentation,

$$E_0 = (R_0 + R(T)).i$$

$$\text{d'où :} \quad dR/dt = - di/dt \cdot (E_0/i^2)$$

$$\text{avec } R(T) = R(4^\circ\text{K}) + a_1 T$$

./.

Supposons alors avec Stekly (44) que la vitesse de propagation de la région normale soit proportionnelle à la densité de courant J ; on peut écrire :

$$v \, dt = 2a_2 J \, dt.$$

par conséquent :

$$dR/dt = 2 \frac{\rho}{s} a_2 J = -di/dt \cdot E_0 / i^2$$

Ce qui se traduit encore par :

$$2 \rho a_2 \, dt = - \frac{dJ}{J^3} \cdot E_0$$

En intégrant par rapport au temps, on trouve :

$$\frac{1}{2J^2} - \frac{1}{2J_0^2} = \frac{2}{E_0} \cdot \bar{\alpha}_2 \cdot \bar{\rho} \cdot t$$

On obtient ainsi pour J une loi en fonction du temps :

$$J = \frac{1}{J_0^{-2} + 4 a_2 \bar{\rho} t / E_0}$$

qui devient, en intégrant à nouveau :

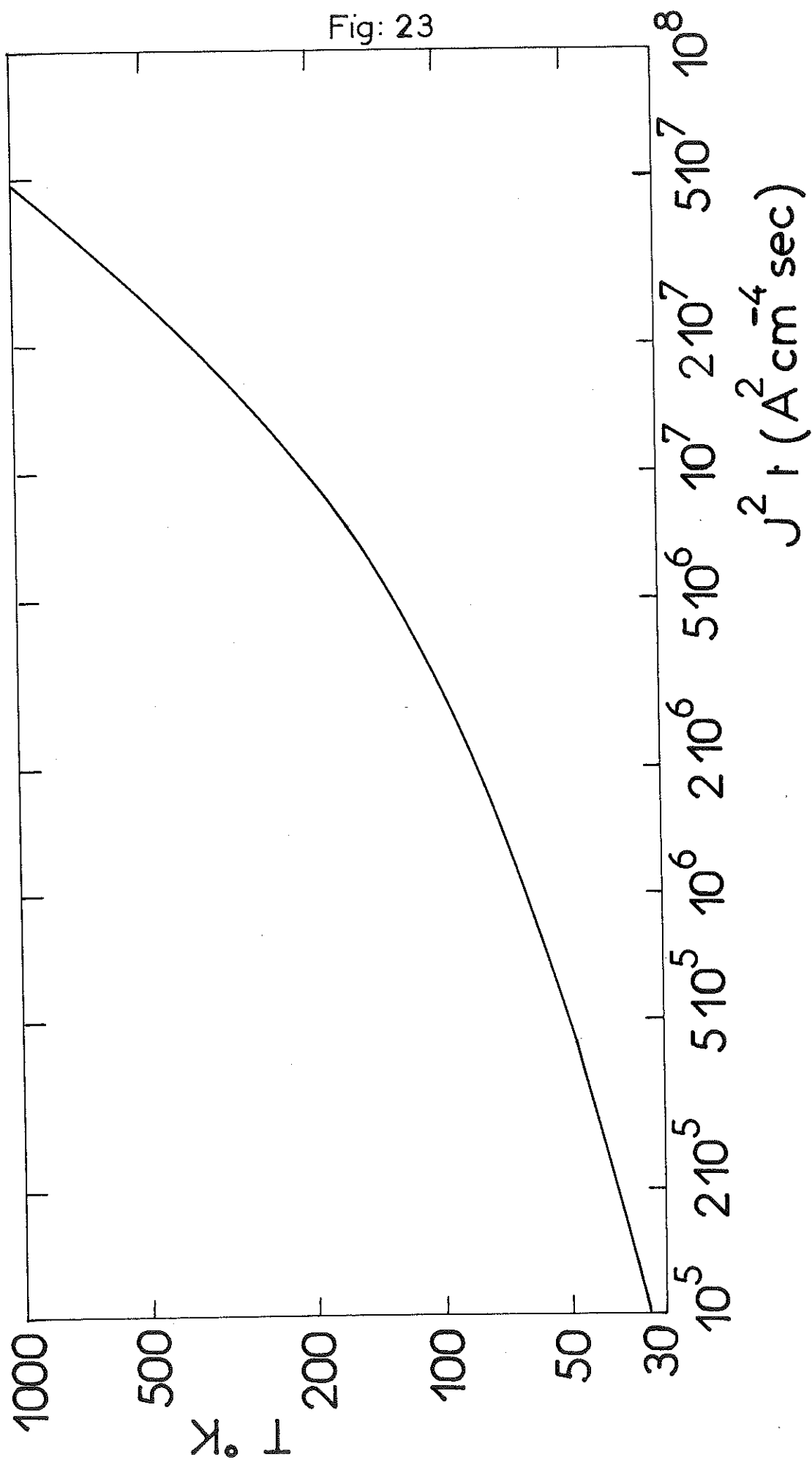
$$\int_0^{t_F} J^2 \, dt = \int_0^{t_F} \frac{dt}{J_0^{-2} + 4 a_2 \bar{\rho} t / E_0} = t_0 J_0^2 \operatorname{Log}_e \left(1 + \frac{t}{t_0} \right)$$

si l'on pose

$$t_0 = \frac{E_0}{4 a_2 \bar{\rho} J_0^2}$$

En calculant numériquement la loi $\int_4^{T_F} \frac{C(T)}{\rho(T)} dT$ (sur la

Fig: 23



Echauffement depuis 4°K, et en fonction du temps de passage du courant d'un alliage Niobium-Zirconium, parcouru à l'état normal par une densité de courant J.

figure 23, nous avons représenté cette quantité pour l'alliage Nb-Z 25%), on voit que plus la densité de courant est élevée et plus le temps de passage du courant dans l'échantillon normal est grand, plus sera élevée la température atteinte par l'échantillon normal.

En se fixant 100°C comme température finale (on admet que les propriétés supraconductrices des échantillons ne sont pas modifiées par un recuit à cette température), si l'on prend $E_0 = 2$ volts, $J_0 = 10^5$ Acm⁻², $\bar{\rho} = 30.10^{-6}$ ohm cm, et le coefficient a_2 de Stekly, 10^{-2} cm³ sec⁻¹ A⁻¹, on trouve que le fil atteint 100°C lorsqu'il a été chauffé pendant une vingtaine de secondes.

Il apparaît que l'on a toute latitude de couper le courant dans le circuit de l'échantillon avant que celui-ci atteigne 100°C, d'autant que le calcul ne tenant pas compte des échanges de chaleur existant entre l'échantillon et le bain d'hélium, le temps t_f calculé est toujours inférieur au temps réel pour lequel l'échantillon atteindra effectivement 100°C.

REFERENCES

- (1) H.K. Onnes, Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, 120b (1911)
- (2) H.K. Onnes, Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, 122B (1911)
- (3) H.K. Onnes, Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, 133d (1913)
- (4) W.J. de Haas et J. Voogd, Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, 208 b (1930)
- (5) W.J. de Haas et J. Voogd, Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, 214 b (1931)
- (6) G.B. Yntema, Phys. Rev., 98, 1197, (1955)
- (7) S.H. Autler, Rev. Sci. Instr., 31, 369, (1960)
- (8) S.H. Autler, Bull. Am. Phys. Soc., 6, 64, (1961)
- (9) J.E. Künzler, E. Buehler, F.S. L. Hsu et J.H. Wernick, Phys. Rev. Lett., 6, 89, (1961)
- (10) Proceedings of the International Conference on High Magnetic Fields, M.I.T. Press et John Wiley and Sons, Inc. New-York, London.
- (11) W. Meissner et R. Ochsenfeld, Naturwiss., 21, 787, (1933)
- (12) C.J. Gorter et H.B.G. Casimir, Physica, 1, 306, (1934)
- (13) V.L. Ginzburg et L.D. Landau, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz., 20, 1764 (1950)
V.L. Ginzburg, Nuovo Cimento, 2, 1234, (1955)
- (14) A.A. Abrikosov, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz., 32, 1442, (1957) ; Trad. Anglaise : Soviet Physics J.E.T.P., 5, 1174, (1957)
- (15) L.P. Gor'kov, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz., 37, 835, (1960)
Trad. Anglaise : Soviet Physics J.E.T.P., 10, 593, (1960)
- (16) L. Onsager, Nuovo Cimento, 2, 249, (1949)
- (17) R.P. Feynman, Prog. in Low Temp. Phys., Ed. C.J. Gorter, 1, 36, (1955)
- (18) L.V. Shubnikov, V.I. Khotkevich, U.D. Shepelev et U.N. Riabinin, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz., 7, 221, (1937)
- (19) G. Bon Mardion, B.B. Goodman et A. Lacaze, Phys. Letters 2, 321, (1962)

- (20) G. Bon Mardion, B.B. Goodman et A. Lacaze, J. Phys. Chem. Sol., 26, 1143, (1965)
- (21) J. Bardeen, L.N. Cooper et J.R. Schrieffer, Phys. Rev., 108, 1175, (1957)
- (22) B.T. Matthias, Phys. Rev., 92, 874, (1953)
- (23) B.T. Matthias, T.H. Geballe, S. Geller et E. Corenzwit, Phys. Rev., 95, 1435, (1954)
- (24) V.D. Arp, R.H. Kropschot, J.H. Wilson, W.F. Love et R. Phelan, Phys. Rev. Letters, 6, 452, (1961)
- (25) J.O. Betterton, R.W. Boom, C.D. Kneip, R.E. Worsham et C.E. Roos, Phys. Rev. Letters, 6, 532, (1961)
- (26) B.B. Goodman, IBM Journal, 6, 63, (1962).
- (27) L.P. Gor'kov, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz., 37, 1407, (1959) ; Trad. Anglaise : Soviet Physics J.E.T.P., 10, 998, (1960)
- (28) J.K. Hulm et R.D. Blaugher, Phys. Rev., 123, 1569, (1961)
- (29) T.G. Berlincourt et R.R. Hake, Bull. Am. Phys. Soc., 7, 408, (1962)
- (30) J.W. Heaton et A.C. Rose-Innes, Appl. Phys. Letters, 2, 196, (1963)
- (31) P. Kapitza, Proc. Roy. Soc., A105, 691, (1924)
- (32) S. Foner et H.H. Kolm, Rev. Sci. Instr., 28, 799, (1957)
- (33) M. Guillot, Thèse 3ème cycle, Grenoble (1962)
- (34) D. Shoenberg, Nature, 170, 569, (1952)
- (35) H. Fritz et R.W. Johnston, Rev. Sci. Instr., 21, 416, (1950)
- (36) P. Cotti, Z. Angew. Math. Phys., 11, 1, (1960)
- (37) J.L. Olsen, Helv. Phys. Acta, 26, 798, (1953)
- (38) H.G. Hughes, Rev. Sci. Instr., 32, 964, (1961)
- (39) B.B. Goodman, Communication privée.
- (40) J. de Launay, R.L. Dolecek et R.T. Webber, J. Phys. Chem. Solids 11, 37, (1959)
- (41) J. Hillairet. Rapport interne, (1961)
- (42) B.B. Goodman, J. Lecomte et J.C. Vallier, C.R. Acad. Sc., 258, 2296, (1964).
- (43) A. Karagounis, Bul. Inst. Intern. du Froid, Annexe 2, 195 (1956)
- (44) Z.J.J. Stekly, Bull. Am. Phys. Soc., 7, 323, (1962)

- (45) M.A.R. LeBlanc, Phys. Rev. , 5, 1423, (1961)
- (46) J.C. Vallier, Phys. Letters, 19, 83, (1965)
- (47) K. Maki, Physics, 1, 21, (1964)
- (47bis) P.R. Aron et H.C. Hitchcock, J. Appl. Phys., 33, 2242, (1962)
- (48) P.R. Aron , Rev. Sci. Instr. , 35, 33, (1964)
- (49) D. Cribier, B. Jacrot, L. Madhav Rao et B. Farnoux,
Phys. Letters, 9, 106, (1964)
- (50) P.W. Anderson, Phys. Rev. Letters, 9 , 309, (1962)
- (51) P.G. De Gennes et J. Matricon, Rev. of Modern Phys., 36,
45, (1964)
- (52) J. Volger, F.A. Staas et G. van Vijfeijken , Phys.
Letters, 9, 303, (1964)
- (53) M. Tinkham, Phys. Rev. Letters, 13, 804, (1964)
- (54) P.W. Anderson et Y.B. Kim, Rev. of Mod. Phys., 36, 39,
(1964)
- (55) Y.B. Kim, C.F. Hempstead et A.R. Strnad, Phys. Rev., 131,
2486, (1963)
- (56) R.H. Romer, Phys. Letters, 17, 223, (1965)
- (57) Y.B. Kim, C.F. Hempstead et A.R. Strnad, Phys. Rev., 129,
528, (1963)
- (58) B.B. Goodman, Rev. of Mod. Phys. 36, 12, (1964)
- (59) R.B. Flippen, Bull. Am. Phys. Soc., 9 , 29A, (1964)
- (60) R.B. Flippen, Phys. Rev., 137, 1822A, (1965)
- (61) H. Benz, R. Fasel, et E. Fischer, Rev. Sci. Instr., 36,
562, (1965)
- (62) C. Laverick, Communication privée.
- (63) B. Montgomery, Communication privée.
- (64) V.V. Sychev, V.B. Zenkevich, V.V. Andrianov et V.A. Altov,
Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 159, 60, (1964)
- (65) R. Wevl et I. Dietrich, Phys. Letters, 18, 96, (1965)
- (66) C.N. Whetstone et C.E. Roos, J. of Appl. Phys., 36, 783,
(1965)
- (67) F. Bitter, Rev. Sci. Instr., 7, 482, (1936)
- (68) F.W. Grover, Scient. Papers of the Bur. of Standards,
18, 415, (1922)
- (69) K.S.W. Champion, Proc. Phys. Soc. London, 63B, 795, -(1950)
- (70) J.D. Cockroft, Phil. Trans. Roy. Soc. A, 227, 317, (1928)

DERNIERE PAGE D'UNE THESE

VU

Grenoble, le

Le Président de la Thèse

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'académie de Grenoble