

Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	40 (1967)
Heft:	6
Artikel:	Statique et dynamique de l'état intermédiaire des supraconducteurs du type I
Autor:	Haenssler, F. / Rinderer, L.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-113788

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 08.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Statique et dynamique de l'état intermédiaire des supraconducteurs du type I

par **F. Haenssler et L. Rinderer**

(Université de Lausanne, Institut de physique expérimentale)

(7 IV 67)

Abstract. Making use of the superconducting powder technique, a systematic experimental investigation of the intermediate state in circular indium and tin disks placed in a perpendicular magnetic field has been made. The average spacing of the intermediate state structure (NI transitions) determined in function of the temperature and the external magnetic field for a series of pure indium samples with various thicknesses is found to be in poor agreement with predictions of the existing theoretical models. The values of the surface energy parameter calculated for these samples by applying different models indicate that LANDAU's non branching model gives the best results for thin samples (thickness about 1 mm), while for thick samples (about 10 mm) a semi-branching model would be more realistic.

The powder technique is also used to study flux flow phenomena occurring during transitions. In particular, the drift effect on propagating flux bundles is observed in indium and tin and correlated with the HALL effect existing in the normal parts of the sample by means of a simple model.

1. Introduction

Du point de vue phénoménologique, un supraconducteur du type I peut être décrit comme un métal dans lequel les deux propriétés remarquables $\sigma = \infty$ (conductibilité électrique infinie) et $B = 0$ (diamagnétisme parfait ou effet MEISSNER) apparaissent au dessous d'une certaine température critique T_c lorsque l'intensité du champ magnétique local est inférieure à une valeur critique H_c qui est une fonction de la température en général assez bien représentée par une loi parabolique:

$$H_c \simeq H_0 [1 - (T/T_c)^2] \quad (1.1)$$

L'apparition simultanée des deux propriétés mentionnées ci-dessus entraîne la réversibilité, du point de vue thermodynamique, de la transition de l'état normal à l'état supraconducteur. Les variables d'état caractérisant cette transition et accessibles à l'expérience sont la température T et le champ magnétique appliqué H_e . Il est commode de définir les valeurs réduites suivantes:

$$t = T/T_c \quad h = H_e/H_c \quad h_c = H_c/H_0 \quad (1.2)$$

alors la relation 1.1. devient:

$$h_c \simeq 1 - t^2 \quad (1.3)$$

Pour un échantillon de coefficient démagnétisant nul (cylindre infiniment long en champ parallèle à l'axe, par exemple), le champ magnétique local est partout égal

au champ appliqué H_e de sorte que son état peut être représenté à l'aide d'un diagramme dans le plan $H_e - T$ (figure 1). Si le coefficient démagnétisant n'est pas nul, le champ magnétique local n'est pas constant en tous les points de la surface de l'échantillon à cause du diamagnétisme parfait de ce dernier; en certains endroits, ce champ peut atteindre la valeur critique alors même que le champ appliqué est inférieur à H_c . Pour des valeurs de H_e comprises entre $(1 - n)H_c$ et H_c , le métal se divise en une multitude de régions à l'état normal et à l'état superconducteur de façon que le champ local dans les régions normales soit partout égal à H_c : c'est l'*état intermédiaire* dont le domaine d'existence est représenté à la figure 2. Les surfaces interphases séparent les domaines de l'état intermédiaire possèdent une énergie de surface α_{ns} positive qui joue un rôle analogue à la tension superficielle existant à la surface de séparation des phases liquides et gazeuses d'une substance chimique. Les dimensions de ces domaines, qui sont souvent comprises entre 10^{-3} et 10^{-4} m, résultent d'un équilibre énergétique: d'une part le champ magnétique appliqué H_e est d'autant moins perturbé que les domaines sont petits et nombreux, d'autre part l'énergie totale localisée aux surfaces interphases est d'autant plus faible que les domaines sont gros et peu nombreux. Il est possible d'évaluer théoriquement les dimensions de ces domaines dans un échantillon de forme donnée à l'aide d'un modèle de structure d'état intermédiaire. Les plus connus sont les modèles laminaires de LANDAU [1, 2] qui s'appliquent à une plaque infinie d'épaisseur d placée dans un champ magnétique transversal. Ces modèles supposent que les domaines de l'état intermédiaire ont la forme de lamelles alternativement à l'état normal et superconducteur se succédant avec une périodicité a . A cause des propriétés de symétrie de cette structure, tous les calculs peuvent se faire à deux dimensions, dans un plan perpendiculaire aux lamelles. D'autres modèles dans lesquels les domaines ont des formes dérivées d'ellipsoïdes de rotation ont été proposés par KUPER [3] et ANDREW [4] et constituent des généralisations à trois dimensions des modèles de LANDAU.

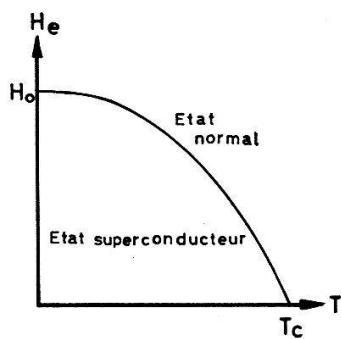


Figure 1

Diagramme d'état pour un supraconducteur de coefficient démagnétisant $n = 0$.

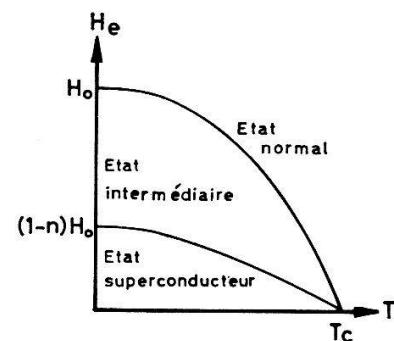


Figure 2

Définition théorique du domaine d'existence de l'état intermédiaire pour un supraconducteur de coefficient démagnétisant $n \neq 0$.

Tous ces modèles théoriques traitent le problème de l'état intermédiaire (qui consiste en une coexistence des phases normales et superconductrices) d'une façon analogue à celui de l'équilibre de deux phases en présence dans un système chimique. En tenant compte du modèle choisi, on calcule l'énergie libre de Gibbs qui est une fonc-

tion des paramètres T et H_e . La condition que cette énergie libre est minimum donne une relation entre une dimension caractéristique des domaines, la géométrie de l'échantillon, l'énergie de surface (qui est une fonction de T) et le champ appliqué H_e . Dans le cas d'une plaque infiniment étendue perpendiculairement au champ H_e , cette relation fait intervenir la périodicité a de la structure, l'épaisseur d de l'échantillon, le paramètre d'énergie de surface $\Delta = 2\alpha_{ns}/\mu_0 H_c^2$ et le champ appliqué réduit h . Les modèles du type «non branching» conduisent à la relation :

$$a = d^{1/2} \cdot \Delta^{1/2} \cdot f(h) \quad (1.4)$$

et ceux du type «branching»

$$a = d^{2/3} \cdot \Delta^{1/3} \cdot g(h) \quad (1.5)$$

Dans chaque cas, les fonctions $f(h)$ et $g(h)$ dépendent du type de modèle considéré (voir appendice).

La méthode théorique utilisée pour établir ces relations suppose donc implicitement que l'état intermédiaire est un état thermodynamique réversible au même titre que le mélange de deux phases en équilibre dans un système chimique. En réalité, la situation est loin d'être analogue dans les deux cas. Il existe pour un superconducteur une condition résultant du principe de conservation du «fluxoïde» de LONDON [5] et du fait que le champ magnétique local à la surface de séparation des deux phases doit avoir constamment la valeur critique, qui a pour effet qu'un domaine normal entièrement entouré de superconducteur ne peut se former spontanément ni modifier ses dimensions à température constante. Cette condition n'est pas prise en considération dans les modèles théoriques cités plus haut, et n'a pas de correspondante dans le cas de la coexistence des phases liquide et gazeuse d'une substance chimique où il est très possible d'observer une bulle de gaz prendre naissance au sein du liquide et croître à température constante. Une étude expérimentale systématique de l'état intermédiaire dans certaines formes d'échantillons paraît donc utile pour tester la validité des différents modèles théoriques existants.

2. Méthode expérimentale

Dans un échantillon à l'état intermédiaire, le champ d'induction magnétique B est nul dans les domaines superconducteurs et différent de zéro dans les domaines normaux. Les mesures de SCHALNIKOV et MESHKOVSKY [6, 7, 8] réalisées au moyen d'une microsonde à résistance de bismuth ont montré que cette inhomogénéité de B n'existe pas seulement à l'intérieur du métal, mais également à sa surface. Toute méthode expérimentale sensible à une inhomogénéité du champ B à la surface d'un échantillon métallique est donc susceptible de mettre en évidence la structure de l'état intermédiaire. Actuellement, deux types de méthodes sont principalement utilisées dans ce but. La première consiste à répandre une poudre diamagnétique ou ferromagnétique à la surface de l'échantillon. Les grains de poudre subissent alors des forces proportionnelles à $\text{grad}(B)^2$ et vont se placer de préférence sur les régions de champ minimum dans le cas de grains diamagnétiques (maximum dans le cas de grains ferromagnétiques). Des observations ont été effectuées à l'aide de poudres diamagnétiques par SCHAWLOW [9, 10, 11] et FABER [12] alors que BALASHOVA et SHARVIN [13, 14], puis SHALNIKOV [15], SHARVIN [16, 17, 18] et TRÄUBLE et ESSMANN

[45] ont utilisé des poudres ferromagnétiques. Une deuxième méthode utilisant l'effet Faraday a tout d'abord été développée par ALERS [19, 20], puis reprise par DESORBO [21, 22, 23]. Dans ce cas l'échantillon à observer est recouvert d'une substance transparente à fort pouvoir rotatoire magnéto-optique, puis éclairé à l'aide de lumière polarisée. La lumière réfléchie par les domaines normaux subit une certaine rotation de son plan de polarisation, tandis que cette rotation est inexistante pour la lumière réfléchie par un domaine superconducteur. La structure de l'état intermédiaire peut donc être rendue visible en observant l'échantillon à travers un analyseur.

L'appareillage décrit ci-après utilise la première méthode citée. La figure 3 en montre la disposition générale des éléments, et une vue détaillée du cryostat d'expérience est représentée à la figure 4. Les échantillons étudiés au cours de ce travail ont généralement la forme de plaques circulaires de 38 mm de diamètre et d'épaisseurs diverses, mais la méthode des poudres laisse la possibilité d'étudier des échantillons ne présentant pas de surface plate (sphères, cylindres voir figure 55), ce qui est impossible avec la méthode magnéto-optique. La poudre utilisée ici est du niobium dont les grains ont une dimension moyenne de 25 à 30 μ et sont parfaitement diamagnétiques dans les conditions de température et de champ magnétique pour lesquelles l'état intermédiaire est réalisé dans l'étain et l'indium dont sont constitués les échantillons. Cette poudre est répandue à partir d'un réservoir visible sur la figure 4 comportant en son fond une série de fentes radiales dont l'ouverture ou la fermeture peuvent être commandées de l'extérieur.

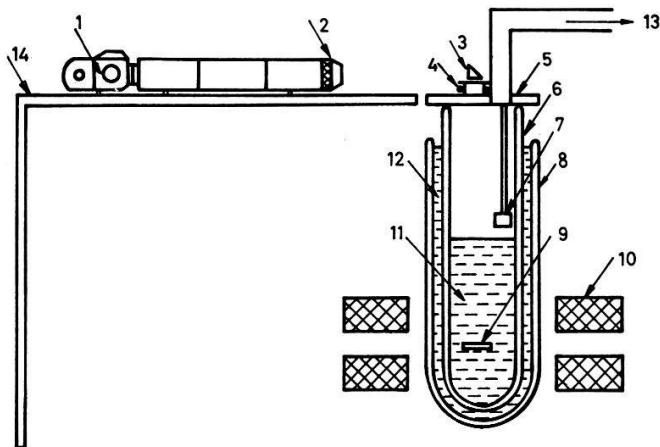


Figure 3

Schéma de principe du dispositif expérimental.

1 Appareil photographique, 2 Objectif à longue focale, 3 Prisme à réflexion totale, 4 Tube-éclair électronique annulaire, 5 Couvercle transparent du cryostat, 6 Dewar à hélium, 7 Epandeur de poudre, 8 Dewar à air liquide, 9 Echantillon, 10 Anneaux de Helmholtz, 11 Hélium liquide, 12 Air liquide, 13 Tuyau de pompage de l'hélium, 14 Banc optique.

La température du bain d'hélium est ajustée par pompage et stabilisée au moyen d'un double dispositif schématisé à la figure 5. La partie mécanique de ce stabilisateur consiste en un manostat à membrane connecté à la ligne de pompage par l'intermédiaire de la vanne V2 et dont la pression de référence est ajustée en manipulant de façon adéquate les vannes V3, V4 et V5.

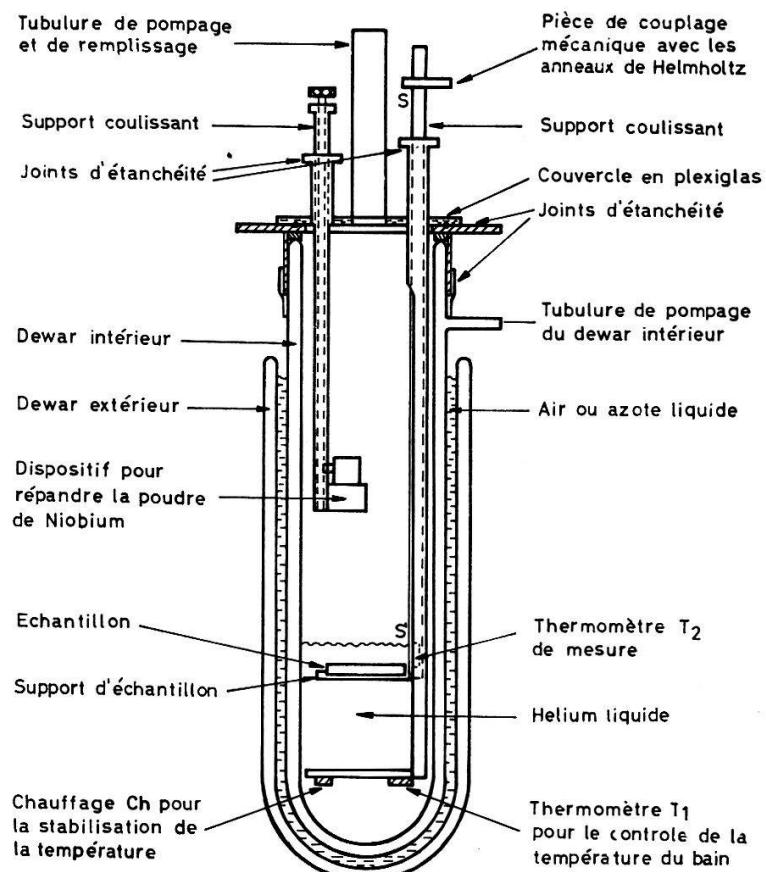


Figure 4

Détail du cryostat d'expériences.

Un réglage fin de cette pression est rendu possible grâce au petit piston P actionné au moyen d'une vis par la manivelle Mn . Une vanne de by-pass $V1$ est ouverte lorsque l'on ne se sert pas de ce dispositif mécanique qui cesse de fonctionner de façon satisfaisante au dessous de 2°K . Pour stabiliser des températures plus basses, nous avons

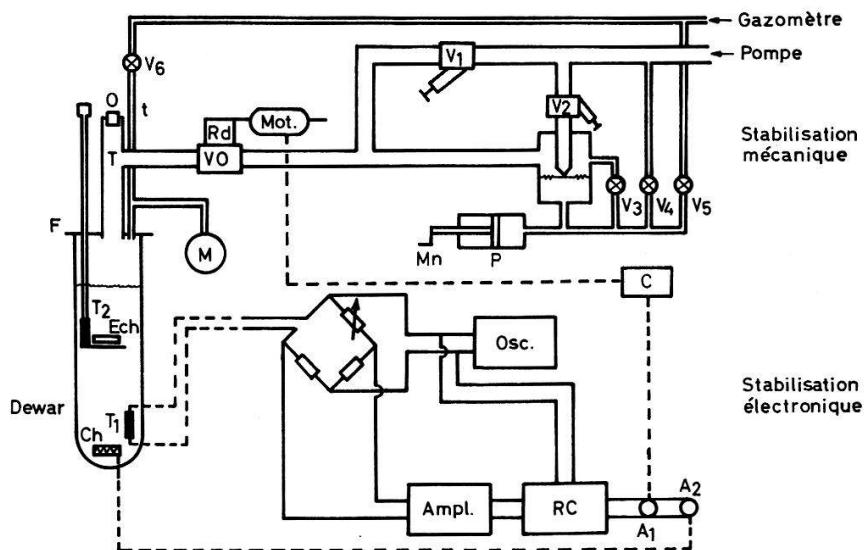


Figure 5

Schéma du double dispositif de stabilisation de la température.

utilisé un dispositif électronique constitué essentiellement par un pont de WHEATSTONE dont l'un des éléments est un thermomètre à résistance au carbone T1 (situé au fond du dewar) du type décrit par CLEMENT et QUINNEL [24]. Ce pont est alimenté en courant alternatif 1000 Hz au moyen d'un oscillateur à diapason Osc. A la place de l'instrument de zéro se trouve un amplificateur Ampl suivi d'un redresseur-comparateur de phase RC. La tension de sortie est ainsi continue, positive ou négative suivant que l'on se trouve d'un côté ou de l'autre du point d'équilibre du pont. Elle est appliquée à deux relais sensibles A1 et A2. Le premier agit sur un contacteur C commandant un moteur triphasé Mot qui actionne par l'intermédiaire d'un engrenage réducteur Rd une vanne à biseau V0 permettant de régler le débit de l'hélium pompé dans le dewar. Le second relais commande le circuit d'alimentation d'une petite résistance en constantan Ch de 50Ω logée au fond du dewar. Ces relais A1 et A2 peuvent être mis en service séparément ou simultanément, ce qui permet d'adapter la stabilisation aux différentes conditions de débit variable ou régulier d'hélium pompé. La température du bain est déterminée au moyen de la table T58 [25] d'après la pression de vapeur d'hélium lue sur un manomètre anéroïde de précision M , tandis que celle de l'échantillon peut être connue grâce au thermomètre à résistance de carbone T2 situé au bas du support d'échantillon (voir aussi figure 4) et calibré préalablement en utilisant l'équation proposée par CLEMENT et QUINNEL [24] dont les coefficients sont déterminés sur un grand nombre de mesures en utilisant une méthode de moindres carrés.

Le champ magnétique auquel est soumis l'échantillon est produit par des anneaux de HELMHOLTZ pouvant se déplacer verticalement grâce à un système hydraulique représenté à la figure 6. Le support d'échantillon (marqué SS' sur la figure 4) est solidaire du système d'anneaux de HELMHOLTZ, tandis que le dewar est fixe par rapport au sol. L'échantillon peut ainsi se déplacer verticalement dans le dewar tout en étant soumis à un champ constant, ce qui permet facilement de faire varier la température à champ constant sans grosse consommation d'hélium liquide. Afin d'éviter toute perturbation du champ magnétique, la pompe à huile, les vannes magnétiques M1 et M2 ainsi que le répartiteur de débit d'huile assurant la simultanéité du déplace-

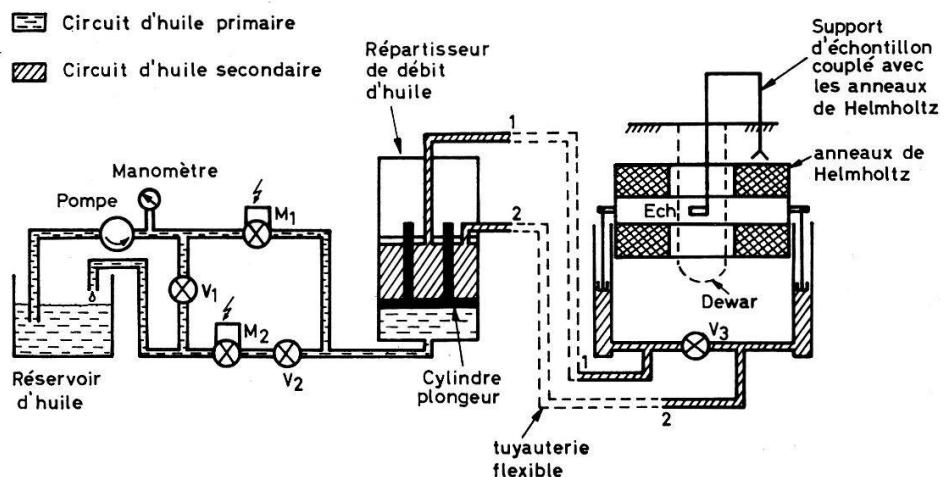


Figure 6

Dispositif hydraulique permettant le déplacement en hauteur de l'échantillon dans le dewar tout en étant soumis à un champ constant.

ment des deux pistons supportant les bobines se trouvent dans un bâti situé à plusieurs mètres de la place d'expérience, relié au support de bobines par une tuyauterie flexible. Tous les éléments de ce dernier sont d'ailleurs constitués de métaux non ferromagnétiques.

Une fois que les structures d'état intermédiaire ont été rendues visibles en répandant la poudre de niobium, l'échantillon est photographié à l'aide d'un appareil réflex muni d'un objectif de 25 cm de focale. L'éclairage est fourni par un tube-éclair annulaire situé sous le prisme à réflexion totale (voir figure 3). Comme l'échantillon peut se trouver à une hauteur variable dans le dewar, le tirage de l'objectif est maintenu fixe et la mise au point de l'image se fait par déplacement de l'appareil photographique le long d'un banc optique; de cette façon le rapport entre la grandeur de l'échantillon et celle de son image est constant et vaut environ 0,6. L'éclair électronique est synchronisé avec le déclenchement de l'obturateur et dure 1/2000 s, ce qui assure une bonne netteté des images. Ce dispositif se prête également à des prises de vues cinématographiques en modifiant le système d'éclairage, l'éclair électronique étant alors remplacé par une lampe à vapeur de mercure munie de filtres anticaloriques dont les rayons sont dirigés dans le dewar au moyen d'un petit prisme auxiliaire placé à côté de celui représenté à la figure 3.

Comme les photographies de l'échantillon se trouvant au fond du dewar sont prises à travers un prisme à réflexion totale, les clichés présentent une inversion latérale (image vue dans un miroir). Pour supprimer cet inconvénient, nous avons placé les négatifs à l'envers dans le porte-clichés de l'agrandisseur lors du tirage des épreuves pour la reproduction, de sorte que toutes les images présentées ci-après montrent les échantillons sans inversion latérale, tels qu'ils sont en réalité dans le dewar.

3. Interprétation des configurations de structure observées

Afin de mettre au point la façon d'utiliser la poudre de niobium permettant une interprétation correcte des structures photographiées, nous avons procédé à un certain nombre d'essais préliminaires sur des échantillons composés de parties en cuivre et en plomb constituant un «état intermédiaire» artificiel. Il faut garder en mémoire, en effet, que les grains de poudre subissent des forces proportionnelles au gradient du carré du champ local, et on ne peut pas affirmer que dans tous les cas les régions libres de poudre correspondent à un domaine normal et celles recouvertes de poudre à un domaine superconducteur. La figure 7 montre un de ces échantillons d'essai constitué par un disque de cuivre de 38 mm de diamètre et 4 mm d'épaisseur percé de trois trous de 15 mm de diamètre qui ont été remplis de plomb. Cet échantillon a tout d'abord été refroidi à $T = 4,13^\circ\text{K}$, puis un champ transversal de 150,7 Oe a été appliqué, enfin la poudre a été répandue. On remarque trois faits caractéristiques:

- a) répartition compacte de la poudre sur les régions où le champ local est nul (domaines en plomb superconducteurs),
- b) absence de poudre aux endroits où le champ est inhomogène (autour des domaines en plomb),
- c) répartition non compacte de la poudre sur les régions où le champ est homogène (sur le cuivre à une certaine distance des domaines en plomb)

Ce dernier phénomène est dû au fait qu'un grain de poudre se trouvant dans une région de champ homogène le perturbe localement. Si un second grain tombe dans le voisinage du premier, il est attiré vers celui-ci de sorte que les grains ont tendance à se répartir en petits tas, formant une «pseudo-structure» caractéristique des régions de champ homogène. Si le champ H_e est déclanché (figure 8), ces petits amoncellements s'écroulent là où le champ était auparavant homogène, alors que l'on observe aucun changement sur les régions où le champ était nul. Les expériences montrent que cette pseudo-structure est d'autant plus grossière que le champ H_e est élevé. La figure 9 montre un disque de cuivre dans lequel on a pratiqué une fente sinuuse de 0,1 mm de largeur qui a été ensuite remplie de plomb. Cette disposition reproduit assez bien des états intermédiaires se réalisant dans certaines conditions (voir figure 12 et 13, p. ex.). Après refroidissement à $T = 2,05^\circ\text{K}$ et application d'un champ de 274 Oe, on a répandu la poudre qui présente ici également le phénomène de la pseudo-structure sur les régions de champ homogène. Le «domaine» superconducteur (plomb) apparaît très nettement en noir et l'on peut observer une région où règne un fort gradient de champ (absence de poudre) au voisinage de la petite ramification que présente ce domaine, dû probablement à une variation de l'épaisseur du plomb à cet endroit.

L'effet de «domaines» superconducteurs non simplement connexes a pu être étudié au moyen d'un autre échantillon d'essai, constitué par un disque de plexiglas opaque de 38 mm de diamètre et 3,2 mm d'épaisseur dans lequel ont été enrobés deux cylindres creux en plomb, l'un de 2×4 mm et l'autre de 8×10 mm de diamètre (l'intérieur de chaque cylindre est rempli de plexiglas). Sur la figure 10, on peut voir la configuration de la poudre qui a été répandue après refroidissement de l'échantillon à $4,15^\circ\text{K}$ et application momentanée d'un champ d'environ 350 Oe. Une pseudo-structure est nettement visible sur le plexiglas à l'intérieur du plus grand anneau de plomb contenant du flux gelé, alors que la poudre est répartie de façon compacte là où le champ est nul.

Un échantillon du même type que ceux présentés ci-dessus, comportant un «état intermédiaire» artificiel constitué par des lamelles de plomb de 20μ d'épaisseur (domaines superconducteurs) alternant avec des lamelles de cuivre de 50μ (domaines normaux) a permis de déterminer le pouvoir de résolution de la poudre de niobium qui est de l'ordre de grandeur de la dimension moyenne des grains, soit 30μ .

Ces essais préliminaires, dont seulement quelques exemples sont donnés aux figures 7 à 10, ont montré qu'il est nécessaire de prendre certaines précautions lors de l'interprétation des configurations prises par la poudre de niobium, et que cette dernière ne doit être répandue sur l'échantillon qu'une fois que l'état intermédiaire a été atteint, après variation adéquate des paramètres H_e et T .

4. Description des échantillons étudiés

Les échantillons examinés dans le cadre de ce travail sont énumérés dans le tableau ci-dessous avec leurs principales caractéristiques. L'indium de faible pureté (99,9%) provient de la maison Bender & Hobein (B & H), l'indium de haute pureté (99,999%) a été fourni par l'American Smelting and Refining Company (ASARCO). L'étain pur «extra pure Tin» (EPT) et «spectro pure Tin» (SPT) ont été livrés par la Vulcan Detinning Company et ont des puretés meilleures que 99,99% et 99,999% respective-

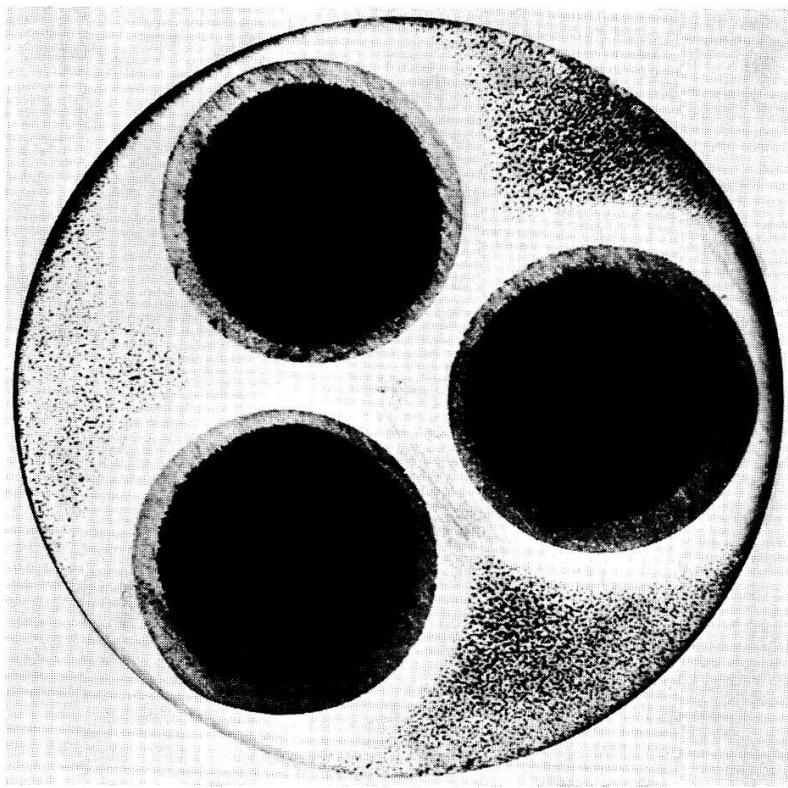


Figure 7

Echantillon d'essai:

disque en cuivre (38 mm \times 4 mm) contenant 3 disques en plomb (15 mm \times 4 mm).

$$T = 4,13^\circ\text{K} \quad H_e = 150,7 \text{ Oe}$$

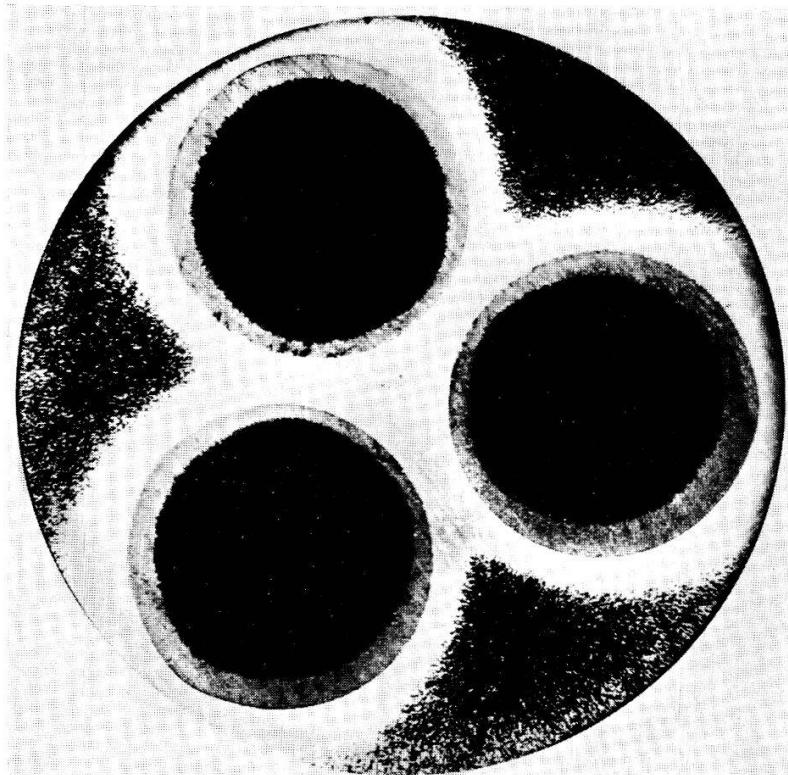


Figure 8

Même situation que la figure 7 après suppression du champ magnétique appliqué H_e
Agrandissement: 2 \times

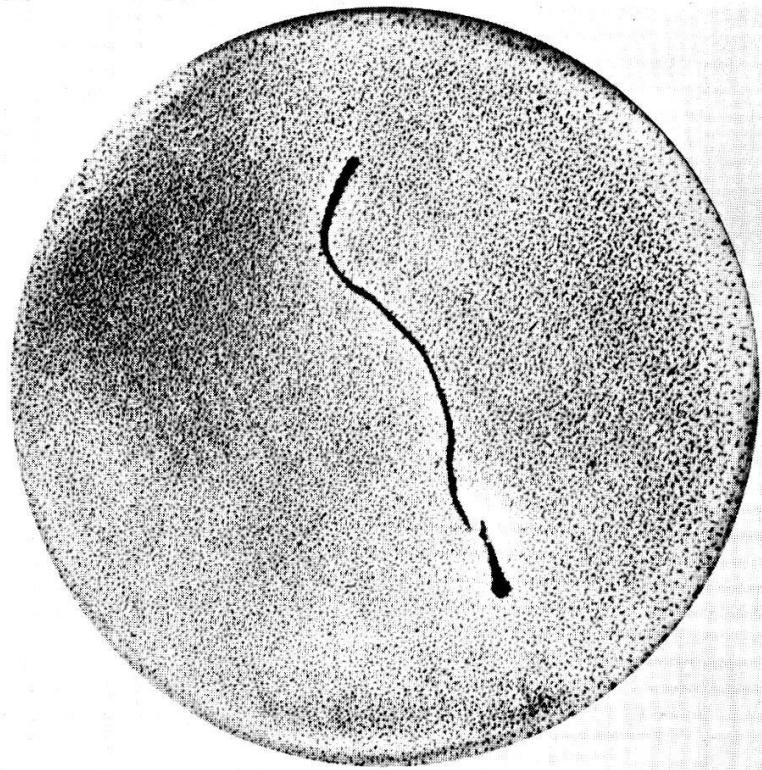


Figure 9

Echantillon d'essai: disque en cuivre (38 mm \times 4 mm) contenant une lamelle en plomb de 0,1 mm d'épaisseur.

$$T = 2,05^{\circ}\text{K} \quad H_e = 274 \text{ Oe}$$

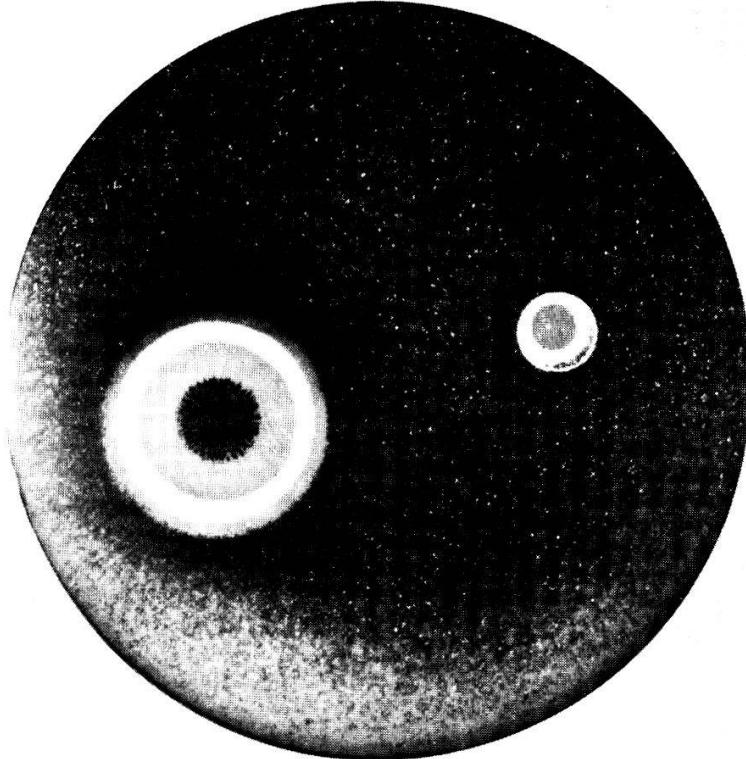


Figure 10

Echantillon d'essai: disque en plexiglas (38 mm \times 3,2 mm) contenant 2 anneaux en plomb de 2 \times 4 mm et 8 \times 10 mm de diamètre. Flux gelés produits par un champ momentanément appliqué

$$H_e = 350 \text{ Oe.} \quad T = 4,15^{\circ}\text{K} \quad H_e = 0 \text{ au moment de la prise de vue.}$$

Agrandissement: 2 \times

No	Métal	Provenance	Forme	Dimensions (mm)	n	$1 - n$	R	Traitemen
2	In	B & H	D	38 × 3,5	0,87	0,13	600	PF
3	In	B & H	C	6 × 38	0,48	0,52	600	EF
5	Sn	EPT	D	38 × 3,9	0,865	0,135	7000	CM
9	In	ASARCO	D	38 × 1,4	0,94	0,06	15000	PF
10	In	B & H	D	38 × 2,57	0,92	0,08	600	CM, R
12	In	ASARCO	D	38 × 1,22	0,95	0,05	15000	CM, R
13	In	ASARCO	D	38 × 2,1	0,925	0,075	15000	CM, R
14	In	ASARCO	D	38 × 3,98	0,86	0,14	15000	CM, R
16	In	ASARCO	D	38 × 11,7	0,66	0,34	15000	CM, R
18	Sn	SPT	D	38 × 3,42	0,87	0,13	13000	PF
20	In	ASARCO	PR	33 × 8 × 0,25	0,98	0,02	15000	PF

ment. Les échantillons ont la forme de disques circulaires (D), de plaque rectangulaire (PR), ou de cylindre (C). Leur coefficient démagnétisant n et les valeurs $1 - n$ représentant théoriquement la valeur du champ réduit h marquant la limite entre l'état superconducteur et l'état intermédiaire ont été calculés à l'aide des tables de OSBORN [26] et STONER [27] en assimilant dans chaque cas les échantillons à des ellipsoïdes inscrits de mêmes dimensions. Les valeurs du rapport des résistances $R = R_{293^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}}$ ne sont qu'indicatives, car elles ont été mesurées sur des fils qui n'ont pas toujours subi le même traitement métallurgique que les échantillons. Ces derniers ont été obtenus par pressage à froid (PF), étirage à froid (EF), ou coulage sous vide dans un moule en teflon (CM). La lettre R indique que l'on a en plus procédé à un recuit sous vide à une température égale à 0,9 T_{fusion} pendant 72 heures. L'état de surface résulte d'un simple polissage mécanique au papier émeri très fin. Les échantillons recuits présentent en général des cristallites de quelques milimètres d'étendue.

5. Etat intermédiaire résultant de transitions quasi-statiques

Des observations systématiques nous ont montré que la structure de l'état intermédiaire dépend fortement de la façon dont cet état est atteint. Dans un diagramme $H_e - T$ (figure 11) représentant le domaine d'existence de l'état intermédiaire pour une plaque située en champ transversal (n voisin de 1), on voit qu'il est possible d'atteindre de trois façons différentes un point A représentant un état intermédiaire donné, un seul des paramètres H_e ou T variant à la fois:

- à partir de l'état normal en laissant T constant: transition $(\text{NI})_T$
- à partir de l'état normal en laissant H_e constant: transition $(\text{NI})_{H_e}$
- à partir de l'état superconducteur en laissant T constant: transition $(\text{SI})_T$.

On pourrait encore envisager une transition $(\text{SI})_{H_e}$ pour des échantillons à faible coefficient démagnétisant et dans la mesure où A est situé au dessous de $(1 - n)H_0$, mais ce cas n'a pas été étudié expérimentalement au cours de ce travail.

L'appareillage décrit plus haut permet d'effectuer facilement ces trois types de transitions en faisant varier de façon quasi-statique H_e ou T . Dans un précédent travail [28], quelques résultats préliminaires ont été déjà publiés et ont montré que pour des valeurs données de H_e et T , la structure de l'état intermédiaire présente une

différence fondamentale d'ordre topologique selon que cet état a été atteint à partir de l'état normal (transitions NI) ou à partir de l'état superconducteur (transition SI). Dans le premier cas, l'état intermédiaire est constitué de domaines superconducteurs isolés simplement connexes, tandis que dans le deuxième cas on observe un seul domaine superconducteur non simplement connexe, c'est-à-dire contenant des domaines normaux entièrement entourés de superconducteur (tubes de flux).

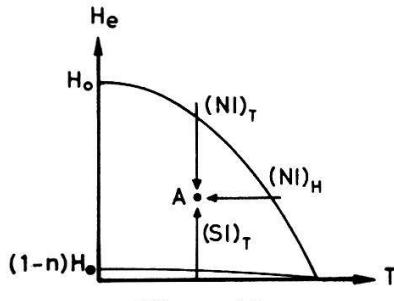


Figure 11

Domaine d'existence de l'état intermédiaire pour une plaque située en champ magnétique transversal ($n \sim 1$).

Les figures 12 et 13 montrent sur l'échantillon n° 10 qu'il n'y a pas de différence fondamentale entre les structures résultant de transition $(NI)_T$ et $(NI)_H$. Dans les deux cas on observe des domaines superconducteurs simplement connexes, seul le nombre de ramifications que présentent ces domaines dans le plan de la plaque est plus élevé dans le cas $(NI)_H$. Les mesures d'espacement des domaines (voir plus loin) ne permettent pas de mettre en évidence une différence supérieure aux incertitudes de mesure entre ces deux types de structures. Un autre exemple en est donné aux figures 14 et 15 montrant l'échantillon n° 16. Sur la figure 16, par contre, on voit la configuration de l'état intermédiaire résultant d'une transition $(SI)_T$ caractérisée par les mêmes valeurs de H_e et T qu'aux figures 14 et 15: la différence de topologie est bien visible. Les figures 17 et 18 montrent cette différence du même type en ce qui concerne l'échantillon n° 18 (Etain). D'autres exemples se rapportant à l'échantillon n° 10 ont déjà été publiés [28]. Ce phénomène est une conséquence directe du principe de conservation du fluxoïde de LONDON [5] et apparaît plus clairement lorsque l'on étudie expérimentalement pour différentes valeurs des paramètres H_e et T les structures résultant de transitions quasi-statiques NI et SI.

Des images plus détaillées de structures d'état intermédiaire résultant de transitions $(NI)_H$ sur les échantillons n° 12, 14 et 16 pour des valeurs décroissantes de h dans chaque cas sont représentées aux figures 19 à 36. On constate aux figures 19, 25 et 31 que pour h voisin de 1 des domaines superconducteurs punctiformes (qui sont à l'intérieur de l'échantillon des filaments parallèles à la direction du champ appliqué) commencent à apparaître. On remarque également sur ces figures la présence d'une pseudo-structure comme sur les figures 7 et 9. Comme l'ont déjà relevé certains auteurs [12, 29], des domaines superconducteurs semblables à ceux visibles ici ne peuvent s'accroître simultanément dans toutes les directions lorsque le champ ou la température décroît, car cela aboutirait à une situation d'équilibre instable. C'est bien ce que l'on observe sur les figures suivantes, où l'on voit que les domaines superconducteurs s'allongent en forme de longs filaments (qui sont à l'intérieur de l'échantillon des

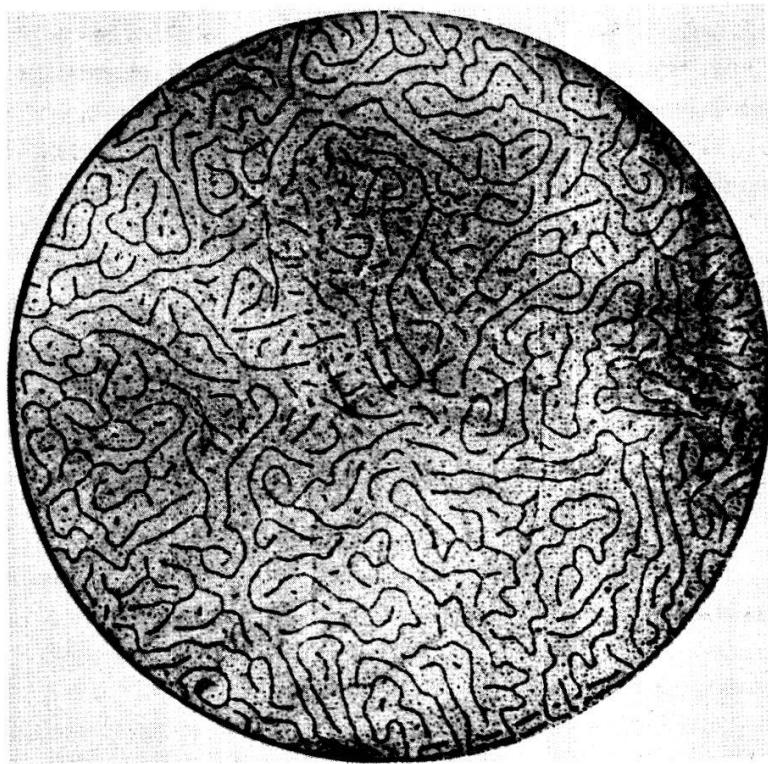


Figure 12
Transition (NI)_T

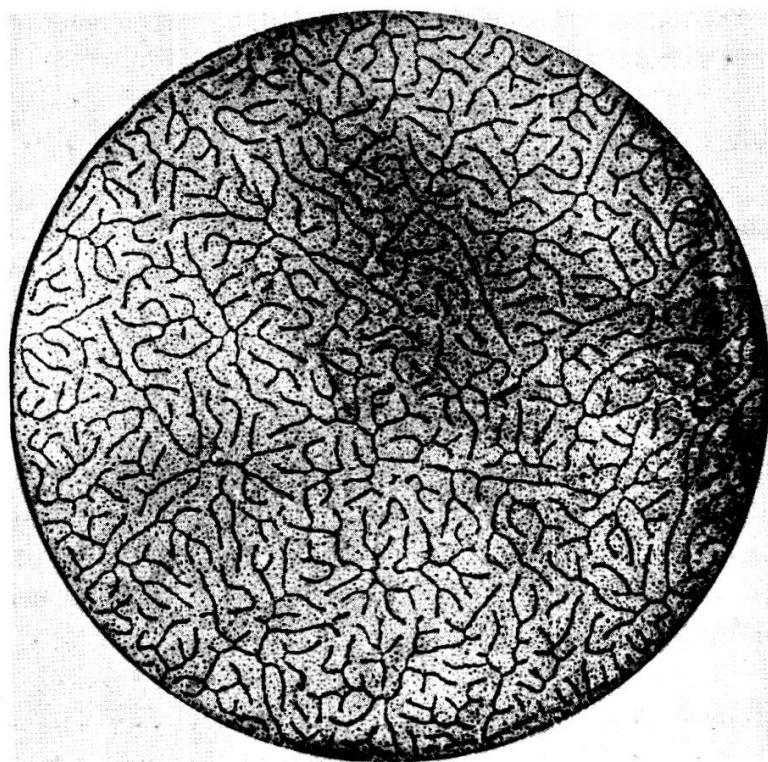


Figure 13
Transition (NI)_H
Pour les 2 figures: Echantillon n° 10 (In 99,9%, 38 mm × 2,57 mm)
 $T = 1,98^{\circ}\text{K}$ $h = 0,931$ Agrandissement: 2×

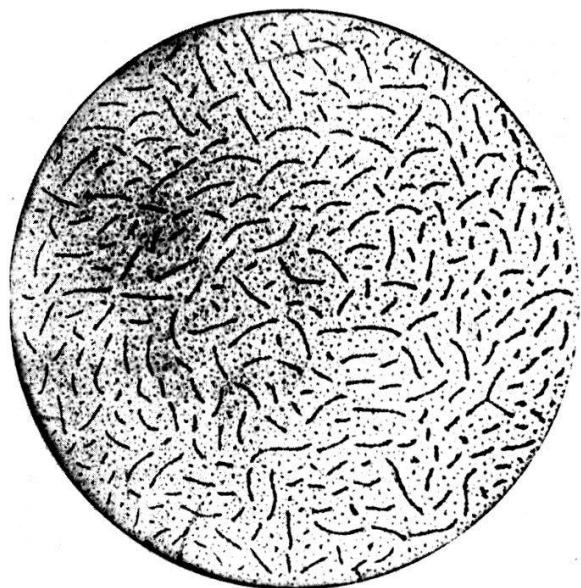


Figure 14
Transition (NI)_T

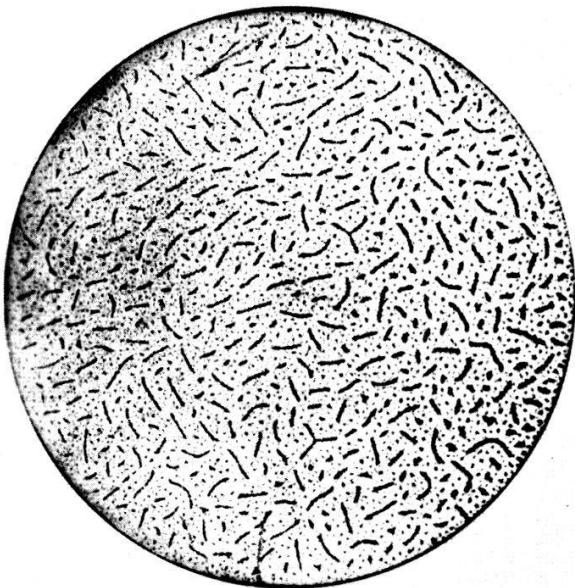


Figure 15
Transition (NI)_H

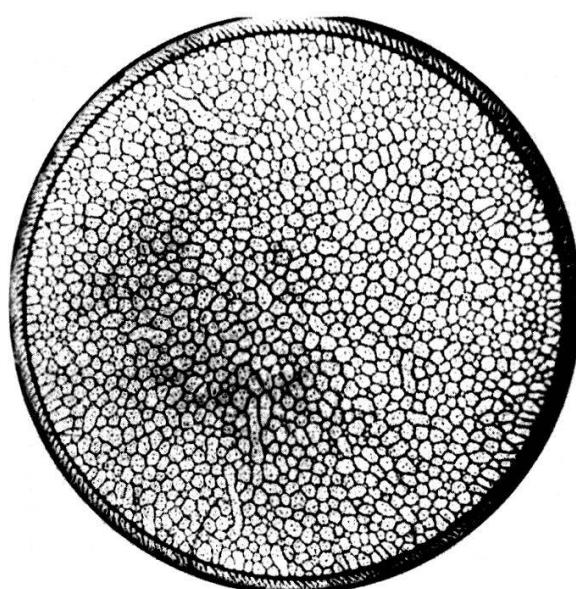


Figure 16

Transition (SI)_T

Pour les 3 figures: Echantillon n° 16 (In 99,999%, 38 mm × 11,7 mm)
 $T = 1,98^\circ\text{K}$ $h = 0,856$ Agrandissement: 1,5 ×

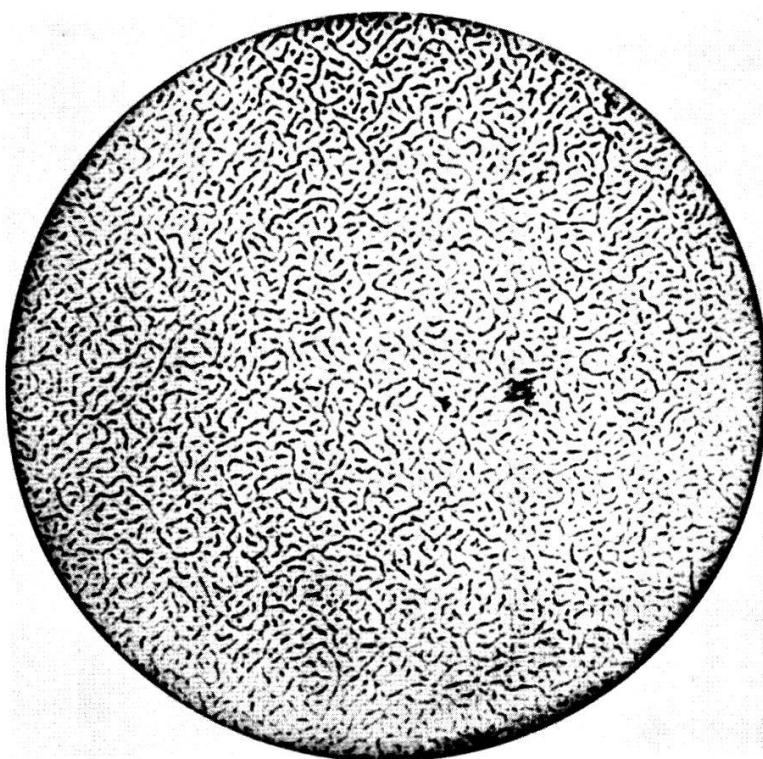


Figure 17
Transition (NI)_T

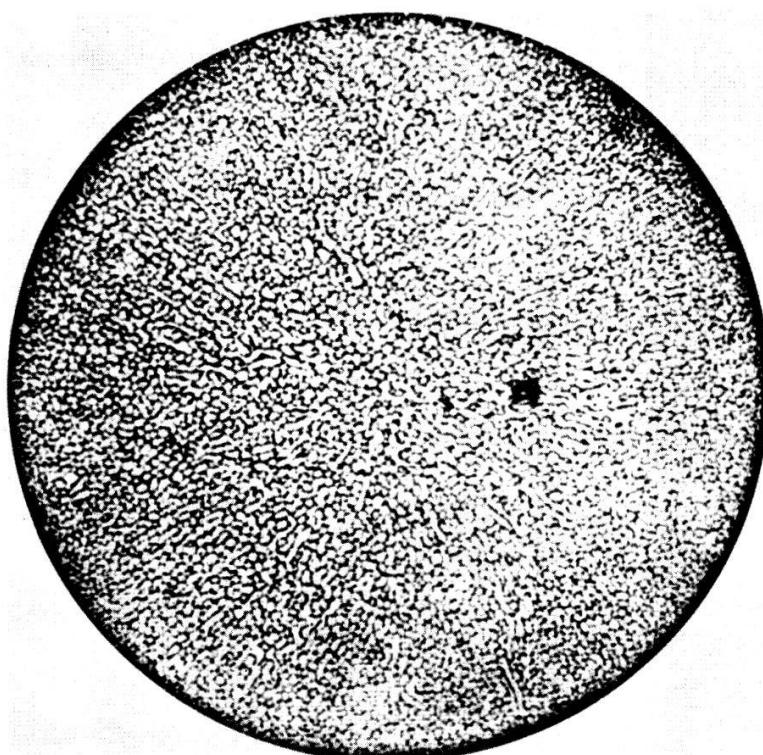


Figure 18
Transition (SI)_T
Pour les 2 figures: Echantillon no 18 (Sn 99,999%, 38 mm × 3,42 mm)
 $T = 1,42^\circ\text{K}$ $h = 0,746$ Agrandissement: 2 ×

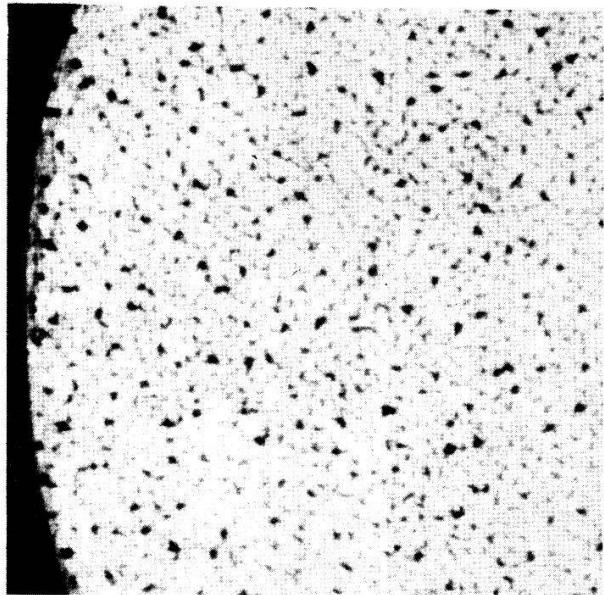


Figure 19. $h = 0,992$

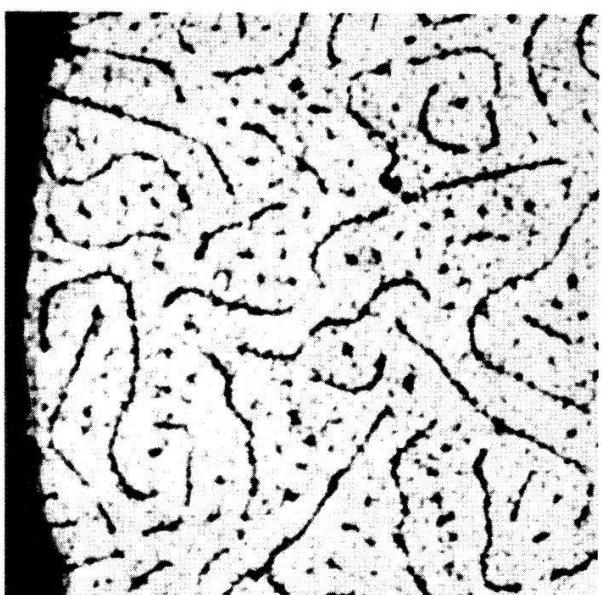


Figure 20. $h = 0,961$

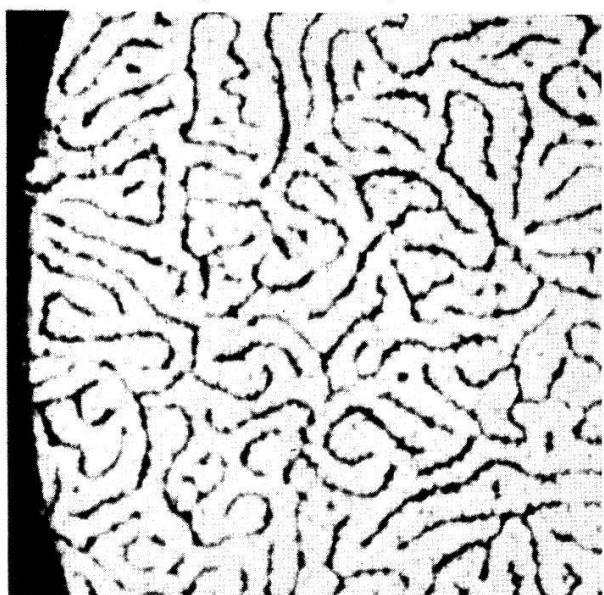


Figure 21. $h = 0,930$

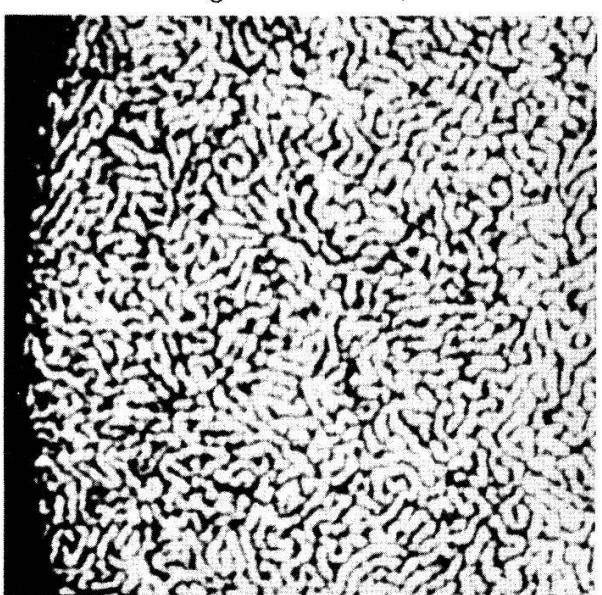


Figure 22. $h = 0,682$

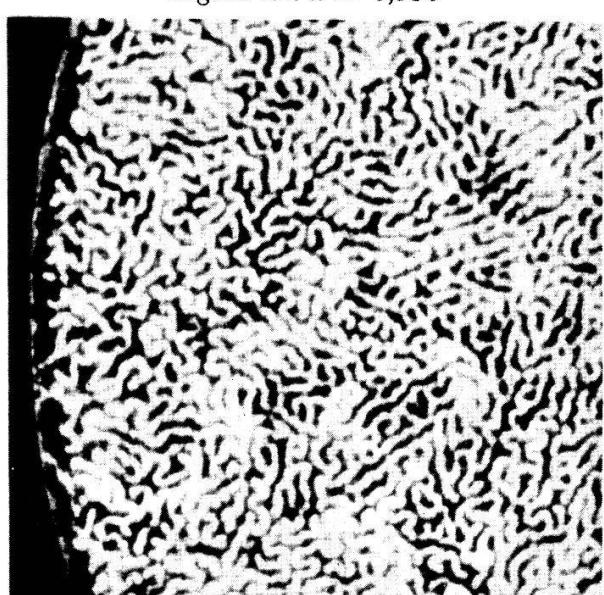


Figure 23. $h = 0,155$

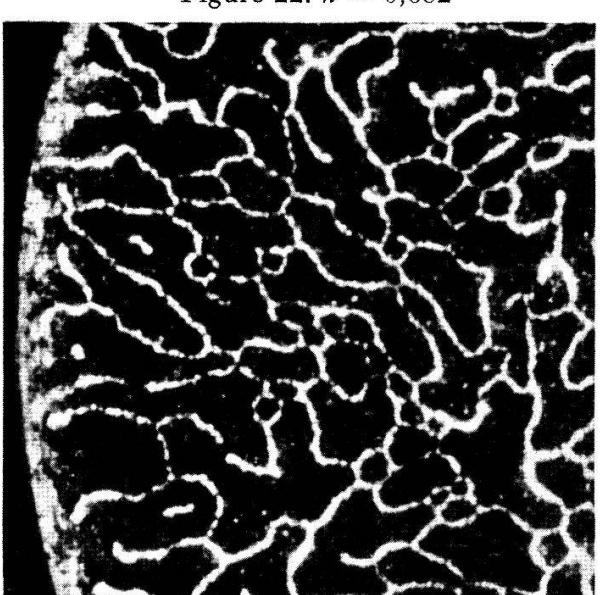


Figure 24. $h = 0,031$

Echantillon n° 12 (In 99,999%, 38 mm \times 1,22 mm) Transitions (NI)_H
Agrandissement: 5 \times $T = 1,4^{\circ}\text{K}$

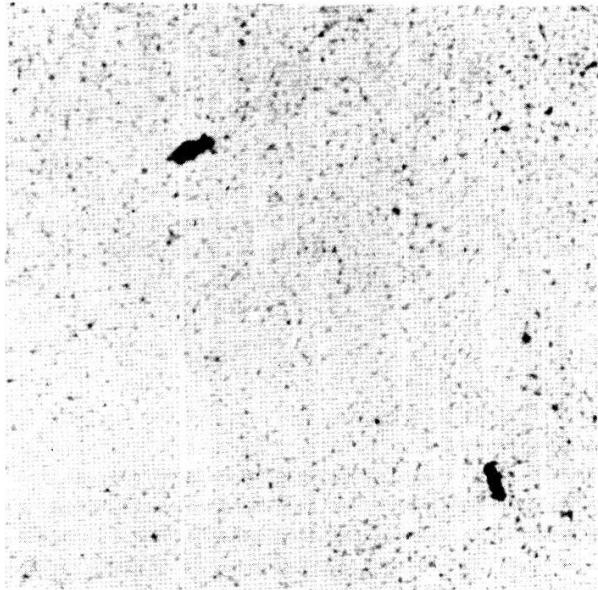


Figure 25. $h = 0,993$

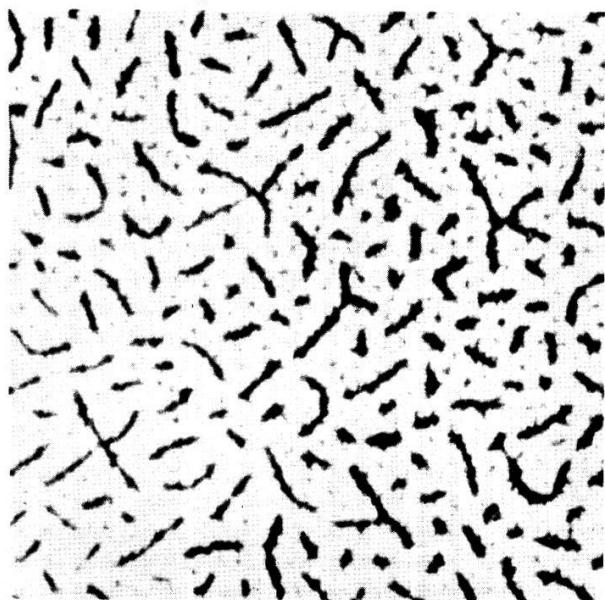


Figure 27. $h = 0,843$

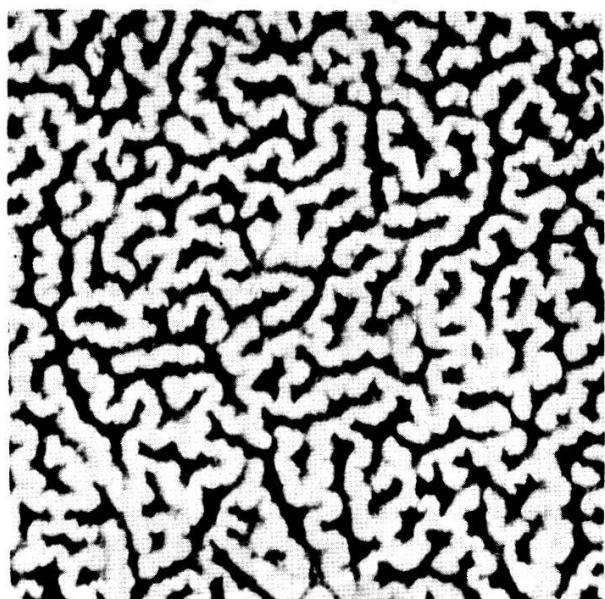


Figure 29. $h = 0,140$

Echantillon n° 14 (In 99,999%, 38 mm \times 3,98 mm) Transitions (NI)_H
Agrandissement: 5 \times $T = 2,475^{\circ}\text{K}$

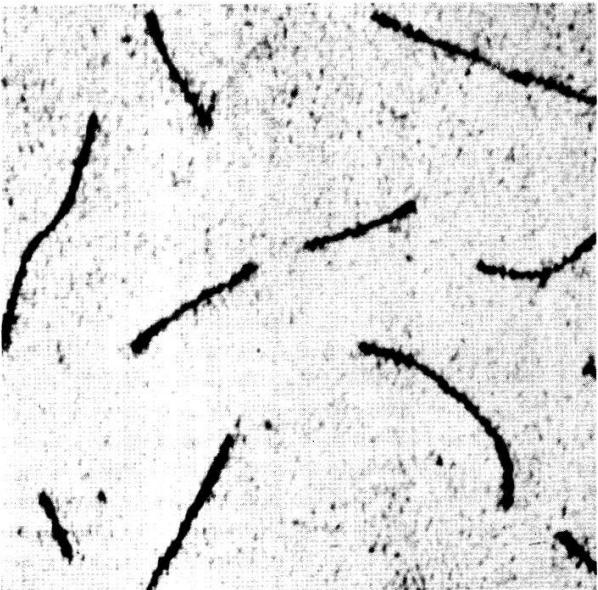


Figure 26. $h = 0,977$

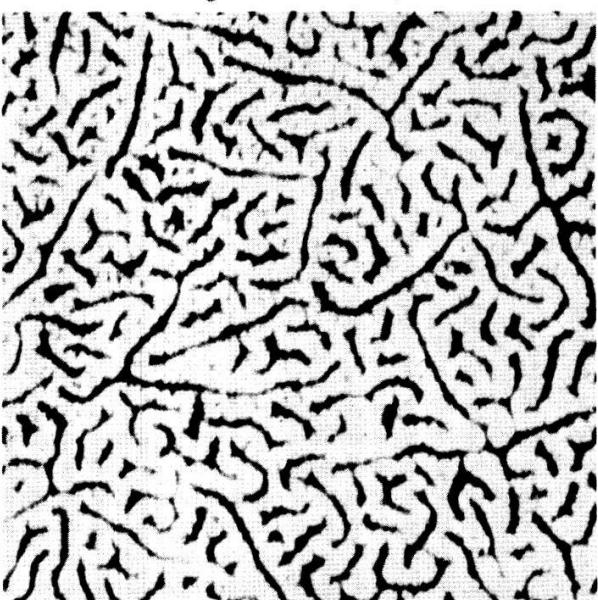


Figure 28. $h = 0,561$

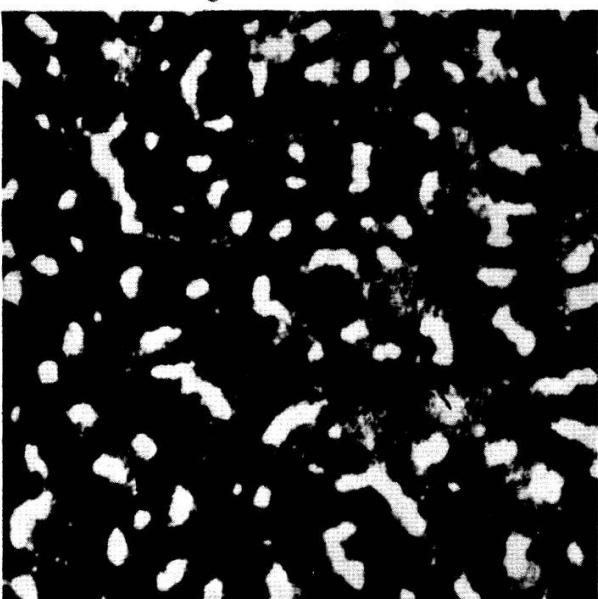


Figure 30. $h = 0,022$

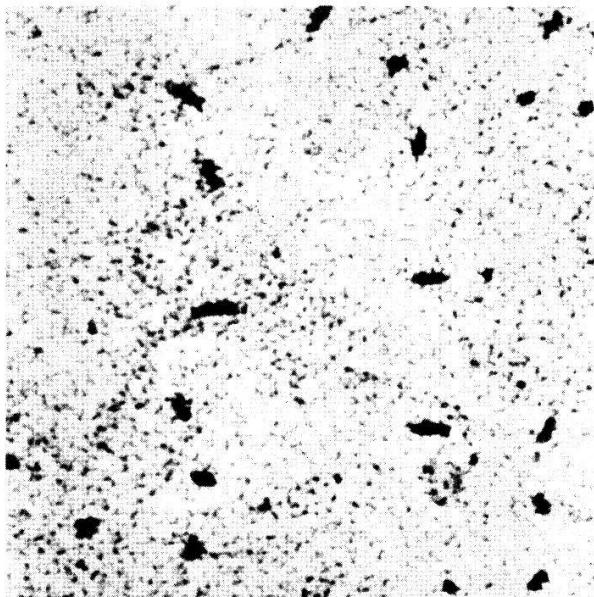


Figure 31. $h = 0,991$

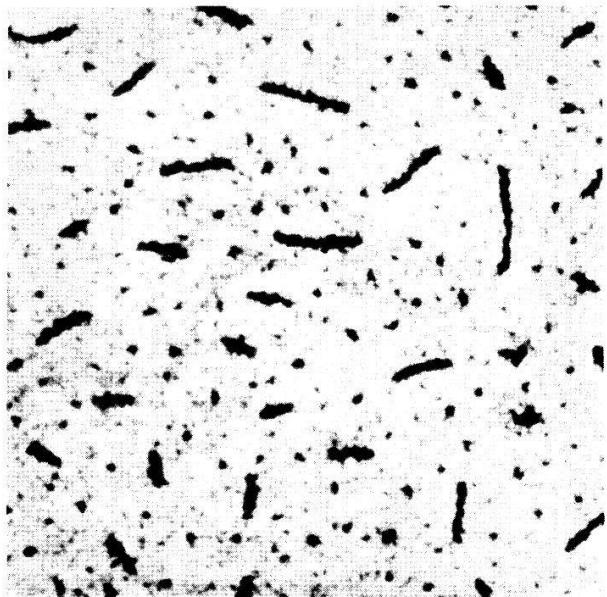


Figure 32. $h = 0,952$



Figure 33. $h = 0,658$

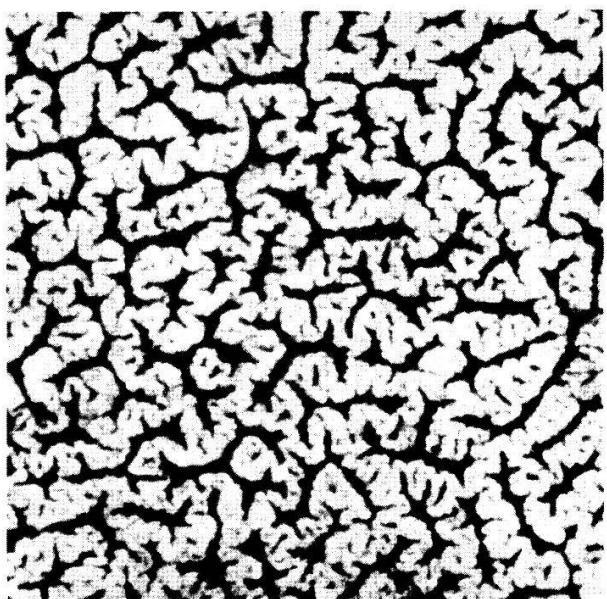


Figure 34. $h = 0,349$

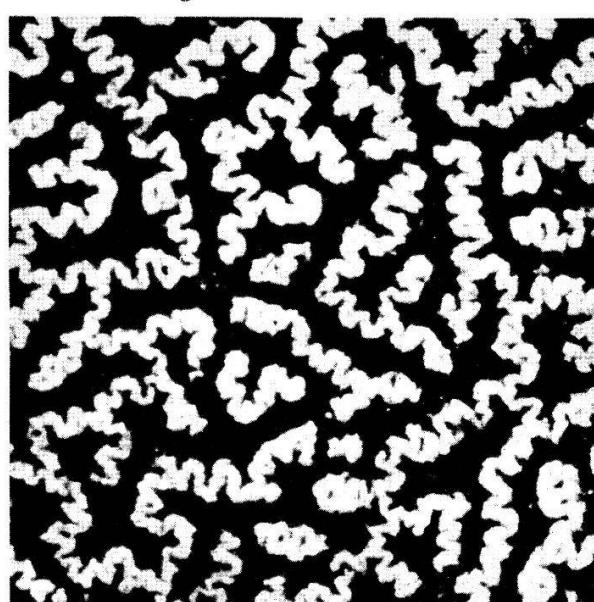


Figure 35. $h = 0,097$

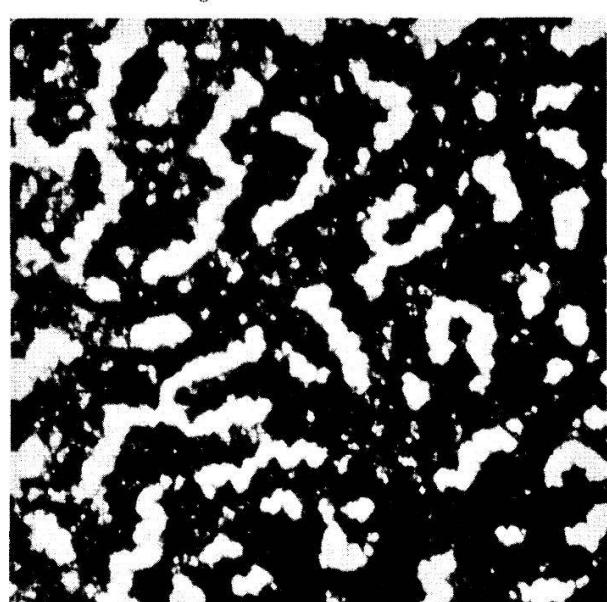


Figure 36. $h = 0,039$

Echantillon n° 16 (In 99,999%, 38 mm \times 11,7 mm) Transitions (NI)_H
Agrandissement: 5 \times $T = 1,98^{\circ}\text{K}$

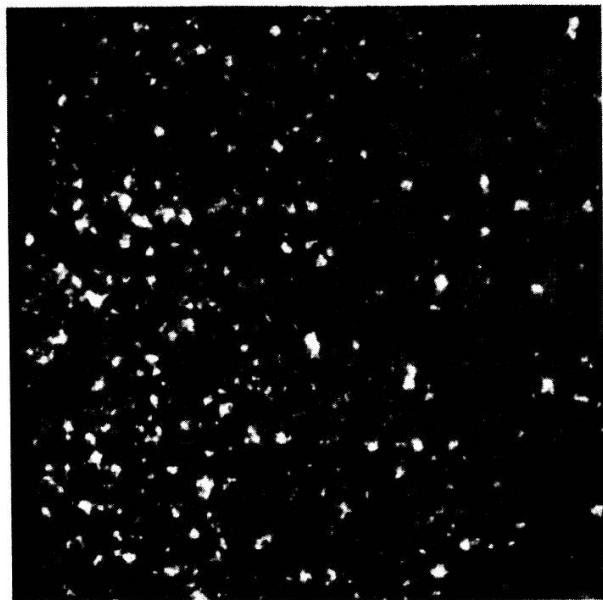


Figure 37. $h = 0$

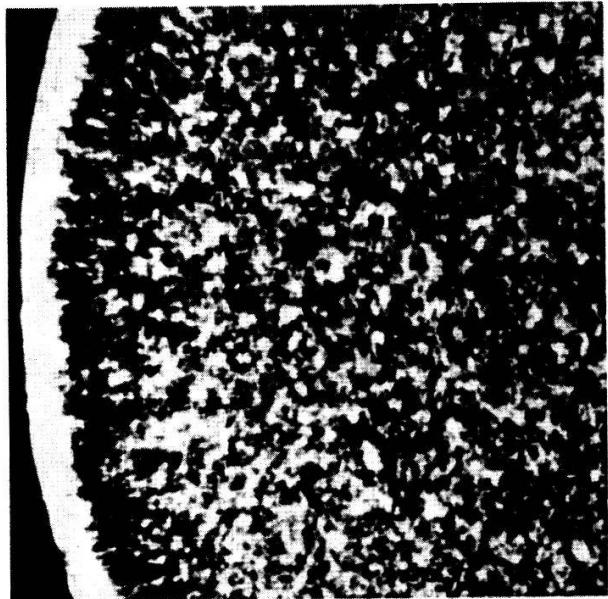


Figure 38. $h = 0,156$

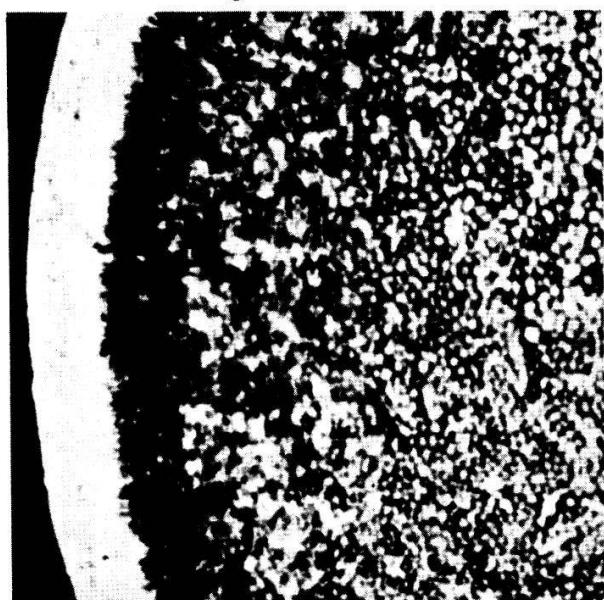


Figure 39. $h = 0,313$

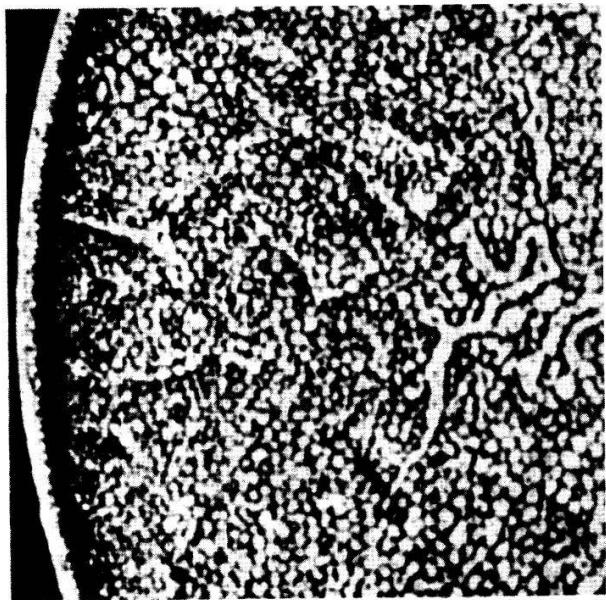


Figure 40. $h = 0,707$

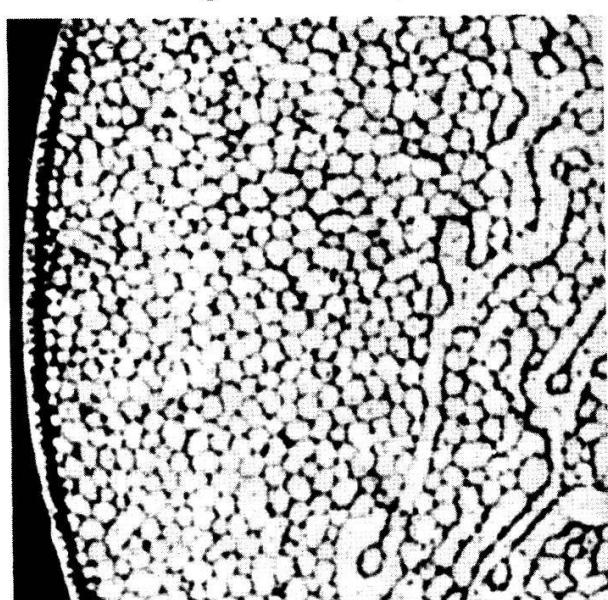


Figure 41. $h = 0,862$

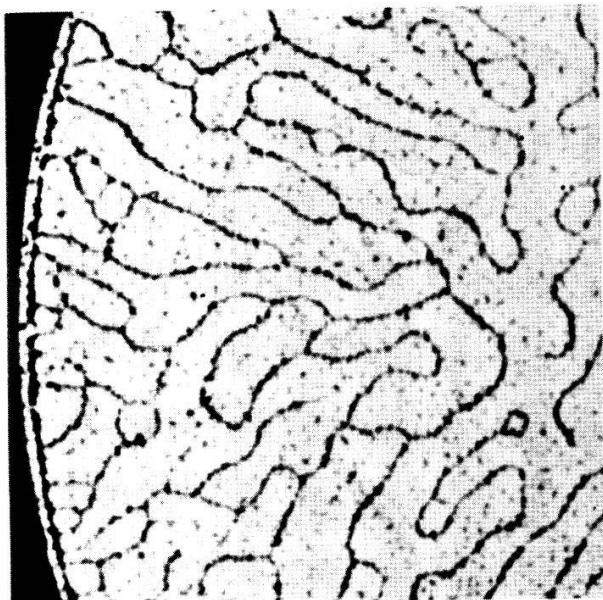


Figure 42. $h = 0,946$

Echantillon n° 10 (In 99,9%, 38 mm \times 2,57 mm) Transitions (SI)_T
Agrandissement: 5 \times $T = 2^{\circ}\text{K}$

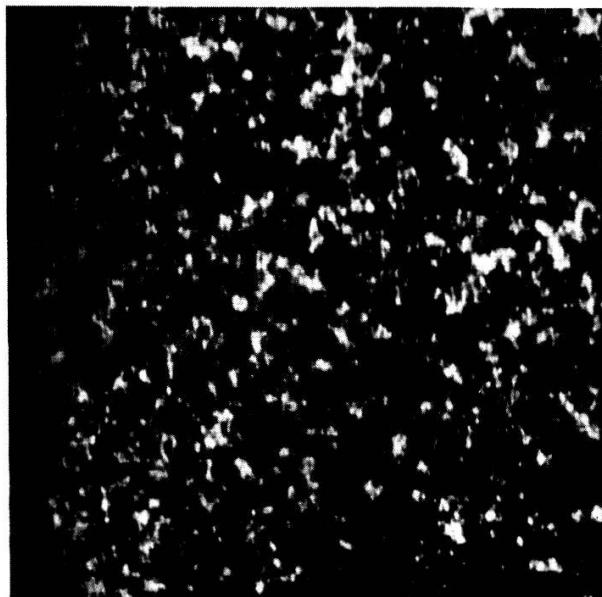


Figure 43. $h = 0$

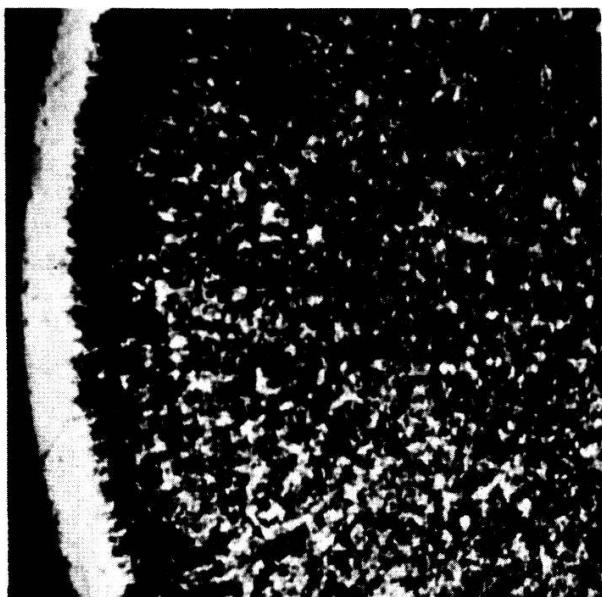


Figure 44. $h = 0,234$

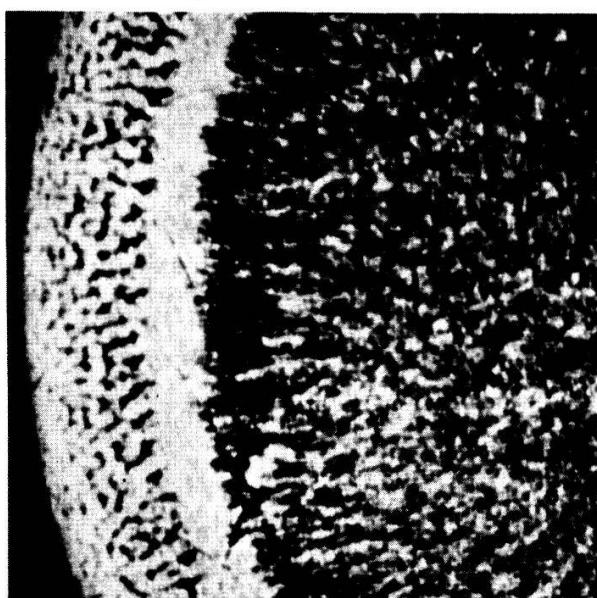


Figure 45. $h = 0,467$



Figure 46. $h = 0,545$

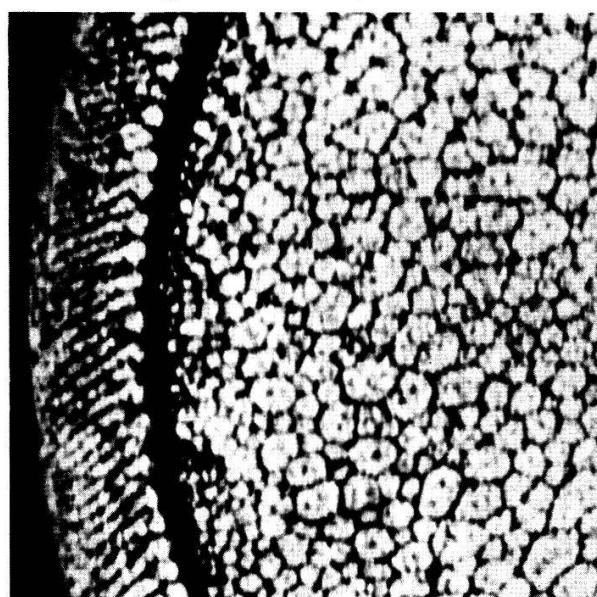


Figure 47. $h = 0,701$

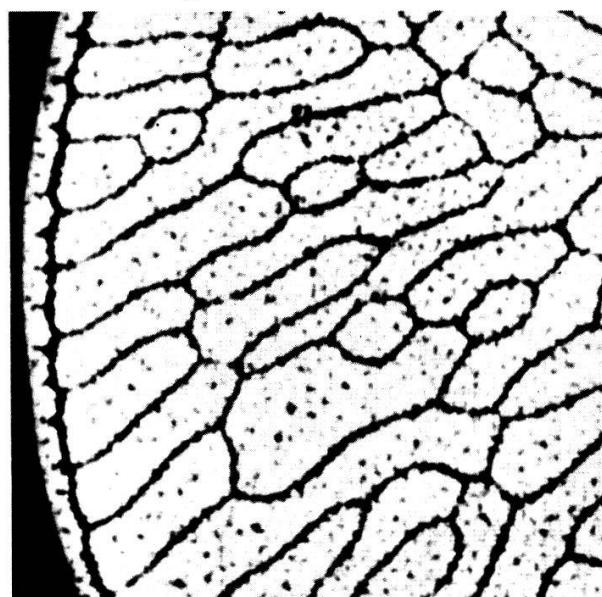


Figure 48. $h = 0,934$

Echantillon n° 16 (In 99,999%, 38 mm \times 11,7 mm) Transitions (SI)_T
Agrandissement: 5 \times $T = 1,98^{\circ}\text{K}$

lamelles parallèles au champ appliqué). L'aspect de ces domaines dépend de l'épaisseur de l'échantillon et de la température. Dans l'échantillon mince n° 12, il y a prédominance de domaines très allongés présentant relativement peu de ramifications par unité de longueur dans le plan de la plaque. Ce n'est que pour h inférieur à 0,2 que ces domaines commencent à croître en largeur, formant des sortes d'îles entourées d'un réseau de canaux à l'état normal (figures 23 et 24). Dans l'échantillon n° 14 d'épaisseur moyenne, on remarque que les domaines superconducteurs sont très allongés lorsqu'ils sont peu nombreux (figure 26), puis plus courts lorsqu'ils sont plus nombreux (figure 27), enfin on note la présence simultanée de domaines courts et allongés (figure 28). Pour des valeurs de h inférieures à 0,2, la croissance latérale se fait par des ramifications apparaissant alternativement sur des domaines voisins de sorte que le canal à l'état normal qui les sépare est ondulé en forme de sinusoïde (figure 29). Ce phénomène est encore plus apparent sur l'échantillon n° 16, le plus épais (figure 35) et a déjà été observé sur une sphère d'étain [14] et dans des plaques épaisses d'aluminium [12]. Il est possible de voir clairement ici le processus de formation de ces ondulations en observant les figures 32, 33 et 34: la pseudo-structure située sur les régions se trouvant entre les gros domaines superconducteurs a ici une autre allure que dans la figure 31, par exemple. Les petits points noirs visibles à la figure 32 ainsi que les petits traits noirs perpendiculaires aux gros domaines observables aux figures 33 et 34 trahissent probablement la présence de domaines superconducteurs. Il y a de fortes chances que l'on se trouve ici en présence d'un processus de «branching» incomplet, c'est-à-dire une ramification partielle des domaines normaux à l'intérieur de la plaque dans le sens du champ appliqué, comme l'ont déjà suggéré LIFSHITZ et SHARVIN [30]. Ces petits domaines superconducteurs n'existent donc que près de la surface et ne traversent pas de part en part l'épaisseur de la plaque. Lorsque le champ décroît, ils doivent se raccorder alternativement à gauche et à droite aux gros domaines superconducteurs voisins (qui eux existent dans toute l'épaisseur de la plaque), ce qui donne naissance aux ondulations observées par exemple à la figure 35. Cette hypothèse est illustrée à l'aide d'un modèle en plastiline reproduit aux figures 49, 50 et 51 dans lequel les parties superconductrices sont représentées en volume plein. Ces trois modèles correspondent aux situations des figures 33, 34 et 35 par exemple.

Un autre phénomène remarquable réside dans le fait que les figures 24, 29, 30, 35 et 36 montrent que l'état intermédiaire existe encore pour des valeurs du champ réduit h plus petites que la quantité $1 - n$ reportée dans la liste des échantillons et représentant la limite théorique au dessous de laquelle l'état superconducteur devrait seul être présent. Il est difficile de dire si ce phénomène est dû au fait qu'en réalité la forme des échantillons ne permet pas de définition rigoureuse du coefficient démagnétisant (possible seulement pour des formes ellipsoïdales et ses dérivés), ou si la cause en est une irréversibilité fondamentale de l'état intermédiaire.

Quelques résultats relatifs aux transitions (SI)_T sont représentés aux figures 37 à 48 pour les échantillons n° 10 et 16. Dans ce cas, l'échantillon est tout d'abord refroidi en champ nul, puis le champ appliqué est ensuite augmenté de façon quasi-statique jusqu'à la valeur finale (voir figure 11). Comme le champ magnétique terrestre n'a pas été compensé au cours de ces mesures, il arrive dans certains cas que des domaines normaux soient présents pour $H_e = 0$ (notamment dans des échantillons peu purs comme le n° 2 ou minces comme le n° 9). Au cours de l'augmentation du champ H_e ,

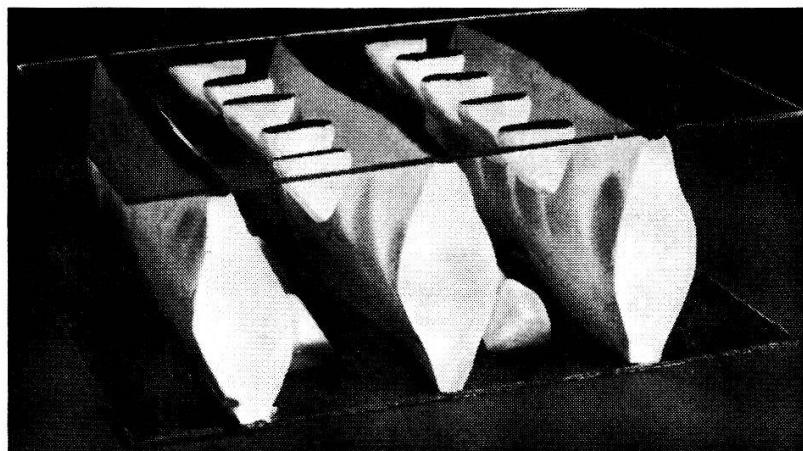


Figure 49

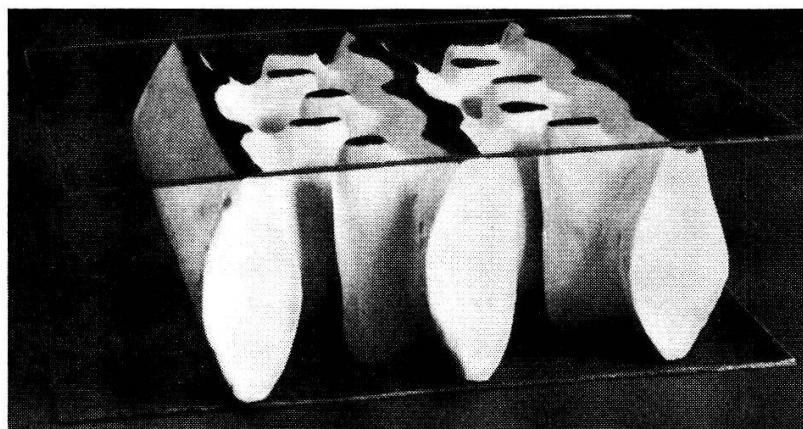


Figure 50

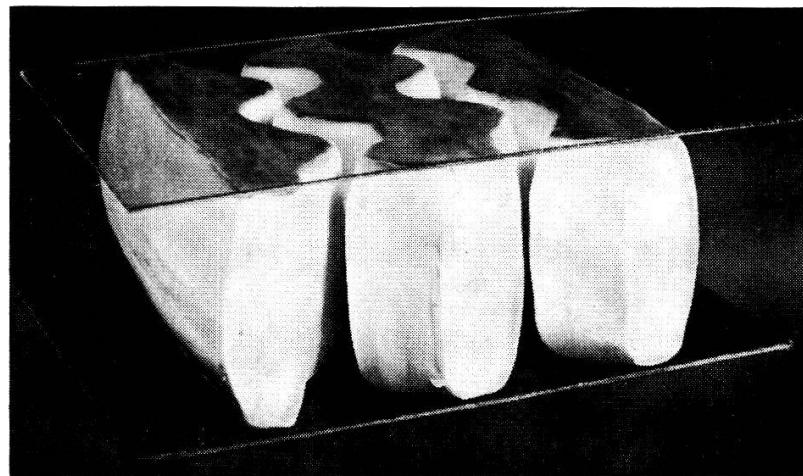


Figure 51

Modèles en plastiline illustrant la disposition probable des domaines superconducteurs dans l'épaisseur de l'échantillon pour former, lorsque H_e décroît de plus en plus, les domaines normaux observés finalement.

le passage de l'état superconducteur à l'état intermédiaire s'opère toujours en deux phases distinctes. Tout d'abord, le champ magnétique est confiné dans une zone marginale (figures 38, 44 et 45), et un noyau à l'état superconducteur subsiste dans les régions centrales. Cette zone marginale doit être dans l'état intermédiaire, comme on

peut le voir sur la figure 45, et les lignes de force du champ à cet endroit doivent former un angle très faible avec la surface de l'échantillon. On peut s'en rendre compte en observant sur ces photographies les stries radiales présentes à la limite du noyau superconducteur et dues au fait que les grains de poudre s'alignent le long des lignes du champ local qui est presque tangent à la surface de l'échantillon à cet endroit. Les conditions d'observation de l'état intermédiaire dans cette zone marginale sont assez particulières et l'interprétation des structures présentées par la poudre est délicate. Pour des valeurs plus élevées de H_e (figures 39 et 46), des domaines normaux deviennent visibles à l'intérieur du noyau central. Cette deuxième phase débute dans tous les cas observés à une valeur de h systématiquement 1,5 à 2 fois plus élevée que la valeur théorique $1 - n$ reportée dans la liste des échantillons. Comme nous l'avons relevé plus haut, les domaines normaux observés dans la région centrale au cours de cette deuxième phase doivent prendre naissance dans les bords du noyau sous forme de «tubes de flux» et se déplacer ensuite vers l'intérieur. La zone marginale décroît alors au fur et à mesure que H_e augmente (figures 40, 41, 46, 47 et 48), et à l'intérieur les domaines normaux s'agrandissent par un processus de fusion entre eux des tubes de flux provenant de la zone marginale.

6. Validité des différents modèles théoriques d'état intermédiaire

Comme nous l'avons vu au début, les différents modèles théoriques [1, 2, 3, 4] supposent que l'état intermédiaire est un état thermodynamique réversible et ne tiennent pas compte de la condition de conservation du fluxoïde de LONDON [5]. Les expériences présentées ci-dessus montrent que cette condition entraîne une différence fondamentale dans la topologie de la structure de l'état intermédiaire suivant que l'état initial est normal (transitions NI) ou superconducteur (transition SI). On observe également une différence dans la dimension moyenne des domaines et il est certain que les bilans énergétiques intervenant dans la formation des domaines sont très différents dans les deux cas. Si les différentes contributions prises en considération dans le calcul de l'énergie libre pour les modèles théoriques cités plus haut semblent au premier abord s'appliquer à la réalité en ce qui concerne les transitions NI, la situation est différente dans le cas des transitions SI, pour lesquelles la définition d'une densité d'énergie libre constante dans tout l'échantillon est probablement impossible. Des conditions locales entrent en jeu, en particulier dans la zone marginale où les tubes de flux prennent naissance ainsi que dans les régions d'inhomogénéité de structure cristalline (joints de grains) où le processus de fusion des tubes de flux entre eux semble facilité. Une analyse statistique de la dimension des domaines nous a montré que dans des structures du type NI, il est possible de déterminer une distance moyenne a entre axes de domaines superconducteurs voisins avec une incertitude statistique comprise entre 8% et 12%, que l'on peut assimiler à la périodicité a définie dans les modèles théoriques. Une telle définition n'a pas de sens dans le cas des transitions SI, car on trouve généralement un nombre approximativement égal de très grands domaines et de très petits domaines simultanément présents dans la structure correspondant à un état donné (exemple figures 16, 40 et 47).

Ces raisons nous conduisent donc à n'utiliser que des structures résultant de transitions NI pour vérifier expérimentalement la validité des modèles théoriques d'état

intermédiaire. En reportant sur un graphique la distance a mesurée à température constante en fonction du champ réduit h (figure 52), on constate que les valeurs expérimentales ne suivent que qualitativement le comportement prévu par la théorie. Une détermination du paramètre d'énergie de surface Δ par un simple ajustement d'une des courbes théoriques sur les valeurs expérimentales est très imprécise, la valeur de Δ pouvant varier aisément d'un facteur 5 suivant la région de la courbe que l'on désire faire coïncider avec les valeurs de a mesurées. Une des causes de ce désaccord peut être mise en évidence en considérant les équations 1.4 et 1.5 qui montrent

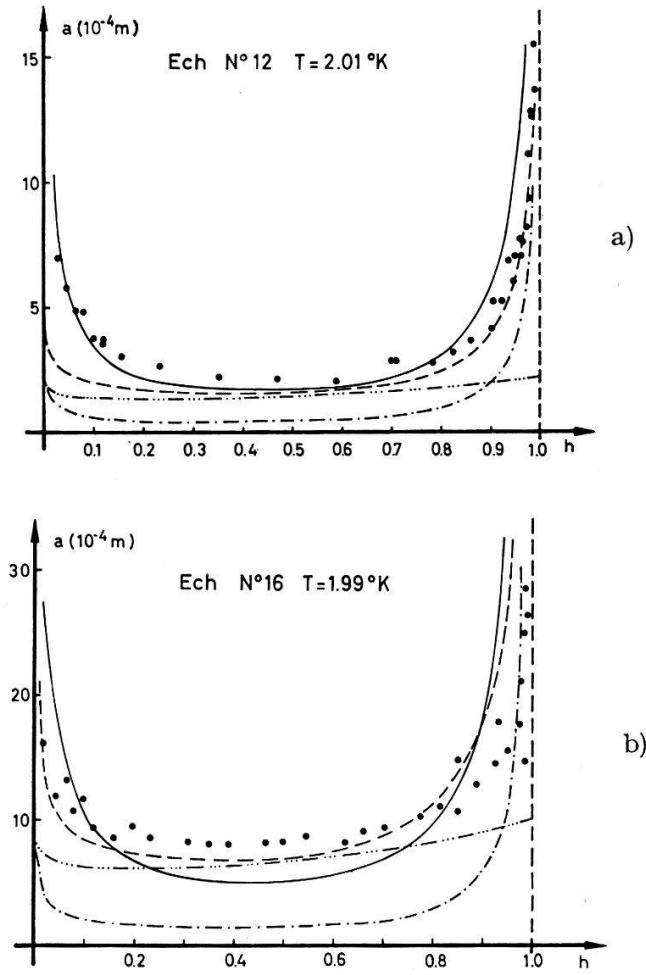


Figure 52

Comparaison entre valeurs expérimentales et théoriques de la périodicité a reportée en fonction du champ réduit h . a) Ech. n° 12, $T = 2,01^\circ\text{K}$; b) Ech. n° 16, $T = 1,99^\circ\text{K}$. Courbes théoriques calculées avec $\Delta = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$.

- Modèle «non branching» de LANDAU
- — — Modèle «branching» de LANDAU
- · · · · Modèle «non branching» de KUPER
- · · · · · Modèle «branching» d'ANDREW

que tous les modèles théoriques aboutissent à une expression de la périodicité a en fonction des paramètres T (température), d (épaisseur de l'échantillon) et h (champ appliqué réduit) de la forme:

$$a(T, d, h) = F(T) \cdot G(d) \cdot H(h) . \quad (6.1)$$

Il en résulte que si l'on choisit des valeurs de référence T_1 , d_1 et h_1 de ces paramètres, on peut définir les rapports:

$$R(T, T_1) = \frac{a(T, d, h)}{a(T_1, d, h)} \quad (6.2)$$

$$R(d, d_1) = \frac{a(T, d, h)}{a(T, d_1, h)} \quad (6.3)$$

$$R(h, h_1) = \frac{a(T, d, h)}{a(T, d, h_1)} \quad (6.4)$$

qui doivent jouir des propriétés suivantes:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial d} R(T, T_1) &= \frac{\partial}{\partial h} R(T, T_1) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial T} R(d, d_1) &= \frac{\partial}{\partial h} R(d, d_1) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial T} R(h, h_1) &= \frac{\partial}{\partial d} R(h, h_1) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

En partant d'une série de mesures systématiques de la périodicité a réalisées sur les échantillons nos 12, 14 et 15 qui ne diffèrent entre eux que par l'épaisseur (voir § 4), nous avons testé la validité des équations 6.5 en utilisant une méthode graphique décrite ailleurs [28]. Les valeurs de référence pour ce test ont été:

$$T_1 = 1,4 \text{ }^{\circ}\text{K}$$

$$d_1 = 1,22 \text{ mm} \quad (\text{épaisseur de l'échantillon n}^{\circ} 12)$$

$$h_1 = 0,4 \quad (\text{valeur pour laquelle la périodicité } a \text{ est minimum dans la plupart des cas})$$

Les résultats se résument ainsi:

a) En reportant graphiquement $R(T, T_1)$ en fonction de h et d , on constate des maxima et des minima systématiquement reproductibles dans un intervalle notablement plus grand que le laisserait prévoir les incertitudes de mesure. Le test de la séparabilité de la variable T est donc franchement négatif, et ce résultat a de grandes conséquences pour la détermination du paramètre d'énergie de surface, car c'est précisément par l'intermédiaire de la température que cette valeur peut être connue.

b) Les courbes de $R(d, d_1)$ reportées en fonction de h montrent également des maxima et minima systématiques, alors qu'en fonction de la température T le comportement est plus erratique. Une étude plus approfondie de la façon dont la périodicité dépend de l'épaisseur de l'échantillon peut être réalisée en reportant sur un diagramme logarithmique a en fonction de d . Les modèles théoriques prévoient que les points doivent être alignés sur une droite de pente $1/2$ (modèles «non branching») ou $2/3$ (modèles «branching»). On constate sur la figure 53 que l'on a bien des droites pour des valeurs du champ réduit h comprises entre 0,3 et 0,7, mais on trouve qu'en moyenne la pente de ces droites est légèrement plus élevée que $1/2$: une moyenne effectuée sur 12 groupes de mesures a donné une valeur de 0,556.

c) En reportant graphiquement les valeurs de $R(h, h_1)$ en fonction de T ou d , on trouve des points répartis au hasard sur un niveau approximativement constant avec

une dispersion variant entre 7% et 18% suivant les cas, c'est-à-dire inférieure à la dispersion due aux incertitudes de mesure. On peut donc affirmer que dans ce cas le test est positif et que la variable h doit apparaître sous forme séparée dans l'expression de $a(T, d, h)$.

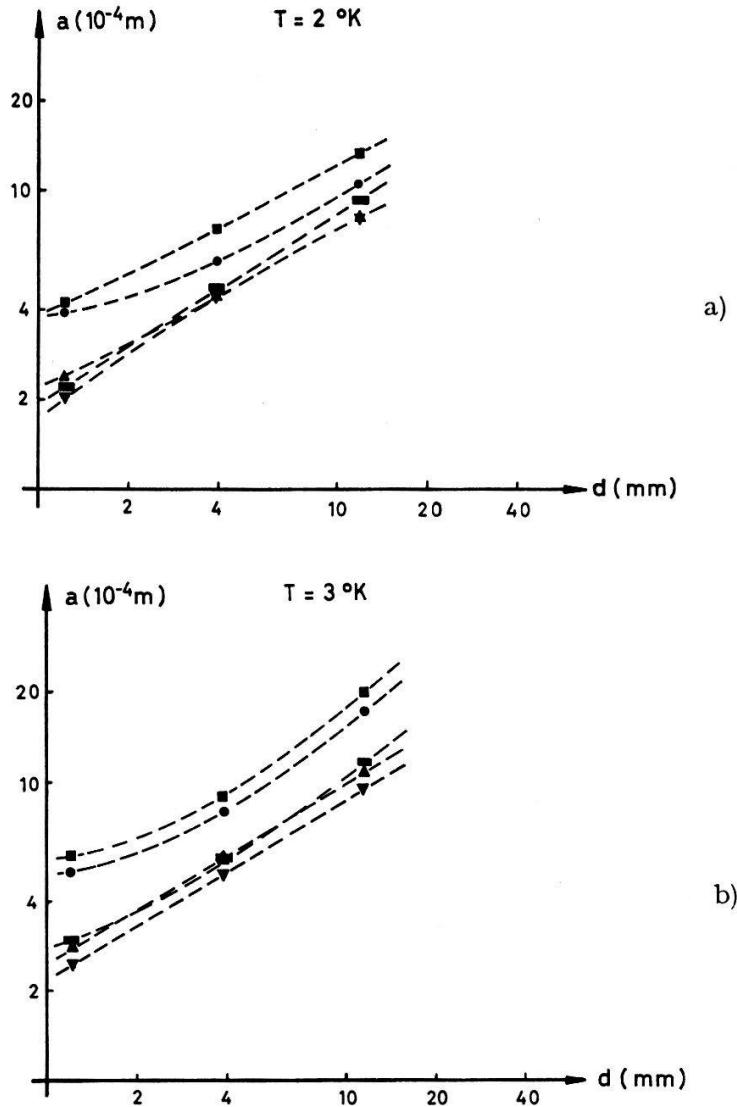


Figure 53

Périodicité de la structure d'état intermédiaire a reportée en fonction de l'épaisseur de l'échantillon d sur un diagramme log-log. Echantillons n° 12, 14 et 16. a) $T = 2 \text{ } ^\circ\text{K}$, b) $T = 3 \text{ } ^\circ\text{K}$. $\bullet: h = 0,1$; $\blacktriangle: h = 0,3$; $\blacktriangledown: h = 0,5$; $\blacksquare: h = 0,7$; $\blacksquare: h = 0,9$.

En conclusion, on peut dire que la périodicité de la structure doit pouvoir se mettre avec une bonne approximation sous la forme:

$$a(T, d, h) = F(T, d) \cdot G(h) \quad (6.6)$$

pour h compris entre 0,3 et 0,7. Une étude des écarts statistiques entre les valeurs théoriques calculables des différents rapports R définis en 6.2, 6.3 et 6.4 et les valeurs expérimentales de ces rapports permet de tirer les conclusions suivantes au sujet de la validité des différents modèles théoriques:

1) La dépendance de α en fonction de d se rapproche de celle prédicta par les modèles du type «non branching». Pour $0,3 < h < 0,7$ nous avons trouvé:

$$\alpha \sim d^{0,556}$$

2) La dépendance de α en fonction de T est plus proche de celle prédicta par les modèles du type «branching».

3) La dépendance de α en fonction de h est également décrite avec une meilleure approximation au moyen des modèles du type «branching».

7. La détermination du paramètre d'énergie de surface

Il ressort clairement des différents tests de validité effectués ci-dessus qu'une détermination précise du paramètre d'énergie de surface $\Delta = 2 \alpha_{ns}/\mu_0 H_c^2$ n'est pas possible si l'on applique tel quel un des modèles théoriques aux mesures d'espacement moyen des domaines de l'état intermédiaire. Une des principales raisons de l'insuffisance de ces modèles est que, comme l'a relevé DE GENNES [31], la calcul de l'énergie libre nécessite la définition d'un champ magnétique moyen sur une distance Δx petite par rapport aux dimensions de l'échantillon (ici l'épaisseur d), mais grande par rapport aux dimensions des domaines (la périodicité a). Cela implique la condition:

$$d >>> a \quad (6.7)$$

qui est d'ailleurs explicitement posée par LANDAU [1]. Or dans la réalité cette condition est très mal remplie, comme on peut le voir ci-dessous où l'on a reporté les valeurs expérimentales du rapport d/a mesurées aux alentours de $h = 0,4$ (valeur pour laquelle α est minimum):

Ech. n°	d (mm)	$(d/a)_{max}$
2	3,5	11,7
9	1,4	7,35
10	2,57	9,5
12	1,22	6,1
14	3,98	9,14
16	11,7	15,4

D'après les mesures d'autres auteurs, on peut calculer des valeurs du même ordre de grandeur:

Auteur	Echantillon	d (mm)	$(d/a)_{max}$
SCHAWLOW [10]	Sn polycrist.	3,2	2,3
SHARVIN [16]	Sn monocrist. (champ oblique)	2	4
FABER [12]	Al polycrist.	4,68	3,7
BALASHOVA et			
SHARVIN [14]	Sn monocrist. sphère	$\phi = 30$	~ 30 à 40
BATRAKOV [32]	Sn monocrist. cyl.	$\phi = 8$	~ 16

On constate donc qu'il y a incompatibilité à ce point de vue entre la condition exigée par les modèles théoriques et celles réalisées expérimentalement. A l'aide des équations 1.4 et 1.5, il est d'ailleurs possible de calculer l'épaisseur d que devrait avoir une plaque pour que le rapport d/a ait une valeur favorable. En posant $h = 0,4$ (valeur du champ réduit pour laquelle a est approximativement minimum) et $T = 2^{\circ}\text{K}$ température pour laquelle $\Delta = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ dans le cas de l'indium, on trouve les valeurs suivantes en utilisant les deux modèles de LANDAU [1, 2]:

$(d/a)_{max}$	d (non branching)	d (branching)
10	$2,22 \cdot 10^{-3} \text{ m}$	$2,38 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
100	$2,22 \cdot 10^{-1} \text{ m}$	$2,38 \text{ m}$
1000	$22,2 \text{ m}$	$2,38 \cdot 10^3 \text{ m}$

Pour les épaisseurs de quelques milimètres utilisées dans les expériences courantes, on voit que les deux modèles sont compatibles et donnent un rapport assez défavorable de l'ordre de 10. Pour avoir un meilleur rapport, il faut avoir recours à des échantillons de taille monstrueuse.

Considérons maintenant l'équation 6.6 représentant la forme la plus probable de la dépendance de a en T , d et h lorsque les valeurs de h sont comprises entre 0,3 et 0,7. On peut avoir une idée de la manière dont la température (ou Δ) et l'épaisseur de l'échantillon d sont corrélés en formant le rapport:

$$F(T, d) = \frac{a}{G(h)} \quad (7.1)$$

dans lequel a est la valeur mesurée de la périodicité et $G(h)$ la fonction du champ réduit correspondant à un modèle théorique déterminé (voir appendice). Ce rapport doit jouir de la propriété:

$$\frac{\partial F}{\partial h} = 0 \quad (0,3 < h < 0,7) \quad (7.2)$$

La figure 54 montre deux exemples du comportement de $F(T, d)$ reporté en fonction de h . D'après 7.2, les points devraient être alignés sur une droite horizontale, et l'on trouve effectivement que dans l'intervalle $\{0,3-0,7\}$ la fonction varie de quantités inférieures à celles résultant des incertitudes de mesure.

Pour essayer de déterminer au mieux la valeur du paramètre d'énergie de surface à partir des modèles existants, on peut maintenant calculer la moyenne des valeurs du rapport $F(T, d)$ dans l'intervalle $\{0,3-0,7\}$ et tenter de l'assimiler au produit $\sqrt[d]{d} \cdot \Delta$ (modèles «non branching») ou $\sqrt[d^2]{d} \cdot \Delta$ (modèles «branching»). En admettant que la relation entre Δ et la température soit de la forme:

$$\Delta = \frac{\Delta_0}{\sqrt[3]{1-t}} \quad (7.3)$$

qui a été trouvée empiriquement par SHARVIN pour l'étain [16] et l'indium [17], on peut calculer par une méthode de moindres carrés une valeur de Δ_0 , paramètre d'énergie de surface à 0°K , pour chaque échantillon et chaque modèle utilisé. Les résultats de ces calculs sont résumés dans le tableau suivant, dans lequel les valeurs de Δ_0 sont exprimées en 10^{-7} m .

Modèle	Ech. n° 12 ($d = 1,22$ mm)	Ech. n° 14 ($d = 3,98$ mm)	Ech. n° 16 ($d = 11,7$ mm)
LANDAU (n. br.)	4,7	6,5	6,8
LANDAU (br.)	7,8	7	4,4
KUPER (n. br.)	53,4	78,2	80,5
Valeur expérimentale de Δ_0 pour l'indium d'après d'autres auteurs [12, 17, 33]	$\left. \right\} 3,4 \cdot 10^{-7}$ m		

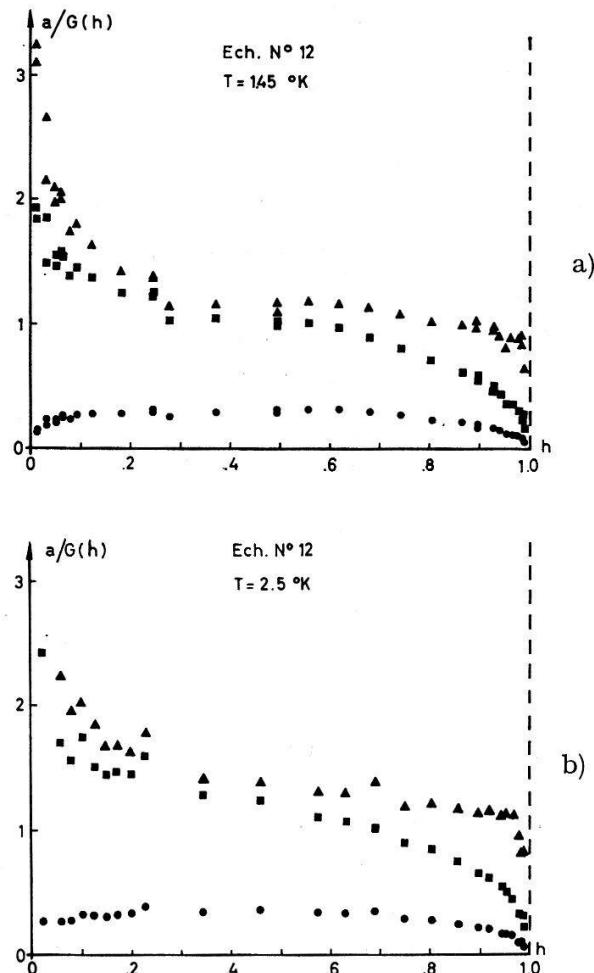


Figure 54

Exemples de comportement du rapport $F(T, d)$ calculé au moyen de 3 modèles théoriques.

Echantillon no 12 a) $T = 1,45^\circ\text{K}$, b) $T = 2,5^\circ\text{K}$

- : LANDAU «non branching model», ▲: LANDAU «branching model», ■: KUPER «non branching model»

On remarque que la valeur de Δ_0 ainsi déterminée dépend systématiquement de l'épaisseur de l'échantillon. Le premier modèle de LANDAU fournit une valeur d'autant plus proche de celle trouvée par d'autres méthodes que l'échantillon est plus mince. Le deuxième modèle de LANDAU, au contraire, s'applique mieux aux échantillons épais. Cela confirme l'hypothèse que nous avons faite au sujet de l'interprétation des structures d'état intermédiaire représentées aux figures 33 et 34.

8. L'état intermédiaire en présence d'un champ électrique

Nous avons déjà montré expérimentalement [34] que lorsque l'état intermédiaire apparaît dans un échantillon parcouru par un courant électrique (qui, on le sait, présente alors une résistance électrique globale non nulle), les parois interphasées à l'équilibre coïncident avec les surfaces équivalentes du champ électrique \mathbf{E} moyen. Un exemple en est donné à la figure 55 représentant l'échantillon cylindrique en indium de faible pureté n° 3. Le support d'échantillon spécial utilisé dans cette expérience a été décrit ailleurs [35].

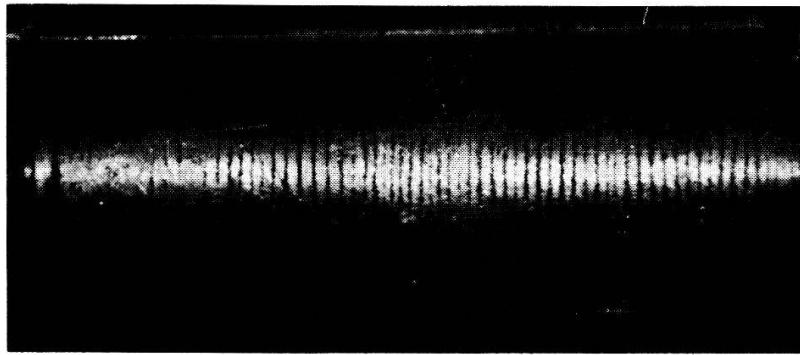


Figure 55

Échantillon n° 3 (In 99,9%, 6 × 38 mm) parcouru par un courant de 30 A et soumis à un champ magnétique perpendiculaire $H_e = 100$ Oe à $T = 2,1$ °K (transition NI).

Lorsqu'un courant électrique circule dans un métal très pur en présence d'un champ magnétique perpendiculaire, on peut s'attendre à ce que des effets galvano-magnétiques deviennent sensibles. En particulier, les vecteurs \mathbf{j} (densité de courant) et \mathbf{E} (champ électrique) ne sont pas parallèles (effet HALL). Ce phénomène peut être facilement mis en évidence au moyen de l'état intermédiaire. On a monté l'échantillon n° 20 (plaquette rectangulaire en indium très pur) dans un support spécial inspiré de celui qui a été utilisé pour d'autres mesures [35], permettant d'y faire circuler un courant électrique et assurant que le champ magnétique créé à la surface de la plaque par les courants de retour est négligeable. En provoquant alors un état intermédiaire caractérisé par une transition $(NI)_T$ dans un champ magnétique perpendiculaire, on obtient des images de structures telles que celles représentées aux figures 56 à 58 où les équivalentes du champ électrique moyen apparaissent dans les cas où un courant circule dans l'échantillon. On peut calculer que le champ magnétique créé à la surface de la plaque par le courant qui y circule est ici de l'ordre de 1% de H_e , donc négligeable.

Ces expériences fournissent une méthode inédite de détermination optique de l'angle de HALL applicable dans des cas où les méthodes électriques conventionnelles sont inopérantes à cause de la petiteur des tensions mesurables. Cette méthode optique est toutefois sujettes à un certain nombre de limitations :

- a) Le métal dans lequel on veut déterminer l'angle de HALL doit évidemment être un superconducteur à l'état intermédiaire ($T < T_c$, $H_e < H_c$).
- b) Le champ magnétique responsable de l'effet HALL n'est pas le champ appliqué H_e , mais le champ local régnant dans les domaines normaux de l'état intermédiaire,

c'est-à-dire \mathbf{H}_c . Il en résulte que l'on ne modifie pas l'angle observé en faisant varier \mathbf{H}_e à température constante, mais seulement en faisant varier la température qui est liée au champ responsable de l'effet HALL par l'équation 1.1.

c) Comme les domaines normaux, qui sont les régions où l'effet HALL se manifeste, ont des dimensions relativement petites de l'ordre de $1/10$ ème de l'épaisseur de la plaque (voir § 7), il peut se produire des interactions entre les dimensions de ces domaines et le libre parcours moyen des porteurs de charge (qui peut être considérable dans les métaux très purs) donnant lieu à des «size-effects» dont il faut tenir compte dans l'interprétation des valeurs observées de l'angle de HALL. Ces effets sont d'ailleurs d'un type inhabituel, intervenant dans la direction même de propagation des porteurs de charge.

La disposition relative des équipotentielles du champ électrique et du vecteur \mathbf{H}_e dans les figures 57 et 58 montre que l'effet HALL ainsi observé est positif, ce qui est confirmé par les mesures de BOROVIK [36] qui a trouvé dans l'indium à basse température une valeur positive de la tangente de l'angle de HALL lorsque H_e est inférieur à 1300 Oe.

9. L'état intermédiaire dans des conditions de champ magnétique non stationnaire

Lorsqu'un échantillon non connecté à une source de courant extérieure est maintenu à température constante et soumis à une brusque variation du champ \mathbf{H}_e , un champ électrique \mathbf{E} peut exister dans le métal, lié à la variation globale du flux de \mathbf{H}_e dans l'échantillon:

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_e}{\partial t} \quad (9.1)$$

Dans le cas d'une transition SI, par exemple, il est possible de mettre en évidence l'influence du champ électrique qui existe au moment de l'établissement de l'état intermédiaire lorsque le champ \mathbf{H}_e est établi brusquement. En comparant les figures 59 et 60, pour lesquelles la poudre de niobium a été répandue dans chaque cas après que le champ H_e ait atteint sa valeur finale, on voit que le champ électrique lié à la variation brusque de \mathbf{H}_e a provoqué la formation des domaines allongés radialement visibles à la figure 60, mais dans les deux cas la topologie typique des transitions SI (voir § 5) est respectée.

Les différentes possibilités de transition que l'on peut effectuer en faisant varier brusquement \mathbf{H}_e à température constante ($T < T_c$) sont résumées dans le tableau suivant:

Transition	Etat initial	(H_e)	Etat final	(H_e)
SI	superconducteur	(= 0)	intermédiaire	($< H_c$)
SN	superconducteur	(= 0)	normal	($> H_c$)
(N)IS	intermédiaire			
(S)IS	résultant d'une transition NI ($< H_c$)		flux gelés	(= 0)
	intermédiaire			
	résultant d'une transition SI ($< H_c$)		flux gelés	(= 0)
NS	normal	($> H_c$)	flux gelés	(= 0)

Il est possible de montrer que dans tous les cas énumérés ci-dessus, il y a au moins une partie de la transition pour laquelle la variation globale du flux dans l'échantillon s'opère par l'intermédiaire d'un déplacement de tubes de flux analogues à ceux qui ont été considérés à la fin du § 5.

Une mise en évidence expérimentale de ce déplacement de tubes de flux peut être réalisée à l'aide de la même poudre de niobium que celle utilisée pour l'étude des structures statiques d'état intermédiaire, mais il faut ici répandre la poudre *avant* la brusque variation du champ \mathbf{H}_e . Dans leur déplacement, les tubes de flux écartent les grains de poudre diamagnétiques de leur passage, de sorte que leur trajectoire devient visible. Lors de transitions *SI* ou *SN* (à l'enclenchement du champ \mathbf{H}_e), les tubes de flux forment un front de pénétration (figures 77 à 88) rendant possible une mesure de leur vitesse. Pour les autres types de transitions (champ déclenché), des tubes de flux sont mis en mouvement en tous les endroits de l'échantillon simultanément et seule leur trajectoire peut être observée dans ce cas. Nous avons procédé à une étude expérimentale de ces phénomènes dans deux catégories d'échantillons en forme de plaque circulaire: des échantillons peu purs pour lesquels l'angle de HALL a une valeur négligeable, et des échantillons très purs où, comme on l'a vu au chapitre précédent, cet angle peut être remarquable.

Dans le premier cas (figures 61 et 62) on constate que les trainées laissées dans la poudre par les tubes de flux en mouvement sont radiales, ce qui paraît bien normal: les tubes pénètrent dans l'échantillon (ou en sortent) en suivant le plus court chemin. Dans le cas d'échantillons très purs (figures 63 à 66), un effet de dérive assez prononcé se manifeste, de sorte que les trajectoires sont spiralées. Cet effet, que nous avons déjà mentionné ailleurs [37], a été observé également par DESORBO [23] dans l'indium par la méthode magnétooptique. On remarque que pour une même direction du champ \mathbf{H}_e l'effet est opposé dans l'indium (figures 63 et 64) et dans l'étain (figures 65 et 66), alors que dans un échantillon donné, le sens de l'effet dépend de la direction de \mathbf{H}_e (figures 67 et 68). On peut montrer, en utilisant un modèle très simple, que cet effet est une manifestation de l'effet HALL existant dans les parties à l'état normal (intérieur des tubes de flux) de l'échantillon.

Supposons que les tubes de flux soient des cylindres à section circulaire de diamètre très grand par rapport à la profondeur de pénétration λ , mais petit par rapport à l'épaisseur de l'échantillon d , et dont l'axe est parallèle à la direction de \mathbf{H}_e . Il règne alors à l'intérieur du tube un champ $\mathbf{B}_c = \mu_0 \mathbf{H}_c$ partout constant. Si, pour une raison ou une autre, le tube est animé d'une vitesse \mathbf{v} dans le plan de la plaque, les relations de MAXWELL permettent de prévoir qu'un champ électrique \mathbf{E} doit également être présent à l'intérieur du tube:

$$\mathbf{E} = \mu_0 \mathbf{H}_c \times \mathbf{v} \quad (9.2)$$

Ce champ est nécessairement accompagné d'un courant électrique de densité \mathbf{j} , et les deux vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{j} forment un angle α qui est l'angle de HALL (figure 89).

Considérons maintenant dans sa totalité un échantillon en forme de plaque circulaire comme ceux étudiés expérimentalement et traçons par la pensée une ligne circulaire c concentrique à l'échantillon (figure 90). Supposons pour fixer les idées que le flux total à l'intérieur de c soit en train d'augmenter par le fait que des tubes de flux franchissent continuellement le contour c avec une vitesse \mathbf{v} . La condition $\text{div } \mathbf{j} = 0$

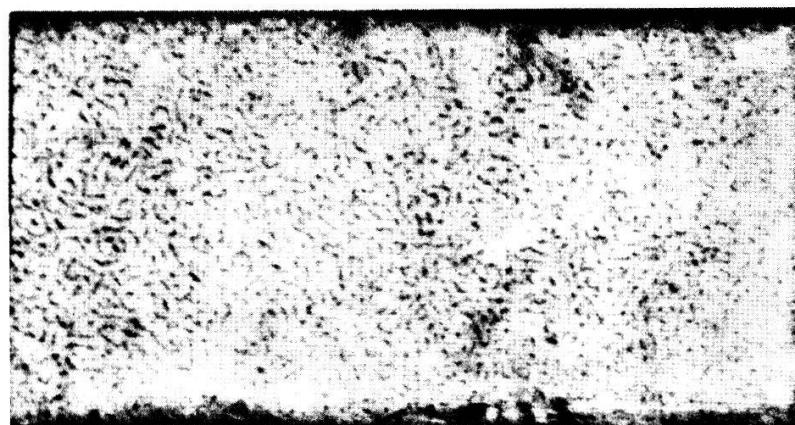


Figure 56
 $H_e = -191,8$ Oe, $I = 0$

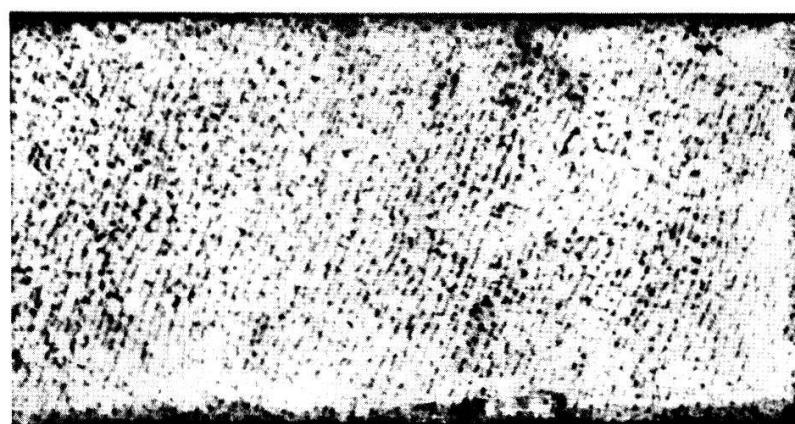


Figure 57
 $H_e = -191,1$ Oe, $I = 5$ A

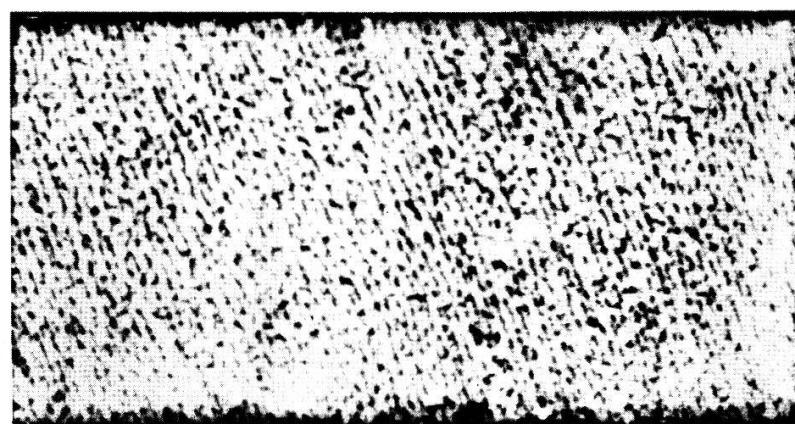


Figure 58

$H_e = +191,5$ Oe, $I = 5$ A

Les figures 56 à 58 montrent une portion agrandie $5 \times$ de l'échantillon n° 20 (In 99,999%, 33 mm \times 8 mm \times 0,25 mm).

Transitions (NI)_T $T = 1,488$ °K

Le signe de H_e sert à définir le sens du vecteur champ magnétique par rapport au vecteur-surface:
le signe + correspond au vecteur H_e dirigé vers le haut et vice versa.

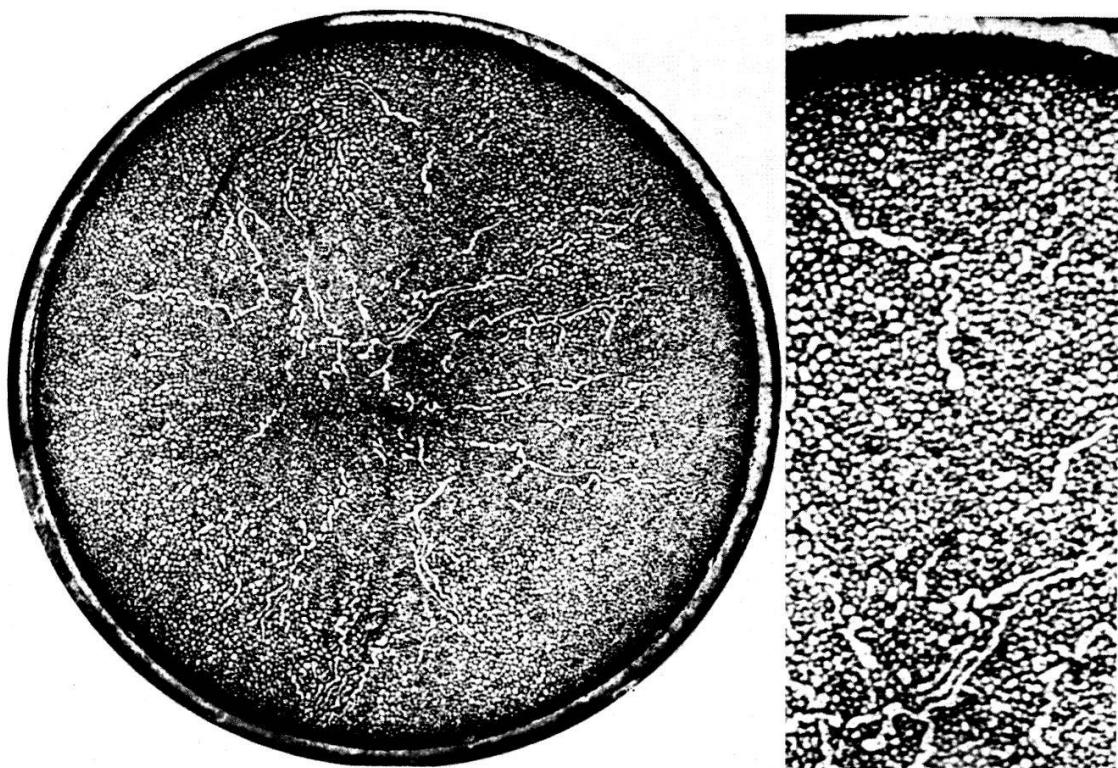


Figure 59
Transition $(SI)_T$ quasi-statique

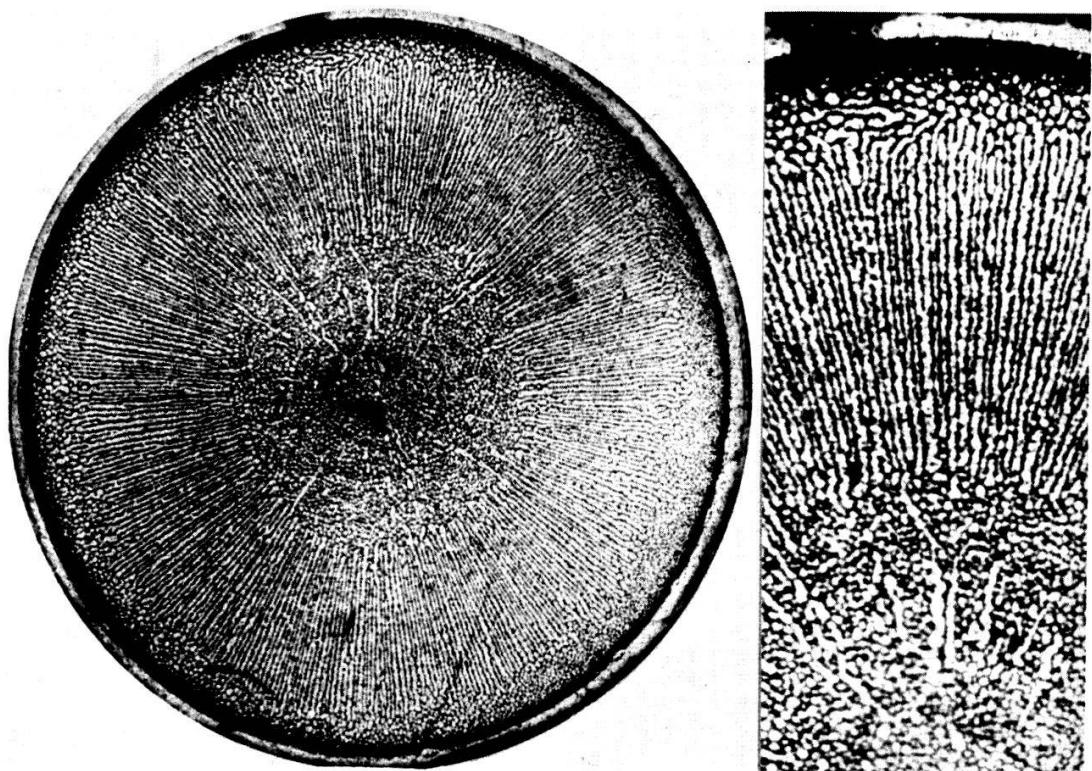


Figure 60
Transition $(SI)_T$ brusque
Pour les 2 figures: Echantillon n° 2 (In 99,9%, 38 mm \times 3,5 mm)
 $T = 2^{\circ}\text{K}$ $h = 0,550$ Agrandissement: 2 \times et 4 \times

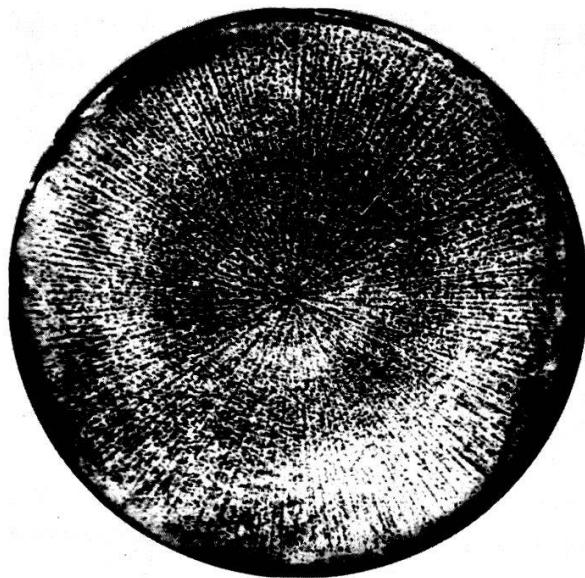


Figure 61

Ech. n° 2 (In 99,9%, 38 mm \times 3,5 mm)
 $T = 2,064^\circ\text{K}$, $H_e = -143,5$ Oe, $h = 0,85$.
Transition SI, 10 s après enclenchement de
 H_e .

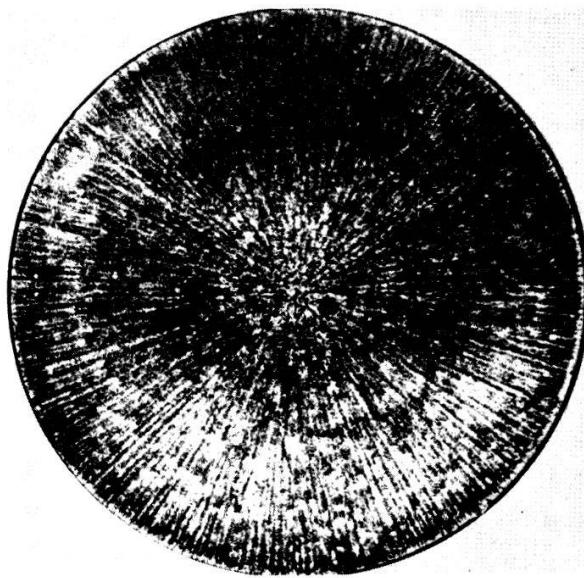


Figure 62

Ech. n° 10 (In 99,9%, 38 mm \times 2,57 mm).
 $T = 2,762^\circ\text{K}$, $H_e = +89,1$ Oe, $h = 1,14$.
Transition NS, 7 s après déclenchement de
 H_e .

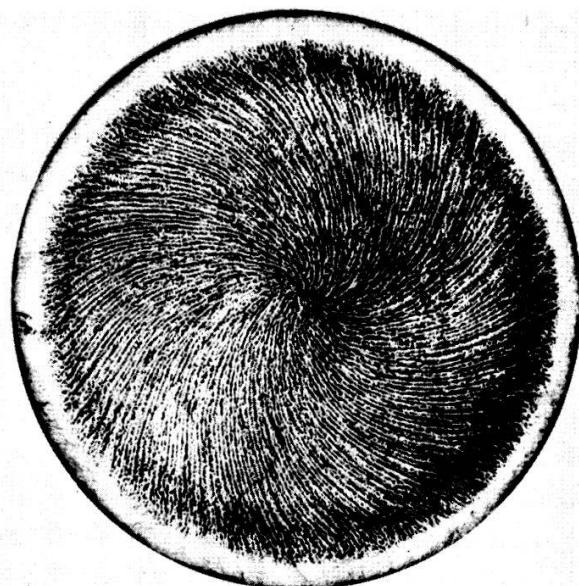


Figure 63

Transition SI, 40 s après enclenchement de
 $H_e = +108,2$ Oe ($h = 0,55$).

Pour ces 2 figures: Ech. n° 14 (In 99,999%, 38 mm \times 3,98 mm) $T = 1,755^\circ\text{K}$

Agrandissement: 1,5 \times

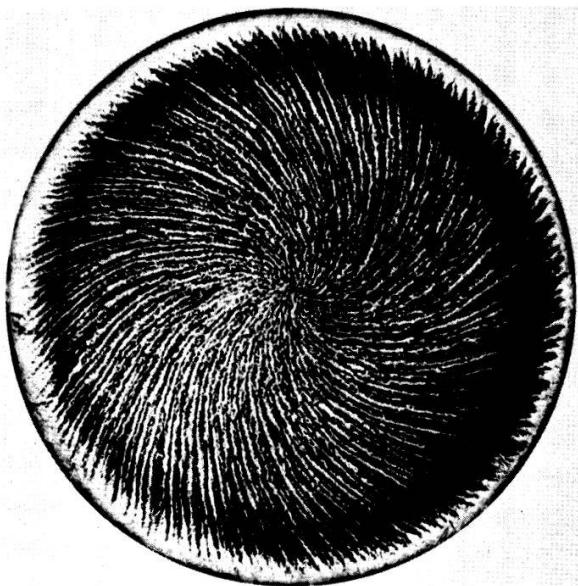


Figure 64

Transition S(IS), situation de la figure 63,
20 s après déclenchement de H_e .

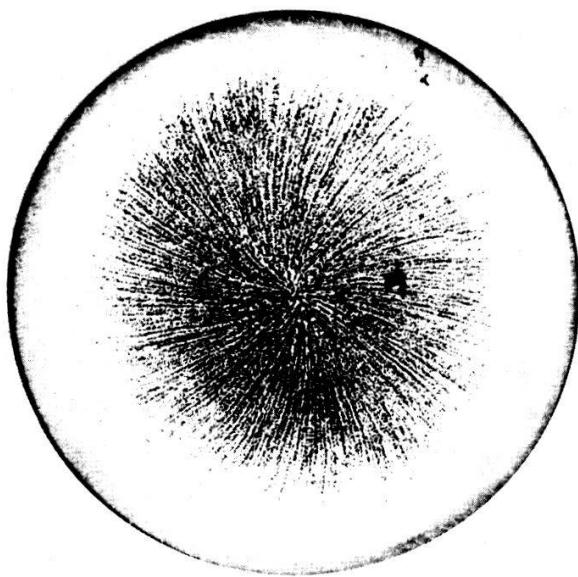


Figure 65

Transition SI, 9 s après enclenchement de
 $H_e = +141,1$ Oe ($h = 0,673$).
 Pour ces 2 figures: Ech. n° 18 (Sn 99,999%, 38 mm \times 3,42 mm)

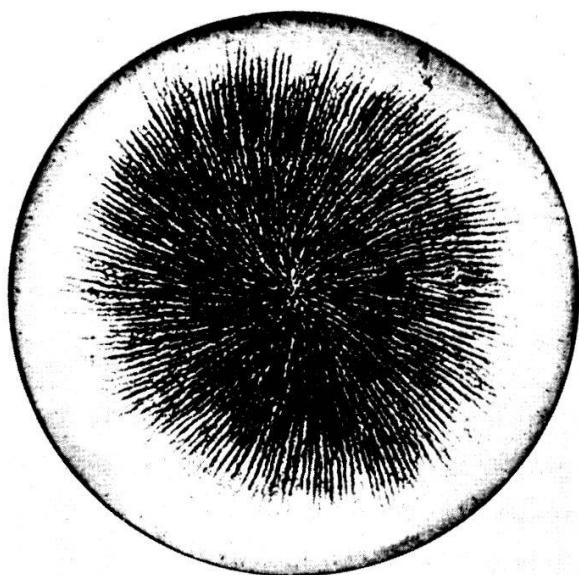


Figure 66

Transition (S)IS, situation de la figure 65,
 16 s après déclenchement de H_e .
 $T = 1,99$ °K

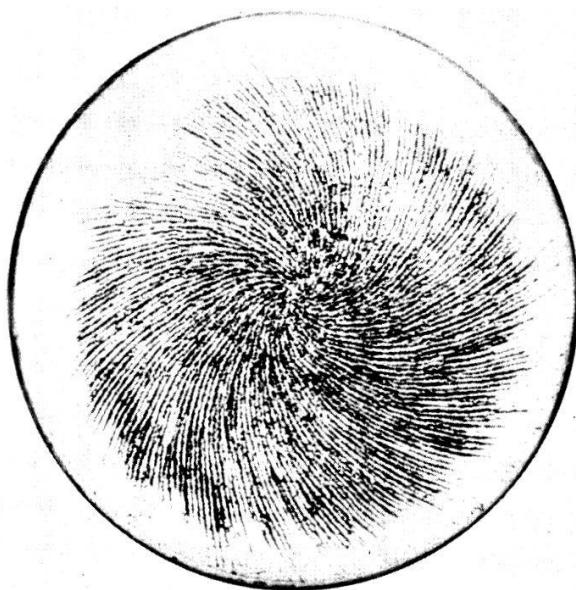


Figure 67

Transition NS, H_e positif (vecteur dirigé vers
 le haut).

Pour ces 2 figures: Ech. n° 13 (In 99,999%, 38 mm \times 2,1 mm)
 $T = 1,867$ °K $H_e = 205,5$ Oe $h = 1,1$

Photographies prises 15 s après déclenchement du champ H_e Agrandissement: 1,5 \times

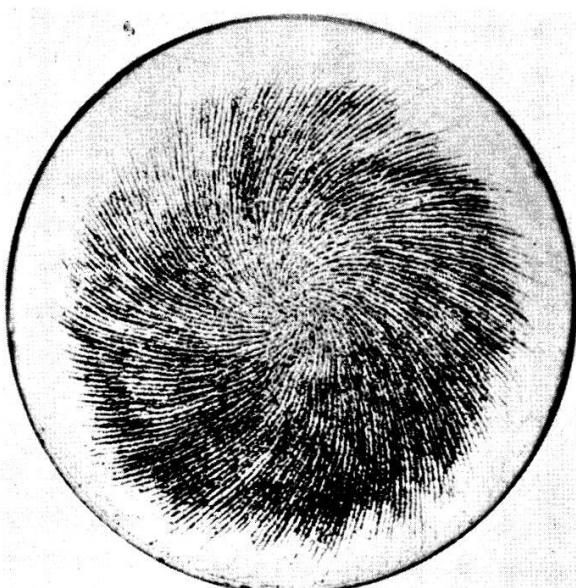


Figure 68

Transition NS, H_e négatif (vecteur dirigé vers
 le bas).

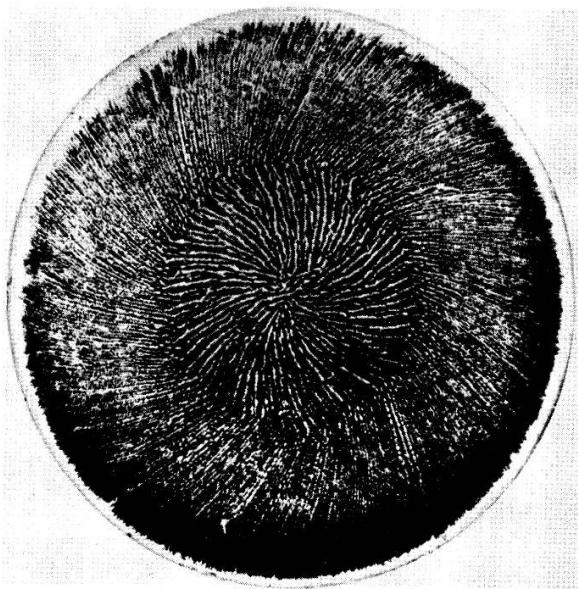


Figure 69

Ech. n° 13 (In 99,999%, 38 mm \times 2,1 mm).
 $T = 2,1$ °K, $H_e = -48,6$ Oe appliqué sur des flux gelés créés auparavant par un champ positif. Photo prise 15 s après enclenchement de H_e .

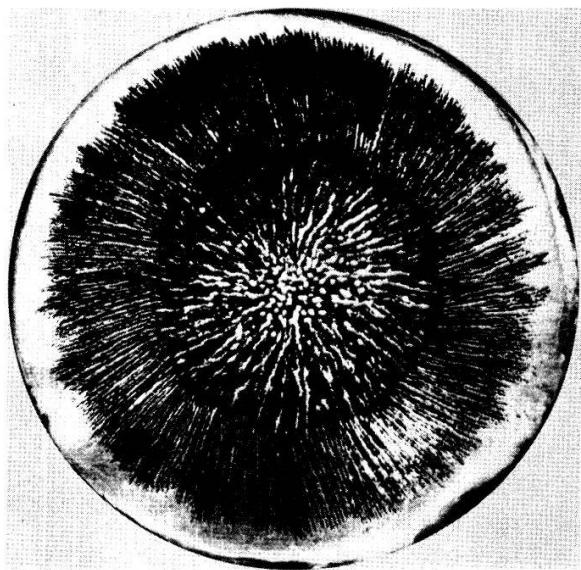


Figure 70

Ech. n° 5 (Sn 99,99%, 38 mm \times 3,9 mm).
 $T = 1,75$ °K, $H_e = -94,5$ Oe appliqué sur des flux gelés créés auparavant par un champ positif. Photo prise 4 s après enclenchement de H_e .

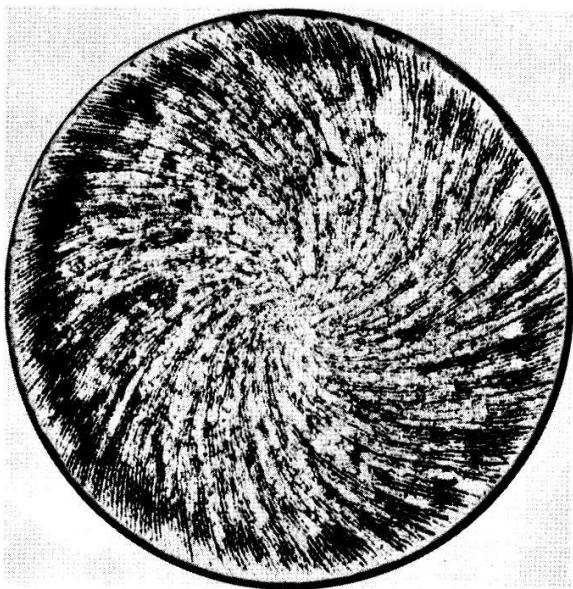


Figure 71

Transition (N)IS, $H_e = +109,3$ Oe ($h = 0,495$)

10 s après déclenchement de H_e .

Pour ces deux figures: Ech. n° 12 (In 99,999%, 38 mm \times 1,22 mm)

L'angle de dérive est égal à environ 37° dans les deux cas.

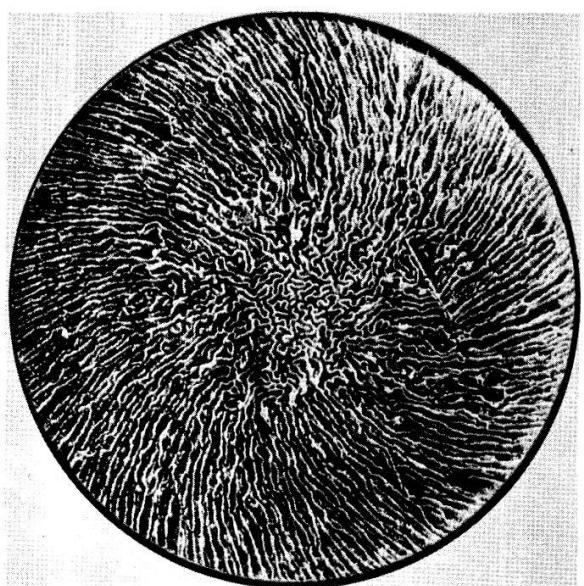


Figure 72

Transition (N)IS, $H_e = +17,1$ Oe ($h = 0,078$)

25 s après déclenchement de H_e .

$T = 1,45$ °K

Agrandissement: 1,5 \times

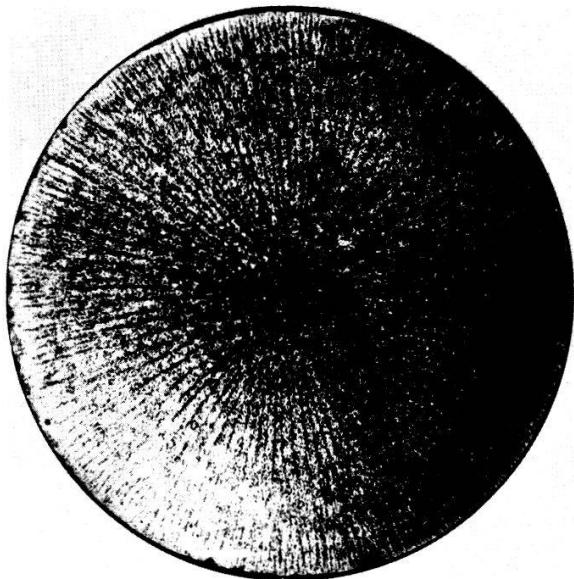


Figure 73

$T = 2,96^\circ\text{K}$, $H_e = +36,6 \text{ Oe}$ ($h = 0,637$).
60 s après déclenchement de H_e .

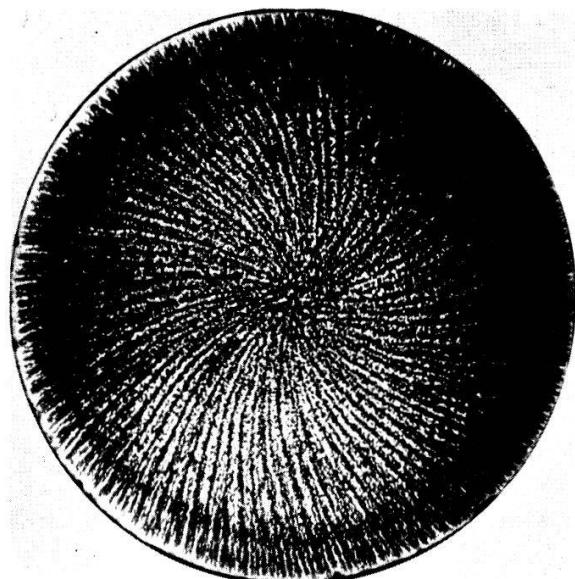


Figure 74

$T = 2,475^\circ\text{K}$, $H_e = +81,9 \text{ Oe}$ ($h = 0,674$).
30 s après déclenchement de H_e .

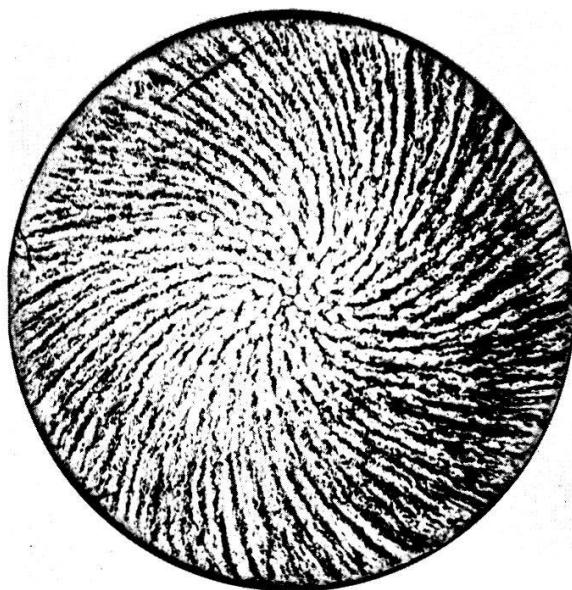


Figure 75

$T = 1,98^\circ\text{K}$, $H_e = +150,7 \text{ Oe}$ ($h = 0,856$).
120 s après déclenchement de H_e .

Pour ces 4 figures: Ech. n° 16 (In 99,999%, 38 mm \times 11,7 mm)
Transitions (N)IS. On voit que l'angle α dépend fortement de la température.

Agrandissement: 1,5 \times

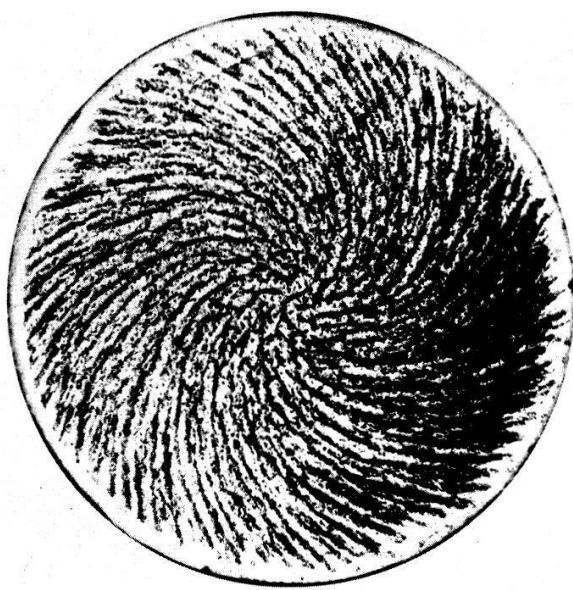


Figure 76

$T = 1,38^\circ\text{K}$, $H_e = +164,4 \text{ Oe}$ ($h = 0,723$).
60 s après déclenchement de H_e .

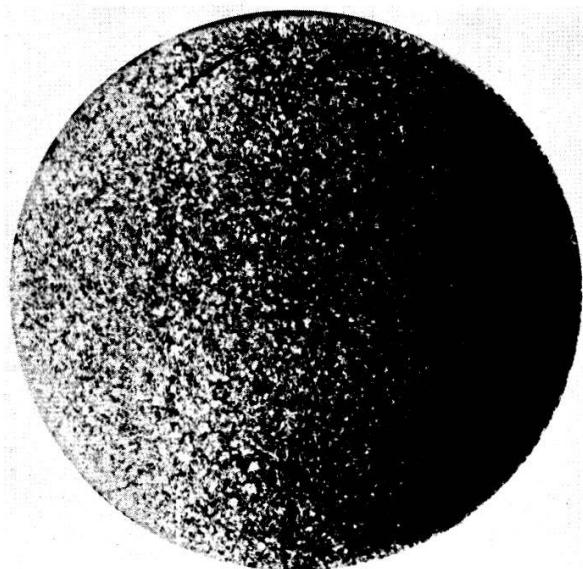


Figure 77. Avant l'enclenchement.

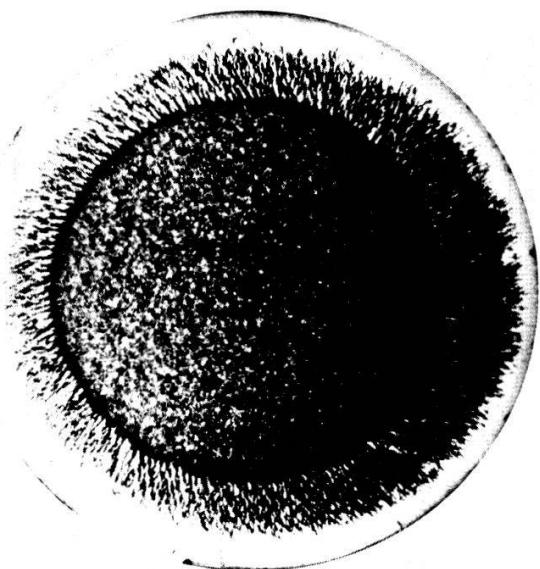


Figure 78. Après 10 s

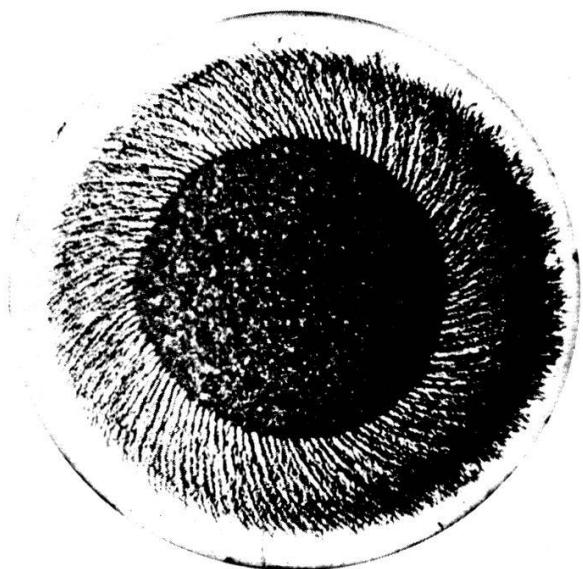


Figure 79. Après 25 s.

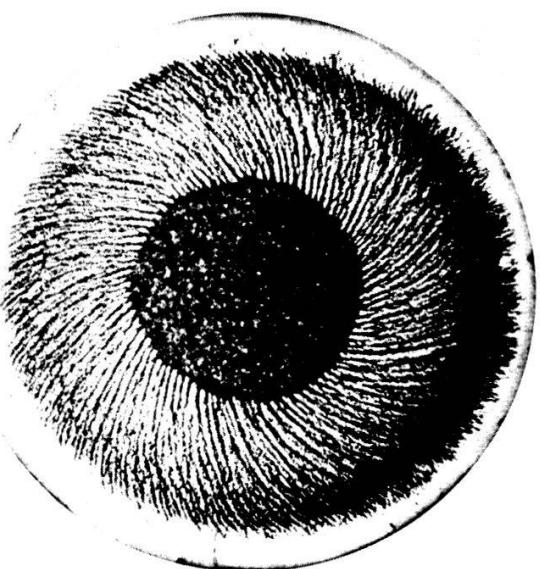


Figure 80. Après 45 s.

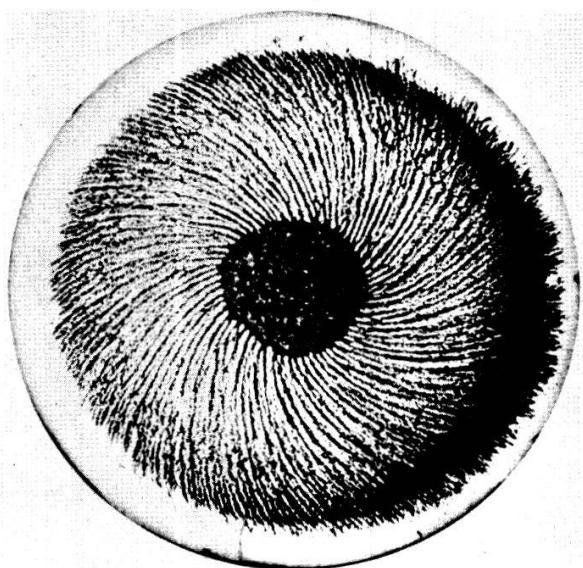


Figure 81. Après 60 s.

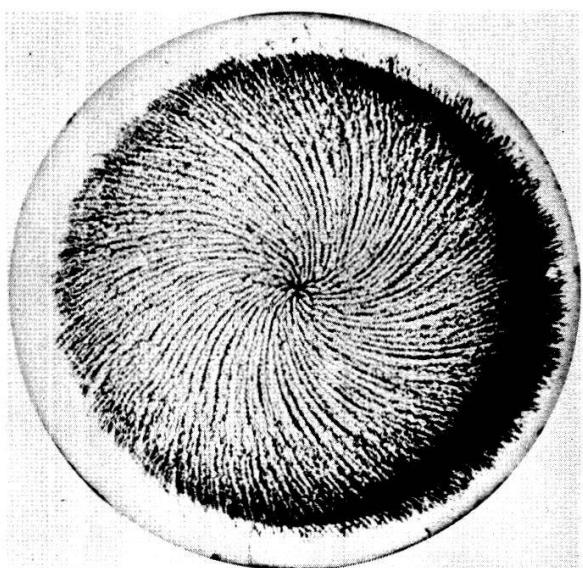


Figure 82. Après 120 s.

Ech. n° 16 (In 99,999%, 38 mm \times 11,7 mm); $T = 1,98^\circ\text{K}$, $H_e = +105,7 \text{ Oe}$ ($h = 0,611$). Transition SI. Avance au cours du temps du front de pénétration des tubes de flux après enclenchement brusque du champ H_e . Agrandissement: $1,5 \times$

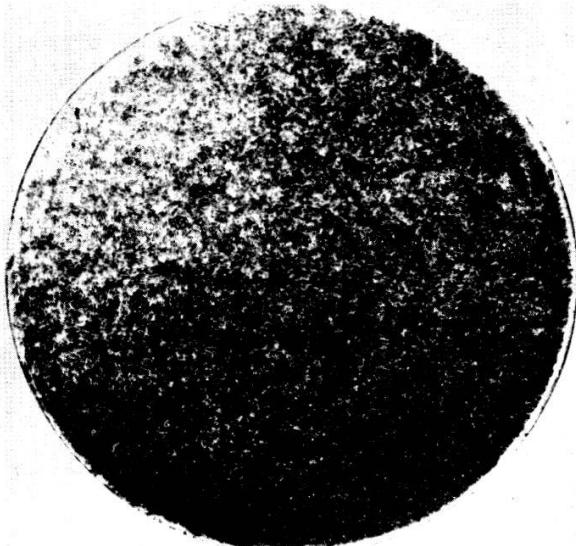


Figure 83. Avant l'enclenchement.



Figure 84. Après 2 s.

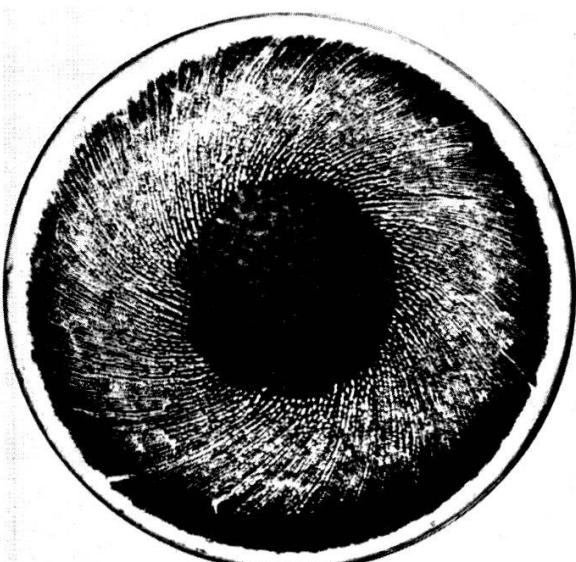


Figure 85. Après 15 s.

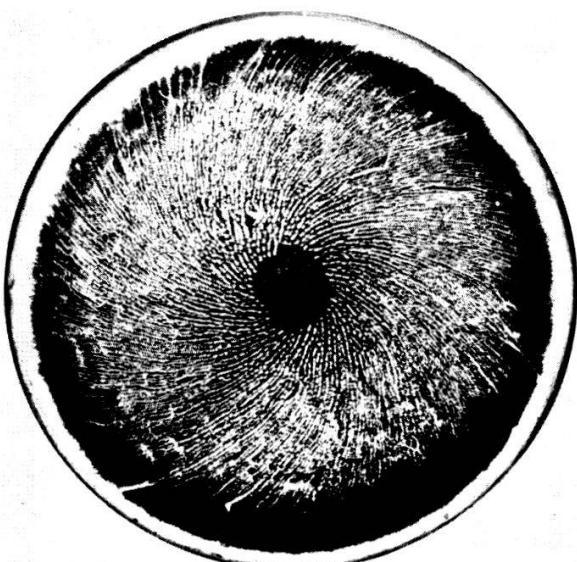


Figure 86. Après 30 s.

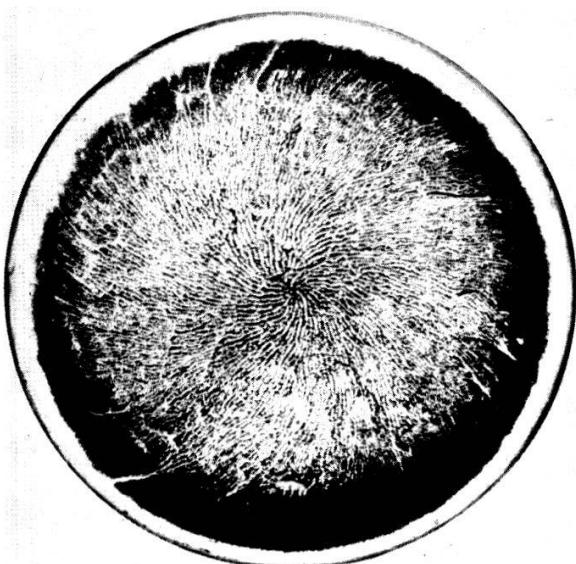


Figure 87. Après 1 minute.

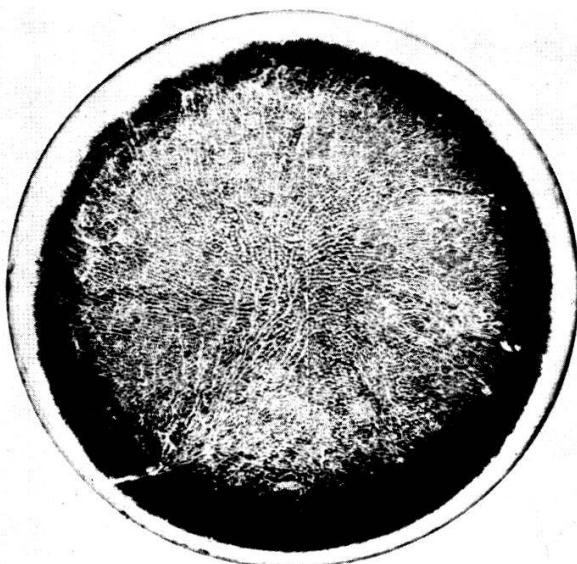


Figure 88. Après 8 minutes.

Ech. n° 13 (In 99,999%, 38 mm \times 2,1 mm); $T = 1,3^\circ\text{K}$, $H_e = -67,8$ Oe ($h = 0,292$). Transition SI. Avance au cours du temps du front de pénétration des tubes de flux après enclenchement brusque du champ H_e . Agrandissement: 1,5 \times

ainsi que la symétrie de l'échantillon imposent que le vecteur \mathbf{j} contenu à l'intérieur de chaque tube de flux en mouvement soit constamment tangent au cercle c . Comme ce raisonnement peut être répété pour tout cercle c tracé concentriquement dans l'échantillon, il en résulte que les tubes de flux pénètrent en ayant constamment leur vecteur \mathbf{j} perpendiculaire à un rayon. Comme les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{v} sont toujours perpendiculaires l'un à l'autre à cause de 9.2, l'angle α se retrouve entre la vitesse \mathbf{v} et

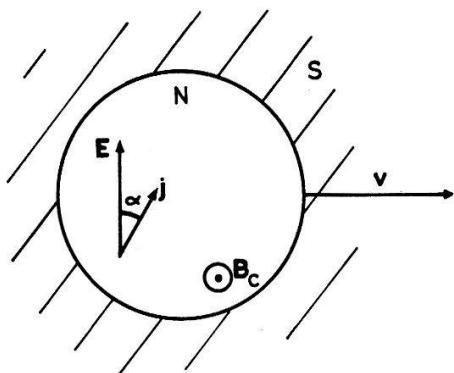


Figure 89

Disposition relative des vecteurs \mathbf{B}_c , \mathbf{v} , \mathbf{E} et \mathbf{j} dans un tube de flux en mouvement.

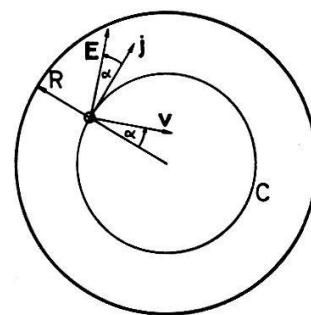


Figure 90

Plaque circulaire vue d'en haut dans laquelle des tubes de flux sont en train de pénétrer.

tout rayon de l'échantillon. En conséquence, les trajectoires suivies par les tubes de flux sont des spirales logarithmiques. Certaines propriétés que doit présenter l'effet de dérive peuvent facilement être déduites du modèle ci-dessus puis vérifiées expérimentalement:

a) Sens de l'angle de dérive

Le raisonnement ci-dessus a été fait dans le cas de tubes de flux pénétrant dans l'échantillon. On voit facilement que dans le cas de tubes de flux sortants le raisonnement est le même et que sur la figure 90 les trois vecteurs \mathbf{v} , \mathbf{E} et \mathbf{j} subissent une rotation de 180° . Les trajectoires sont donc identiques, mais parcourues en sens inverse. L'expérience (figures 63 et 64 pour l'indium, figures 65 et 66 pour l'étain) confirme ce fait. Le sens de l'angle α n'est donc déterminé que par le signe de l'effet HALL et le sens du vecteur \mathbf{B}_c existant à l'intérieur des tubes de flux. Les figures 63 à 66, interprétées au moyen du modèle ci-dessus, montrent que l'effet HALL est positif dans l'indium et négatif dans l'étain. Sur un échantillon donné, l'inversion du champ \mathbf{H}_e provoque une inversion du sens de l'angle de dérive (figures 67 et 68). La figure 69 montre bien que c'est en réalité le sens du champ \mathbf{B}_c régnant à l'intérieur des tubes qui détermine celui de l'angle α : dans la partie centrale de l'échantillon, des tubes de flux provenant de flux gelés positifs (caractérisés par un vecteur \mathbf{B}_c dirigé vers le haut) sont en train de sortir de l'échantillon à la suite de l'application brusque d'un champ \mathbf{H}_e négatif (vecteur dirigé vers le bas). On peut voir que les tubes de flux pénétrant dans l'échantillon et dûs au champ \mathbf{H}_e ont des trajectoires caractérisées par un angle de dérive opposé à celui des tubes de la section centrale. Une situation analogue se produisant dans un échantillon d'étain est représentée à la figure 70: on y voit confirmation du fait que l'effet HALL, dans ces conditions de température et de champ magnétique, est de signe opposé dans l'étain et l'indium.

b) *Intensité de l'angle de dérive*

Comme l'effet HALL se manifeste à l'intérieur des tubes de flux où le champ local est le champ critique $B_c = \mu_0 H_c$, l'angle de dérive ne doit pas dépendre de l'intensité de H_e à température constante. C'est bien ce que nous avons pu observer lors des expériences dont deux exemples sont montrés aux figures 71 et 72. On trouve par contre que α dépend fortement de la température (figures 73 à 76), ce qui s'explique par le fait que le champ magnétique responsable de l'effet HALL est lié à la température par l'équation 1.1. Un résumé des mesures effectuées sur les échantillons n°s 12, 13, 14, 16 (indium) et n°s 5 et 18 (étain) apparaît à la figure 91 où l'on a reporté la tangente de l'angle mesuré en fonction du carré du champ critique réduit h_c (voir éq. 1.2. et 1.3.). En ce qui concerne l'indium, on constate que $\operatorname{tg} \alpha$ croît comme le carré de h_c . Les mesures correspondant aux échantillons minces (n°s 12 et 13) paraissent situées sur une droite de pente plus faible que celles correspondant aux échantillons épais (n°s 14 et 16). Ce phénomène est peut-être dû au fait que, conformément à ce que nous avons dit au § 8, le diamètre des tubes de flux est plus élevé que le libre parcours moyen des porteurs de charge dans les échantillons n°s 14 et 16, alors qu'il serait plus petit dans les échantillons n°s 12 et 13.

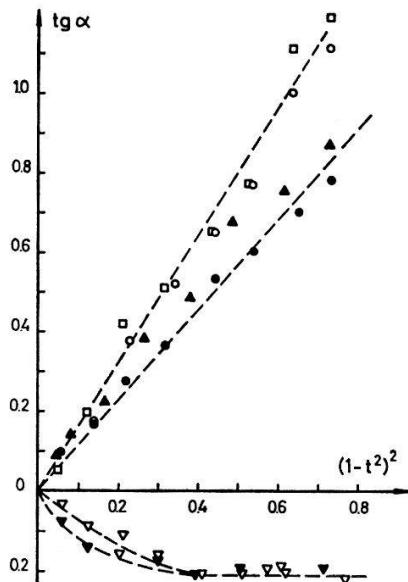


Figure 91

- $\operatorname{tg} \alpha$ reporté en fonction du carré du champ critique réduit h_c .
- Ech. n° 12; ○ Ech. n° 14; ▽ Ech. n° 5; ▲ Ech. n° 13; □ Ech. n° 16; ▼ Ech. n° 18

L'étain montre un comportement très différent, une saturation vers $\alpha = 12^\circ$ apparaissant pour une température correspondant à une valeur du champ critique égale à environ 180 gauss.

c) *Vitesse des tubes de flux*

Le modèle que nous avons utilisé pour expliquer l'effet de dérive (figures 89 et 90) est basé sur des considérations purement cinématiques: on ne s'occupe pas des forces agissant sur les tubes de flux, et on ne prédit de résultats qu'en ce qui concerne la

direction du vecteur vitesse, et non son intensité. Il est pourtant possible de mesurer cette vitesse lors de transitions SI ou SN, cas où les tubes pénètrent dans l'échantillon en formant un front de propagation (figures 77 à 88). Nous avons constaté expérimentalement que cette vitesse peut varier aisément d'un rapport de 1 à 4 suivant la valeur du champ H_e brusquement appliqué. Le fait constaté plus haut que l'angle α est indépendant de la valeur de H_e implique donc que cet angle est également indépendant de la vitesse de propagation des tubes de flux, ce qui est bien en accord avec le modèle proposé plus haut.

Les figures 77 à 82 montrent l'évolution au cours du temps du front d'avance des tubes de flux provoqués par l'application brusque d'un champ magnétique positif sur l'échantillon n° 16 préalablement à l'état superconducteur. Une situation analogue, mais avec H_e négatif est représentée aux figures 83 à 88 pour l'échantillon n° 13. On constate que pour des échantillons métallurgiquement semblables comme les n°s 13 et 16, la vitesse moyenne de pénétration varie en sens contraire de l'épaisseur de l'échantillon, valant environ 0,16 mm/s pour le n° 16 et 0,5 mm/s pour le n° 13. Lorsque le front atteint le centre de l'échantillon, le flux global n'a pas encore atteint sa valeur d'équilibre, comme on peut s'en rendre compte en comparant les photographies des figures 87 et 88 qui ont été prises à 7 minutes d'intervalle; durant ce laps de temps, des tubes de flux ont continué à pénétrer dans l'échantillon par certaines «entrées» préférentielles dues probablement à des inhomogénéités de structure cristalline.

Nous voulons montrer maintenant que la vitesse des tubes de flux dépend également de la valeur de la conductibilité électrique du métal à l'état normal. Les forces mises en jeu lors du déplacement des tubes de flux peuvent être réparties en deux catégories: les forces agissantes, d'origine électromagnétiques (dues à la variation du champ H_e) dont la résultante vaut \mathbf{F}_{el} , et les forces de frottement que nous appellerons \mathbf{F}_{fr} . Lors d'un écoulement stationnaire de tubes de flux, on doit avoir:

$$\mathbf{F}_{el} + \mathbf{F}_{fr} = 0 \quad (9.3)$$

Evaluons la puissance dissipée W lors du déplacement d'un tube de flux de volume V à la vitesse \mathbf{v} :

$$W = \mathbf{F}_{fr} \cdot \mathbf{v} = V \cdot \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = V \cdot k(H_c) \cdot \sigma \cdot E^2 \quad (9.4)$$

où $k(H_c)$ est un coefficient sans dimensions tenant compte de l'effet HALL et σ la conductibilité électrique en champ magnétique nul. D'après la disposition relative des vecteurs \mathbf{B}_c , \mathbf{v} et \mathbf{E} (figure 89), et en utilisant les équations 9.2 et 9.3, on obtient:

$$|\mathbf{v}| \cdot \sigma = \frac{|\mathbf{F}_{el}|}{\mu_0^2 \cdot V \cdot k(H_c) \cdot H_c^2} \quad (9.5)$$

La force \mathbf{F}_{el} ne peut dépendre que de la valeur de H_e , de la vitesse avec laquelle ce champ est établi et de la géométrie de l'échantillon. En répétant dans les mêmes conditions des expériences semblables à celles présentées aux figures 77 à 88 sur des échantillons de même géométrie, de même métal mais de puretés différentes, on trouve que le produit $|\mathbf{v}| \cdot \sigma$ est approximativement une constante. On sait en effet que des impuretés en faible quantité ont une influence très grande sur la valeur de la conduc-

tibilité électrique à basse température, vis-à-vis de laquelle l'influence sur la variation du champ critique H_c est négligeable. En toute rigueur le facteur $k(H_c)$ est différent dans un échantillon impur où l'angle de HALL est inobservable (figures 61 et 62) et dans un échantillon pur, mais cette différence est faible si les mesures sont effectuées à une température voisine de T_c (voir figure 73).

Des mesures du temps total de pénétration du front de tubes de flux ont été effectuées dans les échantillons n°s 10 et 13 qui ont approximativement la même épaisseur (voir liste des échantillons § 4) afin de vérifier la formule 9.5. En admettant qu'à température ordinaire les résistivités de ces deux échantillons soient les mêmes, le rapport $R = R_{293^\circ K}/R_{4,2^\circ K}$ est un nombre proportionnel à la conductibilité σ à basse température. On voit donc que celle de l'échantillon n° 13 est 25 fois plus élevée que celle du n° 10. D'après 9.5, les temps totaux de pénétration (proportionnels à l'inverse des vitesses moyennes des tubes de flux) doivent être dans le même rapport :

$T(^{\circ}K)$	h	Temps pour pénétration totale (s)		Rapport
		Ech. n° 10	Ech. n° 13	
1,42	0,306	1,88	40	21,3
1,42	0,420	0,71	22,2	31,3
2	0,700	0,38	9,5	25
2,42	0,805	0,33	8,8	26,7

Ces valeurs ont été mesurées à l'aide de films cinématographiques tournés à 24 images par seconde, elles sont donc entachées d'une erreur relative assez grande, ce qui rend difficile une évaluation du rôle du facteur $k(H_c)$ de la formule 9.5.

10. Conclusions

Ce travail a permis de clarifier un certain nombre de questions relatives à l'état intermédiaire des supraconducteurs du type I qui n'avaient pas été entièrement résolues jusqu'ici.

Dans des échantillons en forme de plaques circulaires situées en champ magnétique transversal, l'état intermédiaire ne peut pas être considéré comme un état thermodynamique réversible. La seule donnée des paramètres H_e et T ne suffit pas à déterminer l'état intermédiaire, il faut encore donner le chemin suivi dans le plan $H_e - T$ avant que les valeurs finales de ces paramètres aient été atteintes. Cette «histoire» du comportement des paramètres a une incidence essentiellement sur la topologie de la structure de l'état intermédiaire.

Les modèles théoriques d'état intermédiaire ne décrivent qu'un cas très particulier parmi les états possibles dans la réalité. Dans le cas des transitions NI (cas où ces modèles théoriques semblent le mieux s'appliquer), la manière dont la périodicité de la structure dépend du champ, de la température et de la géométrie de l'échantillon n'est pas celle prévue théoriquement; il en résulte en particulier que l'application de ces modèles à des mesures d'espacement de domaines d'état intermédiaire pour déterminer l'énergie de surface ne donne pas des résultats plus précis que ceux fournis par d'autres méthodes expérimentales beaucoup moins directes.

L'étude de l'état intermédiaire dans des échantillons parcourus par un courant électrique (donc dans lesquels règne un champ électrique moyen, puisque l'on sait qu'une résistance électrique est observable) fournit une technique inédite de détermination optique de l'angle de HALL. Nos observations ne confirment pas certaines expériences réalisées par d'autres auteurs [38, 39, 40] tendant à mettre en évidence un état intermédiaire dynamique [41] en observant par exemple [40] des fluctuations périodiques de la résistance électrique locale d'une plaque à l'état intermédiaire parcourue par un courant. Un travail récent [42] montre d'ailleurs que ces fluctuations ne sont pas nécessairement liées à un mouvement des domaines. La méthode expérimentale que nous avons utilisée permet de faire aisément la distinction entre des structures statiques d'état intermédiaire et les traces laissées dans la poudre de niobium par un écoulement de tubes de flux. Il nous paraît certain que les images présentées aux figures 57 et 58 correspondent à des domaines superconducteurs fixes orientés le long des équipotentielles du champ électrique moyen et non à des traces laissées dans la poudre par des tubes de flux se déplaçant d'un bord à l'autre de l'échantillon.

L'effet de dérive se produisant lors de transitions brusques à température constante, et qui a également été observé par DESORBO [23] dans l'indium en utilisant une technique expérimentale totalement différente de la notre, peut être mis en rapport avec l'effet HALL en utilisant un modèle très simple, et permet également une observation optique de l'angle de HALL. Les résultats obtenus sont en accord avec ce qui a déjà été mesuré dans l'indium [36, 43] et l'étain [44] au moyen des méthodes électriques classiques.

Les auteurs tiennent à remercier les Prof. D. RIVIER et W. KLOSE pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces recherches. MM. PILLARD et MENETREY ont construit avec l'aide du personnel technique de notre institut l'appareillage et les échantillons de mesures. Notre gratitude va également à F. ROTHEN, R. HUGUENIN, J. DUBOIS, J. RUFENACHT, R. EHRAT et A. C. EHRLICH avec qui nous avons eu de nombreuses et enrichissantes discussions, J. M. SUTER pour son aide efficace au cours de la réalisation et du dépouillement de nombreuses expériences, ainsi qu'au Fond National Suisse pour la Recherche Scientifique qui a assuré le financement de ce travail.

Appendice

Forme explicite des fonctions $f(h)$ et $g(h)$ (éq. 1.4. et 1.5.) intervenant dans le calcul de la périodicité de la structure de l'état intermédiaire suivant les différents modèles théoriques.

a) Modèle «non branching» de LANDAU [1].

La valeur de a s'obtient au moyen de la relation:

$$a = \sqrt{\frac{d \cdot A}{\Psi_1(h)}} \quad \text{donc} \quad f(h) = \frac{1}{\sqrt{\Psi_1(h)}} \quad \text{dans l'éq. 1.4}$$

La fonction $\Psi_1(h)$ n'est pas représentable sous forme algébrique. Quelques valeurs en ont été tabulées par LIFSHITZ et SHARVIN [30]. Une tabulation plus complète, réalisée dans notre laboratoire par J. M. SUTER à l'aide d'un ordinateur électronique, est reproduite ci-dessous:

h	$\Psi_1(h)$	h	$\Psi_1(h)$	h	$\Psi_1(h)$
0,000	0,0000	0,410	0,0226	0,860	0,0037
0,010	0,0001	0,420	0,0226	0,870	0,0032
0,020	0,0004	0,430	0,0227	0,880	0,0028
0,030	0,0008	0,440	0,0027	0,890	0,0024
0,040	0,0013	0,450	0,0226	0,900	0,0020
0,050	0,0019	0,460	0,0225		
0,060	0,0026	0,470	0,0224	0,910	0,0016
0,070	0,0033	0,480	0,0223	0,920	0,0013
0,080	0,0040	0,490	0,0221	0,930	0,0010
0,090	0,0047	0,500	0,0219	0,940	0,0007
				0,950	0,0005
0,100	0,0055	0,525	0,0213	0,960	0,0003
0,150	0,0096	0,550	0,0205	0,970	0,0002
0,200	0,0135	0,600	0,0183	0,980	0,0001
0,250	0,0169	0,650	0,0157	0,990	0,0000
0,300	0,0196	0,700	0,0128		
0,350	0,0215	0,750	0,0098	1,000	0,0000
0,375	0,0221	0,800	0,0068		
0,400	0,0225	0,850	0,0041		

b) Modèle «branching» de LANDAU [2].

La relation donnant a est:

$$a = \sqrt[3]{\frac{d^2 \cdot A}{\Psi_2(h)}} \quad \text{donc} \quad g(h) = \frac{1}{\sqrt[3]{\Psi_2(h)}} \quad \text{dans l'éq. (1.5)}$$

avec

$$\Psi_2(h) = \frac{h \cdot (1-h)^2}{(2\sqrt{2}-2)^2} \simeq 1,457 \cdot (1-h)^2 \cdot h$$

c) Modèle «non branching» de KUPER [3].

a est donné par:

$$a = \sqrt{\frac{d \cdot A}{\Psi_K(h)}} \quad \text{donc} \quad f(h) = \frac{1}{\sqrt{\Psi_K(h)}} \quad \text{dans l'éq. (1.4)}$$

avec $\Psi_K(h) = 2h(1-h)^2$.

d) Modèle d'ANDREW [4] («branching thread model»).

La relation donnant a est:

$$a = \sqrt[3]{\frac{d^2 \cdot A}{\Psi_A(h)}} \quad \text{donc} \quad g(h) = \frac{1}{\sqrt[3]{\Psi_A(h)}} \quad \text{dans l'éq. (1.5)}$$

avec

$$\Psi_A(h) = \frac{\beta \cdot (1-\beta)}{(\sqrt{2})^3 (\sqrt{2}-1)^2} \simeq 2,06 \cdot \beta \cdot (1-\beta)^2 \quad \text{où} \quad \beta = \sqrt{\frac{2h}{\pi}}$$

Bibliographie

- [1] L. D. LANDAU, J. Expl. Theor. Phys. SSSR 7, 371 (1937).
- [2] L. D. LANDAU, Nature, Lond. 141, 688 (1938); L. D. LANDAU, J. Phys. USSR 7, 99 (1943).
- [3] C. G. KUPER, Phil. Mag. 42, 961 (1951).
- [4] E. R. ANDREW, Proc. Roy. Soc. A 194, 98 (1948).
- [5] F. LONDON, *Superfluids Vol. I* (J. Wiley New York 1950), p. 47 ssq.
- [6] A. I. SHALNIKOV, J. Phys. USSR 9, 202 (1945).
- [7] A. G. MESHKOVSKY et A. I. SHALNIKOV, J. Phys. USSR 11, 1 (1947).
- [8] A. G. MESHKOVSKY, J. Expl. Theor. Phys. SSSR 19, 54 (1949).
- [9] A. L. SCHAWLOW, B. T. MATTIAS, H. W. LEWIS et G. E. DEVLIN, Phys. Rev. 95, 1344 (1954).
- [10] A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. 101, 573 (1956).
- [11] A. L. SCHAWLOW et G. E. DEVLIN, Phys. Rev. 110, 1011 (1958).
- [12] T. E. FABER, Proc. Roy. Soc. A 248, 460 (1958).
- [13] YU. V. SHARVIN et B. L. BALASHOVA, J. Expl. Theor. Phys. SSSR 23, 222 (1952).
- [14] B. L. BALASHOVA et YU. V. SHARVIN, J. Expl. Theor. Phys. SSSR 31, 40 (1956).
- [15] A. I. SHALNIKOV, JETP 6, 827 (1958).
- [16] YU. V. SHARVIN, JETP 6, 1031 (1958).
- [17] YU. V. SHARVIN, JETP 11, 216 (1960).
- [18] YU. V. SHARVIN et V. F. GANTMAKHER, JETP 11, 1052 (1960).
- [19] P. B. ALERS, Phys. Rev. 105, 104 (1957).
- [20] P. B. ALERS, Phys. Rev. 116, 1483 (1959).
- [21] W. DESORBO, Phys. Rev. Lett. 4, 406 (1960).
- [22] W. DESORBO et W. A. HEALY, Cryogenics 4, 257 (1964).
- [23] W. DESORBO, Phil. Mag. 112, 853 (1965).
- [24] J. R. CLEMENT et E. H. QUINNELL, Rev. Sci. Inst. 23, 213 (1952).
- [25] F. G. BRICKWEDDE, H. VAN DIJK, M. DURIEUX, J. R. CLEMENT et J. K. LOGAN, J. Res. Natl. Bur. Standards 64A, 1 (1960).
- [26] J. A. OSBORN, Phys. Rev. 67, 351 (1945).
- [27] E. G. STONER, Phil. Mag. 36, 803 (1945).
- [28] F. HAENSSLER et L. RINDERER, Helv. phys. Acta 38, 448 (1965).
- [29] F. BECK, Phys. Rev. 98, 852 (1955).
- [30] E. M. LIFSHITZ et YU. V. SHARVIN, Dokl. Akad. Nauk 79, 783 (1951).
- [31] P. G. DE GENNES, *Superconductivity of Metals and Alloys* (Benjamin New York 1966), p. 30.
- [32] G. F. BATRAKOV, O. R. MISKEVICH et E. TROINAR, JETP 15, 810 (1962).
- [33] E. A. DAVIES, Proc. Roy. Soc. A 255, 407 (1960).
- [34] F. HAENSSLER et L. RINDERER, Helv. phys. Acta 33, 505 (1960).
- [35] F. HAENSSLER, Bull. Soc. Vaud. Sc. Nat. 67, 179 (1959).
- [36] E. S. BOROVIK, Dokl. Akad. Nauk. 75, 639 (1950).
- [37] F. HAENSSLER et L. RINDERER, Phys. Lett. 16, 29 (1965).
- [38] I. GIAEVER, Phys. Rev. Lett. 15, 825 (1965).
- [39] P. R. SOLOMON, Phys. Rev. Lett. 16, 50 (1966).
- [40] YU. V. SHARVIN, JETP Lett. 2, 183 (1965).
- [41] C. J. GORTER, Physica 23, 45 (1957).
- [42] B. S. CHANDRASEKAR, D. E. FARRELL et S. HUANG, Phys. Rev. Lett. 18, 43 (1967).
- [43] W. A. REED, E. FAWCETT et Y. B. KIM, Phys. Rev. Lett. 14, 790 (1965).
- [44] V. N. KACHINSKII, JETP 16, 818 (1963).
- [45] H. TRÄUBLE et U. ESSMANN, Phys. Stat. Sol. 18, 813 (1966).