

**Zeitschrift:** Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Herausgeber:** Société Vaudoise des Sciences Naturelles  
**Band:** 67 (1958-1961)  
**Heft:** 300

**Artikel:** L'état intermédiaire d'un superconducteur traversé par un courant  
**Autor:** Haenssler, François  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-275087>

### **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:** 13.04.2026

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

## L'état intermédiaire d'un superconducteur traversé par un courant

PAR

FRANÇOIS HAENSSLER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

### 1. DÉCOUVERTE DE LA SUPERCONDUCTIVITÉ.

C'est en 1908 que KAMMERLINGH ONNES réussit pour la première fois la liquéfaction de l'hélium et eut par ce fait un moyen d'étudier la variation thermique de résistance des métaux pour des températures voisines du zéro absolu (on sait en effet que l'hélium liquide bout sous pression atmosphérique à 4,2° K, et qu'en réduisant la pression à l'aide d'une simple pompe mécanique, il est possible d'atteindre environ 1° K.

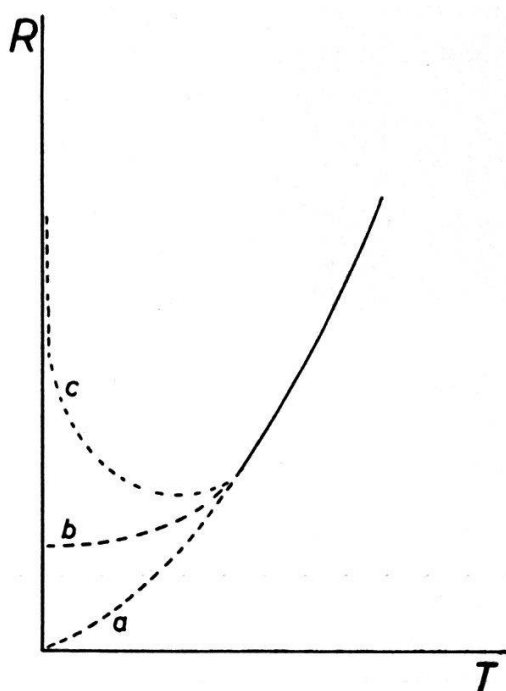


FIG. 1

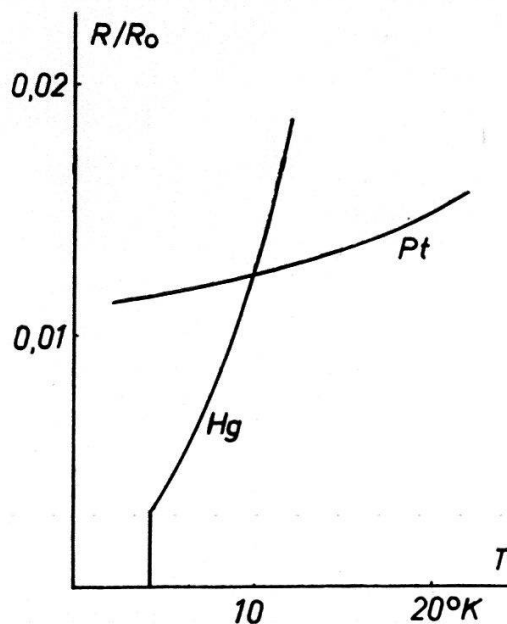


FIG. 2

A cette époque, on savait que la résistance électrique d'un métal décroissait avec la température, et l'on envisageait trois possibilités pour son comportement au voisinage du zéro absolu (fig. 1):

a) R tendant vers zéro pour T tendant vers zéro si la résistance est due au freinage des électrons de conduction par les vibrations thermiques du réseau cristallin.

b) R tendant vers une limite finie, dite résistance résiduelle, si ce freinage est dû aux impuretés, tant physiques que chimiques, du réseau cristallin.

c) R tendant vers l'infini si les électrons de conduction se condensent au zéro absolu.

KAMMERLINGH ONNES commença ses investigations en étudiant la résistance d'un fil de platine et obtint un comportement du type b) de la figure 1, avec une résistance résiduelle environ cent fois plus petite que celle mesurée à température ordinaire. Pensant alors que pour obtenir un comportement se rapprochant du type a) il fallait prendre un métal d'une grande pureté, il porta son choix sur le mercure, métal liquide à température ordinaire et facilement purifiable par distillation sous vide. Il fut très surpris d'observer un comportement tout à fait imprévu : au-dessous d'une certaine température ( $4,15^{\circ}$  abs. en l'occurrence) la résistance tombe brusquement en dessous de toute valeur mesurable (fig. 2).

C'est ainsi qu'en 1911 le phénomène de superconductivité fut découvert. On donna le nom de « température critique » à la température au-dessous de laquelle la résistance disparaît. A ce jour, on a dénombré en tout 21 métaux superconducteurs ayant des températures critiques allant de  $0,35^{\circ}$  K pour le hafnium jusqu'à  $8^{\circ}$  K pour le niobium. Des métaux courants comme le plomb ( $T_c = 7,22^{\circ}$  K), l'étain ( $T_c = 3,73^{\circ}$  K) et l'aluminium ( $T_c = 1,2^{\circ}$  K) sont superconducteurs. Certains alliages et composés peuvent avoir des températures critiques relativement élevées (jusqu'à  $18^{\circ}$  K pour  $Nb_3Sn$ ). On ne peut pas affirmer que d'autres métaux ne deviennent pas superconducteurs à des températures extrêmement voisines du zéro absolu, et il n'est pas exclu que lorsque les techniques permettant d'atteindre des températures de l'ordre du millième de degré seront applicables à de telles recherches on n'en découvre d'autres, ou même que l'on découvre que la superconductivité est une propriété générale de tous les métaux.

## 2. RAPPEL DES PROPRIÉTÉS LES PLUS IMPORTANTES D'UN FIL CYLINDRIQUE SUPERCONDUCTEUR.

### a) *L'état superconducteur.*

Comme nous l'avons vu plus haut, la superconductivité est un nouvel « état » de la matière, dans lequel se trouvent certains métaux au-dessous d'une certaine température  $T_c$  appelée température critique. La première propriété observée de cet état est l'absence de résistance électrique (ce qui a donné son nom au phénomène).

b) *Influence d'un champ magnétique extérieur.*

Si l'on applique à un fil superconducteur cylindrique refroidi à une température inférieure à sa température critique un champ magnétique extérieur longitudinal  $H_{ext}$ , l'état superconducteur disparaît pour une certaine valeur  $H_c$  de ce champ (champ critique) et la résistance du fil réapparaît. Cette valeur  $H_c$  du champ est fonction de la température et peut être représentée en première approximation par la loi parabolique (fig. 3) :

$$H_c = H_0 \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$$

Ainsi l'on voit qu'un superconducteur peut se trouver dans l'état normal ou superconducteur suivant les domaines de variation des paramètres  $H_{ext}$  et  $T$ .

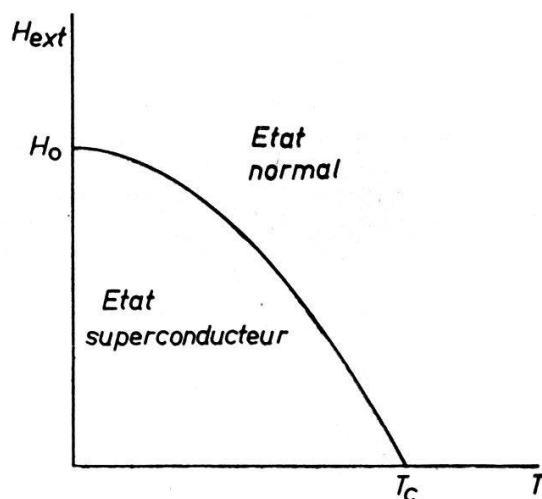


FIG. 3

c) *L'effet Meissner.*

Des mesures d'induction magnétique à l'intérieur d'un superconducteur ont révélé une autre propriété de cet état : l'induction magnétique  $B$  est toujours nulle à l'intérieur d'un superconducteur (MEISSNER 1933). Ainsi les courbes de l'induction magnétique  $B$  et de l'aimantation  $J$  en fonction du champ extérieur  $H$  ont l'allure de la figure 4 lorsque  $H$  est appliqué parallèlement à l'axe du cylindre. Ces courbes sont réversibles. Un superconducteur se comporte donc dans un champ magnétique inférieur au champ critique comme un diamagnétique parfait.

d) *L'état intermédiaire.*

Un barreau cylindrique superconducteur plongé dans un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du cylindre reste dans l'état superconducteur tant que le champ magnétique en tout point de la surface du cylindre n'excède pas la valeur critique. Mais en vertu

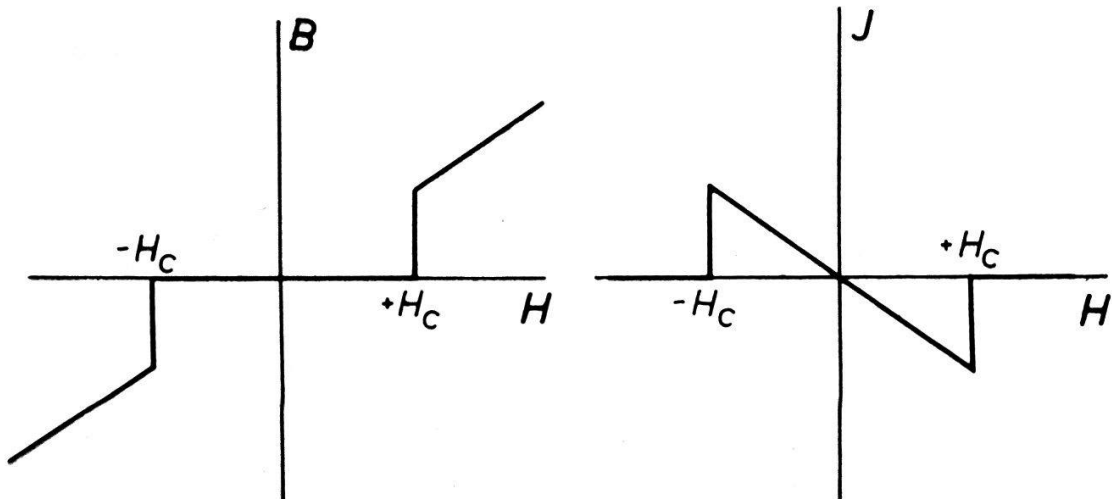


FIG. 4 — Cylindre, champ parallèle à l'axe.

du diamagnétisme du barreau, ce champ n'a pas la même valeur en tout point de la surface et vaut en particulier  $2H_{ext}$  en A et A' (fig. 5). Si le champ extérieur dépasse  $1/2 H_c$ , les parties en A et A' ne peuvent plus être dans l'état superconducteur car le champ qui

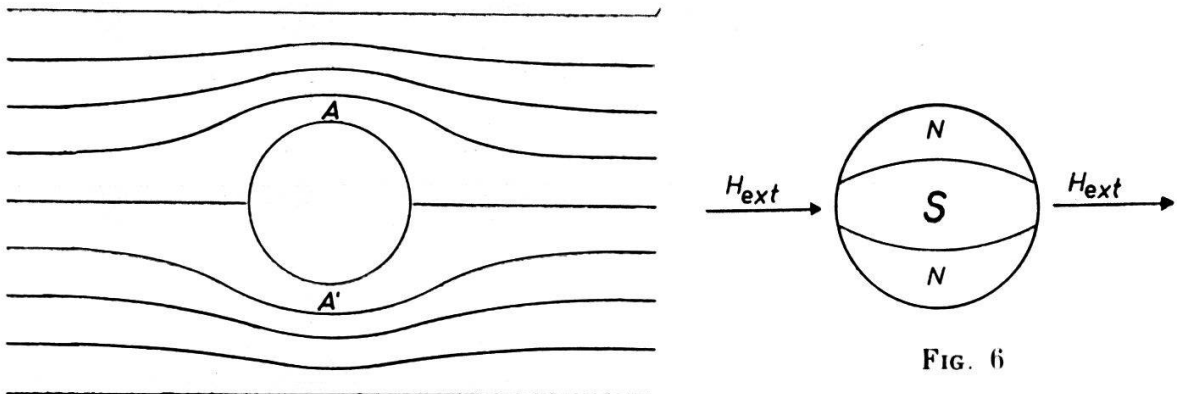


FIG 5

FIG. 6

y règne est supérieur au champ critique. On pourrait alors se demander si la superconductivité ne va pas simplement se retirer dans un noyau oblong au centre du cylindre, le reste revenant à l'état normal (fig. 6). Or cette manière de voir les choses n'est pas conforme à la réalité : comme d'une part la condition nécessaire pour l'exis-

tence de la surface limitant le domaine superconducteur et le domaine normal est que le champ magnétique ait juste la valeur critique le long de cette surface, comme d'autre part cette surface est convexe, on doit trouver des valeurs décroissantes du champ lorsqu'on s'éloigne de celle-ci dans la région marquée N (fig. 6). Ainsi dans cette région normale régnerait un champ magnétique inférieur au champ critique !

En réalité les choses se passent d'une manière plus compliquée : lorsque le champ magnétique extérieur est supérieur à  $1/2 H_c$ , le barreau se divise en une multitude de régions juxtaposées alternativement normales et superconductrices. C'est « l'état intermédiaire » qui pour ce qui nous concerne existe pour des valeurs du champ magnétique extérieur comprises entre  $1/2 H_c$  et  $H_c$ . La courbe de l'induction magnétique  $B$  en fonction du champ extérieur  $H_{ext}$  est donnée par la figure 7. Elle n'est pas toujours réversible.

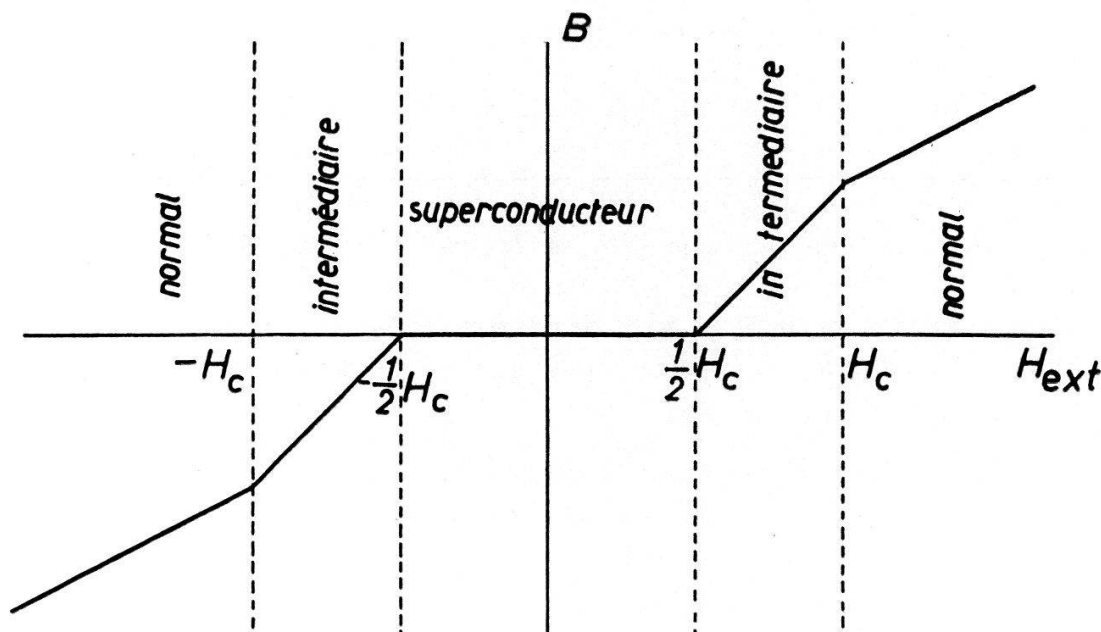


FIG. 7 — Cylindre. champ perpendiculaire à l'axe.

Cette juxtaposition des domaines normaux et superconducteurs de l'état intermédiaire peut être mise en évidence par la méthode des poudres : à la surface d'un domaine normal, le champ magnétique pénètre dans le barreau, tandis qu'il évite les domaines superconducteurs et qu'à la surface de ceux-ci règne un champ beaucoup plus faible. Il existe ainsi des valeurs assez élevées du gradient du champ aux limites séparant les domaines normaux des domaines superconducteurs. Si l'on répand alors sur le barreau une fine poudre magnétique (fer ou nickel par exemple) cette poudre se colle aux endroits où le gradient du champ est élevé et donne ainsi une

image de la structure de l'état intermédiaire. On peut également utiliser une poudre superconductrice ayant une température critique plus élevée que celle du métal constituant le barreau. Cette poudre étant diamagnétique, elle fuit les régions où le champ est intense pour aller se déposer là où le champ est faible, c'est-à-dire sur les domaines superconducteurs.

### 3. CYLINDRE SUPERCONDUCTEUR TRANSPORTANT UN COURANT ÉLECTRIQUE STATIONNAIRE.

Un courant stationnaire  $I$  circulant dans un cylindre de rayon  $r_0$  crée dans l'espace environnant un champ magnétique à symétrie cylindrique dont l'intensité ne dépend que de la distance  $r$  à l'axe du cylindre et vaut :

$$H = \frac{I}{2 \pi r}$$

Sur la surface du cylindre, ce champ vaut en particulier

$$H_0 = \frac{I}{2 \pi r_0}$$

Si le cylindre est superconducteur et si le courant qu'il transporte dépasse une certaine valeur  $I_c$  pour laquelle le champ à la surface est égal au champ critique, la superconductivité disparaît (hypothèse de SILSBEE, 1916). Ainsi un fil superconducteur ne peut transporter un courant électrique supérieur à  $I_c$ , appelé courant critique, et défini par :

$$I_c = 2 \pi r_0 H_c$$

Dans le cas où le courant est supérieur au courant critique, on ne peut pas imaginer que la superconductivité se retire dans un noyau cylindrique entouré d'un manchon à l'état normal, ceci pour les mêmes raisons que celles données précédemment (voir 2 d). On doit donc avoir dans ce cas également un état intermédiaire qui, par analogie avec ce que l'on observe pour un barreau plongé dans un champ magnétique transversal, doit aussi être constitué d'une juxtaposition de domaines alternativement normaux et superconducteurs.

Il existe plusieurs théories traitant de l'état intermédiaire d'un superconducteur traversé par un courant. Parmi celles-ci, les théories de LONDON et de GORTER arrivent à des résultats opposés quant à la configuration des domaines de l'état intermédiaire. Le but des expériences poursuivies actuellement au laboratoire de physique de l'Université de Lausanne, et proposées par M. le Dr RINDERER, est de mettre en évidence au moyen de la méthode des poudres super-

conductrices la structure de l'état intermédiaire d'un cylindre superconducteur traversé par un courant électrique afin de savoir laquelle des deux théories est confirmée par l'expérience.

Avant de passer à la description de l'appareillage utilisé, voici en quelques lignes les points de départ et conclusions des deux théories.

a) *Théorie de LONDON (1937).*

Lorsque le courant dans un cylindre superconducteur de rayon  $r_0$  est supérieur au courant critique  $I_c$ , il se forme un noyau cylindrique coaxial au cylindre, de rayon  $r_1$  variable avec  $I$ . Ce noyau occupe tout le volume du cylindre pour  $I = I_c$ . Il est dans l'état intermédiaire, et il y règne par hypothèse un champ en tout point constant (en valeur absolue) et égal à  $H_c$ . Pour  $I > I_c$ , ce noyau est entouré d'un manchon cylindrique à l'état normal. On en tire la conclusion que la densité de courant, au lieu d'être constante en tout point de la section du cylindre, comme c'est le cas pour un conducteur normal, n'est constante que dans le manchon, et, dans le noyau varie comme l'inverse de la distance à l'axe. Elle est donc infinie sur l'axe du cylindre. Le calcul montre que la résistance est fonction du courant pour  $I > I_c$  et vaut

$$R = 1/2 R_0 [1 + \sqrt{1 - I_c/I}]$$

ce qui est assez bien confirmé par l'expérience. Cette théorie ne nous dit rien sur la structure du noyau à l'état intermédiaire, mais, en tenant compte de la répartition de la densité de courant à l'intérieur du noyau, LONDON a imaginé que ce noyau pouvait être constitué d'une multitude de doubles cônes opposés par le sommet (fig. 8).

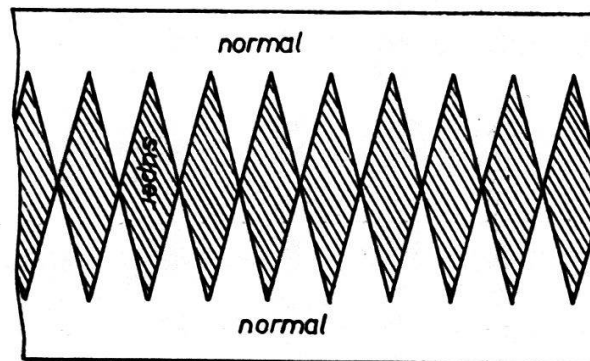


FIG. 8

Si le courant est très peu supérieur au courant critique  $I_c$ , l'extrémité des bases de ces doubles cônes est très voisine de la surface du barreau; par application d'un léger champ magnétique extérieur transversal (beaucoup plus petit que  $1/2 H_c$ ), il est possible de dé-

placer le noyau, qui transporte la majeure partie du courant, et de faire ainsi en sorte que les bases de ces doubles cônes arrivent à intersection avec la surface du barreau, y créant une structure de domaines allongés perpendiculaires à la direction du courant électrique. Cette structure doit pouvoir être mise en évidence par la méthode des poudres.

b) *Théorie de GORTER (1957).*

GORTER imagine la structure de cet état intermédiaire comme étant formée de lamelles cylindriques superconductrices coaxiales, à génératrices parallèles à la direction du courant électrique. Pour expliquer le fait que l'on observe une différence de potentiel entre deux points du cylindre pour  $I < I_c$  (fig. 9), il faut supposer que

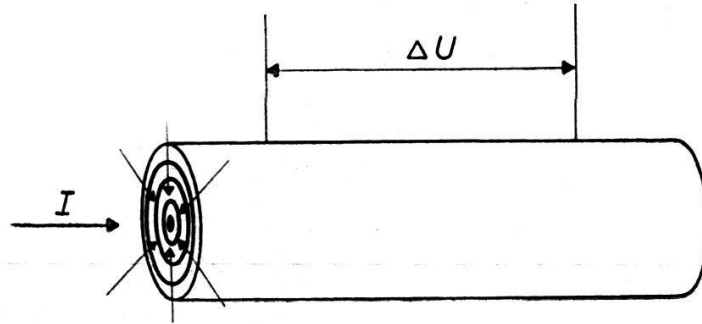


FIG. 9

ces lamelles se déplacent continuellement, prenant naissance sur la surface du barreau et décroissant en se rétrécissant jusqu'à l'axe du cylindre. Les forces électromotrices induites par le mouvement de ces lamelles dans le champ magnétique créé par le courant expliquent la différence de potentiel mesurée entre deux points du cylindre et permettent le calcul de la résistance de celui-ci. Ce calcul montre qu'à l'aide de cette théorie, on obtient pour  $I > I_c$  une restauration de la résistance semblable à ce que donne la théorie de LONDON. Mais il est évident que si ce modèle non stationnaire est conforme à la réalité aucune structure ne peut être mise en évidence par la méthode des poudres.

#### 4. APPAREILLAGE ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

Pour nos observations, qui ont pu être réalisées grâce à l'appui du Fonds National, nous avons pris un échantillon cylindrique d'indium (métal devenant superconducteur pour  $T_c = 3,37^\circ \text{K}$ ) d'un diamètre de 7 mm et de 45 mm de long. Cet échantillon a été plongé dans un bain d'hélium liquide à  $3,2^\circ \text{K}$ . A cette température, le courant critique vaut 41,45 A. En faisant circuler un courant de

41,5 A et en appliquant un champ magnétique extérieur vertical de 480 A/m (le barreau étant horizontal), on a pu faire apparaître une structure perpendiculaire à la direction du courant, avec une périodicité des domaines de l'ordre de 0,8 à 1 mm (fig. 10), ce qui semble confirmer la théorie de LONDON au détriment de celle de GORTER



FIG. 10

Comme on peut le voir sur la photo (fig. 10), le barreau d'indium a été placé au centre d'une sorte de cage d'écureuil formée de deux joues en plomb (superconducteur) et de six fils de cuivre symétriquement disposés assurant le retour du courant ayant circulé dans l'échantillon. Cette disposition permet de réduire le champ magnétique créé à la surface de l'échantillon par les amenées de courant. La poudre de niobium répandue sur l'échantillon avait des grains de dimension moyenne égale à 0,02 mm. La photographie a été prise après avoir laissé l'appareillage reprendre la température ordinaire, en effet, une fois le courant coupé et le champ magnétique supprimé, aucune force n'agit plus sur les grains de poudre et l'image de la structure obtenue dans l'hélium liquide se maintient à température ordinaire.

*Manuscrit reçu le 25 mai 1959.*