

Détermination du libre parcours moyen dans le cadmium à partir des oscillations de Gantmakher-Kaner

Autor(en): **Berset, M. / MacInnes, W.M. / Hügeunin, R.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **50 (1977)**

Heft 3

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114864>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Détermination du libre parcours moyen dans le cadmium à partir des oscillations de Gantmakher-Kaner

par M. Berset, W. M. MacInnes et R. Huguenin

Institut de physique expérimentale de l'Université de Lausanne, Dorigny, CH-1015 Lausanne, Switzerland.

(27. XII. 1976)

Abstract. The surface impedance of three thin monocrystalline Cadmium discs has been measured as a function of the magnetic field \mathbf{H} perpendicular to the sample surface. With $\mathbf{H} \parallel \langle 0001 \rangle$, an electron doppleron (collective propagating mode) has been observed. Contrary to the theoretical predictions, the period ΔH of the resulting surface impedance oscillations increases monotonically until obscured by quantum oscillations. When $\mathbf{H} \parallel \langle 11\bar{2}0 \rangle$ or $\langle 10\bar{1}0 \rangle$, Gantmakher-Kaner oscillations (quasi-particle mode) are observed. Their period identifies the quasi-particles as being on the rim of the 3rd band lenticular Fermi surface sheet. Their temperature dependent scattering frequency is determined from the amplitudes of these oscillations and confirms the strong contribution of intersheet scattering in the basal plane of Cadmium.

1. Introduction

En présence d'un fort champ magnétique \mathbf{H} perpendiculaire à sa surface, un métal pur monocristallin devient transparent: le champ d'une excitation radio-fréquence (RF) peut se propager, soit sous la forme d'une onde électromagnétique transversale polarisée circulairement (par exemple doppleron ou hélicon), soit sous la forme d'un courant de particules localisées spiralant autour du champ (mode de quasi-particules ou de Gantmakher-Kaner) [1] et [2]. On observe alors des variations en fonction du champ de l'impédance de surface d'un échantillon mince lorsque celui-ci est placé à l'intérieur d'une bobine d'excitation RF.

Puisque la composante parallèle à \mathbf{H} de la vitesse des particules situées au voisinage d'un 'limiting point' est grande, ce sont ces particules qui effectuent le plus grand déplacement $U_{\max}(H) = v_z/\omega_c$ le long de \mathbf{H} durant une période cyclotron ($\omega_c = eH/mc$). Au fur et à mesure que la valeur de U_{\max} se rapproche de la longueur d'onde λ du mode collectif, les particules spiralant en phase avec l'onde absorbent son énergie et empêchent sa propagation. Cette absorption est appelée Doppler-Shifted Cyclotron Resonance (DSCR) et les particules qui en sont responsables sont celles-là mêmes qui engendrent les oscillations de Gantmakher-Kaner (GKO). L'amplitude de ces GKO permet de mesurer le libre parcours moyen limité par les phonons pour la région considérée de la surface de Fermi (SF) (ou la fréquence de diffusion locale).

2. Résultats expérimentaux

Il est possible d'identifier expérimentalement les deux modes. En effet, en utilisant une excitation RF polarisée circulairement à gauche (+) ou à droite (-) on peut sélectionner l'onde électromagnétique polarisée dans le même sens, alors que les GKO sont excitées, quelle que soit la polarisation [3]. D'autre part, la période

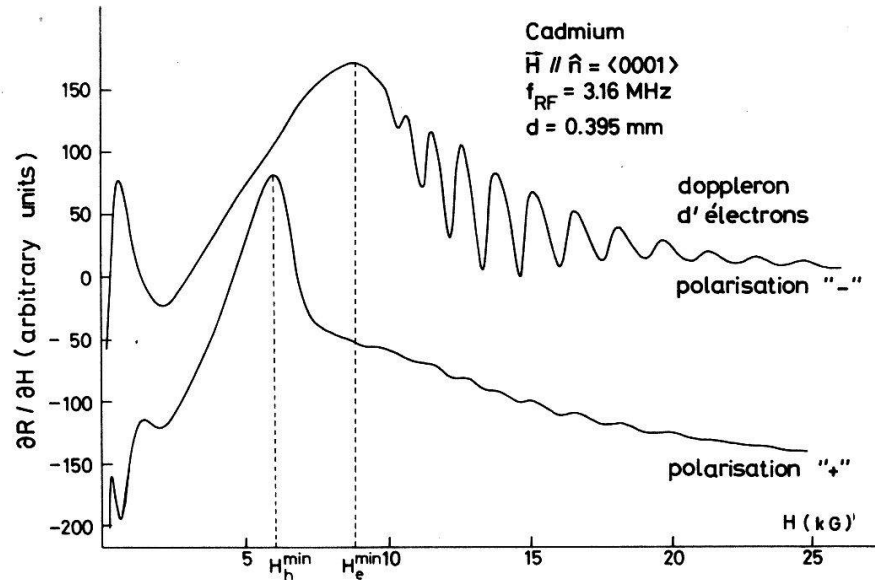


Figure 1a

Oscillations de l'impédance de surface d'un monocristal de Cadmium pur (6N) dues à la propagation d'un doppleron à $T = 1,9^\circ\text{K}$. Les champs H_h^{min} et H_e^{min} correspondent aux seuils des modes collectifs DSCR (voir [3]).

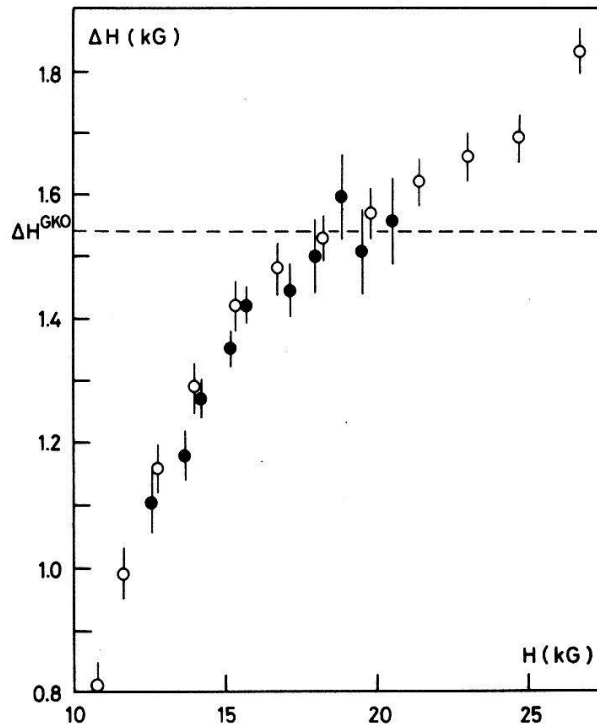


Figure 1b

Périodes des oscillations observées en fonction du champ. ΔH^{GKO} a été calculé en utilisant $K^{-1/2} = 1,49 \text{ \AA}^{-1}$. O nos mesures ($\Delta H^{\text{GKO}} = 1,540 \text{ kG}$), ● mesures de Fisher *et al.* [5], réalisées dans des conditions comparables ($f = 3,46 \text{ MHz}$, $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$ et $\Delta H^{\text{GKO}} = 1,533 \text{ kG}$).

des oscillations Gantmakher-Kaner est indépendante du champ H alors que celle des modes collectifs en dépend.

Tenant compte de la forme particulière de la SF du Cd, nous avons étudié trois échantillons coupés selon 3 directions cristallographiques en forme de disques minces. Dans le premier échantillon, dont la normale $\hat{n} = \langle 0001 \rangle$, nous avons observé (Figure la) un doppleron d'électrons pour la polarisation '−' alors qu'en polarisation '+' nous ne sommes pas parvenus à détecter un doppleron de trous [4]. Selon Fisher *et al.* [5], la période du doppleron d'électrons augmente avec le champ et tend asymptotiquement vers la période des GKO, ces dernières apparaissant (à partir de 20 kG) sous la forme d'une modulation de l'amplitude des oscillations quantiques qui existent à haut champ. Sur un domaine de mesures plus étendu (0–100 kG), nous n'avons pas observé cette saturation des périodes du doppleron mais plutôt un accroissement qui, bien que s'infléchissant, se poursuit nettement au-delà de la période des GKO (Figure 1b). Vers 27 kG le doppleron devient inobservable à cause de la présence des oscillations quantiques dont les amplitudes croissent exponentiellement avec le champ. Nous ne parvenons pas à expliquer cette déviation par rapport à la théorie. Les modulations d'amplitude des oscillations quantiques sont dues au fait que 4 signaux quantiques se superposent, contrairement à la conclusion des auteurs cités [5]. Nous avons démontré que cette superposition donne lieu à un battement de deux oscillations quantiques qui proviennent d'aires extrémales de la SF de dimensions très voisines [4]. Comme l'amplitude des oscillations de l'impédance

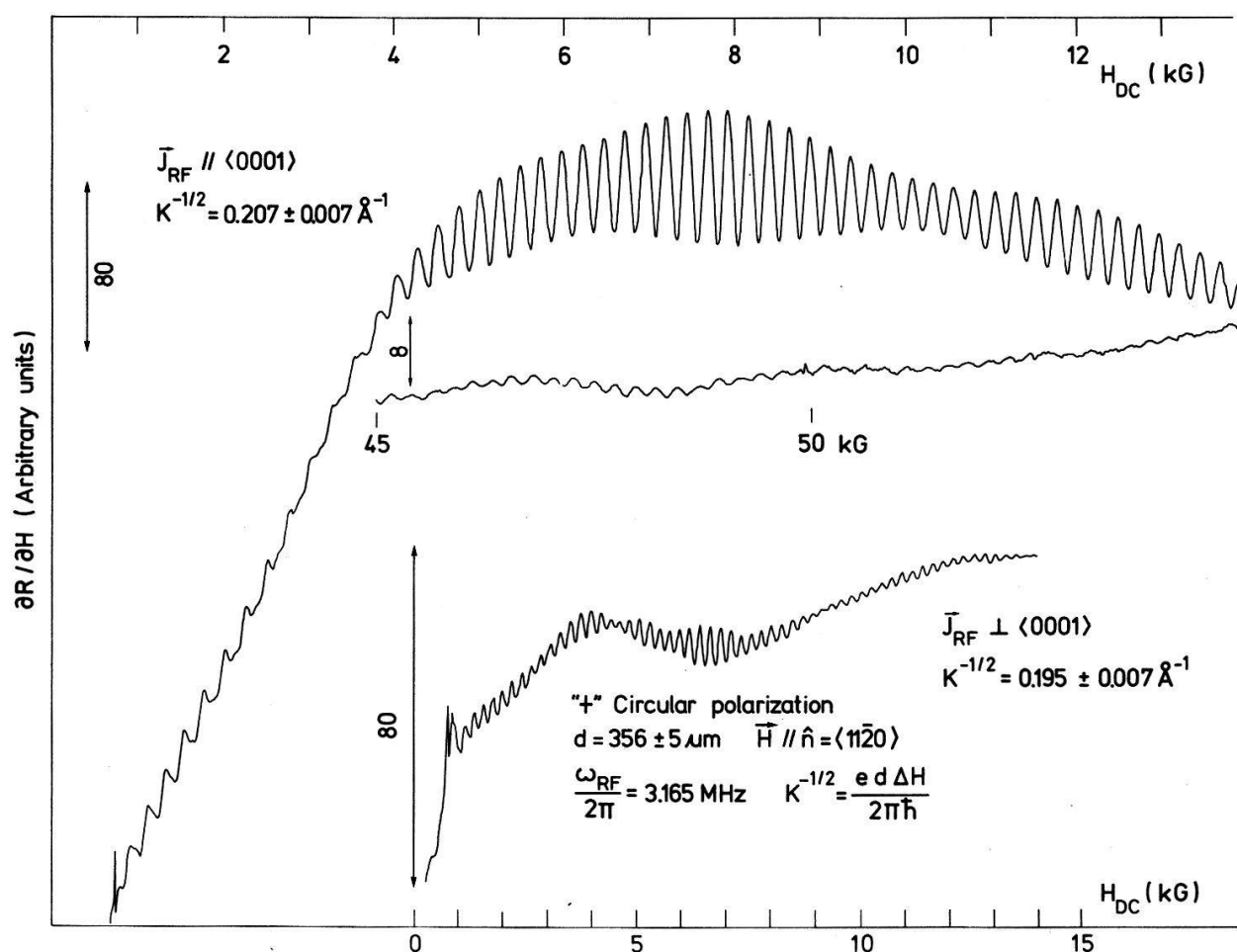


Figure 2

Oscillations de Gantmakher-Kaner observées dans un monocristal de Cadmium pur (6N) à $T = 1,9^{\circ}\text{K}$.

de surface, dues à la propagation d'un mode collectif, dépend de manière trop compliquée du libre parcours moyen [6], nous avons renoncé à étudier sa variation en fonction de la température.

Dans le deuxième échantillon où $\hat{n} = \langle 11\bar{2}0 \rangle$, nous avons observé des GKO. La Figure 2 montre ces oscillations pour \mathbf{J}_{RF} parallèle et perpendiculaire à l'axe $\langle 0001 \rangle$. L'amplitude est environ 7 fois plus grande lorsque $\mathbf{J}_{\text{RF}} \parallel \langle 0001 \rangle$ ce qui résulte du fait que dans ce cas le nombre d'électrons d'écrantage et leur vitesse de Fermi sont plus élevés. Dans cette orientation, la présence d'orbitales ouvertes dans la 2^e bande amortit tous les modes collectifs et l'amplitude des GKO observées dans le cadmium est particulièrement grande. On peut constater que la période ΔH^{GKO} reste constante jusqu'à leur disparition vers 50 kG. Sa mesure permet de déterminer le rayon de courbure moyen de la région limite, $K^{-1/2} = ed\Delta H^{\text{GKO}}/2\pi\hbar$, où K est la courbure de Gauss de la région considérée et d est l'épaisseur de l'échantillon. Les valeurs de $K^{-1/2}$ obtenues (voir Figure 2) concordent très bien avec les dimensions connues de la SF, ce qui permet d'affirmer que les particules responsables du signal observé proviennent du bord de la lentille (3^e bande électronique) [4].

3. Libre parcours moyen

L'amplitude des GKO est fonction de la probabilité qu'ont les électrons de traverser l'échantillon :

$$A(T) = C \exp\left\{-\frac{d}{l(T)}\right\}.$$

Le libre parcours moyen $l(T)$ est supposé être de la forme :

$$\frac{1}{l(T)} = \frac{1}{l(0)} + \frac{1}{l_{\text{ph}}(T)}, \quad \text{d'où} \quad \frac{1}{l_{\text{ph}}(T)} = \frac{1}{d} \ln \frac{A(0)}{A(T)}.$$

Nous avons analysé la dépendance en température du libre parcours moyen limité par les phonons, $l_{\text{ph}}(T)$, sous la forme $l_{\text{ph}}(T) = \beta T^n$. Les valeurs de $(l_{\text{ph}}(T))^{-1}$ ont été reportées en fonction de T^5 sur la partie inférieure de la Figure 3 pour différents champs magnétiques : on constate que la valeur de l'exposant n est supérieure à 5, ce qui indique l'existence probable de diffusions inter-bandes entre le bord de la lentille et le bord du monstre (2^e bande) [7] et [8]. De plus le coefficient β augmente avec le champ H alors que n reste pratiquement constant. Les mesures préliminaires à haut champ (40 kG) semblent indiquer que l'exposant n diminue, alors que contrairement à toute attente, $l_{\text{ph}}(T)$ garde approximativement les mêmes valeurs. Ceci pourrait signifier que la dépendance en température plus rapide que T^3 observée à bas champ n'est pas due à une inefficacité des diffusions par les phonons, mais à une plus grande probabilité de transitions inter-bandes. A haut champ la dimension typique Δk sur la SF (où la déviation de la fonction de distribution des électrons $f-f_0$ est non nulle) diminue car $\Delta k \propto \Delta H^{\text{GKO}}/H$ ou $\Delta k \propto (\Delta H^{\text{GKO}}/H)^{1/2}$. Nos mesures de $l_{\text{ph}}(T)$ indiqueraient donc une diminution de l'effet des transitions interbandes à haut champ. Nous avons déduit que dans le 3^e échantillon où $\hat{n} = \langle 10\bar{1}0 \rangle$, les particules produisant le signal GKO proviennent également du bord de la lentille (Figure 4). Les valeurs de $(l_{\text{ph}}(T))^{-1}$ (Figure 3) montrent à nouveau un exposant n plus grand que 5, indiquant l'existence de diffusions inter-bandes vraisem-

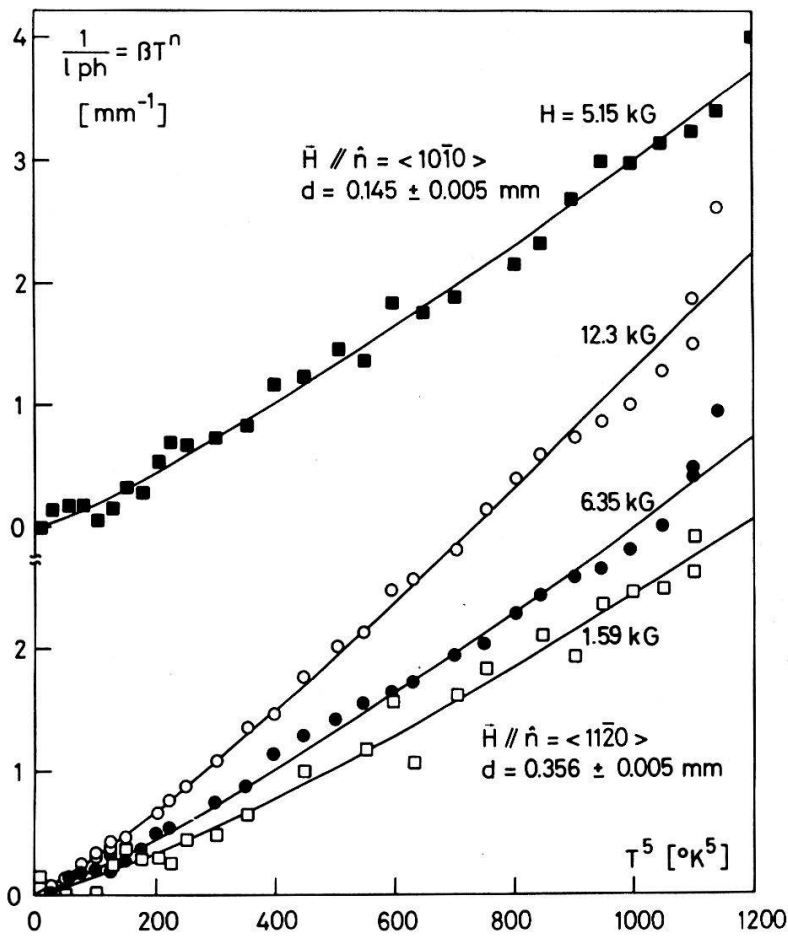
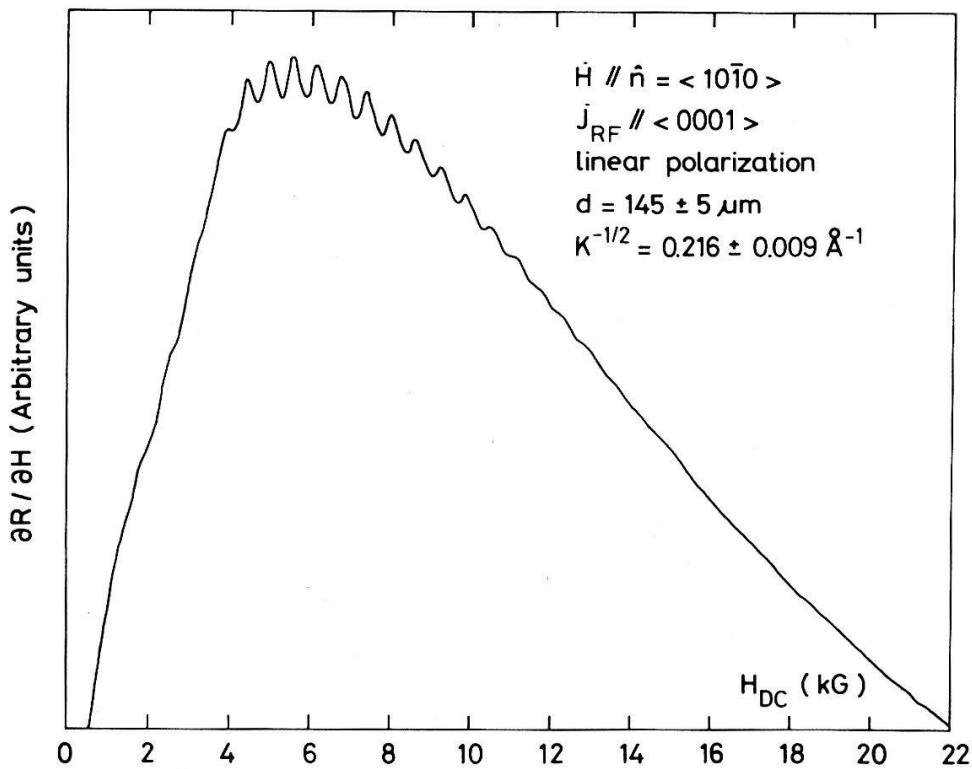


Figure 3
 Dépendance en température du libre parcours moyen limité par les phonons. Les coefficients β (donnés en unités de $^{\circ}\text{K}^{-n} \times \text{mm}^{-1}$) et les exposants n de la fonction βT^n ont été déterminés par ajustage numérique:
 $\square \beta = (4,7 \pm 0,1) \times 10^{-4}, n = 6,2 \pm 0,5$; $\bullet \beta = (8,7 \pm 0,2) \times 10^{-4}, n = 5,9 \pm 0,3$; $\circ \beta = (16 \pm 0,3) \times 10^{-4}, n = 5,7 \pm 0,2$; $\blacksquare \beta = (7,9 \pm 0,2) \times 10^{-4}, n = 6,0 \pm 0,3$.



blement de la même importance que précédemment. Nous n'avons pas pu étudier la dépendance de $(l_{ph}(T))^{-1}$ en fonction du champ à cause de la disparition des GKO vers 12 kG déjà et ceci dans un échantillon pourtant presque 3 fois plus mince ($d = 0,145$ mm). Il semble donc que le libre parcours moyen indépendant de la température $l(0)$ (limité par les impuretés, dislocations, etc.) est nettement inférieur dans le troisième échantillon, bien que ce dernier soit de la même pureté nominale (6N).

D'autres mesures sont en cours dans le but d'étudier en détail les diffusions inter-bandes. Des oscillations quantiques ont été observées dans toutes les orientations et leurs périodes sont en bon accord avec les aires extrémales de la SF du cadmium [4]. L'amplitude de ces oscillations apportera des informations supplémentaires sur le libre parcours moyen.

Nous remercions le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique de son support financier.

RÉFÉRENCES

- [1] V. F. GANTMAKHER et E. A. KANER, *Sov. Phys.-JETP*, 21, 1053 (1965).
- [2] D. S. FALK, B. GERSON et J. F. CAROLAN, *Phys. Rev.* B1, 406-427 (1970).
- [3] V. V. LAVROVA, S. V. MEDVEDEV, V. G. SKOBOV, L. M. FISHER et V. A. YUDIN, *Sov. Phys.-JETP* 37, 929-936 (1973).
- [4] M. BERSET, *Travail de diplôme non publié* (1976).
- [5] L. M. FISHER, V. V. LAVROVA, V. A. YUDKIN, O. V. KONSTANTINOV et V. G. SKOBOV, *Sov. Phys.-JETP* 33, 410-418 (1971).
- [6] V. V. LAVROVA, S. V. MEDVEDEV, V. G. SKOBOV, L. M. FISHER et V. A. YUDIN, *Sov. Phys.-JETP* 38, 349-353 (1974).
- [7] W. M. MACINNES, P. A. PROBST, B. COLLET et R. HUGUENIN, *Helv. Phys. Acta* 49, 696 (1976).
- [8] V. A. GASPAROV, *Sov. Phys.-JETP* 39, 732-736 (1974).