

TORRE
1965/3e C

(043) 3^e C
1965-4

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3^e CYCLE THERMODYNAMIQUE

PAR

Antoine P O L

LICENCIE ES SCIENCES

S U J E T

Influence d'un champ magnétique sur la conductibilité thermique de
 Al_2O_3 dopé au vanadium et de Cr_2O_3 entre 1,2 et 4,2 °K -

- SOUTENUE LE 8 NOVEMBRE 1965 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. le Doyen	L. WEIL	Président
M. Le Professeur	B. DREYFUS	Examineurs
M. le Professeur	A. LACAZE	

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

<u>I N T R O D U C T I O N</u>	1
<u>CHAPITRE I : TECHNIQUE EXPERIMENTALE</u>	3
1. METHODE DE MESURE.....	3
2. ENSEMBLE EXPERIMENTAL.....	4
3. MESURE DE LA TEMPERATURE.....	9
3.1. <u>Erreurs systématiques</u>	9
3.1.1. Effet de bout.....	9
3.1.2. Gradient thermique.....	11
3.2. <u>Thermomètre à résistance de carbone</u>	13
3.2.1. Méthode de mesure.....	13
3.2.2. Calcul d'erreur sur la mesure de la température.....	14
3.3. <u>Thermomètre à résistance peinte</u>	17
3.3.1. Description du thermomètre.....	18
3.3.2. Erreur sur la mesure de la température	20
4. LE FLUX DE CHALEUR.....	23
4.1. <u>Mesure</u>	23
4.2. <u>Corrections</u>	23
5. ERREUR SUR LA DETERMINATION DE K.....	27
5.1. <u>Erreur relative sur une mesure de conduction thermique</u>	27
5.1.1. Pour Al_2O_3 dopé.....	27
5.1.2. Pour Cr_2O_3	27
5.2. <u>Erreur relative sur la variation Δk de conductibilité thermique en présence d'un champ magnétique constant</u>	27
5.1.1. Pour Al_2O_3 dopé.....	28
5.1.2. Pour Cr_2O_3	28.

CHAPITRE II : ETUDE DE LA CONDUCTIBILITE THERMIQUE DE SOLIDES DIELECTRIQUES A BASSES TEMPERATURES..... 29

1. GENERALITE SUR LA CONDUCTIBILITE THERMIQUE A BASSES TEMPERATURES.....	29
1.1. <u>Formule Générale</u>	29
1.2. <u>Formule de la conductibilité thermique des phonons à basses températures</u>	30
2. CONDUCTIBILITE THERMIQUE DE Al_2O_3 DOPE	
2.1. <u>Calcul</u>	32
2.2. <u>Résultats</u>	33
2.3. <u>Discussion</u>	35
3. CONDUCTIBILITE THERMIQUE DE Cr_2O_3	37
3.1. <u>Calcul</u>	37
3.1.1. Formule générale.....	37
3.1.2. Conductibilité des phonons.....	37
3.1.3. Conductibilité des magnons.....	40
3.1.3.1. Calcul de K_m	44
3.1.3.2. Résultat et discussion du calcul de K_m	47
3.2. <u>Résultats expérimentaux</u>	48
3.3. <u>Discussion</u>	49
3.3.1. Conductibilité en champ nul.....	49
3.3.2. Effet du champ magnétique.....	49

C O N C L U S I O N 52

REFERENCES ET BIBLIOGRAPHIE..... 53

Ce travail a été effectué à GRENOBLE dans le cadre du C.N.R.S. au Laboratoire des Très Basses Températures.

Je remercie Monsieur le Doyen WEIL qui m'a accueilli dans son Laboratoire et m'a apporté l'aide matérielle nécessaire.

Je tiens à remercier MM. les Professeurs DREYFUS et LACAZE pour la contribution qu'ils ont apportée à la réalisation de ce travail.

Je remercie Monsieur QUATTROPANI Maître de Conférence associé, qui m'a proposé cette étude.

Je ne peux nommer ici toutes les personnes qui m'ont rendu service, mais je ne saurais oublier tous mes collègues de laboratoire qui m'ont permis par de nombreuses discussions, de réaliser ce travail.

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

Dans les solides, les excitations élémentaires transportent le flux de chaleur. Les processus d'interaction entre porteurs sont plus rares à très basses températures et les phénomènes de transport sont plus simples.

Dans la plupart des solides, ce sont les électrons et les phonons (représentation quantique de la vibration du réseau) qui sont responsables de la conduction thermique. Mais d'autres types d'excitation élémentaire peuvent intervenir. Ceux-ci n'avaient inspiré jusqu'à présent, que des spéculations théoriques assez limitées. Nous avons pensé qu'il serait intéressant de rechercher expérimentalement l'importance de leur contribution à la conduction thermique. Une excitation, qui peut certainement produire des effets observables, est le magnon (représentation quantique de l'onde de spin) qui intervient dans les solides magnétiquement ordonnés.

C'est l'interaction des magnons avec les autres porteurs qui a d'abord été observée dans les ferromagnétiques par Resanov et Chérépanov (1953).

La contribution des magnons présentait alors un caractère essentiellement résistant, en se manifestant sur le libre parcours moyen des électrons, mais il était très difficile d'isoler et d'identifier la conduction par magnons lorsque l'ordre de grandeur de la conduction thermique des porteurs était trop élevé.

C'est Sato (1955) qui proposa le premier l'idée de travailler sur les isolants ; Douthett et Friedberg (1961) ont essayé de comparer la conduction des phonons à celle des magnons. L'introduction d'un champ magnétique agissant sélectivement sur les magnons permettait d'identifier le phénomène. Il fallait que les interactions phonon-magnon, et magnon-magnon soient faibles.

Luthi (1962) et Douglas (1963) ont étudié ce phénomène sur le ferrimagnétique Y.I.G. Douglas surtout, en travaillant avec des champs magnétiques assez forts et à des températures assez basses a trouvé des variations de 50 % sur la conduction thermique. Son but était de se placer à une température suffisamment basse ($0,5^{\circ}\text{K}$) pour que la conduction des magnons soit plus élevée que celle des phonons. Il utilisa des champs magnétiques élevés pour bloquer les spins éliminant ainsi la conduction par magnons. Jusqu'à présent les résultats ne peuvent s'expliquer que qualitativement.

CHAPITRE I : TECHNIQUE EXPERIMENTALE

1/ - METHODE DE MESURE -

Pour mesurer la conductibilité thermique, nous avons utilisé la méthode du flux de chaleur en régime permanent d'écoulement. Cette méthode est basée sur l'application directe de la loi de FOURIER.

$$K_{(T)} = \frac{L}{S} \frac{Q}{\Delta T}$$

$K_{(T)}$ est la conductibilité thermique à la température T ; ΔT est la différence de température apparue dans l'échantillon de section S entre 2 points distants de L .

Le principe de la mesure consiste à envoyer un flux de chaleur connu à l'extrémité de l'échantillon, à mesurer la température en deux sections droites de l'échantillon et à permettre à cette chaleur de s'écouler vers la source froide à travers une résistance thermique.

Nous avons donc été amenés à mesurer :

- le diamètre et l'écartement L des colliers de mesures,
- la puissance dissipée par effet joule dans une résistance,
- la température moyenne de l'échantillon et la différence de température entre les 2 colliers de mesure.

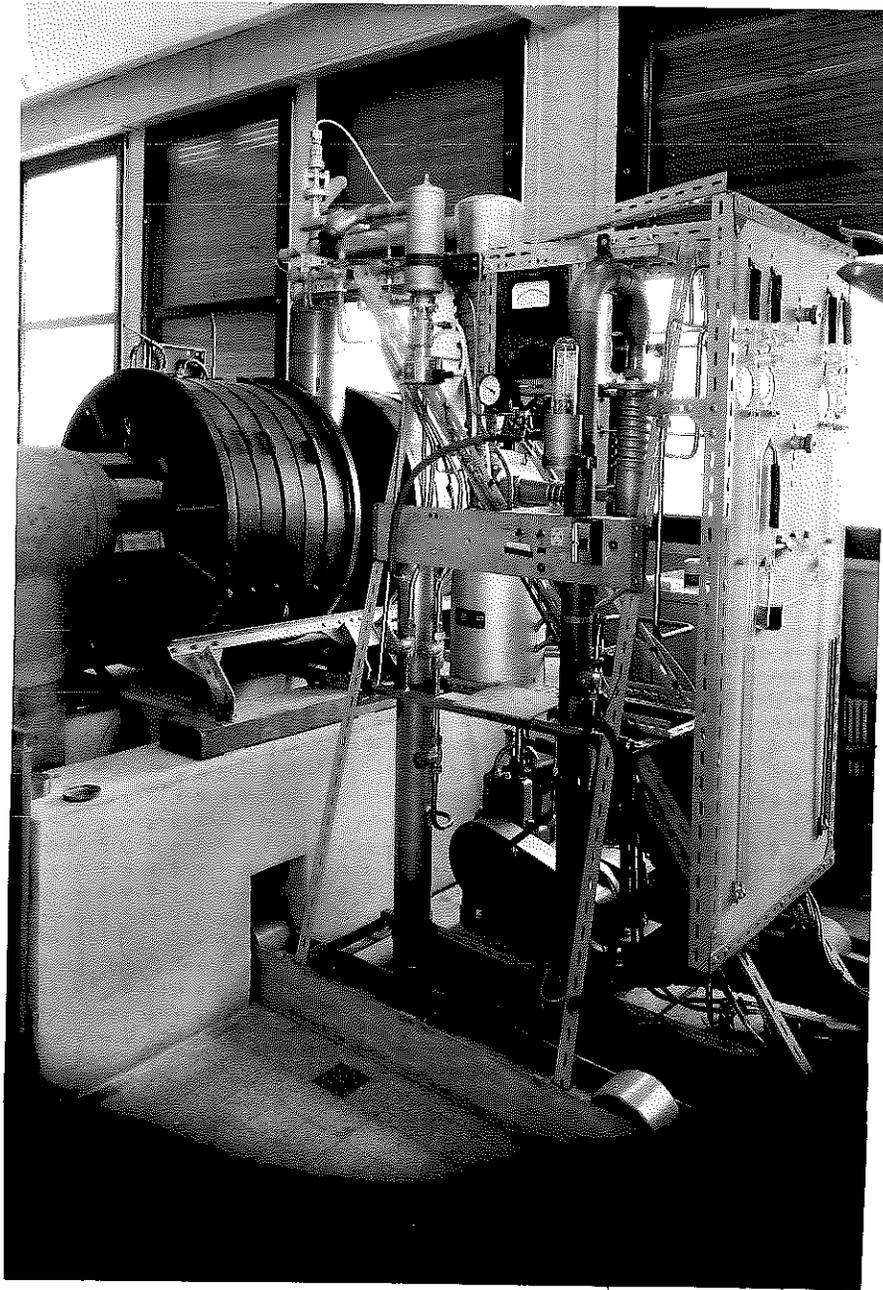


Fig. E.1 : APPAREILLAGE DE MESURE DE CONDUCTIBILITE
THERMIQUE DANS UN CHAMP MAGNETIQUE

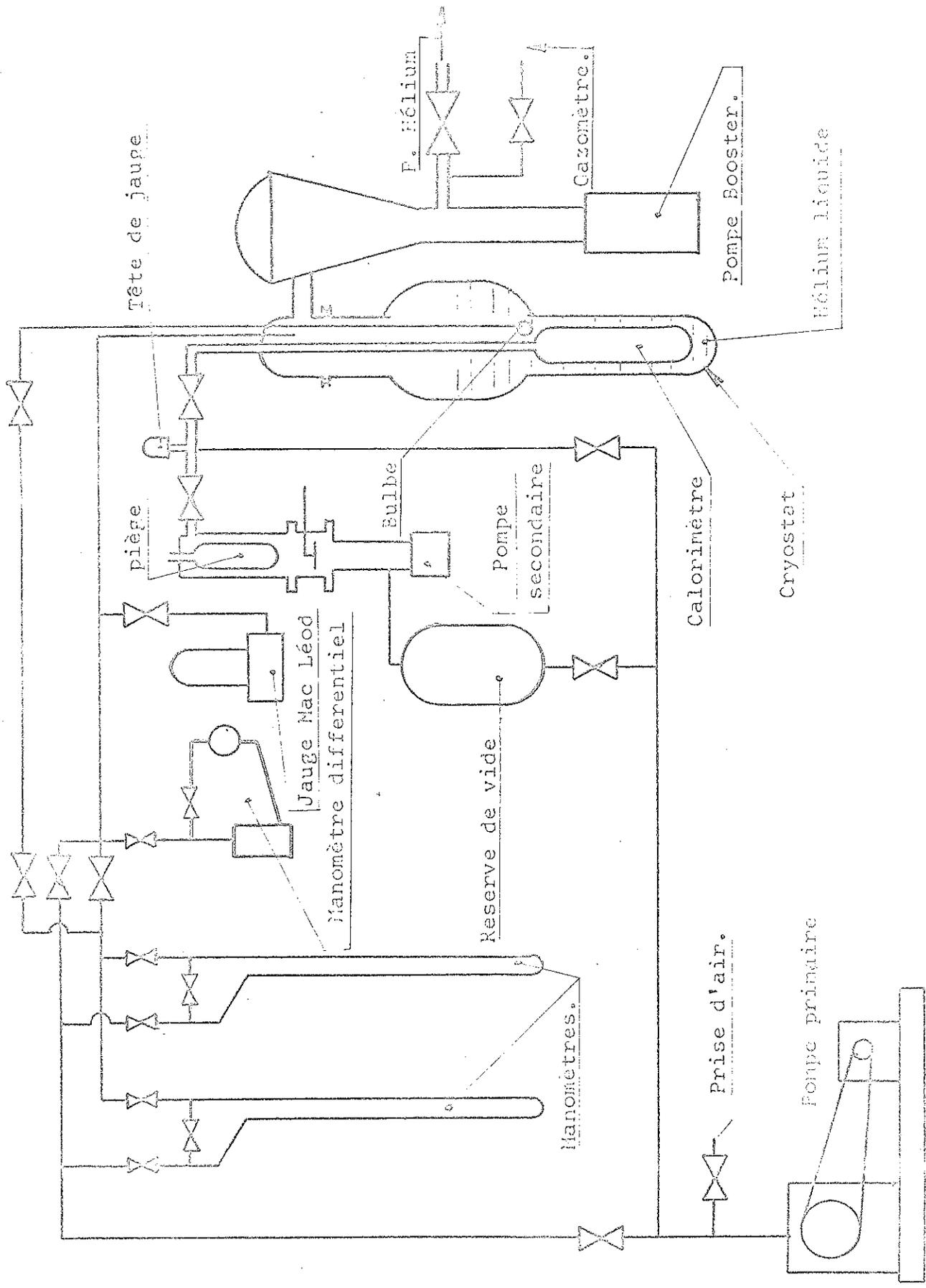


Fig. E2 Schéma de l'installation de mesures de conductibilité thermique.

2/ ENSEMBLE EXPERIMENTAL -

L'appareillage cryogénique a été réalisé au Laboratoire des Très Basses Températures par Messieurs SCHIBER, KUHN et moi-même ; nous l'avons adapté aux problèmes spécifiques de notre expérience : présence d'un champ magnétique et dimensions de nos échantillons, liées à la difficulté de fabrication de mono-cristaux de Cr_2O_3 qui nous ont été fournis par l'UNION CARBIDE INTERNATIONAL.

Le cryostat est un vase Dewar métallique à 4 enceintes (T.B.T.) ; sa contenance est de 3 litres d'hélium les pertes sont de l'ordre de 0,1 watt, ce qui permet une manipulation durant 20 heures environ après remplissage. Nous avons été amenés à utiliser successivement les champs magnétiques fournis par un électro-aimant à axe horizontal et une bobine sans fer à axe vertical.

Dans le premier cas (photo E₁) le montage est placé sur des rails pour qu'on puisse le déplacer en dehors du champ avec le moins de vibrations possibles. (ce montage devant servir également à la désaimantation adiabatique).

Dans le deuxième cas, c'est la bobine qui se déplace, des vérins amènent la bobine à la hauteur désirée.

- une pompe Booster Speedivac est montée dans le circuit de pompage de l'hélium, et nous a permis de descendre jusqu'à une température de 0,9°K.

- L'enceinte d'hélium est reliée aux conduites de pompage et au gazomètre par un tuyau couple en caoutchouc armé. La figure E₂ donne un schéma de l'ensemble.

Le calorimètre

Les dimensions du groupe de mesure sont limitées par celles du cryostat, elles-même limitées par le diamètre intérieur de la bobine génératrice du champ.

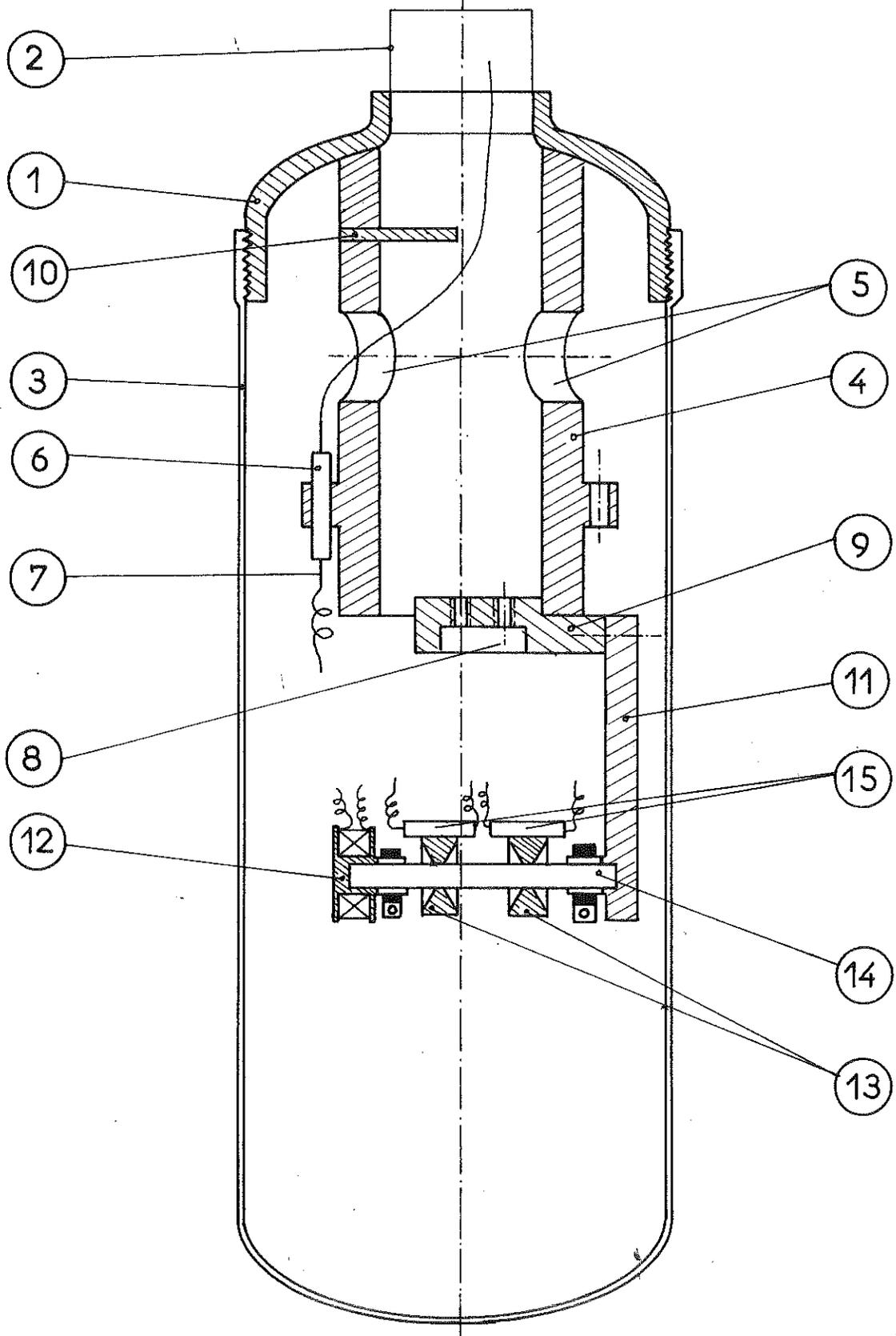
- La constante de temps de mise en température doit être faible, elle est fixée par la relation :

$$\tau = \frac{L^2}{D_{th}} \qquad D_{th} = \frac{k}{\rho C}$$

Si L est la longueur que traverse le flux de chaleur jusqu'à la source froide (le bain), D_{th} le coefficient de diffusion thermique, et C la chaleur spécifique ; on a intérêt pour diminuer τ , à diminuer L, τ est ici de l'ordre de 5 minutes.

- La figure E₃ montre le calorimètre et une enceinte isotherm^{me} entièrement réalisés en cuivre pour assurer des échanges satisfaisants entre le groupe de mesure et le bain d'hélium.

Fig: E 3



CELLULE DE MESURE

- L'enceinte extérieure est constituée d'un couvercle (1) solidaire du chapeau du vase d'hélium, au moyen d'un tube d'inox (2). Le tube permet de faire le vide dans le calorimètre ou d'y admettre du gaz d'échange ; il contient les fils permettant les mesures électriques.

L'étanchéité du calorimètre est assurée par soudure à l'alliage de Wood.

- Au chapeau du calorimètre est fixée la masse thermique qui comporte 2 parties :

a/ Un tube (4) soudé au chapeau et percé de deux trous (5) permettant la sortie des fils arrivant de l'extérieur. Ce tube s'élargit en une couronne percée de 14 trous dans lesquels sont brasés des tubes de cuivre très fins (6). Dans ces tubes ont été placées des tiges de cuivre (7) isolées électriquement de la masse thermique au moyen d'araldite. Sur ces tiges sont soudés les fils venant de l'extérieur, et les fils qui repartent vers l'échantillon. Tous ces fils sont ainsi maintenus à la température de la masse thermique ; on évite ainsi une arrivée de chaleur de l'extérieur, ou une fuite thermique trop grande à partir de l'échantillon. Deux écrans (9, 10), empêchent le passage vers l'échantillon des rayonnements provenant de l'extérieur. Une résistance de chauffage de 1000 ohms logée dans l'évidement (8) de l'écran (9) permet de chauffer directement la masse thermique, pour vérifier son bon fonctionnement.

b/ sur l'écran (9) vient se fixer une plaque (II) terminée par un collier maintenant l'échantillon (14), dans la position désirée.

Pour améliorer le contact thermique entre l'échantillon et la masse thermique, on a adopté, pour fixer le porte-échantillon,

à l'échantillon un contact souple. Pour cela, on a divisé à la scie, la partie fonctionnelle du contact, ce qui a pour effet de garantir la multiplication des points de contact.

Les porte-échantillons (fig E₅) ont été taillés dans une masse de cuivre pur ; ils permettent, suivant leur forme de présenter l'échantillon sous différentes inclinaisons dans le champ magnétique. A l'autre extrémité de l'échantillon est fixée une résistance de chauffage de l'ordre de 1300 ohms (12) faite comme la résistance supérieure, en fil de constantan de 5/100 de mm.

Au fond du bain est placée une cellule destinée à la régulation automatique de la température du bain d'hélium en cours d'étalonnage ; cette cellule se compose d'une plaque de cuivre sur laquelle on a placé une résistance de chauffage et un thermomètre à résistance de carbone. Le schéma n° E₆ représente le circuit de régulation automatique.

Ecran magnétique -

Lorsque nous utilisons la bobine sans fer, le bruit de fond était multiplié par un facteur dix.

Des investigations effectuées sur la bobine avaient révélé que les composantes alternatives présentaient tout un spectre de fréquence et pour 300 Hz un maximum de l'ordre de $10^{-4} H_0$; en fait, c'étaient les courants induits de basse fréquence qui nous gênaient le plus, car ils

se mêlaient au courant de mesure haché par le breaker (à huit hertz) et étaient amplifiés avec lui.

Par ailleurs un rapide calcul nous montre que les courants de Foucault ne réchauffaient pratiquement pas les colliers de mesures ; si on assimile les colliers à des anneaux de cuivre la puissance induite est donnée par l'expression :

$$P_i = \frac{\pi}{16\rho} \mu_0^2 H_{\text{eff}}^2 \omega^2 [R_{\text{ext}}^4 - R_{\text{int}}^4]$$

$$P_i = 1,2 \text{ ergs}$$

d'où l'échauffement δT

$$\delta T = \frac{P_i}{C} \leq 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}$$

Pour atténuer le bruit de fond nous avons utilisé un écran de cuivre de forme cylindrique, pour déterminer son épaisseur minimale nous avons calculé l'atténuation (dans le cas d'un cylindre d'épaisseur faible vis à vis du diamètre intérieur).

$$\Lambda = \frac{h_{\text{ext}}}{h_{\text{int}}} = \sqrt{1 + k^2} \quad k = \frac{4\pi\mu_0 a \varepsilon \omega}{2\rho}$$

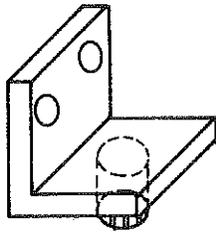
a : le diamètre du cylindre,

ρ : la résistivité du cuivre pur à basses températures,

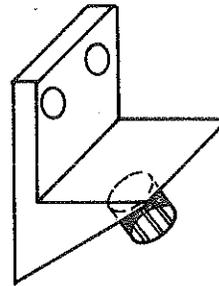
ε : l'épaisseur du cylindre,

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$$

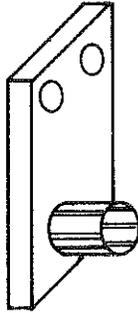
Le cylindre ne devait pas être trop épais, sinon les courants de Foucault auraient engendré une vaporisation prohibitive du bain d'hélium. Après calcul, nous avons choisi de prendre un cylindre de 4 mm d'épaisseur qui permettait d'atténuer suffisamment jusqu'à la fréquence de 3 hertz, alors que les fréquences plus faibles étaient éliminées par le filtre du breaker ; le bruit de fond a été ramené à celui des mesures sans champs.



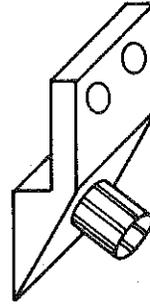
Echantillon dans l'axe du champ



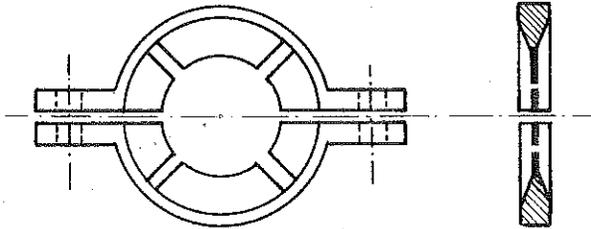
Echantillon faisant avec le champ un angle de 30°.



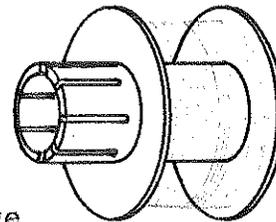
Echantillon perpendiculaire à l'axe du champ.



Echantillon faisant avec le champ un angle de 60°



Collier de mesure



Ensemble de chauffage

3/ MESURE DE LA TEMPERATURE

3.1. Erreurs systématiques

3.1.1. Perturbations dues aux effets de bout

Pour établir notre méthode de mesure, nous avons supposé que le plan des colliers de mesure contient la surface isotherme. Etant donné la faible longueur de nos échantillons il faut alors vérifier que les effets de bout ne perturbent pas le régime d'écoulement linéaire dans l'échantillon.

Admettons que le contact thermique de nos colliers de chauffage et d'évacuation de la chaleur se fasse uniformément sur une hauteur b sur tout le pourtour de l'échantillon de rayon a et de longueur totale $2L$; la densité de chaleur est q . CARSLAW et JAEGER déterminent alors la température T à une ordonnée z comptée par rapport au milieu de l'échantillon par la relation :

$$T = \frac{8qL}{k\pi^2} \sum_n \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \frac{I_0\left[(2n+1)\frac{\pi a}{2L}\right]}{I_1\left[(2n+1)\frac{\pi a}{2L}\right]} \sin(2n+1)\frac{\pi b}{2L} \sin(2n+1)\frac{\pi z}{2L}$$

I_0 et I_1 sont les fonctions de BESSEL d'ordre zéro, et un. La température est considérée comme nulle au milieu de l'échantillon.

Nous pouvons comparer la température T à la température T' que nous aurions, si la même quantité de chaleur était amenée par l'extrémité de l'échantillon avec une densité uniforme q' : cas où les isothermes seraient parfaitement planes et perpendiculaires à l'axe de l'échantillon.

La température T' à une distance z serait :

$$T' = + \frac{q'z}{K} = + q \frac{2b}{aK} z$$

Pour cela nous calculons $\frac{T K \pi^2}{89L}$
 pour tous nos échantillons en fonction de Z/L et notamment
 pour la valeur $\frac{Z_0}{L}$ correspondant à la position de nos
 colliers. Les deux colliers étant pratiquement symétriques
 par rapport au milieu de l'échantillon, nous avons choisi
 ici, pour Z_0 la position des colliers situés près de la
 résistance de chauffage : nous pouvons comparer les quan-
 tités :

$$\frac{T' K \pi^2}{89L} = \frac{2b}{2a} \pi^2 \frac{Z_0}{L} \quad \text{fig (E7)}$$

pour l'échantillon de Cr_2O_3 :

- . $2 L = 27 \text{ mm}$
- . $2 a = 6,5 \text{ mm,}$
- . $Z_0 = 5 \text{ mm,}$

nous avons : $T - T' \leq 10^{-4} T;$

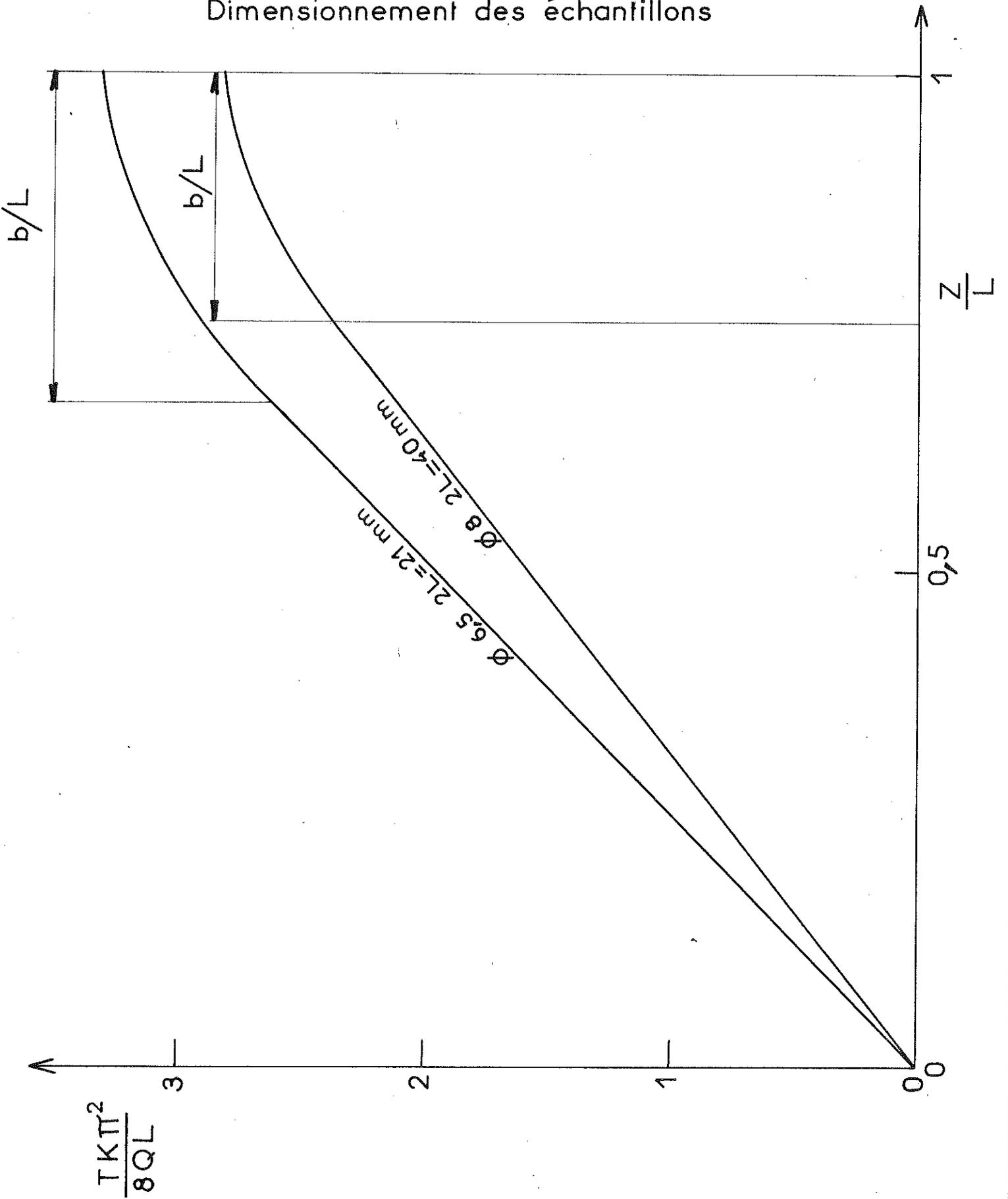
pour l'échantillon de Al_2O_3 dopé :

- . $2 L = 40 \text{ mm}$
- . $2 a = 8 \text{ mm}$
- . $Z_0 = 10 \text{ mm}$

nous avons : $T - T' \leq 10^{-5} T.$

Fig: E7

Dimensionnement des échantillons



3.1.2. Calcul du gradient thermique admissible dans les échantillons

La conductibilité thermique déterminée par notre méthode est définie à la température moyenne des 2 colliers. Excepté dans le cas où K est linéaire en fonction de T , le K moyen n'est pas égal au K de la moyenne des températures ; il en résulte une erreur systématique sur K , qui dépend évidemment de l'écart de température ΔT existant entre les 2 colliers. On aurait évidemment intérêt à avoir, ΔT très petit, pour bien encadrer la valeur de T pour laquelle on veut déterminer K , mais on est limité dans cette voie, par l'imprécision de mesure sur T , donc sur ΔT . L'erreur systématique que l'on introduit pour un gradient ΔT est :

$$\langle K \rangle - K(\langle T \rangle) = \frac{1}{\Delta T} \int_{\langle T \rangle - \frac{\Delta T}{2}}^{\langle T \rangle + \frac{\Delta T}{2}} K dT - K(\langle T \rangle)$$

en faisant un développement en série de Taylor :

$$\Delta K = \left(\frac{\Delta T}{2}\right)^2 \times \frac{1}{3!} K''(\langle T \rangle)$$

puisque $K(T)$ est de la forme AT^3 .

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{3 \times 2}{4 \times 6} \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2$$

si on veut $\frac{\Delta K}{K} \leq 10^{-3}$, il faut $\frac{\Delta T}{T} \leq 6 \times 10^{-2}$

pour	T	=	1	$\Delta T \leq 6 \times 10^{-2} \text{°K}$
	T	=	2	$\Delta T \leq 0,12 \text{°K}$,
	T	=	3	$\Delta T \leq 0,18 \text{°K}$,
	T	=	4	$\Delta T \leq 0,24 \text{°K}$,

dans la pratique les conductibilités thermiques que nous avons mesurées sont grandes, et les gradients de températures obtenus sont très faibles, il ne seront donc jamais limités par l'erreur systématique. En fait, c'est d'une part, la résistance thermique de contact entre le bain d'hélium et l'extrémité de l'échantillon, d'autre part, la vaporisation de l'hélium qui limitent le flux de chaleur et par suite le ΔT .

C'est pourquoi nous nous sommes attachés à diminuer la résistance de contact et à augmenter le débit de pompage basses pressions en utilisant une pompe Booster.

Amplificateur "BECKMAN"

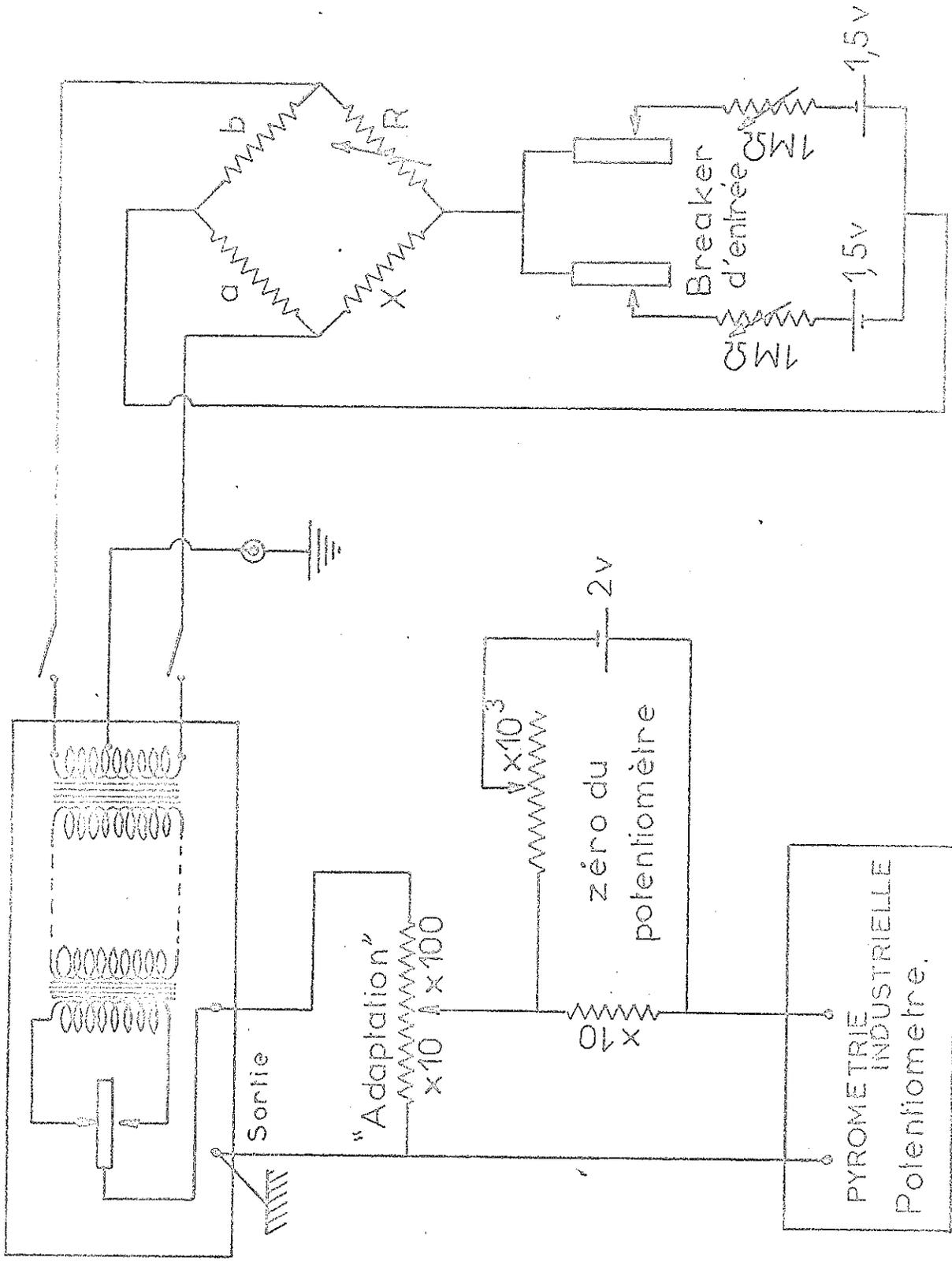


Fig. E8 Pont de Wheatstone alternatif destiné à mesurer les résistances de carbone thermométriques dans les expériences de conductibilité thermique.

3.2. Thermomètre à résistance radio

3.2.1. Méthode de mesure

Il s'agit d'abord de mesurer la valeur de deux résistances de carbone ($47\ \Omega$, 1/2 watt,). Cette valeur, pour chacune des deux résistances varie de $900\ \Omega$ pour $4,2^\circ\text{K}$, à $15\ 000\ \Omega$ à $1,2^\circ\text{K}$. Nous avons utilisé un pont de Wheatstone en alternatif, ce qui a l'avantage de supprimer les forces thermoélectriques.

Le courant alternatif d'alimentation du pont est fourni par le breaker d'entrée d'un amplificateur Beckman modifié ; le signal de déséquilibre du pont est réinjecté à l'entrée de l'amplificateur, redressé par le breaker de sortie, et envoyé dans l'enregistreur P.I. ; la figure E₈ reproduit le schéma de cet ensemble réalisé par Schiber.

Un commutateur permet la mesure de la somme et de la différence des résistances des deux thermomètres.

L'étalonnage des résistances se fait une fois les mesures de K terminées, en remplissant le calorimètre d'hélium sous pression de 10^{-2} mm de mercure à $4,2^\circ\text{K}$.

./.

3.2.2. Calcul d'erreur sur la mesure de la température

Étalonnage, et erreur d'interpolation -

La figure E_g représente R en fonction de $\frac{1}{T}$ en coordonnées semilogarithmiques ; cette courbe est sensiblement linéaire, ce qui conduit à adopter une loi de variation de la forme $\frac{1}{T_c} = a \text{ Log } R + b + C(R)$

C(R) est un terme correctif, nous avons adopté la loi d'interpolation suivante :

$$\frac{1}{T_c} = a \text{ Log } R + b + \frac{c}{\text{Log } R} + \frac{d}{(\text{Log } R)^2} + \frac{e}{(\text{Log } R)^3}$$

nous choisissons 5 points d'étalonnage régulièrement espacés sur la courbe $R \left(\frac{1}{T} \right)$. La série en log (R) ainsi obtenue est de signes alternés :

a =	0,5836	b =	-11,8
c =	98,8	d =	-367,2
e =	450,7.		

15 autres points d'étalonnage nous permettent de tracer la courbe d'écart $T - T_c$ en fonction de T_c ; cet écart est inférieur à 10^{-2}°K , l'erreur d'interpolation peut ainsi être ramenée à une valeur toujours inférieure à 10^{-3}°K , c'est-à-dire, inférieure à l'erreur de mesure.

Erreur et incertitude de mesure sur R -

. Différencions $\frac{1}{T} = f(R)$

$$-\frac{dT_c}{T_c^2} = \frac{\alpha dR}{R} - \frac{c}{(\text{Log } R)^2} \frac{dR}{R} - \frac{d}{(\text{Log } R)^3} \frac{dR}{R} - \frac{e}{(\text{Log } R)^4} \frac{dR}{R}$$

. Majorons

$$\frac{\delta T_c}{T_c^2} = \left| \frac{\delta R}{R} \left| \alpha + \frac{c}{(\text{Log } R)^2} + \frac{d}{(\text{Log } R)^3} + \frac{e}{(\text{Log } R)^4} \right| \right|$$

Pour 1,4°K R = 17 264 \pm 1 Ω $\delta(T_c) \leq 8 \cdot 10^{-5} \text{°K}$
à 4,21°K R = 943 \pm 0,2 Ω $\delta(T_c) \leq 10^{-3} \text{°K}$

Erreur sur T et incertitude sur la pression d'hélium

Un dispositif de stabilisation automatique de la température du bain d'hélium, maintient pendant l'éta-
lonnage le bain à la pression désirée avec une précision
supérieure à 1/100 de mm de mercure. Ainsi l'erreur provient
de la lecture de la pression ; la lecture se fait à l'aide
d'un cathétomètre (et à condition de faire les corrections
de température) la précision est de l'ordre de 0,05 mm de
mercure au dessus du point λ et de 0,05 mm d'huile au dessous
du point λ .

Fig: E6 REGULATION AUTOMATIQUE DE LA TEMPERATURE
DU BAIN D'HELIUM

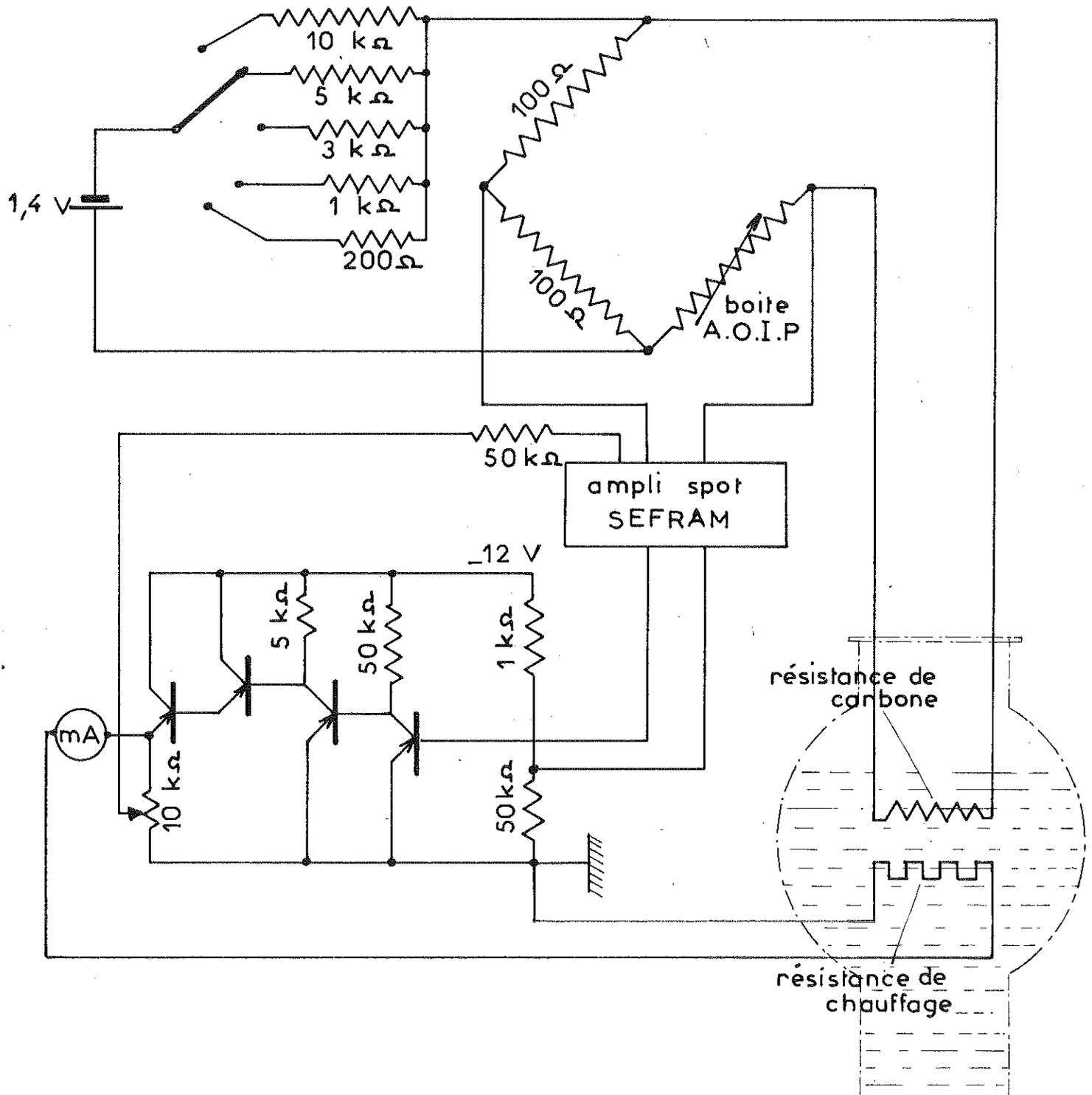
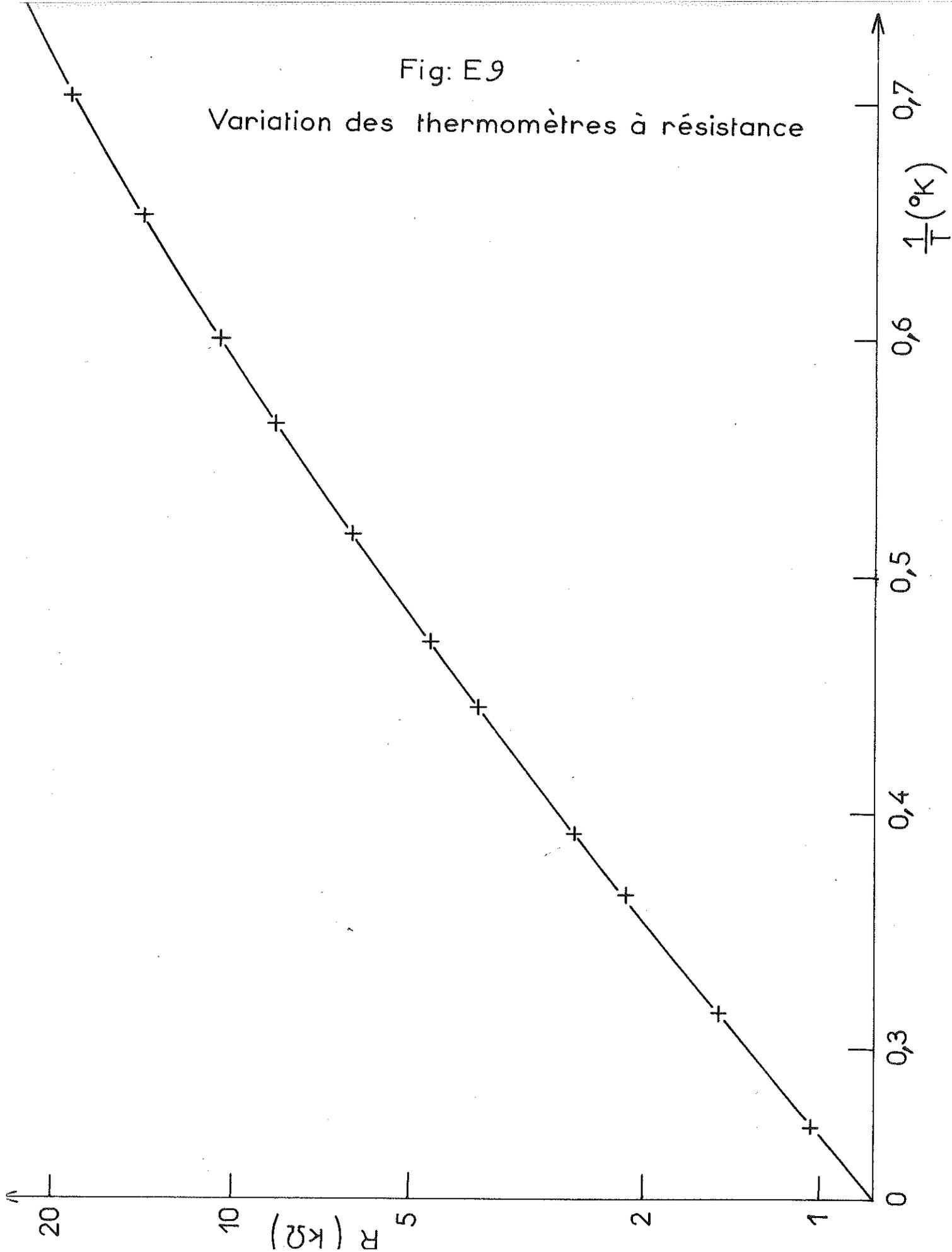


Fig: E9

Variation des thermomètres à résistance



- T A B L E A U -

Erreur de température provenant des erreurs de lecture de la pression

Pmm Hg	760	500	250	100	40	10	5	2	1
T° K	4,211	3,795	3,220	2,633	2,1937	1,739	1,570	1,386	1,269
T-10 ⁻³ K	0,14	0,19	0,30	0,55	1,0	2,7	0,5	0,9	1,5

REMARQUE -

La principale erreur absolue sur la mesure de température est introduite par les erreurs de lecture de la pression ; l'étalonnage des 2 thermomètres se fait en même temps, dans les mêmes conditions et c'est la même lecture de pression qui sert à étalonner les deux thermomètres ; ainsi, c'est la même erreur qui s'introduit dans le même sens ; quelle que soit cette erreur, elle s'élimine en principe dans la détermination de la différence des températures des 2 thermomètres.

La magnéto-résistance des résistances de carbone est de 1% environ : si nous nous contentions d'un seul étalonnage, la courbe d'erreur ne serait plus valable, ce qui entraînerait une erreur sur T de 10⁻²°K, mais la remarque faite plus

./.

haut va nous servir quand il s'agira de comparer les mesures faites avec champ et sans champ ; nous éliminerons les erreurs relatives de lecture entraînées par la mesure de la pression si nous nous plaçons exactement à la même température pour chaque point d'étalonnage avec champ et sans champ ; on pourra vérifier que nous sommes effectivement revenu à la même pression à l'aide d'un manomètre différentiel qui nous permet d'apprécier une variation de 10^{-3} mm de mercure.

3.3. Thermomètre à résistance peinte

Les résistances radio ont une sensibilité qui varie trop vite avec la température, leur loi d'étalonnage étant approximativement de la forme

$$\frac{1}{T} = a + b \text{ Log } R$$

en différentiant on trouve :

$$-\frac{dT}{T^2} = b \frac{dR}{R} \quad R = \exp \left[\frac{\frac{1}{T} - a}{b} \right]$$

$$\sigma = \frac{\Delta R}{\Delta T} = -\frac{R}{bT^2} = \frac{\exp \left[\frac{\frac{1}{T} - a}{b} \right]}{bT^2} = b' T^{-2} e^{\frac{1}{bT}}$$

La sensibilité varie donc très vite avec la température ; il est donc impossible d'utiliser un même thermomètre pour une gamme étendue de températures.

Le thermomètre à résistance peinte a une sensibilité suffisante qui varie beaucoup moins vite avec la température. C'est pourquoi nous avons pensé qu'on pourrait l'utiliser dans un domaine de température plus étendu, par exemple, de 0,1 à 20° K.

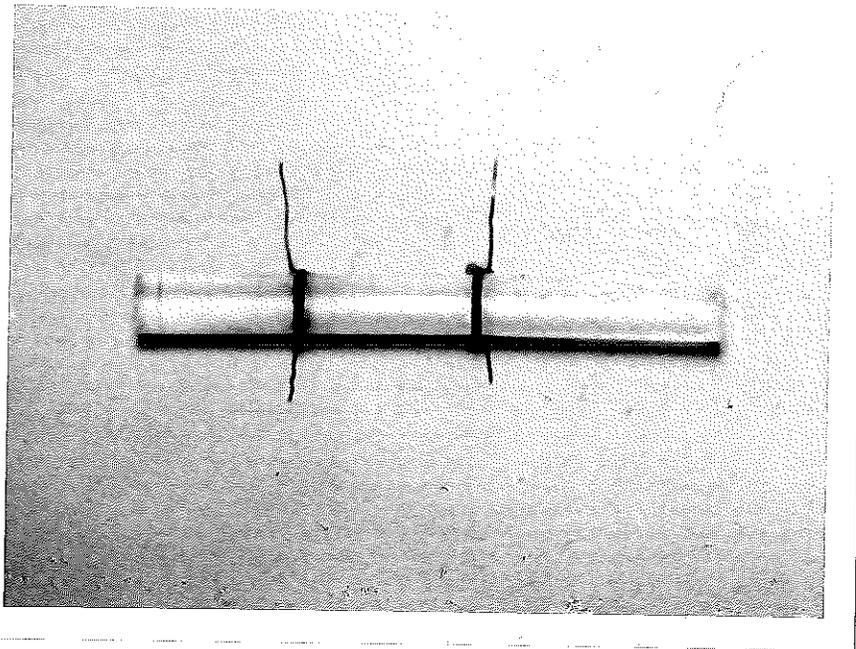
Mais l'intérêt principal de ce thermomètre est sa présentation, sous forme de peinture qui s'applique à n'importe quelle forme d'échantillon et assure avec lui un contact thermique excellent.

Nous avons étudié ce thermomètre en vue d'une utilisation future et nous l'avons essayé en mesurant la conduction thermique d'un échantillon monocristallin de LiF pour lequel la conduction était connue entre 1° K et 4° K ; nous avons ainsi pu comparer nos résultats à ceux de plusieurs autres.

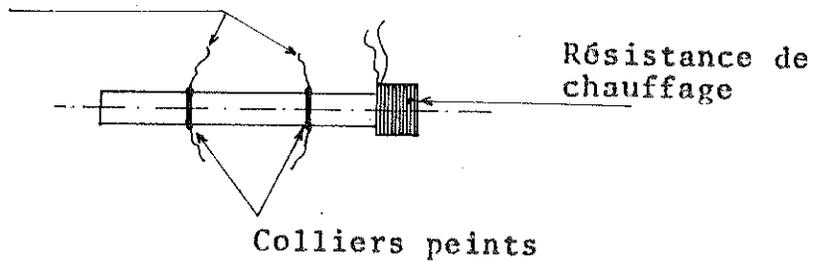
3.3.1. Description du thermomètre

C'est une résistance peinte directement sur l'échantillon (non conducteur). Le contact électrique entre la résistance et le groupe de mesure est assuré par collage à l'argent, d'un fil de cuivre ; un tel collage tient à basse température.

Composition de la peinture : c'est de l'alcooldag ou solution colloïdale, mélangée avec un vernis qui a pour but de le protéger. Ce vernis est ensuite polymérisé. Il y a deux façons de procéder : alcooldag et vernis sont mélangés à proportion égale



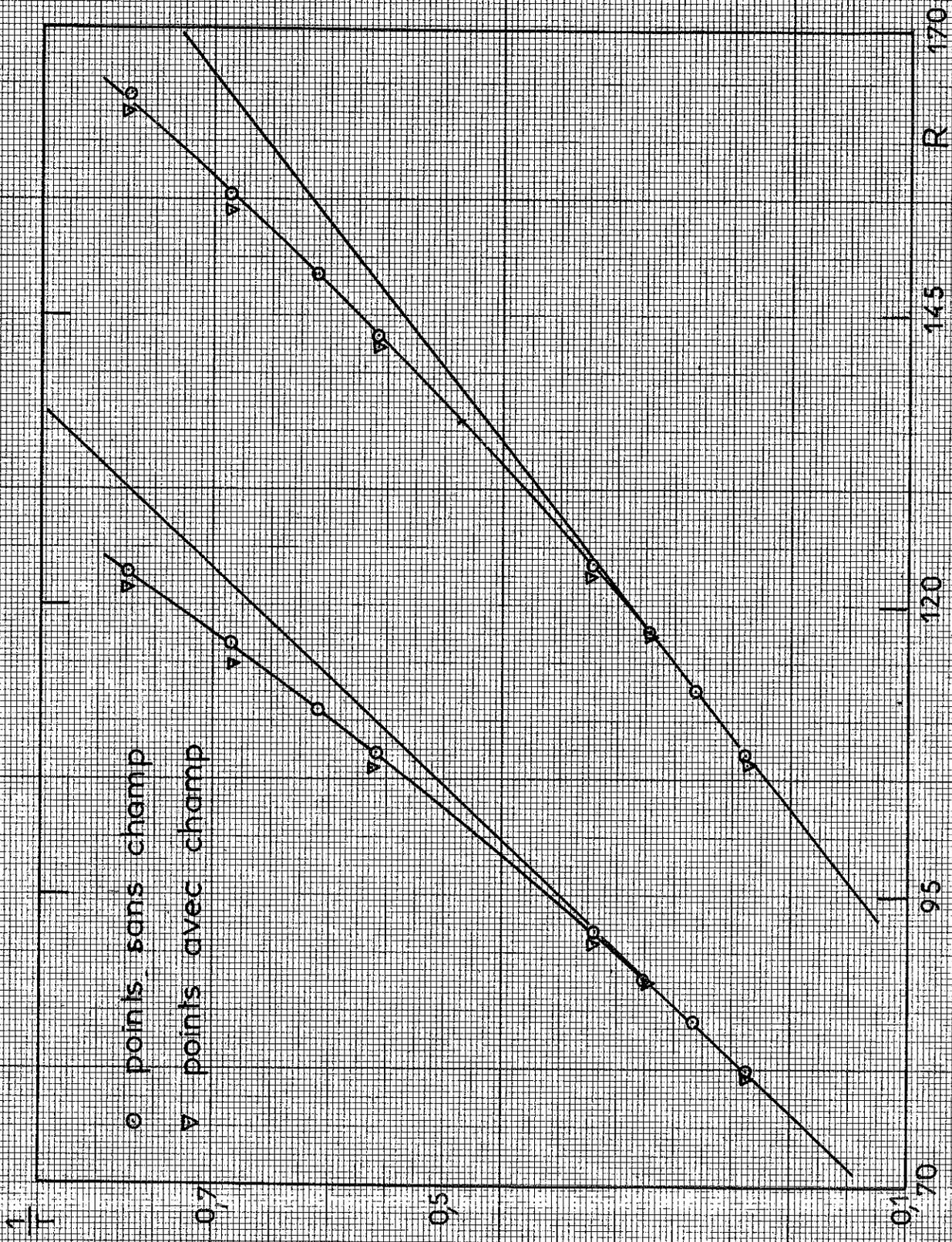
Connexion des fils
de mesure



Echantillon à l'échelle 1

Fig. E.10 : ÉCHANTILLON AVEC THERMOMETRES A RESISTANCES PEINTES

Fig. 11



Étalonnage et magnéto-résistance de 2 thermomètres du type 1. $\frac{1}{T} = f(R)$

avant l'application, ou alors applications successives d'alcooldag puis de vernis : dans les deux cas le vernis est polymérisé au four pendant 5 heures à 150° C.

Vérification des qualités requises -

. Reproductibilité de l'étalonnage : L'étalonnage est reproductible si l'on reste à basse température, mais comme tous les thermomètres à résistance de carbone d'ailleurs, il n'est reproductible que dans la mesure où on ne le réchauffe pas à l'ambiante. Cependant nous avons remarqué qu'un thermomètre ayant servi plusieurs fois, est plus reproductible qu'un thermomètre neuf, et nous l'avons donc vieilli artificiellement en lui faisant subir plusieurs cycles successifs entre l'ambiante et l'azote liquide : la stabilité de l'étalonnage est alors de 99 %. Il semble d'autre part que le mélange préalable d'alcooldag-vernis conduit à une stabilité plus grande.

- la magnéto-résistance est de 1 % pour 20 K oersted.

Sensibilité et dosage alcooldag-vernis :

Ces résultats sont empiriques : les "recettes" énoncées ici ne sont que les résultats d'une longue expérimentation. En première approximation, on peut considérer $R \left(\frac{1}{T} \right)$ linéaire.

$$\frac{1}{T} \simeq A + BR \implies \frac{\Delta R}{\Delta T} = - \frac{1}{BT^2}$$

Nous avons d'autre part remarqué que B diminue lorsqu'on augmente la concentration en carbone d'où le résultat :

./.

— pour augmenter la sensibilité, il faut diminuer B donc augmenter la concentration en carbone.

3.3.2. Calcul d'erreur

Le calcul d'erreur se conçoit de la même façon puisque les causes d'erreur sont les mêmes que pour les thermomètres à résistance Radio.

La figure E11 représente la courbe d'étalonnage $\frac{1}{T} = f(R)$. On remarque aussitôt la forme à peu près linéaire de la courbe. On a donc adopté une loi d'interpolation $\frac{1}{T} = A + BR + C(R)$; $C(R)$ est un terme correctif, qui peut se mettre sous la forme $C(R) = CR^2 + DR^3$.

Parmi les quelques 10 points d'étalonnage que nous possédons, on en choisit 4, régulièrement espacés sur la courbe d'étalonnage $R\left(\frac{1}{T}\right)$, les 6 autres nous permettent de tracer la courbe d'écart $(T - T_c)$, en fonction de $T_c \cdot (T - T_c)$ dans toute la gamme des températures ne dépasse pas quelque 10^{-3}°K . Une telle courbe nous permet alors de ramener l'erreur d'interpolation à une valeur inférieure à celle des incertitudes de mesure : c'est d'ailleurs ce que l'on demande à une loi d'interpolation.

Incertitude de mesure -

Nous savons déjà que l'erreur introduite par la lecture de la pression a été évaluée à 10^{-3}°K .

La mesure de R peut se faire à 0,5 après :

./.

et puisque : $\frac{1}{T} = A + BR + CR^2 + DR^3$

$$-\frac{dT}{T^2} = B + 2CR + 3DR^2$$

pour $T = 4$ $R = 1000 \Omega$ $\delta T = 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$

pour $T = 1$ $R = 15000 \Omega$ $\delta T = 0,8 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}$

$$\delta T_{\text{total}} = \delta T_{\text{interpolation}} + \delta T_{\text{pression}} + \delta T_{\text{résistance}}$$

T	1,4	2	3	4
T interpol.	5×10^{-4}	5×10^{-4}	5×10^{-4}	5×10^{-4}
T pression	$1,5 \times 10^{-3}$	1×10^{-3}	$0,3 \times 10^{-3}$	10^{-4}
T résistance	$0,5 \times 10^{-4}$	$0,2 \times 10^{-3}$	$0,4 \times 10^{-3}$	$0,8 \times 10^{-2}$

CONCLUSION

Cette erreur est semblable à celle des résistances radio dans le domaine de température.

Calcul d'erreur pour la conduction thermique du LiF -

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta Q}{Q} + \frac{2\Delta D}{D} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{2\delta T}{\Delta T}$$

./.

Comme pour Al_2O_3 , les erreurs les plus grandes sont celles commises sur les grandeurs géométriques et sur le gradient de température.

$$\frac{\Delta Q}{Q} \leq 1\%$$

$$\frac{\Delta L}{L} \leq 1\%$$

$$2 \frac{\delta T}{T} \leq 15\%$$

$$\frac{\Delta K}{K} = 17\%$$

Nous avons comparé nos résultats avec ceux de Pohl et Zadworny. L'écart est bien facilement explicable par le calcul d'erreur. fig.

CONCLUSION -

La mesure de la conduction thermique sur le LiF, et la comparaison avec les mesures précédentes nous permettent de conclure à la validité de ce type de thermomètre. Ses qualités ou ses faiblesses sont les mêmes que celles des résistances radio ; l'avantage essentiel de ce type de thermomètre est sa présentation sous forme de peinture, d'autre part sa sensibilité reste valable dans un plus grand domaine de température, en l'occurrence entre 0,1 et 4° K.

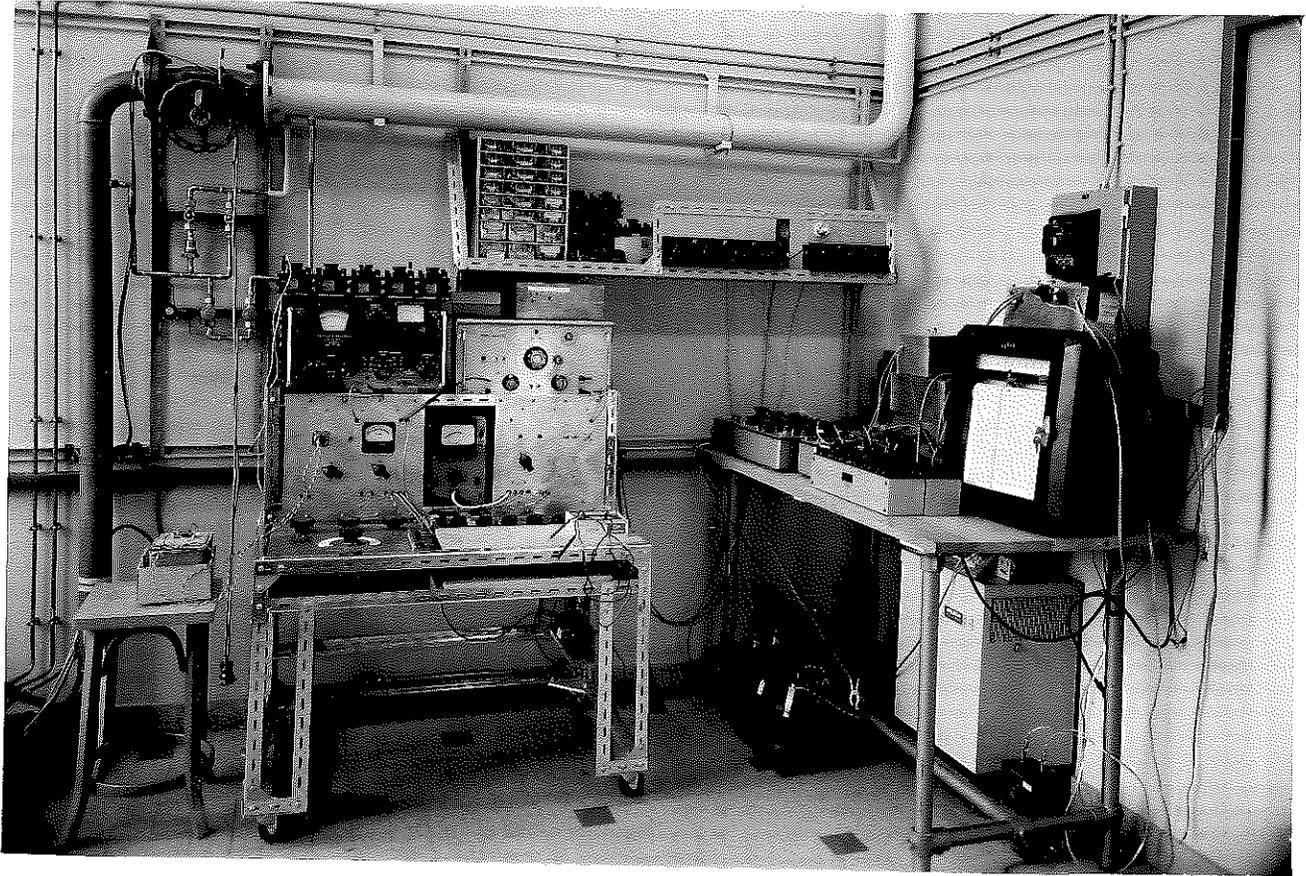


Fig. E.14 : ENSEMBLE ELECTRIQUE DE MESURE
DE LA CONDUCTIBILITE THERMIQUE

4/ FLUX DE CHALEUR

4.1. Mesure du flux de chaleur

Le flux de chaleur est produit par effet Joule dans une résistance de 1300Ω environ en fil de constantan 5/100 mm. La puissance P est déterminée par mesure de courant et de tension par un potentiomètre A.O.I.P. Un certain nombre de corrections sont à examiner, et leurs valeurs seront portées au tableau en fonction de la température.

4.2. Corrections

4.2.1. Chaleur dégagée par effet Joule dans les fils d'amenée de courant -

La chaleur dégagée dans les fils d'amenée de courant entre la résistance chauffante et la masse thermique se répartit par moitié vers les deux extrémités. La résistance de mesure a 4 m de long, les deux brins du même fil, 5 cm chacun. Il y a donc une amenée de chaleur W_2 supplémentaire de 1,3 % du flux à ajouter systématiquement à la puissance mesurée.

./.

4.2.2. Pertes par les fils d'amenée de courant et les fils de mesure de tension -

$$W_3 = \frac{4S}{L} K \Delta T \quad \begin{array}{l} L = 5 \text{ cm} \\ S = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \end{array}$$

$$W_3 = 1,6 \times 10^{-5} K \Delta T \text{ Watts}$$

si K est la conductibilité moyenne du constantan dans l'intervalle ΔT . Pour tous les calculs d'erreurs dues aux pertes, nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable. Les valeurs de K du constantan ont été déterminées par POWELL et BLANPIED (1954).

4.2.3 Pertes par rayonnement -

Les pertes de deux corps en regard sont données par la relation

$$W_4 = \frac{S_1 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \sigma [T_1^4 - T_2^4]}{\varepsilon_2 + \frac{S_1}{S_2} \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2)}$$

S_1 , la surface des colliers et de la partie inférieure de l'échantillon,

S_2 , la surface de l'enceinte du calorimètre rayonnant vers l'échantillon,

./.

S_1 étant petite devant S_2 , W_4 se met alors sous la forme

$$W_4 = S_1 \varepsilon_1 \sigma [T_1^4 - T_2^4] \text{ watts}$$

Les colliers étant ternis, nous pouvons admettre $\varepsilon_1 = 1$. Avec σ (constante de Stefan) = $5,77 \cdot 10^{-12} \text{ w cm}^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}^{-4}$

$$S_1 = 7 \text{ cm}^2$$

$$W_4 = 4 \times 10^{-11} [T_1^4 - T_2^4] \text{ watts}$$

4.2.4. Pertes par conduction dans le gaz résiduel

Dans l'hélium à basse température et dans le cas voisin du nôtre, celui de 2 cylindres coaxiaux, ces pertes sont données par la relation (Dushman, Vacuum Technique, p 54)

$$W_5 = S_1 \lambda_0 p \sqrt{\frac{273,2}{T}} \Delta T$$

où λ_0 est la conductivité de l'hélium à 0°C

$$= 29,35 \times 10 \text{ w.cm}^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ } \mu\text{B}^{-1}$$

La pression P est exprimée en μ Bar. Si nous admettons que nos mesures sont faites à $5 \cdot 10^{-6} \text{ mm de Hg}$, par exemple, soit à $\frac{5}{0,76} \times 10^{-3} \mu\text{B}$, T étant la température

./.

de l'endroit où on mesure P , W_5 s'écrit :

$$W_5 = 1,25 \times 10^{-6} \Delta T \text{ watts}$$

Cette erreur est faible : dans la pratique nous pouvons éliminer totalement cette erreur ; pour cela, on a commencé à pomper sur le calorimètre, alors que celui-ci n'a jamais contenu que de l'air. D'autre part, lorsque, à basse température la pression est amenée à 5×10^{-6} mm Hg, on ferme la calorimètre sur lui-même, le cryopompage ramène la pression inférieure à 10^{-7} mm Hg à l'intérieur du calorimètre.

./.

5/ ERREUR SUR LA DETERMINATION DE K

5.1. Erreur relative sur la détermination de K entre 2 échantillons

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta Q}{Q} + \frac{2\Delta D}{D} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T}$$

$$\delta(\Delta T) = 2\delta T_{\text{interpolation}} + 2\delta T_{\text{résistance}} + 2\delta T_{\text{pression}}$$

$$\delta(\Delta T) \leq 4 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\frac{\Delta L}{L} = 1\%$$

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 1,3\%$$

5.1.1. Erreur relative pour Al_2O_3 dopé

$$\frac{\Delta K}{K} \text{ varie de } 32\% \text{ à } 9\% \text{ entre } 1,2 \text{ et } 4,2^\circ\text{K.}$$

5.1.2. Erreur relative pour Cr_2O_3

$$\frac{\Delta K}{K} \text{ varie de } 12\% \text{ à } 7\%.$$

5.2. Erreur relative sur la variation ΔK de conductibilité thermique en présence d'un champ magnétique constant

$$\Delta K = K_H - K_0 = \delta(\Delta K) = \delta K - \delta K_0$$

$$\delta(\Delta K) = K_H \frac{\delta K_H}{K_H} - K_0 \frac{\delta K_0}{K_0} = K_H \left[\frac{\Delta Q}{Q} + \frac{2\Delta D}{D} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{2\delta T_{\text{int.}}}{\Delta T} + \frac{2\delta T_{\text{rés.}}}{\Delta T} + \frac{2\delta T_{\text{pres.}}}{\Delta T} \right] - K_0 \left[\frac{\Delta Q}{Q} + \frac{2\Delta D}{D} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{2\delta T_{\text{int.}}}{\Delta T} + \frac{2\delta T_{\text{rés.}}}{\Delta T} + \frac{2\delta T_{\text{pres.}}}{\Delta T} \right]$$

Les erreurs géométriques s'éliminent et, de plus, puisque nous nous sommes placés dans les mêmes conditions de températures

$$\left[\frac{\Delta Q}{Q} \right]_H = \left[\frac{\Delta Q}{Q} \right]_0 \quad \left[\frac{\delta T_{rés.}}{\Delta T} \right]_H = \left[\frac{\delta T}{\Delta T} \right]_0 \quad \left[\frac{\delta T_{pres}}{\Delta T} \right]_H = \left[\frac{\delta T_{pr}}{\Delta T} \right]_0$$

il nous reste donc

$$\delta(\Delta K) = K_H \left[\frac{2\delta T_{int.}}{\Delta T} \right]_H - K_0 \left[\frac{2\delta T_{int.}}{\Delta T} \right]_0$$

En majorant

$$\delta(\Delta K) = \left[\frac{2\delta T_{int.}}{\Delta T} \right] [K_H + K_0]$$

5.2.1. Pour Al₂O₃ dopé

Au voisinage du maximum pour ΔK

$$\frac{\delta(\Delta K)}{\Delta K} = 60\%$$

5.2.2. Pour Cr₂O₃ :

Au voisinage du maximum

$$\frac{\delta(\Delta K)}{\Delta K} = 30\%$$

1. GENERALITE SUR LE PHENOMENE DE TRANSPORT DE LA CHALEUR

1.1. FORMULE GENERALE

Le phénomène de transport de la chaleur est régi par l'équation de Boltzman. On peut trouver une solution de cette équation intégrale, par exemple, en introduisant le concept de temps de relaxation $\tau(k, i)$, pour lequel k est le nombre d'ondes et i désigne la polarisation ou la branche du spectre de la particule.

Par définition, le temps de relaxation désigne le temps que mettent les quasi-particules pour retrouver leur équilibre thermique après une perturbation ; il caractérisera donc le processus de diffusion.

La conductibilité thermique peut alors se mettre sous la forme :

$$\kappa = \frac{1}{3} \sum_i \int_0^\infty \frac{\partial U_i(k, T)}{\partial T} v^2(k, i) \cdot \tau(k, i) d^3k$$

L'intégration se fait pour chaque branche du spectre, et la sommation \sum_i tient compte des diverses branches.

Pour déterminer cette intégrale, il faut connaître $U(k, i)$ le spectre d'énergie de la particule.

On peut alors déterminer la vitesse de groupe

$$v(k,i) = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_i$$

Dans notre étude, les particules sont des bosons ; à l'équilibre thermique leur énergie sera donc :

$$\frac{\hbar \omega}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1}$$

Il nous reste enfin à déterminer $\tau(k,i)$. Si les différentes interactions affectant les particules sont indépendantes, on peut alors écrire : $\tau^{-1} = \sum \tau_j^{-1}$

Une étude exploratoire s'impose : d'abord identifier les différents processus de diffusion qui vont intéresser la particule dans chaque cas particuliers.

L'expression s'explicitite alors ainsi :

$$(2) \quad K = \frac{1}{3} \sum_i \int_0^\infty \frac{k_B \left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right)}{\left(\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1\right)^2} \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}\right)_i^2 \tau(k,i) d^3 k$$

1.2. CONDUCTION DE LA CHALEUR PAR LES PHONONS A BASSES TEMPERATURES

Si a désigne la maille du réseau cristallin ; à basses températures et plus précisément dans le cas de l'approximation acoustique, c'est-à-dire si $ka \ll 1$, seuls les phonons des 3 branches acoustiques interviennent, elles sont linéaires en fonction de k ;

$$v_i \hbar k = \hbar \omega_i \quad \text{et} \quad v_i = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_i = C \frac{1}{v}$$

les 3 branches acoustiques correspondent à trois polarisations, dont deux transversales et une longitudinale.

Dans le cas d'un modèle isotrope, la densité d'état par unité de volume dans l'espace des k est $dn = \frac{4\pi}{8\pi^3} k^2 dk$

Dans ces conditions, la formule (2) s'écrit :

$$K = \frac{1}{3} \frac{1}{2\pi^2} \sum_i \int_0^{\omega_{mi}} \frac{\tau(\omega, i)}{v_i} \frac{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) k_B \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)^2}{\left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1\right]^2} \omega^2 d\omega$$

si l'on pose $x = \frac{\hbar\omega}{k_B T}$

$$K = \frac{1}{3} \frac{1}{2\pi^2} \frac{k_B^4}{\hbar^3} T^3 \sum_i \int_0^{\frac{\hbar\omega_{mi}}{k_B T}} \frac{\tau(x, i)}{v_i} x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx$$

que l'on peut écrire explicitant les polarisations

$$K = \sum_i k_i = 2k_T + k_L$$

Dans le domaine des très basses températures, la sommation de l'intégrale s'étend jusqu'à l'infini ; et si l'on pose

$$\bar{v}^{-1} = \frac{1}{3} [2v_T^{-1} + v_L^{-1}]$$

on obtient :

$$K = \frac{k_B}{2\pi^2 \bar{v}} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^3 \int_0^{\infty} \tau(x) x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx$$

1.2.1. Détermination du temps de relaxation

Nous savons, après Klemens (1951) que les processus de diffusion qui demeurent prépondérants à très basses températures, sont les interactions des phonons sur les frontières du cristal et sur les défauts ponctuels.

1.2.1.1. Diffusion des phonons sur les frontières du cristal

Le temps de relaxation a été déterminé par Casimir (1938), tout se passe comme si le libre parcours moyen des phonons n'était limité que par les dimensions du cristal (ici dimensions de l'échantillon).

$$\tau_F^{-1} = \frac{\overline{v_{ph}}}{D}$$

dans lequel $\overline{v_{ph}}$ est la vitesse moyenne des phonons et D est de l'ordre de grandeur du diamètre de l'échantillon.

En fait D n'est égal au diamètre de l'échantillon que dans le cas d'un échantillon cylindrique parfaitement poli et de grande longueur par rapport au diamètre (si la réflexion des phonons était purement spéculaire, la conduction pourrait être infinie même pour un cylindre de diamètre fini).

Il faut donc absolument après Berman (1952), tenir compte de la rugosité et de la valeur du rapport $\frac{D}{L}$

$$\tau_F^{-1} = \frac{\overline{v_{ph}}}{D F}$$

D est le diamètre de l'échantillon

F est la correction de Berman.

Dans la pratique, la valeur de F est ajustée pour permettre de faire concorder la valeur calculée avec les mesures faites aux plus basses températures.

1.2.1.2. Diffusions sur les défauts ponctuels

Le temps de relaxation a été calculé par Klemens (1951).

$$\tau_i^{-1} = A \omega^4 \quad A = \frac{V}{4\pi\bar{v}^3} \sum_i f_i \left(\frac{\Delta M_i}{M} \right)^2$$

V_0 est le volume de la cellule élémentaire

f_i est la concentration en impureté i

ΔM_i la différence de masse entre l'impureté et la matrice

M la masse moléculaire de la matrice

\bar{v} la vitesse moyenne des ondes sonores.

Ce calcul ne considère que le défaut ponctuel de masse ; en particulier, il ne tient pas compte des autres types de défaut tels que le changement de constante élastique et de tension interne, pas plus d'ailleurs que de sa nature magnétique.

Conduction thermique des phonons à basses températures

Puisque les deux seuls processus de diffusion prépondérants sont indépendants, on peut écrire :

$$\tau^{-1} = \tau_F^{-1} + \tau_i^{-1}$$

$$K_{ph} = \frac{k_B^4}{2\pi^2 \bar{v} \hbar^3} T^3 \int_0^\infty \frac{x^4 e^x (e^x - 1)^2}{\frac{\bar{v}}{DF} + A \left(\frac{k_B}{\hbar} \right)^4 x^4 T^4} dx$$

nous appliquerons cette formule dans notre cas particulier.

2. CONDUCTION THERMIQUE DE L'ALUMINE DOPEE AU VANADIUM

2.1. DESCRIPTION DE L'ECHANTILLON

Il s'agit d'un échantillon monocristallin de 8 mm de diamètre et 40 mm de long ; il a été fabriqué par Rubis Synthétiques des Alpes de JARRIE (Isère) par la méthode Verneuil sous atmosphère oxydante à partir d'un mélange de Al_2O_3 et V_2O_3 dans la proportion de 0,25 % en poids.

L'échantillon n'est pas poli, mais il est recuit pour éviter les tensions internes.

L'axe optique fait avec l'axe du cylindre un angle de $60^\circ \pm 1$.

2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons mesuré successivement la conductibilité thermique de (Al_2O_3) dopé, en champ nul avec un champ de 14500 oe la direction du champ magnétique faisant un axe $0^\circ \pm 5^\circ$ avec l'axe optique.

Nous avons représenté fig (1) $K(T)$ avec $H = 0$ et $H = 14500$ oe.

Nous avons représenté $K(T^3)$ pour $H = 0$. (fig.2).

L'erreur sur les mesures absolues varie de 9 à 32 % entre 1,2 et 4,2°K. L'erreur sur la détermination de K est de 60 % au voisinage du maximum.

./.

2.3 INTERPRETATION ET RESULTAT

Détermination du libre parcours moyen des phonons à très basses températures -

Pour $T < 2,5^\circ\text{K}$, l'influence des impuretés sur K_{ph} n'est pas sensible. Le temps de relaxation est alors indépendant de x .

$$\tau^{-1} = \frac{\bar{v}}{DF}$$

$$K_{ph} = \frac{k_B^4 (DF) T^3}{2\pi^2 v^2 \hbar^3} \int_0^\infty x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx = \frac{4,134 \times 10^{10}}{(2,6)^2 \cdot 10^{10}} (DF) T^3$$

$K(T^3)$ est alors une droite que l'on peut comparer à la courbe expérimentale $K(T^3)$ fig. (3). La pente à l'origine $tg \alpha$ est égale à $\frac{4,134}{(2,6)^2} (DF)$ ce qui nous permet de déterminer le libre parcours moyen $\lambda = (DF)$ limité par les frontières du cristal.

$$DF = \lambda = 0,64 \text{ cm}$$

$$F = \frac{6,4}{8} = 0,8$$

Ce qui correspond d'après les courbes de correction de Berman pour $\frac{D}{L} = 0,2$ à un coefficient $f = 1$; $f = 1$ d'après les notations $\frac{L}{L}$ de Berman correspond à l'état de surface d'un cristal non poli.

C'est bien le cas de notre échantillon.

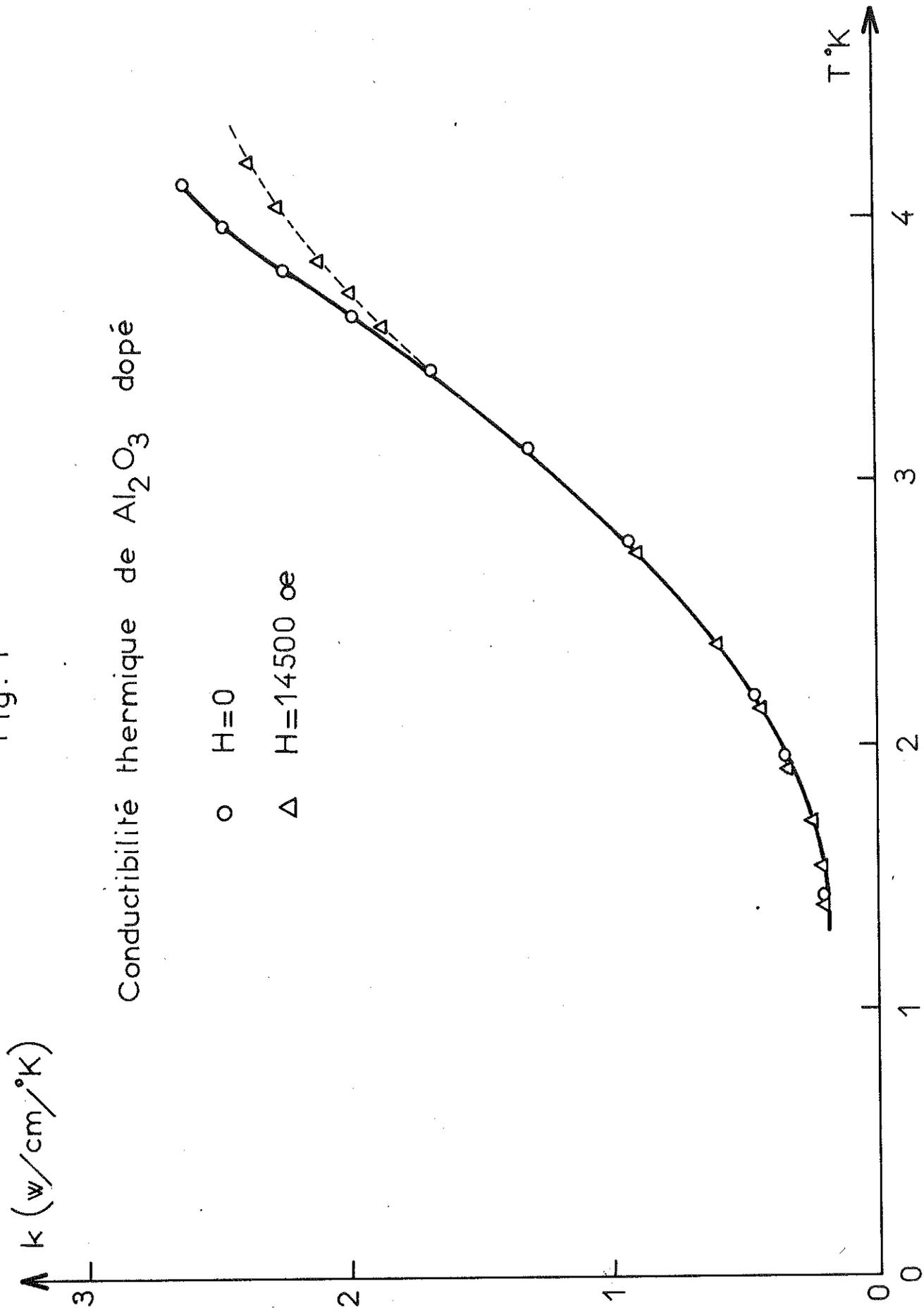
Détermination de la section efficace des impuretés

- Détermination expérimentale de Λ -

Connaissant $(D, F) = 0,64 \text{ cm}$, on donne à calculer à la machine pour différentes valeurs probables de Λ :

$$K_{ph} = \frac{4,134 \cdot 10^{10}}{(2,6)^2 \cdot 10^5} \int_0^\infty \frac{x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx}{\frac{2,6 \times 10^5}{0,64} + A \left(\frac{k_B}{\hbar}\right)^4 x^4 T^4} = K(T) \quad ./.$$

Fig: 1



$\wedge k \text{ W/cm/}^\circ\text{K}$

Fig:2

CONDUCTIBILITE THERMIQUE DE Al_2O_3 DOPE

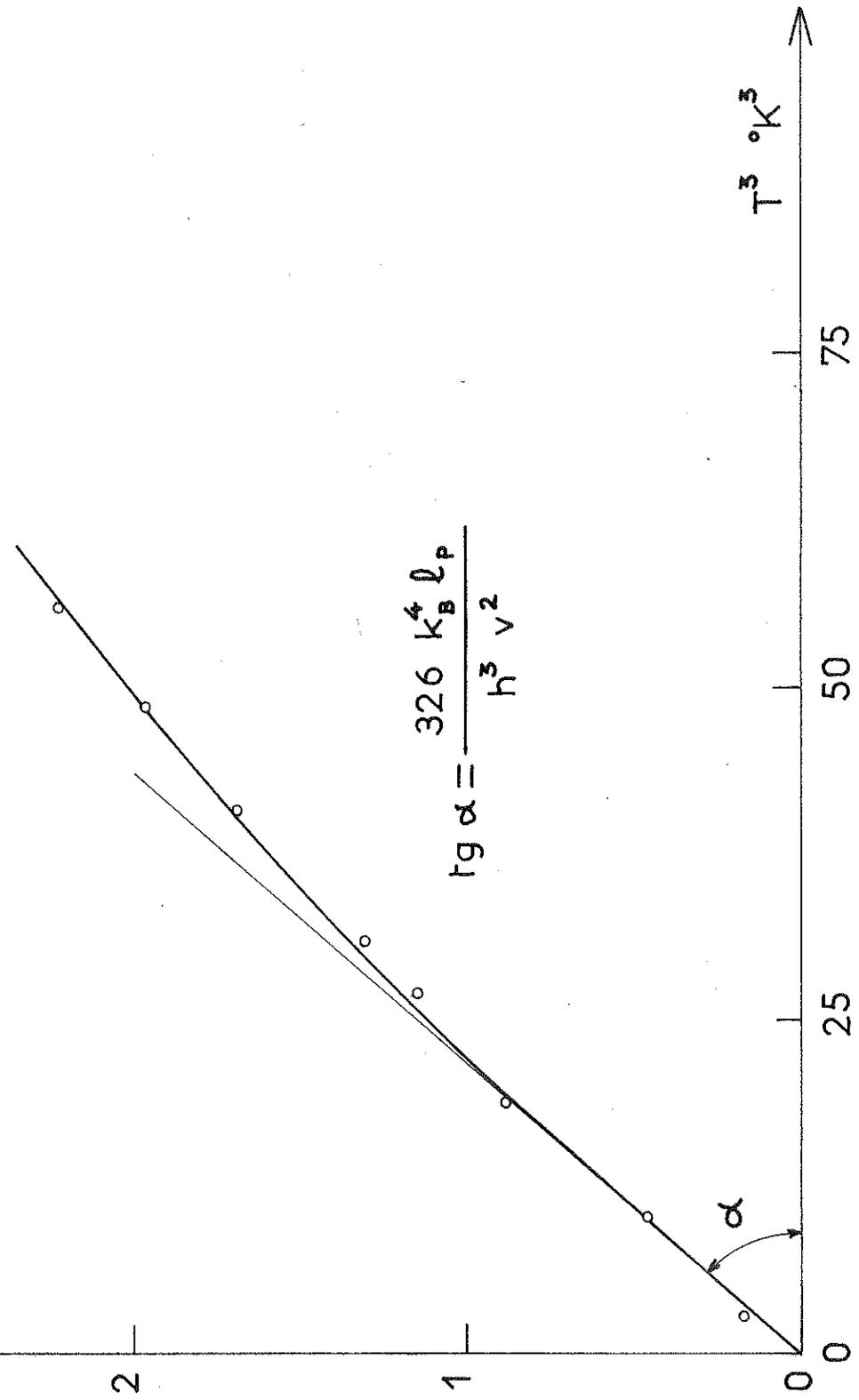
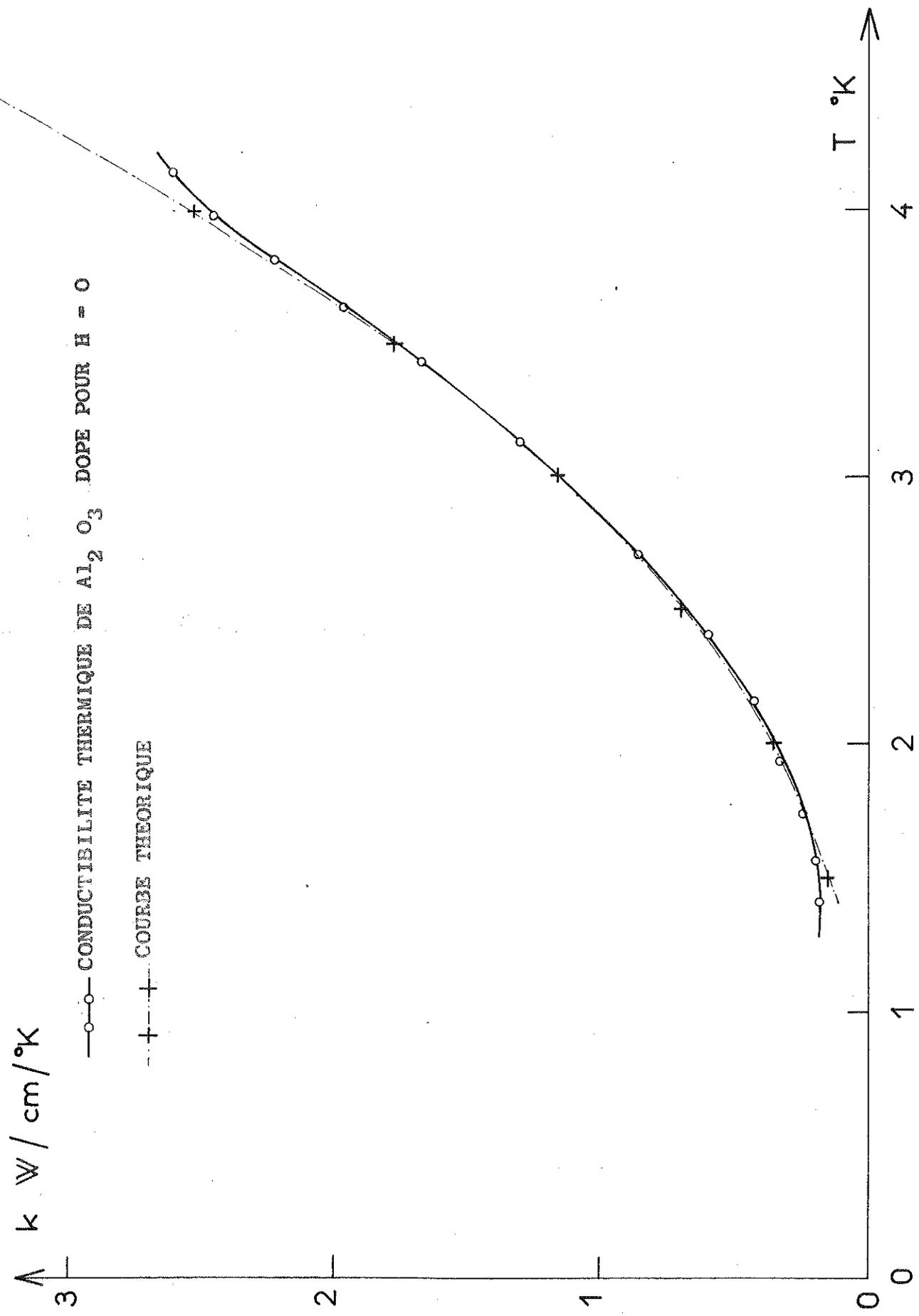


Fig: 3



Conductibilité thermique

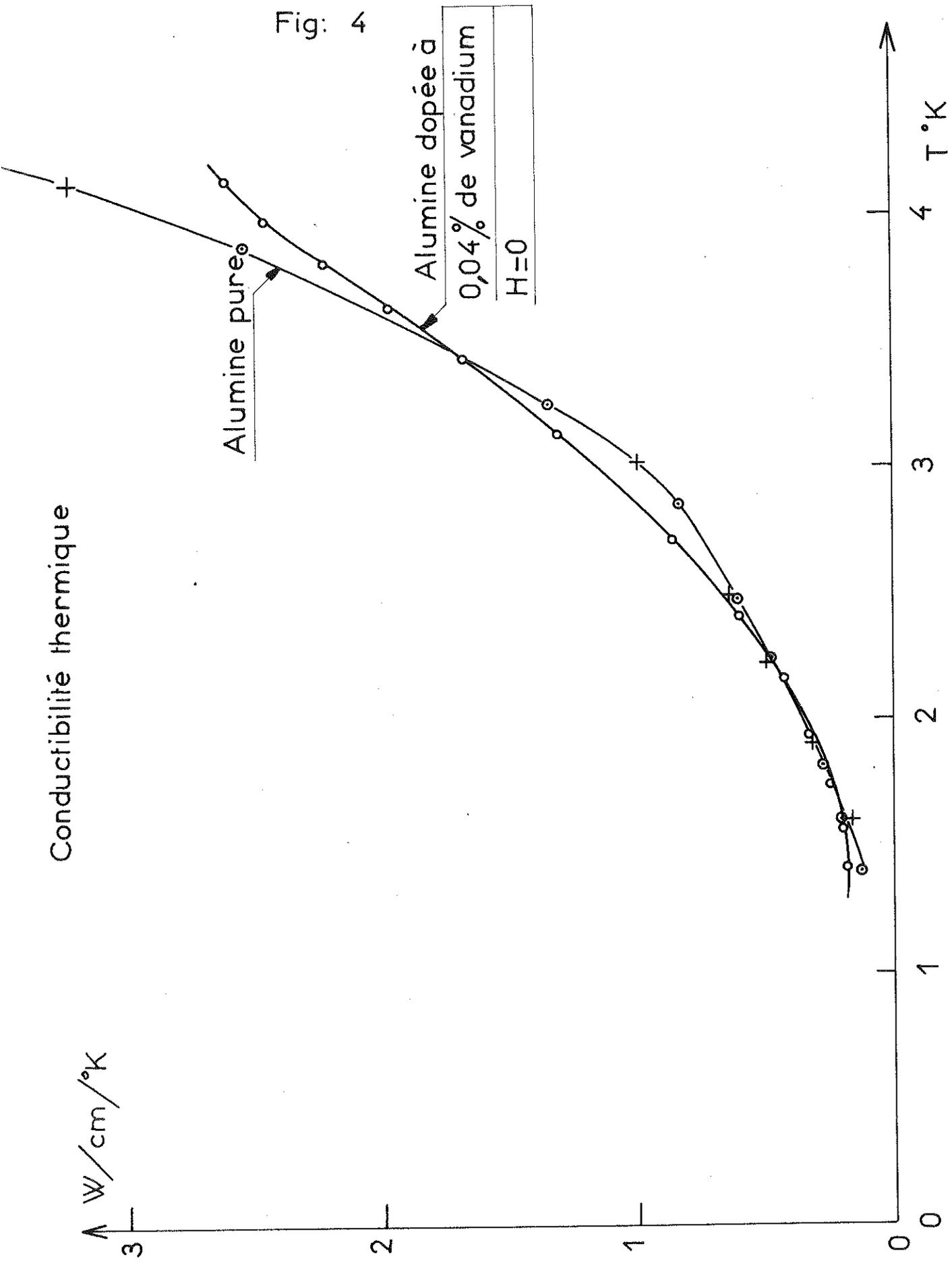
λ W/cm/°K

Fig: 4

Alumine pure

Alumine dopée à
0,04% de vanadium
H=0

T °K



Résultat

La courbe expérimentale et la courbe calculée (voir fig.3) coïncident pour :

$$A = 3.10^{-45} \text{ (s)}^3$$

- Calcul du A de Klémens

$$A = \frac{v_0}{4\pi v^2} C \left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2$$

L'analyse par activation a révélé une concentration

$$C = 4,3 \times 10^{-4} \quad v_0 = 47.10^{-24} \text{ cm}^3$$

On trouve alors $A = 7.10^{-46} \text{ (s)}^3$.

2.3. DISCUSSION

Il semble donc que les processus de diffusion usuel ne suffisent pas à expliquer la limitation du libre parcours moyen des phonons,

Nous constatons fig. 1 que l'effet de H sur 4°K était de diminuer K de l'ordre de 12 %, et fig. 4 que la diminution entre le K en champ nul de notre échantillon et celui de l'alumine pure est à 4°K de 0,4 W/cm K. Il semble donc qu'il faille aussi tenir compte de l'interaction spins-phonons ; si l'on suppose que cette interaction est proportionnelle à la concentration en impuretés magnétiques et que l'influence des impuretés est négligeable, on peut comparer nos résultats à ceux obtenus sur un échantillon contenant 0,24 % de vanadium par Zadworny (1962).

Pour cet échantillon, l'interaction spins-phonons en champ nul donnait à 4°K une diminution de K de l'ordre de 2,4 W/cm°K. A la même température et en présence d'un champ magnétique de 17 500 oe, la diminution de K était de l'ordre de 50 %. Le rapport des concentrations devrait donner, pour notre échantillon, les valeurs suivantes :

$$- \text{interaction spins-phonons en champ nul } \frac{2,4}{5,6} = 0,4 \text{ W/cm}^\circ\text{K}$$

$$- \text{effet d'un champ magnétique sur K : } \frac{50 \%}{5,6} = 9 \%$$

L'accord avec nos résultats expérimentaux semble satisfaisant. Il semble donc que l'interaction spins-phonons prédomine sur le processus de limitation du libre parcours moyen des phonons provenant des imperfections ponctuelles de masse. On remarque que les effets sont proportionnels à la concentration ; ce qui semble confirmer le calcul de Zadworny (1965).

./.

3. CONDUCTIBILITE THERMIQUE DE Cr₂O₃

3.1. CALCUL

3.1.1. Formule Générale

Dans le cas d'un solide diélectrique magnétique, la chaleur est transportée par les phonons et les magnons. La conductibilité thermique peut alors se mettre sous la forme

$$K = K_m + K_{ph}$$

K_m et K_{ph} s'expriment par la formule (2).

3.1.2. Conductibilité thermique des phonons dans Cr₂O₃

Calcul du temps de relaxation

Interaction sur les impuretés

L'analyse spectrographique de cet échantillon a révélé l'existence de traces d'impuretés ; leur concentration n'excède pas 10 ppm.

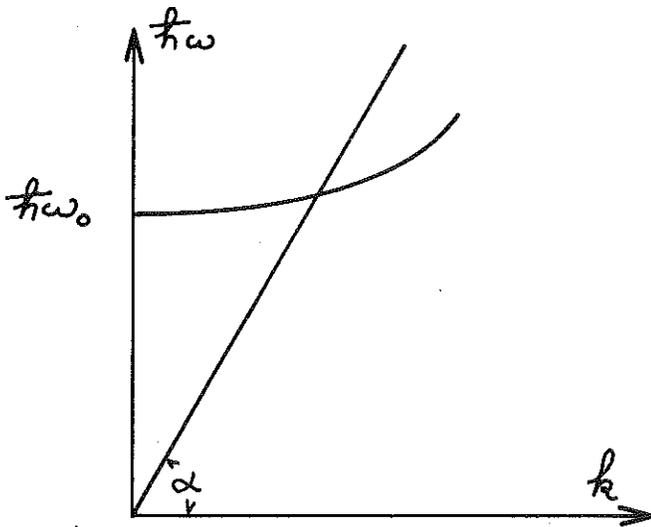
Dans ces conditions on peut négliger l'interaction des phonons sur les impuretés.

Interaction de couplage phonons-magnons

On sait que si les branches "acoustiques" des spectres de dispersion des phonons et des magnons se coupent, on peut s'attendre à une interaction phonons-magnons, nous verrons que les conditions d'interaction dépendent de la nature du corps antiferromagnétique et de la grandeur du champ magnétique appliqué.

Récemment Winter et Pincus (1961) ont déterminé l'existence pour une bande de fréquence d'un couplage entre phonons-magnons pour certaines substances antiferromagnétiques ; un tel couplage modifie la nature même des phonons et des magnons

COUPLAGE PHONON-MAGNON



Point de croisement en champ nul.

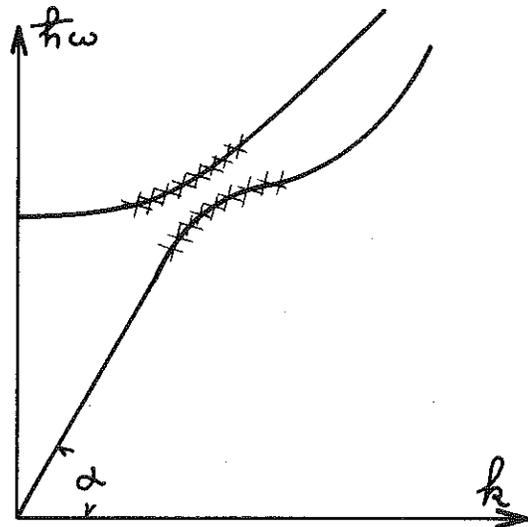
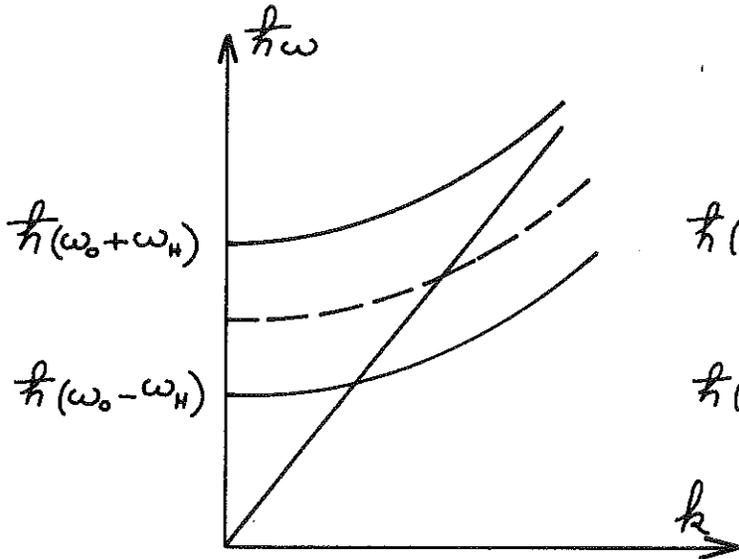
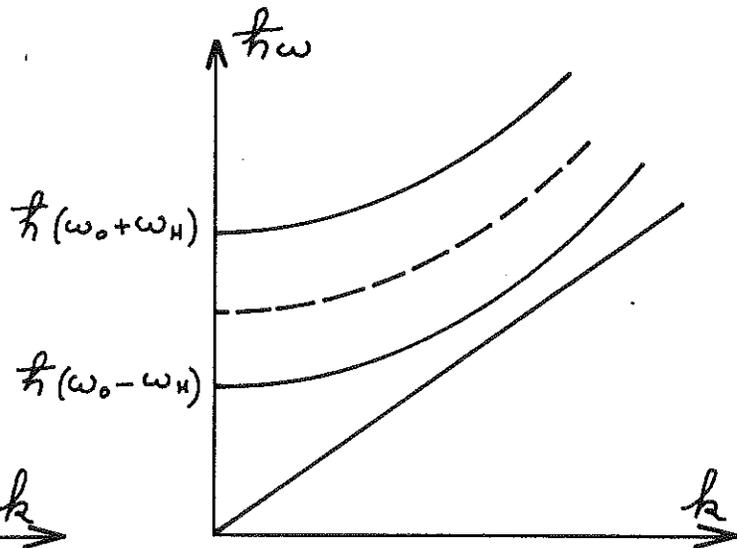


Schéma de la perturbation des relations de dispersions dues au couplage ; les croix définissent la région des modes couplés.



Point de croisement en présence d'un champ magnétique.



Cas du C_2O_3 - Aucun croisement.

intéressés qui deviennent à la fois un peu magnon et un peu phonon. Leur calcul n'a pas été publié, mais nous savons que l'effet du couplage sera maximal entre quasiparticules ayant la même énergie pour une même longueur d'onde. C'est-à-dire au voisinage du croisement des spectres de dispersion.

Nous allons vérifier que l'intersection dans notre cas n'a pas lieu. Nous avons vu que pour les phonons la loi de dispersion s'écrivait :

$$\omega_{ph} = v_{ph} k$$

Nous verrons que pour les antiferromagnons du même type que Cr_2O_3 , la loi de dispersion, tenant compte de l'effet Zeeman peut s'écrire :

$$\omega_m^\pm = [\omega_0 \pm \omega_H] + \frac{1}{12} \frac{\omega_0 \omega_E}{\omega_A} a^2 k^2$$

Au point de croisement nous aurions :

$$v_{ph} k = [\omega_0 \pm \omega_H] + \frac{1}{12} \frac{\omega_0 \omega_E}{\omega_A} a^2 k^2 \quad (4)$$

D'après les mesures de résonance antiferromagnétique de Foner (1959) sur Cr_2O_3 nous savons que :

$$\omega_0 = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$$

$$\omega_E = 4,2 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$$

$$\omega_A = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$$

D'après les mesures de Strandberg de la vitesse des phonons dans Al_2O_3 , nous avons déduit, en tenant compte de la différence des masses moléculaires, la vitesse des phonons dans Cr_2O_3 qui possède la même structure cristalline que Al_2O_3

$$v_{ph} = 7.10^5 \text{ cm/s} \quad \text{Strandberg 1960.}$$

La valeur de la maille magnétique a été mesurée par Lida (1956) et vaut $a = 3,2.10^{-8}$ cm.

Nous pouvons alors constater que l'équation (4) n'admet pas de solutions dans notre cas particulier, c'est-à-dire, lorsque d'une part, $\omega_H = 0$ et d'autre part $\omega_H = 2,9.10^{11}$ hertz.

Conclusion -

Le fait qu'il n'y a pas d'interaction incite à penser que le couplage est probablement moins important.

Temps de relaxation des phonons sur les frontières du cristal -

Nous avons vu plus haut, que le terme de relaxation des phonons sur les frontières du cristal était, avec les mêmes notations :

$$\tau_F^{-1} = \frac{v_{ph}}{DF}$$

Notre échantillon n'est pas monocristallin ; nous avons aperçu 3 monocristaux différents sur chaque face extrême de l'échantillon.

Il est rugueux ; sa longueur est de 21 mm, tandis que son diamètre est de 6,5 mm.

Nous ne pouvons dans ces conditions qu'apprécier l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des phonons. Prenons alors $D = 1 \text{ mm}$ $F = 0,5$
 $\lambda = DF = 0,5 \text{ mm}.$

Le libre parcours moyen ~

Le libre parcours moyens des phonons aussi bien que celui des magnons en l'absence d'impuretés et d'interactions phonons-magnons est indépendant de k à basses températures.

3.1.3. Conductibilité thermique des magnons dans Cr_2O_3

Propriétés magnétiques de Cr_2O_3

Cr_2O_3 est antiferronagnétique à partir de la température $T_N = 310^\circ\text{K}$ déterminé par Mac Guire et Scott (1956).

Sa structure cristallographique, nous l'avons dit, est la même que celle de Al_2O_3 . Sa symétrie est cubique avec une distorsion trigonale ; les caractéristiques de sa maille :

$$a = b = 5,35 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad \alpha = 55^\circ$$

./.

Les spins anti-parallèles sont situés sur l'axe trigonal à une distance de $3,2 \cdot 10^{-8}$ cm et forment une maille magnétique hexagonale de même type que celle de $(\text{Fe}_2\text{O}_3\alpha)$ - Bertaut (1961) .

Expression de K_m

Pour déterminer K_m , nous allons là encore appliquer la formule (2).

1. Libre parcours moyen des magnons

Nous avons vu précédemment pourquoi l'effet des interactions des magnons avec les phonons d'une part, avec les impuretés d'autre part, nous semblait négligeable. En outre, dans un domaine de températures aussi éloignées de la température de Néel, il nous a semblé raisonnable de négliger l'interaction magnon-magnon. Dans ces conditions, le libre parcours moyen est là encore indépendant de K .

2. Dénombrement des antiferromagnons

Le dénombrement se fait de la même manière que pour les phonons ; la zone de Brillouin fait alors apparaître les paramètres du réseau magnétique. La densité d'état, par unité de volume pour un modèle isotrope dans l'espace des k , s'écrit :

$$dn = \frac{4\pi K^2 dk}{8\pi^3}$$

3. Spectre des antiferromagnons

La loi de dispersion généralement utilisée pour les antiferromagnons est linéaire en fonction de K comme pour les

phonons. Mais ceci n'est vrai qu'à des fréquences suffisamment basses pour que l'approximation acoustique reste valable et suffisamment haute pour que l'énergie d'excitation thermique des magnons soit grande par rapport à celle du mode uniforme $k=0$.

Or, pour Cr_2O_3 , Foner a mesuré par résonance antiferromagnétique une énergie du mode uniforme égale à :

$$U(0) = \hbar \gamma [2 H_E H_A]^{\frac{1}{2}} = K_B T_{AE} \quad \text{d'après Foner}$$

1963. Cette énergie correspond à $8,35^\circ\text{K}$; une telle énergie n'est donc jamais négligeable à des températures comprises entre 1 et $4,2^\circ\text{K}$.

En utilisant un modèle simple de Heisenberg, la loi de dispersion des magnons s'écrit :

$$\omega_{\pm}(k) = \left[(\omega_E + \omega_A)^2 + \omega_E^2 \gamma_k^2 \right]^{\frac{1}{2}} \pm \omega_H$$

$\hbar \omega_E$ est l'énergie d'échange,

$\hbar \omega_A$ est l'énergie d'anisotropie,

$\hbar \omega_H$ est l'énergie Zeeman.

$$\gamma_k = \frac{1}{Z} \sum_{\delta} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{\delta}}$$

Le calcul donne

$$\gamma_k = 1 - \frac{(ka)^2}{Z}$$

a étant la maille du réseau magnétique,

Z le nombre des proches voisins, pour Cr_2O_3 , nous prendrons

$$Z = 6$$

- Pour les grandes longueurs d'ondes $(ka)^2 \ll 1$, si bien que

$$\gamma_k^2 = 1 - \frac{k^2 a^2}{3}$$

et $(\omega_E + \omega_A)^2 - \omega_E^2 \gamma_k^2 = 2\omega_A \omega_E + \omega_E^2 + \omega_A^2 - \omega_E^2 \left(1 - \frac{k^2 a^2}{3}\right)$

si nous négligeons ω_A devant ω_E

$$(\omega_E + \omega_A)^2 - \omega_E^2 \gamma_k^2 = 2\omega_A \omega_E \left[1 + \frac{\omega_E}{2\omega_A} \frac{k^2 a^2}{3} \right]$$

et puisque $\frac{\omega_E}{2\omega_A} \frac{k^2 a^2}{3} \ll 1$ pour les grandes longueurs d'ondes

$$\left[(\omega_A + \omega_E)^2 - \omega_E^2 \gamma_k^2 \right]^{\frac{1}{2}} = (2\omega_E \omega_A)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1}{12} \frac{\omega_E}{\omega_A} k^2 a^2 \right]$$

On appellera ω_0 , la pulsation pour le mode uniforme $k=0$, elle est égale par définition à $(2\omega_E \omega_A)^{\frac{1}{2}}$

la loi $\omega(k)$ s'écrit alors

$$\omega_m^\pm(k) = (\omega_0 \pm \omega_H) + \frac{\omega_0 \omega_E}{12 \omega_A} k^2 a^2$$

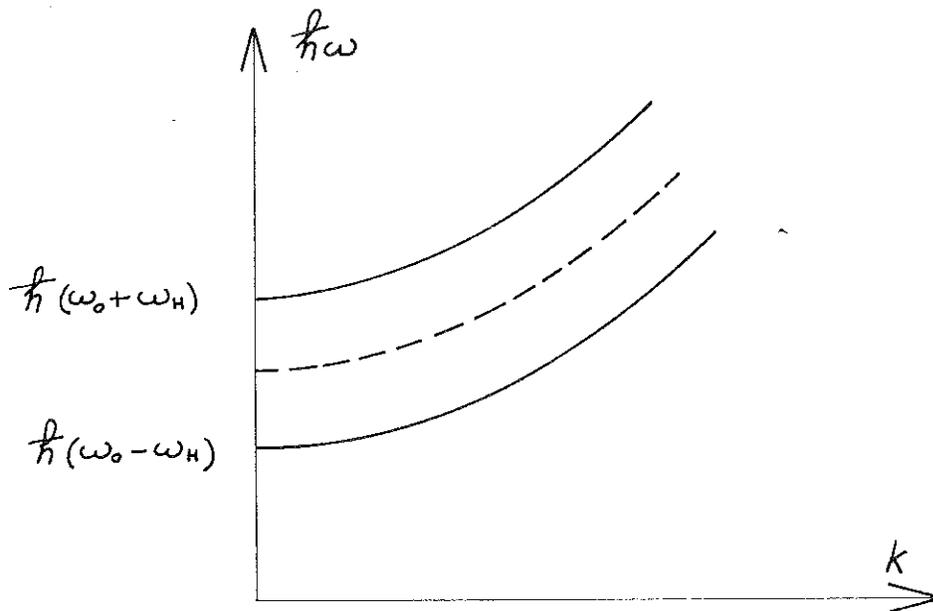
En l'absence du champ $\omega_0 = 0$ les 2 branches du spectres sont confondues.

Dans un champ H : $\omega_H = \gamma H$

les 2 branches du spectre sont alors distinctes ; elles

s'écrivent : $\omega_m^+(k) = (\omega_0 + \omega_H) + \frac{\omega_0 \omega_E}{12 \omega_A} k^2 a^2$

$$\omega_m^-(k) = (\omega_0 - \omega_H) + \frac{\omega_0 \omega_E}{12 \omega_A} k^2 a^2$$



3. Vitesse de groupe des anti-ferromagnons

Par définition
$$v_m(k) = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\omega_0}{6} \frac{\omega_E}{\omega_A} k a^2$$

pour les 2 branches

Expression de
$$K_m = \sum \frac{1}{3} c v \lambda$$

$$K_m = \frac{1}{3} \sum \int_0^{\infty} \lambda \frac{k^2 dk}{2\pi^2} \left[k_B \left(\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right)^2 \left(\frac{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}}}{(e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1)^2} \right) \left[\frac{\omega_0 \omega_E k a^2}{6 \omega_A} \right] \right]$$

3.1.3.1. Calcul de K_m -

- Mise en forme intégrable

Il faut intégrer l'expression le long des deux branches du spectre. Si nous notons K^+ et K^- , les participations à la conduction thermique de la branche supérieure et inférieure du spectre $K_m = K^+ + K^-$.

On prendra $x_{\pm} = \frac{\hbar \omega_{\pm}}{k_B T}$ comme variables d'intégration.

./.

Sachant que $\omega^\pm = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{12} \frac{\omega_E}{\omega_A} k^2 a^2 \right) \pm \omega_H$

il faut exprimer $k^3 dk$ en fonction de la nouvelle variable.
On remarque d'abord que $k^3 dk = \frac{1}{2} k^2 d(k^2)$
d'après l'expression

$$k^2 = \left[\omega^\pm - (\omega_0 \pm \omega_H) \right] \frac{12 \omega_A}{a^2 \omega_E \omega_0}$$

si l'on remplace ω_\pm par sa valeur

$$k^2 = \frac{12 \omega_A}{a^2 \omega_E \omega_0} \frac{k_B T}{\hbar} x^\pm - (\omega_0 \pm \omega_H) \frac{12 \omega_A}{a^2 \omega_E \omega_0}$$

et si l'on pose provisoirement pour simplifier

$$\alpha = \frac{12 \omega_A}{a^2 \omega_E \omega_0} \frac{k_B T}{\hbar} \quad \beta = (\omega_0 \pm \omega_H) \frac{12 \omega_A}{a^2 \omega_E \omega_0}$$

$$\frac{1}{2} k^2 d(k^2) = \frac{1}{2} (\alpha x - \beta) \alpha dx$$

si l'on restitue leur valeur à α et β
on écrit

$$K_\pm = \frac{2 \omega_A}{\omega_E} \frac{1}{\pi^2 a^2} \frac{k_B^2}{\hbar} d_m T \int_0^\infty \frac{\left[\frac{k_B T}{\hbar \omega_0} x^3 - \left(1 \pm \frac{\omega_H}{\omega_0} \right) x^2 \right] e^x dx}{(e^x - 1)^2}$$

On pose alors $\frac{k_B T}{\hbar \omega_0} = \frac{T}{T_{AE}} = \theta$ $\frac{\hbar \omega_0 (1 \pm \frac{\omega_H}{\omega_0})}{k_B T}$

et $1 \pm \frac{\omega_H}{\omega_0} = B_\pm$

l'expression devient

$$K_\pm = \frac{2 \omega_A}{\omega_E} \frac{k_B^2}{\hbar} \frac{1}{\pi^2 a^2} d_m T_{AE} \theta \int_{\frac{B_\pm}{\theta}}^\infty \frac{[\theta x^3 - B_\pm x^2] e^x dx}{(e^x - 1)^2} . 1.$$

On a ainsi calculé K_m (T) pour 5 valeurs de H correspondant à des fractions du champ efficace H_0 .

$$H_0 = (2 H_A \cdot H_E)^{1/2}$$

telles que $\frac{H}{H_0} = 0, \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, \frac{3}{4}$ et 1

Plus schématiquement on pourra noter $K_m = \alpha \theta f(\theta, \frac{H}{H_0})$

On peut alors introduire une grandeur sans dimension et

$$\frac{K_m(H) - K_m(H=0)}{K_m(H=0)} = \frac{f_1(\theta, \frac{H}{H_0}) - f_0(\theta, 0)}{f_0(\theta, 0)} = g(\theta, \frac{H}{H_0})$$

Cette grandeur qui ne dépend que de θ , H et H_0 est caractéristique du modèle utilisé - Elle est indépendante de la nature de l'Antiferromagnétique et du libre parcours moyen des phonons.

Calcul du coefficient α

Nous rappellerons que : $\alpha = \frac{2 W_A}{W_E} \frac{k_B^2}{\hbar} \frac{1}{\pi^2 a^2}$

$$\begin{aligned} H_A &= 9 \times 10^2 \text{ oersted} \\ H_E &= 2,1 \cdot 10^6 \text{ oersted} \\ a &= 3,2 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \end{aligned}$$

. / .

Fig: 5

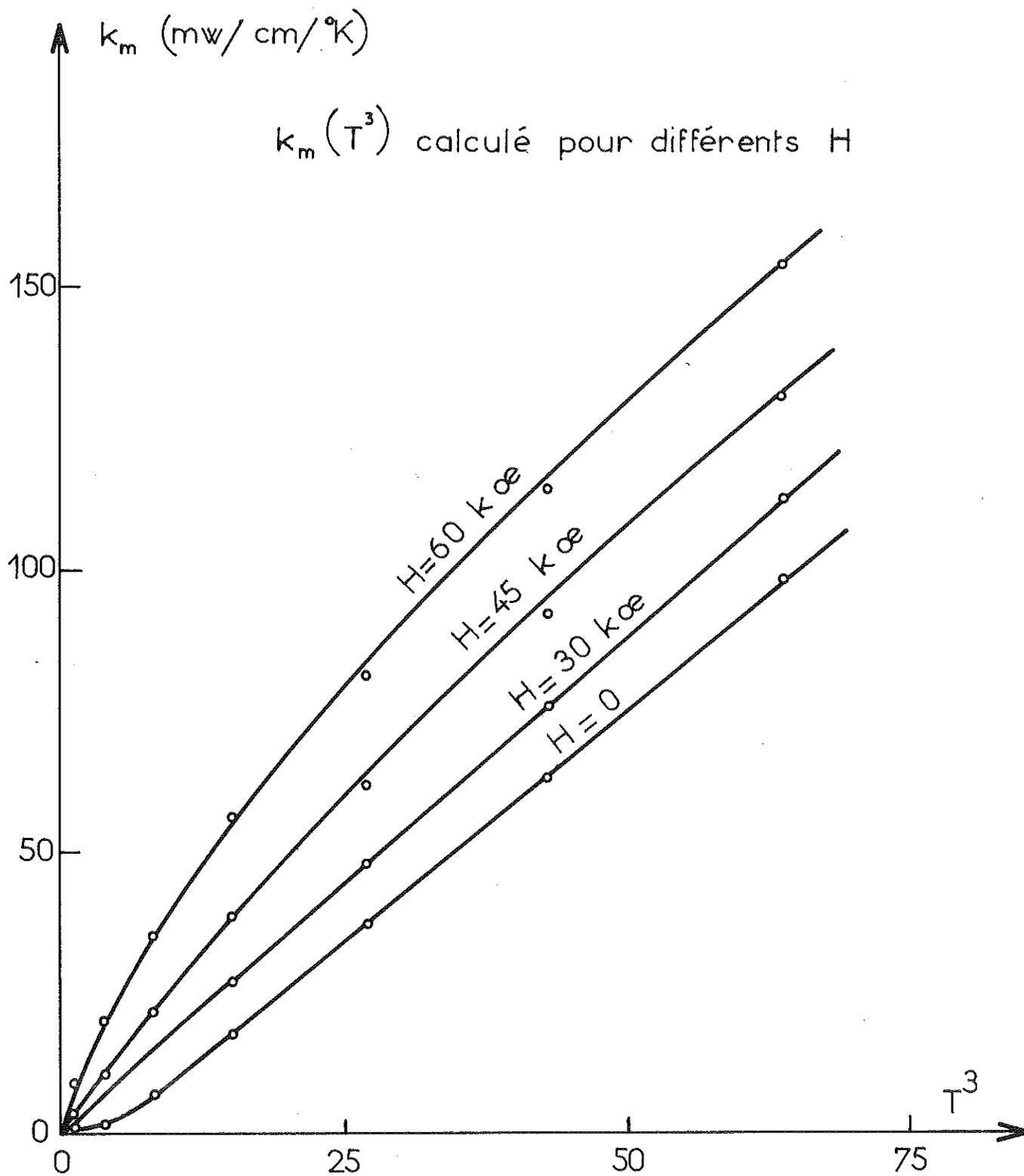


Fig: 6

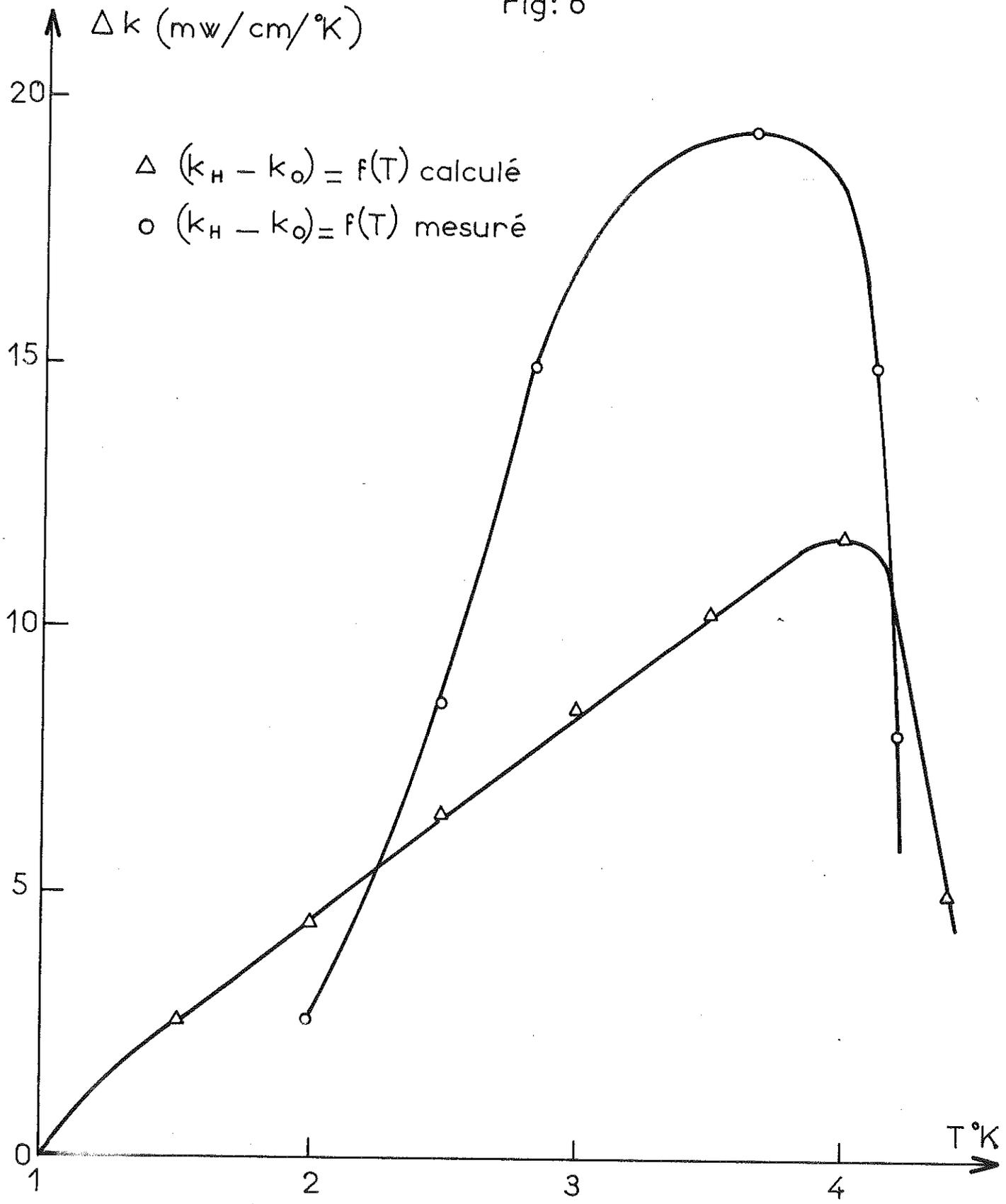


Fig: 7

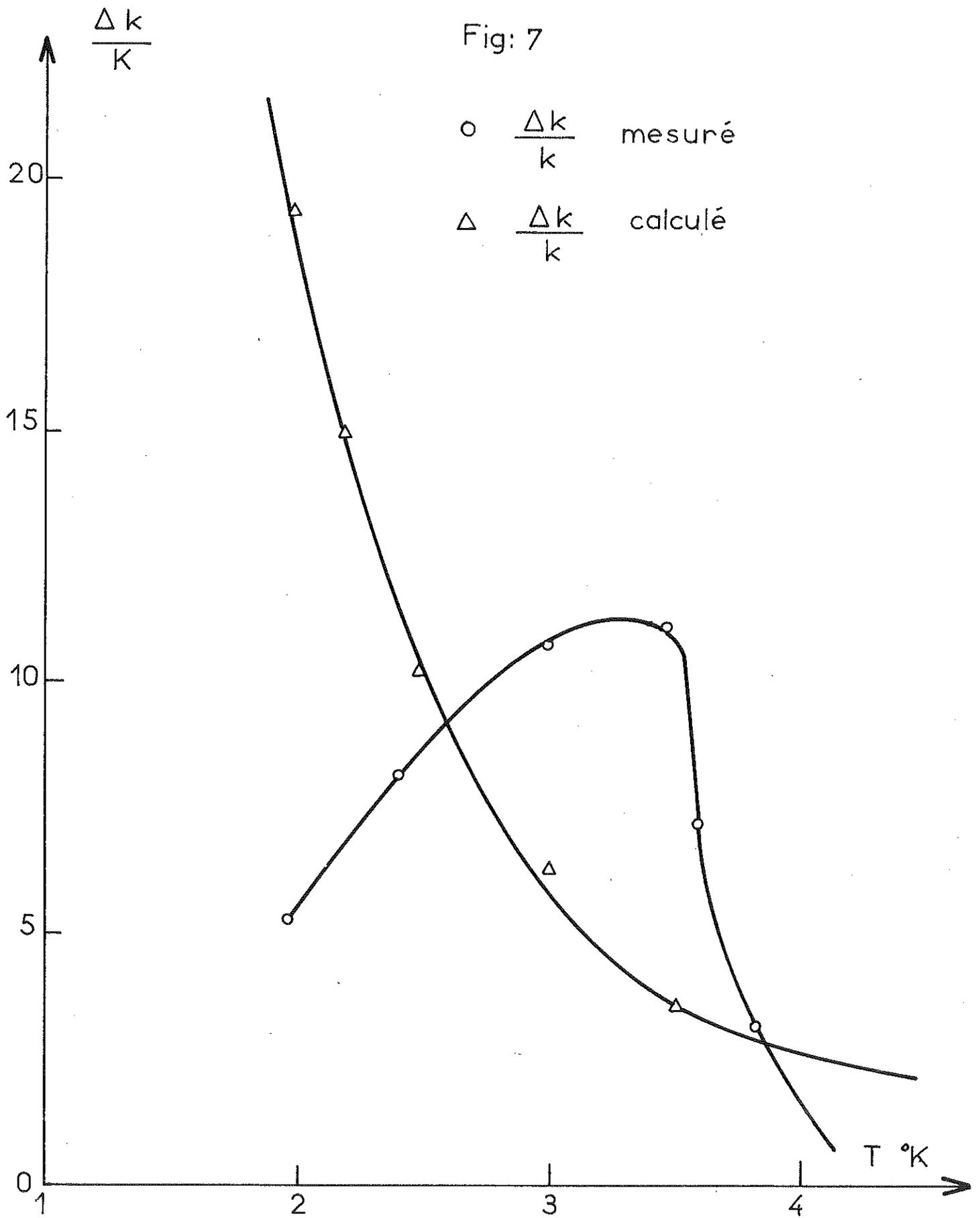


Fig: 8

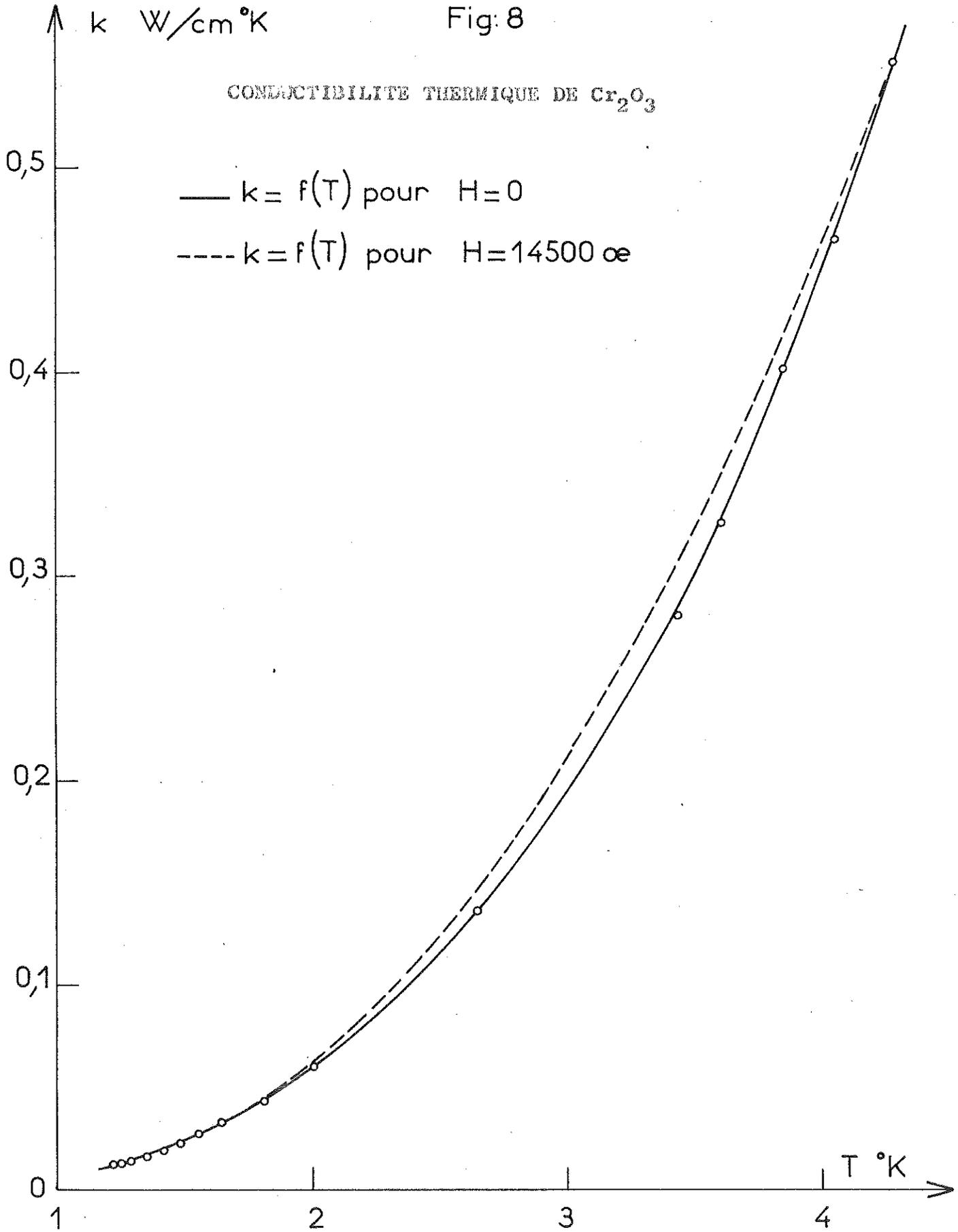
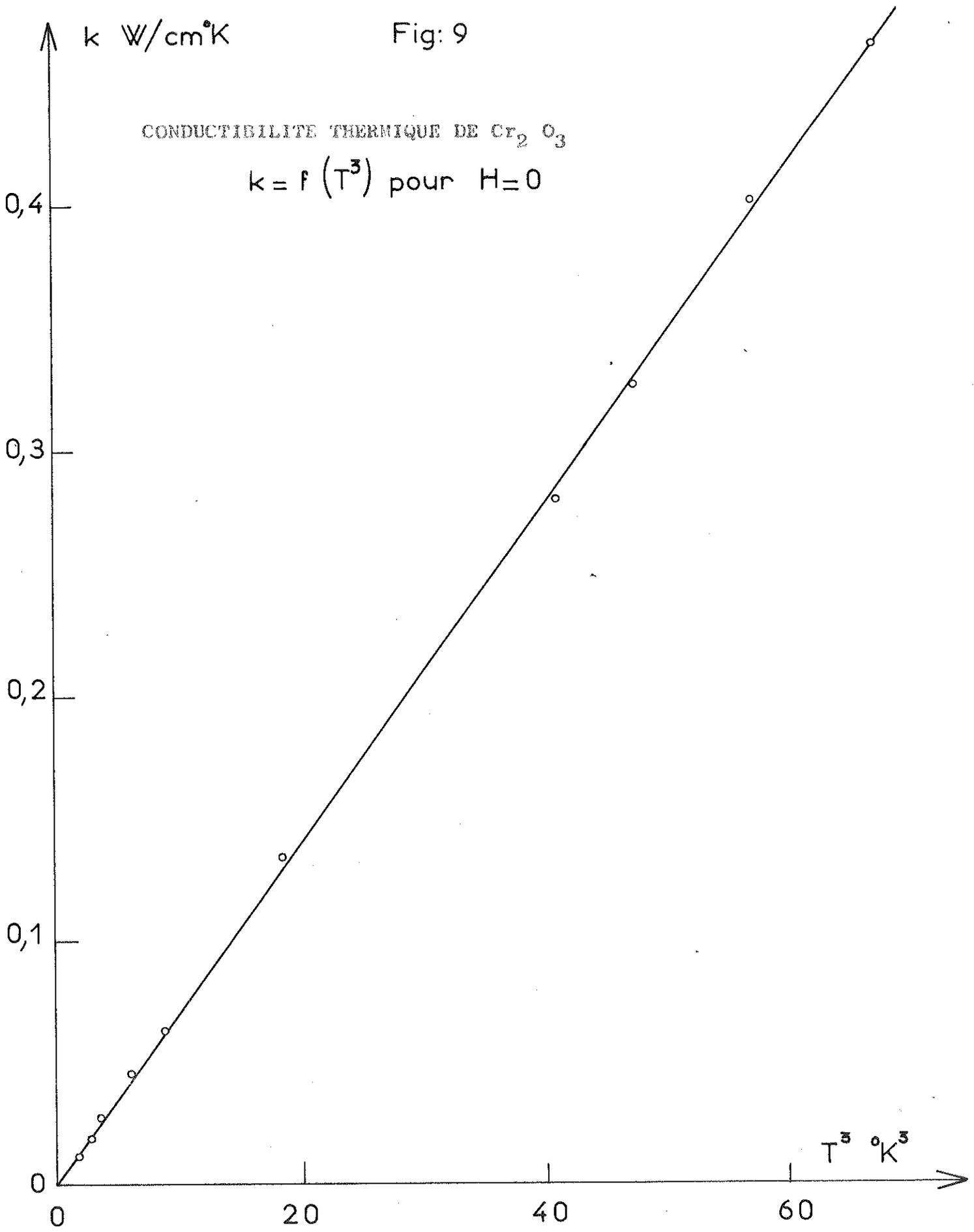


Fig: 9

CONDUCTIBILITE THERMIQUE DE $Cr_2 O_3$

$$k = f(T^3) \text{ pour } H=0$$



On trouve alors $\alpha = 1,74 \times 10^6$ CGS

3.1.3.2. Résultat et discussion du calcul théorique

- Présentation des résultats

Nous avons représenté fig. 5, $K_m (T^3)$ pour les 4 valeurs de H indiquées, et pour $\lambda_m = 0,1$ cm.

Nous avons représenté fig. 6, $K_m \left(\frac{H}{H_0} = 0,25 \right) - K_m (H = 0) = (\Delta K)_m$ en fonction de la température.

Nous avons représenté fig. 7 $\left(-\frac{\Delta K}{K} \right)_m$ en fonction de la température.

- Résultats théoriques

Nous constatons, d'après les courbes ci-dessus, que la valeur calculée de l'intégrale est fonction décroissante de B ; la branche inférieure donne la plus grande participation à K_m .

Le champ magnétique ayant pour effet de descendre la branche inférieure du spectre K_m est alors fonction croissante de H .

Nous pouvons en outre vérifier qualitativement notre calcul ; en remarquant que pour $H = H_0$, la loi de dispersion de la branche inférieure est la même que celles des ferromagnons ; on retrouve bien la loi théorique de la conduction thermique des Ferromagnons ; elle est proportionnelle à T^2 .

Nous constatons de plus, que pour $H = 0$, $K_m (T^3)$ est sensiblement une droite ; ce résultat peut surprendre et n'est peut être valable que pour Cr_2O_3 ; il signifie en tout cas que $K_m (0)$ admet la même loi en fonction de T que K_{ph} . Cela nous permettra d'expliquer notre résultat expérimental qui nous était apparu étonnant. Nous constatons en outre que ΔK admet un maximum dans notre domaine de température.

3.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Présentation des résultats :

Nous avons représenté fig. 8, $K_m (T)$ en champ nul et dans un champ de 14500 oe ; l'incertitude relative entre les 2 courbes est de 30 % au voisinage du maximum.

Nous avons représenté fig.9, $K (T^3)$ pour $H = 0$; et fig.7 ($\frac{\Delta K}{K}$) en fonction de la température, c'est à dire :

$$\frac{K (H = 14\ 500\ \text{oe}) - K (H = 0)}{K (H = 0)}$$

./.

3.3. DISCUSSION

3.3.1. Loi de conduction en champ nul

Nous avons calculé $K_m(T)$ pour $H = 0$ et $K_{ph}(T)$ en supposant que le libre parcours moyen des magnons et des phonons était indépendant de k ; nous avons constaté alors que $K_m(T^3)$ et $K_{ph}(T^3)$ est une droite dans notre domaine de température. Nous voyons que la courbe expérimentale $K(T^3)$ confirme le résultat du calcul ; notre hypothèse de calcul semble donc justifiée, c'est-à-dire que le libre parcours moyen est indépendant de k ce qui implique que les interactions magnons - magnons et magnons - phonons soient négligeables, et que les impuretés soient trop rares pour intervenir.

3.3.2. Effet du champ magnétique

Si les interactions phonon - magnon et magnon - magnon sont négligeables, nous avons le droit d'écrire

$$\frac{\partial K_{\text{total}}}{\partial H} = \frac{\partial K_m}{\partial H}$$

d'où il résulte que

$$\frac{\Delta K_{\text{total}}}{K_{\text{total}}} < \frac{\Delta K_m}{K_m} \quad (5)$$

Comparons les courbes $(\Delta k)_{\text{total}}$ mesuré et $(\Delta k)_{\text{magnon}}$ calculé ; nous constatons que les deux courbes admettent un maximum au voisinage de $3,8^\circ\text{K}$.

La courbe (Δk) calculée en fonction de T reste en dessous du (Δk) mesuré.

La comparaison entre $(\frac{\Delta k}{k})_{\text{mesuré}}$ et $(\frac{\Delta k}{k})_{\text{calculé}}$ (fig. 7) nous permet d'apprécier le modèle utilisé pour notre calcul.

Les ordres de grandeur de $(\frac{\Delta k}{k})_{\text{mesuré}}$ et $(\frac{\Delta k}{k})_{\text{calculé}}$ sont dans un rapport deux ; mais $\frac{\Delta k}{k}$ calculé reste en dessous de $(\frac{\Delta k}{k})_{\text{mesuré}}$ entre $2,5$ et 4°K .

Ceci est en contradiction avec l'inégalité (5). Et puisque $\frac{\Delta k}{k}$ ne dépend à une température donnée que de H et de H_0 , H étant fixé expérimentalement, tout semble se passer comme si H_0 avait une valeur légèrement différente que celle mesurée par Foner.

Détermination du libre parcours moyen des phonons : Puisque les phonons et les magnons ne semblent limités que par les frontières du cristal nous pouvons supposer $\lambda_m = \lambda_{ph}$; Nous pouvons alors écrire pour $H = 0$

$$K_{\text{total}} = K_m + K_{ph} \approx \alpha \lambda_{ph} T^3 + \beta \lambda_m T^3$$

On détermine α et β par les pentes des courbes k_{ph} et k_m calculées. La pente de la courbe k_{total} mesurée nous permet alors de déterminer λ . On trouve ainsi $\lambda = 0,6$ mm.

C'est l'ordre de grandeur que nous avons apprécié en supposant qu'il n'était limité que par les frontières du cristal.

CHAPITRE III : CONCLUSION

Les mesures de la conductibilité thermique de Cr_2O_3 en champs nul entre 1,2 et 4,2°K, ont montré l'absence d'interactions phonons-magnons et magnons-magnons.

L'application d'un champ magnétique a permis de modifier la contribution des magnons à la conduction thermique.

Le champ magnétique a pour effet d'augmenter la conductibilité thermique. Un modèle simple d'Heisenberg a permis d'expliquer qualitativement le phénomène.

REFERENCES ET BIBLIOGRAPHIE

- A. J. AKHIESER L. A. SHISHKIN, Sov. phys. JETP 7, 875 (1958)
- ALLEN J. F. Phys. Rev. 16, 1005 (1933)
- R. BERMAN E. L. FOSTER et J. M. ZIMAN Proc. Roy. Soc. A 231
p. 130 (1952).
- F. BERTAUT. C. R. Ac. des Sciences PARIS n° 252 (1961)
- B. N. BROCKHOUSE J. Chem. phys. 21 p 961 (1953)
- J. CALLAWAY, phys. rev. 119 p. 1204 (1959)
- CARLAW et JAEGER Heat Conduction p. 190 (1947)
- P. CARRUTHERS, Bull. Am. phys. Soc. 5, p. 48 (1959).
- H. B. C. CASIMIR, physica 5, p. 495 (1938)
- CORLISS et HASTINGS J. de physique 25, p. 557 (1964)
- RH. DONALDSON et EDMONDS D. T. Phys. Letters 2, p. 130 (1962)
- RH. DONALDSON et D. T. EDMONDS, Proc. phys. Soc. 85 (1965)
- R. L. DOUGLASS, phys. Rev. 120 p. 1612. 1960
- R. L. DOUGLASS, phys. Rev. 129 n° 3 (1963)
- D. DOUTHETT et S. A. FRIEDBERG phys. rev. 121 n° 6 (1961)
- B. DREYFUS J. phys. of solids vol. 23 p 287 (1961)
- B. DREYFUS et F. ZADWORNÝ - j. de phys. Radium 23 p. 290 (1962)
- BW. FAUGHNAN et W. P. STRANBERG J. Phys. Chem. Solids 19 p. 155 (1962)
- S. FONER J. phys. Radium 20, p. 336 (1959)
- S. FONER ET SHOU LING HOU J. of applied phys. 33 n° 3 1 (1962)
- GEBALLE TH, LYON D. N. WHELAW J. M. et GIAUQUE W. F. rev. Sc. Instruments 29 p. 489 (1952)
- GIAUQUE W. F. STOUT J. W. et CLARK C. W. S.
Amér. Chem. Soc 60 1053 (1938)
- A. J. HEEGER et P. PINCUS phys. rev. letters vol. 10 n° 2 (1963)
- M. G. HOLLAND phys. rev. 132 n° 6 p. 2461 (1963)
- M. I. KAGANOV et TSUKERNIK V. N. JETP 9 p. 151 (1959)
- C. KITTEL Low temperatures physics (DE WITT DREYFUS et DE GENNES)
GORDON et BREACH W. Y.

- C. KITTEL, Ecole des HOUCHES (1961)
- KLEMENS P.G. proc. Roy. Soc. A 208 p. 108 (1951)
- KUNZLER J.E. WALKER L.R. et GALT K.S. phys. rev. 109 p. 1609
(1960)
- J. LAMBE et CHIIHIRO KIKUCHI phys. rev. 118 n° 1 (1960)
- Le GRAW R.C. SPENCER E.G. et PORTER C.S. phys. rev. 110 p. 1311
(1958)
- LIDA J; phys. sos. JAPAN 11, p. 1300 (1956)
- R. LOUDON et P. PINCUS phys. rev. Letters 132 n° 2 (1963)
- B. LUTHI J. phys. Chem. Solids 123 p. 35 1962
- B.N. MEHROTRA J. Phys. Chem. Solids vol. 24 (1963)
- P. PINCUS et J. WINTER phys. Rev. 7 n° 7 (1961)
- P. PINCUS J. de phys. du radium 23 p. 536 (1962)
- R. O. POHL Phys. rev. 118 n° 6 (1960)
- AJ. RESANOV et VJ. CHEREPANOV. Proc. ac. Sci. 93,641 (1953)
- SATO H. Prog. theor. phys. KIOTO 13 p. 119 (1955)
- K.H. SINHA et U.N. UPADHYAYA phys. rev. 130 n° 3 (1963)
- GA. SLACK phys. rev. 105 p. 829 (1957)
- GA. SLACK phys. rev. 122 p. 145I (1961)
- GA. SLACK phys. rev. 126 (1962)
- GA. SLACK et S. GALGINAITIS phys. rev. 133 p. 253 (1964)
- SPARKS M. et LOUDON R. et KITTEL C. phys. rev. 122 p. 791 (1961)
- STANBERG M.W.P. phys. rev. 119 p. 1204(1960)
- SVEREV et PROKHOROV JETP Vol 11 n° 2 (1960)
- SVEREV et PROKHOROV JETP vol. 13 n° 4 (1961)
- C. WADIER, C. DUVAL et J. LECOMTE C.R. Ac. des Sciences séance
de 4 décembre (1963)
- WHITE et WOODS phyl. Mag. 3 p. 342 (1958)
- ZADWORNY F. Thèse d'Etat. Lab. des Très Basses Températures
Université de GRENOBLE (1965).
- ZADWORNY F. B. DREYFUS. A. LACAZE, CR à la Soc. de Phys. Université
de GRENOBLE. Séance du 16 avril 1962.

DOYENS HONORAIRES

M. FORTRAT P., M. MORET L.

DOYEN

M. WEIL L.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL L.	Magnétisme et Physique du Solide	BOUCHEZ R.	Physique Nucléaire
HEILMANN R.	Chimie Organique	LLIBOUTRY L.	Géophysique
KRAVTCHEKOV J.	Mécanique Rationnelle	MICHEL R.	Géologie et Minéralogie
CHABAUTY C.	Calcul Différentiel et Intégral	BONNIER E.	Electrochimie
PARDE M.	Potamologie	DESSAUX G.	Physiologie Animale
BENOIT J.	Radioélectricité	PILLET E.	Electrotechnique
CHENE M.	Chimie Papetière	DEBELMAS J.	Géologie
BESSON J.	Electrochimie	GERBER R.	Mathématiques
WEIL L.	Thermodynamique	PAUTHENET R.	Electrotechnique
FELICI N.	Electrostatique	VAUQUOIS B.	Mathématiques Appliquées
KUNTZMANN J.	Mathématiques Appliquées	BUYLE-BODIN M.	Electronique
BARBIER R.	Géologie Appliquée	KOSZUL J.L.	Mathématiques
SANTON L.	Mécanique des Fluides	SILBER R.	Mécanique des Fluides
OZENDA P.	Botanique	DREYFUS B.	Thermodynamique
FALLOT M.	Physique Industrielle	VAILLANT F.	Zoologie
GALVANI O.	Mathématiques	MOUSSIEGT J.	Electronique
MOUSSA A.	Chimie Nucléaire	BARBIER J.C.	Physique
TRAYNARD P.	Chimie	Mme. LUMER L.	Mathématiques
SOUTIF M.	Physique	KLEIN J.	Mathématiques
CRAYA A.	Hydrodynamique	BARJON	Physique Nucléaire
REULOS R.	Théorie des Champs	ARNAUD P.	Chimie
AYANT Y.	Physique Approfondie	SENGEL	Zoologie
GALLISSOT F.	Mathématiques Appliquées	BRISSONNEAU P.	Physique
Mlle. LUTZ E.	Mathématiques	Mme. KOFLER L.	Botanique
BLAMBERT M.	Mathématiques		

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. GIRAUD P.	Géologie	DEPASSEL R.	Mécanique
GIDON P.	Géologie et Minéralogie	GASTINEL A.	Mathématiques Appliquées
PERRET R.	Servomécanismes	LACAZE A.	Thermodynamique
Mme. BARBIER M.J.	Electrochimie	GLENAT R.	Chimie
Mme. SOUTIF J.	Physique	DUCCROS P.	Minéralogie et Cristallographie
COHEN J.	Electrotechnique		
		ANGLES D'AURIAC P.	Mécanique des Fluides

PROFESSEURS ASSOCIÉS

MM. LUMER G.	Mathématiques	WAGNER	Botanique
NAPP ZINN	Botanique		

MAITRES DE CONFERENCES

MM. ROBERT A.	Chimie Papetière	DOLIQUE J.	Electronique
BIAREZ J.P.	Mécanique Physique	PERRIAUX J.	Géologie
COUMES A.	Electronique	SARROT REYNAUD J.	Géologie
DODU J.	Mécanique des Fluides	CAUQUIS G.	Chimie
HACQUES G.	Calcul numérique	BONNET G.	Physique
LANCIA R.	Physique Automatique	BARNOUD F.	Biosynthèse de la Cellulose
PEBAY PEROULA	Physique	Mme. BONNIER M.J.	Chimie
Mme. KAHANE	Physique	KAHANE	Physique
DEGRANGE C.	Zoologie	COLOBERT L.	Physiologie Animale
GAGNAIRE D.	Chimie Papetière	PAYAN J.	Mathématiques
RASSAT A.	Chimie Systématique	DESRE	Chimie
BETHOUX P.	Mathématiques Appliquées	LAJZEROWICZ J.	Physique
POLOUJADOFF M.	Electrotechnique	LAURENT	Mathématiques Appliquées
DEPOMMIER P.	Physique Nucléaire	BRIERE G.	Physique
DEPORTES C.	Chimie	VALENTIN	Physique
BARRA J.	Mathématiques Appliquées	BERTRANDIAS	Mathématiques Appliquées
Mme. BOUCHE L.	Mathématiques	BONNETAIN	Chimie
		CAUBERT	Mathématiques