



HAL
open science

Génération et spectrométrie des phonons de haute fréquence. Méthode des impulsions de chaleur

Danier Huet

► **To cite this version:**

Danier Huet. Génération et spectrométrie des phonons de haute fréquence. Méthode des impulsions de chaleur. Matière Condensée [cond-mat]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1978. Français. NNT: . tel-00311122

HAL Id: tel-00311122

<https://theses.hal.science/tel-00311122>

Submitted on 13 Aug 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE PARIS

LABORATOIRE DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE
SUPÉRIEURE



THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

à l'UNIVERSITE PARIS VI

par

Daniel HUET

Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet : GENERATION ET SPECTROMETRIE DE PHONONS DE HAUTE FREQUENCE.

METHODE DES IMPULSIONS DE CHALEUR.

Soutenue le 23 juin 1978 devant la Commission d'Examen.

| | |
|-----------------|--------------|
| MM. J. BOK | Président |
| L. CHALLIS |) |
| A. AUTHIER |) |
| A. LEVELUT |) Examineurs |
| J.P. MANEVAL |) |
| A. ZYLBERSZTEJN |) |



L'essentiel du travail qui constitue cette thèse a été réalisé dans le Groupe de Physique des Solides de l'E.N.S. J'en suis reconnaissant à la direction.

Je remercie M. Le Professeur BOK qui a dirigé cette thèse ainsi que M. ZYLBERSZTEJN qui m'a initié aux travaux de recherche et qui est à l'origine de ce travail.

Mes remerciements vont particulièrement à J.P. MANEVAL avec qui j'ai étroitement collaboré depuis 1968. Il a orienté et soutenu mon travail depuis 1972 à la tête de l'équipe "Impulsion de chaleur". Il a su m'intéresser à de nombreux domaines de la physique des solides par ses enseignements théoriques et pratiques. Son goût du travail fini avec les exigences que cela comporte m'a aidé à mener à bien cette thèse.

C'est avec plaisir que je remercie B. PANNETIER, F.R. LADAN, P. LETUR et H. GUYOT qui ont largement contribué à ce travail et avec qui j'ai passé de nombreuses heures de manipes.

Je n'oublie pas les services généraux du laboratoire de l'E.N.S., électriciens, photographe, mécaniciens, imprimeur, dessinateurs, magasiniers, bibliothèques et basses températures qui ont rendu possible la réalisation de ma thèse.

Je remercie aussi les chercheurs du laboratoire avec qui j'ai eu des discussions enrichissantes.

Merci à Madame NOVO et M.C. VIVION toujours disponibles pour la frappe fastidieuse de ce texte.

Enfin, je remercie P. LEVINSON et J. JOUFFROY du Collège de France, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et d'avoir de fructueuses discussions qui m'ont permis de conclure ce travail.



INTRODUCTION

Les phonons acoustiques ont des fréquences de vibration allant du domaine audible jusqu'à plusieurs milliers de gigahertz. Leurs vitesses, durées de vie et leurs propriétés de transport en général sont étudiées par deux méthodes, principalement : les ultrasons cohérents jusqu'à une longueur d'onde de $\sim 0,1$ micron (limite inférieure) et les mesures de conductivité thermique dans le domaine que nous appelons HF ou haute fréquence (de 10^{10} à 10^{12} Hz).

La conductivité thermique en régime permanent est une méthode simple et universelle, mais elle a le défaut de mêler tous les phonons d'une distribution thermique. En particulier, à basse température, elle ne tire pas avantage des très grands libres parcours des phonons (régime de Casimir). De là est née vers 1960 (Université de Cornell et IBM, Yorktown Heights) l'idée d'observer la conduction en régime transitoire : un paquet de phonons ou impulsion de chaleur est créé soudainement à la surface d'un cristal. Il traverse celui-ci balistiquement, avec une diffusion minimale, pour être finalement détecté par un récepteur rapide (métalévaporé). Ainsi, les diverses polarisations de phonons s'ordonnent selon leur vitesse propre, tandis que les échos renvoyés par les parois ne parviennent qu'avec retard et sont séparables du faisceau direct.

La spectrométrie reste un problème difficile. Le spectre de rayonnement d'une source de chaleur n'est qu'imparfaitement connu. D'autre part, les

niveaux internes résonants tels qu'impuretés dans les semiconducteurs (Sb dans Ge), niveaux de spin (Tm^{++} dans SrF), etc, n'apportent que des solutions spécifiques d'un matériau. Par contre, on dispose de véritables monochromateurs, sensibles et rapides, avec les jonctions tunnel supraconductrices (JTS) avec une fréquence fixée par le gap du supraconducteur choisi. Nous avons donc largement utilisé ces dispositifs, en y ajoutant une modulation magnétique du gap (pour nos applications, les techniques d'émission "quasimonochromatiques" étaient inutilisables, par suite des très faibles puissances disponibles).

Les premières expériences réalisées dans notre laboratoire sur les phonons balistiques H.F. ont porté sur les interactions électron-phonon dans les semiconducteurs : génération et détection de phonons dans le Germanium à l'avalanche (Zylbersztejn 1967, 1970) ; absorption par les électrons libres dans InSb (Maneval, 1971). Notre thèse est pour une part le prolongement détaillé de ces études :

A. Le niveau de base du donneur Sb dans le Germanium a une séparation "vallée - orbite" modulable par une contrainte uniaxe, un système déjà expérimenté dans d'autres laboratoires. Toutefois, si la résolution de ce système est complètement exploitée, on observe avec précision : les règles de sélection, la dispersion des phonons et le rayon d'orbite de Bohr qui devient mesurable par résonance dimensionnelle avec les phonons (Chap. IV).

B. Le non-couplage des modes transverses avec les électrons libres prédit en 1927 par F. Bloch a été démontré sur n-InSb grâce à une calibration des détecteurs spécialement conçue pour le contact avec l'hélium superfluide. Mais la propriété la plus importante pour nous est la coupure de l'absorption longitudinale au diamètre de la surface de Fermi ($q = 2k_F$). Nous avons fait

un grand usage de cette fonction de filtre ajustable (Chapitre III) qui coïncide bien avec le domaine des fréquences thermiques.

Il est apparu au cours de notre travail que la dispersion "chromatique" des vitesses balistiques pouvait servir à l'analyse fréquentielle (Chap. II). Par sélection des temps de vol de phonons, on a un spectromètre "naturel" indépendant des interfaces et peu sensible aux paramètres externes. C'était même le seul utilisable dans certaines circonstances comme pour la mesure de la modulation magnétique des J.T.S. (voir aussi l'interaction trou-phonon, thèse Ladan, en préparation).

Certaines observations n'ont pu être faites que grâce à des perfectionnements techniques significatifs, montages miniaturisés sur substrats fragiles, précision dans la mesure des temps de vol, etc... (voir chap. I) Cet effort expérimental ainsi que l'exploitation des résultats (distribution spectrale des impulsions de chaleur, par exemple) ont été soutenus par la collaboration avec d'autres chercheurs de GPS (F.R. Ladan, J.P. Maneval, B. Pannetier). Le domaine qui nous paraît le plus prometteur pour l'avenir proche est celui de la génération et des interactions des phonons de très haute fréquence ($\nu > 1$ THz) ; nous décrivons quelques expériences dans cette voie au dernier chapitre.

TABLE DES MATIERES

| | Page |
|--|------|
| <u>CHAPITRE I : GENERATION ET DETECTION DE PHONONS</u> | 1 |
| - A - La méthode des impulsions de chaleur. | 1 |
| 1) Intérêt et principe . | 1 |
| 2) Le dispositif expérimental . | 4 |
| - B - Les jonctions tunnel supraconductrices . | 7 |
| 1) Caractéristiques courant-tension $I(V)$. | 7 |
| 2) Détections des phonons balistiques . | 8 |
| 3) Mesure du signal de phonon , | 10 |
| 4) Limite de détection . | 12 |
| 5) Effet tunnel assisté par phonons . | 13 |
| 6) Fabrication des jonctions . | 18 |
| <u>CHAPITRE II : SPECTROMETRIE PAR DISPERSION CHROMATIQUE</u> | 22 |
| - A - Détermination des relations de dispersion $v(q)$. | 22 |
| - B - Mesure du gap $2\Delta(H)$. | 24 |
| - C - Utilisation des jonctions tunnel à différentes températures . | 29 |
| - D - Autres expériences de dispersion . | 32 |
| <u>CHAPITRE III : SPECTROMETRIE DE PHONONS DANS InSb(n)</u> | 33 |
| i) et ii) Rappel des propriétés de l'interaction électron-phonon dans InSb de type n. | 34 |

| | |
|---|------|
| Article : L'interaction des phonons thermiques avec les électrons de conduction dans InSb. | 37-a |
| Application à la spectroscopie d'impulsions de chaleur. | 37-j |

CHAPITRE IV : SPECTROMETRIE PAR INTERACTION PHONON -

ELECTRON LIE DANS Ge DOPE Sb : 38

- A - Germanium dopé Antimoine : 39

1) Niveaux d'impuretés Sb dans le Germanium . 40

2) Influence d'une pression uniaxiale sur les
niveaux Sb. 45

3) Interaction phonons-niveaux d'impuretés . 48

4) Règles de sélection pour le couplage phonons
niveaux d'énergie dans le cas $X // |111|$,
 $q // |110|$. 51

5) Les différents mécanismes possibles pour
l'interaction électron-lié-phonon . 53

a) La diffusion élastique . 53

b) La diffusion inélastique , 55

c) Absorption à plusieurs phonons . 55

d) Le mécanisme résonant . 55

6) Evaluation numérique de l'absorption résonnante 56

7) Rayon de Bohr . 58

8) Effet de la pression sur le coefficient
d'atténuation $\alpha_{q,\lambda}(T_{ph},X)$. 59

a) Largeur des niveaux triplets In . 59

b) Variation des orbites de Bohr a_V^* avec la pression. 61

| | Page |
|---|------|
| - B - L'expérience : | 62 |
| 1) Les échantillons . | 62 |
| 2) Application de la pression uniaxiale . | 64 |
| - C - Résultats expérimentaux : | 65 |
| 1) Règles de sélection . | 65 |
| 2) Relations de dispersion dans Ge . | 67 |
| 3) Dispersion des phonons due à la coupure de l'absorption - Mesure du rayon de Bohr . | 68 |
| 4) Détermination du spectre des phonons transmis; coupure isotopique . | 70 |
| 5) Composition spectrale d'un signal de phonons . | 74 |
| 6) Détection par jonctions tunnel supraconductrices . | 75 |
| 7) Conclusion. | |

CHAPITRE V : PHONONS DE TRES HAUTE FREQUENCE

| | |
|---|----|
| 1) Spectre émis par irradiation lumineuse . | 78 |
| 2) Anharmonicité et règles de sélection . | 79 |
| 3) Dispositif expérimental. | 82 |
| 4) Résultats expérimentaux . | 82 |
| a) Caractérisation du spectre transmis . | 82 |
| b) Propagation de phonons T.H.F. | 84 |
| c) Influence de la température sur le spectre transmis . | 85 |
| d) Discussions . | 85 |

| | |
|-----------------------------------|----|
| <u>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</u> | 88 |
|-----------------------------------|----|

| | |
|-------------------|----|
| <u>REFERENCES</u> | 91 |
|-------------------|----|

I. GENERATION ET DETECTION DE PHONONS

A. LA METHODE DES IMPULSIONS DE CHALEUR :

1) Intérêt et principe :

Nous ne rappelons ici que brièvement le principe et l'intérêt des impulsions de chaleur. Cette technique a déjà été décrite dans plusieurs travaux et publications (1, 2, 3).

L'intérêt essentiel de cette technique est de pouvoir, premièrement, sonder le coeur d'un échantillon de plusieurs centimètres cubes à l'aide d'un "jet de phonons", deuxièmement de séparer les différentes polarisations grâce à la technique du temps de vol.

On génère à la surface d'un cristal un "paquet" de phonons incohérents de différentes polarisations et fréquences qui se propagent dans le cristal avec la vitesse d'énergie. Ces phonons sont détectés sur la surface opposée. Les polarisations émises simultanément se séparent au cours de leur propagation dans le cristal. (Figure 1).

Cette technique n'est réalisable que si les conditions qui suivent sont remplies :

i) le libre parcours Λ des phonons doit être de l'ordre de grandeur de la longueur de l'échantillon ($\Lambda \approx l$).

ii) le temps de réponse τ_R de l'émetteur et du détecteur doit être nettement inférieur au temps de vol $\frac{1}{s}$ des phonons ($\tau_R \ll \frac{1}{s}$) où s est la vitesse du son.

iii) le temps de chauffage ou temps d'émission Δt doit être plus court que le temps qui sépare les différentes polarisations au détecteur.

Examinons de façon plus détaillée l'évolution du libre parcours Λ avec la température.

Pour cela, écrivons l'équation de Vernotte (4), identique à celle qui décrit la propagation d'un signal électrique sur une ligne comportant des portes résistives :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \beta(T) \cdot \frac{\partial u}{\partial t}$$

Cette équation permet de distinguer deux régimes pour le transport de la chaleur ou flux d'énergie U .

A haute température, l'interaction phonon-phonon et le grand nombre de phonons présents entraînent une réduction du libre parcours moyen Λ . Le coefficient $\beta(T) \propto \frac{1}{\Lambda}$ prend en compte les processus "résistifs" qui ne concernent pas le moment cristallin.

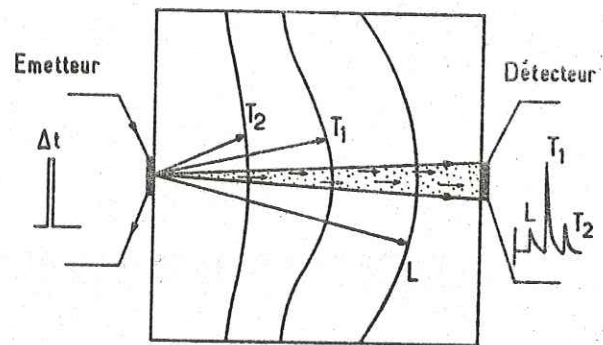


Figure 1. I. Principe des impulsions de chaleur. Les lignes marquées L, T_1 et T_2 représentent l'avance des trois polarisations longitudinales transverses rapides et transverses lentes, émises simultanément.

$\beta(T)$ devient dominant. L'équation de Vernotte prend donc la forme d'une équation de diffusion. Par exemple, le libre parcours des phonons est de l'ordre de 1 micron à la température de 100 kelvins dans un cristal isolant.

A basse température, ($T < 10$ K), $\beta(T)$ devient négligeable devant $\alpha = \frac{1}{5^2}$. L'équation de Vernotte prend la forme d'une équation d'onde. C'est le régime de diffusion par les parois dit "régime balistique", ($\Lambda \approx 1$). A l'exception des métaux, l'énergie dans les solides est transportée par les phonons à la vitesse de groupe $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial q}$. Toutes les expériences sont donc réalisées aux températures de l'hélium liquide ($T < 4,2$ K).

Après l'interaction phonon-phonon, il subsiste d'autres causes de diffusion pour les phonons. Citons, pour les semi conducteurs, trois types de diffusion qui seront examinés dans les chapitres suivants :

- diffusion par les porteurs libres
- diffusion par des impuretés peu profondes
- diffusion par les défauts de masses isotopiques.

La séparation des polarisations est liée à la technique des impulsions courtes. Comme nous attachons de l'importance à la forme des impulsions, essentiellement au front de montée, il est nécessaire d'utiliser une électronique rapide pour ne pas déformer les signaux. L'expérience nous

a montré que la limitation du temps de réponse global était le temps de relaxation τ_R des détecteurs supraconducteurs. τ_R a été déterminé de 2 façons différentes, la première en régime permanent, la deuxième en régime transitoire (5). Les deux méthodes donnent des valeurs de τ_R peu différentes de 30 nsec pour l'aluminium en couche très mince (200 Å) à la température de 1,3 kelvins.

Il n'est donc pas nécessaire que la bande passante du circuit électronique dépasse 150 MHz. Aller au delà serait nuisible au rapport signal/bruit.

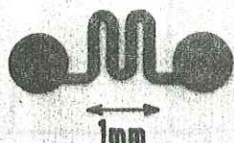
2) Le dispositif expérimental

L'émission des phonons est réalisée par chauffage d'une couche mince, métallique, résistive ($\approx 50\Omega$) à l'aide d'une brève impulsion de courant de durée ≈ 50 nsec et d'amplitude allant jusqu'à 500 mA. Cette couche faite d'or ou de cuivre est déposée par évaporation sous vide. Sa forme de "serpentin" représentée sur la figure 2, nous a permis d'obtenir une impédance de 50Ω tout en gardant une émission de phonons quasi-punctuelle à l'échelle de l'échantillon. L'impédance de 50Ω est obtenue avec 400 Å d'épaisseur pour l'or ou 300 Å pour le cuivre. L'émetteur est inscrit dans un carré de 1,5 mm x 1,5 mm.

Pour la détection des phonons balistiques, nous utilisons deux types de détecteurs, le bolomètre supraconducteur et la jonction tunnel supraconductrice.

Le bolomètre est constitué d'une couche mince d'un métal supraconducteur déposé par évaporation sous vide. Il est polarisé à courant

-a-



-b-

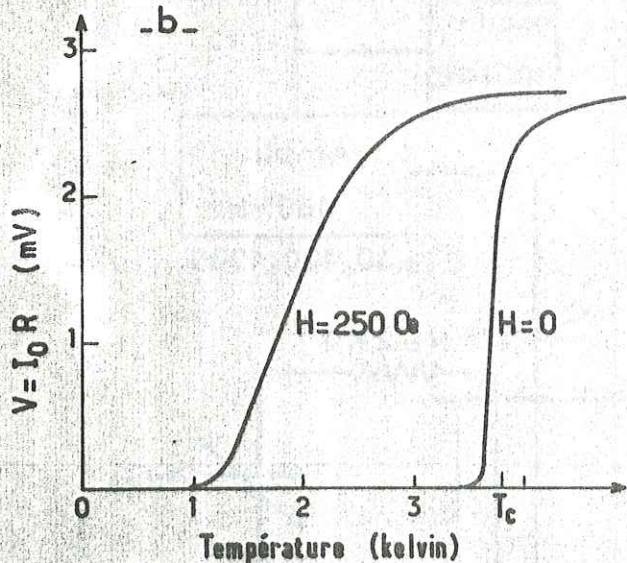


Figure 2.I.a) Forme et dimensions du masque utilisé pour l'évaporation des émetteurs et bolomètres. b) caractéristiques $V(T)$ d'un bolomètre d'étain polarisé à courant constant I_0 , pour deux valeurs du champ magnétique.

l'épaisseur est 2000 Å, la température de travail peut aisément varier de 3,7 à 1 kelvin avec un champ magnétique de 200 Oe. Notons que la sensibilité $\sigma(T,H)$ du bolomètre $\frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ décroît avec le champ magnétique lorsqu'on s'éloigne de la température critique.

Par exemple, pour l'étain

$$\frac{\sigma(T = 3,7 \text{ K}, H = 0)}{\sigma(T = 1,3 \text{ K}, H = 200 \text{ Oe})} \approx 5 \text{ Figure 2-B.}$$

constant I_0 de l'ordre du milliampère, et stabilisé à la température critique T_c . On enregistre à ses bornes une variation de tension Δv lorsque celui-ci voit sa température varier de ΔT .

(Figure 2).

$$\Delta v = I_0 \left. \frac{dR}{dT} \right|_{\substack{H=0 \\ T=T_c}} \Delta T.$$

Les signaux détectés sont en général de l'ordre de quelques dizaines de microvolts. Le courant de polarisation I_0 doit toujours rester nettement inférieur au courant critique I_c .

La température de fonctionnement du bolomètre peut être abaissée par l'application d'un champ magnétique $H < H_c$. Ceci permet de travailler à différentes températures. Dans le cas de l'étain dont

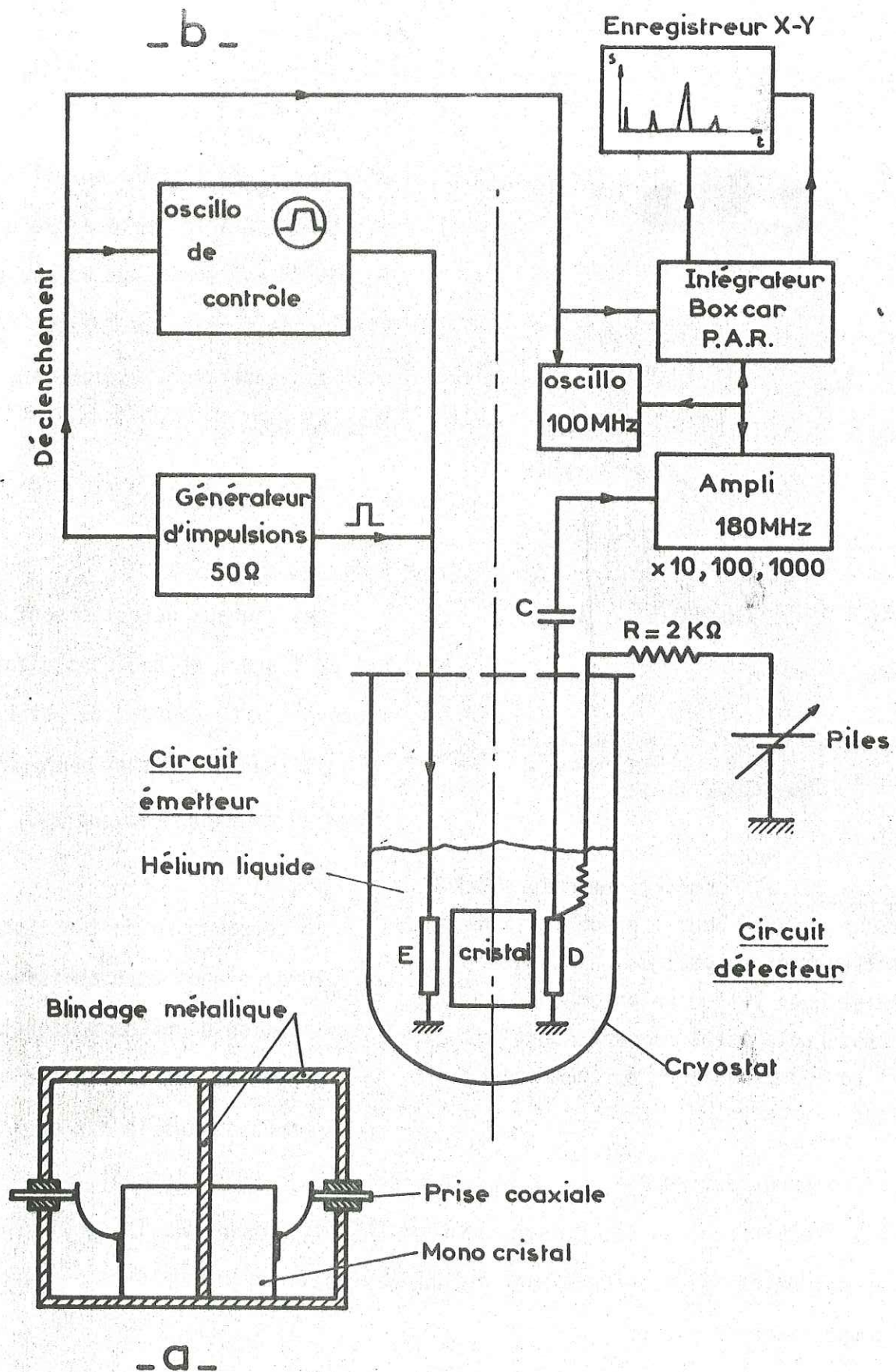


Figure 3.I: a) Porte échantillon
 b) Schéma des circuits d'émission et de détection des impulsions de chaleur.

La réponse d'un bolomètre parfait est indépendante de la nature des phonons (polarisations, fréquences).

- La jonction tunnel superconductrice (J.T.S.) est un sandwich constitué de deux couches minces supraconductrices séparées par un isolant. La particularité d'un tel système est de ne détecter que les phonons dont l'énergie $h\nu$ est supérieure au "gap" du superconducteur utilisé. Le fonctionnement de ce détecteur est détaillé dans le paragraphe B.

- L'ensemble du circuit électrique se divise en deux parties, l'émission et la détection.

Ces deux circuits sont au maximum découplés électriquement. Ils ne peuvent interférer l'un sur l'autre qu'au niveau du porte-échantillon. (Figure 3).

L'émission comporte un générateur d'impulsions 0 - 50 volts d'impédance de sortie 50Ω dont le temps de montée est de 10 nanosecondes. La fréquence de répétition peut aller jusqu'à quelques centaines de kilohertz. Ce générateur attaque directement l'émetteur déposé sur le cristal par l'intermédiaire de câbles subclic coaxiaux d'impédance itérative de 50Ω . Le générateur déclenche l'ensemble des appareils synchronisés sur l'émission de phonons.

Dans le circuit de détection, le bolomètre ou la jonction tunnel est polarisé à courant constant à l'aide d'une pile indépendante de l'alimentation générale.

Les signaux détectés aux bornes du détecteur sont envoyés sur un amplificateur large-bande et faible-bruit. (bande passante = 180 MHz,

facteur du bruit = 7dB). Ce signal répétitif est ensuite intégré par un Boxcar P.A.R. . Le rapport signal sur bruit est inférieur à 1 avant l'intégration, il est typiquement de l'ordre de 10 après intégration. L'enregistrement est finalement fait sur table traçante X - Y.

Le champ magnétique appliqué parallèlement au bolomètre est créé par une petite bobine supraconductrice coaxiale au porte-échantillon.

L'échantillon est placé dans une boîte de cuivre comportant deux compartiments séparés par un écran métallique. Le bolomètre se situe dans un compartiment, l'émetteur dans l'autre, ceci afin de réduire la fuite électromagnétique vers la boucle du détecteur formée par les fils de contacts (Figure 3a).

Si le lecteur désire de plus amples renseignements sur le montage et la préparation de l'échantillon, voir référence (2).

B. LES JONCTIONS TUNNEL SUPRACONDUCTRICES :

1) Caractéristique courant-tension I-V :

La caractéristique I-V d'un tel dispositif à basse température ($T < T_c$) est représentée sur la figure 4. On peut distinguer deux régimes, $|V| < \frac{2\Delta}{e}$ et $|V| > \frac{2\Delta}{e}$ où 2Δ est le gap du supraconducteur formant les électrodes et e la charge électronique en valeur absolue.

La première situation correspond au régime de faible polarisation où seules les quasiparticules thermiquement excitées peuvent participer au courant tunnel I_T . Ce dernier dépend de la température comme le

le nombre de quasiparticules

créées N_T .

$$I_T \propto T^{1/2} \exp - \left(\frac{\Delta}{K_B T} \right)$$

où T est la température et K_B

la constante de Boltzmann.

Généralement, à ce courant thermique, viennent s'ajouter des courants indépendants de la température tels que :

- courant tunnel à deux particules (6).
- courant Josephson (disparaît avec $H \approx 10^4$ Oe).
- courant de fuite à travers la barrière ou micro-courts-circuits.

Le deuxième régime apparaît lorsque la polarisation devient supérieure au gap 2Δ . Le courant tunnel croît très vite au voisinage de $2\Delta = |eV|$ pour prendre la valeur $I = \frac{V}{R_N}$ où R_N est la résistance normale de la jonction : $R_N \propto \exp \frac{x}{x_0}$ où x est l'épaisseur de la barrière et x_0 une grandeur dépendant de la barrière de potentiel de l'oxyde séparant les deux électrodes.

2) Détection des phonons balistiques

Le mécanisme de détection de phonons se fait par création de quasiparticules. La jonction étant placée dans un champ de phonons, autant de quasiparti-

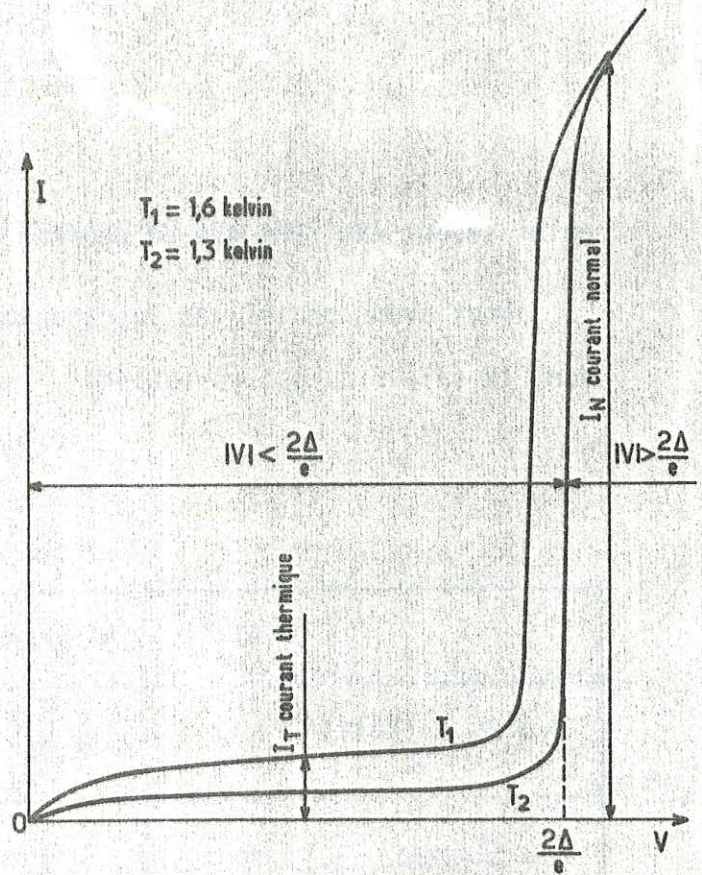


Figure 4.1: Caractéristiques $I(V)$ d'une jonction tunnel supraconductrice tracées pour deux valeurs de la température T_1 et T_2 . On note distinctement les deux régimes : i) I_T courant thermique pour $|V| < \frac{2\Delta}{e}$; ii) I_N courant normal pour $|V| > \frac{2\Delta}{e}$

cules seront excitées que de phonons ayant l'énergie $h > 2\Delta$.

Nous avons choisi les supraconducteurs(ils ne sont pas nombreux) dont la valeur du gap correspond aux énergies de phonons thermiques.

| | Al | Al. granul | Sn | Pb.Tl(1) | Pb |
|---------------------------------|-----|------------|------|----------|------|
| $T = 2\Delta / k_B$ (kelv.) | 3,6 | 8,35 | 13,3 | 26 | 31,3 |
| $\nu = \frac{2\Delta}{h}$ (GHz) | 75 | 174 | 278 | 542 | 654 |

Tableau I. Gap-supraconducteur en kelvin et en GHz de quelques métaux et alliages utilisés dans nos expériences. (1) Alliage PbTl avec 10 % de Tl.

Pour une détection efficace, c'est-à-dire un bon rendement quantique, l'épaisseur de la jonction doit être supérieure au libre parcours des phonons dans le supraconducteur. Pratiquement, cette condition est remplie si les couches sont supérieures à 1000 \AA (7).

La détection par rupture de paires de Cooper présente donc un seuil d'énergie à 2Δ . La jonction tunnel est en quelque sorte un filtre de phonons "haute énergie".

Cependant, les phonons d'énergie inférieure au gap peuvent être absorbés ou diffusés par des particules déjà créées. Cet effet est observé avec les ultrasons ou des phonons de basse fréquence (8) et dépend fortement de

la température. A des températures proches de la température critique T_C , le nombre de quasiparticules thermiquement excitées N_T devient très grand et la diffusion décrite précédemment peut devenir importante dans le cas de forte injection. Nous reviendrons sur ce problème à la fin du chapitre II.

3) Mesure du signal de phonons

L'absorption de phonons $h\nu > 2\Delta$ entraîne un accroissement de la densité de quasiparticules créées δN . A la densité totale $N_T + \delta N$ correspond un accroissement de la température $T + \Delta T$. L'accroissement de courant Δi est proportionnel

au nombre de phonons absorbés. A cette variation de courant Δi correspond une variation de tension ΔV déterminée par la droite de charge dont la pente est $-\frac{1}{R_C}$. R_C est la résistance de charge.

(Figure 5). Le schéma équivalent d'une jonction peut

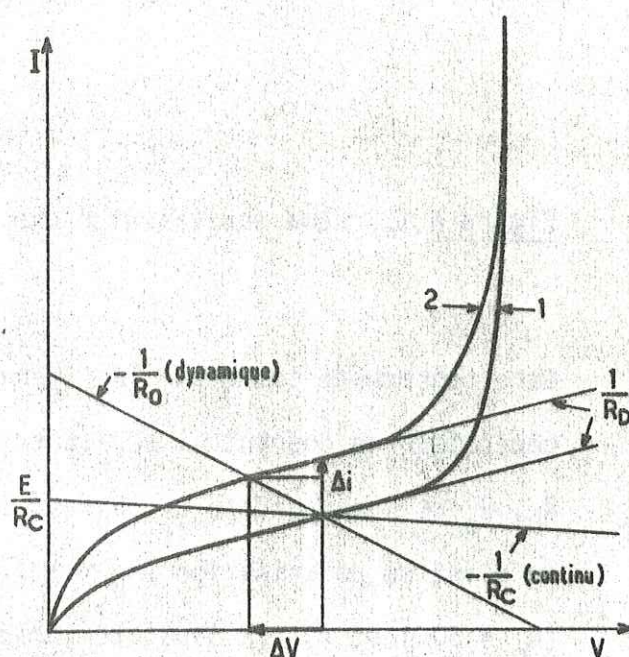
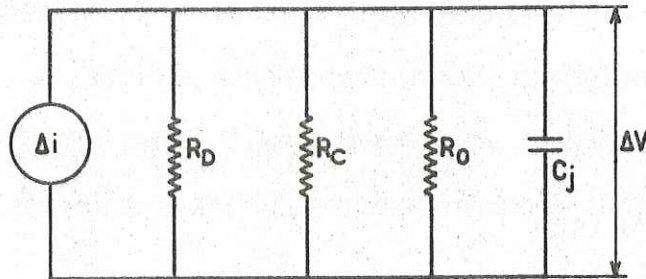


Figure 5.I: Mesure du signal Δv . 1) Caractéristique $I(V)$ en dehors du flux de phonons. 2) Caractéristique $I(V)$ en présence du flux de phonons. R_D est la résistance dynamique de la jonction, R_0 l'impédance itérative du circuit de détection, R_C la résistance de charge. ($R_C > R_0$), E la fem du circuit de polarisation.



$$\Delta i = -\Delta V \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_0} \right) \quad (t > \tau_j)$$

Figure 6.I. Schéma équivalent d'une jonction tunnel supraconductrice.

être représenté comme sur la figure 6. La jonction se comporte comme un générateur de courant Δi débitant sur trois résistances parallèles, R_C , R_D , R_0 et une capacité c_j . R_D est la résistance dynamique de la jonction au point de polarisation ($R_D \sim 1\Omega$), R_0 l'impédance des câbles coaxiaux ($R_0 = 50\Omega$) et c_j la capacité formée par la jonction. ($C_j \sim 10$ nF). On a $\Delta i = -\Delta V \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_0} \right)$ pour $t > \tau_j = R_D \cdot c_j$.

Un paramètre important de la jonction est sa constante de temps τ_j . A basse température, cette constante de temps est déterminée par le temps de recombinaison de quasiparticules $\tau_R = C \cdot T^{-1} \exp\left(\frac{\Delta}{k_B T}\right)$. τ_R est de l'ordre de plusieurs microsecondes à la température de 0,8 kelvin pour l'étain.

A plus haute température ($T \approx \frac{T_C}{3}$), τ_j est déterminé par le circuit de détection, essentiellement par la capacité c_j .

$$\tau_j = C_j \left[\frac{R_D \cdot R_C}{R_D + R_C} \right]$$

où $R_D' = \frac{R_D \cdot R_0}{R_D + R_0}$ τ_j est de l'ordre de 10 nsec.

Pour les jonctions dont la résistance dynamique est élevée ($R_D \sim 100\Omega$), on peut envisager une polarisation à tension constante à $|V| = \frac{2\Delta}{e}$. Certains auteurs estiment que l'on pourrait obtenir un temps de réponse de l'ordre de 1 nanoseconde.

4) Limite de détection

La jonction tunnel fonctionnant généralement à la température de l'hélium liquide, c'est le préamplificateur placé à la température ambiante qui est la source dominante de bruit. Dans une gamme de fréquence $\Delta\nu = 100$ MHz, le bruit rapporté à l'entrée de l'amplificateur peut être caractérisé par :

$$V^2 = 4k_B T \cdot R_D \cdot \Delta\nu$$

Avec une résistance dynamique $R_D = 1\Omega$, le courant de bruit équivalent I_B est de l'ordre de $1 \mu A$. Si l'on compare ce courant de bruit au courant tunnel Δi engendré par un accroissement de la densité de quasiparticules δN ,

$$\Delta i = \frac{(eV + \Delta) \cdot \delta N}{2e \cdot R_N \cdot N_0 \left| (eV + \Delta)^2 - \Delta^2 \right|^{1/2}} \quad (10)$$

on obtient $\delta N = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ en prenant pour l'étain

$$R_N = 10^{-3} \Omega$$

$$N_0 = 1,4 \times 10^{22} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$$

et $eV = \Delta$

Cet accroissement de densité de particules δN est causé par l'absorption de $\frac{dn}{dt}$ phonons d'énergie $\hbar\nu > 2\Delta$, par unité de temps, dans la jonction de volume v . Dans la limite des faibles injections, on a :

$$\delta N = \frac{2\tau_R}{V} \frac{dn}{dt} \quad (10)$$

En prenant $\tau_R = 10$ nsec et un volume V de la jonction de $(0,1 \text{ cm} \times 0,1 \text{ cm} \times 4,10^{-5} \text{ cm}) = 4,10^{-7} \text{ cm}^3$, on trouve $\sim 10^{10}$ phonons absorbés par seconde. La puissance de bruit équivalente P_B est de 10^{-6} watts.

Le rapport entre la puissance à l'émission et à la détection est de 10^3 pour un échantillon de 1 cm de long, en supposant une source ponctuelle. Finalement, la puissance minimum qui doit être émise est de 1 m watt, (c'est à-dire 0,22 volt/50 Ω).

Cette limite pratique a été calculée avec un temps de recombinaison $\tau_R = 10$ nsec correspondant à une température de $\sim 1,5$ kelvins pour l'étain. Notons que la sensibilité de la jonction varie comme τ_R et que par conséquent on peut s'attendre à un accroissement considérable de cette sensibilité à plus basse température moyennant certaines précautions avec le champ magnétique (11).

5) Effet tunnel assisté par phonons

Nous venons de voir précédemment que la jonction se comportait comme un détecteur passe-haut, le mécanisme étant la rupture de paires de Cooper par la radiation incidente.

Nous allons maintenant examiner un autre mécanisme appelé "effet tunnel assisté par phonons" et regarder son importance en ce qui concerne la détection de phonons.

Tout d'abord, rappelons les expériences d'effet tunnel assisté par photons très bien décrites par le modèle de TIEN et GORDON (12). La JTS est plongée dans un champ de photons monochromatiques d'énergie inférieure au gap 2Δ .

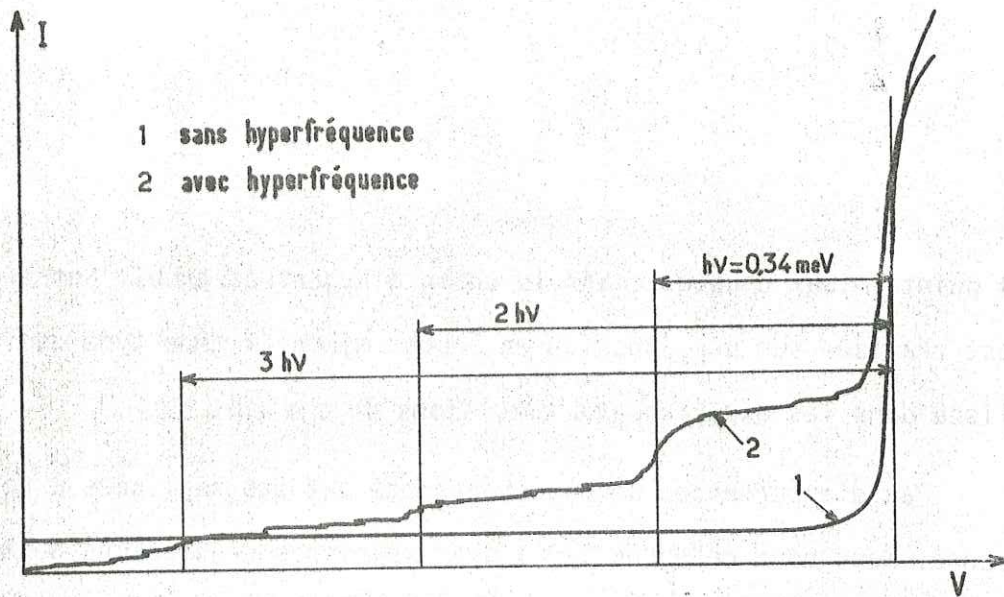


Figure 7. I. Caractéristiques $I(V)$ d'une jonction tunnel supraconductrice d'étain en couche mince. 1) sans hyperfréquence. 2) irradiée par un champ de photons d'énergie $h\nu = 0,34 \text{ meV}$ ($\nu = 80 \text{ GHz}$). Noter les différentes marches sur le courant tunnel, situées à $eV = 2\Delta - n.h\nu$.

L'onde incidente crée une différence de potentiel $V \cos \omega t$ entre les deux électrodes. Cette perturbation déplace les états électroniques et entraîne un courant tunnel de la forme :

$$I_T = C^{te} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2 \left(\frac{eV}{\hbar\omega} \right) I_0 (eV + n\hbar\omega)$$

où $I_0 (eV)$ est le courant tunnel en l'absence de radiation et J_n les fonctions de Bessel.

Nous avons réalisé cette expérience en irradiant une J.T.S d'étain avec un champ d'hyperfréquence produit par un carcinotron ($\nu = 80 \text{ GHz}$). La figure 7 montre bien les discontinuités dans le courant tunnel, pour les valeurs $V = \frac{2\Delta - n\hbar\omega}{e}$.

Notons que les spécialistes des hyperfréquences (13) réalisent des expériences où le nombre de "marches tunnel" est de l'ordre de 10, sur des diodes

à pointe mieux couplées dans le champ d'hyperfréquences. Notre expérience est réalisée sur une jonction en couche mince du même type que celle utilisée dans les expériences d'impulsions de chaleur.

Peu d'expériences de phonon-assisté ont été réalisées à notre connaissance. Nous nous référons ici à une expérience d'ultrasons de 8,66 GHz (14). La jonction est plongée dans un champ d'ultrasons. Ici la perturbation est de la forme :

$$\delta x \propto \cos q \cdot x \quad \text{où } q \text{ est le vecteur d'onde du phonon.}$$

Un calcul tout à fait analogue au précédent (14) permet d'aboutir à la densité d'états électroniques effective :

$$\rho(\epsilon)_{\text{eff}} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n^2 \left(\frac{Cs}{\hbar\omega} \right) \rho(\epsilon + n\hbar\omega)$$

où C est le potentiel de déformation, S : la déformation et J_n les fonctions de Bessel du $n^{\text{ième}}$ ordre.

En choisissant $C = 6\text{eV}$ pour l'étain (14) et $S = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm/dyne}$, on a

$$\alpha = \frac{Cs}{\hbar\omega} < 1.$$

Dans ce cas, on peut faire un développement de l'expression du courant tunnel Δi , on obtient :

$$\Delta i \approx \left(\frac{\alpha\hbar\omega}{2} \right)^2 \left| \frac{d^2 I_0}{dV^2} + \left(\frac{\hbar\omega}{12} \right)^2 \frac{d^4 I_0}{dV^4} \right|.$$

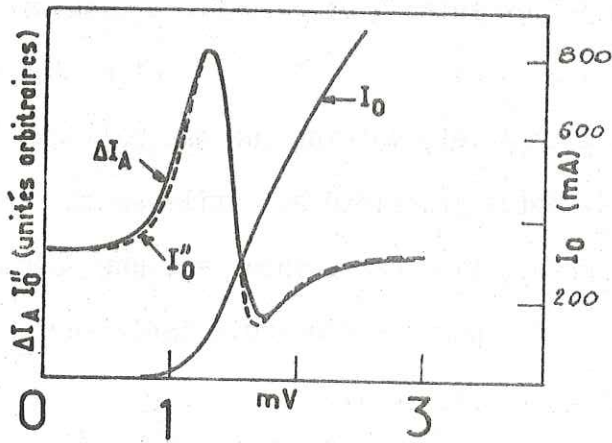


Figure 8. I. Caractéristique $I_0(V)$ d'une jonction supraconductrice $Al-Al_2O_3-Pb$. La courbe I_0'' est la dérivée seconde $\frac{\partial^2 I_0}{\partial V^2}$, en l'absence de phonons.

ΔI_n est la dérivée seconde du courant tunnel assisté par phonons. Noter le faible écart sur la dérivée seconde. (d'après E.LAX et F.L. VERNON).

doubles jonctions. (10).

Enfin, nous décrivons une expérience de détection de phonons thermiques avec une J.T.S d'étain nous permettant de conclure sur les précautions à prendre envers le mécanisme assisté par phonons.

Le spectre de phonons émis s'étend de 0 à ~ 500 GHz et le seuil de détection est égal à 280 GHz à $T = 1,3$ kelvin. La polarisation de la jonction à $|eV|$

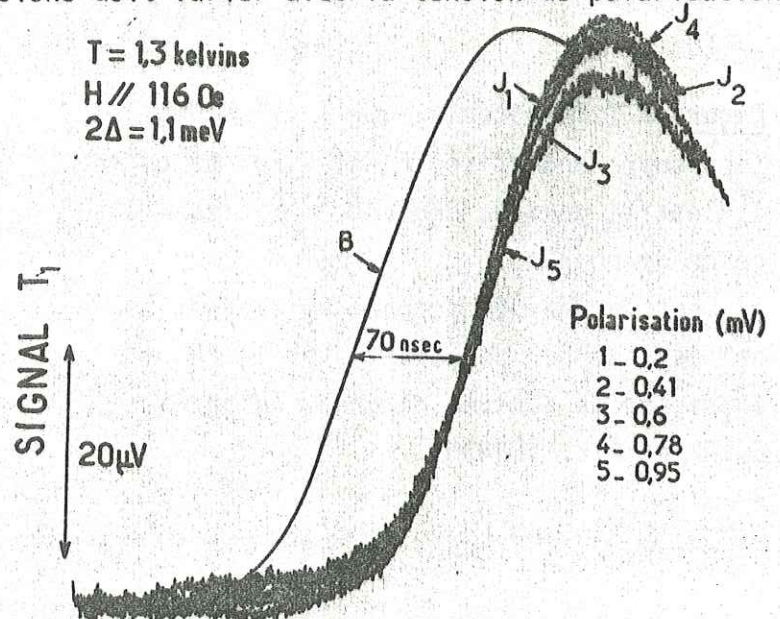
La figure 8 montre les résultats expérimentaux de Lax et Vernon(18). Les effets sur la caractéristique $I(V)$ sont ici moins spectaculaires. Il est nécessaire de dériver deux fois cette caractéristique pour mettre en évidence l'accroissement de courant tunnel Δi dû au mécanisme assisté par phonons.

Un calcul d'ordre de grandeur montre que la force appliquée à un électron dans la barrière est 10^{-3} fois plus faible pour un phonon que pour un photon de même énergie. Aucune expérience de ce type n'a été réalisée avec des fréquences de phonons thermiques (10^{11} Hz). Cependant, Eisenmenger mentionne qu'aucun effet sensible n'est observable à l'aide de techniques de

autorise une détection de phonons-assistés d'énergie $2\Delta \gg h\omega \gg 2\Delta - |eV|$. La détection des phonons est réalisée avec une J.T.S. polarisée successivement à cinq valeurs de tension comprises entre 0 et 2Δ . Afin de pouvoir détecter éventuellement des phonons d'énergie $h\omega = 2\Delta - eV$, et de les mettre en évidence, nous utilisons ici une propriété intrinsèque des solides, la dispersion chromatique des phonons. Cette propriété est utilisée et développée au chapitre II. La vitesse de propagation des phonons est une fonction décroissante de la fréquence. Ainsi, des phonons d'énergie inférieure à 2Δ se propagent à des vitesses supérieures à v_g (2).

Si donc, le mécanisme de détection assistée par phonons est efficace, le temps d'arrivée des impulsions doit varier avec la tension de polarisation.

Figure 9.I. Enregistrements de signaux de phonons T_1 , en fonction du temps. Les courbes marquées J correspondent à des enregistrements faits avec JTS polarisées à différentes tensions. La courbe B correspond au signal bolométrique. Noter l'absence de dispersion relative entre les signaux J.



Il est clair qu'aucune déformation notable n'est observée sur la forme des signaux et surtout, sur leur temps d'arrivée. Pour comparaison, nous avons tracé en continu, le signal bolométrique dont le temps d'arrivée correspond à la vitesse du son.

En conclusion de ce paragraphe, nous pouvons affirmer que le mécanisme assisté par phonon ne perturbe pas la sélectivité de détection des jonctions tunnel supraconductrices à 2Δ .

6) Fabrication des jonctions tunnel

Nous détaillons dans ce paragraphe les points importants de la fabrication de J.T.S.. Nous espérons que ces informations seront utiles pour l'expérimentateur désireux de fabriquer de telles jonctions.

Une J.T.S. est composée de deux couches minces superposées et séparées par une fine couche d'isolant.

La fabrication comporte donc trois stades, l'évaporation de la première électrode, la fabrication de l'isolant qui est dans notre cas un oxyde de la première électrode, puis l'évaporation de la deuxième électrode.

Nous avons réalisé au laboratoire des jonctions d'aluminium pur, d'aluminium granulaire, d'étain, de plomb pur, et de plomb-thallium.

Nous décrivons successivement la préparation de ces jonctions. L'ensemble des évaporations est fait sous une pression de 10^{-6} mm Hg.

a) aluminium pur

L'aluminium pur (6N) est placé sur un creuset de Tungstène de forme filamenteuse. L'évaporation de la première électrode est faite à la vitesse de $50 \text{ \AA}/\text{sec}$, l'épaisseur est de 1000 \AA .

L'oxydation est faite par l'introduction d'oxygène sec jusqu'à la pression de 50mmHg pendant quelques minutes (3 à 5 selon l'impédance désirée). Repompage.

L'évaporation de la deuxième électrode se fait plus lentement que la première d'une façon générale. Pour l'aluminium $\sim 10 \text{ \AA}/\text{sec}$.

b) Aluminium granulaire (15).

L'aluminium pur est placé dans un creuset d'alumine. Celui-ci est chauffé par un filament de tungstène.

Avant la première évaporation, il est important de faire dégazer le creuset d'alumine à haute température en cours de pompage secondaire. La fin du dégazage est nettement marquée par la diminution de la pression.

L'évaporation de la première électrode se fait à la vitesse de $20 \text{ \AA}/\text{sec}$ et son épaisseur est de 1000 \AA .

La technique d'oxydation est la même que pour l'aluminium pur, $50 \mu\text{Hg}$ d'oxygène pendant 5 mm.

La deuxième électrode est évaporée à la vitesse de $10 \text{ \AA}/\text{sec}$

c) L'Étain

L'étain pur (6N) est placé dans un creuset de tantale. La première électrode est évaporée à la vitesse de $50 \text{ \AA}/\text{sec}$. Son épaisseur est de l'ordre de 2000 \AA . Pour les épaisseurs inférieures à 1500 \AA , il devient nécessaire de refroidir le substrat à la température de l'azote liquide si l'on veut obtenir une couche électriquement continue.

L'oxydation de l'étain est plus délicate. On effectue le cycle d'opérations suivantes deux ou trois fois; admission d'oxygène sec jusqu'à la pression de 600 mmHg pendant une heure, puis repompage jusqu'à 10^{-6} mmHg enfin, réoxydation pendant 16 h, puis pompage.

L'évaporation de la deuxième électrode doit être lente $\sim 5 \text{ \AA}/\text{sec}$, car la couche d'oxyde d'étain est extrêmement fragile. Même épaisseur que

la première électrode.

d) Alliage Plomb-Thallium

Le Thallium et le plomb ayant des masses, points de fusion et pressions de vapeur saturante très peu différents, il est relativement facile de déposer un alliage par évaporation simultanée et rapide dans le même creuset. Les deux matériaux sont placés initialement dans un creuset de tantale dans les proportions désirées. Dans notre cas, nous utilisons 10 % de Thallium du mélange total. L'évaporation doit être rapide $\sim 500 \text{ \AA}/\text{sec}$. L'épaisseur est d'au moins 2000 \AA .

L'oxydation est faite sous pression de 600 mmHg d'oxygène sec chauffé à la température de 60°C . Le temps d'oxydation est de l'ordre de 18 heures.

La deuxième évaporation est faite aussi rapidement que la première au risque de détruire la couche d'oxyde. Cette condition est indispensable si l'on veut un alliage homogène.

e) Le plomb

Le matériau pur (5N) est déposé dans un creuset de tantale. La première électrode est évaporée à la vitesse de $100 \text{ \AA}/\text{sec}$. L'épaisseur est d'au moins 2000 \AA .

Pour l'oxydation, on effectue deux ou trois cycles équivalents à ceux de l'étain, mais avec chauffage de l'oxygène à 60°C . Après arrêt du chauffage, on effectue une mise à l'air libre de quelques minutes, puis on pompe à nouveau jusqu'à la pression de 10^{-6} mmHg (16).

Pour finir, on introduit jusqu'à 600 mmHg d'O₂ pendant 12 heures.

L'évaporation de la deuxième électrode est faite à la vitesse de 10 Å/sec.

Un autre type d'oxydation est utilisé dans certains laboratoires, l'oxydation anodique par décharge dans l'oxygène avec ou sans polarisation de l'échantillon.

Après quelques essais, nous avons rapidement abandonné cette technique du fait du manque de reproductibilité dans les résultats.



Relation de dispersion dans InSb ($T=300\text{K}$) obtenues par diffusion de neutrons par PRICE et al.

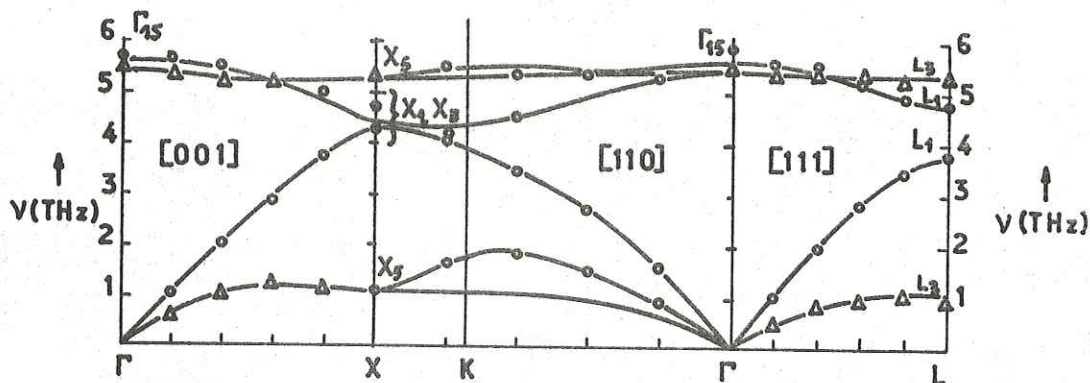
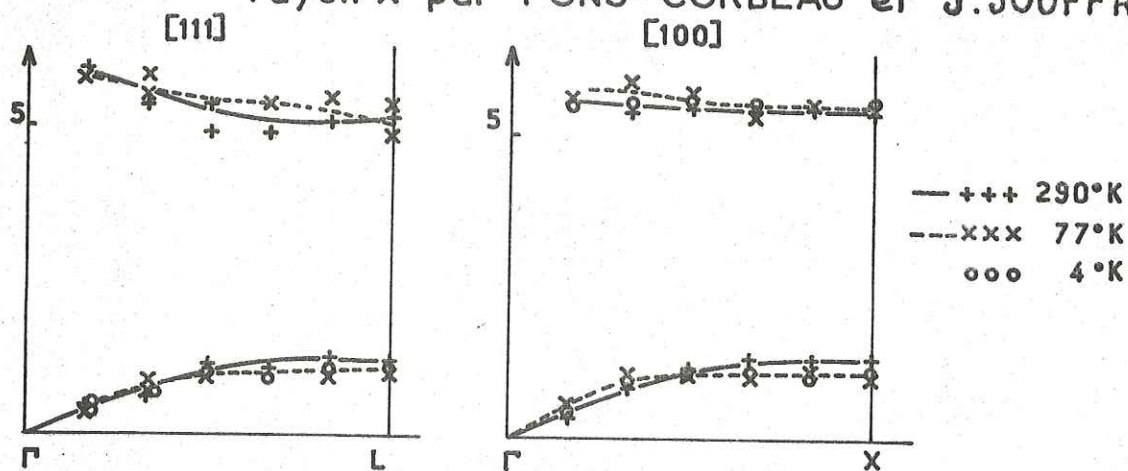
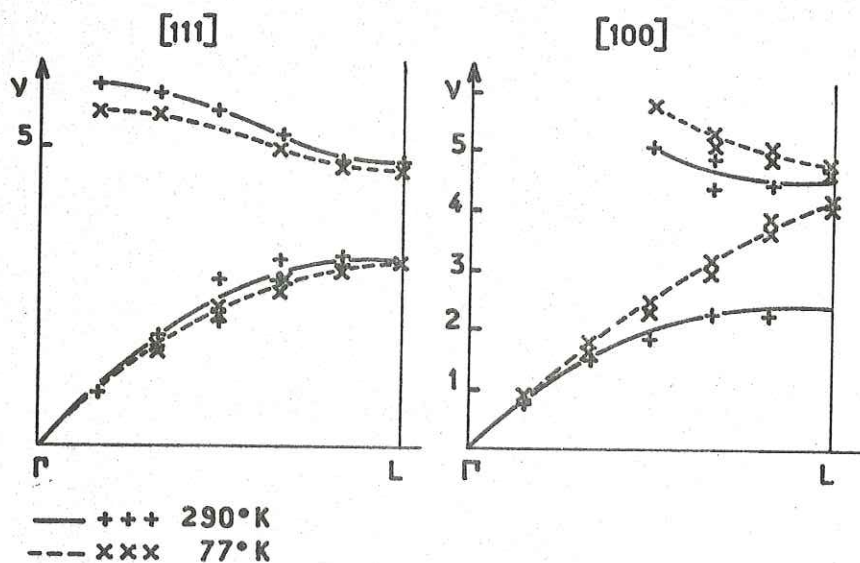


Fig - 6.a

Relation de dispersion dans InSb obtenues par diffusion de rayon X par PONS-CORBEAU et J. JOUFFROY.



Phonons transverses



Phonons longitudinaux

Fig - 1.II

II. SPECTROMETRIE PAR DISPERSION CHROMATIQUE

A. DETERMINATION DES RELATIONS DE DISPERSION $v(q)$.

Mis à part le Germanium, l'ensemble des expériences de dispersion de phonons a été réalisé dans InSb.

Jusqu'ici, les relations de dispersion $v(q)$ dans InSb ont été déterminées expérimentalement par diffusion de neutrons (17) et diffusion de rayons X (18) (Figure 1).

Les techniques précédentes ont une bonne précision pour les vecteurs d'ondes q supérieurs à 10^7cm^{-1} . Au dessous de cette valeur, nous proposons une méthode dont nous rappelons le principe. Dans un milieu dispersif normal, le plus court temps de vol de phonon correspond aux fréquences voisines de zéro. Loin de $q = 0$, la vitesse décroît avec la fréquence, ce qui entraîne qu'un paquet de phonons de composition spectrale très large, émis à la surface d'un cristal doit s'étaler au cours de sa propagation.

Les premières manifestations de cette dispersion ont été observées en faisant varier le contenu en fréquence de l'impulsion (19).

La mesure différentielle des temps (Figure 2) faite entre un bolomètre et une jonction tunnel nous a permis d'observer directement la dispersion chromatique des phonons de fréquence $\nu_0 = \frac{2\Delta}{h}$.

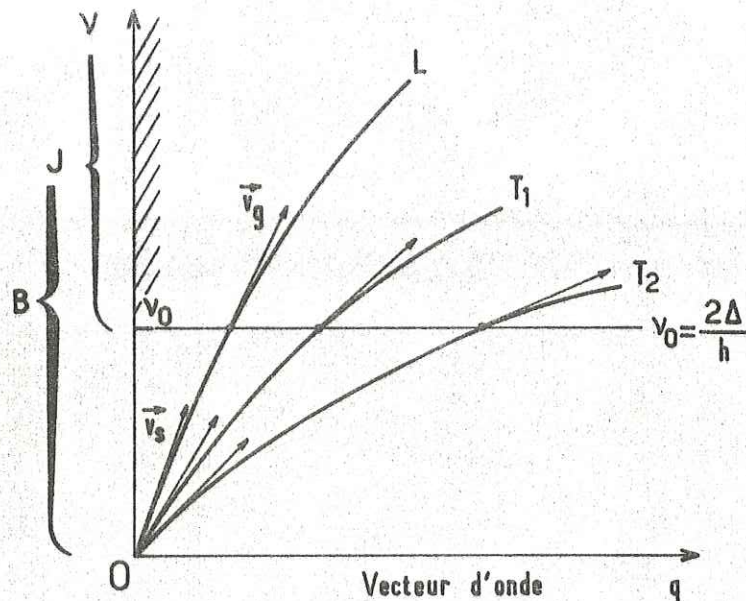


Figure 2II. Le bolomètre est sensible à toutes les fréquences (accorde B), les plus rapides se propagent à la vitesse du son. La JTS détecte les phonons de fréquences supérieures à ν_0 , les plus rapides se propagent à la vitesse $\vec{\nu}_g(\nu_0)$.

La lettre qui suit décrit les premières mesures de la dispersion et la détermination des relations $\nu(q)$ à faible vecteur d'onde dans InSb.

Measurement of Acoustic-Wave Dispersion in Solids

D. Huet, J. P. Maneval, and A. Zylbersztein

Groupe de Physique des Solides, Ecole Normale Supérieure, Paris 5°, France

(Received 3 August 1972)

By measuring the time of flight of heat pulses using superconducting tunnel junctions, we have obtained the frequency dependence of the energy velocity of acoustic waves in indium antimonide. This yields, with good accuracy, the dispersion relations for long wavelengths.

Dispersion of acoustic waves in a perfect lattice arises from the discreteness of the crystal-line array, and becomes important for wavelengths comparable to the dimension of the unit cell.¹ The frequency versus wave-vector relations (ν versus q) can, in general, be obtained from neutron or x-ray scattering data; however, the frequency dependence of the acoustic velocity has not been observed directly in a solid. We present here the measurement of group-velocity dispersion in indium antimonide by means of heat pulses at liquid-helium temperatures.

Acoustic phonons, having energies of a few Kelvin (10^{11} to 10^{12} Hz), can be generated in a crystal by Joule heating of a metallic film evaporated on the surface. The phonons, thus produced in a wide spectrum, propagate ballistically and

reach the crystal boundary—each with its own velocity. If the film is excited with a current impulse, the front edge of the heat pulse will signal the arrival of those phonons that have the largest group velocity, and this usually corresponds to the lowest frequency, while later times will correspond to the arrival of dispersed phonons. The available detectors are quadratic and are mainly of two kinds: (i) superconducting bolometers,² sensitive to the energy flux irrespective of the frequency content of the heat pulse, and (ii) superconductor-barrier-superconductor tunnel junctions,³ which are only sensitive to the phonons able to break the Cooper pairs. Therefore, they have a threshold of detection equal to the superconducting energy gap 2Δ , which usually stands inside the spectrum emitted by the metallic film.

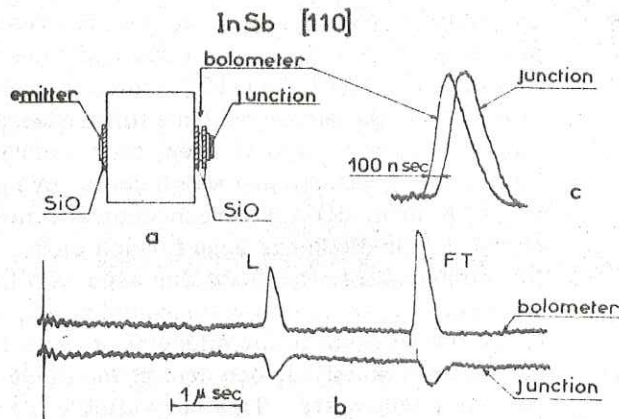


FIG. 1. (a) Sample arrangement. (b) Heat pulses detected by an aluminum bolometer (upper curve) and a tin junction (lower curve). (c) Magnification of the FT pulses showing the delay of the junction signal.

If the group velocity of the phonons, of energy 2Δ , shows dispersion, the time of flight of heat pulses will appear different when measured with a bolometer or with a tunnel junction.

The experimental arrangement for the pure single InSb sample used is shown in Fig. 1(a). The gold emitter has a thickness of 500 Å and is excited by electrical pulses of 10^{-7} sec duration. On the opposite face of the sample, an aluminum film, 300 Å thick, and a Sn/oxide/Sn junction are superposed for simultaneous reception of the heat pulses. All three elements, emitter, bolometer, and junction, have an equal overall area of 1×1 mm², and are separated from one another and from the substrate by an SiO layer, 4000 Å thick. The bolometer has such a shape that it does not screen more than 50% of the heat flux incident on the junction.

On the recordings [Fig. 1(b)], corresponding to a 1.30-cm path along [110], the time which separates the fast transverse (FT) heat pulses, as detected by the bolometer and by the junction, is quite appreciable. It is much smaller in the case of longitudinal (L) waves, because, at a given frequency, dispersion is a decreasing function of the velocity of sound. The slow transverse heat pulse was too small to allow accurate time-of-flight measurements. Figure 1(c) represents the magnification of the FT pulses, where the two signals have been made equal by adequate attenuation of the bolometer signal, which is the largest, so as to provide all instruments with the same amplitude. The delay measured was 100 nsec, or 1.8% of the transit time, independent of

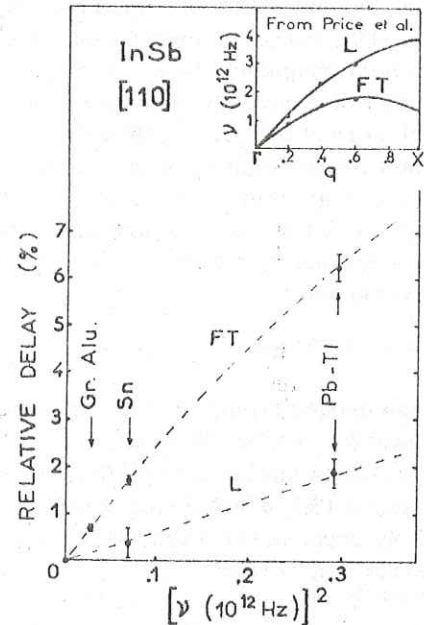


FIG. 2. Relative delays $(t_J - t_B)/t_B$, measured with various junctions, versus $(2\Delta/h)^2$. Dashed lines, best fits according to the expansion of Eq. (1) (see text). Inset, taken from Ref. 7.

the emission power from 10 to 100 W/mm². On the other hand, the energy gap of tin, as deduced from an I - V characteristic curve taken at the working temperature, 1.4 K, was found to be $2\Delta = 1.145$ meV.

The accuracy of time measurements is determined by the response times of the detectors and of the signal integrator. But, since here the signal-to-noise ratio was high, the delay could be obtained with a much better precision (± 5 nsec) than the overall response time (≈ 40 nsec) would indicate. In the case of the tunnel junction, the sharp rise of the heat-pulse signal is particularly interesting: It shows that the detection occurs at a well-defined energy threshold and confirms that the mechanism is pair breaking,⁴ at least in the limit of low temperatures and relatively small bias currents.

We have applied this time-of-flight spectrometry to the determination of the dispersion relations along the [110] direction in InSb. We have measured the difference between the apparent arrival times t_B and t_J at the bolometer and at the junction, respectively, for several junctions made of granular aluminum ($2\Delta = 0.72$ meV), tin ($2\Delta = 1.145$ meV), or a lead-thallium alloy ($2\Delta = 2.25$ meV). With the superconducting energy gap deduced, each time, from the I - V character-

istics, we have plotted (Fig. 2) the relative delay $(t_J - t_B)/t_B$ versus the square of the detection threshold frequency $2\Delta/\hbar$. The origin corresponds to the measurement at the bolometer, which serves then as a calibrator.

The time of flight t_J is inversely proportional to the energy velocity $v_g = 2\pi d\nu/dq$ at the frequency $\nu = 2\Delta/\hbar$. If we approximate the dispersion relations, for wave vectors along [110], by a development

$$2\pi\nu = v_s q (1 - a^2 q^2 + b^4 q^4 + \dots), \quad (1)$$

we can deduce from our measurements the parameters v_s and a . We find, for the FT mode (polarization vector along [001]), $v_s(\text{FT}) = 2.35$ km/sec ($\pm 1\%$), $a(\text{FT}) = 1.03 \text{ \AA}$ ($\pm 5\%$), and can tentatively propose for b the value 0.9 \AA . For the L polarization, we find $v_s(\text{L}) = 3.85$ km/sec, and $a = 0.83 \text{ \AA}$. The dashed lines of Fig. 2 represent the function $v_s/v_g - 1$ obtained from Eq. (1) with this choice of the parameters.

We could observe the dispersion of acoustic waves because heat pulses provide phonons of large wave vectors, up to about one fourth of the Brillouin zone, far above the domain of ultrasonic waves. But the applicability of our method is limited, on the high-frequency side,⁵ by the largest available energy gap (2.6 meV for Pb-Pb junctions). The complete dispersion curves of InSb have been obtained (with decreasing accuracy at small wave vectors, however) from studies of x-ray scattering⁶ and, more recently, from studies of neutron scattering⁷ at room temperature (see inset of Fig. 2). Although the first data of Ref. 7 are for $q = 0.2$ times the distance between the Γ and the X point (1.37 \AA^{-1} in InSb), that is, above our range of investigation, we substituted the neutron data at $q = 0.2$ and $q = 0.4$, for the purpose of comparison, into a sine-type dependence of ν versus q . We obtained $v_s(\text{FT}) = 2.25$ km/sec, $a(\text{FT}) = 0.89 \text{ \AA}$, and for the L mode, $v_s(\text{L}) = 3.4$ km/sec and $a(\text{L}) = 0.78 \text{ \AA}$. Let us recall that the velocities of sound determined by ultrasonic pulse techniques⁸ at 0 K are $v_s(\text{FT}) = 2.33$ km/sec and $v_s(\text{L}) = 3.82$ km/sec.

We will discuss at last about the effect of the SiO layer between the bolometer and the junction [Fig. 1(a)]. It is not obvious *a priori* that this layer does not introduce any delay of the heat pulses, thus reducing the accuracy of our mea-

surements. To this objection, we can give two answers: (i) In the course of our experiments, on InSb along [100] and [110], and on germanium along [110], the measured time differences ranged from 290 nsec down to 15 nsec, and we have never met any inconsistency which could have been traced to SiO. (ii) A superconductor-oxide-superconductor diode has been formed alone. At low temperature, the diode was used as a tunnel junction with its detection threshold at 2Δ ; at a temperature equal to the midpoint of the superconducting transition, one arm of the diode was used as a bolometer. This very simple method, which eliminates the intermediate SiO layer, was successfully applied to the case of granular aluminum, giving exactly the same result as the first arrangement.

Differential measurements of the time of flight of heat pulses appear to be a valuable tool for investigating the onset of dispersion in solids. The essence of the heat-pulse technique is the separation of modes according to their velocities. By improved time resolution, it applies not only to the separation of different polarizations, but also, to a certain extent, to the separation of the different frequencies. This "time-domain" spectrometry makes use of broad-band, rather than monochromatic, emission, and of dispersion, which is an intrinsic property of solids.

We are indebted to B. J. Elliott for helpful discussions.

¹L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures* (McGraw Hill, New York, 1946).

²R. J. Von Gutfeld and A. H. Nethercot, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **17**, 868 (1966).

³W. Eisenmenger and A. H. Dayem, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 125 (1967).

⁴A. H. Dayem, B. I. Miller, and J. J. Wiegand, *Phys. Rev. B* **3**, 2949 (1971).

⁵Heat-pulse propagation at higher frequencies is practically forbidden in InSb because of the important rate of isotopic phonon scattering in this material.

⁶J. Jouffroy, *C. R. Acad. Sci., Ser. B* **265**, 67 (1967). However, this work does not give the dispersion relations along [110].

⁷D. L. Price, J. M. Rowe, and R. M. Nicklow, *Phys. Rev. B* **3**, 1268 (1971).

⁸L. J. Slutky and C. W. Garland, *Phys. Rev.* **113**, 167 (1959).

InSb [110]
 $l = 3,3 \text{ mm}$

20 μvolts

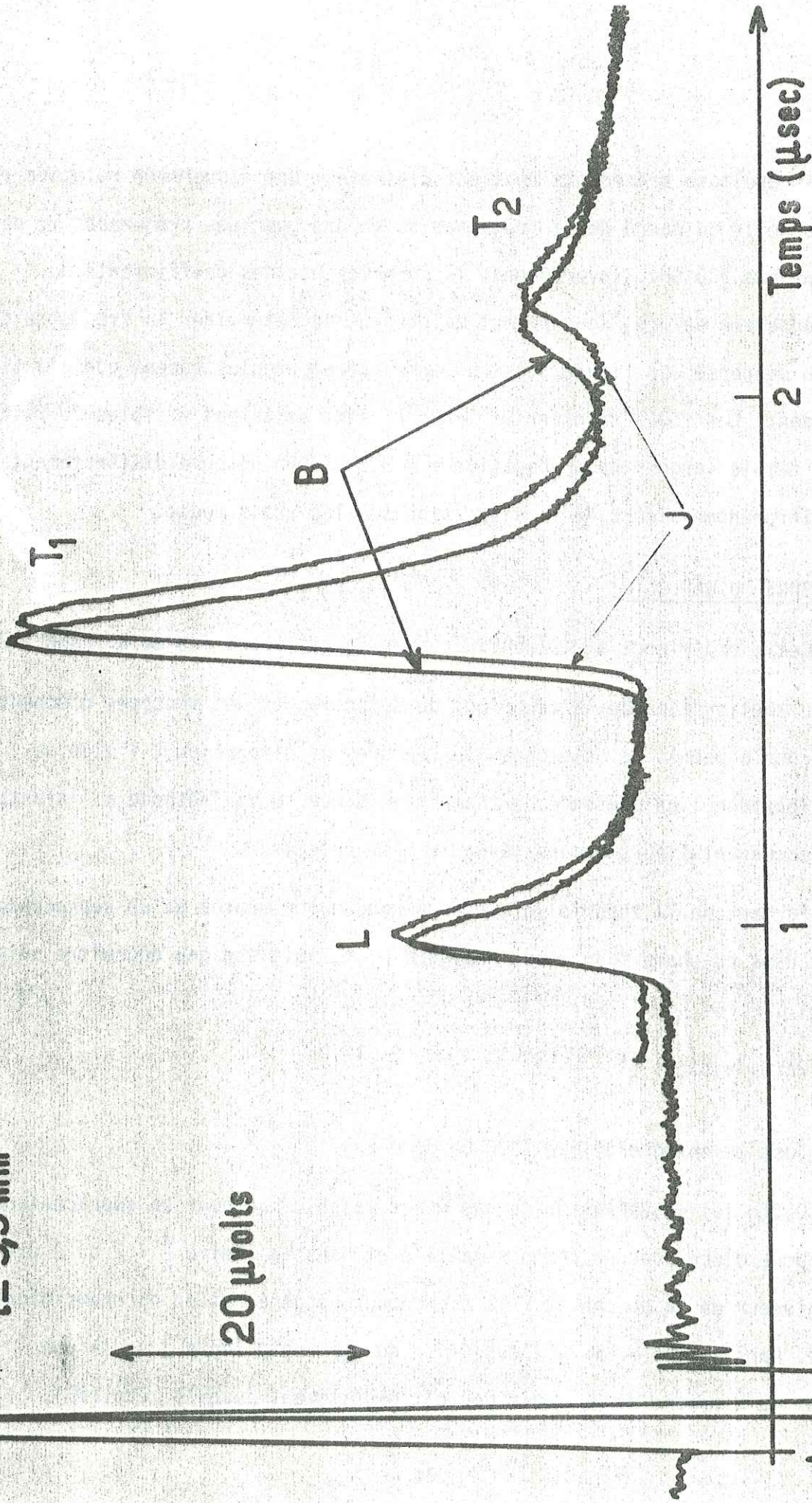


Figure 3 II Signaux de phonons détectés à l'aide d'un bolomètre (trace B), d'une J.T.S d'étain (trace J) dans un cristal InSb selon la direction [110]. On note la très faible dispersion du mode L. En revanche, elle est nettement mesurable sur les modes T₁ et T₂.

Les résultats précédents montrent clairement une dispersion relative proportionnelle au carré de la fréquence du phonon pour des fréquences ne dépassant pas 300 GHz. Inversement, la connaissance des coefficients du développement de $v(q)$ nous permet maintenant de déterminer la fréquence du phonon dispersé. La figure 3 est un enregistrement plus récent que l'article précédent. Les modes transverses lents T_2 sont nettement visibles du fait de la faible largeur de propagation $l = 3,3$ mm. On observe distinctement les différentes valeurs de la dispersion sur les trois modes.

B. MESURE DU GAP $2\Delta(H)$

Cette expérience a été réalisée avec la collaboration de B. PANNETIER.

L'amélioration de la technique de détection et des montages d'échantillons nous a permis de développer les mesures de dispersion à l'aide de jonctions tunnel en présence de champ magnétique. Cette méthode a l'avantage d'effectuer plusieurs mesures avec le même détecteur.

Partant de la théorie de Ginzburg-Landau, on montre qu'un supraconducteur placé dans un champ magnétique homogène $H_{//}$, voit son gap décroître suivant la loi :

$$2\Delta(H) = 2\Delta(0) \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right)^{1/2}$$

où H_c est le champ critique (300 Oe pour Sn).

Cette loi de variation du gap n'est valable que pour un supraconducteur en couche mince avec un champ parallèle et dans la limite $\frac{d}{\lambda} < 2$ où d est l'épaisseur de la couche et λ la profondeur de pénétration du champ magnétique. Dans le cas $\frac{d}{\lambda} > 2$, l'évolution du gap reste lente jusqu'à une valeur de H proche de H_c , puis décroît brutalement jusqu'à zéro. (20).

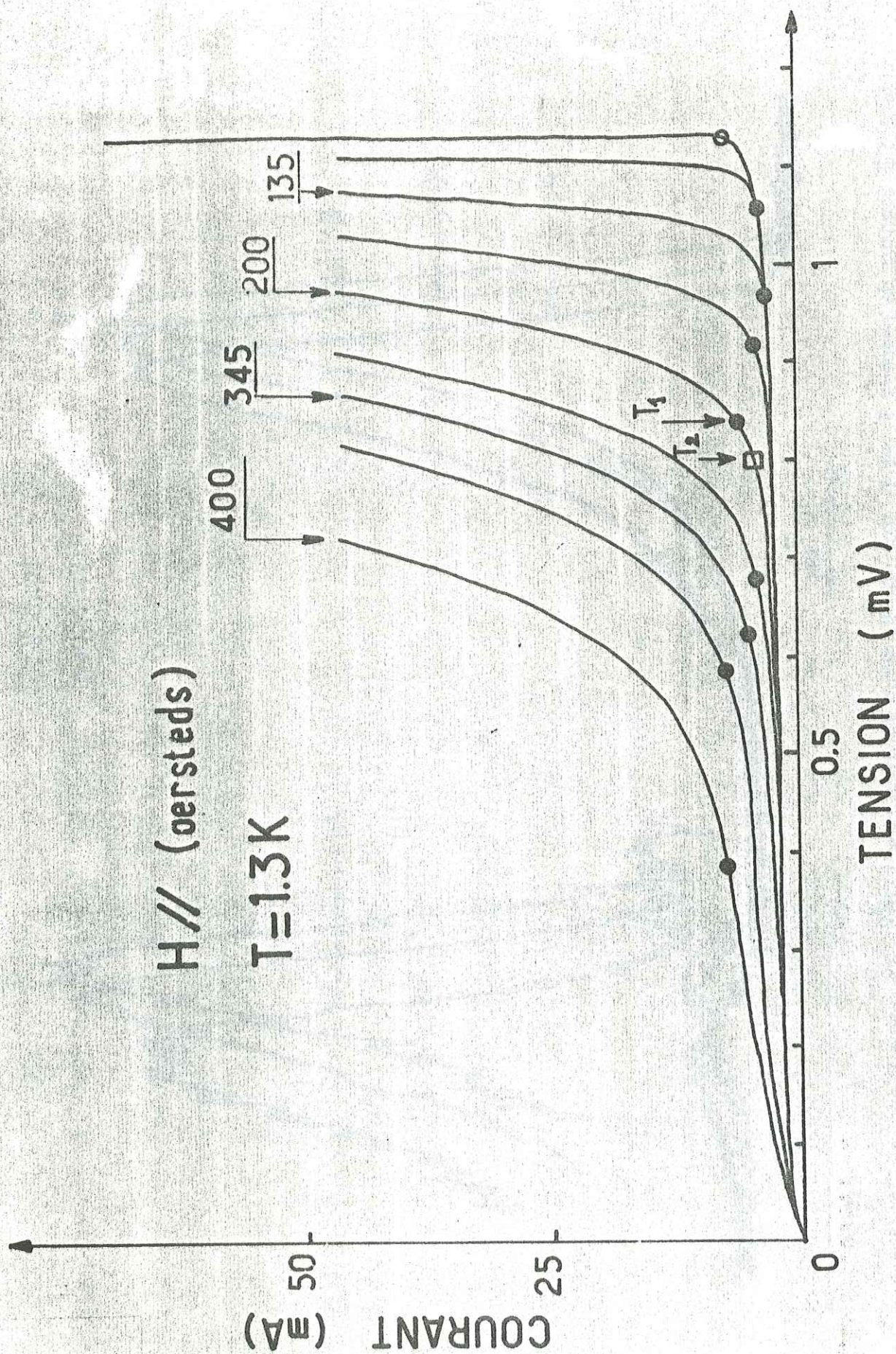


Figure 4 II Caractéristiques I(V) d'une J.T.S. d'étain de 1 500 Å d'épaisseur pour différentes valeurs du champ magnétique allant de 0 à 400 Oersted. Les points noirs indiquent la mesure du gap $2\Delta(H)$ par la dispersion des modes T_1 , le carré blanc par les modes T_2 .

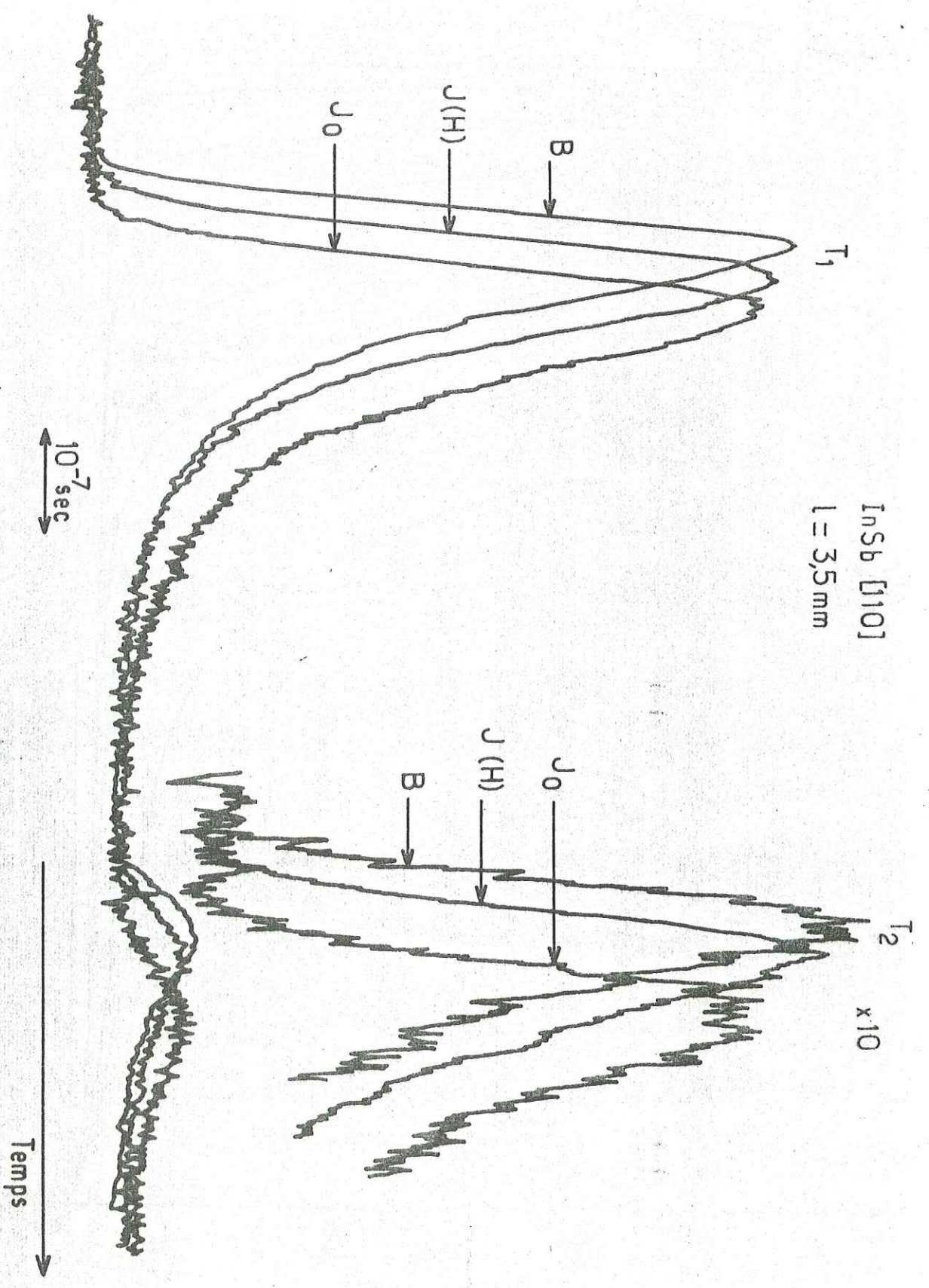


Figure 5.II. Signaux de phonons T_1 et T_2 dans In Sb selon la direction [110]. La trace B indique la détection bolométrique, la trace $J(H)$ la détection avec J.T.S. d'étain sous un champ // de 150 oersteds, la trace J_0 la détection avec la même J.T.S. hors champ. Les signaux T_2 ont été amplifiés afin de faire apparaître le départ abrupt des front de montée.

La mesure du gap en présence de champ magnétique est en fait délicate, compte-tenu de l'étalement de la densité d'états électroniques. (21). En absence de champ magnétique, le gap est couramment mesuré sur la caractéristique $I(V)$ de la jonction supra. La figure 4 montre un réseau de caractéristiques $I(V)$ pour différentes valeurs du champ. On observe que la transition entre le courant tunnel thermique et le courant tunnel normal a perdu son caractère abrupt.

L'expérience décrite maintenant se propose de mesurer le "gap effectif" $2\Delta(H,T)$ de la jonction tunnel comme détecteur de phonons. Le gap effectif est défini comme étant la plus petite valeur d'énergie de condensation de paires de Cooper. La mesure est basée sur les relations de dispersion $v(q)$ déterminées précédemment, elle consiste à déterminer la fréquence :

$$v = \frac{2\Delta(H)}{h} \text{ du phonon le moins dispersé.}$$

Nous avons choisi la direction $[110]$ où les deux modes transverses ne sont pas dégénérés.

Le détecteur utilisé est une jonction tunnel d'étain dont la fréquence de coupure mesurée en champ nul est égale à 278 GHz (soit 1,145 meV).

Ainsi, le développement de $v(q)$ peut s'arrêter au terme en q^2 .

$$v(q) = \frac{S}{2\pi} \cdot q(1 - a^2q^2)$$

La figure 5 montre un enregistrement de signaux de phonons transverses rapides et lents (T_1 et T_2) détectés avec une jonction tunnel d'étain de 1 500 Å d'épaisseur. Les traces marquées J_0 correspondent à l'enregistrement effectué sans champ, celles marquées de $J(H)$ indiquent un champ parallèle de 360 Oe, donc un gap $2\Delta(H) < 2\Delta(0)$. La trace B indique l'enregistrement bolométrique.

InSb [110]

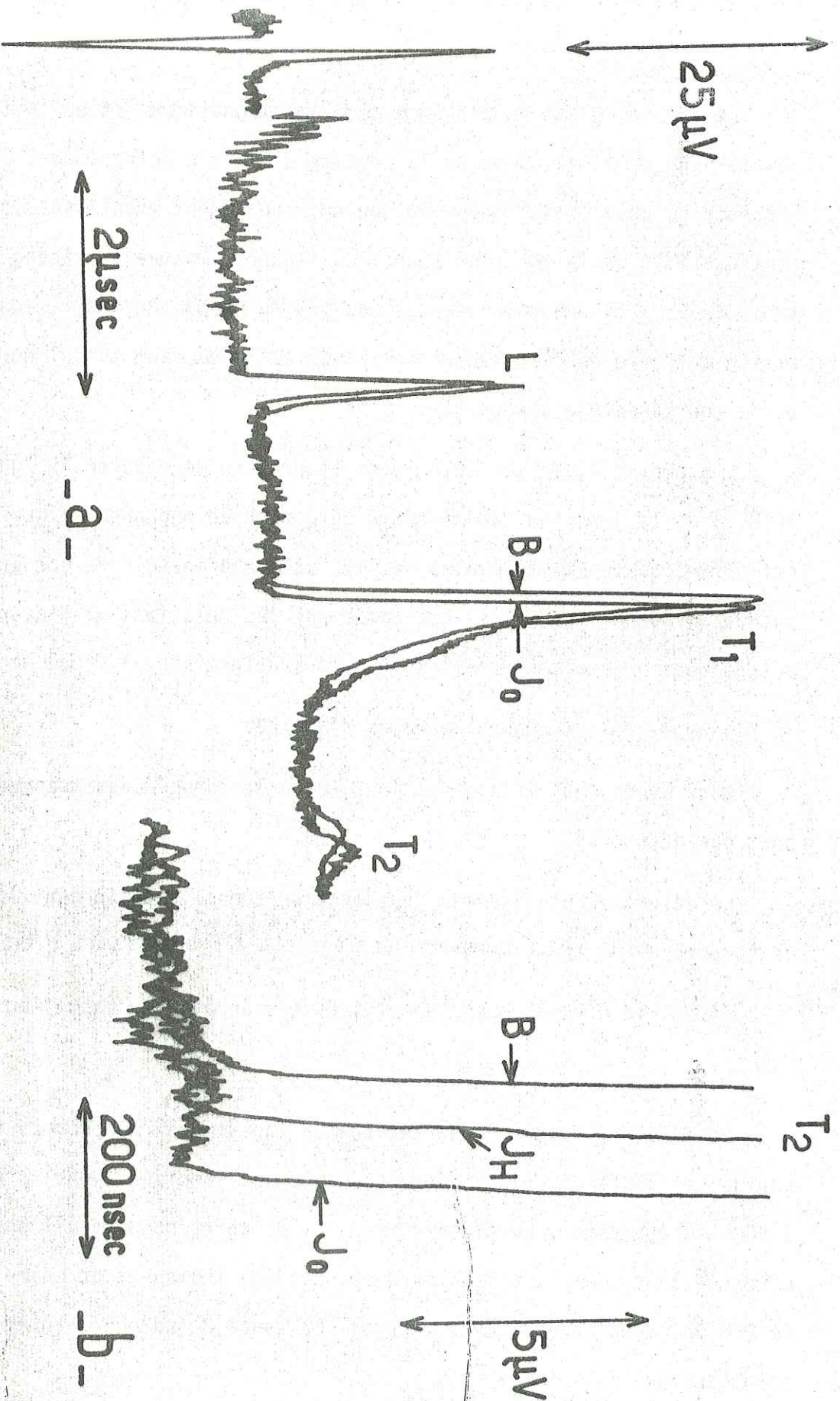


Figure 6.II. a) Enregistrements d'impulsions de chaleur, réalisés à l'aide d'un bolomètre (trace B) et jonction tunnel (trace J_0).

b) Début des impulsions T_2 amplifiés par 10 en abscisses et ordonnées.

La dispersion relative $\frac{t_{j0} - t_B}{t_B}$ mesurée pour le mode T_1 est égale à 1,8 %, pour le mode T_2 3,42 %, t_{j0} et t_B étant les temps de vol des signaux de jonction et de bolomètre.

La vitesse de groupe $\frac{\partial \omega}{\partial q} = s (1 - 3a^2 q^2)$ permet d'exprimer la dispersion relative en fonction de l'énergie de coupure $2\Delta(H)$.

$$\frac{t_j - t_B}{t_B} = 3a^2 \left[\frac{2\Delta(H)}{hs} \right]^2$$

avec pour les modes T_1 $a = 1,03 \text{ \AA}$

et pour les modes T_2 $a = 1,011 \text{ \AA}$

La mesure de $2\Delta(H)$ est donc directe.

Les jonctions tunnel utilisées ont une surface active de 1 mm x 1 mm. L'étain a une pureté de 5 N. L'épaisseur est de 1 500 Å. Partant des mesures de rapport de résistance des films et du champ critique, on obtient les paramètres suivants :

- libre parcours moyen électronique = 800 Å

profondeur de pénétration $\lambda = 600 \text{ \AA}$

longueur de cohérence $\delta = 1\,400 \text{ \AA}$ (22) à la température de 1,3 K.

Nous montrons sur la figure 6 un exemple de mesure des temps de retard dûs à la dispersion.

Les signaux sont amplifiés au maximum de façon à mesurer le temps de vol de phonons les plus rapides, sans ambiguïtés. La précision de la mesure est estimée à 5 nsec.

Le champ magnétique est créé par une bobine supraconductrice de Helmholtz. L'homogénéité du champ est de 3 % sur un volume de 1 cm³. La mesure dite à champ nul est en fait réalisée avec un champ de quelques

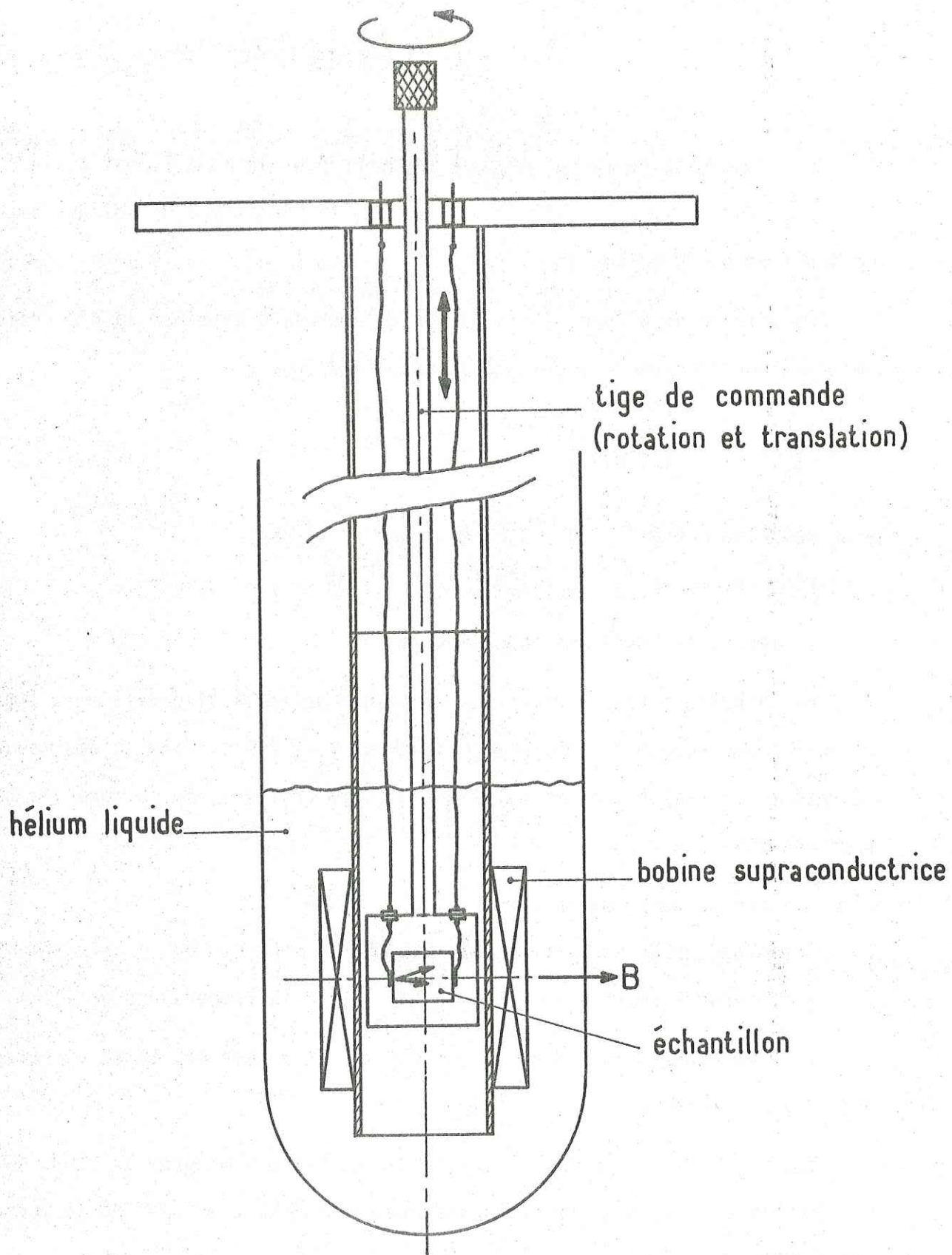


Figure 7. II. Dispositif expérimental permettant d'expulser le champ magnétique par une translation verticale. Le passage de la géométrie champ // à champ \perp s'effectue par une rotation.

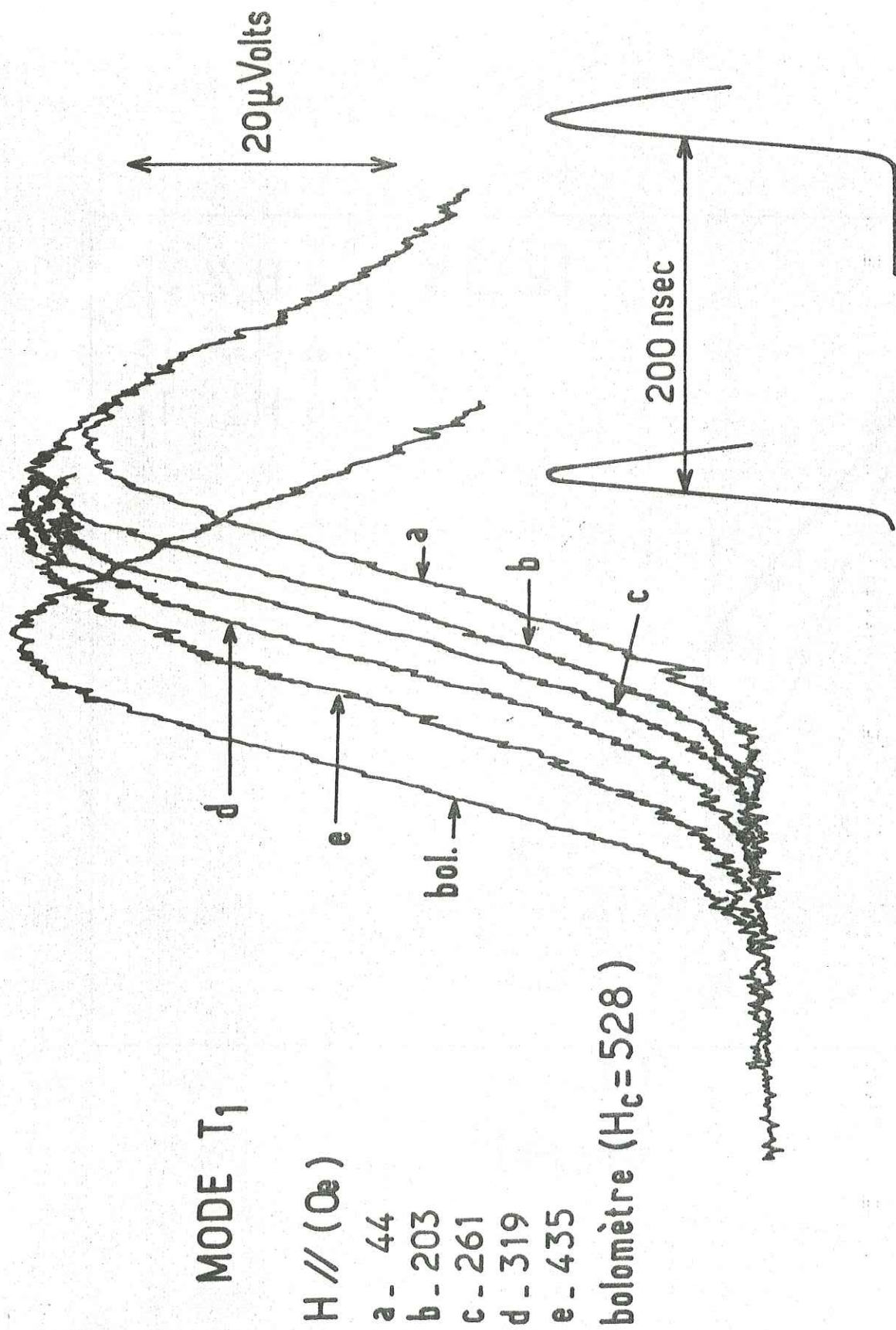


Figure 8II. Série d'enregistrements typiques des modes T_1 pour différentes valeurs du champ //:

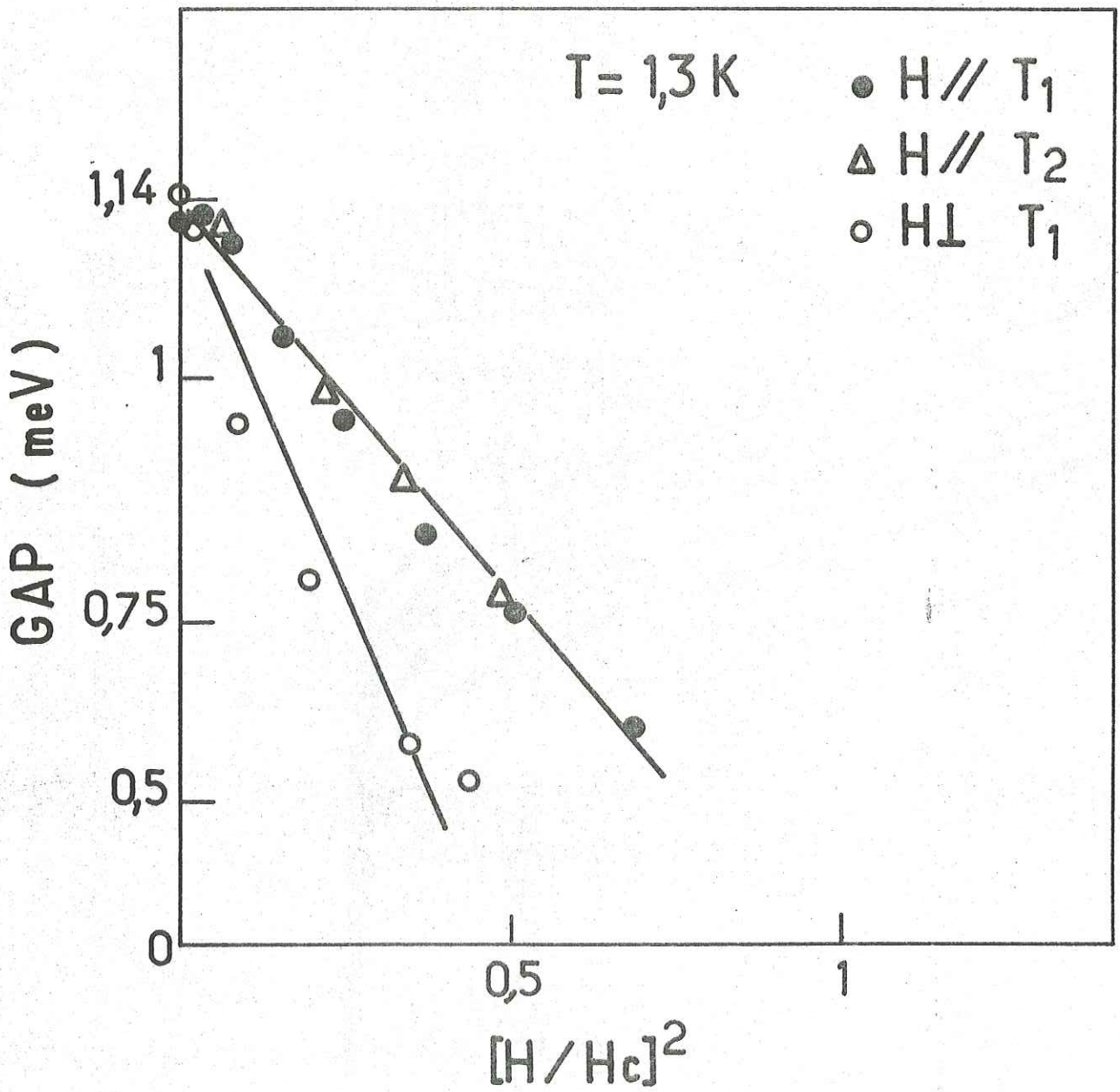


Figure 9 II. Valeurs du gap $2\Delta(H)$ en fonction de H/H_c , mesuré par dispersion.

Oersteds de façon à éliminer les marches "Josephson" de la caractéristique $I(V)$ risquant de créer des non-linéarités dans la détection.

Le point essentiel de cette expérience est l'élimination du flux piégé (23). Cet effet crée un phénomène d'hystérésis très important sur la valeur du gap en champ décroissant. Afin d'éliminer cet effet perturbateur, il est absolument indispensable d'effectuer les mesures de dispersion et de tracer les caractéristiques $I(V)$ dans le sens du champ croissant en partant de $H = 0$. Une fois arrivé à la valeur du champ maximum H_C , celui-ci est expulsé en rendant normale la jonction tunnel.

Pour cela, nous avons réalisé un porte échantillon coulissant verticalement, pouvant être sorti de l'hélium liquide (Figure 7).

Par une rotation, on peut passer de la géométrie champ // à champ \perp .

Les résultats :

Nous avons représenté sur la figure 8, une série typique d'enregistrements de modes T_1 pour différentes valeurs de H . La valeur du "gap effectif" correspondant à chaque valeur du champ, a été pointée sur le réseau $I(V)$. (Figure 4). Les mêmes mesures sont effectuées simultanément sur les modes T_1 et T_2 ayant des courbes de dispersion différentes. L'écart moyen sur les valeurs mesurées de $2\Delta(H)$ est de 6 %.

Nous avons porté (Figure 9) les valeurs du gap en fonction du champ magnétique. Les dernières mesures s'arrêtent pour les valeurs de H de l'ordre de $\frac{H}{H_C} \approx 0,8$.

La raison est la diminution de la sensibilité de la jonction avec H . Les mesures ont été faites avec deux points de polarisation différents afin

de s'assurer de l'absence d'effet de détection assistée par phonons d'énergie inférieure à $2\Delta(H)$: Le signal ne doit pas dépasser $40\mu\text{volts}$ si l'on veut s'assurer une détection linéaire.

Dans le cas d'un champ perpendiculaire, la décroissance du gap avec H est plus rapide que B.C.S. Nous ne nous attarderons pas sur ce comportement en champ \perp où les zones normales créées dans le supra croissent avec le champ.

Par contre, les résultats en champ parallèle pour les modes T_1 et T_2 sont finalement assez proches d'un comportement $2\Delta(H)$ B.C.S.

Les caractéristiques $I(V)$ avec champ magnétique ont un comportement qui est dû d'une part à l'étalement des densités d'états avec le champ, propriété intrinsèque au supraconducteur, mais d'autre part à un effet de géométrie ou "effet de bord", entraînant une large inhomogénéité du gap au sein de la jonction. En effet, au cours de l'évaporation, il est difficile d'éliminer complètement la zone de pénombre aux bords des couches minces. Celles-ci ont leur épaisseur qui se raccorde sans discontinuité avec le substrat. De façon à réduire cet effet, la surface active de la jonction est de $(1\text{ mm} \times 1\text{ mm})$ au lieu de $(0,1\text{ mm} \times 0,1\text{ mm})$ initialement.

Finalement, le gap mesuré par les phonons est probablement la plus petite valeur de 2Δ au sein de la jonction.

La plupart des mesures de gap sur les couches minces supraconductrices en présence de champ magnétique, que ce soit tunnel, conductivité thermique ou absorption de micro-ondes, reposent sur une forme de densité d'états du type B.C.S. en présence de champ d'où l'on tire un paramètre d'ordre (24). Nos mesures ne supposent rien a priori et sont indépendantes des autres.

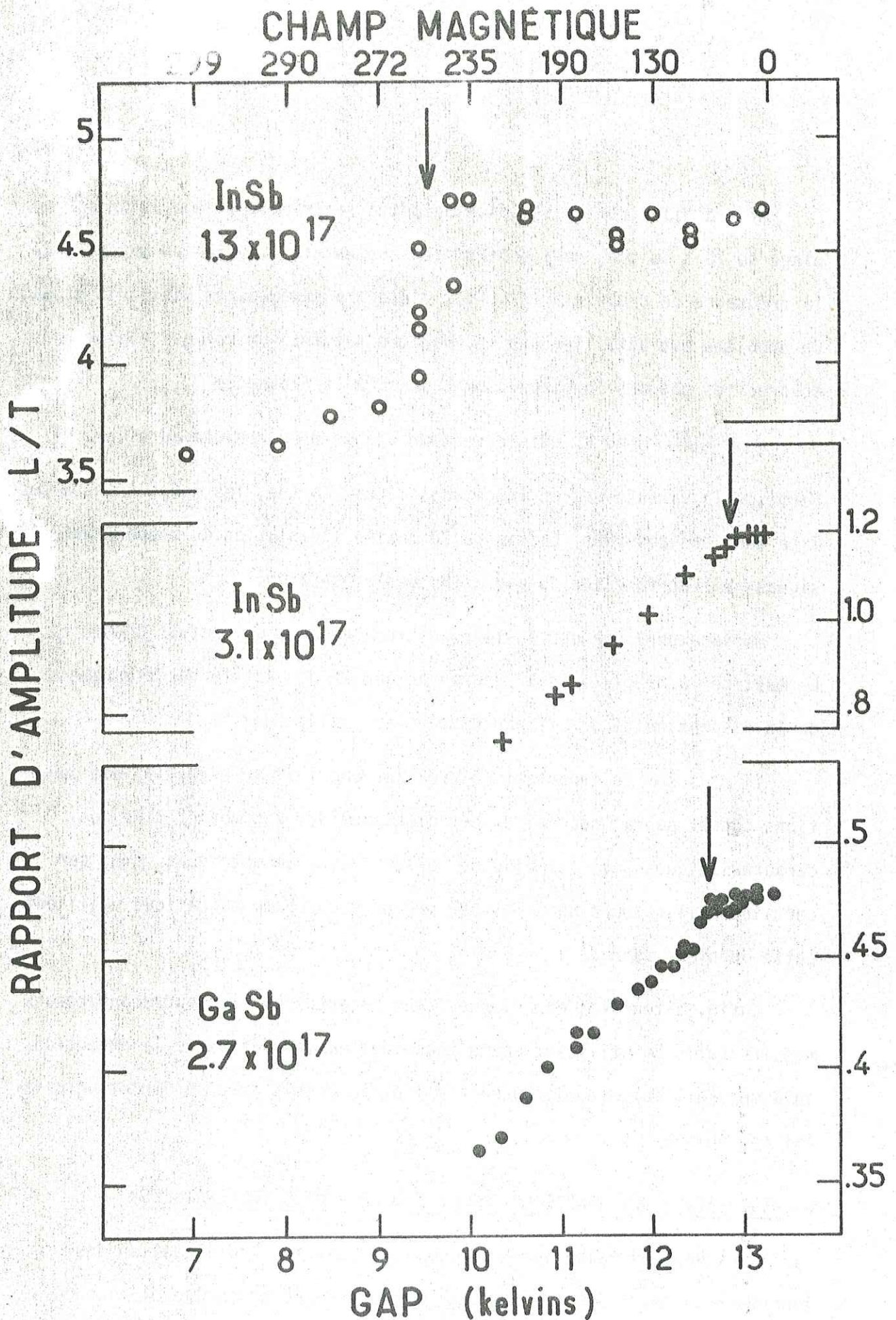


Figure 10 II. Rapport des amplitudes longitudinales sur transverses selon $[111]$ dans InSb et GaSb. Noter la continuité pour les différentes valeurs du gap $2\Delta(H) = 2hk_{Fs}$. Les flèches sont pointées aux valeurs théoriques $2\Delta(H) = (3\pi^2n)^{1/3} \hbar s$.

Afin d'illustrer la validité de cette technique de modulation sur une plage de 70 % du gap, nous montrons brièvement ici la mise en évidence de la fréquence de coupure ν_0 d'un gaz d'électrons dégénérés dans InSb et GaSb. Ce problème est détaillé dans le chapitre suivant. Un tel gaz d'électrons absorbe les phonons longitudinaux L jusqu'à la fréquence :

$$\nu_0 = \frac{2s \cdot k_F}{\pi} \quad \text{où } k_F \text{ est le vecteur d'onde électronique au niveau de}$$

Fermi, s la vitesse du son longitudinal. Par contre, les modes transverses T ne sont pas absorbés. La figure 10 montre l'évolution du rapport des signaux L/T en fonction du gap $2\Delta(H)$ de la jonction.

Cette expérience est faite pour trois valeurs du vecteur d'onde k_F . Le test de la précision des mesures de gap $2\Delta(H)$ est le positionnement de la discontinuité de L/T par rapport à ν_0 . (flèches).

Il nous semble important de préciser que le "gap effectif" des jonctions tunnel supraconductrices est différent du "gap moyen" tiré des caractéristiques $I(V)$ à l'aide de constructions géométriques (24), car certains utilisateurs de J.T.S. en présence de champ magnétique utilisent cette dernière méthode.

Enfin, citons les expériences plus récentes sur les supraconducteurs massifs (25). En utilisant cette technique de modulation de la détection, on a mesuré l'anisotropie du gap de l'étain massif avec la direction cristallographique.

C. UTILISATION DES JONCTIONS TUNNEL A DIFFERENTES TEMPERATURES

Nous voulons faire ici quelques remarques sur l'utilisation des jonctions tunnel à différentes températures. Alors que l'évolution du gap sur les caractéristiques $I(V)$ en fonction du champ magnétique reste

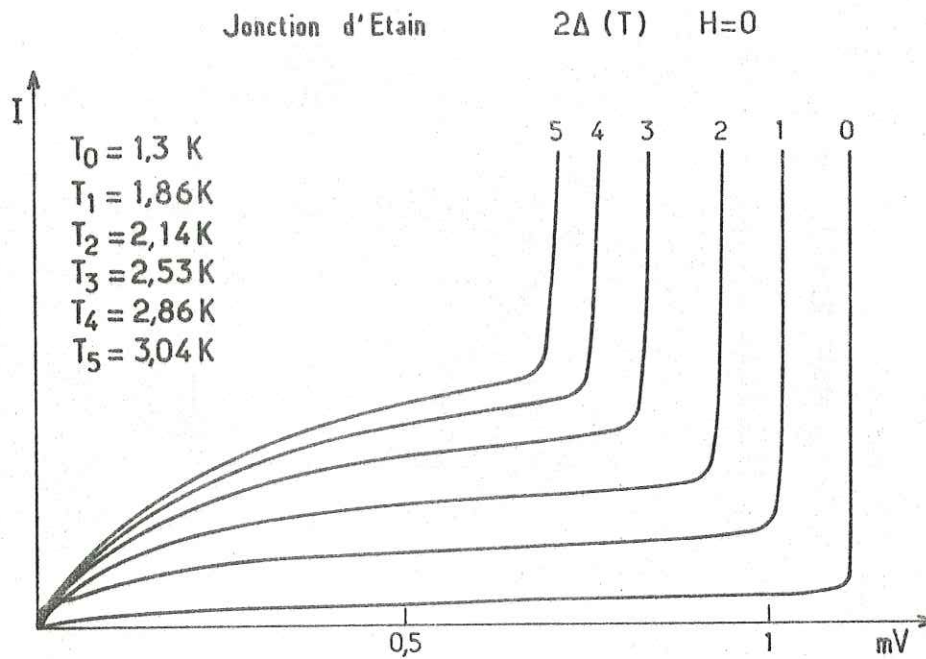


Figure 11. II Réseau de caractéristiques I(V) de J.T.S. d'étain pour différentes températures

difficile à percevoir, elle est nettement visible et mesurable sur un réseau I(V) à différentes températures. (Figure 11). Deux effets sont remarquables, la décroissance du gap :

$$2\Delta(T) \propto 2\Delta(0) \left[1 - \frac{T}{T_C} \right]^{1/2}$$

et l'accroissement exponentiel du courant tunnel thermique dans le régime $|eV| < 2\Delta(T)$.

Des enregistrements réalisés à l'aide de jonctions tunnel d'étain à différentes températures nous ont permis de mesurer le "gap effectif" $2\Delta(T)$ par la dispersion des modes T_1 et T_2 .

$$2\Delta(T)_{\text{eff}}^2 = \frac{\Delta t}{t} \times \frac{h^2 s^2}{3a^2}$$

Le résultat des mesures de $2\Delta(T)$ donne une évolution identique aux mesures I(V) pour les basses températures, $T < \frac{T_C}{2}$ environ. Au dessus, $2\Delta(T)$ décroît plus vite et atteint même la valeur zéro pour une température $T^* < T_C$. (Figure 12).

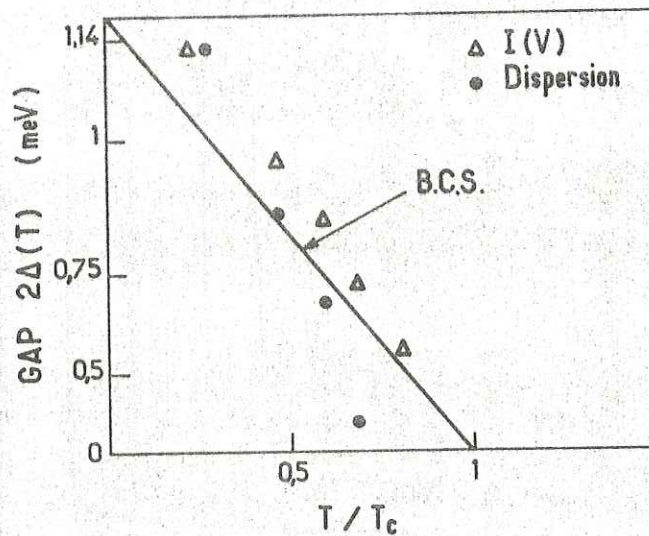


Figure 12.II: Variation du gap effectif $2\Delta(T)$ en fonction de la température, mesurée par dispersion (o), sur la caractéristique I(V) (Δ).

L'hypothèse de l'injection forte de quasiparticules créant un échauffement est écartée en travaillant à faible puissance. Par contre, l'hypothèse de la diffusion des phonons d'énergie $h\nu < 2\Delta$ (8) par les quasiparticules thermiquement créées est possible. Cette diffusion exponentiellement croissante avec la température peut entraîner un échauffement de la jonction, celui-ci abaissant de surcroît le gap.

Le rapport des coefficients d'atténuation supra-conducteur α_s et normal α_N de l'étain est de l'ordre de 0,5 pour des fréquences de phonons $\nu < \frac{2\Delta}{h}$ à la température de 2,8 kelvins.

$$\frac{\alpha_s}{\alpha_N} = \frac{2}{\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) + 1}$$

L'expérience test, que nous n'avons pas eu le temps de faire, serait de relever la caractéristique en régime transitoire pendant la détection des phonons.

En conclusion, l'utilisation de J.T.S. demande des précautions pour des températures supérieures à $\frac{T_c}{2}$.

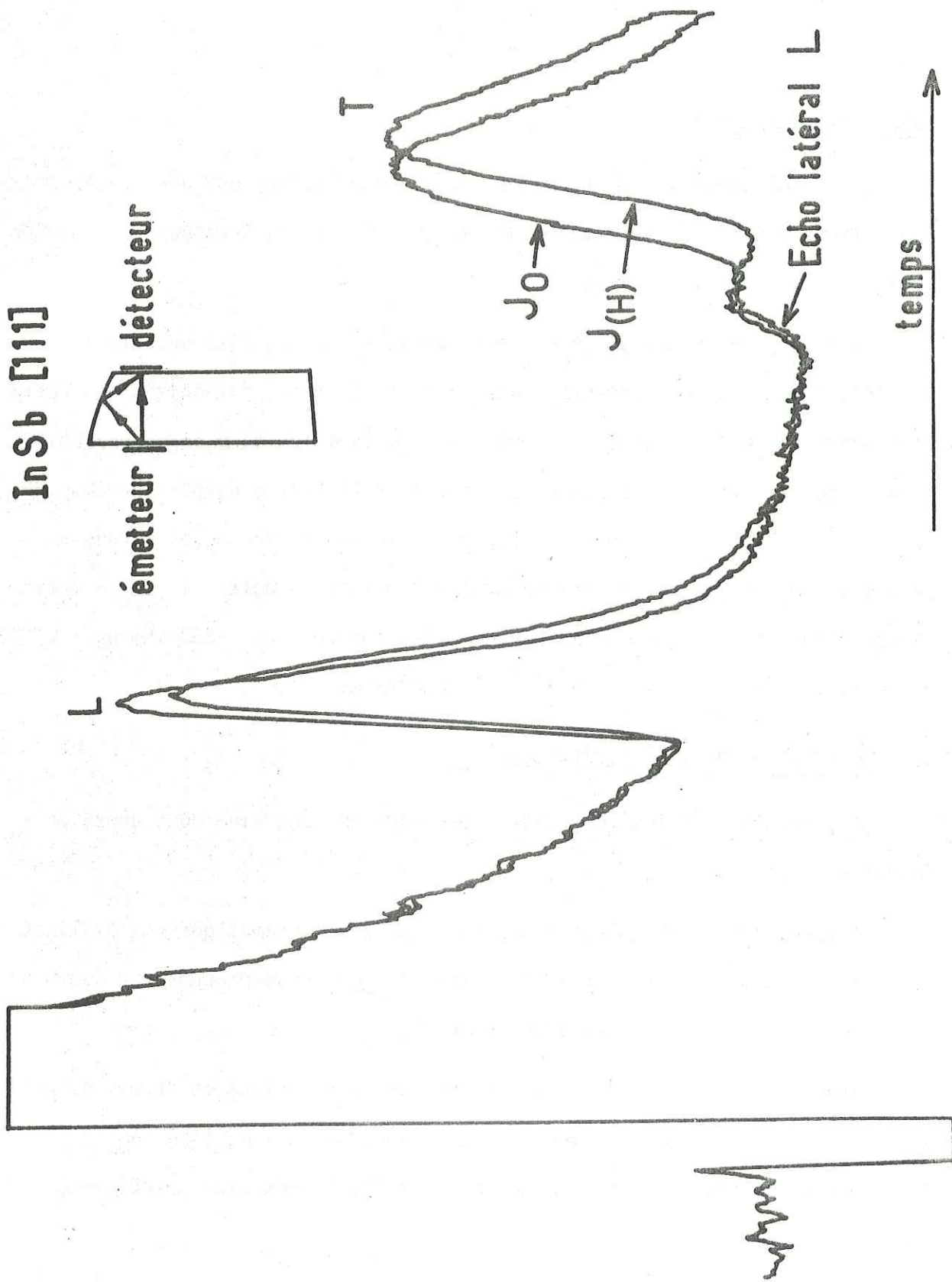


Figure 13 II Signaux de phonons enregistrés avec une J.T.S. hors champs (J_0) avec champ // (J_H). Noter la très faible dispersion sur l'écho latéral L, comparée à celle observée sur l'impulsion T directe.

Observation amusante :

La direction de propagation est (111). Le détecteur est une J.T.S. d'étain. Comme le montre l'enregistrement des signaux, les modes transverses sont précédés par un "prépulse" (Figure 13).

Dans un premier temps, nous avons pensé à une mauvaise orientation ($\neq 111$), levant la dégénérescence des modes T. En fait, il s'agit d'une réflexion sur un bord du cristal des modes L. L'application d'un champ magnétique // à la jonction le montre clairement par sa très faible dispersion comparée aux modes T. La très faible anisotropie de la vitesse des modes L nous a permis de mesurer la différence de parcours. Il est à noter le bon coefficient de réflexion compte tenu de la fréquence des phonons ($\nu > 280$ GHz ou $\lambda < 120 \text{ \AA}$) et de la présence d'hélium liquide à l'interface.

D. AUTRES EXPERIENCES DE DISPERSION :

Nous mentionnons ici les expériences dans le Germanium sous pression décrites au chapitre IV.

La spectrométrie de phonons par la dispersion chromatique est utilisée dans InSb de type P pour l'étude de l'interaction trous-phonons. (Se reporter à la thèse de doctorat d'état de F.R. LADAN).

Enfin, nous mentionnons l'utilisation de la technique de "temps de vol" pour la détermination de la relation de dispersion $\nu(q)$ de l'hélium II. Ces expériences postérieures aux nôtres sont détaillées dans les références (26), (27) et (28).

III. SPECTROMETRIE DE PHONONS DANS InSb type n

L'essentiel du travail de spectroscopie de phonons thermiques dans InSb est décrit dans l'article que nous présentons maintenant. Ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec B. PANNETIER, F.R. LADAN et J.P. MANEVAL.

Pour le lecteur qui ne voudrait pas lire en détail l'ensemble de cet article, nous résumons brièvement la situation et les résultats, dans InSb, concernant l'interaction électron-phonon, qui sont à la base de notre spectroscopie.

A très basse température, InSb de type n reste dégénéré pour des concentrations allant de 10^{14} à 10^{18} cm^{-3} .

Le rayon de Bohr de l'impureté (soufre) est de l'ordre de 1500 \AA . Il y a un recouvrement des orbites d'une impureté à l'autre. Le niveau de Fermi est toujours situé dans la bande de conduction. Néanmoins, la valeur du rayon de la surface de Fermi comparé à celui d'un métal entraîne la sphéricité de cette surface $|\vec{k}_F| = C^{te}$ pour n fixé.

$$k_F = (3\pi^2 n)^{1/3} \quad \text{où } n \text{ est la concentration d'électron par unité de volume.}$$

$k_F = 1,33 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ pour $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ce qui correspond à une énergie de ~ 4 kelvins, (Figure 1), ordre de grandeur des phonons thermiques générés en impulsions de chaleur.

Nous démontrerons et utiliserons deux propriétés de l'interaction

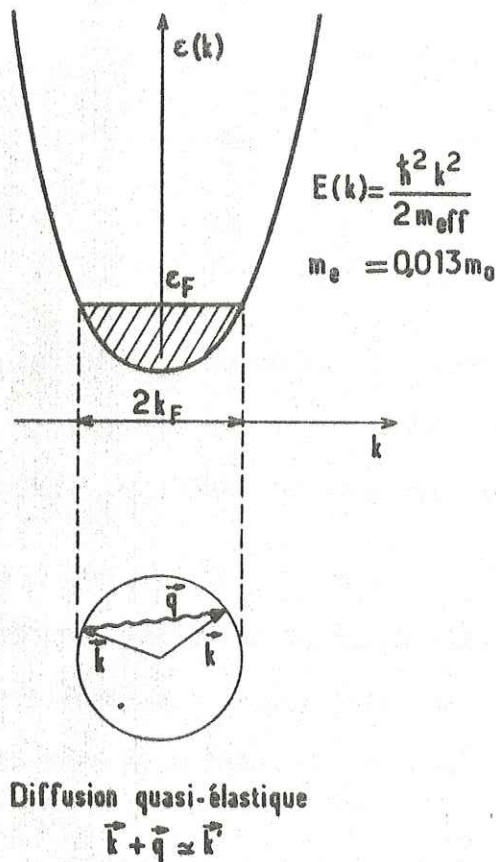


Figure 1 III Limite de l'interaction électron-phonon au vecteur d'onde $q = 2k_F(n)$

son dans He II (38). Au delà de la concentration $n = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, la non-parabolicité de la bande de conduction et le mélange S-P des fonctions d'onde électroniques font que les modes transverses peuvent interagir avec les électrons. Pour de plus amples informations sur ce point, nous renvoyons à la thèse de doctorat d'état de F.R. LADAN.

La lettre qui suit décrit l'expérience ayant permis la mise en évidence de cette règle de sélection $\alpha_t = 0$

électron-phonon,

i) règle de sélection sur les polarisations \vec{e}_q .

ii) limitation de l'interaction aux phonons de vecteur d'onde $q < 2k_F$.

i) la fonction d'onde des électrons de conduction s'écrit $\psi_k(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot \exp i\vec{k} \cdot \vec{r}$ où $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ est définie dans une maille. L'interaction est du type "potentiel de déformation", et l'élément de matrice est proportionnel à $\int d^3r \cdot (\vec{q} \cdot \nabla u_{\vec{k}}) (\vec{e}_q \cdot \nabla u_{\vec{k}})$.

Si maintenant les fonctions $u_{\vec{k}}$ sont de type S, ce qui est le cas dans InSb de type n pour le dopage $n < 10^{18} \text{cm}^{-3}$, alors seuls les modes longitudinaux ont un coefficient d'atténuation $\alpha_L \neq 0$ (29). Nous avons démontré cette propriété par une méthode de calibration de bolomètre à l'aide d'impulsions de second

NON-INTERACTION OF TRANSVERSE PHONONS WITH FREE ELECTRONS

J.P. MANEVAL* and D. HUET

Groupe de Physique des Solides de l'École Normale Supérieure
24, rue Lhomond, 75231 Paris cedex 05, France

Received 7 June 1974

By calibrating the phonon detectors with an auxiliary second sound pulse in superfluid helium, we could verify that transverse heat pulses propagating in InSb suffer no attenuation from the free electrons.

In a previous paper [1] we reported a striking absorption of longitudinal (L) heat pulses by the free electrons in doped Indium Antimonide. No transverse attenuation (α_t) could be observed within the limits of reproducibility (about 50%) of the superconducting bolometers used in that experiment. We describe here a new calibration method using the contact with the surrounding helium bath, which yields with confidence the result:

$$\alpha_t = 0. \quad (1)$$

According to Bloch [2], the matrix element for electronic transitions involving a transverse phonon is zero provided the electron wavefunctions have s-symmetry. This condition is well fulfilled in InSb at the bottom of the conduction band. Let us recall however that, in III-V materials, such a selection rule only holds at high enough frequencies (above 2×10^{10} Hz) for the deformation potential to overcome the piezoelectric effect, that is in the range of thermal phonons.

To investigate the absorption by the free electrons, we compare the heat pulse transmission along $\langle 111 \rangle$ in two InSb samples of similar lengths ($l_1 = 0.925$ cm; $l_2 = 0.906$ cm) containing quite different electron concentrations ($n_1 = 6.5 \times 10^{15}$ cm $^{-3}$; $n_2 = 5.0$ to 6.7×10^{17} cm $^{-3}$). They were provided with identical thin-film photon emitters (gold: 500 Å) and detectors (aluminum: 370 Å); the measurement system was standard [1]. But, the main limitation to absolute attenuation measurements being the random of bolometer sensitivities, we designed the following set-up (inset of fig. 1):

* With the University of Paris VII.

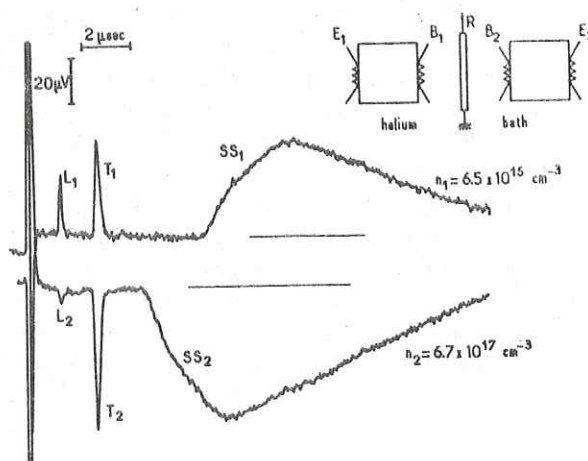


Fig. 1. Boxcar tracing of the bolometer signals: L and T heat pulses have travelled in InSb, SS in liquid helium. Note that the heat pulses have been emitted late to arrive in coincidence with the SS signals; purposely, the time delay between SS₁ and SS₂ was not corrected (see text). Inset shows the symmetric arrangement of the two samples with bolometers B₁ and B₂ in front of the second sound source R.

Bolometers B₁ and B₂ face symmetrically a cylindrical thin-film rod resistor (E.M.C. Technology) to which electrical pulses (about 10 watts during 5 μsec) are supplied. Second sound (SS) pulses are thus generated into the superfluid helium bath (at 1.2 K) and travel towards B₁ and B₂. There, they are juxtaposed (fig. 1) to the heat pulses of equal power and duration (200 nsec) radiated into the InSb samples by the emitters (E₁ and E₂), after suitable delay to account for the slower propagation of energy in liquid helium.

After the symmetry of the configuration, we consider the second sound signals as calibrators of the bolometers since the same energy flux hits both B₁ and B₂.

Measured relatively to SS_1 and SS_2 , we find that the signals of transverse phonons T_1 and T_2 are equal within a few percent (less than 10% over the range of power input to the emitters: 1.5 to 35 W/cm²). This indicates a mean free path - both against electrons and impurities - of at least a few centimeters, and it is the limit of accuracy we can ascribe to eq. (1) for thermal phonons (in terms of a "transverse deformation potential", we would get as an upper limit about 1 eV). Besides, the strong reduction of the L signal (about 7 times) in the doped sample 2 helps appreciating this figure.

For optimizing the equality of input heat powers, the emitters were prepared during the same evaporation cycle along the shape of identical masks and consequently were very similar (E_1 : 35.1 ohms; E_2 : 35.6 ohms); in addition, the electrical pulses to E_1 and E_2 originated from a single generator whose output was divided into two coaxial branches by a matched T. The samples were carefully positioned in their holder at equal distances (0.95 cm) from R: this can be checked from the very small time, 2.3 μ sec, which separates SS_1 from SS_2 , as compared to the total transit time of about 400 μ sec in liquid helium. Finally, it was found necessary to perform both measurements *simultaneously in one single helium bath be-*

cause the second sound propagation is strongly dependent upon temperature.

As regards the bolometers, although prepared in the same conditions as the emitters, they had different operating points (B_1 : 55 ohms; B_2 : 65 ohms) and quite different sensitivities: the amplitude of SS_2 is 40% larger than that of SS_1 . The aim of the method was to cope with this non-reproducibility.

In conclusion, heat pulse work brings a missing proof to a well-known selection rule of electron-phonon interaction. We verified that T phonons of high frequency do not couple to the electrons in a simple semiconductor. We think that the calibration method here proposed is more precise than a calibration versus temperature and should be capable of various applications in bulk attenuation and interface problems.

The authors would like to thank Prof. Bok, Drs. F.R. Ladan, A. Libchaber, Nicole Perrin, S. Balibar and B. Pannetier for valuable criticisms.

References

- [1] J.P. Maneval, A. Zylbersztejn and D. Huet, Phys. Rev. Letters 27 (1971) 1375.
- [2] F. Bloch, Z. für Physik 52 (1928) 555.

Nous plaçant à $T = 0$, nous ne considérons que les processus d'absorption.

ii) la seconde propriété trouve son origine dans la conservation du moment.

$\vec{k} + \vec{q} = \vec{k}'$ et de l'énergie $E(k) + hqs = E(k')$. Cette diffusion quasi-élastique

$|\vec{k}'| \approx |\vec{k}|$

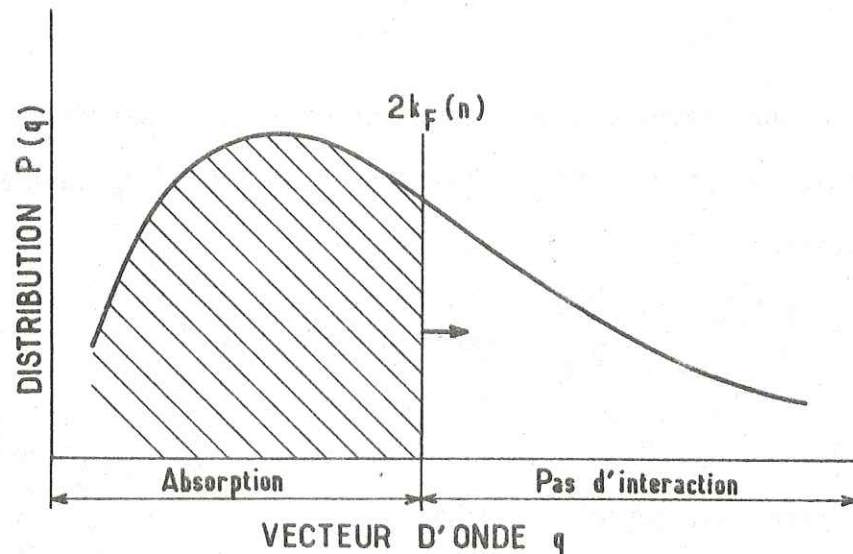


Figure 2III. Absorption du spectre longitudinal par un gaz d'électrons.

entraîne la limitation des vecteurs d'onde de phonons pouvant interagir,

à la valeur :

$$q = 2k_F \left| 1 + \frac{s}{v_F} + 3 \frac{s^2}{v_F^2} + \frac{n}{m} \frac{dm}{dn} \right|.$$

Ce cas limite correspond au retournement du vecteur d'onde électronique k_F .

s est la vitesse du son, v_F la vitesse de Fermi, n la concentration

et m la masse effective.

Le rapport $\frac{s}{v_F}$ varie entre 10^{-2} et 10^{-3} avec les dopages utilisés. Le

terme de non-parabolicité est négligeable si $n < 10^{18} \text{cm}^{-3}$. On peut donc

écrire avec une très bonne approximation que la limite de l'interaction

est $q = 2k_F$. Rappelons ici que l'atténuation des phonons longitudinaux par les électrons libres est indépendante du nombre d'électrons (30) si $T = 0$ et $m_e = c^{te}$.

Finalement InSb de type n se comporte comme un filtre passe haut pour les modes longitudinaux et comme un milieu transparent pour les transverses. (Fig. 2).

Nous avons estimé l'élargissement thermique de la coupure. Comme seuls les phonons dont le vecteur d'onde $q < 2k_F$ sont concernés, on peut écrire :

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta \epsilon F}{\epsilon F} = \frac{\Delta(2k_F)}{2k_F} \approx \frac{T}{T_F} \approx 10^{-3} \text{ où } T_F = \frac{\epsilon F}{k_B}$$

où T est la température du bain. Le rapport $\frac{T}{T_F}$ varie de 10^{-2} à 10^{-3} dans la gamme des dopages utilisés.

La coupure à $2k_F$ est donc extrêmement "abrupte." Cet effet est mis en évidence à l'aide des jonctions tunnel supraconductrices.

La deuxième partie de cet article est consacrée à la détermination du spectre longitudinal d'une impulsion de chaleur. Les mesures sont basées sur la variation du signal L en fonction de la valeur $2k_F(n)$.

A chaque valeur de $2k_F$, c'est-à-dire de n , correspond un nouveau cristal. Nous avons utilisé dix cristaux dont la concentration variait de 10^{14} à 10^{18} cm^{-3} , permettant ainsi l'analyse en fréquence de 20 à 500 GHz.

Afin d'éviter une mesure absolue du signal L pour chaque valeur de n , nous avons utilisé le fait de la non-interaction des modes T avec les électrons, (31) et mesuré le rapport des amplitudes longitudinales aux transverses L/T . Cette grandeur L/T décroît lorsque le diamètre de la sphère de Fermi augmente avec la concentration électronique. Si $P_L(q)$ est le spectre de la puissance

incidente sur le détecteur en l'absence d'électrons, le signal mesuré au détecteur est proportionnel à :

$$\int_{2k_F}^{\infty} P_L(q) \cdot dq.$$

La densité spectrale du mode L est donc proportionnelle à la dérivée du signal par rapport à $2k_F$.

$$P_L(q) \propto \left. \frac{d(L/T)}{d(2k_F)} \right|_{2k_F = q}$$

Cette méthode nous permet de déterminer le spectre de la partie longitudinale d'une impulsion de chaleur sans paramètre ajustable.

Nous avons examiné l'évolution de ce spectre en fonction de la puissance émise, de la température.

Enfin, nous avons mis en évidence une résonance dimensionnelle dans un bolomètre d'aluminium d'une épaisseur $d = 370 \text{ \AA}$.



Classification
 Physics Abstracts
 7.650

THE INTERACTION OF THERMAL PHONONS WITH CONDUCTION ELECTRONS IN InSb. APPLICATION TO HEAT-PULSE SPECTROSCOPY

D. HUET, B. PANNETIER, F. R. LADAN and J. P. MANEVAL

Groupe de Physique des Solides de l'Ecole Normale Supérieure et Université Paris VII,
 24, rue Lhomond, 75231 Paris 05, France

(Reçu le 22 septembre 1975, accepté le 5 janvier 1976)

Résumé. — Des phonons balistiques de haute fréquence ont été émis dans l'antimoniure d'indium dégénéré de type n par la méthode des impulsions de chaleur ($T_0 < 4,2$ K). Nous passons d'abord en revue les aspects correspondants de l'interaction électron-phonon : la coupure pour les vecteurs d'onde de phonons excédant le double du rayon de Fermi ($q > 2 k_F$), le couplage préférentiel des modes longitudinaux, et l'effet d'écran.

Puis nous rendons compte de nouvelles mesures approfondies sur l'absorption des phonons en fonction de la concentration électronique dans le semiconducteur. La sphère de Fermi se comporte comme un filtre passe-haut et permet une spectroscopie des phonons sans paramètre ajustable. Ainsi la distribution en fréquences d'une impulsion de chaleur a-t-elle pu être déterminée de façon détaillée.

Abstract. — High frequency ballistic phonons were radiated by the heat pulse method ($T_0 < 4.2$ K) into degenerate n-type indium antimonide crystals. We first review the relevant aspects of the electron-phonon interaction : cut-off for phonon wavevectors larger than twice the Fermi radius ($q > 2 k_F$), selective coupling of the longitudinal modes and screening effects.

Then, we report original extensive measurements of phonon absorption as a function of the electron concentration in the semiconductor. The Fermi sphere acts as a high-pass filter, which enables phonon spectroscopy with no adjustable parameters. As a result, the frequency distribution of a heat pulse could be determined in a detailed fashion.

1. Introduction. — The transport properties of phonons at low temperatures are by now being studied by the ballistic heat-pulse method [1, 2] concurrently with the more developed steady-state heat conductivity method. Attractive features of the former are the possibilities of selecting the propagation and polarization directions of the phonons, and of generating far from equilibrium distributions. Thus, it has become possible to investigate in more detail than before the interactions of excess phonons with other excitations in crystals including impurity levels, electrons, equilibrium phonons, etc... In particular, heat pulse attenuation measurements [3] led to a direct check of the selection rules for the deformation potential in a semiconductor. The electron-phonon interaction is here developed into a spectroscopic analyzer of high-frequency (10^{10} to 10^{12} Hz) phonons.

One considers in this work ballistic phonons of rather short wavelengths (typically 100 Å) interacting with a degenerate Fermi gas of electrons. In the quantum absorption process, the phonon wave-

vector q must be smaller than twice the radius k_F of the Fermi sphere :

$$q \lesssim 2 k_F \quad (1.1)$$

a condition implied by the conservation of quasi-momentum and of energy. It was verified (for emission processes) by X-ray analysis of piezoelectrically amplified acoustic flux [4] in GaAs, and (for absorption) by heat-pulse attenuation measurements [5] on doped InSb and GaSb. The principle of our spectroscopy follows : let a given phonon beam of spectral power density $P(q)$ be transmitted through a slab of a degenerate semiconductor. Up to $q=2 k_F$ the phonons are absorbed by the electrons and subtracted from the ballistic beam. By selecting samples of increasing carrier concentration, one gradually scans the whole phonon spectrum. This enables the derivation of the distribution $P(q)$ without any assumption concerning its shape. In this respect, the $2 k_F$ spectroscopy is essentially different than the earlier heat pulse analysis [6, 7], which both relied on

an *a priori* form of the spectrum (e.g. the Planck radiation model), and yielded the power dependence of the mean phonon frequency rather than the true spectrum at a given emission power. On the other hand, the X-ray probe [4] or the spin-phonon spectrometer [8] which were also used to measure phonon distributions, are not readily applicable to transient analysis.

The most commonly used generators of high-frequency phonons are metallic films driven by electrical (or laser) pulses [1]. These incoherent broadband sources are referred to as Joule emitters. Although they are surpassed in many respects by the newly developed quasi-monochromatic sources they were studied first for convenience.

We performed detailed measurements of the heat-pulse attenuation in indium antimonide crystals representing a wide variety of dopings (10^{14} to 10^{19} electrons per cm^3). Section 2 outlines the elementary theory of the electron-phonon interaction. Heat pulse methods are described in section 3, with emphasis on the generation problem, while section 4 deals with special topics associated with crystalline anisotropy. Fundamental tests of the electron-phonon theory [3, 5] are reviewed in section 5. Then, (section 6), the new attenuation experiments are presented. Attention is drawn to the care needed for obtaining significant quantitative results. Finally, the Joule emission spectra derived by means of the $2k_F$ spectroscopy are discussed and compared to the presently available theories of phonon emission (section 7). An application to thin-film resonances is also proposed.

2. The interaction of conduction electrons with acoustical phonons. — The electron-phonon interaction features a wide variety of behaviours according to the electron concentration (from the Maxwellian to the degenerate case) and the frequency of the phonons involved. Fortunately, the situation we are dealing with lends itself to a simple, though accurate enough, picture. On the one hand, thermal phonons at liquid helium temperatures still belong to the domain of *long waves*. On the other hand, they have high enough energies that both criteria $ql \gg 1$ and $\omega\tau > 1$, where l and τ are the electronic mean free path and lifetime respectively and ω the phonon angular frequency, are fulfilled, so that the quantum treatment of the interaction is adequate.

2.1 MATRIX ELEMENTS. — The conduction band of indium antimonide [9] is centered at $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ and isotropic. The Bloch functions

$$\psi_{\mathbf{k}}^{\pm}(\mathbf{r}) = U_{\mathbf{k}}^{\pm}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.1)$$

are characterized by S-symmetry in the cell-periodic functions $U_{\mathbf{k}}^{\pm}$ and degeneracy with respect to the spin index \pm , at least for electron energies $\varepsilon(k)$ much smaller than the gap (0.23 eV).

One distinguishes two origins of the coupling

between lattice deformations and electronic states in III-V semiconductors [10]. The piezoelectric force, which arises from the polarization of the lattice under strain, is most important for the interpretation of ultrasonic attenuation and amplification data. For the phonons of comparatively high energy to be considered here, we will be mainly concerned with the short-ranged deformation potential [11], which is wave-mechanical in nature. In a state of uniform strain (strain tensor : S_{ij}), both effects can be represented by real quantities linear in the strain, namely a piezoelectric polarization field :

$$P_j(\text{piezo}) = e_{jkl} S_{kl} \quad (2.2)$$

and, due to the deformation potential, an energy shift in the conduction states :

$$\delta\varepsilon(\text{def}) = b_{ij} S_{ij} \quad (2.3)$$

The significance of b_{ij} , whose dependence upon the electron state is generally negligible near the center of the Brillouin zone, is related [12] to the ground-state cell-function $U_0^{\pm}(\mathbf{r})$. In the limit of slowly varying strains ($q \ll$ reciprocal lattice parameter), one can use [11, 12] the operator $\delta\varepsilon(\mathbf{r}) = b_{ij} S_{ij}(\mathbf{r})$, where $S_{ij}(\mathbf{r})$ is the local strain, as the perturbation Hamiltonian causing transitions between the electronic states. In the same manner, the piezo-field is given by $e_{jkl} S_{kl}(\mathbf{r})$.

We consider transitions in which one phonon of wavevector \mathbf{q} and of unit polarization vector \mathbf{u} is absorbed. The initial and final electron wavevectors, \mathbf{k} and \mathbf{k}' , must satisfy the interference condition :

$$\mathbf{k} + \mathbf{q} = \mathbf{k}' \quad (2.4)$$

with neglect of Umklapp processes for small \mathbf{k} and \mathbf{q} . Within the effective mass approximation, the matrix elements of the equivalent potential V_{piezo} and V_{def} take on simple forms, without explicit dependence upon \mathbf{k} and \mathbf{k}' . The case of piezoelectricity was worked out by Meijer and Polder [13] with the result :

$$\begin{aligned} |\langle \mathbf{k} | V_{\text{piezo}}(\mathbf{q}, \mathbf{u}) | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle|^2 = \\ = \frac{32 \pi^2 \hbar c^2 (e_{14})^2}{\varepsilon_r^2 \rho s} \times \frac{1}{q} \times \\ \times (\bar{q}_x \bar{q}_y \bar{u}_z + \bar{q}_y \bar{q}_z \bar{u}_x + \bar{q}_z \bar{q}_x \bar{u}_y)^2. \end{aligned} \quad (2.5)$$

In this equation, ε_r is the relative permittivity, ρ the mass density of the crystal, and e_{14} is the reduced component, $P_x/(S_{yz} + S_{zy})$, of the e_{jkl} tensor for the zinc-blende structure. The \bar{u}_j and \bar{q}_j are respectively the direction cosines of the polarization vector \mathbf{u} and of the wavevector \mathbf{q} , measured along the basic-cube axes, and $s = s(\mathbf{q}, \mathbf{u})$ is the corresponding velocity of sound.

If the crystal has cubic symmetry, and provided the

$U_0^\pm(\mathbf{r})$ are isotropic (in \mathbf{r} -space), the tensor b_{ij} reduces to a scalar. The squared matrix element has the value :

$$|\langle \mathbf{k} | V_{\text{def}}(\mathbf{q}, \mathbf{u}) | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle|^2 = \frac{\hbar E_c^2}{2 \rho s} q \cos^2(\mathbf{q}, \mathbf{u}) \quad (2.6)$$

from which one finds that, for longitudinal polarizations, deformation-potential coupling dominates at high frequencies. It is, besides, zero for strictly transverse polarizations.

More complicated matrix elements obtain if the Bloch cell-functions $U_{\mathbf{k}}^\pm(\mathbf{r})$ either depend upon \mathbf{k} or no longer possess the spherical symmetry in \mathbf{r} -space, an assumption underlying eq. (2.6). Such a situation occurs in InSb for conduction states of energy comparable to the gap, whose admixture with the valence states results in a partially P-like character of $U_{\mathbf{k}}^\pm(\mathbf{r})$. The short-ranged deformation potential then admits of transitions induced by transverse phonons as well as of *spin-flip* transitions [10]. A numerical estimate [14] of these effects, however, indicates that they should indeed appear beyond the range of electron concentrations considered here (see § 6.1).

2.2 EVALUATION OF THE ABSORPTION RATES. —

The lifetime of an acoustic phonon interacting with a quasi-free electron gas is easily calculated from standard first-order perturbation theory [15]. If one assumes isotropy, but not necessarily parabolicity, of the conduction band, and defines the energy-dependent density-of-states effective mass m by :

$$\frac{1}{m(\epsilon)} = \frac{1}{\hbar^2 k} \times \frac{d\epsilon}{dk} = \frac{2}{\hbar^2} \times \frac{d\epsilon}{d(k^2)} \quad (2.7)$$

the mean free path $A(\mathbf{q}, \mathbf{u})$ is given by the formula :

$$\frac{1}{A(\mathbf{q}, \mathbf{u})} = \frac{m^2}{\pi \hbar^4} \times |V(\mathbf{q}, \mathbf{u})|^2 \quad \text{for } q < 2 k_F \quad (2.8)$$

where $|V(\mathbf{q}, \mathbf{u})|^2$ is the squared matrix element of the phonon potential such as given by eq. (2.5) and (2.6). Let us recall that piezoelectricity and deformation potentials induced by a sinusoidal strain give additive contributions to $|V(\mathbf{q}, \mathbf{u})|^2$, since there is no interference term between them [16].

Eq. (2.8) is valid for all wavevectors q inscribable in the Fermi sphere of energy ϵ_F (condition of strong degeneracy). If not, a singularity reminiscent of the Kohn anomaly [17] is predictable when :

$$q = 2 k_F \left[1 + \frac{s}{v_F} + 3 \left(\frac{s}{v_F} \right)^2 \times \frac{n}{m} \times \frac{dm}{dn} \right] \quad (2.9)$$

In this equation, where v_F is the Fermi velocity, not only was the inelasticity included with the term s/v_F , but also the dependence of the effective mass (at the Fermi level) upon the electron concentration n . However, v_F is usually much larger than the velocity

of sound ($s = 0.03 v_F$ at $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), and eq. (1.1) will be accurate enough for all cases of interest in this work.

A remarkable aspect of eq. (2.8) is the absence of explicit dependence upon the total number of electrons. Clearly, this is a consequence of Fermi-Dirac statistics at absolute zero. At finite temperatures, the Ziman formula taking account of emission processes [15] provides the correct solution, valid for any degeneracy. But, here again, this would cause negligible corrections at helium temperatures to the simplified result (2.8) because the Fermi level is so high in doped InSb ($\epsilon_F = 500 \text{ K}$ for $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).

The simplest way to cope with the electron-electron interactions is to introduce a free-electron dielectric permeability [18] which will screen out the phonon potentials according to :

$$\frac{V_{\text{screened}}(\mathbf{q}, \mathbf{u})}{V(\mathbf{q}, \mathbf{u})} = \frac{1}{1 + (q_{\text{TF}}/q)^2} F\left(\frac{q}{2 k_F}\right) \quad (2.10)$$

with

$$F(x) = \frac{1}{2} + \frac{1 - x^2}{4x} \ln \left| \frac{1 + x}{1 - x} \right|$$

The screening, or Thomas-Fermi, wavevector, q_{TF} , is related to the Fermi wavevector by :

$$q_{\text{TF}}^2 = \frac{4 m e^2 k_F}{\pi \hbar^2 \epsilon_r} \quad (2.11)$$

while the *Lindhard factor* $F(q/2 k_F)$ is nearly equal to 1 for $q < 2 k_F$ and decreases abruptly through $\frac{1}{2}$ when $q = 2 k_F$. The screening-enhanced mean free path $A_s(\mathbf{q}, \mathbf{u}, n)$ of a phonon interacting with an electron gas of density $n = k_F^3/3 \pi^2$ is then obtained by gathering eqs. (2.5), (2.6), (2.10) into eq. (2.8) to yield :

$$\frac{1}{A_s(\mathbf{q}, \mathbf{u}, n)} = \left(\frac{A}{q} + Bq \right) \times \frac{1}{(1 + Cn^{1/3} q^{-2})^2 F^2(q/2 k_F)} \quad (2.12)$$

with :

$$A = \frac{32 \pi e^2 m^2 (e_{14})^2}{\hbar^3 \epsilon_r^2 \rho s} \times (\bar{q}_x \bar{q}_y \bar{u}_z + \bar{q}_y \bar{q}_z \bar{u}_x + \bar{q}_z \bar{q}_x \bar{u}_y)^2,$$

$$B = \frac{m^2 E_c^2}{2 \pi \hbar^3 \rho s} \cos^2(\mathbf{q}, \mathbf{u})$$

$$C = \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \times \frac{4 e^2 m^2}{\hbar^2 \epsilon_r}$$

We have evaluated numerically A_s with, for the physical parameters entering eq. (2.12), the following values : $e_{14} = 2.13 \times 10^4 \text{ dyne}^{1/2} \times \text{cm}^{-1}$ for the piezoelectric modulus [19], $E_c = 13 \text{ eV}$ for the deformation potential constant [16, 20], $\epsilon_r = 17$ for

the lattice dielectric permeability, $\rho = 5.80 \text{ g/cm}^3$ at $T = 0$. For computational convenience, we used, for the density-of-states effective mass, an empirical interpolating formula :

$$\frac{m}{m_0} = 1.35 \times 10^{-2} + 1.66 \times 10^{-11} [n(\text{cm}^{-3})]^{1/2} \quad (2.13)$$

which fits the experimental values of the literature [20, 21] to within about 2% throughout the concentration range 10^{13} to $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

To be specific, we considered the case of the purely longitudinal phonon propagating along [111] and causing electron transitions by its screened piezoelectric and deformation potential fields. The choice of the corresponding velocity of sound, $s = 3.92 \text{ km/s}$, and of the angular factors of A and B in eq. (2.12) results from the work of section 4, table II. The mean free paths, as a function of n , are plotted in figure 1a (full curves) for several values of the phonon energy (2, 4, 10 and 20 K). The dashed curves correspond to the same calculations performed without the screening effects included. Let us focus our attention for instance on the full curve corresponding to an energy of 4 K : the free path is infinite till a concentration is reached where $2k_F = q$. Then, at intermediate concentrations, it stays on a plateau according to (2.8), slightly decreasing due to the variation of the effective mass, and eventually increases again as the screening effects take over. For large enough energies, however, screening is less efficient and the $A_q(n)$ curve never rises. Let us also note that the correcting factor $F(q/2k_F)$ introduces no more than a hardly visible rounding of the (full) curves around the value $2k_F = q$.

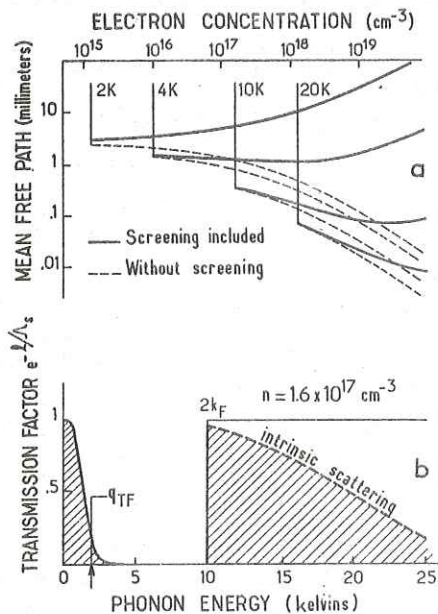


FIG. 1. — (a) Calculated mean free paths for longitudinal phonons of energies : 2, 4, 10 and 20 K as a function of the electron concentration. (b) Transmission factor of L phonons versus energy for a doped sample of length 9 mm, with Rayleigh scattering included.

An alternative way of viewing these results is shown in figure 1b, in which the transmission factor of a semiconducting slab is plotted as a function of the phonon energy for a given value of the electron concentration ($n = 1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; cut-off energy : 10 K). We have plotted the function $\exp(-l/\lambda_s)$ taking for the propagation length $l = 0.9 \text{ cm}$. It illustrates the filtering function of a doped semiconductor : the electron gas is transparent to the phonons such that either $q > 2k_F$, or, due to the screening effects, $q \ll q_{TF}$. For the transmission of the high frequency phonons, one should also take into account the intrinsic (independent of the doping) scattering, which, at low temperatures, is mainly due to the isotopic distribution and contributes to the reciprocal mean free path a term proportional to q^4 . According to thermal conductivity measurements [22], the mean free path associated with this Rayleigh scattering equals 1 cm when $q = 7.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$, this value was inserted to calculate the dashed curve in figure 1b.

3. The heat pulse method. — 3.1 GENERAL DESCRIPTION. — The heat-pulse configuration derives from reference [1]. A piece of a single crystal, immersed in liquid helium, is provided on one end with a metal film whose mechanical vibrations (phonons) are excited by short electrical pulses (typically 1 W during 10^{-7} s). These, once transmitted to the crystal, divide into several wave-fronts, one for each polarization, and travel with little diffusion. They are detected at the other end by a temperature-dependent resistor. For optimum response, the phonon emitter and detector are thin metal films fabricated by vacuum evaporation.

The task of determining the generated frequency spectrum is a difficult one, either theoretically or experimentally. One has to analyze the creation, possibly dependent upon the film thickness, of the phonons generated by the electron current, and their transmission at the solid-solid interface, the physical structure of which is not well known on a microscopic scale (let us recall that a typical phonon wavelength is 100 Å). A convenient assumption [1] is that the emitter film is heated up to a certain temperature T_{em} above the substrate temperature T_0 and radiates phonon with a power spectrum $P(q)$:

$$P(q) \propto q^3 [N_q(T_{em}) - N_q(T_0)] \quad (3.1)$$

with

$$N_q(T) = \left[\exp\left(\frac{\hbar qs}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

which has the Planck form. Power is radiated at the total rate :

$$\dot{Q} = \eta \sigma (T_{em}^4 - T_0^4) \quad (3.2)$$

where σ is the Stefan constant appropriate to phonon emission, viz.

$$\sigma = \frac{\pi^2 k_B}{120 \hbar^3} \left(\frac{1}{s_L^2} + \frac{1}{s_{FT}^2} + \frac{1}{s_{ST}^2} \right) \quad (3.3)$$

and η ($0 < \eta < 1$) a mean coefficient which measures the acoustic mismatch between the metal film and the substrate [23]. s_L , s_{FT} , s_{ST} represent the velocities of sound in the emitter film corresponding respectively to the longitudinal, fast transverse and slow transverse polarizations. This model is referred to as the blackbody radiation model, corrected for the acoustic mismatch.

More recent calculations [24] take into account the finite value of the phonon decay time $\tau_{e-ph}(q)$, limited by the electrons in the emitter, with respect to the escape time τ_h from the film. Unlike the electrons, which are heated up to a (power-dependent) temperature T_e , the phonon distribution can not be characterized by a single temperature. As compared to the blackbody model, for which $\tau_{e-ph} \ll \tau_h$, whatever q , the spectrum here obtained looks closer to that primarily generated by the Joule effect. The main difficulty associated with this model is obviously to assign definite values to the parameters τ_h and τ_{e-ph} .

Previous experimental tests of the theory have been of two kinds. Firstly, if one admits the validity of some radiation model (blackbody for instance), the parameter T_{em} , as determined by eq. (3.2), can be checked against a direct measurement of the film temperature. This measurement was done [23, 25] by monitoring the transient resistance of the film during the application of the pulse. The results for several cases of solid-solid interfaces support the blackbody model corrected for the acoustic mismatch. However, in the range of moderate input powers ($T_{em} < 10$ K), the transient measurements of resistance deviations are not reliable and no conclusion can be drawn.

A more sensitive method consists in probing the spectrum emitted into the substrate with resonant scatterers. Thus, the heat-pulse attenuation by the vibronic levels (250 GHz) of V^{+++} in Al_2O_3 and its power dependence were found to be consistent with the blackbody model [6]. Tunability was achieved thanks to the paramagnetic Fe^{++} ions in MgO ; there, the importance of the interfacial acoustic mismatch in determining T_{em} was recognized [7]. However, due to the limited accuracy of heat pulse measurements, heavy concentrations of scatterers were taken to obtain sensible attenuation (up to 50%), thus resulting in a large effective bandwidth of the transmission medium. Besides, by finely monitoring the dichroism of Tm^{++} ions in SrF_2 , other workers could preserve the narrow bandwidth of the spin-phonon system [8], and present the phonon densities as a function of the frequency. The data agree well with the blackbody assumption, although direct

comparison with others is impossible since the generator was not in intimate contact with the substrate, but rather bonded by glue.

For most experiments, we used bolometric phonon detectors made of superconducting films (Sn, Al) working at their transition temperature [1]. When a frequency discriminator was required (see section 5), the heat pulse signals were detected by superconducting tunnel junctions [2, 26].

3.2 EXPERIMENTAL TECHNIQUES. — The InSb samples were tellurium doped single crystals. They were X-ray oriented along a symmetry direction (± 1 degree), and cut with a spark erosion machine. Then, they were laid on a fine cloth bathed in an alumina suspension (down to 200 Å) and set into gentle motion on a special vibrating machine (Wirtz). It is clear that the mode of preparation, either sandblasting, polishing, etching or cleaving, has consequences on the phonon properties at the surface. However, the quality of the polish attainable with our means was not found to alter significantly the heat pulse amplitude measurements.

Insulation of both ends of the crystals was made by vacuum deposition around 10^{-6} torr of a Pyrex layer, 8 000 Å thick on the emitter side, 4 000 Å thick on the detector side. Care was taken to fabricate the thin films in the same conditions of evaporation rates and thicknesses for all the samples to permit comparisons. The SiO powder was thoroughly degased in its tungsten crucible during about 15 min., each time, before deposition. The emitter (gold : 400 Å) and the detector (most often, tin : 2 000 Å), were evaporated along the shape of a coil (overall area : 1.5×1.5 mm²). They were then connected to the electrical circuits by short silver leads (diameter : 0.1 mm) stuck with a suspension of silver powder. The transducers (emitter and detector) has their size minimized because they form through the SiO layer a non-negligible capacitive shunt to the earthed sample. This precaution proved very important in accurate time-of-flight measurements [5, 38]. Finally, the two sides of the sample were separated by an aluminum foil to screen out the initial electromagnetic feedthrough.

The instrumental set-up is the standard one. A fast generator delivers electrical pulses of up to 1 A to the emitter gold film. For quantitative comparisons between two different samples, the duration and power of the input pulses have to be carefully adjusted by appropriate pulse techniques. This is necessary for two reasons : the random values of the emitter impedances (± 10 % around 50 Ω), and the fact that one is usually considering response signals which have not reached the steady state. The bolometer signals are sent to a wide-band amplifier (Keithley : Type 107) through a 50 Ω coaxial system, and then fed into a boxcar integrator (P.A.R. 160) whose output is plotted as a function of the time. For the same reason as before, the boxcar aperture was kept

constant (25 ns). All data were finally extracted from the complete paper recordings of the bolometer signals. Possible shifts of the baseline or large fluctuations of various origins are thus readily recognized. Provided these natural prescriptions are observed, the reproducibility of the relative (longitudinal over transverse) amplitude measurements, on a given sample, is better than usually quoted, and ranges within 5% for one experiment to the other.

The use of tin bolometers at their superconducting transition was possible from 3.7 K down to 1.25 K thanks to a mechanical pumping system (Alcatel : 220 m³/hour), with a magnetic field to tune the transition temperature. The field, applied parallel to the films, was produced by superconducting coils and used for the regulation. Field control rather than temperature control proved easier in operation. In the transition, the temperature coefficient of the bolometer resistance ($R^{-1} dR/dT \simeq 5$), of about 20 mV per kelvin, is not a perfectly reproducible parameter. This is a serious limitation of the heat pulse method in general, but a procedure such as that described in paragraph 5.1 can overcome this difficulty.

4. Consideration of acoustic anisotropy. — The dispersion relations of low frequency acoustic waves in a crystal of cubic symmetry (InSb) are entirely specified by the set of the three second-order elastic constant C_{11} , C_{12} , C_{44} , and the mass density ρ ($\rho = 5.80$ g/cm³ in InSb at 0 K). For a given wave-vector \mathbf{q} , of director cosines $\bar{q}_x, \bar{q}_y, \bar{q}_z$, the polarizations of the normal modes are the eigenvectors of the matrix [27, 28] :

$$\begin{pmatrix} K\bar{q}_x^2 & \bar{q}_x\bar{q}_y & \bar{q}_x\bar{q}_z \\ \bar{q}_y\bar{q}_x & K\bar{q}_y^2 & \bar{q}_y\bar{q}_z \\ \bar{q}_z\bar{q}_x & \bar{q}_z\bar{q}_y & K\bar{q}_z^2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

where $K = (C_{11} - C_{44})/(C_{12} + C_{44})$. The phase velocities (s) are related to the corresponding eigenvalues (r) by :

$$\rho s^2 = C_{44} + (C_{12} + C_{44})r. \quad (4.2)$$

The normal modes propagating along the symmetry directions are either purely longitudinal or purely transverse, with degeneracy of the transverse modes along [100] and [111]. For \mathbf{q} along [110], the two transverse modes, referred to as FT (fast transverse) and ST (slow transverse), are polarized respectively along [001] and [110].

The heat pulse method enables one to visualize the acoustic anisotropy straightforwardly. A pure InSb crystal was cut to almost equal lengths (1.85 ± 0.05 cm) along the symmetry directions and heat pulses (Fig. 2) were detected by superconducting bolometers. We shall now use these plots to determine the elastic constants.

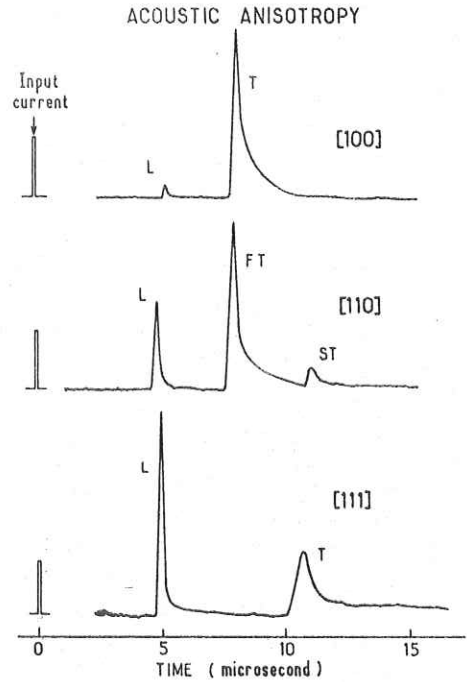


FIG. 2. — Heat pulse signals detected after approximately equal propagation lengths (1.85 ± 0.05 cm) along the principal directions of a pure InSb single crystal. Horizontal time scale corresponds to the [111] experiment (length : 1.875 cm).

The relationship of ρs^2 to the elastic constants according to eq. (4.2) are recalled for the principal modes in the second column of table I. In the fourth

TABLE I

Velocities of sound (s) computed from eq. (4.3), and measured heat-pulse velocities (V_{heat}), in km/s

| Mode | ρs^2 (theory) | s | V_{heat} |
|-------|------------------------------------|-------|-------------------|
| [100] | L C_{11} | 3.475 | 3.49 |
| | T C_{44} | 2.335 | 2.345 |
| [110] | L $(C_{11} + C_{12} + 2C_{44})/2$ | 3.835 | 3.85 |
| | FT C_{44} | 2.335 | 2.345 |
| | ST $(C_{11} - C_{12})/2$ | 1.680 | 1.67 |
| [111] | L $(C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44})/3$ | 3.945 | 3.92 |
| | T $(C_{11} - C_{12} + C_{44})/3$ | 1.920 | 1.87 |

column, the measurements of heat-pulse velocities are reported. Then, a set of elastic constants was sought in order that the computed values of s (third column) fit the measured values (for reasons to be developed soon, along [111], we put the transverse polarizations from this comparison). The best agreement was obtained with the following choice (in units of 10^{12} dynes/cm^{1/2}) :

$$\begin{aligned} C_{11} &= 0.700 \\ C_{12} &= 0.373 \\ C_{44} &= 0.316. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Potter's ultrasonic measurements [29], extrapolated to zero K, gave respectively : (0.666), (0.335) and (0.314). Those more recently of Slutsky and Garland [30] gave : (0.691 8), (0.378 8) and (0.313 2), in much closer agreement with the values reported here.

The transit times of the heat pulses could be measured with an accuracy of 0.5 %, while the uncertainty of sample length and of time-base linearity (Boxcar time-base was calibrated against a synthesized 2 MHz sine-wave) were of the same order. Since our measurements were repeated many times, we think that results (4.3) can be credited better than 1 % accuracy. On the other hand, internal consistency of the heat-pulse results can be checked by noting that 6 independent velocity measurements (the *T* polarization along [111] still being discarded) can be accounted for within 0.6 % in terms of only three parameters.

Since the bolometer is a quadratic detector, the line joining it to the emitter defines a *ray* or energy direction rather than a *q*-direction. Energy propagation is governed by the group-velocity :

$$v(\mathbf{q}) = \frac{d\omega}{d\mathbf{q}} \quad (4.4)$$

which differs from the phase velocity $s = \omega q/q^2$ except in symmetry directions. The acoustic anisotropy of a crystal is best described by the wave-surface [28], locus of $s(\mathbf{q})$, and its inverse, the slowness surface. Both are separable into three sheets, one per polarization. Differentiation of $\mathbf{q}/\omega(\mathbf{q})$ with respect to \mathbf{q} , plus scalar multiplication by \mathbf{v} yields a factor $\omega - \mathbf{q} \cdot (d\omega/d\mathbf{q})$ which is zero whenever the proportionality relation between ω and $|\mathbf{q}|$ holds, that is for long waves. As a result, \mathbf{v} is normal to the slowness surface and its amplitude satisfies :

$$s(\mathbf{q}) = |\mathbf{v}(\mathbf{q})| \cos(\mathbf{q}, \mathbf{v}) \quad (4.5)$$

In a cubic crystal, the group velocities are also related to the eigenvalues of (4.1) by the useful Musgrave formula [28] :

$$\rho v_\alpha(\mathbf{q}) s(\mathbf{q}) = C_{44} \bar{q}_\alpha + (C_{12} + C_{44}) r \frac{\bar{u}_\alpha^2}{\bar{q}_\alpha} \quad (4.6)$$

where α indexes the cartesian components of \mathbf{v} , $\mathbf{q}/|\mathbf{q}|$, and \mathbf{u} along the cube axes.

The section of the wave surface (full curves) and of the slowness surface (dotted curves) by a (110) plane are drawn in figure 3. Numerical computation with the values (4.3), and plotting, were performed by a 9 810 A Hewlett-Packard programmable calculator. The analytical problem is rendered easy because, in the eigenvalue equation, the term corresponding to the [110] polarization T_2 factorizes out (its slowness curve is an ellipse).

The \mathbf{q} -vectors giving energy propagation along the [111] direction, which was given the greatest attention in this work, were found by searching in

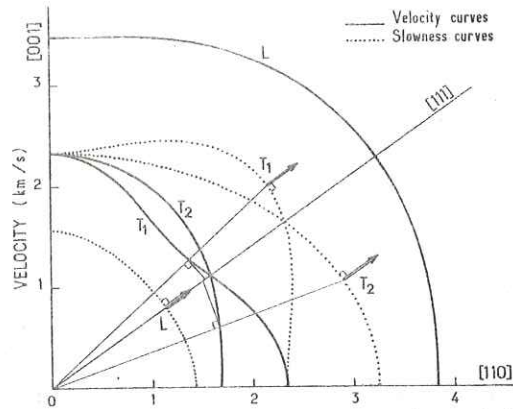


FIG. 3. — Computer plot of the intersections of the velocity and slowness surfaces by a (110) plane in reciprocal space. Phonons contributing to the *T* heat pulse along [111] arise from the double arrows marked T_1 , polarized in the (110) plane, and T_2 , polarized along [110].

successive approximations the points of the slowness surface whose normals point to that direction. These are indicated by the double arrows noted *L*, and T_1 and T_2 (off-axis), in figure 3. This exhausts all the possibilities since the points out of the (110) plane are located in the equivalent planes (101) and (011) [31]. It is seen that the group-velocities of T_1 and T_2 , resulting from eq. (4.6) are not equal to s along [111]. If we come back to table I, we note that the measured velocity of the *T* pulse along [111], 1.87 km/s, is very close to the largest group-velocity (1.878 km/s calculated for the *T* mode). Unfortunately, it was not possible experimentally to separate the arrival of the two transverse modes.

Figure 3 also teaches us, at least qualitatively, how much amplitude must be expected for each polarization. For instance, the ST heat pulse propagating along [110] originates from the sharp tip of the slowness ellipse, while the FT pulse comes from \mathbf{q} -vectors as far as 23.6 degrees from the [110] axis. This enhancement of anisotropy, or self-focusing effect, is responsible for the very large amplitude ratio FT/ST observed in figure 2. The striking difference between the heat-pulse signals propagating along [100] and [111] can be explained on the same basis.

Our aim is finally to compute the interaction matrix elements, for which purpose we need to know the exact polarizations associated with each mode. For \mathbf{q} along [111], we first remark that the group velocity of the *L* mode is parallel to \mathbf{q} : in effect, the transverse modes are degenerate and this is possible only if their eigenspace is orthogonal to [111] due to the third-order symmetry of the cube. The *T* modes are thus purely transverse and consequently also the *L* mode. The equality (and parallelism) of v (longitudinal) to the phase velocity then follows. On the contrary, T_1 and T_2 are not pure transverse. The relevant parameters, as well as the angular factors of the squared matrix elements (2.5) and (2.6), are listed in table II.

TABLE II

Angular factors of the matrix elements for phonon absorption.
 v is the group-velocity in the [111] direction. Σ is for cyclic permutation

| Mode | θ (degrees) | v (km/s) | \bar{u}_x | \bar{u}_y | \bar{u}_z | $\cos^2(\mathbf{q}, \mathbf{u})$ | $(\Sigma \bar{q}_x \bar{q}_y \bar{u}_z)^2$ |
|-------|--------------------|------------|--------------|---------------|--------------|----------------------------------|--|
| L | 35.26 | 3.945 | $1/\sqrt{3}$ | $1/\sqrt{3}$ | $1/\sqrt{3}$ | 1 | 1/3 |
| T_1 | 42.87 | 1.878 | 0.459 | 0.459 | -0.761 | 0.0018 | 0.014 |
| T_2 | 20.10 | 1.833 | $1/\sqrt{2}$ | $-1/\sqrt{2}$ | 0 | 0 | 0 |

We notice that the T_1 mode polarized in the $(\bar{1}\bar{1}0)$ plane has a slight longitudinal component which, however, makes a negligible contribution to the deformation potential interaction. The piezoelectric attenuation can be ignored as well. Since the T_2 mode is not coupled at all, this confirms the previous assertion that T waves do not interact with the electrons, either by deformation potential or by piezoelectric coupling. For the L mode, one has to take both couplings into account as it was done in section 2 (Fig. 1).

5. Illustration of the theory. — Through simple-minded heat-pulse experiments, some salient features of the theory are accessible, for one disposes of generators of high-frequency phonons (the Joule emitters), of a polarizer (time-of-flight separation of the modes) and of frequency discriminators (superconducting tunnel junctions).

5.1 SELECTIVE COUPLING OF THE LONGITUDINAL MODES [3], [32]. — The statement that transverse phonons are not attenuated :

$$\alpha_1(q) \equiv 0 \quad (5.1)$$

by the electrons in a semiconductor results from the deformation potential assumption. It is far from general, however, in a real crystal, even of the cubic symmetry, owing to the complexity of the band structure, but it is true at high phonon frequencies in n-type III-V materials (see section 2). If the phonon frequency is too low, the deformation potential coupling may be overpowered by the piezoelectric effects and eq. (5.1) will not hold true. This was the case for the attenuation of 9 GHz hypersonic waves in InSb [33] and also for the acousto-electric amplification of up to 150 GHz phonons in GaAs [4], where piezoelectricity is particularly strong. In InSb, the deformation potential interaction dominates [16] above 20 GHz (or 1 K) so that (5.1) can be tested with thermal phonons. For the direction of propagation we chose, with energy velocity along [111], the mean free path of T waves limited by the electrons should, according to table II, be of at least 10 cm whatever the frequency. Therefore, the attenuation of T waves by electrons is negligible on our scale.

The heat-pulse signals displayed in figure 4 correspond to a set of samples of widely different concen-

trations. Increasing the doping causes a strong reduction of the L pulses (compared to the T pulses). The true nature of this effect may be worth reminding. It is *not* the result of an increased attenuation coefficient α_L since, to a large extent, this quantity is independent of n as previously noted. Rather, as $2k_F$ proceeds across the phonon spectrum (see inset of Fig. 4), a smaller and smaller part of the broadband phonon source is selected.

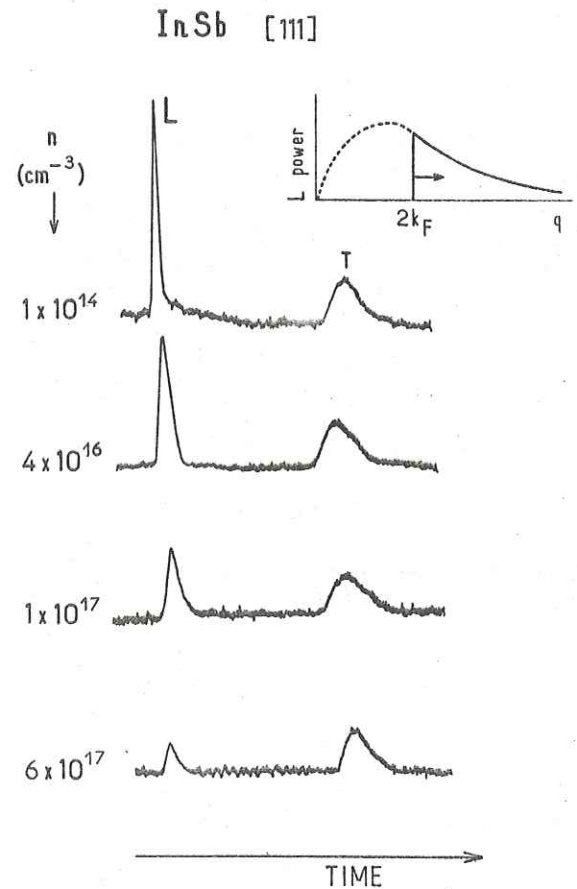


FIG. 4. — Boxcar tracings of L and T heat pulses detected by a tin bolometer, with T amplitudes approximately normalized. Input power : 60 W/cm^2 ; duration : 10^{-7} s . Inset explains the gradual L attenuation as $2k_F$ proceeds into the phonon spectrum.

This experiment shows clearly that $\alpha_L \gg \alpha_T$. But it is not suited to verify eq. (5.1) in an absolute manner, because the thin-film detectors do not have reproducible sensitivities [3], even when fabricated

in identical conditions. Calibrating the bolometers was therefore necessary for this and future applications. Pulses of second sound in the surrounding helium bath (1.25 K) served this purpose.

According to the arrangement of figure 5, two samples are examined at the same time. Their bolometers B_1 and B_2 are placed in front and at an equal distance (9.5 ± 0.1 mm) from a thin-film rod resistor, source of a second-sound (SS) pulse. This signal is detected by the superconducting bolometers (SS_1 and SS_2) as well as the usual heat pulses having travelled in the InSb crystals. The responses SS_1 and SS_2 , which, by symmetry, correspond to the same temperature excursion, give a measure of the sensitivity of each detector. This calibration method (for details, see [32]) seems to the authors more accurate than a measurement of the temperature coefficient of the bolometers. Now, with reference to the SS pulses, we note that the T pulses for two InSb samples of quite different dopings are equal, which indicates a strict observance of the selection rule $\alpha_T \equiv 0$. While strongly suggested by theory, this result is not trivial in two respects :

(i) We do not know of any previous clearcut experimental proof. As we mentioned previously, it has not been possible to reach the deformation potential range with coherently generated phonons. On the other hand, the fitting of α_L and α_T to thermal conductivity data [34] for instance is a rather indirect way to attack this problem.

(ii) It shows that impurities in concentration of up to $6.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ produce negligible phonon attenuation as compared to intrinsic (isotope) scatterers. The same conclusion was reached thanks to a detailed study of the heat conductivity in InSb as a function of the doping and of the compensation [35]. This

consideration will be of primary importance in further measurements to follow, where the T pulses will serve as calibrators of the heat-pulse signals.

5.2 FERMI-SURFACE CUT-OFF. — In order to examine the frequency dependence of the attenuation coefficient α_L , we used superconducting tunnel junctions. These thin-film devices [26] detect only the phonons of energy larger than the superconducting gap 2Δ ($2\Delta = 1.145$ meV for tin at 1.25 K). Consider the L energy spectrum (Fig. 6, inset) emitted by the gold film at a given input power. Only the shaded area

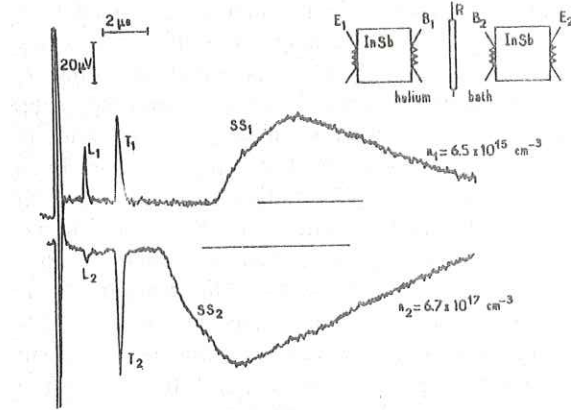


FIG. 5. — Inset : symmetric arrangement of two InSb samples of concentrations n_1 and n_2 . Equal second sound pulses emitted into the helium bath by the source R give on the bolometers B_1 and B_2 the responses SS_1 and SS_2 (the time shift between them has no direct meaning). L_1, T_1 and L_2, T_2 are the responses to equal heat pulses emitted by E_1 and E_2 respectively, and travelling in the InSb samples.

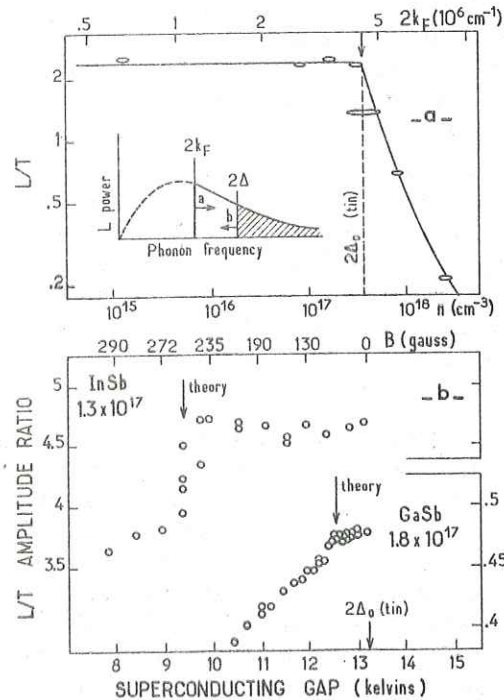


FIG. 6. — Inset : in the transmitted spectrum, all phonons above $2k_F$ are present, but only those of energy $\geq 2\Delta$ are detected by the tin tunnel junction. (a) Ratio of the L and T signals as a function of the electron concentration n ; power : 4 W/cm^2 . (b) L/T for two n -type crystals of InSb and GaSb as a function of the superconducting gap tuned by a magnetic field.

above 2Δ is detected by the tin diode, while filtering by the electrons limit the low-frequency side at $2k_F$, according to eq. (1.1). Thus, a Kohn-anomaly of the detected signal is expected to appear when :

$$\hbar s \times 2 k_F = 2 \Delta . \tag{5.2}$$

There are several ways of fulfilling this condition :

(i) If the electron concentration is increased from low values, the detectable phonons ($\hbar qs > 2\Delta$) are untouched, i.e., the L detected signal remains constant, until n reaches the critical value (marked by a dotted line in figure 6a) such that eq. (5.2) is satisfied. Then, the signal goes decreasing as the doped samples transmit fewer and fewer detectable phonons. The singularity one observes is quite of the same origin as the Kohn effect reported in the phonon dispersion relations of metals [17, 36], but here

concerns phonon lifetimes rather than phonon energies.

(ii) The energy gap of the detecting junctions can be tuned by application of a magnetic field. We operated on samples having an L phonon energy at $2k_F$ smaller than the gap $2\Delta_0$ of tin in zero field. In a field (H) the gap $2\Delta(H)$ is swept to lower values. Therefore, the detected signal should at first be regular, then present a singularity and be regular again. This is indeed the behaviour exhibited in figure 6*b* by the two samples of InSb ($n = 1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) and GaSb

$$(n = 1.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}).$$

The location of the singularity is moreover in agreement with the theoretical values of n being determined by Hall effect measurements (for a fuller description of this experiment, see ref. [5]).

Let us remark that in heat-conductivity measurements, where the mean phonon frequency is tuned by varying the temperature, the Fermi-surface cut-off does not usually show [35], except, to a certain extent, in heavily doped p-type samples [37]. Here, the cut-off appears distinctly because a frequency discriminator is available in the thermal range.

5.3 SCREENING EFFECTS. — The consequences of static screening were calculated in section 2. From eq. (2.10), they are prominent on long waves. As a result (see inset of Fig. 7, which is an adaptation of Fig. 1*b*), two phonon windows appear in the absorption spectrum ($q \ll q_{TF}$, the screening parameter, and $q > 2k_F$). For sufficiently high concentrations, these two groups of phonons will have, on account of chromatic dispersion, distinct velocities of propagation, whose resolution is within the capabilities of heat pulse-techniques [38].

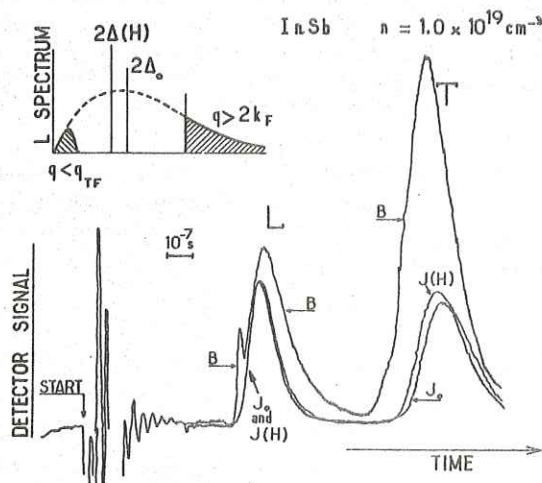


FIG. 7. — Heat pulse signals along [111] for a heavily doped sample (length : 2.14 mm) detected by a tin bolometer (B trace), by a tin tunnel junction, J_0 , and the same junction in a magnetic field, $J(H)$. Note the dispersion effects and the structure appearing on the (B) longitudinal signal due to the screened low-frequency phonons ($q < q_{TF}$). Inset shows the two groups of transmitted phonons $q < q_{TF}$ and $q > 2k_F$.

Figure 7 shows the signals detected after propagation in a heavily doped sample ($n = 1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) for which $q_{TF} = 2.6 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ and

$$2k_F = 1.33 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}.$$

Three traces are present : B was measured by a tin bolometer, J_0 with an Sn/Sn oxide/Sn tunnel junction and $J(H)$ was taken with the same diode tuned by a small magnetic field. The dispersion effects are quite apparent on the T signals : the junction signal J_0 is delayed compared to the B signal because the group velocity of $2\Delta_0$ phonons is smaller than the velocity of sound measured by B . Lowering the gap by a magnetic field, as in $J(H)$, causes a shift of the heat pulse towards shorter times. On the other hand, the L bolometer signal reveals a rather peculiar structure in that it reflects the composition of the transmitted L spectrum. The former peak is ascribable to low frequencies ($q < q_{TF}$) since it has no equivalent in the junction signals, while the following hump would correspond to the phonons ($q > 2k_F$) of much higher frequency ($> 830 \text{ GHz}$), and of smaller velocity. The delay expected for the latter due to dispersion is of the right order of magnitude ($\approx 5\%$ of the transit time). The stability in arrival time of the junction signal $J(H)$ as the gap is moved is a further indication that the L spectrum contains a void due to electronic absorption. More thorough discussion of these curves will not be pursued in this work (for complements, see ref. [5]).

6. « $2k_F$ » spectroscopy of a heat pulse. — 6.1 According to the principle introduced in section 1, the gradual attenuation of a heat pulse with increasing carrier concentration realizes an absorption analysis of its power spectrum. Only the L heat pulse can be studied this way, since T phonons are not coupled to the electrons (cf. eq. (5.1)). The cut-off energy in a sample is defined by the value of $2\hbar k_F s$ with $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$; its numerical relation to n is shown in table III (the velocity of an L mode propagating along [111] has been taken equal to 3.92 km/s).

The attenuation experiments were performed on a series of samples whose concentrations, as obtained by Hall effect measurements, ranged from 1.9×10^{14}

TABLE III

Correspondence of the electron concentration n to the cut-off wavevector $2k_F$ and cut-off energy $2\hbar k_F s$, expressed in kelvins ($1 \text{ K} \propto 20.7 \text{ GHz}$).

| n/cm^{-3} | $2k_F/10^6 \text{ cm}^{-1}$ | $2\hbar k_F s k_B^{-1}/\text{K}$ |
|--------------------|-----------------------------|----------------------------------|
| 10^{14} | 0.29 | 0.85 |
| 10^{15} | 0.62 | 1.85 |
| 10^{16} | 1.33 | 4.0 |
| 10^{17} | 2.87 | 8.5 |
| 10^{18} | 6.19 | 18.5 |
| 10^{19} | 13.33 | 40 |

to $2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. A typical set of bolometer signals was shown in figure 4. The samples had similar lengths, between 6.0 and 9.2 mm; this is necessary because it is observed that the ratio L/T is a slightly varying function of the length in pure samples (intrinsic diffusion has not the same result on the L and T heat pulses).

An absolute attenuation measurement along the lines described in paragraph 5.1 would be too laborious to apply on a number of samples. But, both on theoretical and experimental grounds, it can be taken as granted that the transmission of the T phonons is not affected by the doping. Thus, the L pulse behaviour will be estimated from the variation of the L over T ratio. As an example, figure 8 is a plot as a function of $2k_F$ of the L/T peak amplitudes obtained for a power incident on the emitter of 0.6 W or 60 W/cm², and a pulse duration of 10^{-7} s. The horizontal bars representative of each sample have the width which corresponds to the extreme values of n measured in several parts of the primitive crystal (the typical concentration inhomogeneity over one centimeter is < 20 %, but in one case, rather exceptional, and not very useful for our purposes). Among the samples investigated, one was discarded because it gave inconsistent, still not understood, results. Under this restriction, a smooth curve can be traced through all the experimental results.

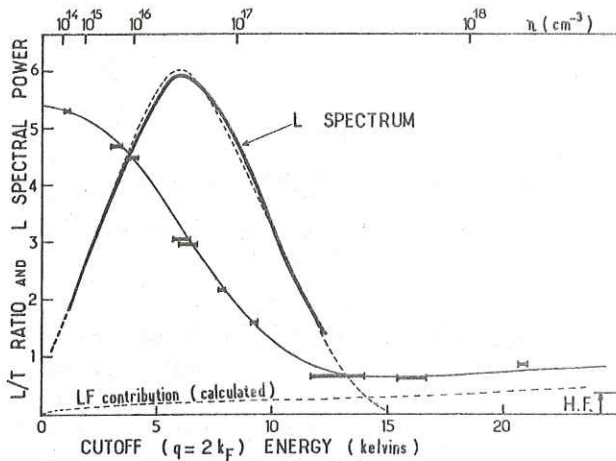


FIG. 8. — Heavy bars : experimental L/T ratios vs. $2k_F$ (in units of equivalent phonon energy). The continuous line through these bars was computed, with screening effects included, assuming the spectral distribution shown as a dashed line. Heavy curve : L spectrum deduced by simple derivation of L/T , according to eq. (6.3).

The main feature of the L/T behaviour is the gradual decrease accompanying the enlarging of the Fermi sphere and to the utilization of which we will come back to soon. Next, above a certain concentration of about 2 to $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, the L pulse reappears stronger. This upward bending, which was not observed with the superconducting tin diode (Fig. 6a), is readily attributed to the reappearance of the low-frequency modes and can be accounted for by the

screening effects. We remember from figure 1a that L phonons in the range 0-3 K have free paths which increase with the electron concentration and attain several millimeters when $q_{TF} \gg q$. Indeed, the contribution of these low-frequency (L.F.) modes to L/T (dashed curve in Fig. 8) is seen to be in order of magnitude agreement with the experiment (for this calculation, the distribution function $P_L(q)$ derived in the next paragraph was assumed).

A special mention is deserved by the heavily doped sample ($n = 1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) which was presented in paragraph 5.3 showing important screening effects. It is not represented here; its L/T ratio would produce the data of figure 8 very far in $2k_F$ space, consistently with the calculated screening effect on L.F. waves. However, this sample had to be cut to a shorter length (2.1 mm) than the others because, for the same length, the heat pulses were observed to be wider — more diffuse. Furthermore, at this doping, the concentration of electrons might well be in the range where the partial P-nature of the conduction states creates a possibility of scattering of T waves (see § 2.1 *in fine*). Therefore, this sample will not serve any further for spectrum determination.

6.2 DERIVATION OF THE L POWER SPECTRUM. — Let $P_L(q)$ be the power spectrum incident on the detector in the absence of electrons. Two separate contributions add up to the transmitted signal in a doped crystal. These are the high frequency part :

$$\int_{2k_F}^{\infty} P_L(q) dq \tag{6.1}$$

and the low-frequency (LF) part :

$$\int_0^{q_{TF}} P_L(q) e^{-l/A_s(q)} dq \tag{6.2}$$

where l is the sample length and A_s is the mean free path for the screened electron-phonon interaction given by eq. (2.12). In eq. (6.2), the screening parameter q_{TF} ($= 0.62 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ for $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) is used as a practical upper limit of integration (let us recall that $q_{TF} < 2k_F$).

It will be assumed throughout that $P_L(q)$, and similarly the spectrum of transverse phonons, are the same from sample to sample or, in other words, that the dopant impurities introduce no additional scattering by themselves. This assumption should not be understood as an *ad hoc* simplification of the problem. Rather it is based on the analysis of paragraph 5.1, which showed the transmission of T phonons to be independent of the doping up to $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ at least. On the other hand, it is generally accepted that, at a given frequency, L waves are not more sensitive to defect scattering than T waves.

Concerning the LF contribution to the transmitted L pulse, we note from figure 8 that the L bolometer

signal decreases as low as 10 % of the original value in a pure sample, which binds the LF contribution to less than those 10 %. It will then be reasonable in a first step to consider the contribution (6.1) alone, with neglect of the LF phonons. The contribution (6.2) will be later introduced as a correction.

The spectral density $P_L(q)$ is proportional to the decremental variation of the L total power between two adjacent frequencies. In practice, according to eq. (6.1), it is given by the derivative :

$$P_L(q) \propto - \left. \frac{d(L/T)}{d(2k_F)} \right|_{2k_F=q} \quad (6.3)$$

The result of such a differentiation is represented as a heavy line in figure 8. No procedure more sophisticated than a graphical determination of the slopes was applied, thanks to the good fitting of the experimental data to a smooth curve.

Starting with this first approximation, a numerical method including eq. (6.1) and (6.2) was developed by using a programmable calculator. Trial forms of $P_L(q)$ were entered as data and adjusted so as to give for the transmitted signal the best fit to the experimental points. Thus, choosing the spectral distribution shown as a dashed line leads for the transmitted L signal to a function which, indeed, goes nicely to the L/T data (continuous line). Furthermore, this result is rather safe, for it is fairly sensitive to the shape of the trial distribution.

Apart from providing more accuracy on the wings of the L spectrum, this procedure brings only minor improvement to the much simpler differentiation method described earlier, so that the latter will be preferred in the following. The main advantage of neglecting the LF contribution is to make the electron filter depend only upon k_F , which is a universal function of the electron concentration.

To obtain the fit between the theory and the experimental L/T data (Fig. 8), the calculated transmission curve (continuous line) was lifted by a constant quantity, symbolized by HF in the right corner of the figure, which we attribute to a background of scattered high-frequency phonons (> 20 K). The main defence for this assumption — which does not affect the validity of the differentiation method — rests in its smallness ($\sim 7\%$ of the L signal in the undoped crystal). It is also compatible with other evidences as will be discussed in paragraph 7.1.

6.3 DEPENDENCE UPON POWER AND DURATION OF THE INPUT PULSE. — We have determined the spectral distribution of the L heat pulse for several input powers Q in the range 10 to 500 W/cm² applied to the emitter gold film. The results are reported in the log-log coordinates of figure 9 where, for each Q , the proportionality factor left undetermined by eq. (6.3) was chosen such that the integral spectral power be proportional to the amplitude of the detected L signal in an undoped sample. The latter was in fact

observed to follow approximately a $Q^{0.7}$ dependence rather than a linear dependence. Let us remember at this stage that losses to the helium bath can play an important role [23, 39] in the transfer of energy out of the metal film : a jump in the detected signal versus Q occurs at around 100 W/cm² for an input duration of 10^{-7} s and an helium temperature of 1.25 K, corresponding to the formation of a bubble near the hot film. The $Q^{0.7}$ dependence is in fact observed below and above this value. In any event, one usually admits that the helium interface affects the total power emitted into the sample, not the shape of the spectrum.

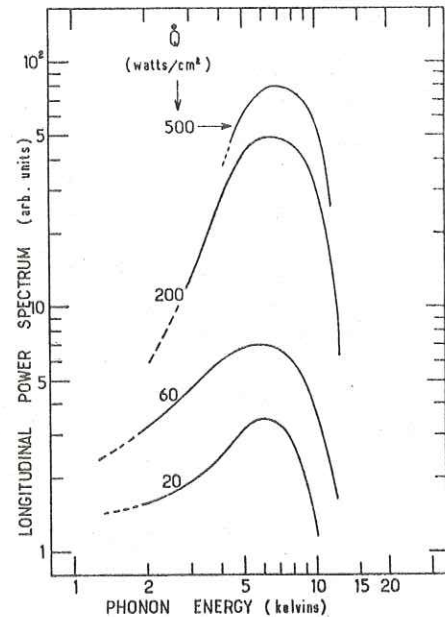


FIG. 9. — Log-log plot of the L frequency spectra for several input powers. Input duration : 100 ns. $T_0 = 1.25$ K. The vertical shifts were made to correspond to the amplitudes of the bolometer signals in an undoped crystal.

The effect of varying the input-pulse duration was also considered, although not in detail. Since the L signal saturates with a characteristic time (~ 80 ns) shorter than for the T signal (~ 200 ns), the L/T amplitude ratio is a decreasing function of the input duration, and this is a general result for all materials. However, the measured spectral distribution was found weakly duration dependent. For instance, increasing the pulse duration from 100 to 400 ns at constant power (60 W/cm²) has upon the L spectrum more or less the same consequences as changing the input power from 60 to 200 W/cm² for 100 ns pulses.

6.4 DEPENDENCE UPON THE SAMPLE TEMPERATURE. — Raising the ambient temperature T_0 results in more profound effects. The L/T amplitude ratios taken at $T_0 = 3.7$ K, the maximum temperature compatible with the use of superconducting tin bolometers, are significantly smaller than at lower temperatures for the same conditions of emission

(Fig. 10). On the other hand, the L spectrum deduced from these data (full curve) differs markedly from the spectrum at $T_0 = 1.25$ K (dashed curve) in that the maximum is shifted to higher energies (~ 9 K) and low frequencies are almost absent, as indicated by the strict constancy of L/T at both low and high dopings. The latter fact is comforting for it tells strongly in favour of the introduction of screened low-frequency waves to interpret the data at $T_0 = 1.25$ K. On the contrary, here, no reappearance of screened waves is to be expected at high dopings, due to the shape of the spectrum.

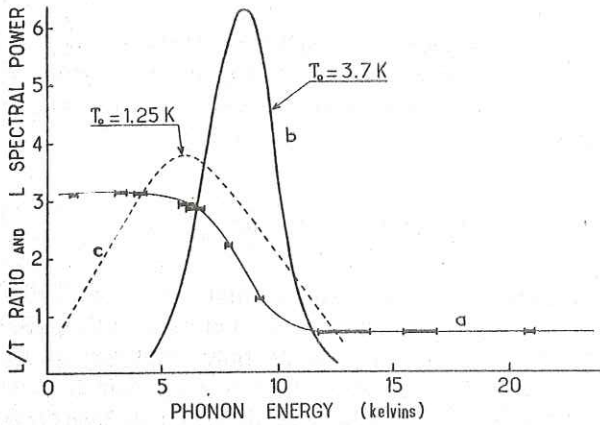


FIG. 10. — (a) L/T ratio measured at $T_0 = 3.7$ K versus $2k_F$ (in equivalent phonon energy/K). Input power : 60 W/cm^2 ; duration : 100 ns. (b) Derived L power spectrum. (c) Corresponding spectrum for $T_0 = 1.25$ K, normalized to have an area equal to (b).

Finally, the constant background of HF phonons in the L pulse is higher than at $T_0 = 1.25$ K, and the heat signals were also wider. These observations are consistent with the idea of some temperature-dependent intrinsic scattering, most likely phonon-phonon scattering (the Debye temperature of InSb is only 130 K).

One might question the sharpness of the Fermi-surface cut-off at non-zero temperatures since the thermal broadening of the Fermi electrons is comparable to the phonon energies of interest. But, in fact, since the phonon energy is linear in q , and, with due account of the condition (1.1), rather than the spread in energy, one has to consider the spread in wave-vectors. In relative terms, it is given by :

$$\frac{\Delta(2k_F)}{2k_F} = \frac{1}{2} \times \frac{\Delta\varepsilon_F}{\varepsilon_F} \approx \frac{T_0}{T_F} = 10^{-3} \text{ to } 10^{-2} \quad (6.4)$$

where $T_F = \varepsilon_F/k_B$ is the Fermi temperature and the uncertainty Δ is related to thermal effects only. Thus, it appears that the $2k_F$ cut-off remains well defined in the whole liquid-helium temperature range.

6.5 THIN-FILM RESONANCES. — The analysis of phonon spectra was thus far performed assuming throughout a flat response (vs. frequency) of the bolometers used for the detection. While it is conve-

nient to ignore the complicated effects which may arise at the solid-solid and solid-helium interfaces, the phonon detection by metal films is susceptible of a more critical analysis. For the Sn thin-films we described in paragraph 3.2, the thickness (2000 \AA) is larger than the mean free path of thermal phonons ($\sim 1000 \text{ \AA}$) in normal tin [40], and therefore no frequency discrimination is imparted by bolometric detection.

This conclusion would certainly not hold for much thinner films or for materials having a weaker electron-phonon coupling. We undertook the same set of experiments as described in paragraph 6.1 by using pure aluminum bolometers (thickness : 370 \AA) in which the absorption length is 5000 \AA (for 5 K phonons) according to transmission measurements [41]. First of all, the ratio L/T of longitudinal to transverse peak amplitudes (see Fig. 11, lower curve) was found to be about twice as small as that measured with a tin bolometer, and this points to the relativity of even such direct measurements as the ratio of different polarizations (another value was indeed obtained by using a lead bolometer).

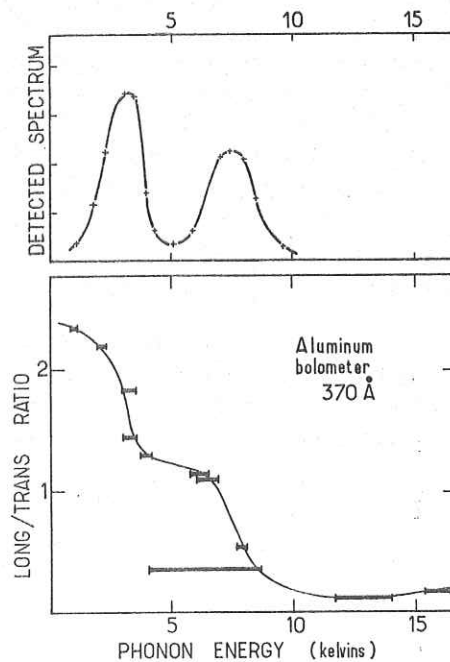


FIG. 11. — Lower graph : L/T ratio measured with an aluminum bolometer at $T_0 = 1.25$ K. Power : 60 W/cm^2 ; duration 100 ns. Upper graph : derivative of the lower curve with respect to the phonon energy, showing resonance in the metal film.

Secondly, the detected spectrum, which is the product of the incident energy distribution — recovered in principle with a tin detector — by the response function of aluminum, presents a clear oscillatory structure (Fig. 11, upper curve). The minimum around 5 K is the correspondent of the *accident* occurring in the measured amplitude ratio L/T versus $2k_F$ (lower curve). Experimental data in this region were taken with special care and their repeatability checked

since the interpretation relies strongly on their accuracy. This structure can be understood as an acoustic resonance phenomenon such as already reported [42], taking place inside the aluminum bolometer film. If d is the film thickness, the interval Δq between two maxima of absorption reads :

$$\Delta q = \frac{\pi}{d} = 8.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1} \quad (6.5)$$

or an equivalent energy of ~ 2.0 K for a longitudinal phonon of velocity 6.5 km/s propagating in aluminum. The observed spacings agree correctly with this estimate which, however, the limitation of the phonon spectrum transmitted by InSb did not allow to check at higher orders of interference. Also significant here is the contrast in the fringe pattern. It is not excluded that similar interference effects exist in the emitter film, although no evidence for that has yet been reported.

7. Discussion of the results. — **7.1 COMPARISON TO THE THEORETICAL MODELS.** — The spectral distributions of heat pulses derived in the preceding section (see Fig. 9) are characterized, whatever the input power, by a maximum around 7 K, equivalent to a pulse temperature of about 2 K, and a rather rapid drop above 12 K. These numbers are well below those predicted by any model of Joule emission. If we were to reconcile our results with theory, we should allow for a strong alteration of the heat pulse in the course of its propagation through the samples, for which the scattering of high-frequency modes by lattice defects (isotopes) provides the most likely explanation.

With this in mind, we plotted in figure 12 the experimentally derived spectra $P_L(q)$ at $T_0 = 1.25$ K in front of the Planck spectra (dotted lines) corresponding to the same input powers. The pulse tempe-

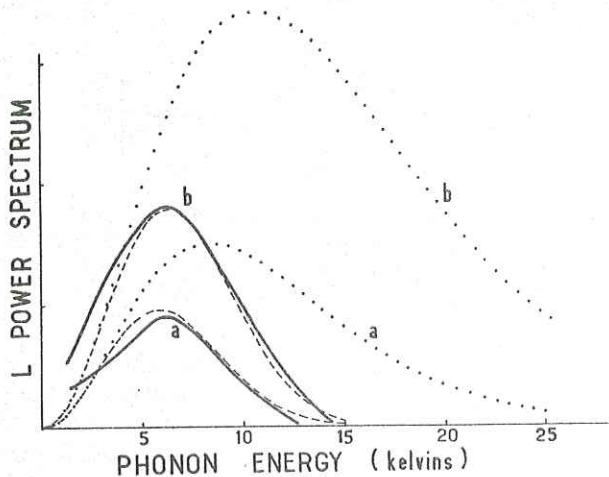


FIG. 12. — Comparison of the experimental spectra (—) with the blackbody spectra (.....), corrected for volume scattering (----). $T_0 = 1.25$ K; pulse duration : 100 ns. The set of curves (a) corresponds to a power of 20 W/cm^2 ($T_{em} = 2.8$ K), while the (b) set corresponds to 60 W/cm^2 ($T_{em} = 3.7$ K).

ratures were estimated by assuming perfect acoustic match for simplicity ($\eta = 1$ in eq. (3.2)). These spectra can only be plotted within a multiplication factor since the sensitivity of the bolometers is not absolutely calibrated. Therefore, this factor, — *the same for the different powers* — was chosen such that the Planck spectra fit correctly the experimental results at low frequencies. The disagreement at higher frequencies is patent. Then, an *intrinsic* — independent of the doping — mean free path of the form :

$$A_i \text{ (cm)} = \left(\frac{q_i}{q}\right)^\alpha \times (1 \text{ cm}) \quad (7.1)$$

was imposed upon the blackbody spectra and a fit to $P_L(q)$ was searched by varying the parameters α and q_i . The dashed curves of figure 12 thus result from the choice :

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 2.8 \\ q_i &= 3.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (7.2)$$

Consideration of the experimental spectra at either different input powers or at a different lattice temperature ($T_0 = 3.7$ K) leads to only small deviations ($\alpha = 2.8 \pm 0.2$) around these values, which may therefore be regarded as well determined. The other way round, the high-frequency attenuation is so strong that the present best-fitting procedure will not provide a sensitive test of the generated spectrum itself, and cannot serve the purpose of discriminating between the different theories of Joule emission.

From thermal conductivity measurements as a function of temperature [22], the Rayleigh ($\alpha = 4$) scattering was characterized by a wavevector $q_i = 7.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$, leading to an attenuation weaker than implied by eq. (7.2). However, both determinations should not be strictly compared since such processes as phonon-phonon collisions were subtracted from the thermal resistivity to yield the Rayleigh scattering, whereas eq. (7.2) is an overall estimate. Another point is that thermal conductivity refers to a steady state of quasi-equilibrium (small temperature gradients), different from the heat-pulse situation.

We shall now attempt to interpret some gross experimental facts within the framework of an effective pulse temperature model plus an intrinsic scattering of the type represented by eq. (7.1).

— The measured temperature excursion of the bolometer under a given phonon radiation is about one hundred times smaller than expected from the specific heat content and relaxation time (~ 20 ns) of the bolometer film. The difference between the blackbody spectrum and the transmitted spectrum (dashed curve in Fig. 12) accounts for part of this observation. The rest may be found in the efficiency of the bolometer itself, and in losses to the helium bath.

— The less-than-linear dependence (§ 6.3) of the bolometer signal upon the input power results from the shift of the phonon spectrum towards high frequencies.

— The rather slow rises of the L and T signals (§ 6.3), the slower the higher the input power, are not predicted by any emission theory. On the contrary, in the present description, the slow rises reflect the arrival of the phonons having been scattered under low angle, not to mention the dispersion effects.

— A strong back-scattering of the HF phonons could explain the surprisingly long (a few 10^{-8} s) thermal relaxation times of the *normal* metallic films [43].

Finally, one cannot gloss over another possible interpretation suggested by the relative insensitivity of the experimental spectra upon the input power. It is well established from Raman scattering studies [44] that mechanical polishing of the samples causes surface damage as deep as several microns; the evaporated SiO layer used for insulation is not either a perfect crystal. In the extreme hypothesis, this would produce a global heating of the crystal just behind the phonon generator and result in an effective pulse temperature close to T_0 , approximately consistent with our data at 1.25 K. Comparable propositions were made for heat pulse propagation in different materials, MgO [45] and Ge [46]. The feeling of the present authors is that so severe a down-conversion of the phonon frequencies is not a necessary assumption, except in dirty materials or at very high phonon intensities. We notice that the high frequency cut-off of our spectra does not follow the variation of the lattice temperature (Fig. 10). In fact, many observations made with tunnel junctions, including chromatic-dispersion measurements [38], contradict the idea of a surface thermalization. Let us remark also that, explained on this basis, the slow risetimes of the L and T heat-pulse signals should be equal, which is contrary to experimental evidence.

7.2 MEASUREMENT OF NON-ELECTRONIC VOLUME SCATTERING. — To our knowledge, the only spectral analysis of a *superthermal* phonon population, as a function of the distance from the source, was performed by means of the spin-phonon spectrometer [8]. But, because (i) this examination was done in the steady regime and (ii) the scattering of the phonons took place at the solid-helium boundary, the results of this experiment are not quite relevant to the common situation. We now describe preliminary measurements of the overall volume attenuation of heat pulses in indium antimonide. No $2k_F$ spectroscopy being intended at this stage, only undoped material was considered.

A pure InSb crystal, oriented along the [111] direction, was cut into three chips of lengths 2.3, 4.6 and 9.5 mm. The samples were prepared simultaneously and mounted in a single sample-holder.

The three bolometers were calibrated against each other by second sound pulses in the liquid helium bath ($T_0 = 1.25$ K), according to the procedure introduced in paragraph 5.1. Equal electrical pulses were then applied to the three emitters. Figure 13 is a semi-log plot, versus the sample length, and for several conditions of emission, of the intensity of the phonon beam. The latter was deduced, within a

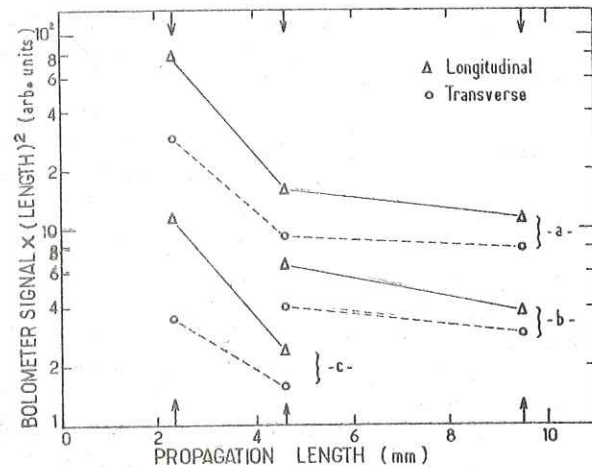


FIG. 13. — L and T phonon signal amplitudes, normalized for equal solid angles, plotted as a function of the length of propagation (3 values), for several input powers and durations. (a) : 80 W/cm², 200 ns ; (b) : 50 W/cm², 100 ns ; (c) : 14 W/cm², 100 ns. Comparison is relevant only between data linked by a stroke.

constant factor, by making the product (bolometer signal) \times (sample length)², in order to account for the difference in solid angles (possible differential self-focusing effects were ignored). The behaviour of the beam intensity is a measure of volume scattering : in a semi-log plot, a non-scattered beam should be represented by an horizontal line, while a homogeneous decay would be characterized by a straight line with negative slope. The results for both the L and T modes indicate that the composition of the ballistic beam is changing during the flight. The attenuation is especially important in the first millimeters of the propagation, where the heat pulse is rich in high-frequency phonons. The heat pulses transmitted along about 8 mm were shown (§ 6.2) not to appreciably contain energies above 15 K. But, on the other hand, one has at least two evidences that denote the presence of HF phonons near the generator :

- a) the L signal for the heavily-doped sample presented in figure 7 consists mainly of energies larger than 40 K having travelled 2.14 mm ;
- b) L and T heat pulses could be detected [38] by lead-thallium junctions with $2\Delta = 2.25$ meV \sim 26 K on samples 2 mm thick, while they were barely visible for larger thicknesses.

To summarize, the heat pulses transmitted by pure InSb are shaped by intrinsic scattering mechanisms, such as Rayleigh scattering by isotopes and phonon-

phonon collisions. In order to trace back to the Joule generated distribution, the signals should be probed rather close to the emitter (~ 1 mm).

8. **Conclusion.** — The heat pulse method, whose capabilities are increased by the use of magnetically-tunable superconducting diodes as quantum detectors, is a valuable tool for monitoring the transport of ballistic phonons. It permits one to select a wave-vector direction and, thanks to time-of-flight discrimination, to separate the different polarizations and, to a lesser extent, the different frequencies. The elastic constants of indium antimonide could thus be measured within about 0.5 % accuracy (eq. 4.3) and the dispersion relations be determined at long wavelengths (ref. [38]). In the same way, some familiar properties of the electron-phonon interaction : coupling of the longitudinal phonons to the deformation potential, non-interaction of the transverse phonons with a simple conduction band (S-symmetry), cut-off at $q = 2 k_F$, and screening effects, were shown in a transparent manner (section 5).

Absorption by conduction electrons up to $q = 2 k_F$ realizes an unequalled phonon filter as far as the

definition of the edge is concerned (which, paradoxically, prevents the measurement of the strength, or deformation potential, of the electron-phonon interaction). This tunable filter allowed a true spectral analysis, in the range of 20 to several hundreds of GHz, of the heat generated by Joule effect in a metal film and transmitted through InSb (extension to less broadband sources is in progress). It was found that the concept of an effective pulse temperature correlates qualitatively most of the experimental facts, without resorting to a mechanism of surface thermalization. A new value for the mean free path limited by intrinsic scattering was proposed (eq. 7.2). However, due to the poor transmissivity of InSb at high frequencies, the problem of Joule generation of phonons cannot be considered as clarified.

Acknowledgments. — Original impulse and interest in this subject belong to Albert Zylbersztein, from Thomson-C.S.F. Drs Besson and Morand, from the Société Anonyme des Télécommunications, provided most of the InSb samples. Discussions with Mrs. N. Perrin, J. Vannimenus are also sincerely acknowledged.

References

- [1] VON GUTFELD, R. J., in *Physical Acoustics*, edited by W.P. Mason (Academic Press, New York, 1968). Vol. V, p. 233.
- [2] *J. Physique Colloq.* 33 (1972) C4. La Physique des Phonons de Très Haute Fréquence.
- [3] MANEVAL, J. P., ZYLBERSTEJN, A. and HUET, D., *Phys. Rev. Lett.* 27 (1971) 1375.
- [4] CARLSON, D. G. and SEGMULLER, A., *Phys. Rev. Lett.* 27 (1971) 195.
- [5] HUET, D. and MANEVAL, J. P., *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 1154.
- [6] NARAYANAMURTI, V., *Phys. Lett.* 30A (1969) 521.
- [7] WIGMORE, J. K., *Phys. Rev.* B 5 (1972) 700.
- [8] ANDERSON, C. H. and SABISKY, E. S., in *Physical Acoustics*, edited by W. P. Mason (Academic, New York) 1971, Vol. VIII.
- [9] *Semiconductors and Semimetals*, edited by R. K. Willardson and A. C. Beer (Academic, New York) 1966, Vol. I and II.
- [10] KORENBLIT, L. L. and SHERSTOBITOV, V. E., *Sov. Phys. Semicond.* 2 (1968) 564.
- [11] BARDEEN, J. and SHOCKLEY, W., *Phys. Rev.* 80 (1950) 72.
- [12] HUNTER, S. C. and NABARRO, F. R. N., *Proc. R. Soc. A* 220 (1953) 542.
- [13] MEIJER, H. J. G. and POLDER, D., *Physica* 19 (1953) 255.
- [14] ZAWADSKI, W. and BOGUSLAWSKI, P., *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 1403.
- [15] ZIMAN, J. M., *Phil. Mag.* 1 (1956) 191 and *Corrigendum*, *ibid.* p. 292.
- [16] SZYMAŃSKA, W. and MANEVAL, J. P., *Solid State Commun.* 8 (1970) 879 ;
See also : MANEVAL, J. P., thèse d'Etat, Paris (1973) unpublished.
- [17] WOLL, E. J., Jr. and KOHN, W., *Phys. Rev.* 126 (1962) 1693.
- [18] BARDEEN, J., *Phys. Rev.* 52 (1937) 688.
- [19] ARLT, G. and QUADFLIEG, P., *Phys. Status Solidi* 25 (1968) 323 ;
See also : ARNAUD, A. and QUENTIN, G., *Phys. Lett.* 32A (1970) 16.
- [20] ZAWADSKI, W., *Adv. Phys.* 23 (1974) 435.
- [21] JOHNSON, E. J. and DICKEY, D. H., *Phys. Rev.* B 1 (1970) 2676.
- [22] HOLLAND, M. G., *Phys. Rev.* 134A (1964) 471.
- [23] WEIS, O., p. 48 of ref. [2].
- [24] PERRIN, N. and BUDD, H. F., *Phys. Rev. Lett.* 28 (1972) 1701 ;
See also MARIS, H. J., p. 3 of ref. [2].
- [25] CHEEKE, J. D. N., HEBRAL, B. and MARTINON, C., *J. Physique* 34 (1973) 257.
- [26] EISENMENGER, W. and DAYEM, A. H., *Phys. Rev. Lett.* 18 (1967) 125.
- [27] TRUPELL, R., ELBAUM, C. and CHICK, B. B., *Ultrasonic Methods in Solid State Physics* (Academic, New York) 1969.
- [28] MUSGRAVE, M. J. P., *Crystal Acoustics* (edited by J. J. Brandstatter) 1970.
- [29] POTTER, R. F., *Phys. Rev.* 103 (1956) 47.
- [30] SLUTSKY, L. J. and GARLAND, C. W., *Phys. Rev.* 113 (1959) 167.
- [31] MARIS, H. J., *J. Acoust. Soc. Am.* 50 (1970) 812.
- [32] MANEVAL, J. P. and HUET, D., *Phys. Lett.* 48A (1974) 463.
- [33] NILL, K. W. and MCWHORTER, A. L., *Proc. Int. Conf. Phys. Semiconductors*, Kyoto (1966) p. 755.
- [34] LINDENFELD, P., *Phys. Status Solidi* 14 (1966) K47.
- [35] SHALYT, S. S., TAMARIN, P. V. and IVLEVA, V. S., *Phys. Lett.* 32A (1970) 29.
- [36] COMÈS, R., LAMBERT, M. and LAUNOIS, H., ZELLER, H. R., *Phys. Rev.* B 8 (1973) 571.
- [37] CROSBY, C. R. and GRENIER, C. G., *Phys. Rev.* B 4 (1971) 1258.
- [38] HUET, D., MANEVAL, J. P. and ZYLBERSTEJN, A., *Phys. Rev. Lett.* 29 (1972) 1092.
- [39] PANNETIER, B. and ZYLBERSTEJN, A., p. 69 of ref. [2].
- [40] Assumed to be comparable to the mean free path of ($h\nu > 2\Delta$) phonons in superconducting tin, for which the value 600 Å was proposed by DYNES, R. C. and NARAYANAMURTI, V., *Phys. Rev.* B 6 (1972) 143.
- [41] LONG, A. R., p. 73 of ref. [2].
- [42] KINDER, H., *Z. Phys.* 262 (1973) 295.
- [43] MANEVAL, J. P., unpublished.
- [44] EVANS, D. J. and USHIODA, S., *Phys. Rev.* B 9 (1974) 1638.
- [45] WIGMORE, J. K., *Phys. Lett.* 37A (1971) 293.
- [46] FJELDLY, T. A., ISHIGURO, T. and ELBAUM, C., *Phys. Rev.* B 7 (1973) 1392.

IV. SPECTROMETRIE PAR INTERACTION PHONON-ELECTRON LIE DANS Ge:Sb

Chronologiquement, les expériences dans le Germanium ont été réalisées avant les expériences dans InSb décrites dans les chapitres précédents.

Il est certain que l'évolution des techniques impulsionnelles et de détection de phonons nous aurait permis une étude plus détaillée de l'interaction impureté Sb-phonon dans le Germanium.

Etant engagé dans l'étude de l'interaction électron libre-phonon dans InSb, nous n'avons pas eu le temps de revenir sur le problème. L'ensemble de ce travail de spectroscopie n'ayant pas été publié, nous avons essayé de détailler la présentation du problème Ge:Sb.

Nous avons volontairement présenté des calculs mêmes élémentaires de façon à ce que tout lecteur non spécialiste des semiconducteurs puisse s'intéresser aux expériences décrites.

Nous nous proposons ici d'examiner l'interaction résonnante de chaque mode de phonons avec l'état fondamental de l'impureté Sb dans Ge. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur la théorie d'Hasegawa (32) et Kwok (33) étant donné l'excellent accord obtenu avec l'expérience. L'absorption résonnante des phonons pouvant être modifiée par l'application d'une pression uniaxiale, nous avons tenté de déterminer la composition spectrale des impulsions L et T_1 transmises sur plusieurs millimètres. L'évolution de ce spectre avec la puissance est examinée, enfin nous déterminons les longueurs d'atténuation sur les défauts de masse isotopiques.

Afin de situer ce travail, rappelons qu'après les expériences de conductivité thermique dans Ge:Sb réalisées par W. Keyes (34) à basse température en 1961, M. Pomerantz (35) étudiait l'atténuation d'ultrasons de 3 à 9,6 GHz par l'impureté Sb, loin de la résonance et mesurait la durée de vie des niveaux triplet n . Les premières expériences d'impulsions de chaleur dans Ge:Sb étaient faites par M. Pomerantz et R. Von Gutfeld (9) en 1969 sous pression extérieure où ils observaient une forte atténuation des modes L et T.

Enfin, les premières expériences sous pression uniaxiale furent, simultanément aux nôtres, celle de Dynes et al (36) s'intéressant à l'émission de phonons monochromatiques par J.TS, et FJELDLY et al (37) dans le Germanium de type p dont les résultats furent la détermination des potentiels de déformation.

A. GERMANIUM DOPE ANTIMOINE

Chaque atome du réseau du Germanium utilise ses quatre électrons de valence pour former quatre liaisons tétraédriques avec ses voisins. Si un atome pentavalent comme l'Antimoine (atome donneur) s'introduit dans le réseau à la place d'un atome de Germanium, il doit perdre un électron de valence et sa charge globale devient positive. Il se comporte comme un centre qui peut retenir l'électron "perdu" et former avec lui un système hydrogénéoïde. La force qui agit sur l'électron doit être calculée par la loi de Coulomb en tenant compte de la forte constante diélectrique ($\epsilon = 16$) du Germanium. De plus, la faible masse effective m^* du Germanium augmente le rayon de l'orbite de Bohr a^* de cette atome hydrogénéoïde. ($a^* \approx 10a_0$, rayon de l'atome d'hydrogène). Le rayon de Bohr de cette impureté Sb s'étend sur plusieurs dizaines de mailles du réseau.

L'interaction de l'état fondamental d'un tel système avec un faisceau de phonons thermiques fait l'objet du présent chapitre.

1) Niveaux d'impuretés Sb dans le Germanium

L'impureté Antimoine dans un monocristal de Germanium crée des niveaux d'énergies au dessous de la bande de conduction. Cette bande de conduction possède huit minima équivalents en bord de zone de Brillouin dans les directions du type $|111|$. Chaque minimum étant commun à deux zones, on peut dire qu'il y a en fait quatre minima équivalents en bord de zone dans les directions $|1\bar{1}\bar{1}|$, $|1\bar{1}1|$, $|\bar{1}11|$, et $|111|$. Chacun d'eux n'a que la dégénérescence de spin. Dans les axes adéquats, l'énergie s'exprime comme :

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2m_L} (k_L - k_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2m_t} (k_x^2 + k_y^2)$$

avec $m_L = 1,60 m_0$ et $m_t = 0,082 m_0$ (1)

m_0 = masse de l'électron libre.

La grande orbite de Bohr justifie l'approximation de la masse effective pour le calcul des niveaux d'énergies de Sb. (38).

La fonction d'onde de l'état d'impureté est la somme de fonctions de Bloch des bandes de conduction. Si la fonction de Bloch correspondant au vecteur \vec{k} s'écrit $\phi_{\vec{k}}(\vec{r})$, l'expression générale de la fonction d'onde de l'électron lié à l'impureté est

$$\psi(\vec{r}) = \int_{zB} C(\vec{k}) \cdot \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) d^3k. \quad \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) \text{ vérifie la relation :}$$

$$H_0 \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = E(\vec{k}) \cdot \phi_{\vec{k}}(\vec{r})$$

H_0 est l'Hamiltonien d'un électron en l'absence d'impureté Sb.

Utilisons les fonctions de Wannier $W(\vec{r})$ définies de la façon suivante :

$$W(\vec{r}) = A \int_{zB} \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot d^3k$$

$$\text{avec } \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_j \text{noeuds} e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_j} W(\vec{r} - \vec{R}_j)$$

A est une constante de normalisation.

En remplaçant $\phi_{\vec{k}}(\vec{r})$ par son développement en fonction de Wannier,

$\psi(\vec{r})$ s'écrit :

$$\psi(\vec{r}) = \sum_j F(\vec{R}_j) \cdot W(\vec{r}-\vec{R}_j)$$

avec $F(\vec{R}_j) = \int_{zB} C(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_j} d^3k$

et $C(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int F(\vec{R}_j) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3r$

Soit $H = H_0 + V$, l'Hamiltonien de l'électron lié à l'impureté et V le potentiel coulombien de cette impureté. Les niveaux d'énergie E sont les valeurs propres de l'équation :

$$[H_0 + V(\vec{r})] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}).$$

Après projection sur la fonction de Wannier $W(\vec{r}-\vec{R}_m)$ associée au $m^{\text{ième}}$ noeud, le premier terme du premier membre devient :

$$\int_V d^3r \cdot W(\vec{r}-\vec{R}_m) \cdot H_0 \int d^3k \cdot c(\vec{k}) \cdot \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \epsilon(-i\vec{\nabla}) \cdot F(\vec{R}_m)$$

où l'opérateur $\epsilon(-i\vec{\nabla})$ est défini comme suit :

$$\epsilon(-i\vec{\nabla}) = \sum_n b_n (-i\vec{\nabla})^n$$

avec le développement de Taylor de $\epsilon(\vec{k})$ au voisinage du minimum de la bande de conduction k_0

$$\epsilon(\vec{k}) = \sum_n b_n (\vec{k}-k_0)^n$$

Compte tenu de la faible variation du potentiel $V(\vec{r})$ loin du site de l'impureté, le deuxième terme du premier membre s'écrit :

$$\sum_j F(\vec{R}_j) \cdot \int d^3r \cdot V(\vec{r}) \cdot W(\vec{r}-\vec{R}_m) \cdot W(\vec{r}-\vec{R}_j) = F(\vec{R}_m) \cdot V(\vec{R}_m)$$

Finalement, si \vec{R} n'est pas dans le voisinage de l'impureté, la fonction enveloppe $F(\vec{R})$ vérifie l'équation dite "de la masse effective".

$$\epsilon(-i\vec{\nabla}) \cdot F(\vec{R}) + V(\vec{R}) \cdot F(\vec{R}) = E \cdot F(\vec{R})$$

L'expression qui donne $F(\vec{R})$ en fonction des $C(\vec{k})$, n'est valable que

pour les valeurs de \vec{k}_i situées au voisinage du minimum de chaque bande.

Autour de chaque minimum, l'énergie est décrite par $E_v(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2m_v} |\vec{k} - \vec{k}_v|^2$.

L'opérateur énergie devient alors :

$$\epsilon_v(-i\vec{\nabla}) = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \vec{\nabla}_v^2. \text{ Les vallées sont repérées par l'indice } v.$$

La fonction enveloppe de type hydrogénéoïde a pour expression :

$$F_v(\vec{r}) = B \exp - \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2}$$

Du fait des quatre minima équivalents, l'énergie devient :

$$\epsilon(-i\vec{\nabla}) = \sum_{v=1}^4 \epsilon_v(-i\vec{\nabla}) \text{ et la fonction enveloppe}$$

$$F(\vec{r}) = \sum_{v=1}^4 \alpha_v F_v(\vec{r}) \text{ est la solution générale du problème à}$$

quatre vallées. Les α_v sont des constantes arbitraires.

A condition de se placer loin du coeur de l'impureté, la théorie de la masse effective donne les niveaux hydrogénéoïdes du type

$$E_n = -\frac{1}{n^2} (\text{Ryd})^* = -\frac{1}{n^2} \frac{m^*}{m} \frac{1}{\epsilon^2} \text{ Rydberg}$$

Pour $n > 2$, la théorie de la masse effective donne les valeurs de l'énergie avec une bonne précision.

Dans le cas $n = 1$, il convient de faire des corrections dites de "potentiel central". Pour cela, on pose :

$$V_{\text{imp}} = V + u$$

$$\text{si } r > a \quad \left(\frac{4}{3}\pi a^3 = \text{volume d'une maille}\right) \quad V = -\frac{e^2}{\epsilon_r r} \text{ et } u = 0$$

$$\text{si } r < a \quad V = -\frac{e^2}{\epsilon_r a} \text{ et variation rapide de } u.$$

On a donc :

$$[\epsilon(-i\vec{\nabla}) + V(\vec{r}) - E] F(\vec{r}) + \sum_j F(\vec{R}_j) \int d^3r W(\vec{r}-\vec{R}) \cdot u(\vec{r}) \cdot W(\vec{r}-\vec{R}_j) = 0$$

Comme $u(\vec{r})$ n'a de l'importance que pour $r \ll a$, le dernier terme de l'équation précédente n'aura de valeur que pour $\vec{R}_j = \vec{R} \approx 0$, ce qui entraîne :

$$[\sum_V \epsilon_V(-i\vec{\nabla}) + V(\vec{R}) - E] + U(\vec{R}) F_V(\vec{R}) = 0$$

avec $U(\vec{R}) = \int d^3r |W(r-R)|^2 u(\vec{r})$

Si on écrit $H_V = \epsilon_V(-i\vec{\nabla}) + V(\vec{R})$

On a finalement

$$\sum_{v=1}^4 \alpha_v [H_v + U - E] F_v(\vec{R}) = 0 \quad (39) \quad (2)$$

$F_v(\vec{R})$ est fonction propre de $H_v(\vec{R})$ avec pour valeur propre l'énergie d'ionisation E_0 de l'impureté. La résolution de cette équation séculaire donne les niveaux d'énergies.

Posons $C = \langle F_p | F_v \rangle \quad p \neq v$

$$D = \langle F_p | F_p \rangle$$

$$F = \langle F_v | H_v + U | F_v \rangle$$

$$G = \langle F_p | H_v + U | F_v \rangle \quad p \neq v$$

on obtient le déterminant séculaire

$$\alpha_v (F - ED) + \sum_{p \neq v} \alpha_p (G - EC) = 0$$

Les racines donnent les valeurs de l'énergie E,

une racine simple $E_S = \frac{F + 3G}{D + 3C}$ (niveau singulet)

et un racine triple $E_T = \frac{F - G}{D - C}$ (niveau triplet).

L'écart entre ces deux niveaux est appelé 4Δ et vaut pour Sb dans le Germanium 0,32 meV ou 3,7 kelvins. Cette séparation entre niveaux triplet et singulet peut être expliquée par le fait que les fonctions d'onde correspondant à ces niveaux triplets s'annulent pour raison de symétrie sur le site du donneur.

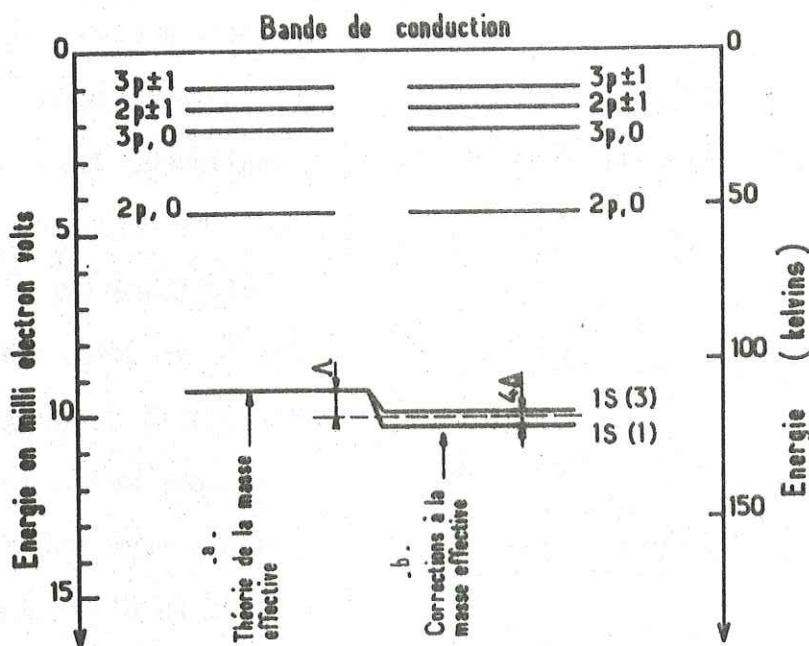


Figure 1. Début du spectre d'énergie de l'impureté Sb dans le Germanium a) donnée par la théorie de la masse effective, b) après corrections dites de "potentiel central". Le "splitting" entre le niveau $15(1)$ et $15(3)$ est égal à $4\Delta = 0,32 \text{ meV} (3,7\text{K})$. Le déplacement Δ du centre de gravité est égal à $0,76 \text{ meV} (8,8 \text{ K})$.

Par contre, la fonction d'onde correspondant au niveau singulet ne s'annule pas. L'influence de la correction de "potentiel central" est donc sensible sur ce niveau (Figure 1). Le déplacement Δ du centre de gravité de ces niveaux a été mesuré par Reusser (13) et vaut 0,76 meV ou 8,8 kelvins. Ainsi l'état de base de l'impureté hydrogénéoïde Sb dans le Germanium voit sa dégénérescence partiellement levée. (états singulet et triplet). Cet écart (valley-orbit splitting ou chemical shift) de 3,7 kelvins peut

être modifié par une pression uniaxiale.

2) Influence d'une pression uniaxiale sur les niveaux Sb :

Lorsqu'une pression uniaxiale est appliquée sur un cristal de Germanium, la structure de bande est modifiée.

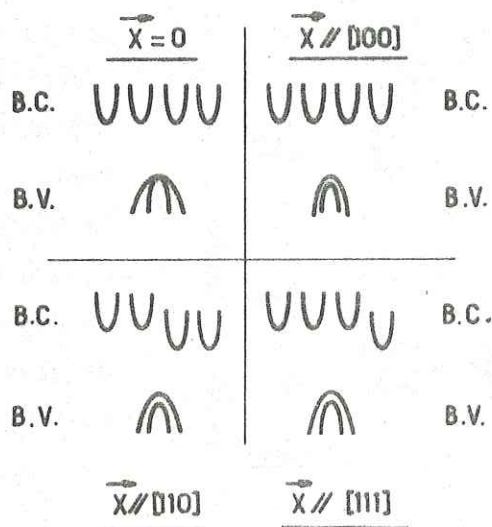


Figure 2.IV. Effet d'une pression uniaxiale \vec{X} sur la structure de bande.

D'une façon générale, quelle que soit la direction où la pression est appliquée, les quatre vallées perdent leur équivalence (39).

Si la pression \vec{X} est parallèle à la direction $[110]$ deux des bandes de conduction voient leur énergie abaissée d'une même quantité par rapport aux deux autres. Si $\vec{X} // [100]$, la dégénérescence n'est pas levée. Si $\vec{X} // [111]$, l'une d'entre elles se trouve alors à plus basse énergie.

Nous nous intéressons ici au cas $\vec{X} // [111]$. Le déplacement des vallées ϵ_v

est donné par la théorie du potentiel de déformation(41).

$$\epsilon_1 = -3\epsilon$$

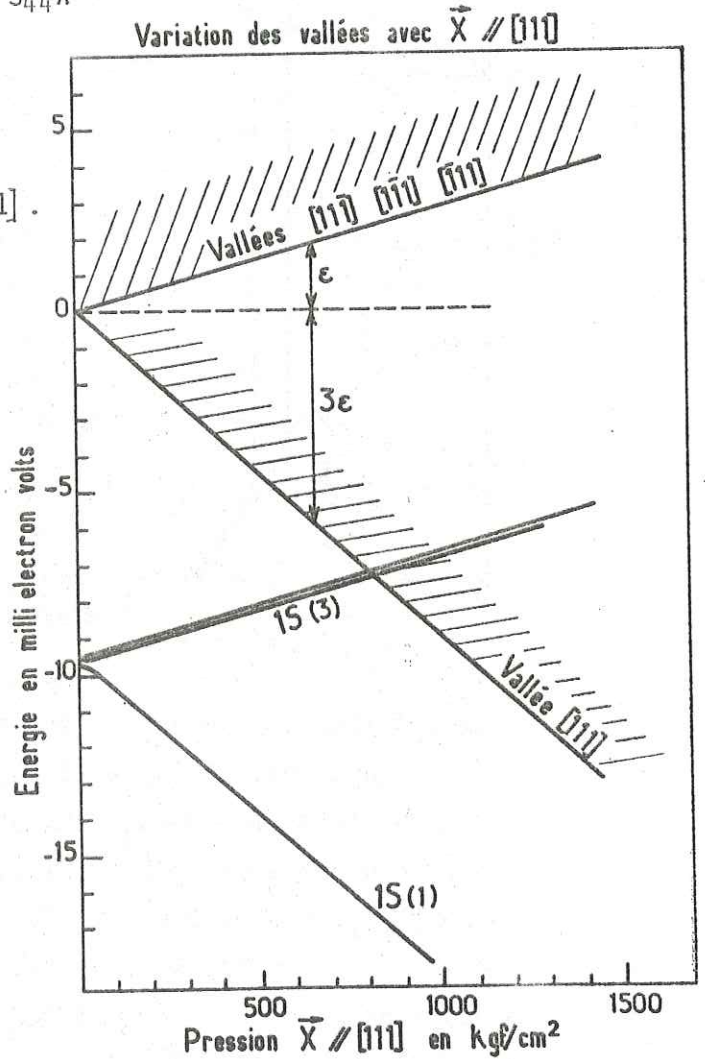
$$\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon = \frac{1}{9} \cdot E_2 S_{44} X$$

où $E_2 = 19 \text{ eV}$

$$S_{44} = 1,47 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dyne}$$

\vec{X} est la contrainte // $[111]$.

Figure 3. IV. Variation des minima de bandes de conduction et des niveaux Sb avec la pression.



Les vallées sont repérées avec $v = 1, 2, 3$ et 4 .

Pour déterminer l'évolution des niveaux hydrogénéoïdes avec la pression incluons l'effet de cette pression sur les vallées, dans l'équation séculaire précédente (2). En utilisant l'approximation du potentiel de déformation, les éléments de matrice de la contrainte sont diagonaux sur les fonctions de Bloch $\phi_k(\vec{r})$. De ce fait, pour chaque H_V , on doit ajouter un énergie de contrainte ϵ_v représentant le déplacement en énergie de chaque minimum de bande de conduction.

$$\sum_V \alpha_V |H_V + U + \epsilon_V - E| F_V(\vec{R}) = 0$$

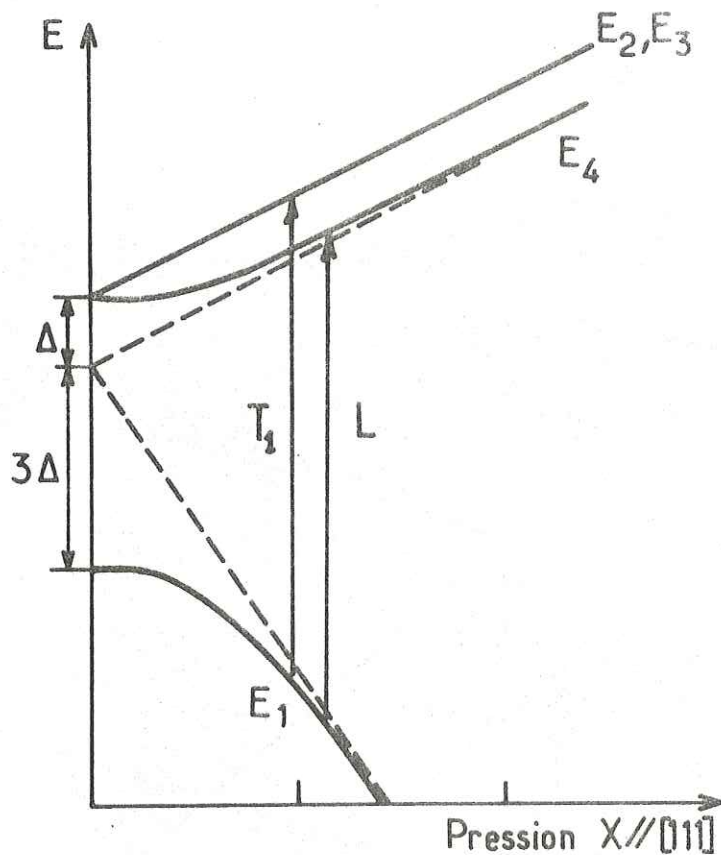


Figure 4. IV Variation du "splitting" δE entre les niveaux singulet E_1 , et triplets E_2, E_3 et E_4 de l'état fondamental Sb dans Ge, en fonction d'une pression uniaxiale appliquée selon $[111]$. Seules les transitions indiquées par les deux flèches sont possibles par les phonons de modes L et T_1 , si leurs vecteurs d'onde q est // à $[110]$.

En résolvant le déterminant séculaire de cette équation, on trouve pour les niveaux

$$E_1 = -E_0 - 2\Delta - \epsilon - 2(\Delta^2 + \epsilon^2 - \Delta\epsilon)^{1/2}$$

$$E_2 = E_3 = -E_0 + \epsilon$$

$$E_4 = -E_0 - 2\Delta - \epsilon + 2(\Delta^2 + \epsilon^2 - \Delta\epsilon)^{1/2}$$

On voit sur la figure 4 que la pression a levé partiellement la dégénérescence du niveau triplet. Si la fonction d'onde correspondant à chaque niveau i s'écrit :

$$\psi^i = \sum_V \alpha_V \psi_V^i$$

$$\text{avec } \psi_V^i = \phi_V F_V^i,$$

les α_V dépendent de la pression de la façon suivante :

$$\psi^1(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} |1 + P(x)|^{1/2} \psi_1^1 + \frac{1}{\sqrt{6}} |1 - P(x)|^{1/2} (\psi_2^1 + \psi_3^1 - \psi_4^1)$$

$$\psi^2(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_2^2 - \psi_3^2)$$

$$\psi^3(x) = \frac{1}{\sqrt{6}} (\psi_2^3 + \psi_3^3 + 2\psi_4^2)$$

$$\psi^4(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} |1 - P(x)|^{1/2} \psi_1^4 + \frac{1}{\sqrt{6}} |1 + P(x)|^{1/2} (\psi_2^4 + \psi_3^4 + \psi_4^4)$$

$$\text{avec } x = \frac{\varepsilon}{\Delta} \text{ et } P(x) = -\frac{2x-1}{2(x^2-x+1)^{1/2}}$$

3) Interaction phonons-niveaux d'impuretés

Nous nous intéressons maintenant à l'absorption des phonons acoustiques se propageant dans le cristal ($\Lambda > 1$), par les impuretés Sb.

La séparation 4Δ des niveaux Sb étant de 3,7 kelvins à pression nulle, on doit s'attendre à une forte absorption de phonons d'énergie $\hbar\omega \approx 4\Delta$ si la température du cristal est de 1,5 kelvin. Les niveaux supérieurs se situent à des énergies de l'ordre 50 kelvins (Figure 1).

Soit $f_1(T)$ l'occupation du niveau singulet à la température T et $f_2(T) = f_3(T) = f_4(T) = f_n(T)$ l'occupation des états triplets à pression nulle. $f_1(T) + 3 f_n(T) = 1$ d'où :

$$f_1(T) = \frac{1}{1 + 3 \exp\left(-\frac{4\Delta}{kT}\right)}$$

$$A \quad T = 1,5 \text{ K}, \quad f_1(1,5) = 0,8$$

Si la concentration N_i d'impuretés reste faible ($N_i < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), nous pouvons considérer l'interaction d'un atome seul avec le flux de phonons. L'Hamiltonien d'un tel système s'écrit :

$$H = H_e + H_{ph} + H_{e-ph}$$

$$\text{où } H_e = \sum_n \varepsilon_n C_n^+ C_n \quad (\text{électrons})$$

$$H_{ph} = \frac{1}{2} \sum_{q,\lambda} \hbar\omega_{q\lambda} \cdot (a_{q,\lambda} \cdot a_{q,\lambda}^+ + a_{q,\lambda}^+ \cdot a_{q,\lambda}) \quad (\text{phonons})$$

$$H_{e-ph} = \sum_{n,n'} \sum_{q,\lambda} \Xi_{nn'}^\lambda(\vec{q}) \cdot C_{n'}^+ C_n \left(\frac{\hbar\omega}{2\rho s_{q\lambda}} \right)^{1/2} (a_{q\lambda} + a_{q\lambda}^+) \cdot (\text{électron-phonon})$$

C_n et C_n^+ sont les opérateurs d'annihilation et de création pour les électrons du $n^{\text{ième}}$ niveau d'énergie ϵ_n . $a_{q\lambda}$ et $a_{q\lambda}^+$ sont les opérateurs d'annihilation et de création pour les phonons de vecteurs d'onde q et de polarisation λ . $s_{q\lambda}$ est la vitesse du son et $\epsilon_{n,n}(\vec{q})$ sont les éléments de matrice du potentiel de déformation.

Hasegawa a calculé ces éléments de matrice

$$H_{e-ph} = - \overline{Q(\vec{r})} \cdot \text{grad } V \quad V : \text{potentiel périodique}$$

$$\overline{Q(\vec{r})} = \sum_{q,\lambda} |\vec{e}(q) \cdot a_{q\lambda} e^{iqr} + \vec{e}_\lambda^*(q) a_{q\lambda}^* e^{-iqr}|$$

$$\text{avec } |a_{q\lambda}, a_{q\lambda}^*| = \frac{\hbar}{2NM\omega_{q\lambda}}$$

où M est la masse d'une maille, et N le nombre de mailles dans le cristal.

$\phi_{\vec{k}}(\vec{r})$ étant la fonction de Bloch de bas de bande de conduction,

$$\phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}), \text{ on a :}$$

$$\begin{aligned} \langle \phi_{\vec{k}} | H_{e-ph} | \phi_{\vec{k}'} \rangle &= a_{q\lambda} [i\vec{e}_\lambda(\vec{q}) (\epsilon_d 1 + \epsilon_u U^V) \vec{q} (2\pi)^3 \delta(\vec{k}-\vec{k}-\vec{q})] \\ &+ a_{q\lambda}^* [\text{C.C.} \dots \quad \vec{q} \rightarrow -\vec{q} \dots] \end{aligned}$$

1 est le tenseur unité, $U^V = \begin{vmatrix} 0 & & \\ & 0 & \\ & & 1 \end{vmatrix}$ le projecteur selon Oz . ϵ_d et ϵ_u sont les potentiels de déformation.

$$\text{Pour la } v^{\text{ième}} \text{ vallée, } \psi^V = \frac{1}{(2\pi)^3} \int c(k) \cdot \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) d^3k$$

$$\text{on a donc } \langle \psi^V | H_{e-ph} | \psi^V \rangle_{q\lambda} = \frac{1}{(2\pi)^6} \int \int C^*(k) \langle \phi_{\vec{k}} | H_{e-ph} | \phi_{\vec{k}'} \rangle C(k) d^3k \cdot d^3k'$$

$$= a_{q\lambda} [i\vec{e}_\lambda(q) (\epsilon_d 1 + \epsilon_u U^V \cdot \vec{q}) f^V(\vec{q})] + [\text{C.C.}]$$

$$\text{où } f^V(\vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^6} \int C^*(k+q) \cdot c(k) d^3k = \int F^V(\vec{r}^2) e^{i\vec{k}\vec{r}} d\vec{r}$$

$F^V(\vec{r})$ est la fonction enveloppe du type

$$F(r) = (\pi a^2 b)^{-\frac{1}{2}} \exp - \left(\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} \right)$$

$f^V(\vec{q})$ est la $q^{\text{ième}}$ composante de la transformée de Fourier de $F^V(\vec{r})$, distribution électronique autour de l'impureté.

$$f^V(\vec{q}) = \frac{1}{(1 + \frac{1}{4} a^{*2} q^2)^2}$$

Pour les grandes longueurs d'onde de phonons, où $a^*q \ll 1$, $f^V(\vec{q}) = 1$

On a finalement :

$$\varepsilon_{n'n}^\lambda = \langle \Psi(r) | H_{e-ph} | \Psi(r) \rangle = \vec{\varepsilon}_i(q, \lambda) \cdot \vec{q}_j (\varepsilon_d \delta_{ij} \delta_{nn'} + \frac{1}{3} \varepsilon_u D_{ij}^{n'n}) F^*(q)$$

$$\text{où } \Psi(r) = \sum_{v=1}^4 \alpha_n^v \psi^v$$

n et n' sont les états singulet et triplets.

$\vec{\varepsilon}_i(q, \lambda)$ est la polarisation dans la $i^{\text{ème}}$ direction, q_j les vecteurs d'onde unitaires dans la direction de propagation j

$$\varepsilon_d = 8\text{eV}, \quad \varepsilon_u = 19\text{ eV} \quad (43)$$

La fonction de coupure $F(q)^* = \frac{1}{(1 + \frac{1}{4} a^{*2} q^2)^2}$ est définie comme

$$F^*(q) D_{ij}^{n'n} = 3 \sum_{v=1}^4 D_{ij}^{n'n} f^v(q)$$

où $D_{ij}^{n'n} = 3 \sum_{v=1}^4 a_i^v \cdot a_j^v \alpha_{n'}^v \cdot \alpha_n^v$. La sommation est faite sur les quatre vallées dont les minima sont dirigés selon les vecteurs unitaires a^v .

$$a^1 = \frac{1}{\sqrt{3}} [1, 1, 1] \quad a^2 = \frac{1}{\sqrt{3}} [-1, 1, 1], \quad a^3 = \frac{1}{\sqrt{3}} [1, -1, 1] \quad a^4 = \frac{1}{\sqrt{3}} [-1, -1, 1]$$

Les coefficients α_n^v ont les valeurs suivantes :

$$\alpha_1^v = \frac{1}{2} (1, 1, 1, 1) \quad \alpha_2^v = \frac{1}{\sqrt{2}} (1, 0, 0, 1), \quad \alpha_3^v = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, -1, 0), \quad \alpha_4^v = \frac{1}{2} (1, -1, -1, 1)$$

on note $n = 1$ l'état singulet, $n = 2, 3, 4$, les états triplets.

Les matrices $D_{ij}^{nn'}$ ont alors les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} D^{00} &= D^0 ; & D^{01} &= D^{10} = D^1 ; & D^{02} &= D^{20} = D^2 \\ D^{03} &= D^{30} = D^3 ; & D^{11} &= D^0 + D^3 ; & D^{12} &= D^{21} = 0 \\ D^{13} &= D^{31} = D^1 ; & D^{22} &= D^0 - D^3 ; & D^{23} &= D^{32} = -D^2 \\ D^{33} &= D^0 \end{aligned}$$

$$\text{où } D^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad D^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

$$D^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 \\ -1 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad D^3 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

4) Règles de sélection pour le couplage phonons-niveaux d'énergie dans le cas $\vec{X} // [111]$, $\vec{q} // [110]$:

La forme générale des éléments de matrice du potentiel de déformation est :

$$\bar{\epsilon}_{n'n}(\vec{q}) = \vec{\epsilon}_i(q, \lambda) \cdot \vec{q}_j (\epsilon_d \delta_{ij} \delta_{n'n} + \frac{1}{3} \epsilon_u D_{ij}^{n'n}) F^*(q) = \tilde{\epsilon}_{n'n} \cdot F(q)$$

Les termes en ϵ_d sont non nuls uniquement sur les éléments diagonaux pour la polarisation longitudinale.

| | | | |
|---------------------------------------|---------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| $L \rightarrow E_d + \frac{1}{3} E_u$ | $L \rightarrow 0$ | $L \rightarrow 0$ | $L \rightarrow -\frac{1}{5} E_u$ |
| $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow \frac{1}{3} E_u$ | $T_1 \rightarrow 0$ |
| $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ |
| $L \rightarrow 0$ | $L \rightarrow E_d$ | $L \rightarrow 0$ | $L \rightarrow 0$ |
| $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow 0$ |
| $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ |
| $L \rightarrow 0$ | $L \rightarrow 0$ | $L = E_d + \frac{2}{3} E_u$ | $L \rightarrow 0$ |
| $T_1 \rightarrow -\frac{1}{3} E_u$ | $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow \frac{1}{3} E_u$ |
| $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ |
| $L \rightarrow -\frac{1}{3} E_u$ | $L \rightarrow 0$ | $L \rightarrow 0$ | $L \rightarrow E_d$ |
| $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow 0$ | $T_1 \rightarrow \frac{1}{3} E_u$ | $T_1 \rightarrow 0$ |
| $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ | $T_2 \rightarrow 0$ |

Les polarisations longitudinales sont notées L, transverses rapides T_1 et transverses lentes T_2 .

Dans la direction intéressée, on a finalement la transition $n = 1 \rightarrow n = 4$ induite par le mode L, $n = 1 \rightarrow n = 3$ induite pour le mode T_1 .

Le mode T_2 n'induit aucune transition.

T_1 peut ainsi faire transiter de $n = 4 \rightarrow n = 3$. Mais compte tenu de la population $f_n(T)$ à basse température, (7%), on peut négliger cette transition du point de vue de l'absorption des phonons.

En résumé, comme l'indique la figure 4, pour une propagation selon $[110]$, sous une pression $\vec{X} // [111]$, L couple n = 1 à n = 4, et T₁ couple n = 1 à n = 3.

Pour d'autres directions, les règles de sélection seraient plus compliquées. Seule la direction de propagation $[110]$ et $\vec{X} // [111]$ permettraient une situation aussi simple.

5) Les différents mécanismes possibles pour l'interaction électron lié-phonon :

Les différents mécanismes d'interaction sont décrits dans les paragraphes suivants. P.C. Kwok (33) a calculé les coefficients d'atténuation des phonons acoustiques par les électrons liés, correspondant à ces différents mécanismes.

a) la diffusion élastique :

Elle peut être décrite de la façon suivante :

$$h\omega_{q\lambda} + (\text{singulet}) \rightleftharpoons (\text{Int}) \rightleftharpoons h\omega_{q'\lambda'} + (\text{singulet})$$

$$h\omega_{q\lambda} + (\text{triplet}) \rightleftharpoons (\text{Int}) \rightleftharpoons h\omega_{q'\lambda'} + (\text{triplet})$$

(Int) est un état intermédiaire.

L'expression générale du coefficient d'atténuation pour ce mécanisme est :

$$\alpha_{q\lambda}^1 = \frac{\pi}{2\rho S_{q\lambda}} \cdot N_i \omega_{q\lambda} \cdot \sum_n f_n(T) \sum_{q'\lambda'} \frac{\omega_{q'\lambda'}}{\rho \cdot S_{q'\lambda'}} \delta(\omega_{q\lambda} - \omega_{q'\lambda'})$$

$$\times \sum_{n'} \left[\sum_n \frac{\epsilon_{n'm}^{\lambda'} \cdot \epsilon_{mn}^{\lambda}}{\epsilon_m - \epsilon_n - h\omega_{q\lambda}} + \frac{\epsilon_{n'm}^{\lambda} \cdot \epsilon_{mn}^{\lambda'}}{\epsilon_m - \epsilon_n + h\omega_{q\lambda}} \right]^2$$

$$\epsilon_n = \epsilon_{n'}$$

n = état initial, m = état intermédiaire, n' = état final.

i) dans le cas des grandes longueurs d'onde $h\omega_{q\lambda} \ll 4\Delta$, l'expression précédente de $\alpha_{q\lambda}^1$ se simplifie. En ne conservant que le terme relatif au niveau $n = 1$.

($f_1(T) \gg f_n(T)$) on obtient

$$\alpha_{q\lambda}^1 = \frac{f_1(T)}{32\pi\rho^2 S_{q\lambda}} \cdot \frac{E_u^4}{(4\Delta)^2} F^*(q) \cdot \omega_{q\lambda}^4 \cdot N_i$$

Pour les différents modes, on a :

$$\alpha_L^1 = 0,36 T_{ph}^4 (\text{mm}^{-1})$$

$$\alpha_{T_1} = 9,22 T_{ph}^4 (\text{mm}^{-1})$$

$$\alpha_{T_2} = 0$$

T_{ph} exprime l'énergie des phonons en kelvins.

ii) dans le cas des petites longueurs d'onde $h\omega_q \gg 4\Delta$

A. Kumar et al. (43) ont montré que la diffusion élastique ne se fait que sur l'état triplet.

Le coefficient d'atténuation prend la forme :

$$\alpha_{q\lambda} = \frac{f_n(T)}{4\pi\rho^2 h^2 S_{q\lambda}} F^*(q) \omega_{q,\lambda}^2 \sum_{nn'} \left[\sum_m (E_{n'm}^\lambda E_{mn}^\lambda - E_{n'm}^\lambda \cdot E_{mn}^\lambda) \right]^2$$

or pour les courtes longueurs d'onde ($a^*q \gg 1$), le facteur de forme $F(q)$ devient très petit.

$\alpha_{q\lambda}$ étant proportionnel à $F^*(q)$, il est donc raisonnable de négliger la diffusion élastique pour les courtes longueurs d'onde de phonons.

b) La diffusion inélastique

Ce mécanisme est décrit de la façon suivante :

$$h\omega_{q\lambda} + (\text{singulet}) \rightleftharpoons (\text{Int}) \rightleftharpoons h\omega_{q'\lambda'} + (\text{triplet})$$

Que ce soit le cas des grandes longueurs d'onde ou des petites longueurs d'onde, le coefficient d'atténuation est nul, car tous les éléments de matrice qui interviennent sont nuls, sinon se compensent exactement. Il n'y a donc pas de diffusion inélastique hors résonance pour des phonons de vecteurs d'onde parallèles à $[110]$ compte tenu des règles de sélection calculées précédemment.

c) Absorption à plusieurs phonons

Elle est schématiquement décrite comme suit :

$$h\omega_{q'\lambda'} + h\omega_{q'\lambda'} + (\text{singulet}) \rightleftharpoons (\text{triplet}).$$

La transition singulet \rightarrow triplet est réalisée à l'aide d'un phonon balistique $h\omega_{q\lambda}$ assisté d'un phonon $h\omega_{q'\lambda'}$ de la distribution thermique du réseau.

Les probabilités de transition sont très petites et peuvent être négligées devant le mécanisme résonnant (33).

d) Le mécanisme résonant

$$h\omega_{q,\lambda} + (\text{singulet})^* \rightleftharpoons (\text{triplet})^*$$

Les astérisques indiquent que la largeur des niveaux est prise en compte.

P.C. Kwok a calculé l'atténuation résonante par la méthode des fonctions de Green thermodynamique (33). Le coefficient d'atténuation s'écrit :

$$\alpha_{q,\lambda}^R = \frac{\omega_{q,\lambda}}{\rho s_{\lambda}^3} (1 - e^{-\frac{h\omega}{k_B T}}) f_0(T) \cdot F^{*2}(q) \cdot N_i \sum_{n=2,3,4} \frac{\tilde{\nu}_{\lambda}^2(q)}{n_1(q)} \frac{\Gamma_0 + \Gamma_n}{(4\Delta - h\omega)^2 + (\Gamma_0 + \Gamma_n)^2}$$

6) Evaluation numérique de l'absorption résonnante :

Les grandeurs intervenant dans $\alpha_{q,\lambda}^R$ sont définies ci-dessous :

On a négligé l'écart entre les niveaux 2,3 et 4 par rapport à 4Δ .

Γ_0 est la largeur du niveau singulet.

Γ_n longueur des niveaux triplets. $\Gamma_n \gg \Gamma_0$

$f_0(T)$ population du niveau singulet à la température T

*
F(q) facteur de forme $F(q) = 1 + \frac{a^{*2} q^2}{4}^{-2}$

a^* orbite de Bohr.

$E_{n1}(q)$ éléments de matrice du potentiel de déformation couplant les niveaux n au niveau singulet.

S_λ vitesse du son correspondant à la polarisation λ .

N_i concentration de l'impureté Sb.

ρ masse volumique du Germanium.

Si on exprime l'énergie des phonons en kelvin $T_{ph} = \frac{\hbar\omega}{k_B}$

avec $\rho = 5,32 \text{ g/cm}^3$

$f_0(1,5K) = 0,8$

$N_i = 1,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

$\Gamma_0 \ll \Gamma_n = 0,041 \text{ kelvin}$

$4\Delta = 3,7 \text{ kelvins.}$

$T = 1,5 \text{ kelvin}$

$s_L = 5,4 \times 10^5 \text{ cm/s}$

$s_{T_1} = 3,5 \times 10^5 \text{ cm/s.}$

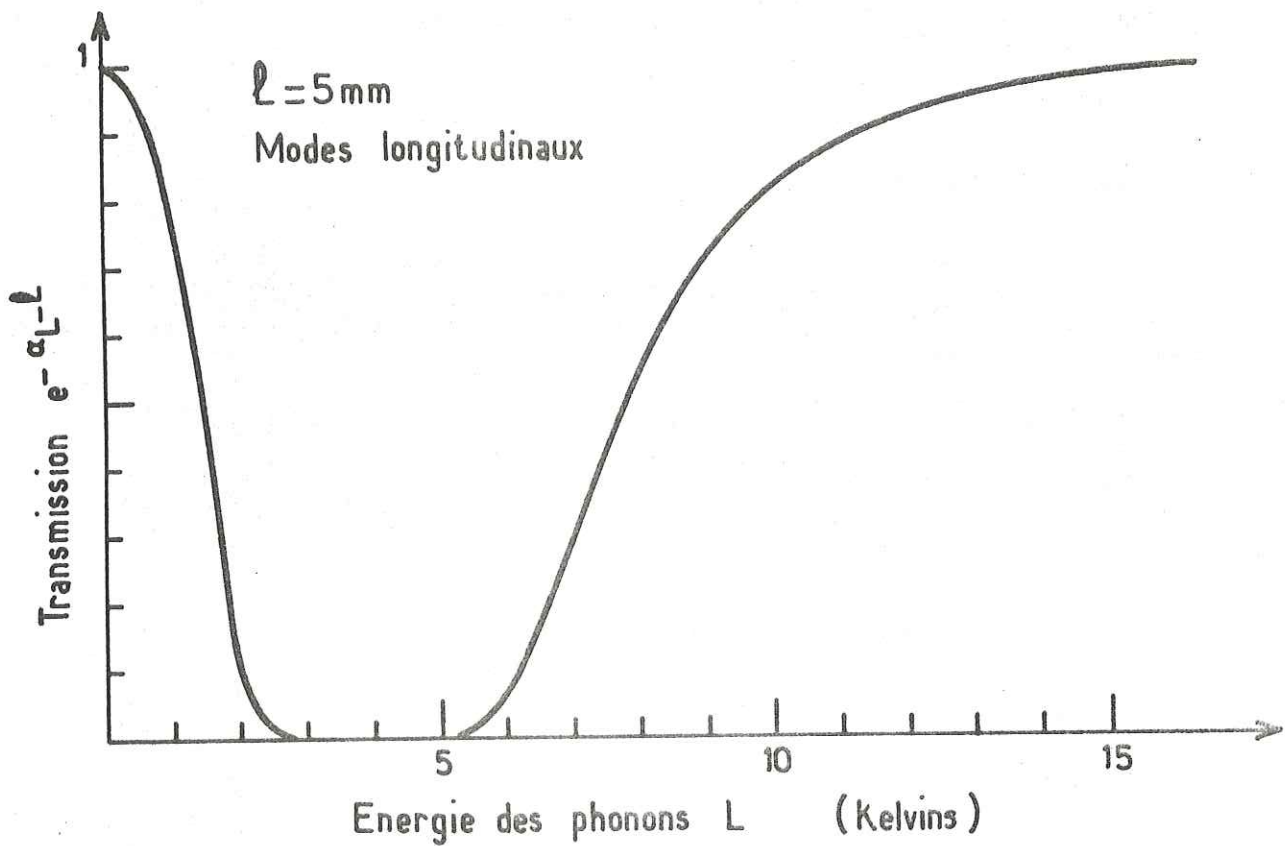
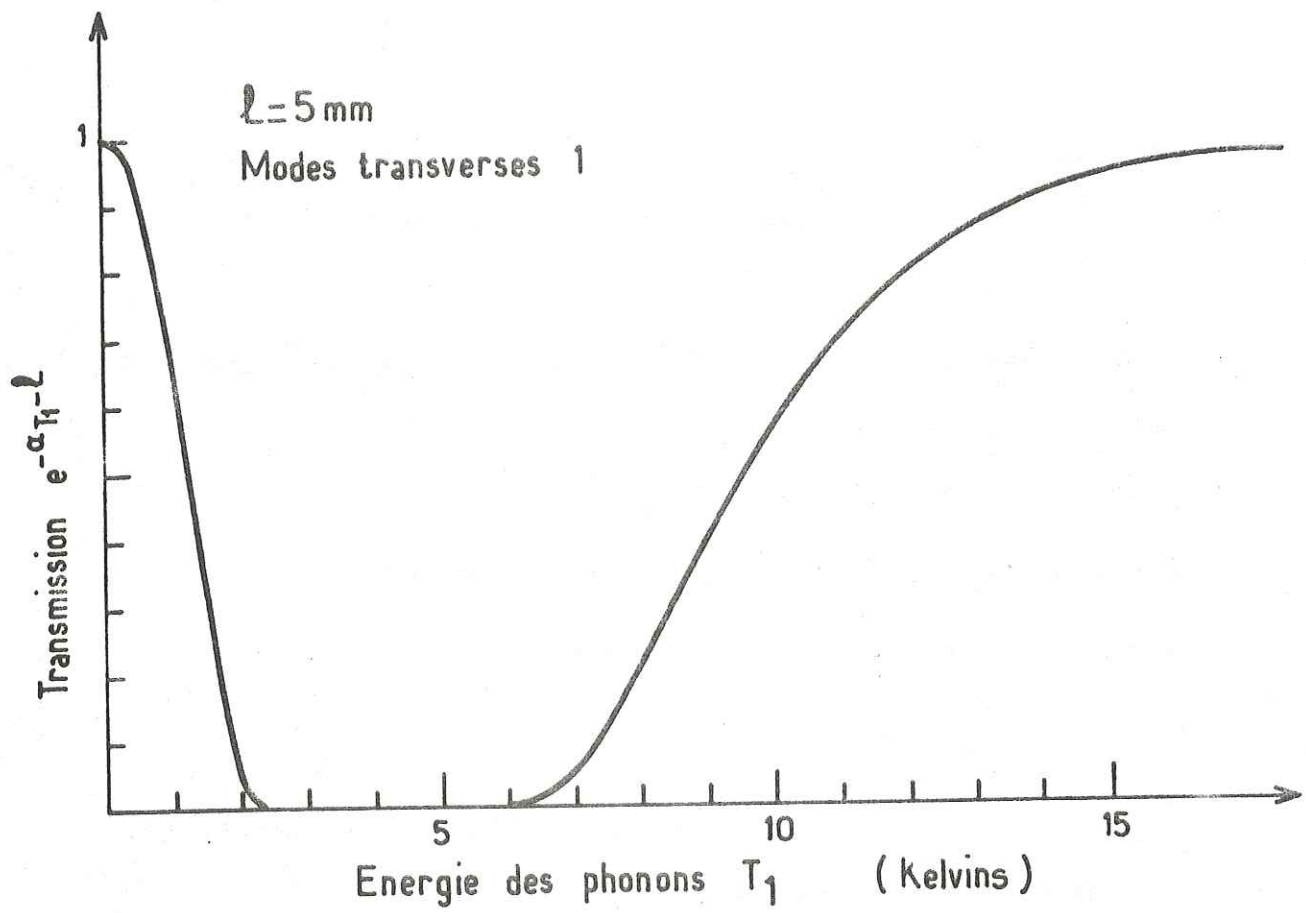


Figure 5. **IV**. Facteurs de transmission en fonction de l'énergie des phonons pour les modes L et T_1 se propageant sur 5 mm selon la direction $[110]$.

Les coefficients d'atténuation des différents modes valent

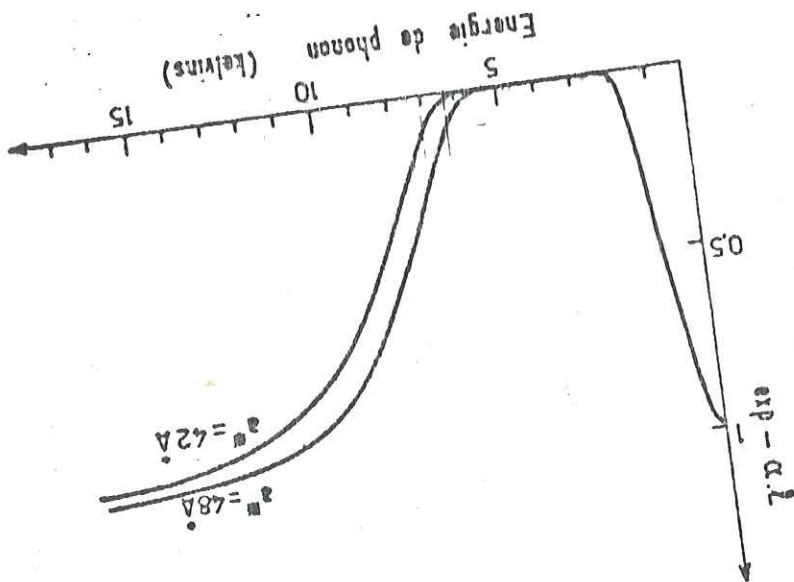
$$\alpha_{\lambda}(T_{ph}) = A_{\lambda} \cdot T_{ph} \left[1 - \exp\left(-\frac{T_{ph}}{T_0}\right) \right] F_{\lambda}^2(T_{ph}) \frac{\Gamma(k)}{(4\Delta - T_{ph})^2 + \Gamma^2(k)} \text{ mm}^{-1}$$

avec $A_L = 20,92$

$A_{T_1} = 76,88$

$A_{T_2} = 0$

La figure 5 ci-contre donne la forme des facteurs de transmission $\exp - (\alpha_{\lambda} \cdot l)$ en fonction de l'énergie des phonons, pour une longueur de propagation $l = 5 \text{ mm}$ selon $[110]$. On observe donc un comportement "passe-bande" du cristal d'après la forme du facteur de transmission. En fait, on verra que d'après la forme du spectre de la puissance transmise, aucune énergie basse fréquence ne sera détectée pour $\vec{X} = 0$. Le cristal se comporte alors comme un filtre passe-haut dont on peut définir une fréquence de coupure ν_0 pour $\exp - (\alpha_{\lambda} \cdot l) = 0,1$.



IV Variation du seuil de coupure avec de Boh a^* .

En résumé de ce paragraphe, le mécanisme résonant est de loin le plus efficace pour l'absorption des phonons thermiques d'énergie $\hbar\omega \approx 4\Delta$. Seule la diffusion élastique n'est pas tout-à-fait nulle pour les fréquences $\hbar\omega \ll 4\Delta$.

Seule la direction de propagation selon $[110] \vec{X} // [111]$, présente une situation où les différents mécanismes peuvent se séparer si clairement.

6) Rayon de Bohr :

Le rayon de Bohr intervient directement dans la fonction enveloppe

$$F(r) = \frac{1}{(\pi a^*)^{3/2}} \exp - \frac{r}{a^*} .$$

Cette valeur moyenne de a^* est donnée par la théorie de la masse effective

$$a^* = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m^* e^2} = 45 \text{ \AA}$$

où ϵ est la constante diélectrique du Germanium ($\epsilon = 16$). En fait $F(r)$ est une combinaison des fonctions enveloppes F_V correspondant à chaque vallée.

L'utilisation d'une "sonde de phonons" obéissant aux règles de sélection pour l'interaction avec cet orbite de Bohr, nous permettra de déterminer le poids de chaque vallée à la contribution de a^* .

La fonction de coupure $F^*(q) = (1 + \frac{a^{*2} q^2}{4})^{-2}$ intervient à la puissance 2 dans le coefficient d'atténuation. Elle détermine deux régimes, haute fréquence où $a^* q \gg 1$ et basse fréquence $a^* q \ll 1$.

Tant que le vecteur d'onde $|\vec{q}|$ est inférieur au rayon de Bohr a^* , l'interaction est forte. Celle-ci cesse rapidement dès que $|\vec{q}|$ devient légèrement supérieur à a^* ; par interférence destructive.

Il est à noter que la fréquence de coupure ν_0 est déterminée par $F^2(q)$ à pression nulle. A pression non nulle, elle est déterminée par l'écart d'énergie δE entre les niveaux singulet et triplet dès que

$$\delta E > \hbar \frac{S}{a^*}$$

7) Effet de la pression sur le coefficient d'atténuation $\alpha_{q\lambda}(T, X)$:

Après avoir examiné la situation à pression nulle, regardons maintenant l'influence d'une pression uniaxiale sur le coefficient d'absorption.

L'action principale de la pression est de modifier l'écart d'énergie δE entre les niveaux singulet E_1 et triplet E_2, E_3 et E_4 . $\delta E = 4\Delta$ à pression nulle. δE a été calculé précédemment en fonction de la pression X .

On a pour les modes longitudinaux :

$$\delta E_L = E_4 - E_1 = 4(\Delta^2 + \epsilon^2 - \Delta\epsilon)^{1/2}$$

Pour les modes transverses rapides :

$$\delta E_{T_1} = E_3 - E_1 = 2(\Delta + \epsilon) + 2(\Delta^2 + \epsilon^2 + \Delta\epsilon)^{1/2}$$

(voir figure 4). ($\epsilon = \frac{1}{9} \cdot E_2 \cdot S_{44} \cdot X$)

La pression a d'autres effets secondaires, elle modifie la largeur des niveaux Γ_n et change les orbites de Bohr respectives à chaque vallée.

a) Largeur des niveaux triplets Γ_n :

A. Griffin et al. (43) ont calculé l'élargissement des niveaux triplets Γ_n en présence de phonons thermiques $\hbar\omega \approx 4\Delta$.

Le résultat de leur calcul donne :

$$\Gamma_n = 2\pi \sum_{q,\lambda} \delta(\hbar\omega_{q\lambda} - 4\Delta) | \langle q, S | V_{e-ph} | T \rangle |^2$$

$$\Gamma_n = \frac{2}{45\rho} \cdot \left(\frac{\delta E}{\hbar}\right)^3 \cdot F\left(\frac{\delta E}{\hbar}\right) \cdot \coth\left(\frac{\delta E}{2kT}\right)$$

$$\text{ou } F(x) = \frac{1}{S_L^5} f^2 \left(\frac{x}{S_L} \right) + \frac{3}{2} \frac{1}{S_T^5} f^2 \left(\frac{x}{S_T} \right)$$

Pomerantz (35) a mesuré à l'aide d'ultrasons la largeur du niveau Γ_n à pression nulle et à la température de 10 kelvins, $\Gamma_n = 0,26 \times 10^{-23}$ Joule. A l'aide de ces données théoriques et expérimentales, nous tirons l'expres-

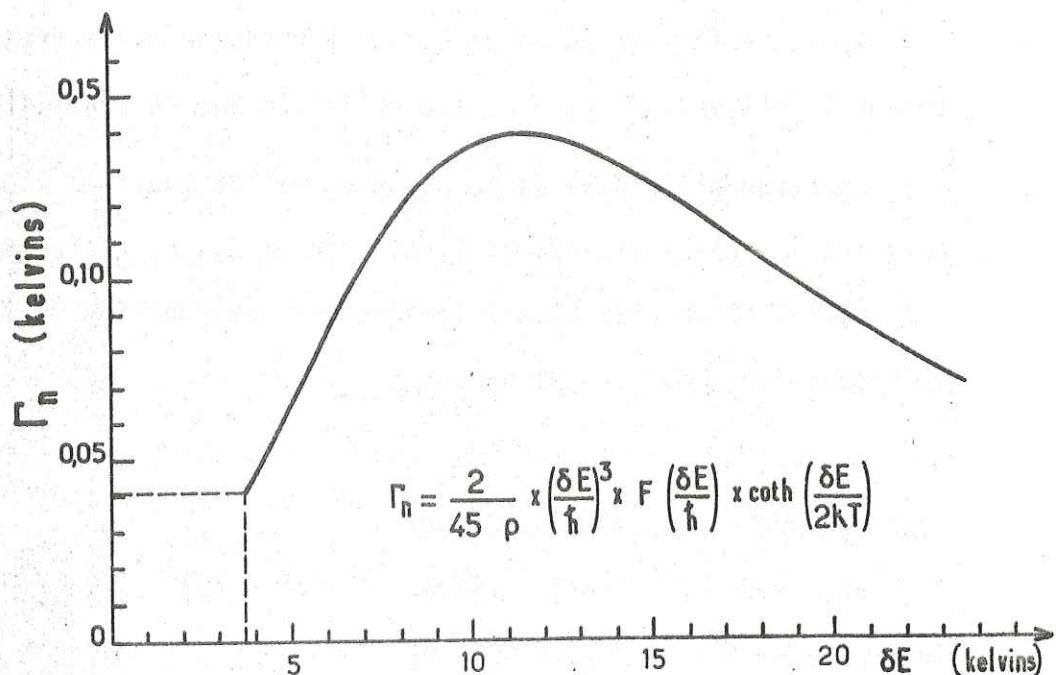


Figure 7. IV. Variation de la largeur du niveau Γ_n en fonction de l'écart d'énergie δE .

sion de Γ_n en fonction de l'écartement des niveaux singulet et triplet :

$$\Gamma_n(T, \delta E) = \beta (\delta E)^3 \cdot F \left(\frac{\delta E}{\hbar} \right) \cdot \coth \left(\frac{E}{2kT} \right) \text{ kelvins} \quad \text{avec } \beta = 0,227.$$

La variation de Γ_n en fonction de l'écart d'énergie δE est montrée sur la figure 7 ci-dessus.

b) Variation des orbites de Bohr a_V^* avec la pression :

Le rayon de Bohr de l'impureté dépendant des quatre vallées, on doit s'attendre à une variation de la contribution des différentes vallées avec la pression.

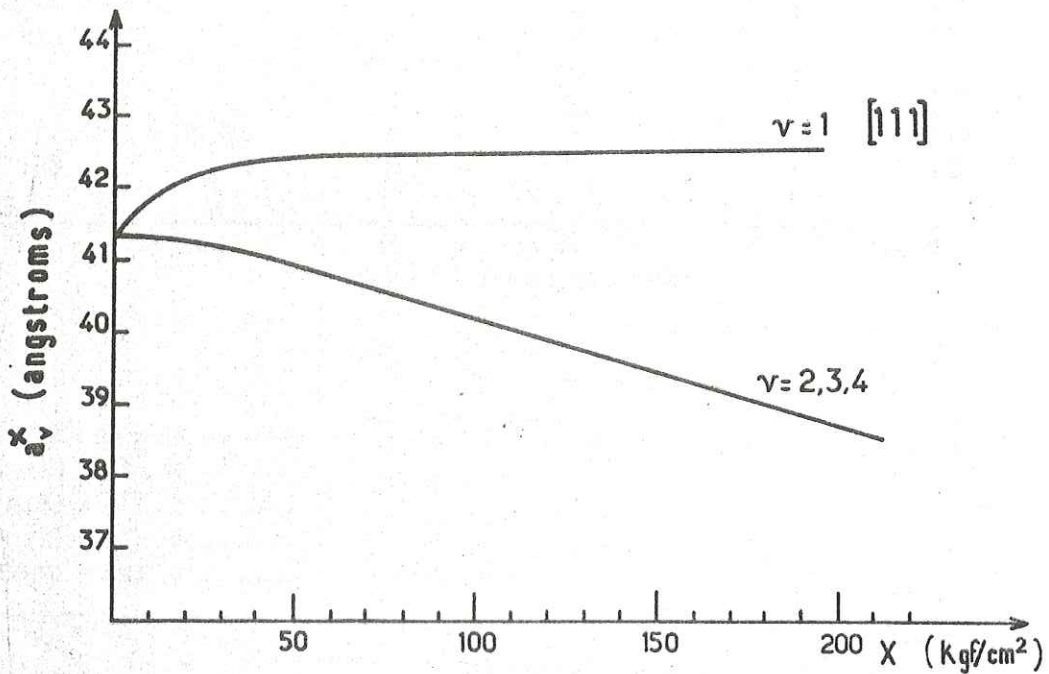


Figure 8. IV. Evolution des orbites de Bohr a_V^* fonction de la pression uniaxiale $X // [111]$.

H. Fritzsche (39) a calculé les variations des a_V^* avec la pression \vec{X} .

$$a_V^* = a_0^* \left| \frac{-E_0}{E(X) - \epsilon_V(X)} \right|^{1/2}$$

où a_0^* est la valeur du rayon de Bohr à pression nulle. Dans le cas d'une pression appliquée selon $[111]$, on obtient les variations représentées sur les figures 8 ci-dessus. L'orbite relative à la vallée 1 est pratiquement inchangée alors que celles relatives aux vallées 2,3 et 4 décroissent

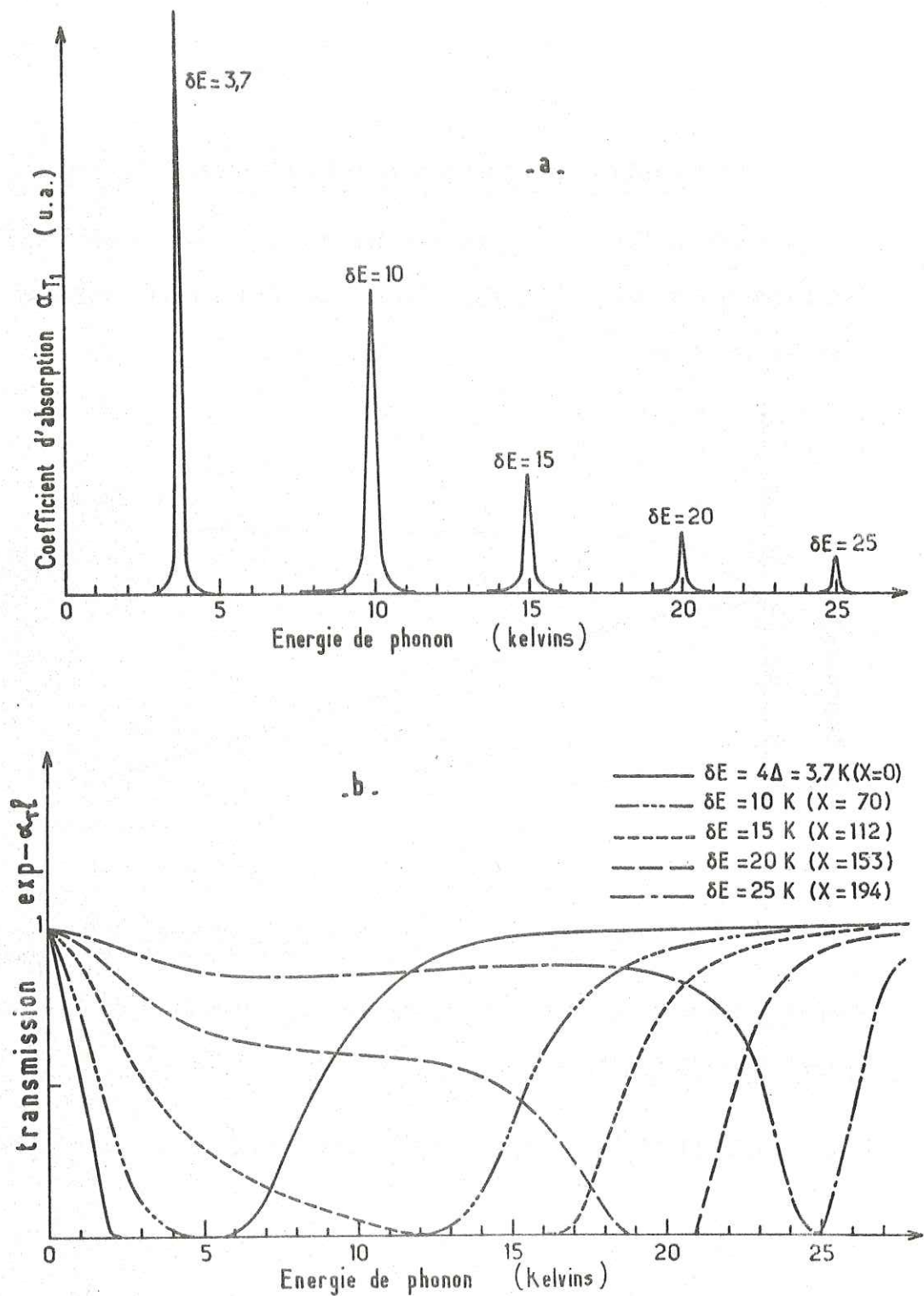


Figure 9) a) coefficient d'atténuation des phonons T_1 en fonction de l'énergie des phonons pour cinq valeurs de la pression.

b) facteur de transmission pour les mêmes valeurs de la pression. La longueur de propagation est de 5 mm.

sensiblement.

$$a_1^* = a_0^* \left(\frac{E_0}{E_0 + 2\epsilon - 2\Delta + 2(\Delta^2 - \Delta\epsilon + \epsilon^2)^{1/2}} \right)^{1/2}$$

$$a_{234}^* = a_0^* \left(\frac{E_0}{E_0 - 2\Delta + 2(\Delta^2 - \Delta\epsilon + \epsilon^2)^{1/2}} \right)^{1/2}$$

où E_0 énergie de ionisation = 111 kelvins

$\Delta = 0,92$ kelvins.

Finalement, en tenant compte de l'influence de la pression uniaxiale X sur δE , Γ_n et a^* , le coefficient d'atténuation prend la forme

$$\alpha_\lambda(T_{ph}, X) = A_\lambda T_{ph} \cdot F^*(T_{ph}, X) \frac{\Gamma_n(X)}{|\delta E(X) - \hbar\omega|^2 + |\Gamma_n(X)|^2}$$

La figure 9-a montre la forme de ce coefficient d'atténuation des phonons transverses rapide T_1 , pour cinq valeurs différentes de la pression $X = 0$, $X = 70$, 112 , 153 , et 194 Kgf/cm^2 .

La figure 9-b montre l'évolution du facteur de transmission correspondant aux mêmes valeurs de la pression.

B. L'EXPERIENCE

La méthode des impulsions de chaleur est décrite au chapitre I. Elle est appliquée ici, sur des monocristaux de Germanium.

1) Les échantillons

Nous avons utilisé trois échantillons taillés dans le même lingot dont le fabricant est Hoboken. Leur forme est parallélépipédique et de section carrée. (Figure 10).

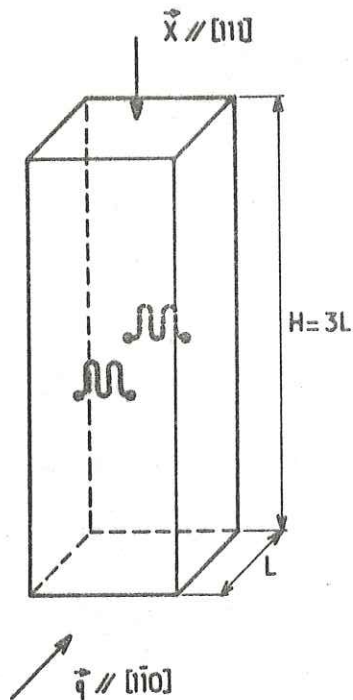


Figure 10 Orientation et forme de l'échantillon.

ci celui-étant isolant à basse température. L'émetteur est une couche d'or de 250 \AA d'épaisseur. Le bolomètre est une couche d'étain de 2000 \AA . Leur extension est de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$. Auparavant, les faces ont été polies avec des pâtes diamantées dont les grains ont un diamètre allant de 3 à 0,1 microns.

Les échantillons ont les caractéristiques suivantes : concentration en

Bartholin et al.(45) ont étudié la répartition des contraintes au sein d'un parallélépipède soumis à une pression uniaxiale. Ils ont montré que sur la section médiane de l'échantillon, l'inclinaison des lignes de contrainte ne dépassait pas 3° par rapport à l'axe d'application si $H > 3L$. H est la hauteur de l'échantillon, et L la longueur. Nous avons appliqué cette condition à tous nos échantillons. L'application de la pression uniaxiale \vec{X} est faite selon la hauteur $[111]$.

L'émetteur et le bolomètre sont évaporés sur deux faces opposées $[110]$. Ils sont déposés directement sur le Germanium,

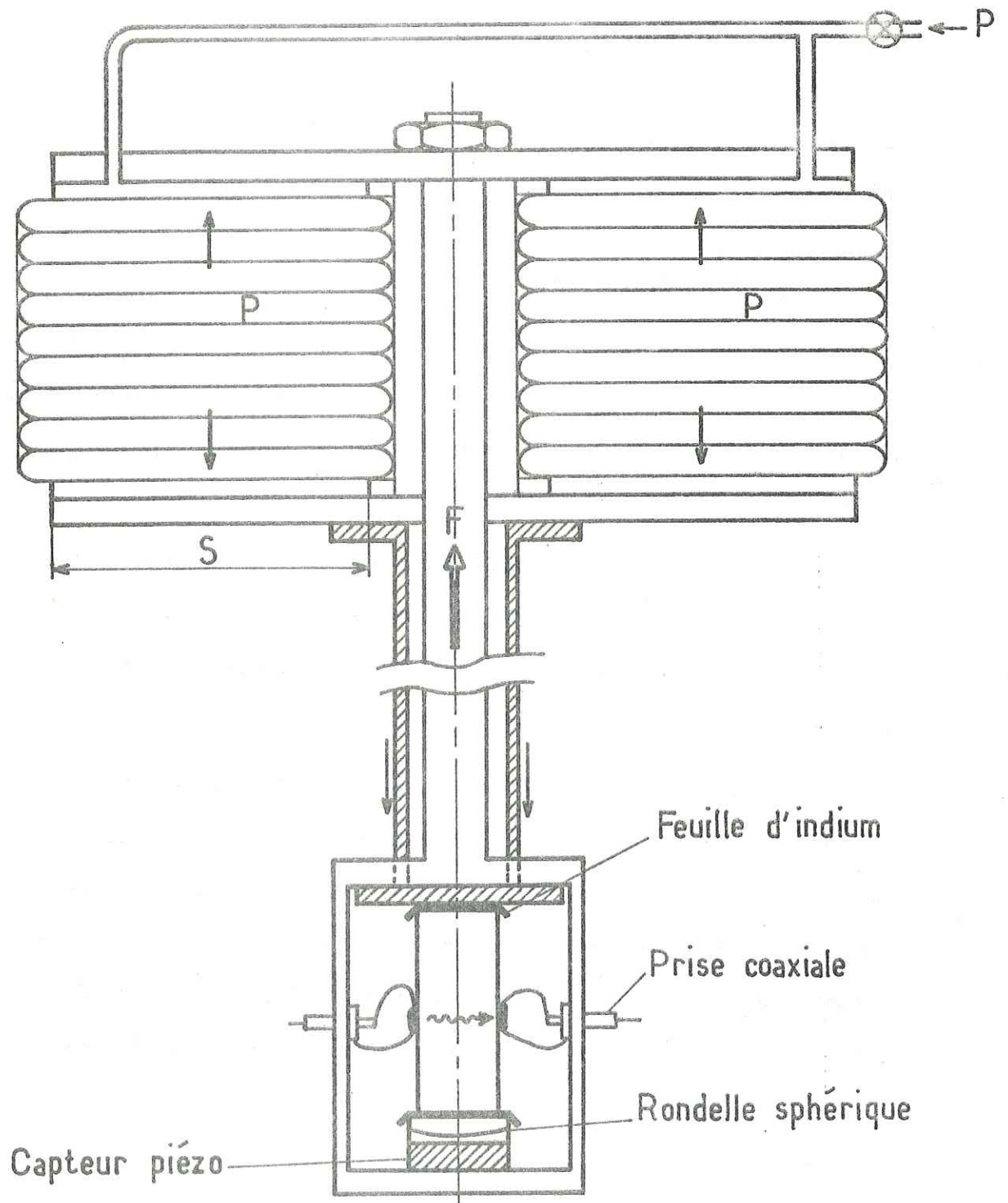


Figure 11. IV. Porte échantillon et système d'application de la pression uniaxiale.

Antimoine, $N_i = 1,8 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$. Nombre de dislocations, $N_D = 900 \text{cm}^{-2}$.
Résistivité à 300 K : 1,1 ohm.cm.

2) Application de la pression uniaxiale

L'expérience est réalisée à la température de 1,5 kelvin dans un cryostat de diamètre intérieur 90 mm. L'application d'une contrainte allant jusqu'à 500 kgf/cm nous a obligés à réaliser un montage fonctionnant dans l'hélium liquide, mais commandé de l'extérieur du cryostat.

Dans un premier temps, nous avons fabriqué un système en acier inoxydable 18-10 amagnétique dont le principe était de déplacer un piston commandé par une double vis sans fin avec une démultiplication de 5000. L'ensemble était lubrifié avec de la poudre de graphite.

Les expériences ont été commencées avec ce mécanisme, mais rapidement ont dû être abandonnées à cause d'échauffements provoqués par le frottement des pièces mobiles sous forte pression. Ceci entraînait une dérive de la température du bolomètre. Nous sommes donc finalement arrivés à un système pneumatique. (Voir figure 11). L'échantillon est pincé entre deux pièces sur lesquelles s'exercent les forces résultantes des pressions injectées dans les deux soufflets extérieurs.

Ce système pneumatique a l'avantage d'avoir l'essentiel de son mécanisme à l'extérieur de l'hélium liquide, de ne présenter aucune friction, enfin d'avoir une grande souplesse de balayage en pression.

Chaque soufflet ayant une section de 60cm^2 , un écart de pression ΔP au dessus de la pression atmosphérique entraîne une force F sur l'échantillon.

$$F(\text{kgf}) = 120 \cdot \Delta P, \quad \Delta P \text{ en Kg/cm}^2.$$

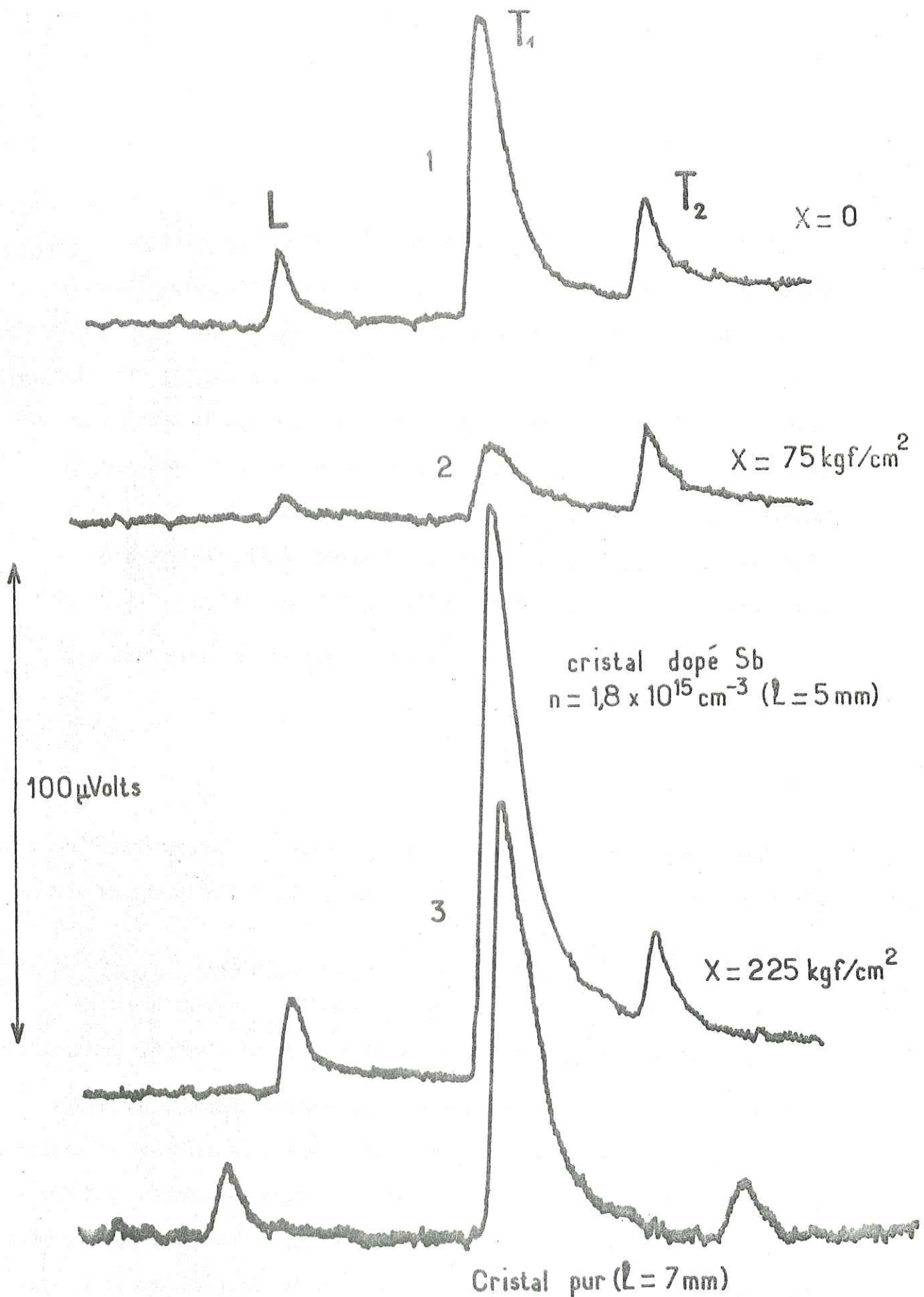


Figure 12. IV. Signaux de phonons se propageant selon la direction $[110]$ dans Ge:Sb : trace 1, $x = 0$; trace 2, $x = 75 \text{ kgF/cm}^2$; trace 3, $x = 225 \text{ kgf/cm}^2$. Le quatrième enregistrement est réalisé sur un cristal pur.

L'échantillon est positionné entre deux pistons. On intercale une rondelle demi-sphérique afin d'appliquer la contrainte selon l'axe du système. De plus, les interfaces piston-échantillon-rondelle sphérique n'étant pas parfaitement planes, on glisse une fine feuille d'Indium entre chaque pièce. Enfin, au dessus de l'échantillon, on positionne un capteur de force ou rondelle de charge piézoélectrique Kystlerb ranehé sur un amplificateur de charge ; ce type de capteur délivre une tension proportionnelle à la force qu'il reçoit. L'étalonnage a été réalisé à basse température sur une gamme de 0,5 à 500 Kgf.

Le circuit électrique et l'ensemble du système de détection sont les mêmes que ceux décrits au chapitre I.

C. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les paramètres ajustables du montage sont la température T du bain d'hélium, la pression uniaxiale \vec{X} et la puissance P d'émission de phonons.

1) Règles de sélection :

Dans un premier temps, nous avons travaillé à température fixée ($T = 1,5$ kelvins) et à flux d'émission constant ($P \approx 50$ watts/cm²).

Nous présentons sur la figure 12 trois enregistrements numérotés (1), (2) et (3) réalisés pour trois valeurs de la pression sur un cristal de 5 mm de longueur. (1) A pression nulle, l'écart des niveaux est de 3,7 kelvins. (2) Pour une pression de 75 kgf/cm, on note une nette absorption des modes L et T_1 , enfin (3) à pression élevée, (225 kgf/cm²), l'écart des niveaux δE est de 30 kelvins. Il existe dans une impulsion de chaleur très peu de phonons susceptibles d'être absorbés. On peut considérer le cristal comme transparent. Le comportement non-monotone

de l'amplitude des signaux L et T s'explique clairement par l'évolution du facteur de transmission avec la pression calculé précédemment (figure 9 -b). On peut noter la plus forte absorption sur le mode T_1 . Par contre, le mode T_2 ne subit aucune atténuation. Ces résultats sont en concordance avec les prévisions théoriques d'Hasegawa et Kwok.

Il faut noter ici que ces résultats n'ont été obtenus qu'après un montage soigné où \vec{X} doit être perpendiculaire à \vec{q} . Pour cela, nous avons réduit l'extension des émetteurs et récepteurs de façon à refermer l'angle solide du pinceau de phonons détectés. Nous avons observé que, lorsque la longueur du cristal diminuait jusqu'à devenir du même ordre de grandeur que la dimension des couches, les modes T_2 n'étaient plus insensibles à la pression.

Le quatrième enregistrement, en bas de la figure 12, a été réalisé lors d'une expérience sur un cristal pur exempt d'impuretés Sb. L'amplitude relative des différents modes est déterminée par l'anisotropie de la propagation de l'énergie dans le monocristal. (Voir chapitre III, self focussing dans le système cfc). Cet enregistrement est à comparer à celui fait sous forte pression. On peut observer les mêmes amplitudes relatives dans les deux cas. On peut en conclure que le mécanisme d'absorption observable sur ces enregistrements est le mécanisme résonant ($\hbar\omega \sim \delta E$). La diffusion élastique semble négligeable.

Cette première expérience constitue la vérification des règles de sélection pour les différents modes.

La mesure des vitesses du son donne :

$$S_L = 5,44 \text{ km/sec}$$

$$S_{T_1} = 3,54 \text{ km/sec}$$

$$S_{T_2} = 2,79 \text{ km/sec}$$

alors que le calcul à partir des constantes élastiques (46) donne :

$$S_1 = 5,40 \text{ km/sec}$$

$$S_{T_1} = 3,51 \text{ km/sec}$$

$$S_{T_2} = 2,80 \text{ km/sec}$$

2) Relations de dispersion des phonons T_1 dans Ge :

Nous nous intéressons à la direction $[110]$.

Afin de pouvoir mesurer la fréquence des phonons par leur dispersion chromatique (chapitre II), il est nécessaire de déterminer avec précision la relation de dispersion $v(q)$ au centre de la zone de Brillouin.

Les informations les plus complètes sur la forme des relations $v(q)$ du Germanium sont données par la diffusion de neutrons (47). Cependant, ces informations sont précises pour les phonons de grands vecteurs d'onde mais restent insuffisantes pour les petits vecteurs d'onde.

En utilisant une jonction tunnel superconductrice d'étain sur un cristal de Germanium pur, nous avons mesuré une dispersion relative de 1,1 % sur les modes T_1 selon $[110]$. La fréquence de coupure de l'étain est 276 GHz. Jusqu'à ces fréquences, la relation $v(q)$ peut être approchée par

$$v(q) = \frac{S}{2\pi} q \left(1 - \frac{q^2}{q_0^2}\right) \text{ (chapitre II). La mesure donne } q_0 = 0,821 \text{ \AA}^{-1}.$$

Le paramètre du Germanium est $a = 5,651 \text{ \AA}$. Les coordonnées en bord de zone en K sont $k = \frac{3\pi}{2a}, \frac{3\pi}{2a}, 0$

GERMANIUM SOUS PRESSION [111]
 PROPAGATION SELON [110]

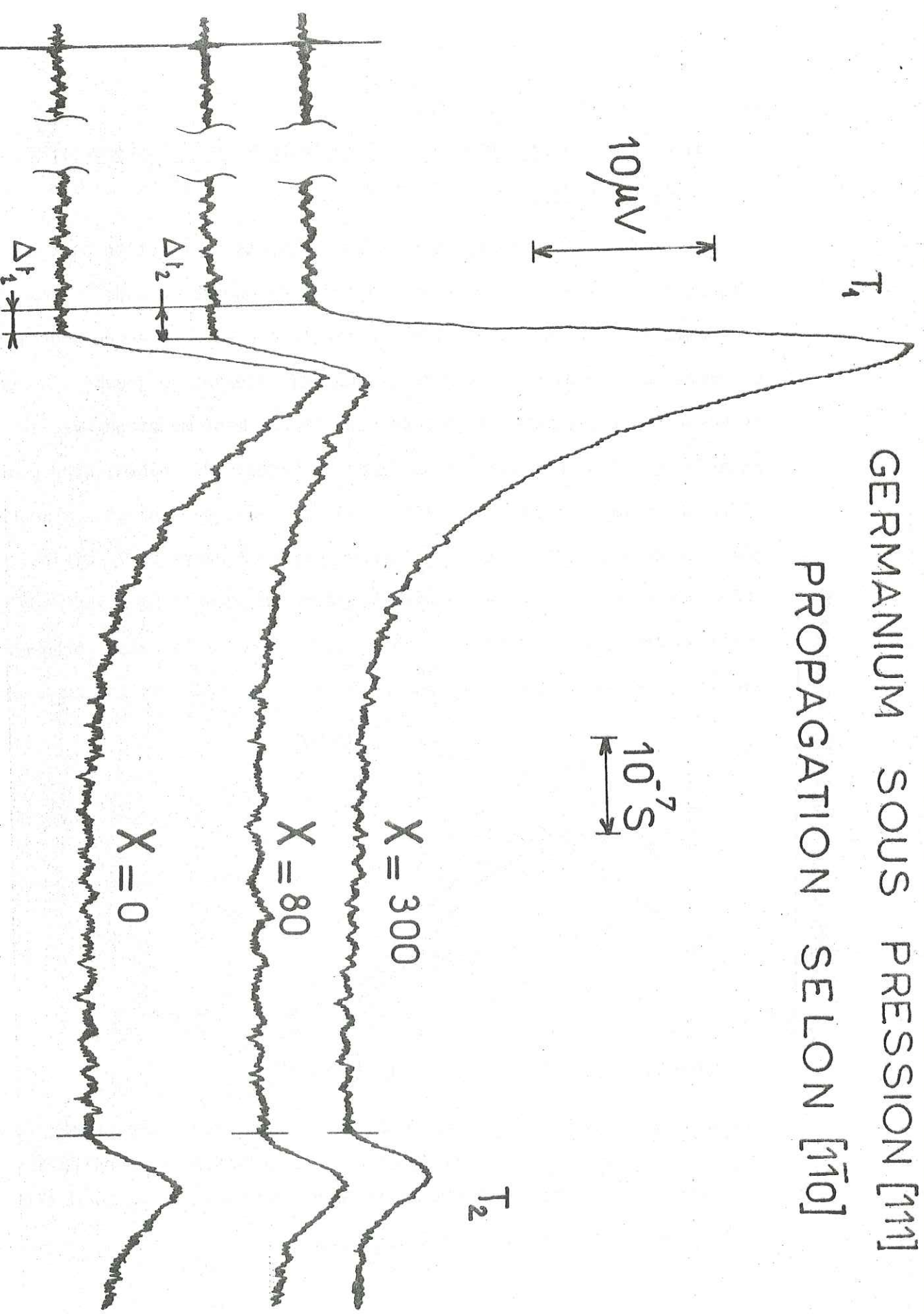


Figure 13. T_1 Impulsions de chaleur transverses dans Ge:Sb pour différentes valeurs de la pression. La variation d'amplitude des modes T_1 s'accompagne d'un changement du temps d'arrivée. On notera l'insensibilité des impulsions T_2 aux variations de pression.

$$(\overline{\Gamma - K}) = 1,179 \text{ \AA}^{-1} = |q_D^{\vec{}}| \quad (48).$$

3) Dispersion des phonons due à la coupure de l'absorption. Mesure du rayon de Bohr.

Un examen plus attentif des enregistrements en fonction du temps (figure 13) montre un déplacement du front de montée du mode T_1 . Notons incidemment que c'est dans cette expérience que fut observée pour la première fois la dispersion chromatique des vitesses de groupe. Le retard Δt observé sur les modes T_1 n'a pas un comportement monotone avec la pression. En effet, si l'on se reporte à la forme du facteur de transmission pour différentes valeurs de la pression (figure 9 -6), on constate d'abord qu'à pression nulle, la fréquence de coupure est de l'ordre de 7 kelvins. Cette fréquence de coupure augmente avec la pression jusqu'à un maximum de 13 kelvins correspondant à une pression de 80 Kgf/cm². Ensuite le retour progressif des basses fréquences réduit la coupure à zéro. La figure 14 montre ce phéno-

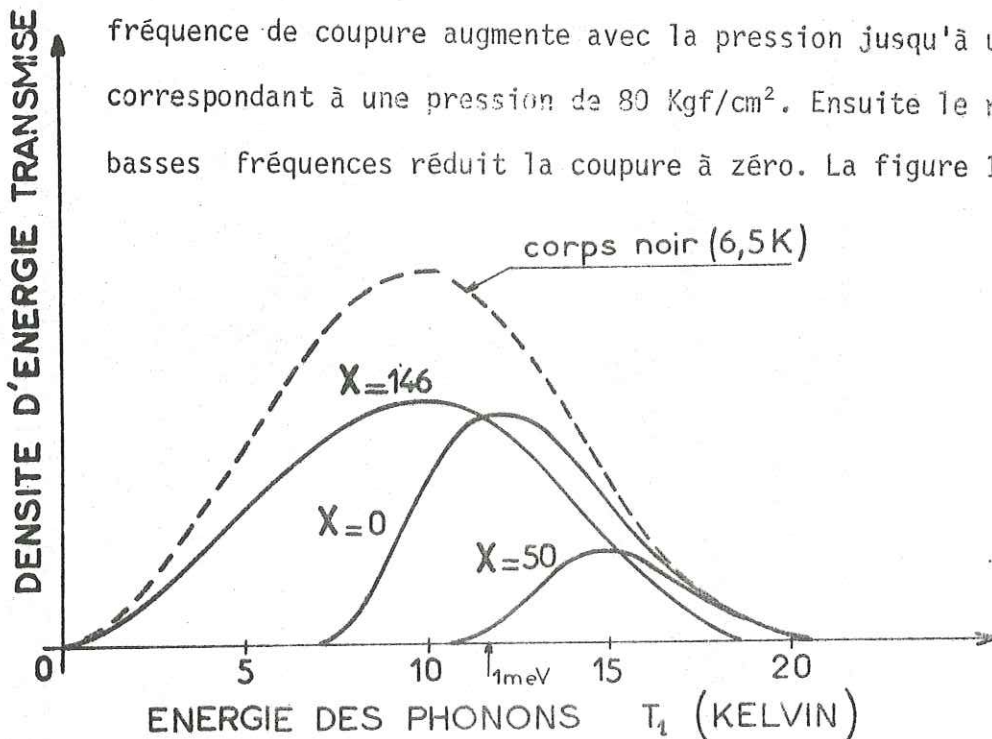


Figure 14 IV Densité spectrale de l'impulsion T après une propagation de 1 cm dans Ge:Sb, pour différentes valeurs de la pression. La densité est calculée à partir d'un spectre d'émission de corps noir de 6,5 K, ayant subi une diffusion par défauts de masses isotopiques.

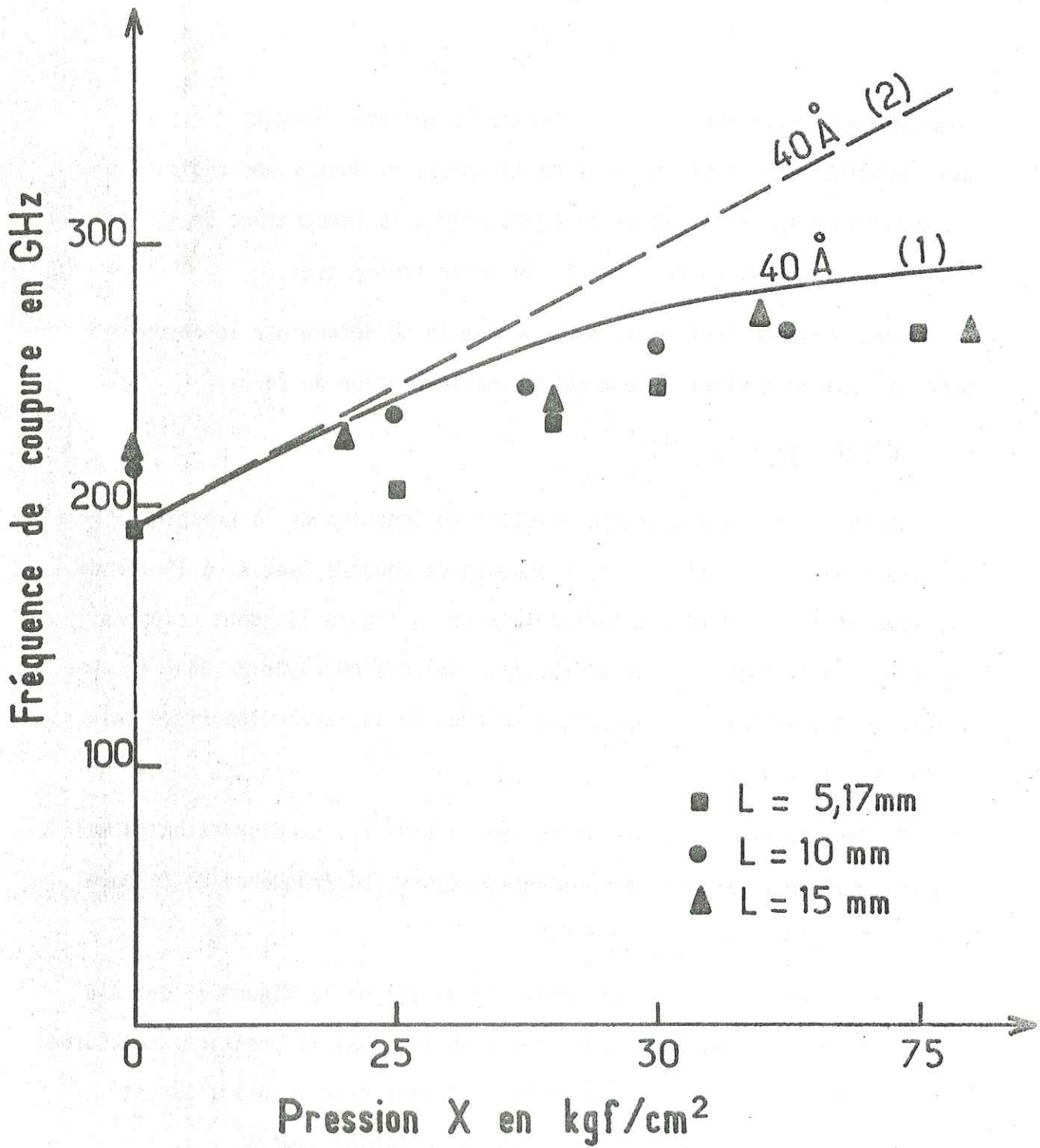


Figure 15 V Fréquence de coupure en fonction de la pression. La courbe (1) est calculée avec la seule contribution de a_{1}^{*} . La courbe (2) est calculée avec la contribution de a_{234}^{*} .

mène de façon évidente. Elle représente le spectre transmis calculé pour trois valeurs de la pression. Nous avons choisi arbitrairement un spectre initial de corps noir à la température de 6,5 kelvins soumis à une diffusion par défauts de masse isotopiques.

Cette coupure brutale va nous permettre de déterminer le rayon de Bohr a^* qui intervient directement dans le facteur de forme.

$$F^*(q) = \left(1 + \frac{a^{*2}}{4} q^2\right)^{-2}$$

La mesure de la dispersion relative en fonction de la pression permet de déterminer l'évolution de la fréquence de coupure avec X , à l'aide de la relation $v(q)$. Les points expérimentaux de la figure 15, sont comparés au calcul de la coupure pour différentes valeurs du rayon de Bohr a^* . Les points expérimentaux se rapprochent le plus de la courbe théorique calculée avec $a^* = 39 \text{ \AA}$.

Toutes les mesures sont faites sur le mode T_1 . La dispersion du mode L est trop faible pour en tirer des informations. La fréquence de coupure est mesurée pour $\exp(-\alpha_{T_1} \cdot l) = 0,1$.

Les courbes théoriques marquées (1) et (2) de la figure 15 ont été calculées avec une variation différente de a^* avec la pression. La courbe (1) est calculée avec a_1^* dont la variation avec la pression est montrée sur la figure 8. La courbe (2) est calculée avec $a_{2,3,4}^*$. Il est clair que la contribution essentielle provient de la vallée 1 dont l'axe est parallèle à $[111]$.

Remarques : 1) comme le seuil de coupure est limité à 260 GHz soit 12 kelvins, la dispersion ne doit pas apparaître en détection quantique au

delà de ce seuil. C'est ce que vérifie une jonction tunnel d'étain dont la limite de détection est $\frac{2\Delta}{k_B} \approx 13$ kelvins.

ii) les mesures de la dispersion ont été réalisées sur trois échantillons de longueurs différentes, $l = 5,17$ mm, 10 mm et 15,1 mm. Les écarts de temps à pression nulle, sont respectivement 10 nsec, 21 nsec et 30 nsec. On enregistre une bonne proportionnalité avec la longueur.

En résumé, nous mesurons un rayon de l'orbite de Bohr de l'impureté Sb dans l'état fondamental, de 40 \AA .

La théorie de la masse effective prévoit 45 \AA . Ceci est en bon accord avec la théorie de la correction de "maille centrale" qui prévoit une réduction de l'étalement de la fonction enveloppe $F(r)$ (38). La valeur calculée à partir de la référence (38) est $a^* = 41,6 \text{ \AA}$.

4) Détermination du spectre des phonons transmis, coupure isotopique :

Nous allons tenter de déterminer la forme du spectre transmis et la coupure isotopique en examinant l'évolution de l'amplitude des modes L et T_1 en fonction de la pression.

Dans la première expérience, nous comparons les signaux S_0 transmis lorsque la pression est nulle à ceux enregistrés sous pression suffisamment grande pour considérer le cristal comme transparent, S_∞ .

$$\frac{S_0}{S_\infty} = \frac{\int_0^\infty P(q) e^{-[\alpha^R(q) - \alpha^i(q)] l} dq}{\int_0^\infty P(q) e^{-\alpha^i(q) \cdot l} dq}$$

où $\alpha^i(q)$ est le coefficient d'atténuation sur les isotopes et $\alpha^R(q)$ le coefficient d'atténuation dû à l'absorption résonante.

Nous faisons l'hypothèse d'un spectre de corps noir dont la distribution spectrale à l'émission a la forme (49)

$$P(q) \propto q^3 [N_q(T_{em}) - N_q(T_0)]$$

T_{em} est la température de l'émetteur

T_0 la température du cristal.

$$N_q(T) = \left[\exp \frac{\hbar q s}{k_B T} - 1 \right]^{-1}$$

La température de l'émetteur est déterminé par la puissance injectée par unité de surface.

$$Q = \eta \sigma (T_{em} - T_0).$$

σ est la constante de Stefan $\frac{\pi^2 k_B^4}{120 \hbar^3} \left(\frac{1}{s_L^2} + \frac{1}{s_{T_1}^2} + \frac{1}{s_{T_2}^2} \right)$

et η un coefficient d'adaptation acoustique compris en 0 et 1.

Les vitesses du son dans l'or ont les valeurs suivantes :

$$s_L = 3,33 \text{ Km/sec}, \quad s_{T_1} = 2,20 \text{ Km/sec}, \quad s_{T_2} = 0,866 \text{ Km/sec}.$$

Expérimentalement, la puissance injectée dans l'émetteur donne :

$$\frac{V^2}{R} = S \cdot \eta \sigma (T_{em}^4 - T_0^4)$$

$$\text{d'où } T_{em}(V) = (KV^2 + T_0^4)^{1/4}$$

$$\text{où } K = \frac{1}{RS\eta\sigma}$$

R = résistance de l'émetteur ; S = surface de l'émetteur.

Le second paramètre déterminé par cette expérience est la coupure isotopique T_i exprimée en kelvin et définie de la façon suivante :

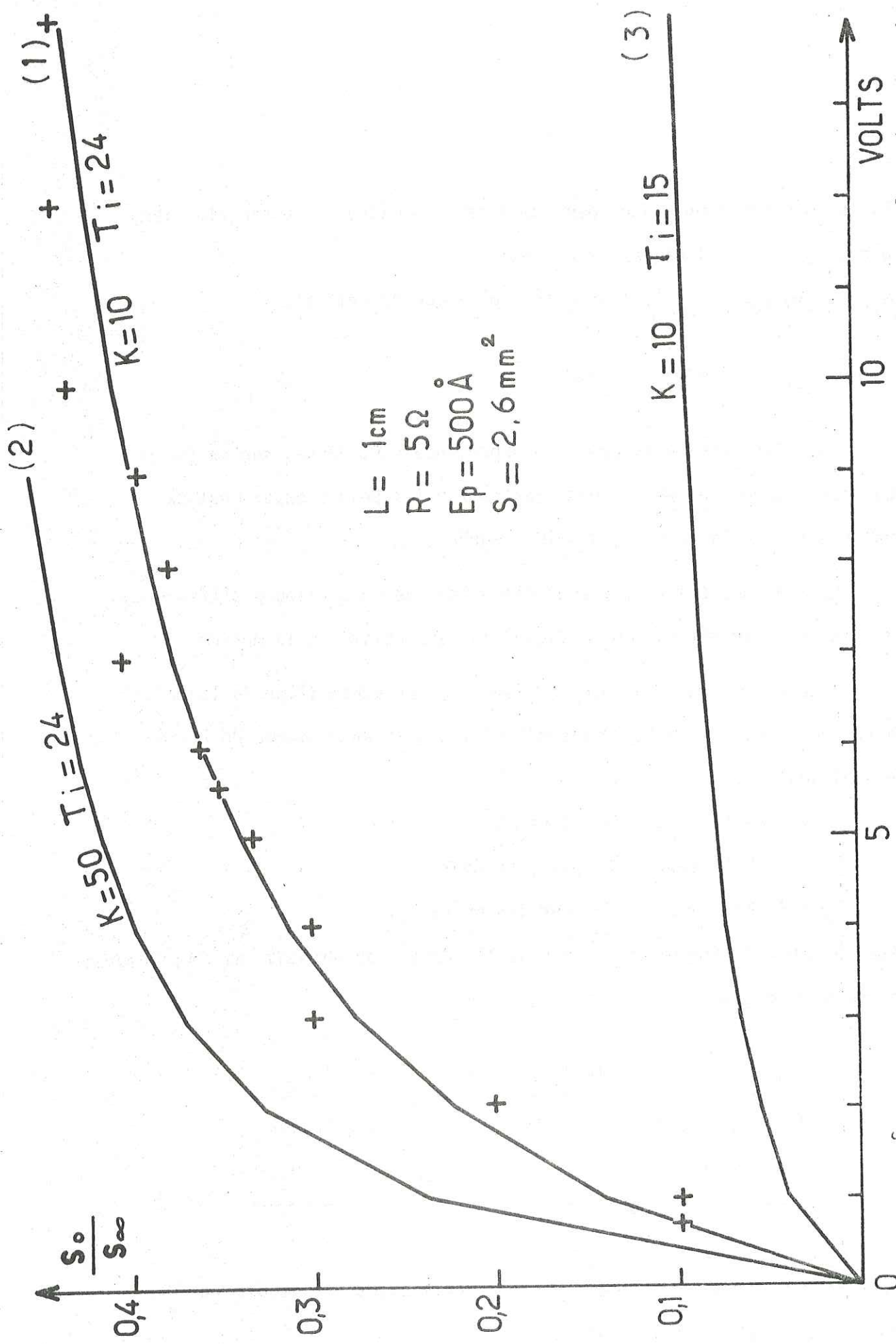


Figure 16 IV $\frac{S_0}{S_\infty}$ (T_i) en fonction de la tension d'émetteur. La courbe théorique (1) est ajustée sur les points expérimentaux avec $T_i = 24\text{K}$ et $K = 10$. Les courbes (2) et (3) sont tracées à titre indicatif pour différentes valeurs de T_i et K .

Si la concentration d'isotopes de défaut de masse δM , est N , le libre parcouru sur les isotopes s'écrit :

$$\Lambda_i = \frac{4\pi\rho^2}{N \cdot (\delta M)^2 q^4} \quad \rho = \text{masse volumique du cristal.}$$

$$\Lambda_i (\text{mm}) = \left(\frac{T_i}{T} \right)^4 \times 1 \text{ mm.} \quad (22) \quad (50)$$

Les résultats de la première expérience sont donnés sur la figure 16. La courbe théorique $\frac{S_0}{S} (V)$ est ajustée sur les points expérimentaux avec les valeurs : $T_i = 24$ kelvins, $K = 10$ (courbe 1).

Les courbes (2) et (3) sont calculées avec des valeurs différentes de ces deux paramètres pour indiquer la sensibilité de la mesure.

D'autres mesures ont été réalisées sur un échantillon de longueur différente, sur les polarisations L et T_1 , avec un émetteur de 250 \AA d'épaisseur (10Ω).

La figure 17 montre ces résultats.

$T_i = 38$ kelvins, $K = 5$ pour les modes L

$T_i = 22$ kelvins, $K = 7$ pour les modes T_1 .

Pour un flux d'énergie de chaleur de 100 W/cm^2 , on obtient les températures d'émetteur suivantes :

| Epaisseur d'émetteur | L | T_1 |
|----------------------|-------------|-------------|
| 250 \AA | | 7,2 kelvins |
| 500 \AA | 6,6 kelvins | 6,5 kelvins |

La valeur du paramètre K mesurée expérimentalement est deux fois plus faible que celle calculée avec :

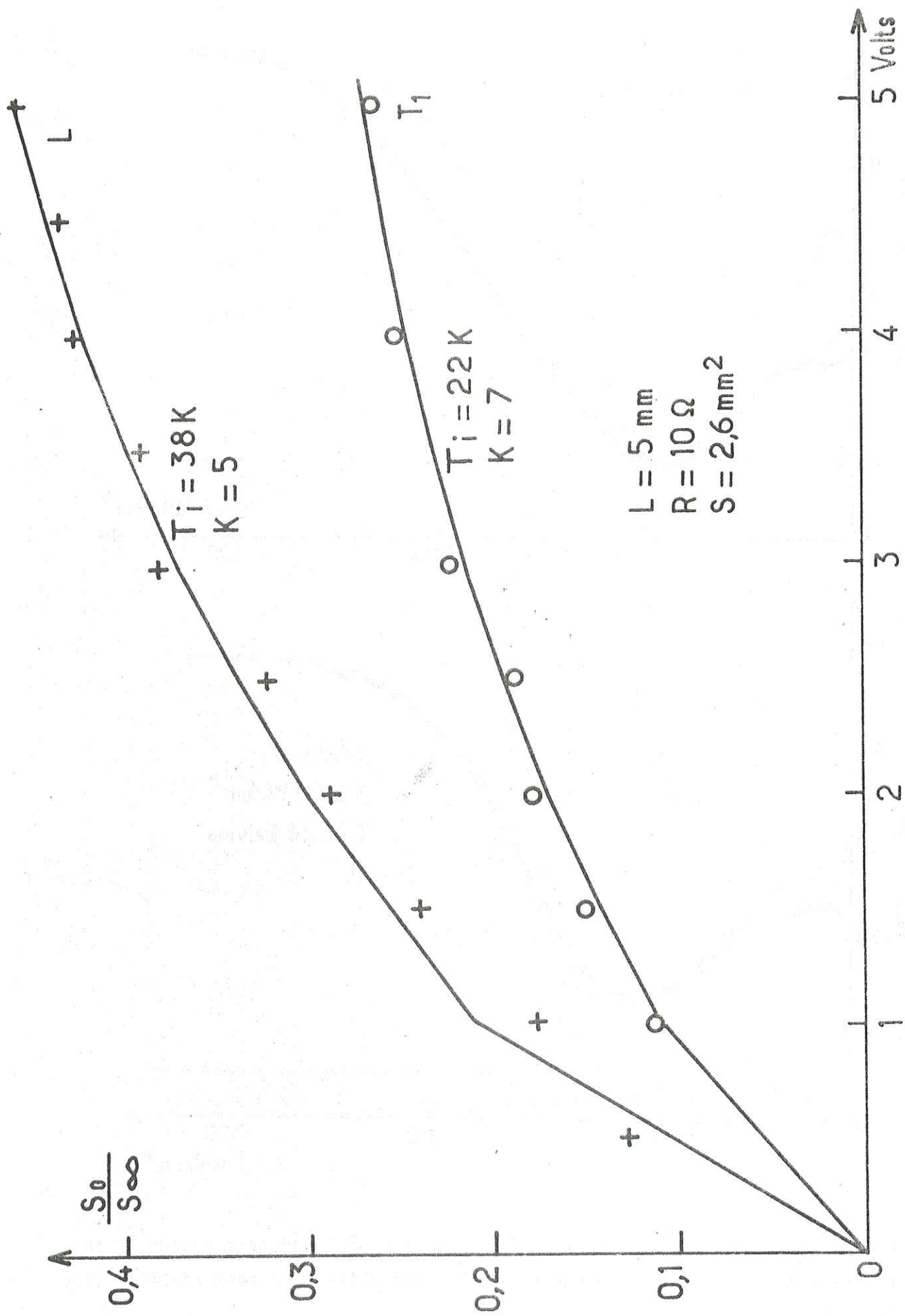


Figure 17 IV. $\frac{S_0}{S_\infty}$ (T_i et L) en fonction de la tension émetteur. pour une longueur de propagation $l = 5 \text{ mm}$.

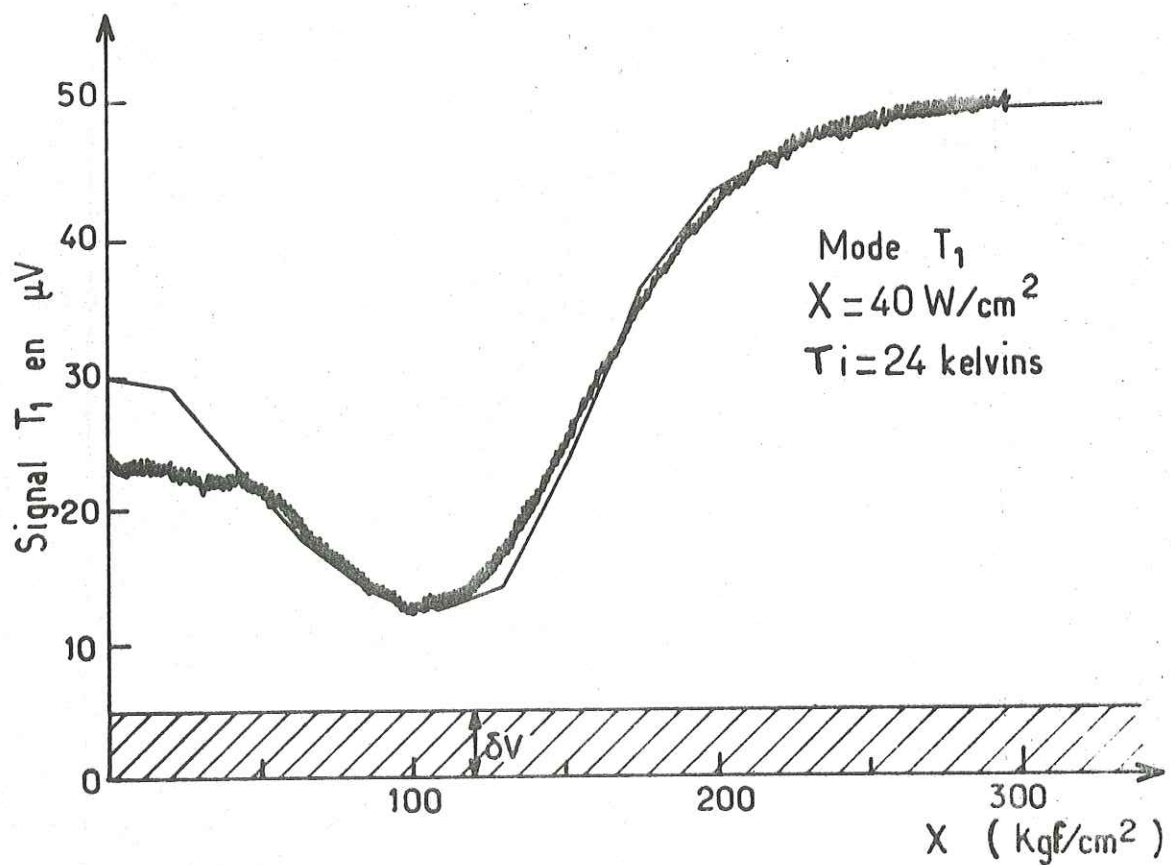
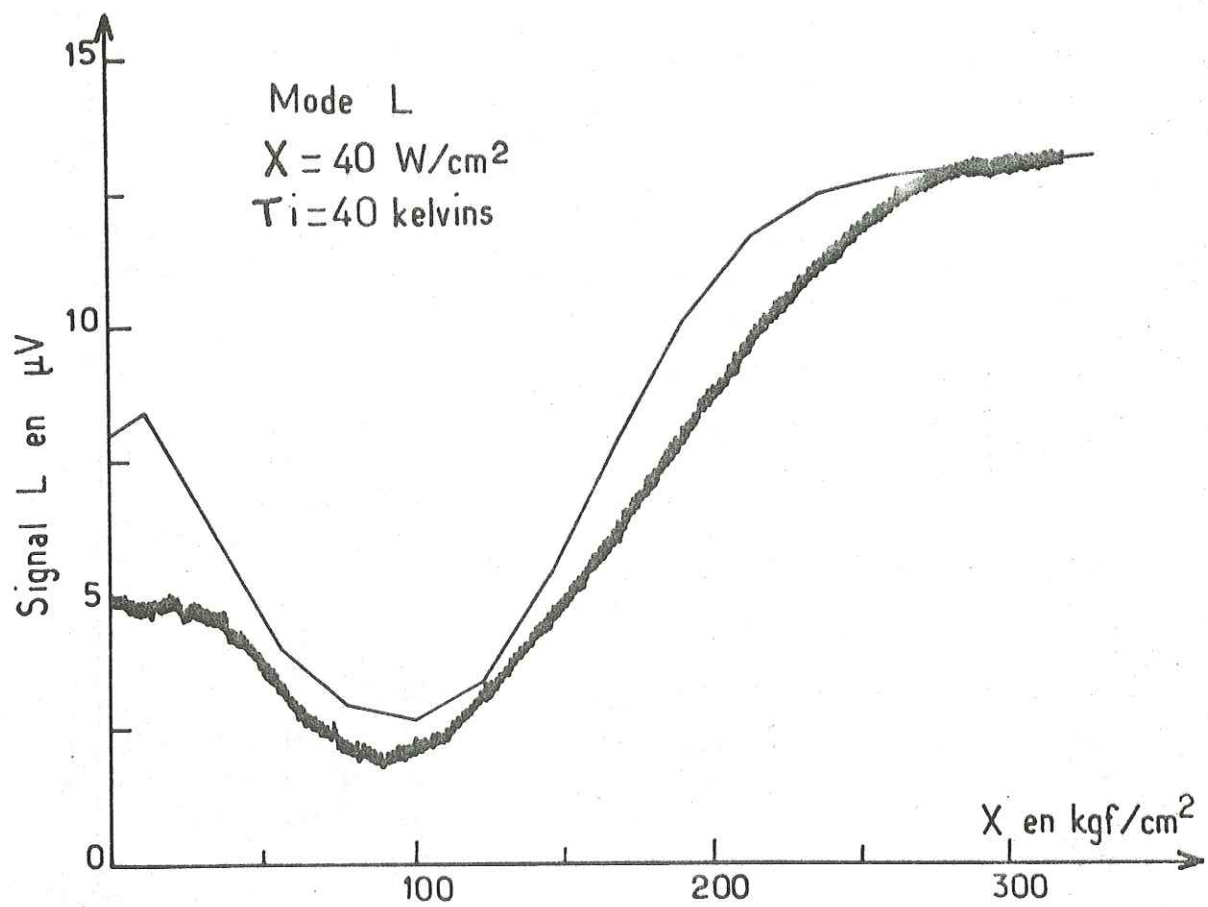


Figure 18 **IV** Amplitudes du signal longitudinal L et transverse rapide T_1 en fonction de la pression uniaxiale. Les courbes théoriques sont ajustées avec $T_i = 40$ et 24 K .

R expérimentale (5 et 10Ω).

$S = 2,6 \text{ mm}^2$, σ et $\eta = 1$ dans le cas de l'adaptation acoustique parfaite.

Nous interprétons ceci en pensant au fait que l'émetteur est plongé dans l'hélium liquide. Les estimations de pertes vers l'hélium dans cette gamme de puissance (100 W/cm^2) faites par B. Pannetier (51) donnent $\sim 50 \%$. Il semble donc raisonnable de trouver une surface "effective de radiation" S_R égale au double de la surface évaporée. ($S_R = 4,9 \text{ mm}^2$).

L'évolution du rapport $\frac{S_0}{S_\infty}$ avec la puissance injectée est en accord avec l'hypothèse du corps noir pour l'émission de phonons. (Figures 16 et 17).

Les températures d'émetteur sensiblement les mêmes pour des polarisations L et T_1 , renforcent cette hypothèse du corps noir, où la distribution de phonons dans l'émetteur est décrite par une température unique T_{em} pour toutes les excitations. Ceci est vrai si le temps de relaxation electron-phonon τ_{el-ph} dans l'émetteur est petit devant le temps de relaxation de l'émetteur vers le cristal τ_R .

Une troisième expérience consiste à regarder continuellement l'évolution de chaque mode avec la pression. Pour cela, on échantillonne le signal en positionnant la porte de l'intégration sur la polarisation sélectionnée. La figure 18 montre un tel enregistrement en fonction de la pression.

Le calcul du signal transmis est comparé aux courbes expérimentales. Le seul paramètre ajusté est la coupure isotopique T_i :

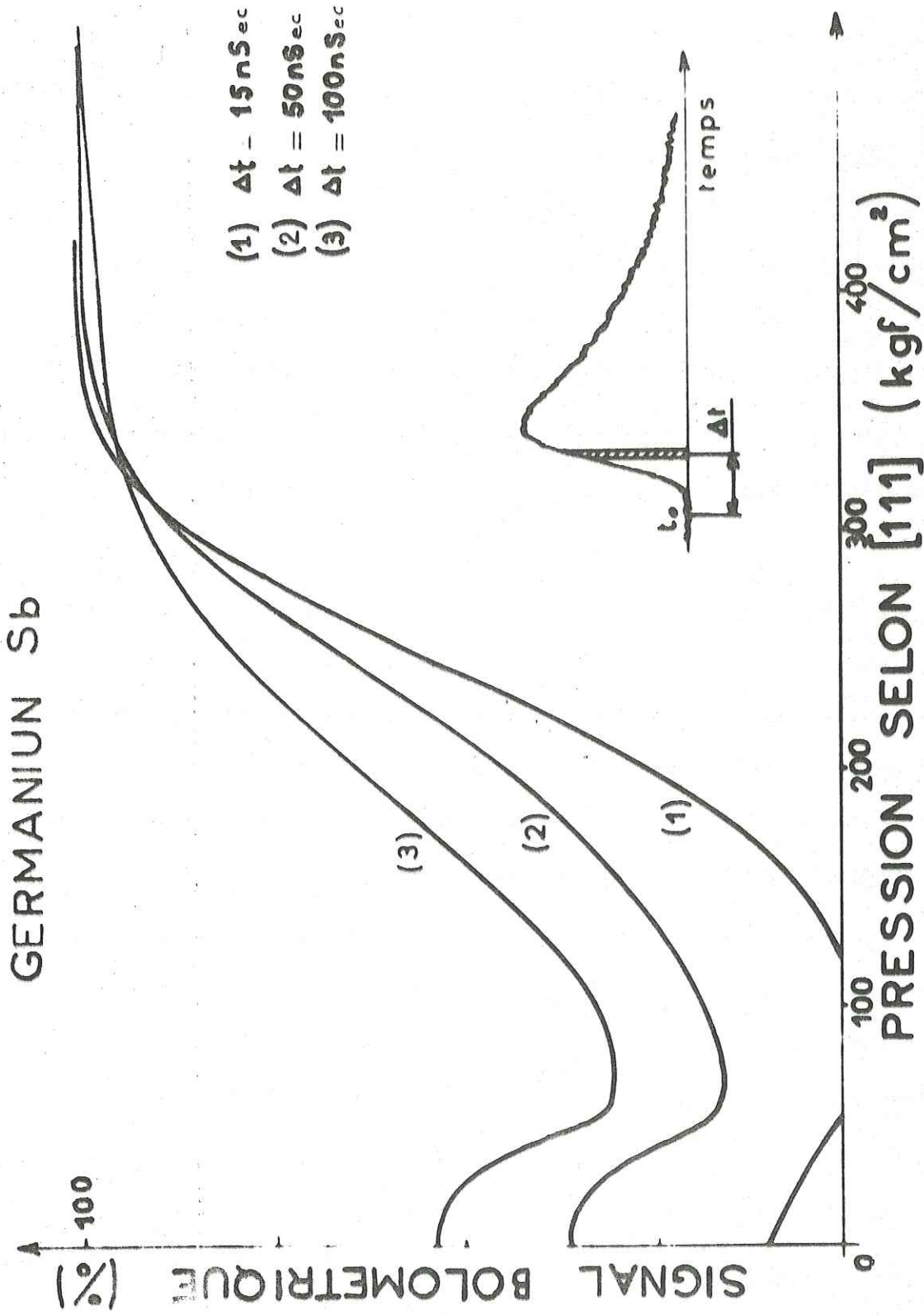


Figure 19IV. Amplitudes de l'impulsion T_1 en fonction de la pression pour plusieurs valeurs du retard Δt compté à partir de t_0 , temps d'arrivée des phonons de basse fréquence.

On obtient $T_i = 24$ kelvins pour le mode T_1 .

$T_i = 40$ kelvins pour le mode L.

Les valeurs trouvées précédemment sont 22 et 24 kelvins pour T_1 et 38 kelvins pour L.

Les valeurs mesurées en conductivité thermique sont $T_{iL} = 36$ kelvins $T_{iT} = 26$ kelvins (52).

Remarques :

i) l'ensemble de la courbe théorique relative au mode T_1 doit être translaté vers le haut de 10 %, comme si 10 % de l'énergie T_1 ne subissait pas d'absorption. Le même effet n'existe pas sur le mode L. Ceci peut être expliqué par un effet de "self focussing" (chapitre III, paragraphe 4). Un pourcentage non négligeable des modes T_1 peut être hors d'axe" (\vec{q} non // $|110|$) et ne subit pas ou peu l'interaction.

ii) Pour les faibles pressions, on note sur la figure 18 un écart entre théorie et expérience. Ici, la théorie ne tient compte que du mécanisme résonnant, et ignore la diffusion élastique pour les phonons de basse fréquence. Cet écart se réduit avec la puissance d'émission.

5) Composition spectrale d'un signal de phonons :

Regardons la composition en fréquence d'une impulsion de chaleur qui a parcouru 1 cm, en fonction du temps d'arrivée. (Figure 19). Pour cela, nous échantillonons le signal à des temps différents, $\Delta t = 15$ nsec, 50 nsec, et 150 nsec. Δt est un retard sur le temps d'arrivée $t_0 = \frac{l}{s}$.

Les trois courbes d'absorption correspondantes normées à X indiquent une composition spectrale très différente. Au temps

$\Delta t = 15$ nsec, on ne reçoit que les phonons faiblement dispersés,

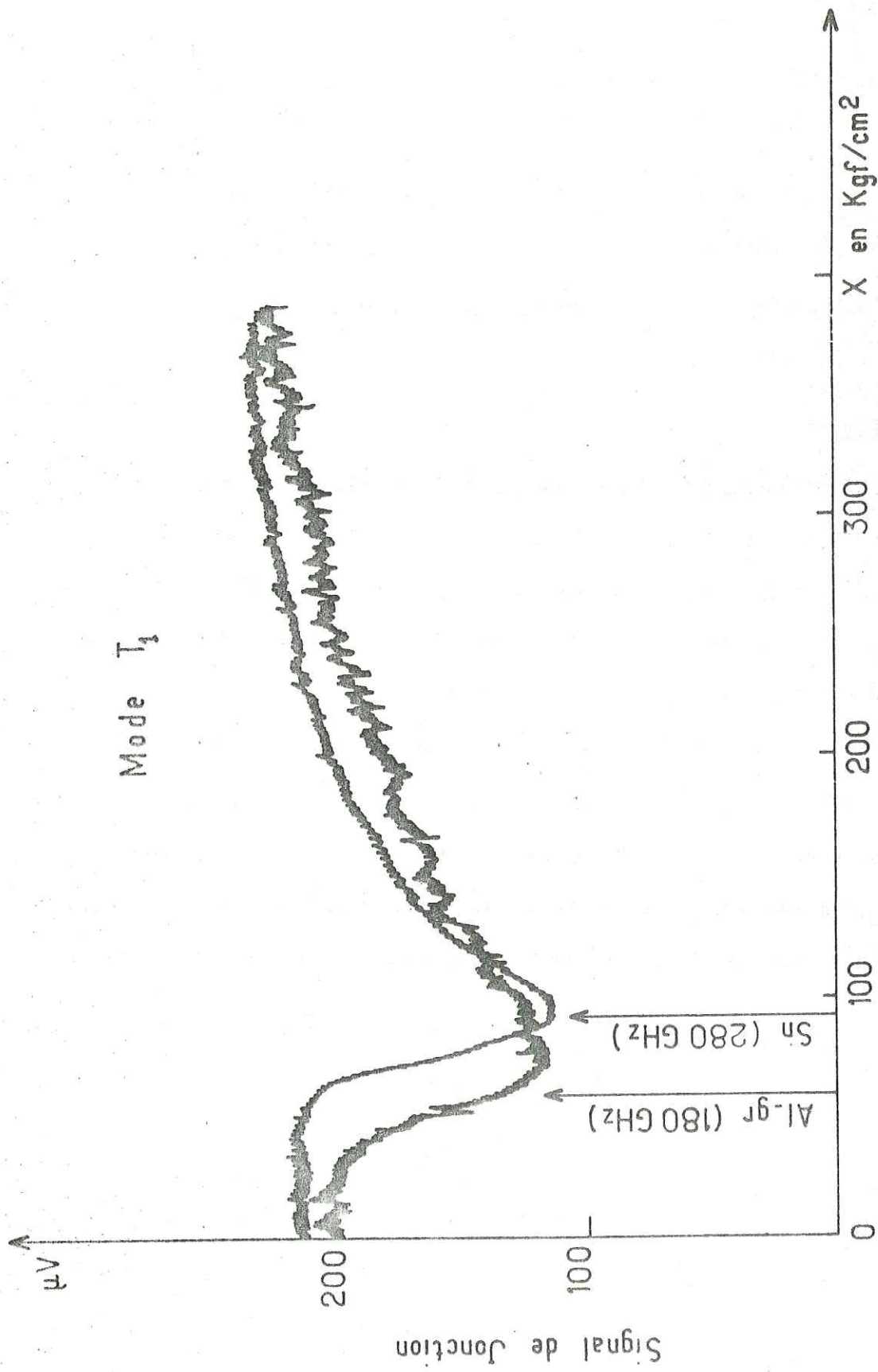


Figure 20 IV Signal de jonction tunnel en fonction de la pression uniaxiale. Les deux flèches se situent aux valeurs de la pression x telles que $\delta E(x) = 2\Delta$ (supra). On notera l'absence de basses fréquences par l'égalité de l'amplitude du signal pour $x = 0$ et $x \rightarrow \infty$

dont la fréquence est inférieure à 150 GHz. Au temps $t = 50$ nsec, tous les phonons émis peuvent être présents exceptés ceux ayant subi une diffusion à petit angle provoquant un retard supérieur à 50 nsec. Enfin, au troisième point situé à 100 nsec, toutes les fréquences peuvent être présentes à l'exception des basses situées dans le front de montée et peu diffusées.

Il faudrait en fait déconvoluer le signal par le temps de réponse du bolomètre qui est de l'ordre de 20 nsec.

Néanmoins, en nous référant aux mesures précédentes de $\frac{S_0}{S_\infty}$, nous obtenons une composition spectrale centrée à 1,8 - 4,4 et 6,4 kelvins, correspondant respectivement aux retards t : 15 nsec, 50 nsec et 100 nsec.

La puissance d'émission est de 100 W/cm², le temps de chauffage 50 nsec, la largeur de porte du Boxcar 10 nsec.

6) Détection par jonctions tunnel supraconductrices

Nous ne nous étendons pas sur ce chapitre, car simultanément à nos expériences, R.C. Dynes (36) obtenait des résultats plus complets que les nôtres en matière de jonctions tunnel supraconductrices.

Cependant, nous présentons les résultats obtenus à l'aide de jonctions d'étain et d'aluminium granulaire (Figure 20). Dans le cas de détection quantique, seules les fréquences supérieures au seuil de détection (gap du supraconducteur) sont enregistrées.

En fonction de la pression, le signal n'est entamé que lorsque la coupure de l'absorption devient supérieure au gap de la jonction. On a pointé sur la figure 20, les deux valeurs de la pression auxquelles correspondent les écarts d'énergies entre les niveaux 1 et 3 $\delta E = 2\Delta$ (supra) Malgré la grande largeur de bande d'absorption, la décroissance du signal se situe aux valeurs de la pression prédites précédemment.

7) Conclusion.

En conclusion de ce chapitre, les expériences faites sur l'impureté Sb dans le Germanium nous ont apporté les résultats suivants :

- mise en évidence et confirmation des règles de sélection sur les polarisations pour l'interaction électron lié-phonon .
- mesure du rayon de Bohr par dispersion chromatique des phonons.
- validité de la théorie de Hasegawa-Kwok sur l'absorption des phonons par des niveaux peu profonds.
- mesure de la coupure isotopique des modes L et T_1 .
- détermination du spectre de phonons transmis et application de la théorie du corps noir dans la gamme des faibles puissances émises. (100 W/cm^2).

V. PHONONS DE TRES HAUTE FREQUENCE (T.H.F.)

Les expériences d'impulsions de chaleur réalisées jusqu'ici partent d'un spectre de phonons émis par effet Joule. Nous avons montré aux chapitres III et IV que le spectre d'émission thermique était de basse fréquence comparé aux fréquences de bord de zone de Brillouin. Pour une puissance d'émission d'environ $100\text{W}/\text{cm}^2$, le spectre transmis sur plusieurs millimètres s'étale typiquement jusqu'à $2,5\text{ meV}$ soit 500 GHz . Nous appellerons phonons de basse fréquence (B.F.) les phonons se situant dans cette gamme d'énergie, de même nous qualifierons T.H.F. les phonons de fréquence supérieure à 1 THz .

Après l'étude des phonons B.F. un intérêt croissant se manifeste actuellement pour les phonons T.H.F. Citons par exemple les expériences de O. WEIS (1), V. NARAYANAMURTI (2). En effet, la création de phonons cohérents monochromatiques de plusieurs Téraherzt à l'aide de lasers moléculaires (infrarouge lointain) ou l'émission de phonons T.H.F. à l'aide de jonction P.N. (GaAs) donne un regain d'intérêt à l'étude des phonons de haute fréquence.

Nous nous proposons ici d'aborder l'étude de phonons T.H.F. dans les semiconducteurs, par création de paires électron-trou à l'aide d'une brève impulsion laser d'énergie supérieure à la bande interdite E_g . Pour atteindre des fréquences supérieures au téraherzt, il faut éviter les discontinuités film mince - film isolant - cristal, nous irradions donc

directement la surface du monocristal.

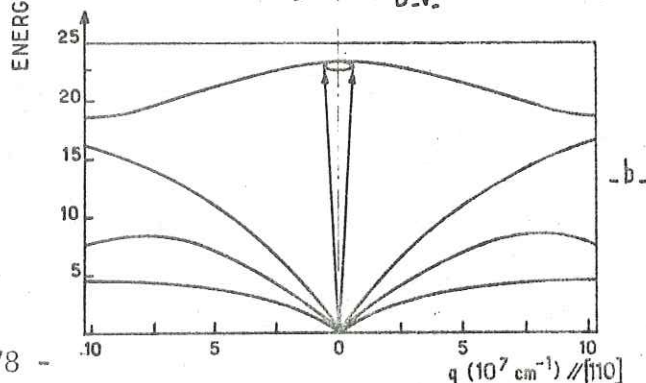
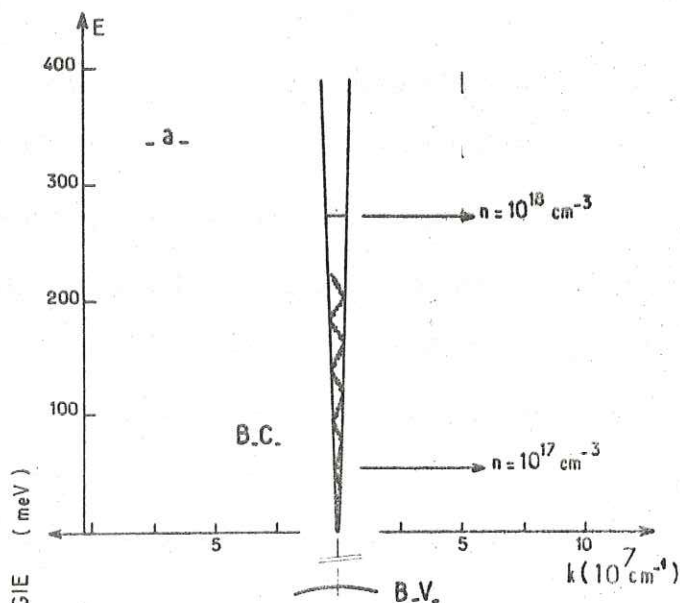
Les données expérimentales dans ce domaine sont pratiquement inexistantes à l'heure actuelle. Aux résultats expérimentaux obtenus, nous ne proposerons que des explications qualitatives.

1) Spectre émis par intradiation lumineuse :

L'absorption de photons d'énergie $h\nu > E_g$ entraîne la création de paires électron-trou. Les phonons de relaxation optiques et acoustiques (Figure 1) de faible durée de vie, vont se thermaliser en phonons de plus basse fréquence. A l'inverse d'une émission thermique où le spectre s'élargit vers les hautes fréquences avec la puissance émise, l'émission d'un paquet de phonons hors d'équilibre à l'aide d'une impulsion laser entraîne un spectre dont l'origine est T.H.F.

Tentons d'examiner la situation dans InSb, où un photon de $\approx 2\text{eV}$ (laser argon ionisé) excite un électron dans un état élevé comparé à l'énergie E_g . L'électron va se désexciter par émission successive de phonons optiques. (Figure 1).

Figure 1V. Desexcitation d'un électron par émission de phonons optiques ($q \approx k_F$)



Compte tenu de la forme et de la position de la bande de conduction par rapport au spectre de phonons $\nu(q)$, l'émission de phonons optiques est focalisée au centre de zone (3). Cette émission préférentielle de phonons de vecteurs d'onde quasi-nuls simplifie l'analyse des cascades branches optiques - branches acoustiques. Notons ici que l'émission de phonons par effet Raman et Brillouin est négligeable devant l'émission de phonons de relaxation, compte tenu des grandes longueurs d'atténuation de la lumière sur les phonons.

2) Anharmonicité et règles de sélection :

Partons des phonons optiques de vecteurs d'onde nuls et examinons les transformations successives de ces fréquences THF de durée de vie très courte ($\approx 10^{-12}$ sec) (4), en phonons acoustiques de fréquences telles que nous puissions observer leur propagation balistique sur une longueur de quelques millimètres.

Considérons d'abord les processus les plus simples, processus à trois phonons décrits par le terme cubique H_3 de l'hamiltonien total du système de phonons :

$$H = H_0 + H_3 + H_4 \dots$$

où H_0 est la partie harmonique

$$H_3 = \frac{1}{3!} \phi_{dd'd''}^{11'1''} u_d^1 u_{d'}^{1'} u_{d''}^{1''}$$

ϕ est le potentiel interatomique et

$$\phi_{dd'd''}^{11'1''} = \sum \frac{\partial^3}{\partial u_d^1 \partial u_{d'}^{1'} \partial u_{d''}^{1''}}$$

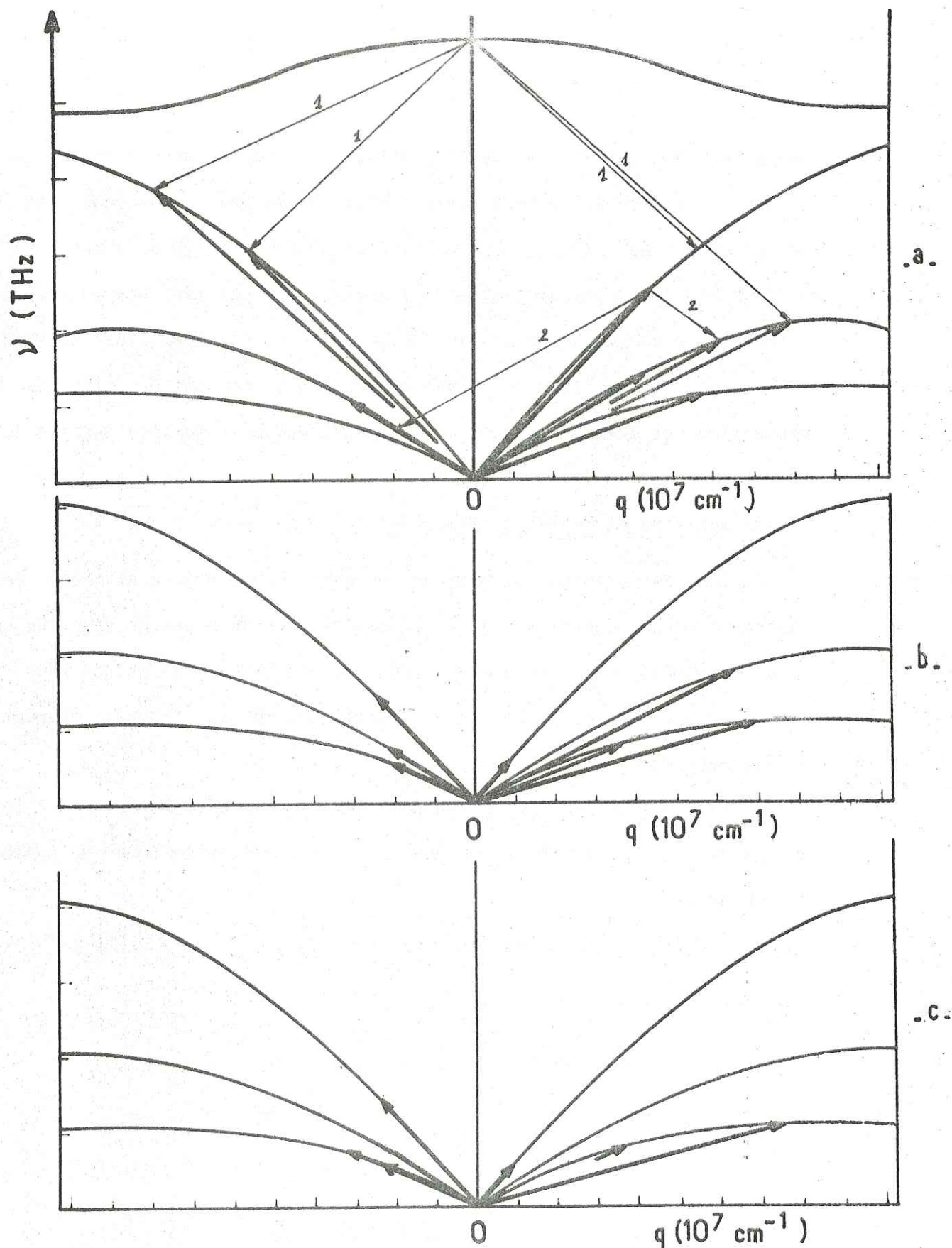


Figure 2. ∇ . Cascades successives permettant à un phonon optique de centre de zone, par des processus à trois phonons, de donner des phonons acoustiques d'énergie de l'ordre de 4 meV (~ 1 THz). Respectant les règles de conservation de l'énergie et du moment, on aboutit au spectre c, exempt de modes T_1 . Nous ne considérons que les vecteurs d'onde $q \parallel [110]$.

Les u_d^1 sont les déplacements selon les directions α du 1^{ième} atome.

Les processus à trois phonons permettent de passer de l'état $|n\rangle = |n_1, n_2, n_3\rangle$ à l'état $|n'\rangle = |n_1 - 1, n_2 + 2, n_3 + 1\rangle$ obéissent aux règles de sélection suivantes.

i) conservation de l'énergie et du moment cristallin :

$$\omega(q_1, e_1) - \omega(q_2, e_2) - \omega(q_3, e_3) = 0$$

$$\vec{q}_1 + \vec{q}_2 + \vec{q}_3 = 0 \text{ ou } \vec{K}, \text{ vecteur du réseau réciproque.}$$

ii) la constante de couplage $f_3(q_1, q_2, q_3)$ intervenant dans la probabilité de transition $\Omega_{nn'}$, de $|n\rangle$ vers $|n'\rangle$ s'écrit :

$$f_3(q_1, q_2, q_3) = \rho_{dd'd''}^{11'1''} \cdot \frac{e_d(1)}{\sqrt{\omega_1}} \cdot \frac{e_{d'}(2)}{\sqrt{\omega_2}} \cdot \frac{e_{d''}(3)}{\sqrt{\omega_3}} \exp-i(q_1 \cdot r_1 + q_2 \cdot r_1 + q_3 \cdot r_1)$$

où les $e_d(i)$ sont les composantes d des polarisations e du i ^{ième} phonon. Cette deuxième règle de sélection est indépendante de la règle i).

Partant de ces données, tentons de prévoir qualitativement les résultats. D'un point de vue expérimental, la direction $|110\rangle$ est la plus intéressante puisque les polarisations transverses n'y sont pas dégénérées. Dans l'étude préliminaire de ce mécanisme compliqué, nous considérons le problème à une dimension, $\vec{q} // |110\rangle$. Cette hypothèse simplificatrice éliminant les autres vecteurs d'onde, nous semble justifiée par le fait que tout phonon émis avec un vecteur non parallèle à $|110\rangle$ est perdu pour la détection. La figure 2 représente le schéma des différentes cascades possibles du type "1 phonon \rightarrow 2 phonons" en ne tenant compte que de la règle (i), conservation du moment et de l'énergie. Après plusieurs cascades, tous les phonons ont une fréquence $\lesssim 1$ THz à l'exception de quelques phonons T_2 "bloqués" non loin du bord de zone de Brillouin.

Sur la foi de la règle (i), nous pouvons faire les prédictions suivantes : pas de phonons T_1 à cause de la voie de décomposition $T_1 \rightarrow L + T_2$, le spectre T_2 transporte presque toute l'énergie et s'étend de 2 à 5 meV.

Si maintenant, on examine les règles de sélection sur les $f_3(q_1, q_2, q_3)$ en nous plaçant dans l'hypothèse unidimensionnelle, la création de modes T_2 est interdite. Ce résultat est la conséquence de la symétrie des $\begin{matrix} 11'1'' \\ dd'd'' \end{matrix}$ en $d'' = x, y$.

Après les processus à trois phonons, examinons les processus d'ordre supérieur. Gibbons (6) a mesuré le coefficient de dilatation de InSb en fonction de la température (Figure 3). Celui-ci varie de façon non négligeable à basse température, ce qui est

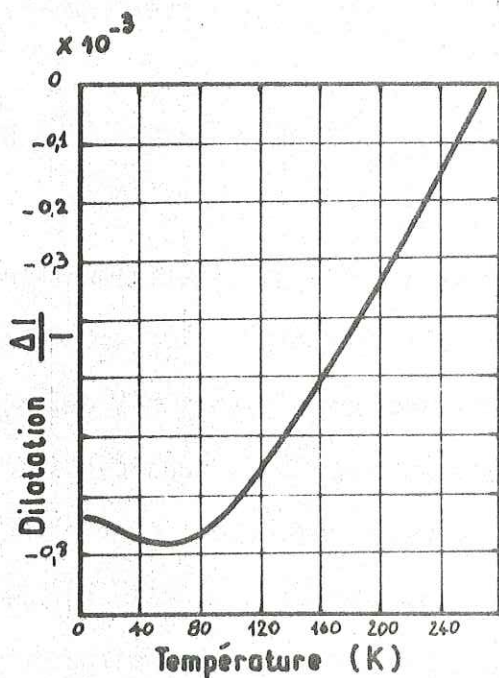


Figure 3 V. Variation du coefficient de dilatation avec la température. D'après Gibbons (56).

l'indication de processus phonon-phonon d'ordre supérieur à trois.

Si l'on s'arrête au processus à quatre phonons, les règles de sélection intervenant sur la constante de couplage $f_4(q_1q_2q_3q_4)$ autorisent la création des modes L, T_1 , et T_2 .

Les arguments développés jusqu'ici, ne font intervenir que les phonons hors d'équilibre et ignorent la population thermique du réseau. Ces processus sont par définition indépendants de la température.

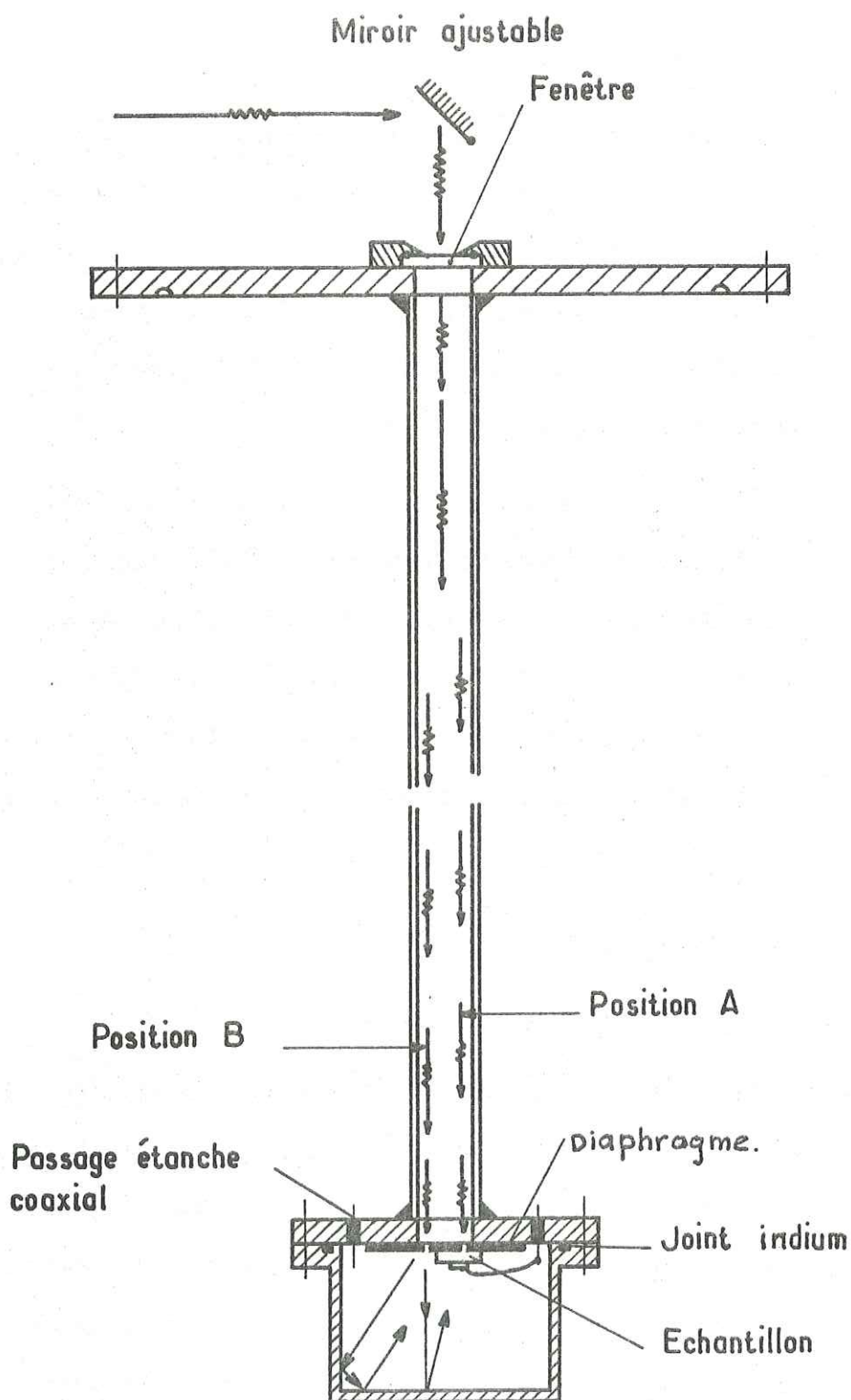


Figure 4. V. Dispositif expérimental permettant de travailler sous vide, à basse température. Le faisceau laser peut alternativement, attaquer le cristal ou le bolomètre (par diffusion de la lumière).

3) Dispositif expérimental

Ces expériences font appel à la même technique que les impulsions de chaleur. La détection des phonons est faite avec un bolomètre supraconducteur ou une jonction tunnel supraconductrice. Le pinceau laser est dirigé sur l'échantillon à l'aide d'un miroir commandé par un micromanipulateur. Le diamètre du faisceau laser est déterminé par diaphragme de 1 mm positionné devant l'échantillon. (Figure 4).

L'échantillon, situé dans une enceinte sous vide, est collé sur un support de cuivre massif, lequel plonge dans l'hélium liquide, par une autre extrémité. On mesure la température à l'aide d'une résistance de carbone calibrée, collée sur celui-ci. L'excitation est faite avec un laser Argon ionisé dont la longueur d'onde est fixée à 5145 Å. L'impulsion lumineuse a une durée de 20 nsec. La puissance crête reçue par l'échantillon est de l'ordre de 10 watts.

4) Résultats expérimentaux

a) Caractérisation du spectre transmis

La première expérience consiste à caractériser le spectre L transmis sur une longueur de 7 mm environ, dans InSb, de type n, selon [111]. Nous utilisons pour cela la spectroscopie à $2k_F$ développée au chapitre IV. Nous en rappelons brièvement le principe. Nous mesurons l'atténuation des modes longitudinaux en fonction de la concentration électronique. D'autre part, les modes transverses n'étant pas atténués, nous mesurons le rapport signal L sur signal T :

$$L/T (2k_F) \propto \int_{2k_F(n)}^{\infty} P(q) \cdot dq$$

Le spectre $P(q)$ est donné directement par la dérivée de L/T par rapport à $2k_F$.

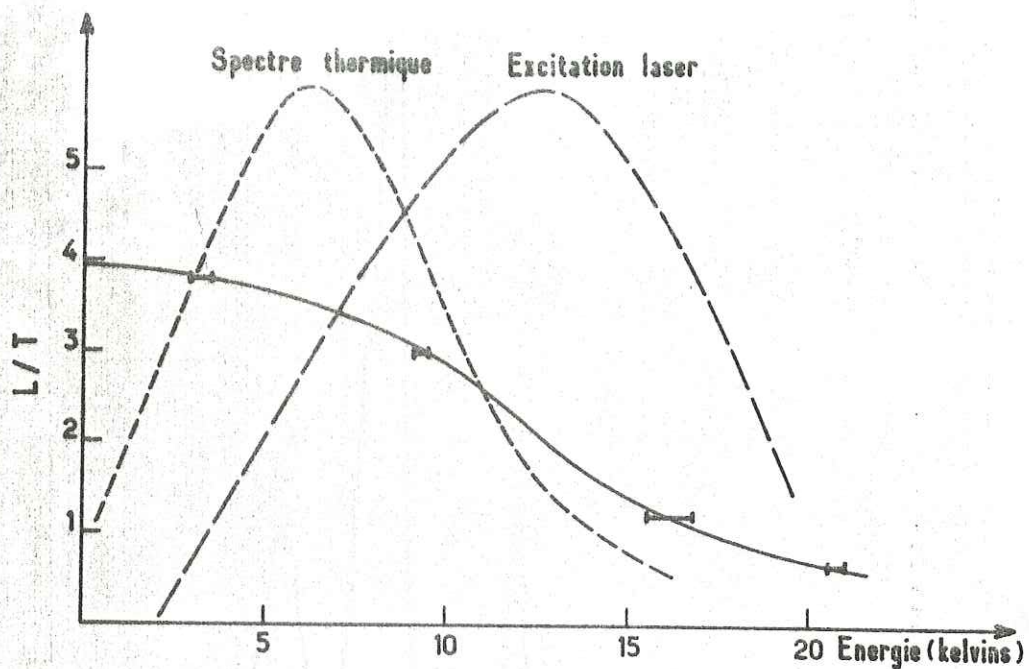


Figure 5 ∇ Courbe pleine ; variation du rapport des amplitudes de signaux longitudinaux aux transverses, en fonction de la coupure $2k_F$ en kelvins. Les courbes interrompues représentent les spectres thermique et "excitation laser". Noter l'absence de BF dans ce dernier.

On peut comparer sur la figure 5 le spectre L issu d'un spectre primaire thermique et excitation laser directe.

Des mesures semblables de spectre transmis ont été réalisées sur les mêmes cristaux dont la face d'attaque était recouverte de couches évaporées ayant pour but la thermalisation du spectre d'émission primaire. Dans l'ordre de dépôt, les couches sont faites de 2000 \AA de SiO_2 , 2000 \AA de cuivre et 400 \AA de Germanium. Le résultat obtenu avec ce type d'émission est identique à celui obtenu par l'émission Joule (Fig.5).

A la lumière de ces résultats, trois remarques peuvent être faites.

- i) Malgré l'atténuation en volume, le déplacement vers les hautes fréquences du spectre transmis d'origine THF, est encore perceptible après une distance de propagation de 7 mm. Le spectre transmis est centré sur la fréquence de 300 GHz et s'étend jusqu'à 500 GHz ou $\sim 2 \text{ meV}$.
- ii) Les basses fréquences sont absentes du spectre transmis. On peut donc dire qu'il n'y a pas thermalisation complète pendant la relaxation du spectre primaire hors d'équilibre.

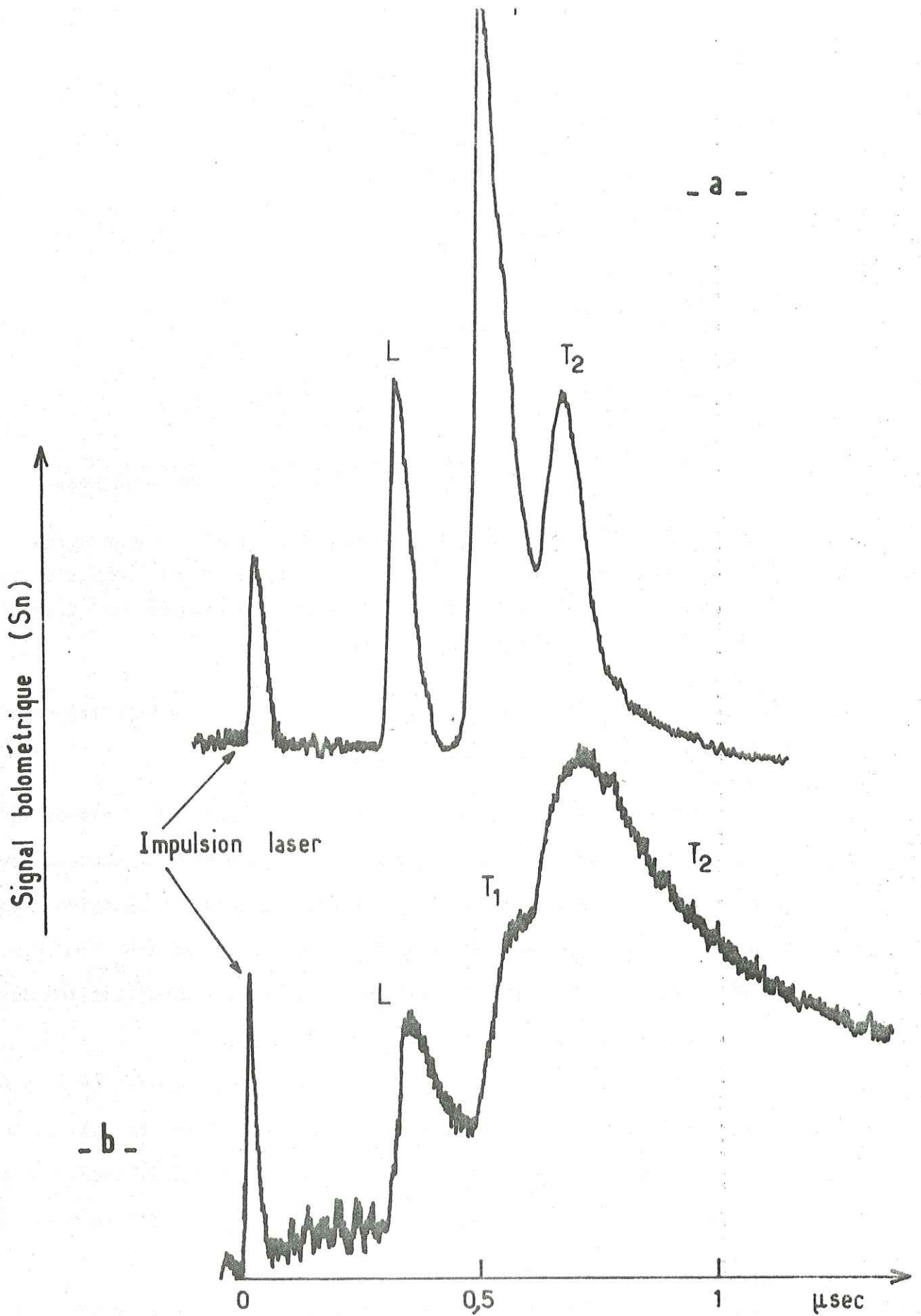


Figure 6V; a) Signaux de phonons correspondant à une excitation thermique
 b) signaux de phonons correspondant à une excitation laser directe
 même cristal. ($l = 1,08$ mm).

iii) Enfin, nous observons que la puissance transmise après excitation laser, est environ dix fois plus faible que celle enregistrée après chauffage laser des films minces. Les coefficients d'absorption de Germanium et de InSb sont très voisins ($\sim 60\%$). L'énergie absorbée est donc sensiblement la même dans les deux cas. Une grande part de l'énergie du spectre primaire THF est diffusée donc perdue pour la détection, compte tenu du facteur de transmission $T = \exp(-\alpha \cdot L)$ déterminé au chapitre IV, avec $\alpha \propto q^2$. A cette diffusion en volume, contribuent les isotopes, les défauts et l'interaction phonon-phonon.

b) Propagation de phonons T.H.F.

A la vue de ces premiers résultats, les expériences de phonons THF sont réalisées sur des échantillons de 1 mm de longueur. Ainsi, on peut espérer la transmission de phonons de 5 meV ou ~ 1 THz. Aux longueurs plus faibles, la résolution des différents modes deviendrait imparfaite.

Nous comparons ici les deux types d'excitation, laser direct et thermalisation par films minces. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 6. Les signaux correspondants au spectre B.F. (Figure 6-a), sont résolus en temps. Le léger mélange des impulsions T_1 et T_2 provient plus de l'ouverture de l'angle solide de détection que du temps de réponse du système.

La hauteur relative des différents modes est en bon accord avec les valeurs prévues par la théorie du "Self focussing" (7) et habituellement obtenues par les impulsions de chaleur dans les matériaux de la classe c.f.c selon [110].

En revanche, les signaux bolométriques obtenus après excitation laser directe, ont une forme très différentes. (Figure 6-b). La première observation est l'élargissement important des impulsions. Dans cet élargissement entrent

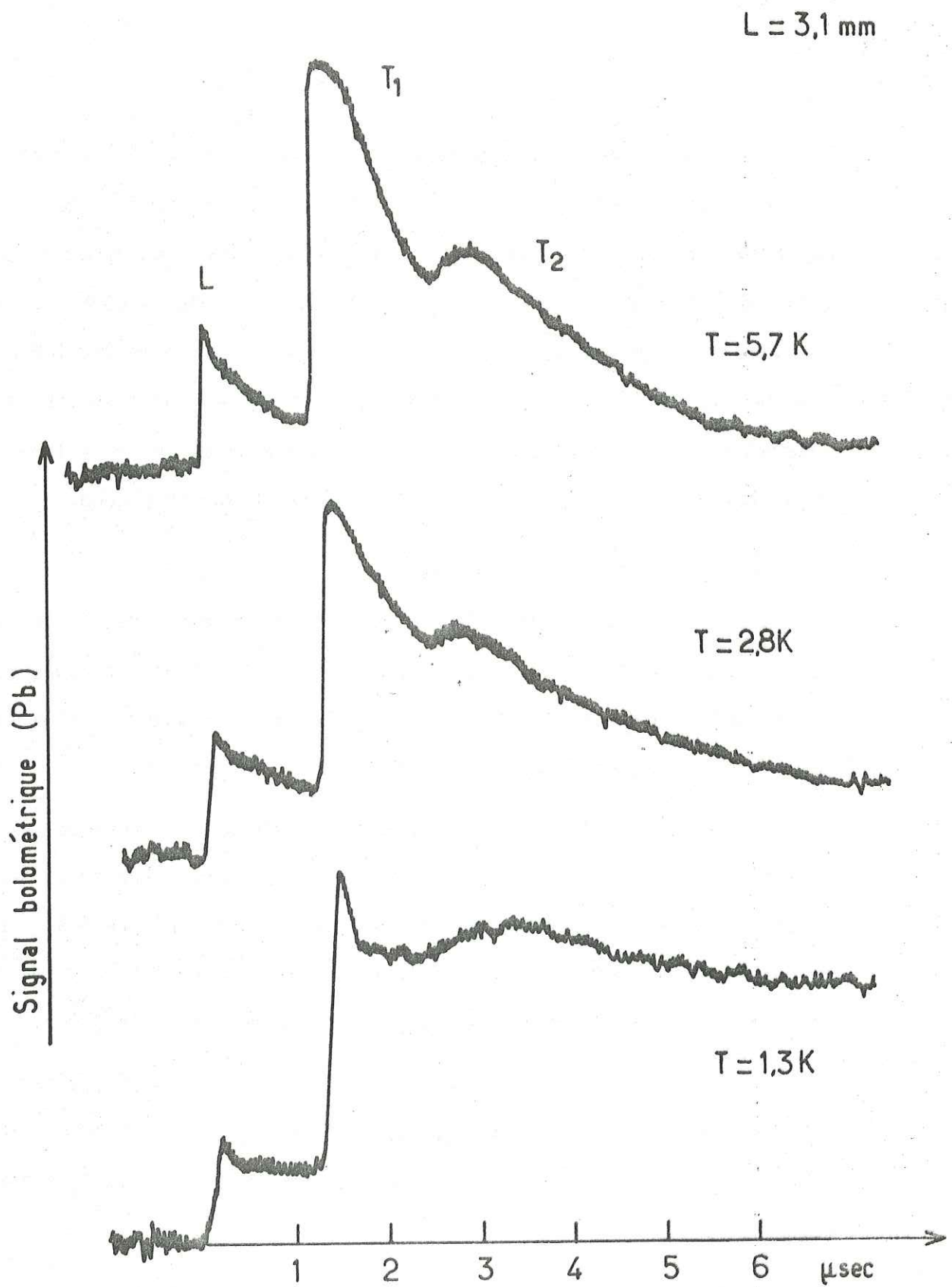


Figure 7Y: Signaux bolométriques enregistrés à différentes températures, après 3,1 mm de propagation et excitation laser directe.

d'une part la dispersion, d'autre part, la diffusion à petit angle (notons que la variation de vitesse pour un phonon T_2 de 1 THz est de l'ordre de 50 %).

La deuxième observation est le changement important des hauteurs relatives des différentes polarisations. Les modes T_1 sont considérablement réduits par rapport aux résultats précédents, on a maintenant $L \approx T_1 \approx T_2$.

c) Influence de la température sur le spectre transmis

Le plomb comme matériau bolométrique nous permet de travailler à des températures allant de 1,3 à 7 K. Cette expérience en fonction de la température nous a permis de faire une observation inhabituelle. La propagation est faite sur 3,1 mm.

L'examen des signaux représentés sur la figure 7 permet de faire les remarques suivantes. La partie balistique du signal est légèrement diffusée lorsque la température croît. Cette observation est classique dans une expérience d'impulsions de chaleur (8).

En revanche, la partie retardée du signal observée à basse température décroît jusqu'à disparaître lorsque la température augmente. Ce comportement est contraire à celui d'une diffusion.

d) Discussions

Quelques remarques sont à faire sur les résultats les plus marquants, la répartition de l'énergie sur les différentes polarisations et le comportement des impulsions avec la température.

Les résultats obtenus après une propagation de 1 mm (Figure 6) mettent en évidence une diminution considérable de l'amplitude du mode T_1 comparativement à ce qui est attendu avec les impulsions de chaleur. Cette observation va dans le sens des prévisions faites en ne tenant compte que des règles de

conservation de l'énergie et du moment.

Par contre, les règles de sélection sur les polarisations intervenant dans la constante de couplage, dans le cas du problème à une dimension ($\vec{q} // |110|$), contredisent ce résultat expérimental, car elles interdisent la création du mode T_2 . Dans l'hypothèse où le problème ne peut être décrit, à une dimension, les phonons T.H.F. de très courtes durées de vie τ_p^h doivent se décomposer en phonons moins énergétiques en un temps petit devant le temps de propagation. Tous les vecteurs d'onde sont créés simultanément et peuvent intervenir, alors l'interdiction sur les modes T_2 tombe. Dans la deuxième hypothèse où seuls les vecteurs d'onde $\vec{q} // |110|$ seraient pris en compte, des processus phonon-phonon d'ordre supérieur à trois, doivent intervenir pour expliquer la présence des modes T_2 . En ce qui concerne le grand nombre des phonons T_2 , K. Othashi (59) et V. Narayanamurti (54) ont observé qu'ils étaient mieux couplés aux dislocations que les autres modes. Il est donc possible que les dislocations soient un facteur non négligeable dans l'émission des modes T_2 . Cette étude préliminaire ne nous a pas encore permis une observation plus systématique en fonction de la qualité des échantillons.

L'évolution de la forme des signaux avec la température mérite quelques remarques. Le signal de phonons se compose de deux parties assez distinctes, (Figure 7), la partie balistique B.F. se propageant à la vitesse du son dont la largeur est essentiellement due à la dispersion chromatique des phonons qui la composent. Cette partie du signal s'élargit avec la température. Il s'agit d'une diffusion à petit angle augmentant le parcours des phonons.

La deuxième partie du signal couramment appelée "queue de diffusion" peut s'étendre sur des temps allant jusqu'à dix fois le temps de propagation à la vitesse du son.

Cette partie du signal, importante à basse température (~ 1 K) décroît lorsque la température augmente. Pour décrire ce comportement remarquable nous proposons l'explication suivante. A basse température, les phonons T_2 T.H.F. "bloqués" au voisinage du milieu de zone de Brillouin, du fait de leur grande durée de vie, peuvent se propager lentement et arriver très retardés. Lorsque la température du réseau augmente jusqu'à 7 K, des phonons thermiques de l'ordre de 20 K (maximum de la bosienne à 7 K), correspondant à l'énergie des modes T_2 en milieu de zone, de toute polarisation, sont disponibles pour participer à des processus à quatre phonons et ainsi rendre possible le déblocage des phonons T_2 T.H.F. Ces derniers peuvent donc se décomposer en phonons BF et contribuer à la partie balistique du signal pour ceux dont le vecteur d'onde reste // à la direction $[110]$.

Pour conclure ce chapitre, nous pensons que la création d'un paquet de phonons T.H.F. hors d'équilibre par excitation laser est une façon intéressante d'aborder l'étude de l'interaction phonon-phonon, domaine où beaucoup de paramètres sont mal connus. Ces quelques expériences préliminaires nous ont permis de mettre en évidence quelques résultats remarquables sur la diffusion phonon-phonon des différentes polarisations et fréquences permettant de mieux préciser le concept de "thermalisation".

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'ensemble des expériences réalisées ont pour but une meilleure connaissance de la physique des phonons H.F. en particulier l'analyse spectrale des impulsions de chaleur dans les semiconducteurs.

- Tout d'abord, nous avons développé une technique de spectrométrie basée sur la dispersion chromatique des phonons balistiques, propriété intrinsèque des solides. Par des mesures de temps de vol, nous avons déterminé les courbes de dispersion $\omega = qv_s(1 + \alpha q^2 + \dots)$ dans la gamme des énergies de gap des supraconducteurs utilisés (J.T.S. d'étain, plomb). Réciproquement, une fois connue la fonction $\omega(\vec{q})$, les résultats suivants ont été obtenus :

. mesure et modulation du "gap effectif" d'une jonction tunnel supraconductrice en présence d'un champ magnétique.

. mesure directe du rayon de l'orbite de Bohr de l'impureté Antimoine dans le Germanium (40 \AA).

- Des informations précises sur l'interaction électron-phonon dans les semiconducteurs sont obtenus avec des impulsions de chaleur.

. dans le Germanium, l'absorption résonnante des phonons entre les niveaux singulet et triplet de l'état de base de l'impureté Sb et les règles de sélection sur les polarisations de phonons s'y attachant, sont

vérifiées avec précision. La dépendance en fréquence du coefficient d'atténuation est en accord avec la théorie Hasegawa-Kwok. Enfin, avec le splitting accordable des niveaux d'énergie avec une pression uniaxiale nous avons déterminé la composition spectrale des impulsions de phonons transmis. La comparaison avec un spectre du type "corps noir" détermine la diffusion par défauts de masse isotopique.

- Dans InSb de type n, les expériences concernant l'interaction électron-phonon ont donné les résultats suivants :

. la mise en évidence de la non-interaction des modes transverses avec les électrons de conduction, grâce à une calibration spéciale du bolomètre.

. la limite supérieure des vecteurs d'onde de phonons longitudinaux à $q = 2k_F$ interagissant avec les électrons a été obtenue, soit par modulation du seuil de détection $2\Delta(H)$ d'une J.T.S. avec un champ magnétique (InSb, GaSb), soit en ajustant le diamètre de la surface de Fermi $2k_F(n)$ avec la concentration électronique, au voisinage du vecteur d'onde de phonon $q = \frac{2\Delta}{\hbar v}$. Ces deux propriétés de l'interaction électron-phonon sont utilisées dans la "spectroscopie à $2k_F$ ". Celle-ci détermine sans paramètre ajustable, le spectre d'une impulsion longitudinale transmise dans le cristal. La dépendance en fréquence de la diffusion en volume est déterminée en comparant notre spectre avec un rayonnement de corps noir.

. Enfin, grâce à la limite très abrupte à " $2k_F$ " la résolution en fréquence de notre spectromètre nous a permis d'observer une résonance dimensionnelle dans un film mince d'aluminium d'une épaisseur $d = 370 \text{ \AA} = (n + \frac{1}{2}) \cdot \frac{\lambda}{2}$ ph.

- La dernière partie de ce travail est l'amorce d'une étude des phonons

de très haute fréquence créés par excitation laser directe. Elle apporte des informations sur l'interaction phonon-phonon, domaine où très peu de paramètres sont connus. Trois observations sont à retenir :

- . à basse température, les longues durées de vie inattendues de phonons T.H.F. font que le spectre émis ne se thermalise que partiellement sur une longueur de propagation de plusieurs millimètres.

- . la répartition de l'énergie transportée par les différents modes est très différente de celle obtenue par les impulsions de chaleur.

- . la mise en évidence de processus phonon-phonon d'ordre supérieur à trois est faite en examinant l'évolution de la forme des impulsions transmises en fonction de la température.

L'excitation laser nous semble être un moyen prometteur pour l'étude de l'interaction phonon-phonon. Nous pensons par exemple à des expériences d'interaction de faisceaux de phonons dans des corps plus anharmoniques que InSb tel que le Bismuth.

D'autres perspectives dans un avenir proche sont pour nous la génération de phonons monochromatiques cohérents. Ce type d'expérience a été réalisé récemment par W. GRILL et O. WEIS. Elle consiste à irradier la surface d'un monocristal fortement piézoélectrique à l'aide d'un faisceau laser infrarouge très lointain. Grâce au transfert direct de fréquences photon-phonon, la surface du solide se recomporte comme une source de phonons monochromatiques cohérents.

Les fréquences transmises sont à l'heure actuelle de plusieurs TéraHertz. La mesure des fréquences est donnée par la dispersion chromatique, importante dans cette gamme d'énergie. Ces expériences nouvelles sont intéressantes, car elles prolongent très largement la gamme des ultrasons dont les plus aigus ont une fréquence de ~ 30 GHz.

REFERENCES

- (1) R.J. VON GUTFELD
Physical Acoustics, edited by W.P. Mason (Academic Press, New York, 1968) vol 5, page 233.
- (2) D. HUET. Thèse d'ingénieur C.N.A.M. (1972).
- (3) J.P. MANEVAL. Thèse de doctorat d'état (1973).
- (4) P. VERNOTTE. Les paradoxes de la théorie continue de l'équation de la chaleur. Comptes rendus Academie des Sciences, 246, 3154 (1958).
- (5) J.P. MANEVAL. Thèse de doctorat d'état. § 13
- (6) J.W. WILKINS. T.P.S. page 333 (1969).
- (7) B. PANNETIER et al. Physical Review Letters 39, 646 (1977).
- (8) V.M. BOBETIC. Physical Review 136, A 22 (1964).
- (9) M. POMERANTZ et al. Conférence semiconducteurs (Moscou) 1967
- (10) W. EISENMENGER. Physical Acoustics edited by W.P. MASON (Academic Press New York, 1969). Volume 12.
- (11) T. RISTE et al. Phys. Review Letters 20, 997, (1968).
- (12) P.K. TIEN and J. GORDON. Phys. Review 129, 647, (1963).
- (13) H. THOME. Thèse d'Université.
- (14) E. LAX and F.L. VERNON. Phys. Rev. Letters. 14, 256, (1965).
- (15) J. KLEIN. Thèse de doctorat d'état.
- (16) F.R.LADAN. Communication privée.
- (17) D.L. PRICE et al. Phys. Rev. B 3, 1268 (1971).
- (18) J. PONS-CORBEAU et J. JOUFFROY - Bull. soc. Fr. Minéral. cristallographie. XC, 498, 503, (1967).

- (19) J.P. MANEVAL. Thèse de doctorat d'état (1973) § 16.
- (20) D.H. DOUGLAS. Phys. Rev. Letters 7, 14, (1961).
- (21) J.L. LEVINE. Phys. Review 156, 373 (1967).
- (22) D. HUET et al. Phonon scattering in Solids. Edited by L.J. CHALLIS, V.W. RAMPTON and A.F.G. WYATT. Nottingham (1975).
- (23) J. GIAVER. Review of physics. Vol. 46, n°2 (1074).
- (24) J.M. ROWELL and W. Mac MILLAN, Superconductivity edited by R.D. Parks (M. Dekker, New York 1969).
- (25) B. PANNETIER et al. Phys. Rev. Letters. 39, 646 (1977).
- (26) V. NARAYANAMURTI. Phys. Rev. Letters. 687, 31, (1973).
- (27) A.F.G. WYATT et al. Phys. Rev. Letters. 1425, 33, (1974).
- (28) V. NARAYANAMURTI. Phys. Rev. 1720, B 12, (1975).
- (29) F. BLOCH. Z. für Physik 52, 555, (1928).
- (30) J.P. MANEVAL. Thèse de doctorat d'état. § 14
- (31) J.P. MANEVAL et D. HUET. Phys. Lett. 29, 463, (1974).
- (32) H. HASEGAWA. Phys. Rev. 118, 1523 (1960).
- (33) P.C. KWOK. Phys. Rev. 149, 666 (1966).
- (34) R.W. KEYES. Phys. Rev. 122, 1171, (1961).
- (35) M. POMERANTZ. Phys. Rev. B1, 4029 (1970).
- (36) R.C. DYNES et al. Phys. Rev. Letters. 26, 181 (1971).
- (37) FJELDLY et al. C. Phys. Rev. B 7, 1392 (1973).
- (38) W. KOHN. Solid state physics. Vol 5, Acad. Press. New York (1957).
- (39) H. FRITZSCHE. Phys. Rev. 125, 1560 (1962).
- (40) J.H. REUSZER et al. Phys. Rev. 135, A 1125 (1964).
- (41) HERRING et VOGT. Phys. Rev. 101, 944 (1956).
- (42) R.W. KEYES. Solid state physics. Vol 11, 149 (1960).

- (43) A. KUMAR et al. Phys. Rev. 12, 4903, (1970).
- (44) A. GRIFFIN et al. Phys. Rev. 131, 1976, (1963).
- (45) H. BARTHOLIN et al. Revue de physique appliquée 6, 291, (1971).
- (46) R.T. RUELL, C. ELBAUM, B.B. CHICK. Ultrasonics Methods in Solid State Physics (Academic, New York) 1969.
- (47) G. NILSSON and G. NELIN. Phys. Rev. 3, 364, (1971).
- (48) JONES. Theory of Brillouin zone and electronic states in crystals. (North Holland) (1960).
- (49) W.A. LITTLE. Can. Journal of Phys. 37, 334, (1959).
- (50) ZIMAN. Electrons and phonons (Clarendon Press, 1960).
- (51) B. PANNETIER. Thèse de 3ème cycle.
- (52) HOLLAND. Phys. Rev. 134A, 471. (1964).
- (53) W. GRILL and O.WELS. Phys. Rev. Letters, 35, 588, (1975).
- (54) V. NARAYANAMURTI et al. Phys. Rev. Letters., 40, 63, (1978).
- (55) A.S. VOLKOV et al. Soviet. Physics semiconductors, Vol 5, 2065, (1972).
- (56) COLLES. Compléments C₄ du Journal de Physique. Colloque international du C.N.R.S. (1972).
- (57) J.A. REISSLAND. The physics of phonons (Wiley, 1973).
- (58) D.F. GIBBONS. Phys. Rev. 136, 112 (1958).
- (59) B. TAYLOR, H.J. MARRIS, C. ELBAUM. Phys. Rev. B 3, 1462 (1971).
- (60) J.P. MANEVAL. Thèse de doctorat d'état. § 11
- (61) K. OTHASHI. Journal of phys. soc. of Japan 437, 24, (1968).

