

Conduction thermique

B. SALCE

LA CONDUCTION THERMIQUE

B. SALCE - Centre d'Etudes Nucléaires
DRFC / SPNS / LCP
GRENOBLE

Introduction

I) Notions de base

Loi de FOURIER

Equation de diffusion de la chaleur

II) La Conductibilité Thermique

- Approche qualitative = les gaz
- Conductibilité thermique des solides
 - Porteurs de chaleur
 - Mécanismes résistifs
 - L'équation de Boltzmann
- Conduction thermique d'un diélectrique
 - Calcul de $\kappa(T)$
 - Processus résistifs :
 - A haute température ($T > 1K$)
 - A basse température ($T < 1K$)
 - les cristaux
 - les systèmes désordonnés
- Conduction thermique d'un métal
 - les points à prendre en compte
 - la loi de Wiedemann-Franz
 - les processus résistifs dans les métaux
- Conduction thermique des semi-conducteurs
- Conduction thermique des supraconducteurs

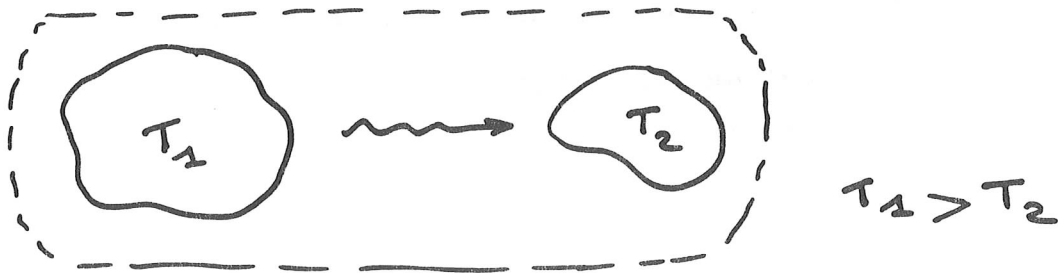
LA CONDUCTION THERMIQUE

(Le transfert de la chaleur
à Basse et Très Basse Température !

- Phénomène Universel : $\left\{ \begin{array}{l} - \text{Température} \\ - \text{Equilibre} \end{array} \right.$
Thermique

Température Absolute \rightarrow Cycle de
CARNOT !

Différence de Température \rightarrow plus intuitif



- Equilibre thermique : $\left\{ \begin{array}{l} - T \text{ uniforme} \\ - T \text{ invariante} \end{array} \right.$
dans le temps

(Equilibre thermodynamique :
équilibres mécanique, chimique)

Pour atteindre l'équilibre thermique

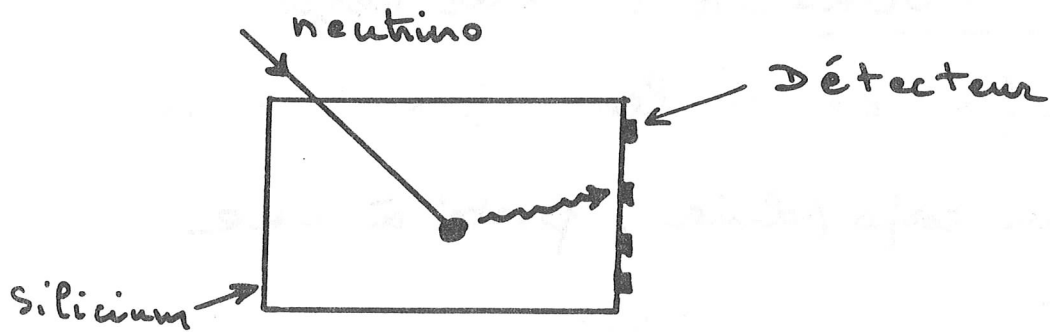
échange de chaleur par

- Rayonnement
- Convection
- Conduction

Exemples :

- température limite d'un cryostat (A. BENOÎT)

- détection d'une particule dans un bloc de Si refroidi à quelques milli Kelvins



- Satellites

- Habitations

- - - - -

I) NOTIONS DE BASE

* Conduction Thermique:

c'est le phénomène de diffusion
de la chaleur au sein d'un solide

c'est un phénomène irréversible.

⇒ Thermodynamique
irréversible

Loi de FOURIER: Elle régit

le transfert de chaleur par conduction

Si un corps solide, porté à une
température T , est soumis à un gradient
de température $\vec{\delta T}$, constant et faible,
il apparaît un flux d'énergie \vec{J}_Q
stationnaire, dirigé en sens opposé à $\vec{\delta T}$.

$$\vec{J}_Q = - \overline{\overline{K}}(T) \cdot \vec{\delta T}$$

Commentaires

- Elle ne s'applique ni au rayonnement, ni à la convection.
- Il n'y a pas de source d'énergie à l'intérieur du corps (radioactivité, ...)
- Cette loi s'applique à des phénomènes stationnaires :
 \vec{J}_q et $\vec{\delta T}$ doivent être définis sur des petits volumes
- Elle est définie pour un problème à 3 dimensions :

Solide isotrope : $\kappa(\tau)$ est un facteur de proportionnalité

Solide quelconque : $\overline{\kappa}(\tau)$ est un tenseur à 9 composantes

$\kappa(\tau)$: Conductibilité (ou conductivité) Thermique

(notée souvent $\lambda(\tau)$)

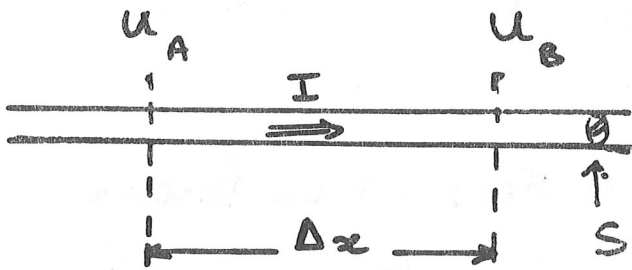
- Configuration à 1 dimension:

$$J_Q = \frac{P}{S} = -\kappa(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial x}$$

si l'écart en température
est petit :

$$\kappa(T) = \left(\frac{\Delta x}{S} \right) \times \frac{P}{|\Delta T|}$$

Analogie avec la loi d'ohm
(conductivité électrique) :

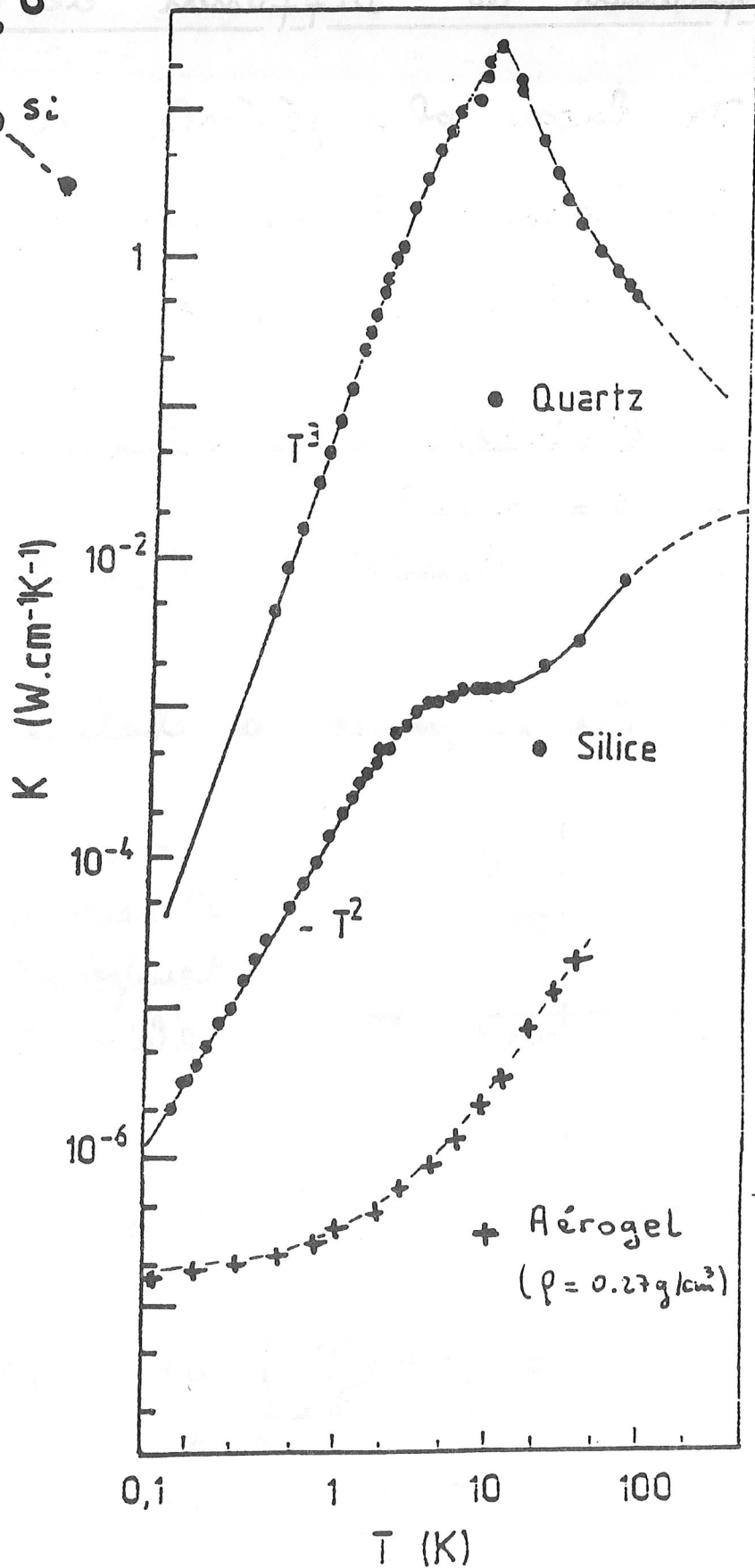
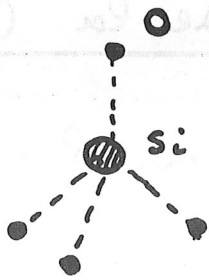


$$U_A - U_B = R I$$

$$\sigma(T) = \left(\frac{\Delta x}{S} \right) \times \frac{I}{\Delta V}$$

- * Nous parlerons surtout de conductivité thermique
- * $\kappa(T)$ n'est jamais nulle, ni infinie.
- * Elle caractérise un matériau : c'est une propriété intrinsèque sauf à très basse température

Base:



Quartz = monocristal (ordonné)

Silice = verre (désordonné)

Aéroge =

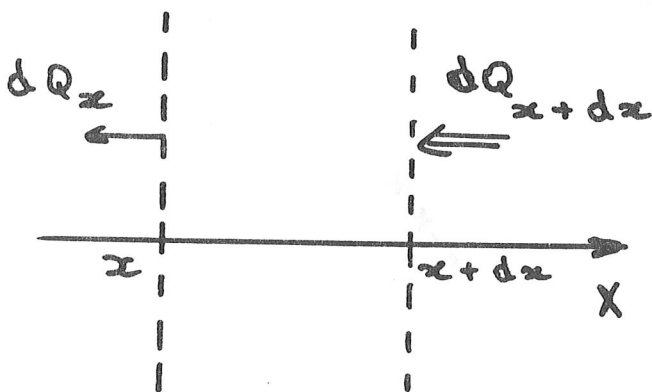
Poreux

Equation de Diffusion de la Chaleur

De façon plus générale, on cherche à déterminer à tout instant et en tout point d'un solide la température $T(x, y, z, t)$.

on va l'étudier à 1 dimension:

- $S = 1 \text{ cm}^2$
- $\rho = \text{densité}$ $C_v = \text{chaleur spécifique à volume Cte.}$
- Pas de source de chaleur interne



on calcule l'accroissement de la température d'un élément ($S \cdot dx$)

$$dQ_{x+dx} - dQ_x = \rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} dt dx$$

$$= \left[\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right]_{x+dx} \cdot dt - \left[\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right]_x \cdot dt$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] dx dt$$

$$= \frac{\partial \kappa(T)}{\partial x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + \kappa(T) \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_{(T)} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial \kappa}{\partial T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2$$

Si κ varie faiblement avec T : $\frac{\partial \kappa}{\partial T} = 0$

et si l'on pose : $D = \frac{\kappa}{\rho C_v} =$ diffusivité thermique

Equation de la chaleur:

$$\boxed{\frac{\partial T}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}}$$

- C'est une équation de diffusion

- A 3 dimensions: $\frac{\partial T}{\partial t} = D \cdot \Delta T$

($\Delta \equiv$ Laplacien)

- En coordonnées cylindriques:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right]$$

- En toute rigueur, le choix entre C_v et C_p n'est pas trivial.

Cas particuliers

- Si il existe des sources de chaleur internes à l'échantillon :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \cdot \Delta T + \frac{Q_0}{\rho C_v}$$

- La propagation de la chaleur n'est pas instantanée :

il y a des phénomènes de relaxation au niveau des atomes :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \tau_0 \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = D \cdot \Delta T$$

- En régime stationnaire : $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \rightarrow T = T_1 + (T_2 - T_1) \cdot \frac{x}{l}$$

on retrouve la loi de Fourier

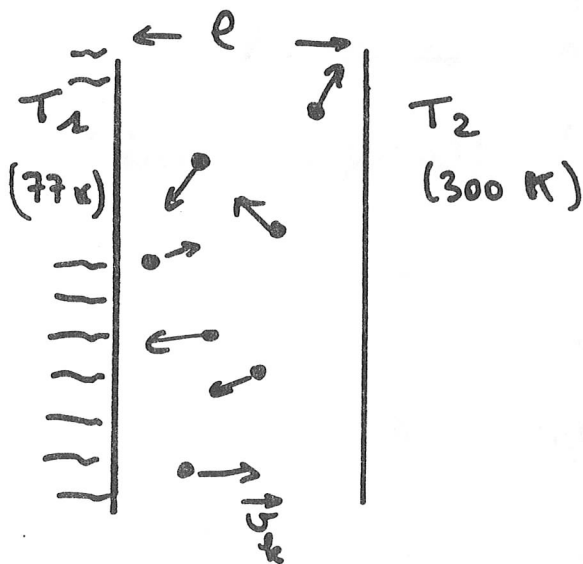
- On peut traiter des problèmes transitoires, liés à des oscillations de température, etc..

II) PROBLEME STATIONNAIRE :

LA CONDUCTIBILITE THERMIQUE

On va s'intéresser de façon plus microscopi
au transport de chaleur, plus particuliè-
rement dans les solides.

Approche "qualitative" : les gaz



L'énergie passe
d'une paroi à l'autre
par l'intermédiaire des
molécules du gaz :
cette énergie se traduit
sur la vitesse des molécules

Physiquement, on a un transport de
matière et d'énergie par un courant
de particules :

$$\vec{J}_Q \cong \sum_{\vec{k}} n_{\vec{k}} \vec{v}_{\vec{k}} \times \epsilon_{\vec{k}}$$

distribution des vitesses

Remarques :

- Pour être en régime stationnaire, il faut 2 thermostats.
- Si la pression du gaz est faible, ou si la distance l est petite, on peut être en régime ballistique et non diffusif.
- Ce qui est important, c'est la notion de courant :

$$J_Q \sim (\text{flux de particules}) \times (\text{Energie 1 part.})$$

$$\sim (n \cdot v_x) \cdot (c_{1p} \cdot \Delta T)$$

$$\sim n \cdot v_x \cdot c_{1p} \cdot \frac{\Delta T}{l}$$

$$J_Q \sim \underbrace{(n c_{1p}) \cdot v_x \cdot l}_{\text{}} \cdot \left(\frac{\Delta T}{l} \right)$$

⇒

$$\kappa_{(g)} \approx \frac{1}{3} C_v \cdot v \cdot l$$

l = "libre parcours" moyen des molécules.

S'il y a des collisions entre molécules, alors l décroît.

Pour les liquides :

- on peut raisonner comme pour les gaz
- le transfert de chaleur se fait encore avec transport de matière
- A basse température = seul l'Hélium
- ou plutôt "les" Hélium - restent liquides - Ce sont des systèmes très particuliers (voir exposé L. PUECH)

Pour les Solides :

Peut-on prévoir (et calculer)
 la variation en température
 de $\kappa(\tau)$?

14 Dans certains cas,

on peut prévoir l'évolution qualitative
et parfois

on peut estimer quantitativement $\kappa(T)$

exemples:

Noncristal \rightarrow Diélectrique $\sim T^3$
 \rightarrow Métal $\sim T$
Système Désordonné $\rightarrow \sim T^2$

(c'est une 1^{ère} approximation !)

Pour le Physicien :

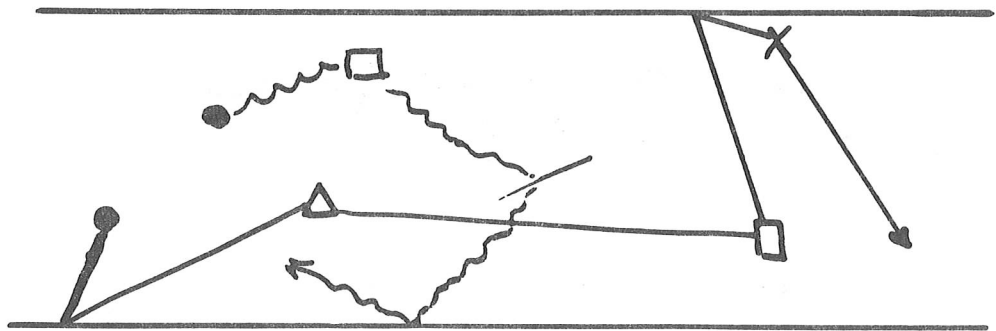
Il faut modéliser les mécanismes
liés au transfert de la chaleur
afin de pouvoir utiliser $\kappa(T)$ comme
un outil pour étudier la physique
d'un système particulier
(\rightarrow surtout intéressé par les variations)

Pour le Technologue :

Il faut souvent mesurer $\kappa(T)$ dans
les conditions imposées (\rightarrow valeur exacte !)

CONDUCTIBILITÉ THERMIQUE des SOLIDES

- Courant de chaleur → PORTEURS (de chaleur)
- Régime Stationnaire → Processus "Résistifs"
 - ↳ au sens "thermique"



<ul style="list-style-type: none"> • } Porteurs • } 	<ul style="list-style-type: none"> □ △ / x - 	} Processus Résistifs
↓ il en existe de plusieurs types		

Porteurs de la Chaleur

- Particules ou "quasi-particules":
 - elles sont caractérisées par une énergie et par un vecteur d'onde (ω, \vec{k})
 - le phénomène est diffusif et il n'y a pas de transport de matière
- exemples:
 - phonons^{**}, fractons (!)
 - électrons^{*}, excitons
 - magnons (ondes de spin)

Mécanismes Résistifs

- limitent le "libre parcours" de chaque porteur de chaleur
- Ils peuvent être "élastiques" ou "inélastiques"
- exemples:
 - Parois de l'échantillon^{***}
 - Défauts étendus (domaines, dislocation)
 - Défauts ponctuels (lacunes, isotopes)
 - les interactions "phonons - phonons"
 - les interactions "électrons - phonons"^{**}, etc.

$$\vec{J}_Q^s = \sum_{\substack{i = \text{phonons} \\ \text{électrons} \\ \text{magnons}}} \left(\sum_{\vec{k}} N_i(\vec{k}) v_i(\vec{k}) \varepsilon_i(\vec{k}) \right)$$

Pour chaque type i de porteur,

$N_i(\vec{k})$ représente le nombre d'excitations (particules, "quasi-particules") dans le mode \vec{k}

$N(\vec{k})$ dépend de $\left\{ \begin{array}{l} - \text{la température} \\ - \text{la nature de la particule} \\ \quad (\text{boson, fermion, } \dots) \end{array} \right.$

- A l'équilibre thermique ($\vec{J}_Q = 0$):

$$N(\vec{k}) = N^0(\vec{k}, T_0) \text{ et } N^0(\vec{k}) = N^0(-\vec{k})$$

- Si l'on crée des courants dans l'échantillon ($\Delta T \neq 0$, $\vec{E} \neq 0$):

en chaque point, la distribution locale du nombre d'excitations est modifiée

$$N^0(\vec{k}) \longrightarrow N(\vec{k})$$

D'autre part, les processus résistifs tendent à restaurer $N^0(\vec{k})$.

On arrive à un régime stationnaire dans lequel, en chaque point de l'échantillon on a une distribution $N(\vec{k})$ locale définie par

$$\sum_i \left[\left. \frac{\partial N(\vec{k})}{\partial t} \right|_{\text{gradient}} + \left. \frac{\partial N(\vec{k})}{\partial t} \right|_{\text{collisions}} \right] = 0$$

C'est l'équation de Boltzmann

Si l'on peut résoudre cette équation et obtenir une expression pour $N(\vec{k})$ alors on peut calculer $K(T)$.

on va d'abord se placer dans le cas le plus simple, et aussi "incontournable":

$i \equiv$ phonons (diélectriques)

et ensuite:

$i \equiv$ phonons + électrons
(métaux, supraconducteurs)

Conduction Thermique d'un Dielectrique

Porteurs : Phonons

(modes collectifs de vibration du solide)

On a un gaz de "quasi-particules":

$$\left. \begin{array}{l} \vec{q} \\ \omega \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon \vec{q} = (m + \frac{1}{2}) \hbar \omega \vec{q} \\ N^0(\vec{q}) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega \vec{q}}{kT}} - 1} \quad (\text{boson}) \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{J}_Q = \sum_{\vec{q}} N(\vec{q}) \cdot \hbar \omega \vec{q} \cdot \frac{\partial \omega \vec{q}}{\partial \vec{q}}}$$

avec : $N(\vec{q}) = N^0(\vec{q}) + n(\vec{q})$

$N^0(\vec{q})$ ne contribue pas à \vec{J}_Q et l'on peut remplacer $N(\vec{q})$ par $n(\vec{q})$.

on va calculer $n(\vec{q})$ à partir

de l'équation de Boltzmann

en faisant certaines hypothèses.

Pour le calcul détaillé de $\kappa(T)$,

voir l'Appendice A du fascicule.

Les points importants:

- $n(q)$ est petit, donc on peut linéariser l'équation de Boltzmann, ce qui fait apparaître la chaleur spécifique C_{ph} dans le terme de "gradient"
- les processus résistifs (collisions) sont décrits par des temps de relaxation

On fait l'hypothèse que ces processus tendent à restaurer la distribution des phonons à l'équilibre ($N^0(\vec{q})$) de façon exponentielle en fonction du temps

$$\left. \frac{\partial N(\vec{q})}{\partial t} \right|_{\text{coll.}} = - \frac{N(\vec{q}) - N^0(\vec{q})}{\tau_{\vec{q}}} = - \frac{n(\vec{q})}{\tau_{\vec{q}}}$$

Avec ces 2 hypothèses, on arrive à une expression de la forme:

$$\kappa \sim \sum_{\vec{q}} (v_{\vec{q}})(v_{\vec{q}}) \tau_{\vec{q}} \cdot (C_{ph})_{\vec{q}}$$

qui est l'équivalent de la formule "cinétique" donnée pour les gaz:

$$\kappa \sim \frac{1}{3} \sum_{\vec{q}} (C_{ph})_{\vec{q}} \cdot v_{\vec{q}} \cdot l_{\vec{q}}$$

- on utilise le modèle de Debye ($\omega = vq$) pour décrire les phonons à basse température (pas d'anisotropie) et l'on considère que l'on a un continuum d'états \vec{q} : $\sum \rightarrow \int$

on arrive à:

$$\kappa(T) = \frac{1}{2\pi^2 v} \int_0^{\omega_D} \tau(\omega, T) \cdot C_{ph}(\omega, T) \omega^2 d\omega$$

si l'on fait le changement de variables: $x = \frac{\hbar \omega}{kT}$

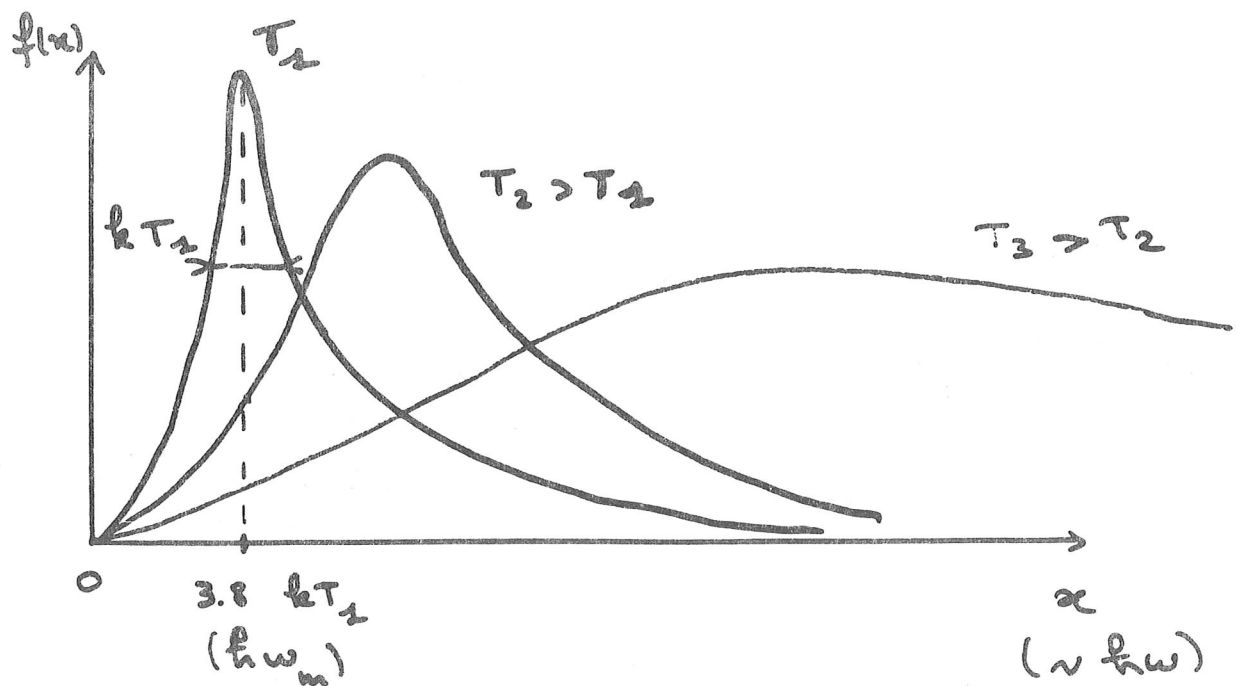
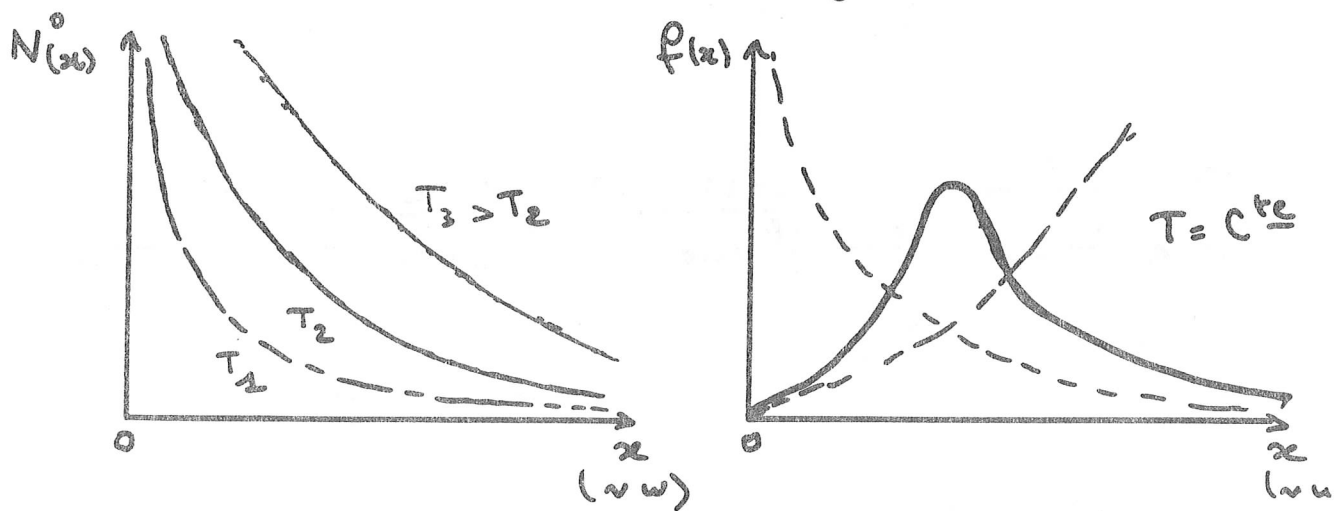
on obtient l'expression:

$$\kappa(T) = \frac{k}{2\pi^2 v} \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{e^{-x} x^4}{(e^x - 1)^2} \cdot \tau(x) dx$$

θ_D = température de Debye ($k\theta_D = \hbar \omega_D$)

quelques commentaires sur l'expression de $K(T)$

- Toute l'information sur ce qui perturbe le transport de la chaleur est contenue dans τ
- Pour τ température donnée (ou fait $T = C^{te}$), $K(T)$ est proportionnelle à l'aire sous la fonction $f(x) \cdot \tau(x)$, avec : $f(x) = \frac{x^4 e^{-x}}{(e^x - 1)^2}$.



⇒ Un processus de diffusion se traduira toujours par une diminution de l'aire sous la courbe $f(x)$.

- Compte tenu de la forme de $f(x)$, qui présente un maximum de plus en plus étroit lorsque l'on descend en température, on peut utiliser $\kappa(T)$ comme un moyen spectroscopique, qui n'est pas monochromatique, mais qui possède une énergie privilégiée $\hbar\omega$, autour de $\sim 4 kT$ à la température T

$$\omega_m = 3.8 \left(\frac{k}{\hbar} \right) T \approx 5 \cdot 10^{11} \times T \text{ (rad/sec)}$$

Si $v = 5 \times 10^5 \text{ cm/s}$:

- $T = 0,1 \text{ K} \rightarrow \omega_m \sim 5 \cdot 10^{10} \rightarrow \lambda_m \sim 1000 \text{ \AA}$

- $T = 50 \text{ K} \rightarrow \omega_m \sim 2 \cdot 10^{13} \rightarrow \lambda_m \sim 4 \text{ \AA}$

Il faut se rappeler que:

si T diminue, λ_m augmente.

24
A haute température ($T > 1K$)
et en régime stationnaire :

I) Processus "intrinsèques" (toujours plus ou moins présents)

* "Phonons - Phonons" :

$$\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3 > \vec{G} \quad (\text{proc. U}) \rightarrow \tau_u^{-1} \sim B \omega^\alpha T^\beta e^{\left(\frac{-\Theta_D}{T}\right)}$$

$$\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3 < \vec{G} \quad (\text{proc. N}) \rightarrow \tau_N^{-1} \sim B' \omega^{\alpha'} T^{\beta'}$$

* Défauts ponctuels : défauts de masse
 (isotopes, lacunes, interstitiels)

$$\tau_{DP}^{-1} \sim A \omega^4$$

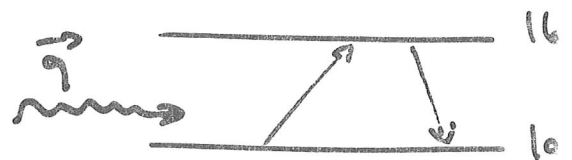
(Ils limitent le maximum de $\kappa(T)$!)

* Défauts étendus : Dislocations, macles, ...

$$\tau_D^{-1} \sim B \omega$$

II) Processus "extrinsèques" : très variés !

exemple :
 des niveaux électroniques
 sur une impureté



A basse température :

$$30 \text{ mK} < T < 1 \text{ K}$$

↳ limite des
mesures

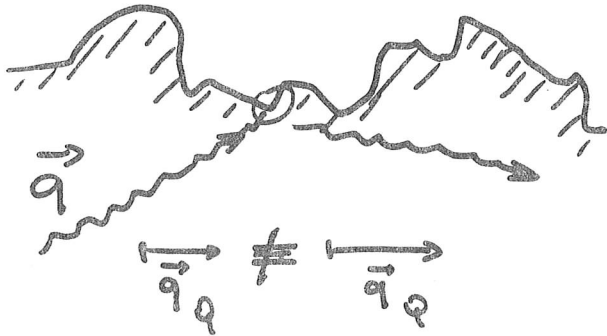
- Le nombre de phonons excités est faible, donc, pas d'interactions "phonons-phonons"
- La longueur d'onde moyenne λ_m augmente, donc, les phonons sont très peu sensibles aux défauts ponctuels

Le libre parcours moyen
des phonons augmente
à basse température

⇒ | Ce sont souvent les parois
de l'échantillon qui sont la
principale source de diffusion
pour un monocristal pur.

Diffusion des phonons par les parois (régime de CASIER).

Vide



* Réflexion diffuse

$\lambda_{\text{phonon}} \ll$ Rugosité

la surface "absorbe"

le phonon et le re-émet de façon aléatoire
C'est un processus indépendant de la fréquence

$$\Rightarrow \tau^{-1} \sim \frac{v}{D} \rightarrow \text{dimension de l'échantillon}$$

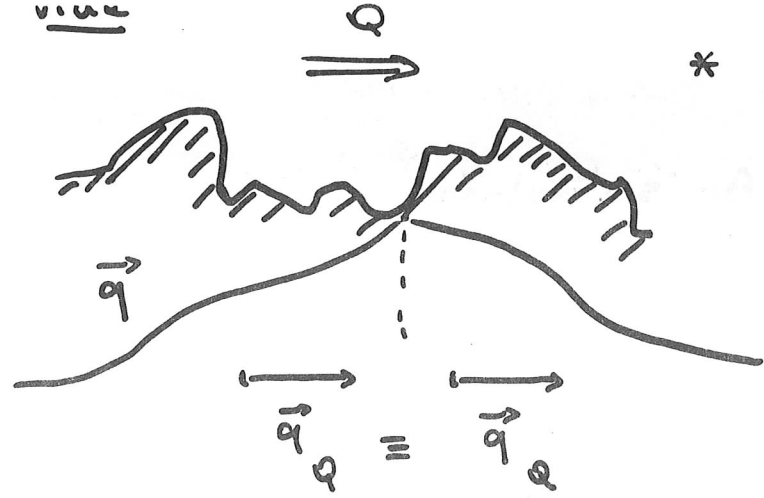


Si τ^{-1} est indépendant de ω , $\int f(x) dx$
est exactement calculable et alors:

$$\boxed{\kappa(T) \sim C^{\text{te}} \cdot T^3}$$

Moeyonnant certaines hypothèses, on peut calculer
la constante : Sa valeur dépend des dimensions
de l'échantillon !

* Réflexion spéculaire



$\lambda_{\text{phonon}} > \text{Rugosité}$

La surface est un miroir pour le phonon

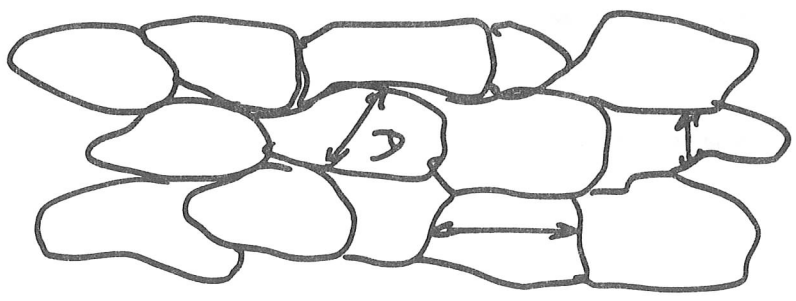
l'interaction ne modifie pas le flux de chaleur

Ce phénomène n'apparaît qu'aux très basses températures ($T < 100 \text{ mK}$) pour des échantillons aux parois polies

Alors, $\kappa(T)$ ne varie pas en T^3 .

Attention:

Si l'échantillon n'est pas un monocristal mais une poudre compactée (céramique) c'est la taille des grains qui limite le libre parcours des phonons



\Rightarrow Voir KAPITZA! (H. GODFRIN)

Cristaux très purs:

L'effet de l'Anisotropie.

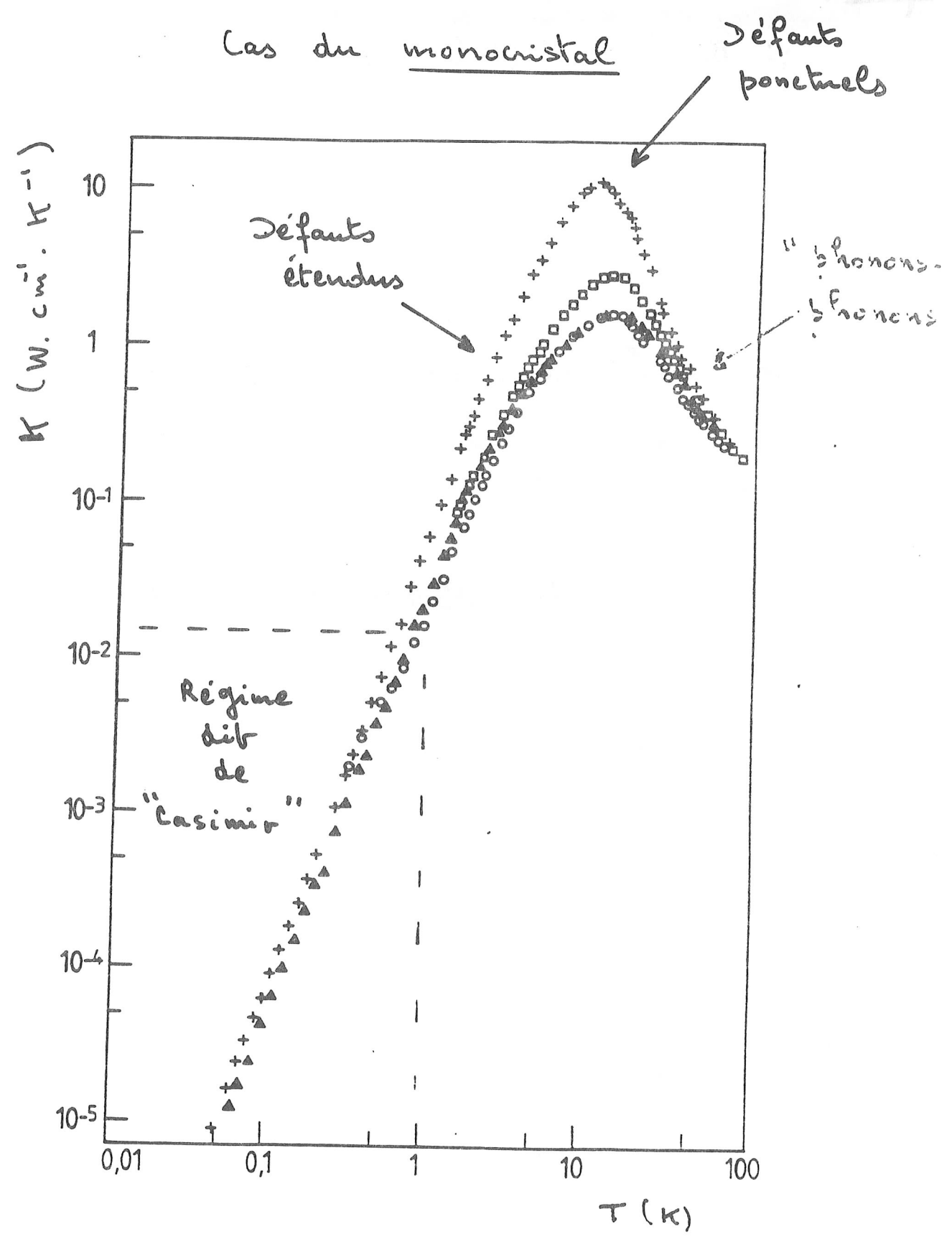
Tous les calculs ont été faits dans le modèle de DEBYE, en moyennant les vitesses sur les 3 polarisations et en supposant que \vec{v} et \vec{q} sont colinéaires.

Même dans les cristaux cubiques, ce n'est pas vrai, et la chaleur ne se propage pas de la même façon suivant les différentes directions cristallographiques. C'est le phénomène de la focalisation des phonons.

{ Ce phénomène peut-être observé
 { en conduction thermique à très
 { basse température

Rappel: DIÉLECTRIQUES

Cas du monocristal



Exemple présenté: le Quartz (SiO_2)

30 Si le DIELECTRIQUE considéré n'est pas pur,

si les impuretés possèdent des niveaux électroniques séparés par de faibles énergies, et pouvant se coupler avec les phonons, on pourra avoir diffusion de ces derniers

(ici, les niveaux électroniques sont localisés sur 1 impureté !)

Les temps de relaxation sont souvent de formes complexes et résonants:

$$\chi_{(w)}^{-1} \sim D \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (w - w_0)^2}$$

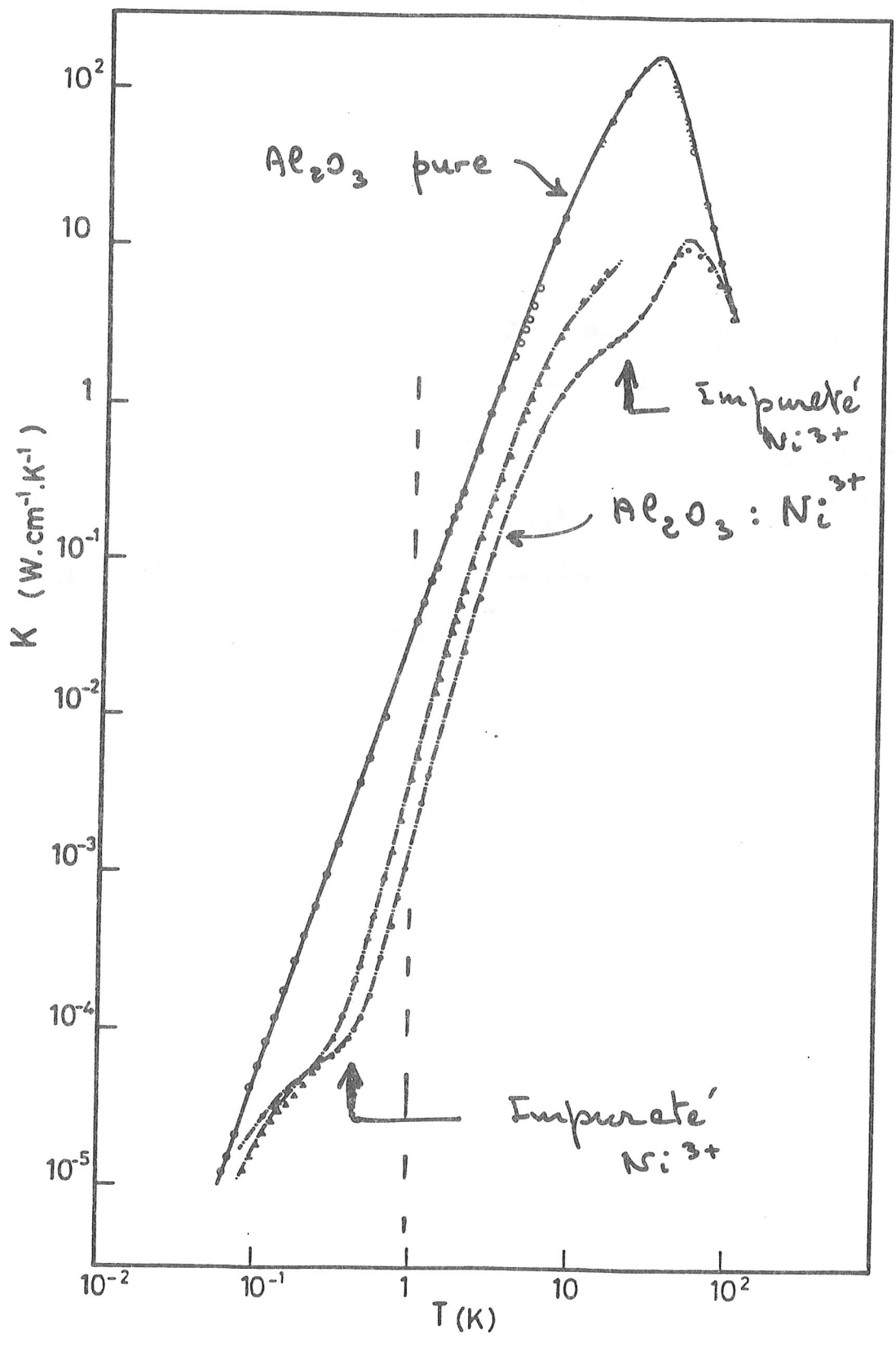
Ces niveaux électroniques sont souvent très sensibles aux déformations.

Cet effet peut avoir des conséquences pratiques très importantes

(→ Voir les Semi-conducteurs)

Al_2O_3 pure

et contenant quelques p.p.m. de Ni^{3+}



Les Systèmes Comportant du Désordre

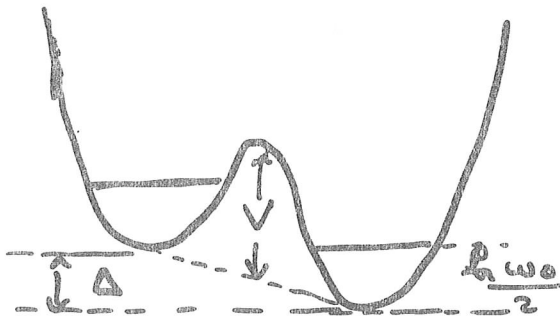
(Diélectriques - $T < 1K$)

* Désordre structural à longue distance

⇒ Les Verres

La plus part de leurs propriétés à basse température peuvent être expliquées en supposant l'existence d'une "particule" se déplaçant dans un double puits de potentiel asymétrique, dont la densité d'état du niveau fondamental est uniforme sur une large gamme d'énergie.

Ce sont les Systèmes à 2 Niveaux (ou TLS).



Ces systèmes se couplent aux phonons :

$$\chi \sim \omega$$

SEN

A basse température ⇒ $K(\tau) \sim T^2$

Microscopiquement: ce peut-être des groupes d'atomes qui changent de positions.

* Les systèmes "inhomogènes"

Le transfert de la chaleur va être commandé par des considérations liées aux interfaces.

- Les poudres compactées

→ il faut considérer la taille des grains, mais aussi l'efficacité du compactage

- Les systèmes poreux

La taille moyenne des pores comparée à la longueur d'onde λ_m des phonons est primordiale.

La vitesse du son peut devenir très faible

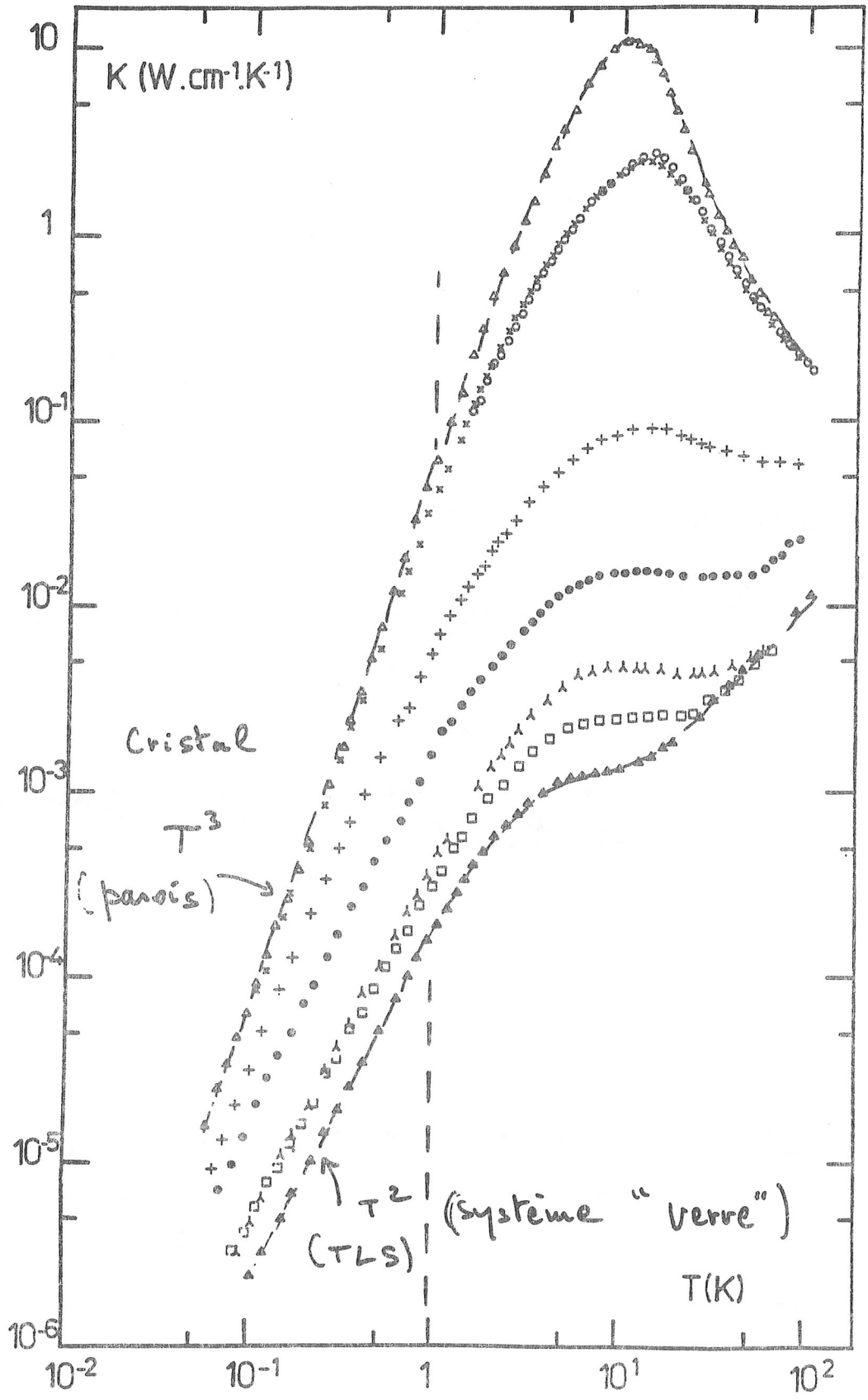
$K(T)$ peut devenir très basse

- Les systèmes à plusieurs phases:

exemple: des billes cristallines dans une matrice de type "verre".

Dans ce cas, $K(T)_{\text{verre} + \text{cristal}} < K(T)_{\text{verre}}$

Quartz irradié aux neutrons



En résumé, pour un composé diélectrique :

- Les seuls porteurs sont les phonons.
- La conductivité thermique $\kappa(T)$ d'un cristal varie beaucoup avec la température

* A basse température ($T \ll \theta_D$)

- $\kappa(T)$ est limitée par les parois du cristal, ce qui entraîne généralement une variation en T^3 mais aussi une dépendance avec la taille de l'échantillon.
- $\kappa(T)$ n'est pas la même dans toutes les directions cristallographiques.
- L'introduction de désordre diminue $\kappa(T)$. Ce désordre peut être dû à quelques impuretés dont des niveaux électroniques peuvent se coupler aux phonons. Dans ce cas, $\kappa(T)$ sera très sensible aux contraintes.
- Si l'on a un composé désordonné dense et homogène (verre), alors $\kappa(T)$ varie en T^2 .
- L'introduction d'un désordre supplémentaire (grains, porosités) diminue encore la conductivité thermique, même si une petite partie de l'échantillon redevient cristallin.

36
La conductivité d'un diélectrique peut aussi être liée à l'apparition d'une transition de phase qui peut faire changer la structure du composé, donc modifier les branches de phonons, faire apparaître des parois de domaines cristallographiques, etc---

Si au cours d'une transition de phase apparaît une phase ordonnée magnétiquement, on pourra éventuellement avoir de nouveaux porteurs de la chaleur = les ondes de spin, ou "magnons". Outre leur contribution au transport en tant que processus tendant à améliorer le passage de l'énergie, ils joueraient aussi un rôle résistif en interagissant avec les phonons!

Tous ces problèmes méritent d'être signalés mais font d'un traitement plus complexe qui sort du cadre de ce cours -

Conduction Thermique d'un MÉTAL

Porteurs : Phonons
Electrons } Interactions

on a un gaz de "particules" :

$$\left. \begin{matrix} \vec{k} \\ m_e \end{matrix} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{matrix} E_{\vec{k}} = \frac{(\hbar k)^2}{2m_e} \\ f_{\vec{k}}^0 = \frac{1}{e^{\left(\frac{E_{\vec{k}} - E_F}{k_B T}\right)} + 1} \end{matrix} \right. \quad (\text{fermions})$$

et un gaz de "quasi-particules" (les phonons) qui coexistent et interagissent.

Le problème peut-être traité suivant les mêmes étapes que dans le cas des diélectriques, mais devient beaucoup plus difficile à "quantifier".

3 points à considérer:

- L'apport des électrons au transport de la chaleur
 \Rightarrow loi de Wiedemann-Franz
- La modification du transport de chaleur par les électrons à cause de l'interaction des électrons avec les phonons
- La modification du transport de chaleur par les phonons à cause de l'interaction des électrons avec les phonons

on va s'intéresser essentiellement au 1^{er} point, et l'on donnera des indications sur les deux derniers.

La conductivité thermique globale s'écrira:

$$\kappa_{(T)} = \kappa_{(T)}^e + \kappa_{(T)}^{ph.}$$

- On part d'un métal qui n'est pas soumis à un champ électrique externe. L'application d'un gradient thermique perturbe la distribution $f^0(\vec{k}) \rightarrow f(\vec{k})$ mais, en 1^{ère} approximation, il n'apparaît pas de champ électrique dans l'échantillon

$$\sum \vec{k} = 0 \quad \text{mais} \quad \sum E_{\vec{k}} \neq 0$$

et:

$$\vec{J}_{\varphi}^e = 2 \sum_{\vec{k}} E_{\vec{k}} \cdot f(\vec{k}) \cdot v(\vec{k})$$

- Cependant, $f^0(\vec{k})$ sera aussi perturbé si l'on applique un champ électrique \vec{E} , en absence de gradient thermique :

à partir de cette remarque, on peut montrer que :

$\kappa^e(\tau)$ et $\sigma(\tau)$ ne sont pas indépendantes l'une de l'autre.

40 Le courant électrique ρ s'exprime par:

$$\vec{J}_E = -2 \sum_{\vec{k}} e \cdot f(\vec{k}) \cdot v(\vec{k})$$

où e est la charge de l'électron.

On fait des hypothèses identiques à celles utilisées dans le cas des phonons:

- les perturbations sont faibles

$$f(\vec{k}) - f^0(\vec{k}) \text{ est petit}$$

- les processus résistifs sont décrits par des temps de relaxation.

Si ces processus sont élastiques, alors on trouve que:

$$\frac{\kappa e}{\sigma \cdot T} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 = L_0$$

L_0 = nombre de Lorentz

$$= 2.45 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$$

Remarques sur la loi de Wiedemann - Franz

41

- on peut la retrouver par un calcul classique (DRUDE).
- Si on regarde de près, elle est surtout valable à très haute et très basse température :

Ce n'est qu'une estimation!

- C'est $\kappa_{(T)}^e$ qui intervient.

Dans une mesure de conductivité, on mesure souvent $\kappa^e + \kappa^p$ et il faut séparer les 2 contributions. Cela est souvent difficile.

- Les écarts à la loi de W. Franz peuvent renseigner sur la physique "profonde" du système.

Les mécanismes résistifs dans les métaux

- L'interaction des électrons avec les défauts isotopes, lacunes, dislocations, ...

C'est cette interaction qui est dominante à basse température ($T < 2K$).

Alors,
$$\kappa(T) \sim T$$

{ Dans un métal pur, κ^e sera élevée
mais beaucoup plus faible dans un alliage.

- L'interaction "électron-phonon":
elle joue à plus haute température
Si T est grande,

$$\kappa(T) \sim T^2$$

Aux températures intermédiaires,

la modélisation est difficile

- L'interaction "électron-électron": négligeable à B.T.

- Si le système est magnétique:

Effet Kondo \rightarrow diffusion au \uparrow spin

"Fermions lourds", etc...

Il n'y a pas de modèle simple.

43
que devient la conduction par phonons $\kappa_{(T)}^{ph}$
dans un métal ?

Il n'y a pas de calcul très détaillé mais on peut comparer :

- l_e : le libre parcours moyen des électrons
- λ_m : la longueur d'onde moyenne des phonons (phonon majoritaire)

Si $l_e > \lambda_m$: les phonons interagissent individuellement avec les électrons et sont fortement diffusés

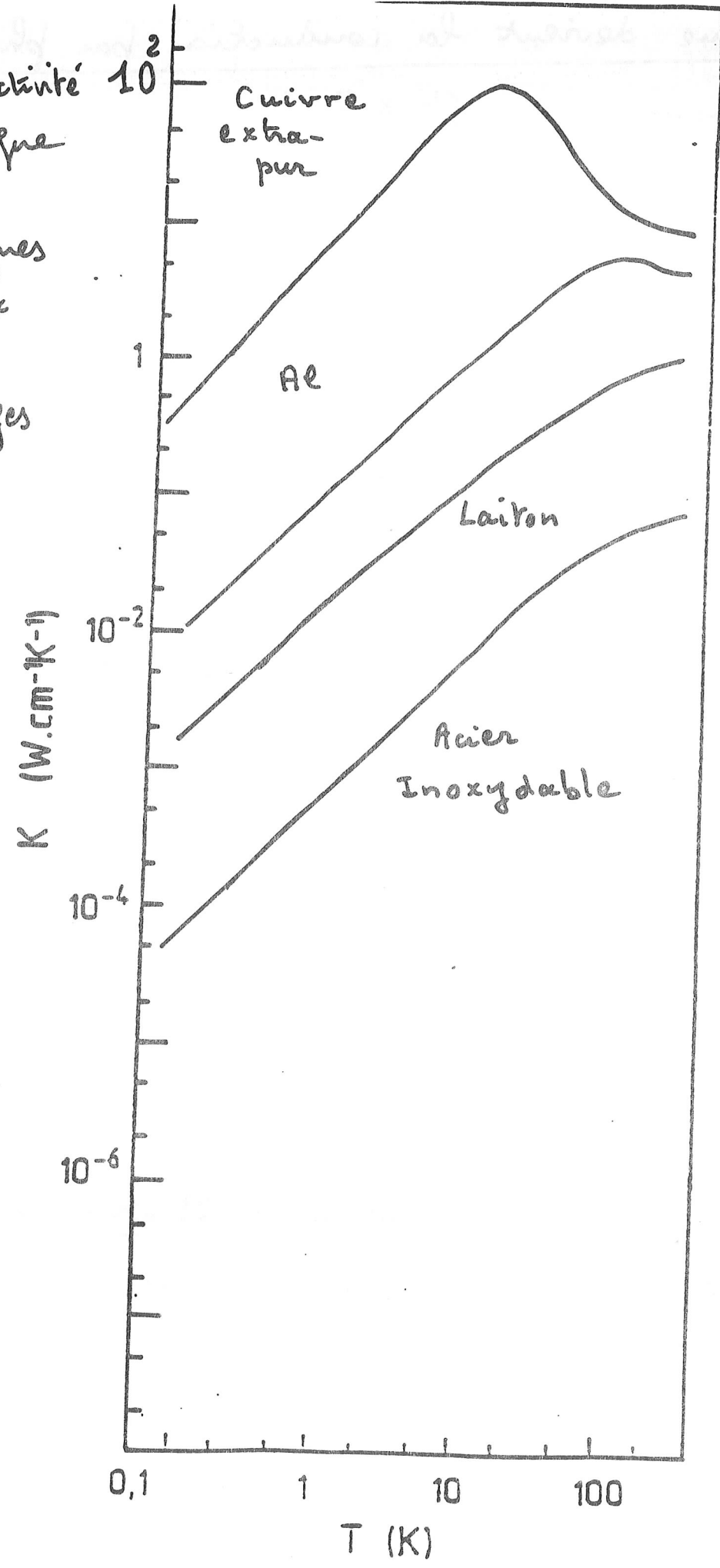
Si $l_e < \lambda_m$: les phonons sont peu diffusés
C'est souvent le cas à basse température
ou a alors :

$$\kappa_{(T)}^{ph} \sim T$$

à condition que la diffusion par les parois ne soit pas prépondérante

et que $\kappa_{(T)}^e \ll \kappa_{(T)}^{ph}$
(alliages)

Conductivité
Thermique
de
quelques
métaux
et
alliages



K(T) pour un semi-conducteur
à basse température

Tout dépendra de la largeur du gap.

- En général, si $T < T_{ambiante}$, un semi conducteur intrinsèque présente une conductivité du type diélectrique.

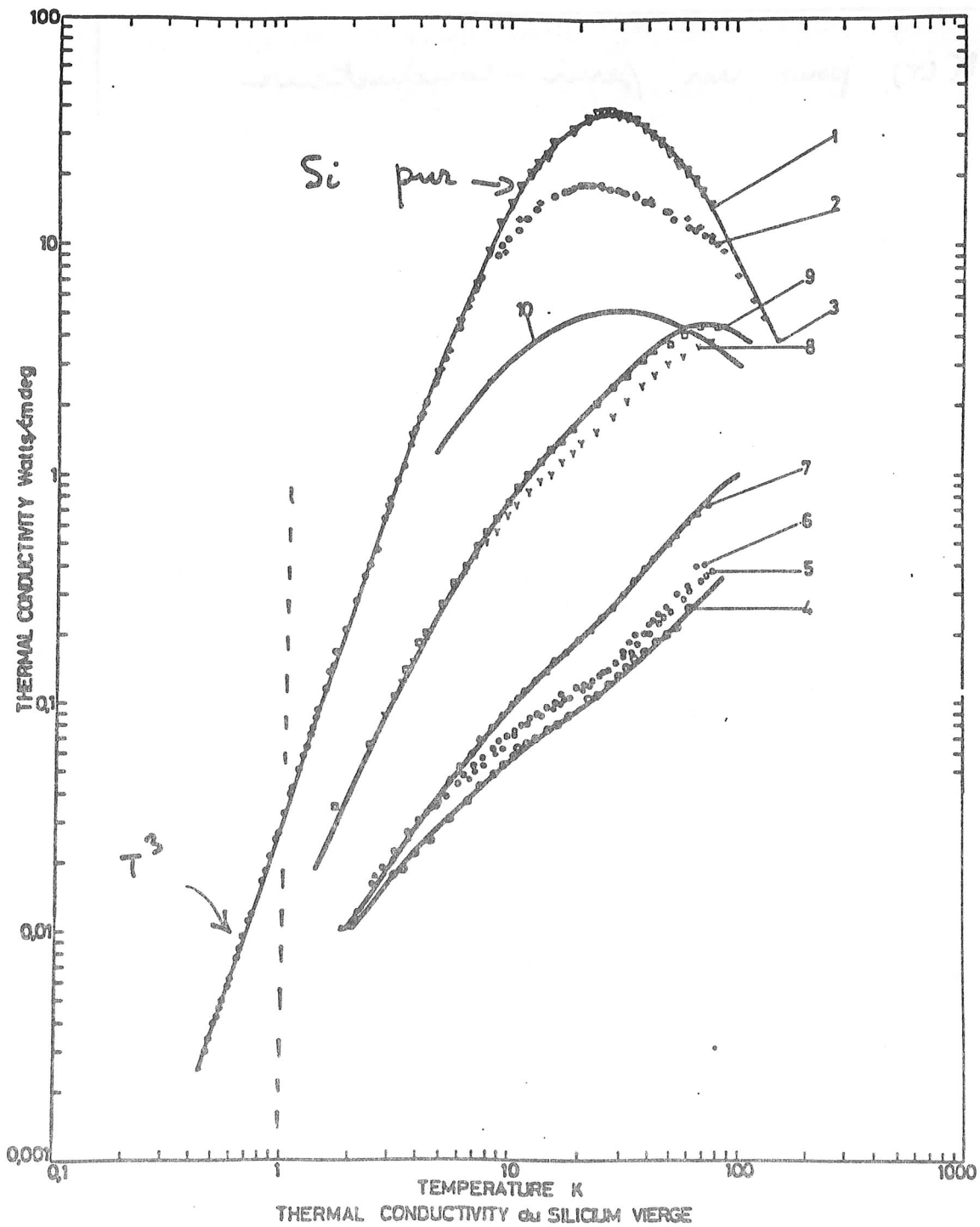
Ainsi, à basse température ($T < 1K$), on trouve une conductivité $K(T)$ limitée par les parois.

Cependant, ces systèmes sont très sensibles à des traces d'impuretés paramagnétiques (ex: Cr, V, Ni), dont les niveaux électroniques sont très sensibles aux contraintes (résiduelles ou appliquées)

Exemples: { AsGa : Cr
 InP : Cr, V

Il faudra tenir compte de ces effets pour les substrats des détecteurs.

- Pour un semi conducteur extrinsèque, tout peut arriver !



Echantillons de Si pur et irradiés (2 à 6)

$$K_{\max} (T \approx 30 \text{ K}) \rightarrow 40 \text{ W.cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

Application:

miroirs pour

le Rayonnement Synchrotron

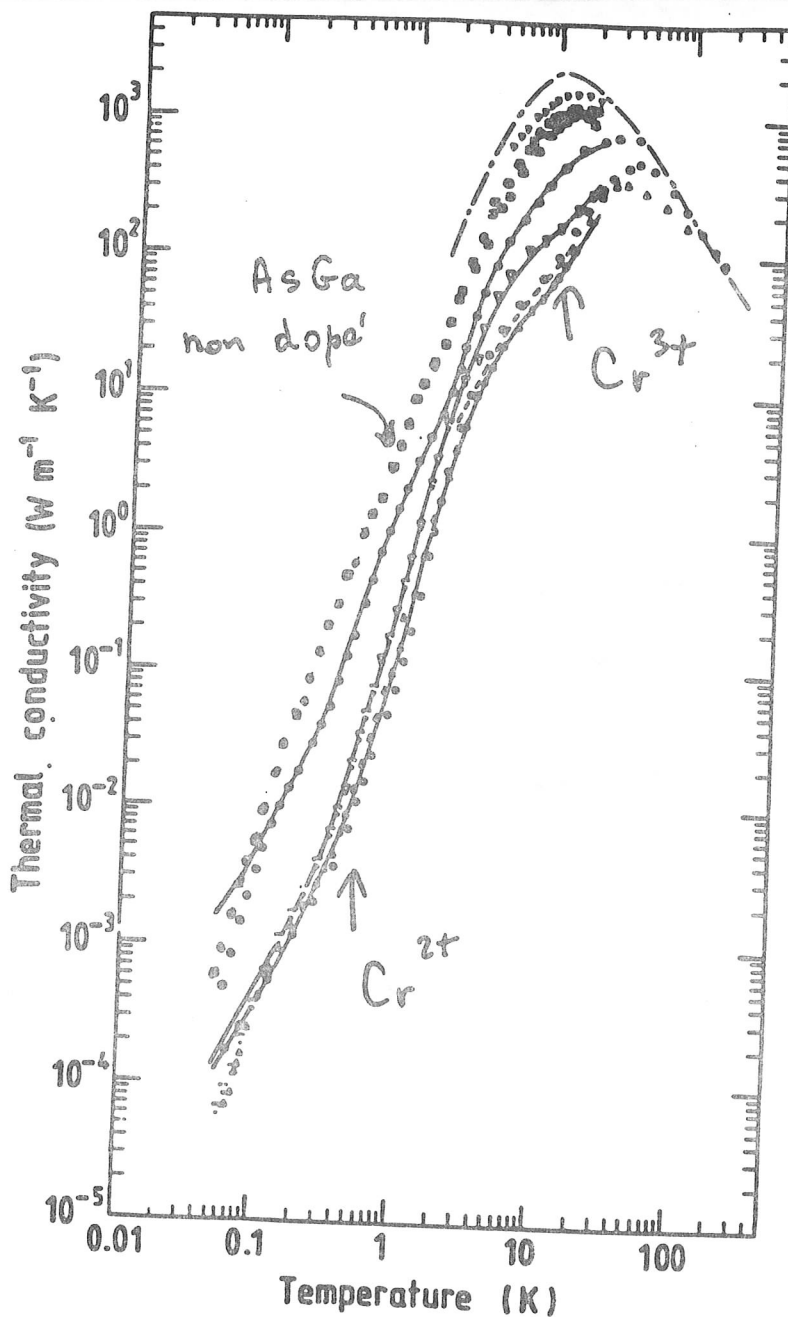


Figure 1. The thermal conductivity of Cr-doped GaAs. ■ GA 785; ● TI4; ▽ GA735(e); ○ GA781(b); ▲ TI5. Cha broken curve, Chaudhuri *et al* (1973); — calculated.

Forte sensibilité de $\kappa(T)$
aux impuretés (ici Cr^{2+} ou Cr^{3+})

K(T) pour un Supraconducteur

Il faut savoir que :

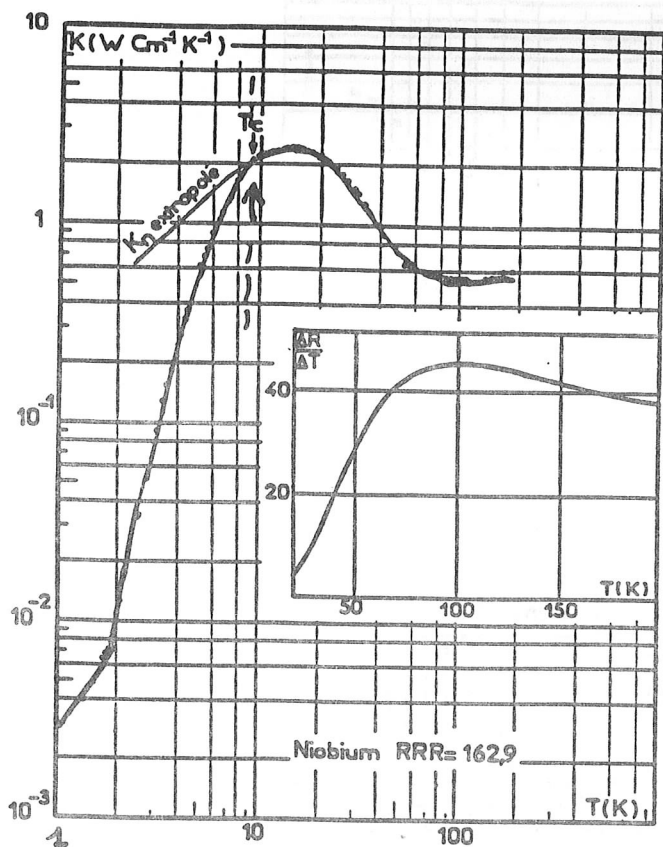
- dans l'état normal ($T > T_c$), c'est un métal
- dans l'état supraconducteur ($T < T_c$),
les électrons appariés (paires de COOPER
→ voir le cours de B. PANNETIER)

ne transportent pas d'énergie thermique
et n'interagissent pas avec les phonons.

On s'attend, pour $T < T_c$, à une
faible conductivité thermique,
par rapport à ce qui serait attendu
s'il n'y avait pas de transition.

A basse température, c'est la conductivité
par phonons qui peut redevenir primor-
diale.

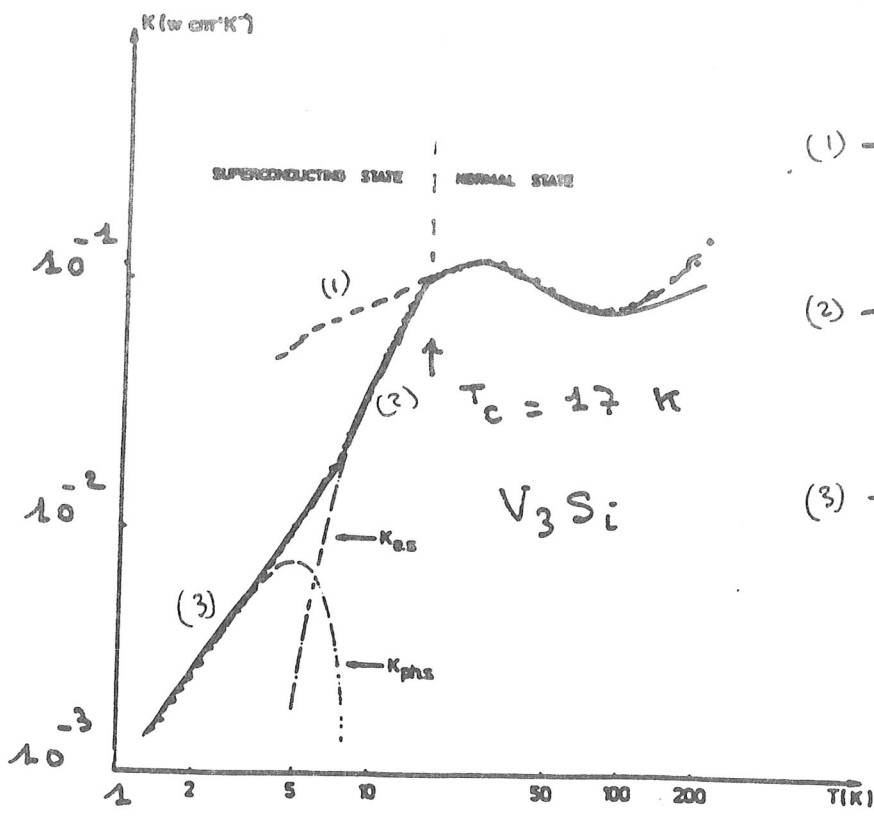
} Tout dépendra si l'on considère
un métal pur ou un alliage -



Nb / $T_c = 9 \text{ K}$

Dans un métal tel que le Niobium avec une haute pureté, ou V_3Si qui est monocristallin on voit à T_c une diminution de $\kappa(T)$, puis, à plus basse température, l'apparition de la conductivité κ_{phonon}

STUDY OF PHONON AND ELECTRON SCATTERING IN V_3Si



- (1) — κ^e (normal)
- (2) — κ^e (supra)
- (3) — κ_{phonon}

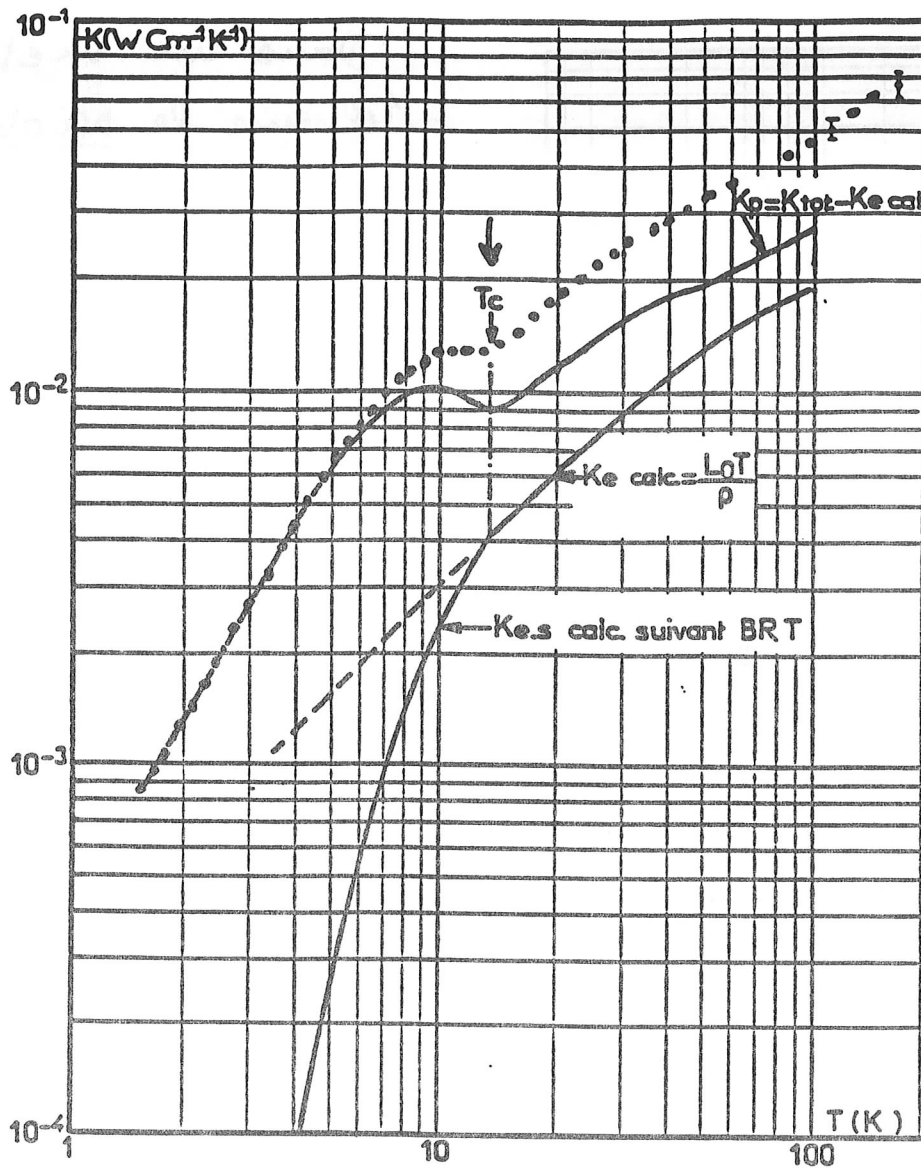


Figure V-9

Conductivité thermique de Nb_3Ga / $T_c \approx 13 K$

Dans ce cas, à T_c , on a une augmentation de $K(T)$: ceci est dû à ce que la contribution K_{ph} est comparable à K_e dans l'état normal (échantillon de mauvaise qualité).

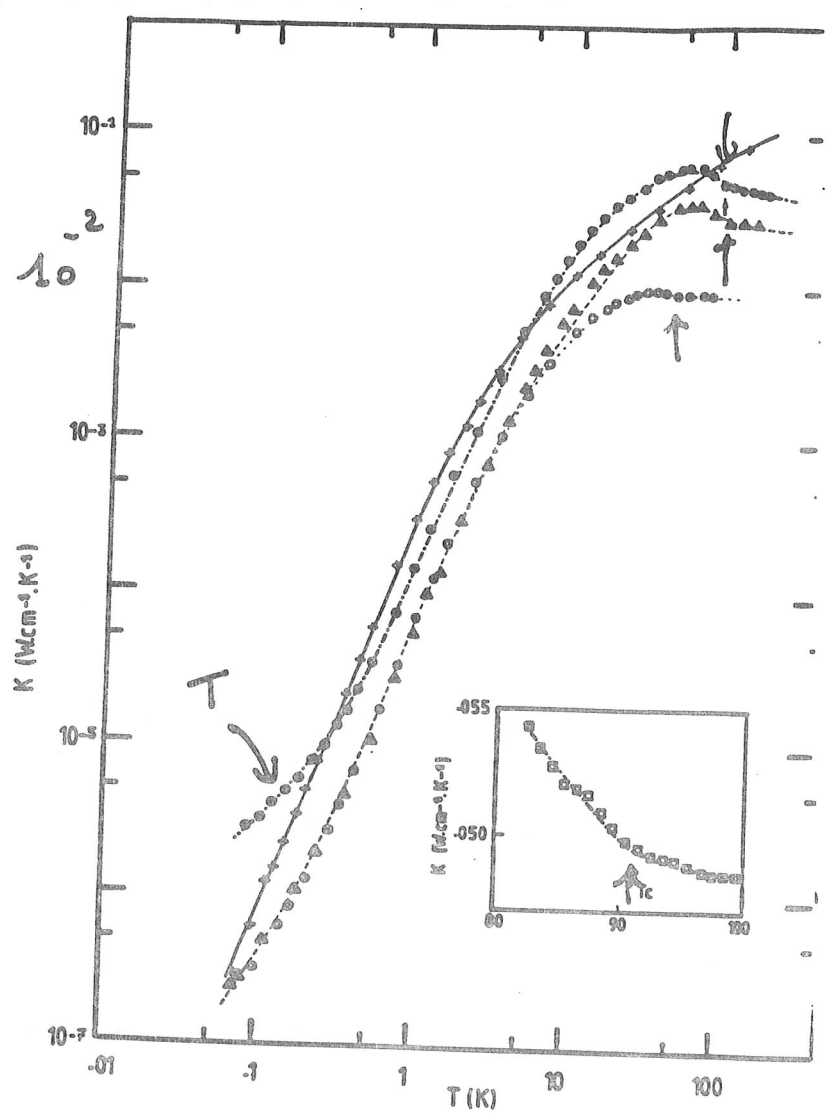
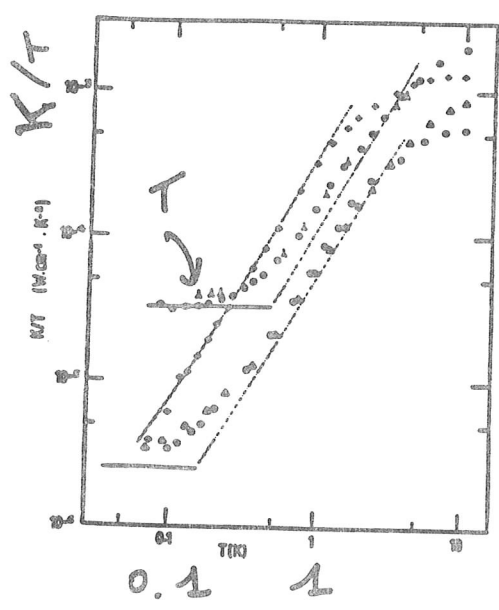
Pour $T < T_c$, la diffusion "électron-phonon" diminue, ce qui tend à augmenter K_{ph}

Supraconducteurs

à haute T_c



(différentes concentrations en oxygène)



Les échantillons sont des céramiques.

T_c varie avec la concentration en oxygène

Lorsque T diminue, au passage de T_c , on mesure une augmentation de $\kappa(T)$: c'est attribué à une diminution de l'interaction "électron-phonon" du fait de la condensation en paires des électrons supras.

Pour $T < 1K$, on voit apparaître un terme en $\sim T$ qui peut-être attribué à des électrons non-condensés (phases parasites).

APPENDICE A

Calcul détaillé de $\kappa(T)$ (diélectrique)

Notations: $\vec{Q} \equiv \vec{J}_Q$ / Diffusion \equiv gradient
 j = polarisation des modes propres (phonons)
 1 longitudinal et 2 transverses

On part de l'équation de BOLTZMANN

$$\left. \frac{\partial N_{\vec{q},j}}{\partial t} \right]_{\text{diffusion}} + \left. \frac{\partial N_{\vec{q},j}}{\partial t} \right]_{\text{collisions}} = 0 \quad A_1$$

et de l'expression du flux de chaleur :

$$\vec{Q} = \frac{1}{V} \sum_{\vec{q},j} N_{\vec{q},j} \hbar \omega_{\vec{q},j} (\vec{v})_{\vec{q},j} \quad A_2$$

où $(\vec{v})_{\vec{q},j} = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{q}} \omega_{\vec{q},j}$ est la vitesse de groupe.

Le volume V est le volume du cristal sur lequel a été défini le nombre de particules $N_{\vec{q},j}$.

$$\left. \frac{\partial N_{\vec{q},j}}{\partial t} \right]_{\text{diffusion}} = - (\vec{v})_{\vec{q},j} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{r}} N_{\vec{q},j}$$

Par hypothèse, $N_{\vec{q},j}$ ne dépend de \vec{r} que par l'intermédiaire de la température, d'où :

$$\left. \frac{\partial N_{\vec{q},j}}{\partial t} \right]_{\text{diffusion}} = - (\vec{v})_{\vec{q},j} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{r}} T \cdot \frac{dN_{\vec{q},j}}{dT}$$

On pose : $N_{\vec{q},j} = N_{\vec{q},j}^0 + n_{\vec{q},j}$

A.2.

où : $N_{\vec{q},j}^0 = \left[\exp(\hbar\omega_{\vec{q},j}/kT) - 1 \right]^{-1}$ est la distribution des phonons en équilibre à la température T.

1) - L'écart à l'équilibre $n_{\vec{q},j}$ est petit et on peut linéariser l'équation de BOLTZMANN en remplaçant :

$$\frac{dN_{\vec{q},j}}{dT} \text{ par } \frac{dN_{\vec{q},j}^0}{dT} = \frac{1}{\hbar\omega_{\vec{q},j}} (C_{ph})_{\vec{q},j}$$

où $(C_{ph})_{\vec{q},j}$ est la chaleur spécifique d'un mode \vec{q},j , définie par :

$$(C_{ph})_{\vec{q},j} = \frac{dE_{\vec{q},j}}{dT} = \frac{d}{dT} (\hbar\omega_{\vec{q},j} N_{\vec{q},j}^0) \quad A_3$$

L'équation A_1 s'écrit donc :

$$\left. \frac{\partial N_{\vec{q},j}}{\partial t} \right]_{\text{collisions}} - (\vec{v})_{\vec{q},j} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{r}} T \frac{(C_{ph})_{\vec{q},j}}{\hbar\omega_{\vec{q},j}} = 0 \quad A_4$$

2) - Il existe un temps de relaxation $\tau_{\vec{q},j}$, c'est-à-dire :

$$\left. \frac{\partial N_{\vec{q},j}}{\partial t} \right]_{\text{collisions}} = - \frac{N_{\vec{q},j} - N_{\vec{q},j}^0}{\tau_{\vec{q},j}} = - \frac{n_{\vec{q},j}}{\tau_{\vec{q},j}}$$

L'équation A_4 devient alors :

$$n_{\vec{q},j} = - \tau_{\vec{q},j} (\vec{v})_{\vec{q},j} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{r}} T \frac{(C_{ph})_{\vec{q},j}}{\hbar\omega_{\vec{q},j}}$$

Comme à chaque mode \vec{q},j correspond un mode $-\vec{q},j$ de même fréquence, la distribution $N_{\vec{q},j}^0$ ne contribue pas au transport de la chaleur et l'équation A_2 se réduit à :

$$\vec{Q} = \frac{1}{V} \sum_{\vec{q},j} n_{\vec{q},j} \hbar\omega_{\vec{q},j} (\vec{v})_{\vec{q},j}$$

A.3.

soit :

$$\vec{Q} = -\frac{1}{V} \sum_{\vec{q}, j} (\vec{\nabla})_{\vec{q}, j} \left[(\vec{\nabla})_{\vec{q}, j} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{r}} T \right] \tau_{\vec{q}, j} (C_{ph})_{\vec{q}, j}$$

Le tenseur conductibilité thermique K_{lm} est défini par :

$$Q_l = - \sum_m K_{lm} (\text{grad } T)_m$$

or :

$$Q_l = -\frac{1}{V} \sum_m \sum_{\vec{q}, j} \left[(\vec{\nabla})_{\vec{q}, j} \right]_l \left[(\vec{\nabla})_{\vec{q}, j} \right]_m (\text{grad } T)_m \tau_{\vec{q}, j} (C_{ph})_{\vec{q}, j}$$

d'où :

$$K_{lm} = \frac{1}{V} \sum_{\vec{q}, j} \left[(\vec{\nabla})_{\vec{q}, j} \right]_l \left[(\vec{\nabla})_{\vec{q}, j} \right]_m \tau_{\vec{q}, j} (C_{ph})_{\vec{q}, j}$$

A5

Le nombre des valeurs possibles de \vec{q} étant très grand, on a un "quasi-continuum" et on peut remplacer la sommation sur \vec{q} par une intégrale triple, en tenant compte de la densité des points dans l'espace des \vec{q} : $\frac{V}{8\pi^3}$, c'est-à-dire :

$$\sum_{\vec{q}} \rightarrow \frac{V}{8\pi^3} \iiint d^3 \vec{q}$$

On considère les surfaces S de fréquences constantes et on décompose $d^3 \vec{q} = dS \cdot dq_n$ (dq_n = composante de $d\vec{q}$ normale à dS). Sur ces surfaces S , $d\omega_{\vec{q}, j} = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{q}} \omega_{\vec{q}, j} \cdot d\vec{q} = 0$ - $d\vec{q}$ est dans le plan tangent à S et $\overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{q}} \omega_{\vec{q}, j}$ est normal à S . Donc :

$$d\omega = \left| \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{q}} \omega_{\vec{q}, j} \right| \cdot dq_n, \text{ d'où finalement :}$$

$$\frac{V}{8\pi^3} \iiint d^3 \vec{q} \rightarrow \frac{V}{8\pi^3} \iiint d\omega \frac{dS}{|(\vec{\nabla})_{\vec{q}, j}|}$$

A.4.

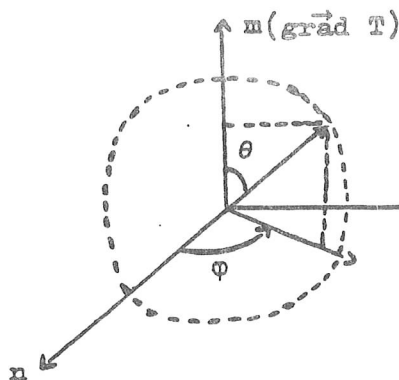
L'expression A_5 de K_{lm} devient donc :

$$K_{lm} = \frac{1}{8\pi^3} \sum_j \int d\omega \iint_{\omega=Cte} \frac{dS}{|\vec{v}_{q,j}|} (\vec{v}_{q,j})_l (\vec{v}_{q,j})_m \tau_{q,j} (C_{ph})_{q,j} \quad A_6$$

- 3) - Dans un modèle isotrope, $\omega_{q,j}$ et $\tau_{q,j}$ ne dépendent que de $|q|$, les surfaces S sont des sphères et $dS = q^2 d\Omega$ ($\Omega =$ angle solide).
- 4) - On utilise le modèle de Debye, c'est-à-dire l'approximation acoustique $\omega_j = v_j |q|$ (v_j étant une constante) dans tout le domaine d'intégration, celui-ci étant limité à ω_{jD} , fréquence de Debye pour la branche j .

Dans ces conditions :

$$K_{lm} = \frac{1}{8\pi^3} \sum_j \int_0^{\omega_{jD}} d\omega \tau(\omega) C_{ph}(\omega) \frac{\omega^2}{v_j^2} \iint_{\omega=Cte} (\vec{v}_j)_l (\vec{v}_j)_m \frac{d\Omega}{v_j}$$



En coordonnées sphériques :

$$\begin{cases} (\vec{v}_j)_m = v_j \cos \theta \\ (\vec{v}_j)_n = v_j \sin \theta \cos \varphi \\ (\vec{v}_j)_p = v_j \sin \theta \sin \varphi \end{cases}$$

L'intégration sur φ donne zéro si $l = n$ ou p .

La conductibilité thermique est donc isotrope et on a :

$$K = \frac{1}{8\pi^3} \sum_j \frac{1}{v_j} \int_0^{\omega_{jD}} \tau(\omega) C_{ph}(\omega) \omega^2 d\omega \int_0^\pi 2\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta$$

soit :

$$K = \frac{1}{3} \frac{1}{2\pi^2} \sum_j \frac{1}{v_j} \int_0^{\omega_D} \tau(\omega) c_{ph}(\omega) \omega^2 d\omega$$

5) - On utilise une vitesse moyenne du son et une seule température de Debye, d'où :

$$K = \frac{1}{2\pi^2 v} \int_0^{\omega_D} \tau(\omega) c_{ph}(\omega) \omega^2 d\omega$$

Références

"Thermal conduction in Solids"

R. BERMAN

Oxford Studies in Solids - Clarendon Press
OXFORD (1976)

"Thermal Conductivity of Solids"

J.E. PARROTT and A.D. STUCKES

Pion Limited, LONDON (1975)
Academic Press

"Thermodynamique des Etats de la Matière"

P. PAPON, J. LEBLOND

Hermann (PARIS - 1990)

Plus détaillé (et plus spécialisé) :

"Nonequilibrium Phonon Dynamics"

Edité par W. BROW

NATO ASI Series - n° 124

Plenum Press (N.Y.) - 1985

L'obtention des très basses températures et les apports de chaleur par conduction.

Pour $T < 1 \text{ K}$, on utilise des réfrigérateurs fonctionnant avec des mélanges $\text{He}^3 / \text{He}^4$ (voir cours d'A. BENOIST).

La température limite T_{min} obtenue provient de la compensation entre :

la puissance frigorifique \longleftrightarrow les apports de chaleur

les apports de chaleur se font essentiellement par conduction :

- Par l'hélium 3 et son circuit
- Par les fils de mesure (thermomètres, chauffages)
- Par les supports mécaniques

En 1^{ère} approximation, il s'agit d'un problème Stationnaire lorsque l'on est à T_{min} .

La conception d'un réfrigérateur doit trouver des compromis entre :

- la tenue mécanique
- les isolements thermiques et électriques
- la température minimale souhaitée
- la facilité d'utilisation.

Exemple : L'apport de chaleur entre

l'évaporateur ($\sim 600 \text{ mK}$) et la boîte à mélange (T_{min}) doit être minimisé.

on utilise souvent des supports mécaniques en Résines (Araldite, VespeL); sa conductivité est faible.

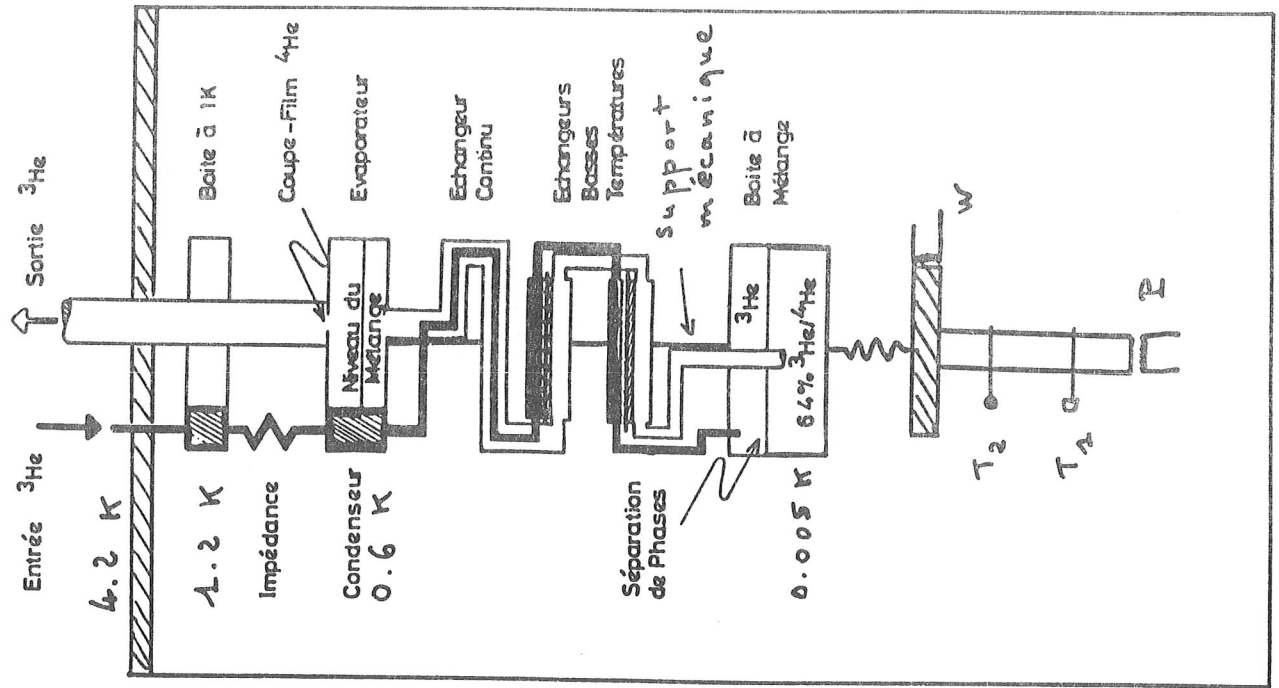
Ce qui est utile à connaître pour un matériau donné, c'est l'intégrale

$$\int_{T_1}^{T_2} \kappa(T) dT$$

qui permet de calculer le flux de chaleur qui s'échange entre 2 points.

Refrigerateur
à dilution

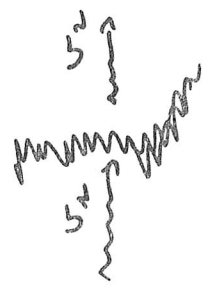
300 K



Critères généraux pour

une forte isolation thermique

- Pas d'électrons libres → Diélectriques
- Pas d'ordre à longue distance → Vases
- Présence de discontinuités acoustiques → systèmes à 2 phases grains pores



* Pour les super-isolations, on les cristallise, on utilise des produits formés de coules de différents matériaux (mousses, ---).

$$K(T) = \left(\frac{P}{S}\right) \times \frac{P}{T_1 - T_2}$$

$$T = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

1. pour ce ve fixe 2 en joune

sur le transport de chaleur à T < 1 K

- Isolation thermique + Isolation électrique:
Résines (Araldite - Sty cast, non conductives)
Verres
- Isolation thermique, mais continuité électrique
laiton, Acier, Inoxydable
Constantan (fils)
Supraconducteurs (Nb₃Sn - fils)
- Bon contact thermique,
mais isolation électrique
Al₂O₃ monocristallin
quartz
Kapton ou résines en couches très minces
- Bon contact thermique
+ Bonne conduction électrique
Cuivre
Aluminium
Nétons purs non supraconducteurs

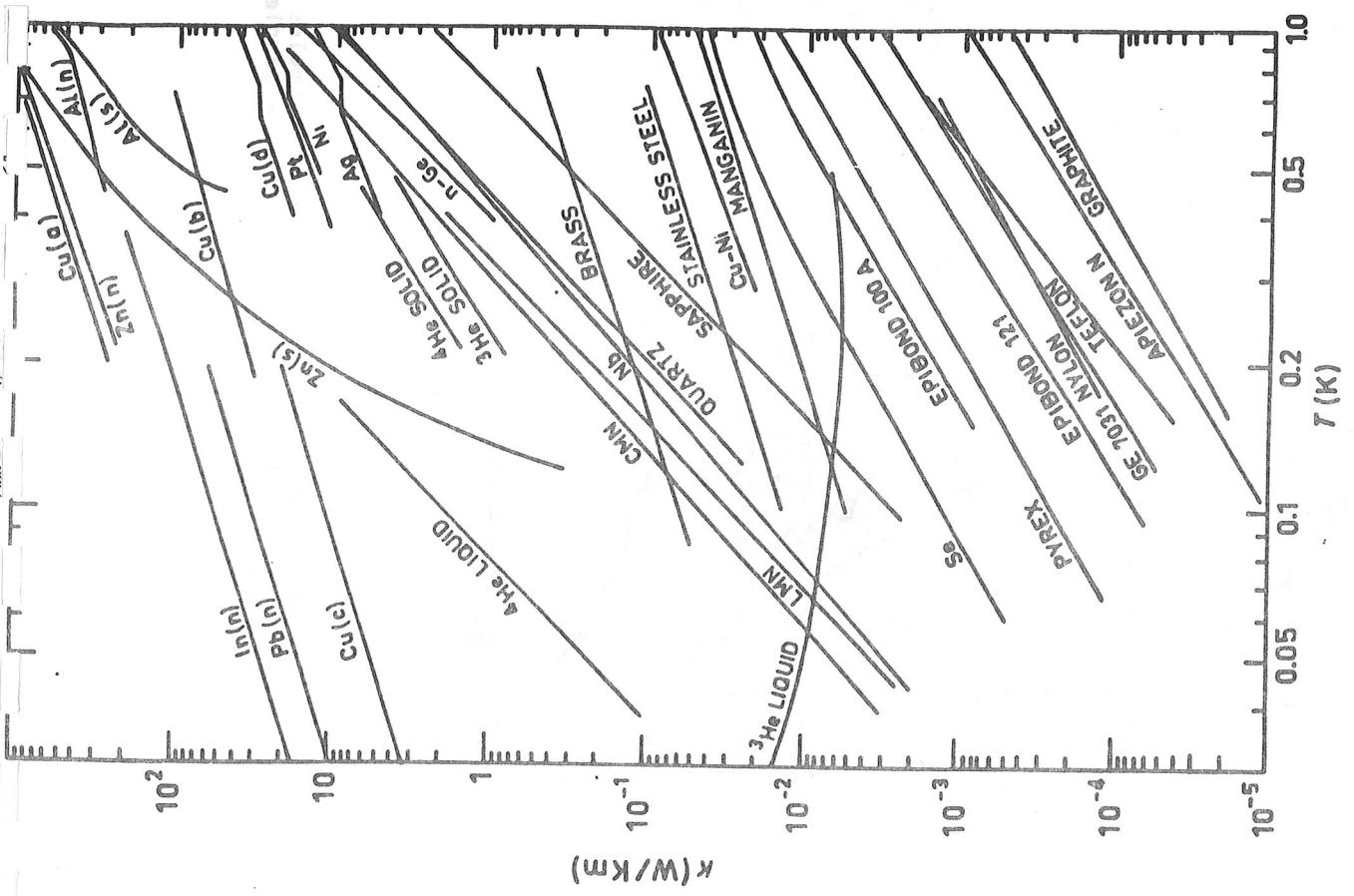


Fig. 9.1. The thermal conductivity of several materials which are important for research in the millikelvin region. The figure was compiled by Lähteenmäki (1973).
References:

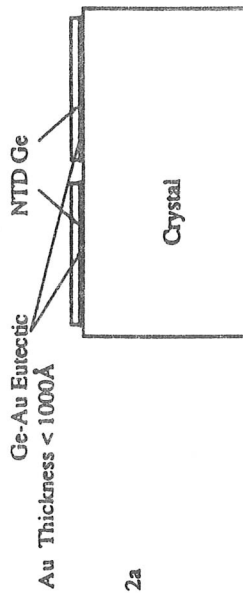


Figure 2a

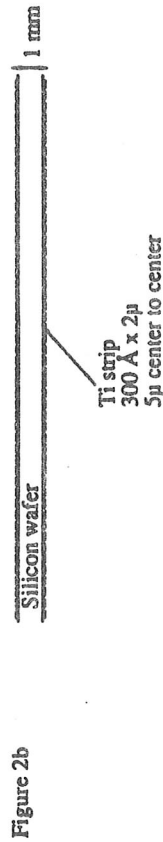


Figure 2b

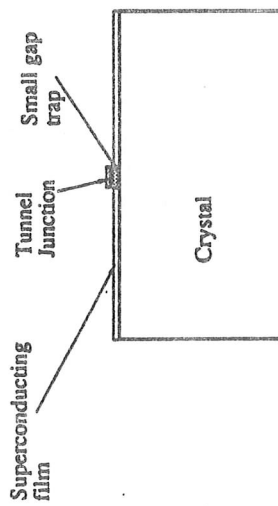


Figure 2c

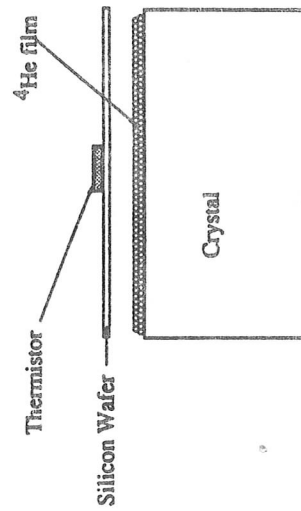


Figure 2d

Figure 2 Various phonon detector schemes (see text)

5.4 Desorption of film atoms

Following the work of Wyatt and Goodstein²³, Maris has proposed using the fact that helium atoms can be ejected with high efficiency ($\geq 10\%$) from the free surface of liquid or a thin ^4He film on a solid crystal (Fig. 2d). These atoms can be detected by absorption on a silicon wafer. A relatively large rise in temperature is expected because of the release of the Van der Waals binding energy and the very small heat capacity of the wafer. This is the scheme that Maris and coworkers¹⁴ would like to use to detect neutrino-electron interactions through the production of rotons in liquid helium.

Kinder and coworkers²⁴ have demonstrated a method for greatly amplifying the number of helium atoms desorbed from the surface of a cold ($\sim 100\text{mK}$) silicon crystal. The desorbed atoms gain kinetic energy from a 50 K plate located only microns from the cold He film. Above a critical power threshold the entire He film is desorbed, resulting in a Geiger-Counter like giant heat pulse. It is hoped that this multiplication process can be triggered by quantum desorption of single He atoms; however, this requires improvement of the present sensitivity by several orders of magnitude.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge support from the U.S. Department of Energy. [Contracts #DE-AC03-76-SF00-98 (B. Sadoulet), DE-AM03-76-SF00-326 (B. Cabrera), DE-FG02-88ER-40452 (H. Maris)] and the U.S. National Science Foundation [Office of the Science and Technology Centers under Cooperative Agreement No. AST-8809616- (B. Sadoulet) and MRL Grant-DMR-86-12860 (J. Wolfe)].

References.

- 1) See for instance Primack, J. R., Seckel, D. and Sadoulet, B., Detection of Cosmic Dark Matter, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 38 (1988) 751, and references therein.
- 2) Drukier, A. K. and Stodolski, L., *Phys. Rev.*, D30 (1984) 2295.
Cabrera, B., Krauss, L. M. and Wilczek, F., Bolometric Detection of Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985) 25.
- 3) See for instance: Davis, R., AIP Conference Proceedings No. 126, "Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy", (1986)
- 4) For a recent review see: Sadoulet, B. et al., Testing the WIMP explanation of the solar neutrino puzzle with conventional silicon detectors, *Astrophys. J.*, 324 (1988) L75.
- 5) Ahlen, S. P. et al., Limits on Cold Dark Matter Candidates from an Ultralow Background Germanium Detector, *Phys. Lett. B*, 195 (1987) 603.

- Caldwell, D. O., Eisberg, R. M. and Grumm, D. M. et al., Laboratory Limits on Galactic Cold Dark Matter, Phys. Rev. Lett., 61 (1988) 510.
- Luke, P. N., Goulding, F. S., Madden, N. W. and Pehl, R. H., Low Capacitance Large Volume Shaped-Field Germanium Detector, IEEE Trans. On Nucl. Sci., NS-36 (1989) 976.
- 6) Avignone, F. T. et al., Ultra-Low Background Study of Neutrinoless Double Beta Decay of ^{76}Ge ; New Limit on the Majorana Mass M , Phys. Rev. Lett., 54 (1985) 2309.
- Caldwell, D. O., Phys. Rev. Lett., 59 (1987) 419.
- 7) See e.g. Koyama, K. et al., Intense 6.7 keV iron line emission from the Galactic Centre, Nature, 339 (1989) 603.
- 8) See for instance: the Proceedings of the Workshop on Low Temperature Devices for the Detection of Low Energy Neutrinos and Dark Matter, Ringberg Castle (Bavaria), (1987), Editors K. Pretzl, N. Schmitz and L. Stodolsky (Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg), of the European Workshop on Low Temperature Devices for the Detection of Low Energy Neutrinos and Dark Matter, Annecy (1988) and of the Conference on Superconducting and Low Temperature Particle Detectors, Strasbourg (1988), G. Waysand and G. Chardin edit. (Elsevier Sc.: Amsterdam). A shorter review is given by Sadoulet, B., Cryogenic Detectors of Particles: Hopes and Challenges, IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-35 (1988) 47.
- 9) Moseley, S. H. et al., Advances toward High Spectral Resolution Quantum X-ray Calorimetry, IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-35 (1988) 59.
- 10) N. Coron et al., 1989, in Proceedings of the Conference on Superconducting and Low Temperature Particle Detectors, G. Waysand and G. Chardin. Elsevier Sc.: Amsterdam.
- 11) Alessandrello, A. et al., Construction and operation of low temperature bolometers for detectors of gamma-rays, IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-36 (1989) 141.
- 12) Maris, H. J., Design of Phonon Detectors for Neutrinos, Fifth International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter, Urbana, Illinois, June 2-6, (1986) 404.
- 13) Cabrera, B., Martoff, J. and Neuhauser, B., Acoustic Detection of Single Particles, Nuclear Instrumentation and Methods, A275 (1989) 97.
- 14) R. E. Lanou, H. J. Maris and G. M. Seidel, 1987, in Proceeding of the Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, Editors K. Pretzl, N. Schmitz and L. Stodolsky, p. 150. Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg.
- 15) Wolfe, J. P., Current Topics in Phonon Imaging, this volume, Levinson, Y. B., Phonon Dynamics in highly non equilibrium systems, this volume.
- 16) Luke, P. K., Voltage-Assisted Bolometric Ionization Detector, Submitted to Appl. Phys. LBL preprints (1988).
- Lanou R., Maris H. and Seidel G., Superfluid Helium as Dark Matter Detector, VIIIth Moriond Astrophysics Workshop on Dark Matter, (1988).
- 17) Klemens, P. G., in "Solid State Physics", Seitz, F. and Turnbull, D., Edit., Vol 1 (1958).
- Klemens, P. G., Phys. Rev., 148 (1966) 845.
- Klemens, P. G., J. Appl. Phys., 38 (1967) 4573.
- Tamura, S., Phys. Rev., B31 (1985) 2574.
- 18) Peterreins, T. H. et al., A new detector of Nuclear Radiation Based on Ballistic Phonon Propagation in a Single Crystal at Low Temperatures, Phys. Lett. B, 202 (1988) 161 and this volume.
- 19) Young, B. A. et al., Phonon-Mediated Detection of X-rays in Silicon Crystals Using Superconducting Transition Edge Phonon Sensors, IEEE Trans. on Mag, 25 (1989) 1347.
- Cabrera, B., Phonon-Mediated Detection of Elementary Particles, This Volume.

- 20) Hagen, C., Rothmund, W. and Zehnder, A., Slow Surface Phonons in Silicon, this volume,
- 21) Wang, N. et al., Electrical and Thermal Properties of Neutron Transmutation Doped Germanium at 20mK, Submitted for publication, (1989).
- Wang, N. et al., Particle Detection with Semiconductor Thermistors at Low Temperatures, IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-36 (1989) 852.
- 22) Booth, N. E., Quasiparticle trapping and the quasiparticle multiplier, Apl. Phys. Lett., 50 (1987) 293.
- C. Patel et al., Quasiparticle Trapping from a Single Crystal Superconductor into a Normal Film via the Proximity Effect, This volume.
- 23) Goodstein, D. L. et al., Phys. Rev. Lett., 54 (1985) 2034.
- Wyatt, A. F. G., in: Phonon Scattering in Condensed Matter V, Anderson, A. C., Wolfe, J. P., Springer Verlag, (1986) 196 and this volume.
- 24) Würdack, S., Günzel, P. and Kinder, H., Impact Evaporation of Helium Films as a Phonon Multiplier for Particle Detection, this volume.

Les articles sur la "localisation des phonons", voir les articles par J. P. WOLFE et G.A. NORTHROP et aussi A.G. EVERY, pour la théorie.

Phonon 89 - Middelberg (RFA)

World Scientific (1990), Vol-2, p = 1383

p = 1335

p = 1225

Editeurs = S. KUNTLINGER

W. LUDWIG

G. WEISS

