

Détection de rayonnements à très basse température

La Londe Les Maures
21 au 26 septembre 1992

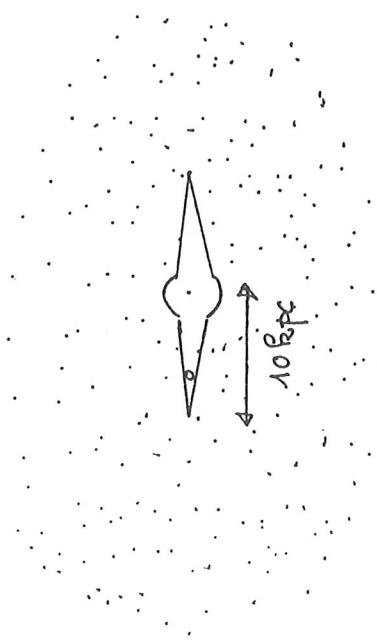
Détecteurs de phonons pour la recherche de matière cachée

Yannick Giraud-Héraud
Laboratoire de Physique Corpusculaire
Collège de France

DRTBT 1992 - 03

Motivation

- De nombreuses observations astrophysiques indiquent l'existence d'une masse cachée dans l'Univers (cf. A. de Bellefon).
- L'une des évidences les moins spéculatives de ce phénomène est le problème de l'interprétation des courbes de rotation des galaxies spirales. En ce qui nous concerne, cela implique l'existence d'un halo sphérique entourant notre galaxie :



$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\text{halo}} \simeq 50 - 100 \text{ kpc} \\ \rho_{\text{mc}}^{\text{soleil}} \simeq 0.4 \text{ GeV/cm}^3 \\ V_{\text{rms}} \simeq 270 \text{ km s}^{-1} \text{ (distribution maxwellienne)} \end{array} \right.$$

Lee-Weinberg-Zel'dovitch

Si on suppose que :

1. $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} = 1$
2. la matière cachée est constituée de particules qui étaient à l'équilibre thermique au moment du découplage rayonnement-matière

Alors il existe 2 types de particules candidates pouvant résoudre le problème de la matière cachée :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_x \simeq 30 \text{ eV}/c^2 \\ m_x > 2 \text{ GeV}/c^2, \sigma \simeq \sigma_{\text{faible}} \end{array} \right.$$

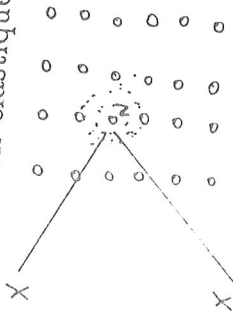
WIMP's : Weakly Interacting Massive Particles

La Super-Symétrie minimale, théorie de Physique des Particules contient naturellement de telles particules dont les masses sont partiellement contraintes par les expériences LEP :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_x \simeq \text{qq} 10 \text{ GeV}/c^2 \\ \text{qq} 100 \text{ GeV}/c^2 < m_x < 1 - 2 \text{ TeV}/c^2 \end{array} \right.$$

Cinématique

En 1985, Goodman et Witten ont remarqués que les WIMP's, constituants du halo, pourraient être détectés en observant le recul d'un noyau de cristal lors d'une collision élastique $XN \rightarrow XN$.



En tenant compte des paramètres du halo galactique, on peut montrer que le spectre en énergie de recul du noyau E_R suit une loi exponentielle :

$$\exp(-E_R / \langle E_R \rangle)$$

avec $\langle E_R \rangle$ énergie moyenne de recul qui est donnée par la formule :

$$\langle E_R \rangle = 2 \text{ keV} \frac{m_N}{1 \text{ GeV}} \left(\frac{m_x}{m_N + m_x} \right)^2$$

(m_N : masse du noyau. Pour m_x donné, $\langle E_R \rangle$ est maximum quand $m_N = m_x$)

Exemple :

$$m_x = 10 \text{ GeV}/c^2, N = \text{Si} \Rightarrow \langle E_R \rangle = 3,8 \text{ keV}$$

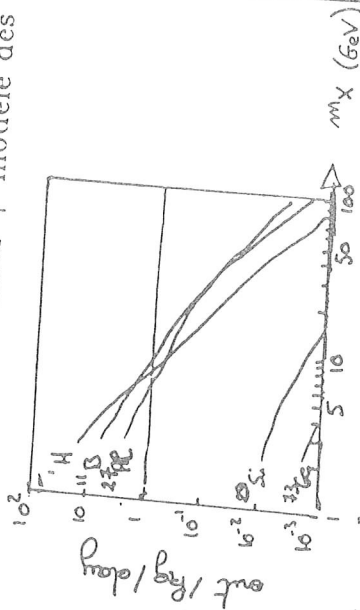
Taux d'événements

Le nombre d'événements attendus est donné par la formule :

$$R = \frac{\rho_{\text{soleil}}}{m_x} \langle V \rangle \frac{1}{m_N} \sigma_T \text{ evt kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

avec σ_T qui dépend du type d'interaction

Exemple du pur $\tilde{\gamma}$ de SUSY minimal + modèle des quarks naïf :



Détection de la matière cachée
 \Rightarrow 2 défis expérimentaux

- faible déposition d'énergie \sim qqs keV
- faible nombre d'événements $\sim 0,1/1 \text{ evt kg}^{-1} \text{ j}^{-1}$

Détecteurs semiconducteurs

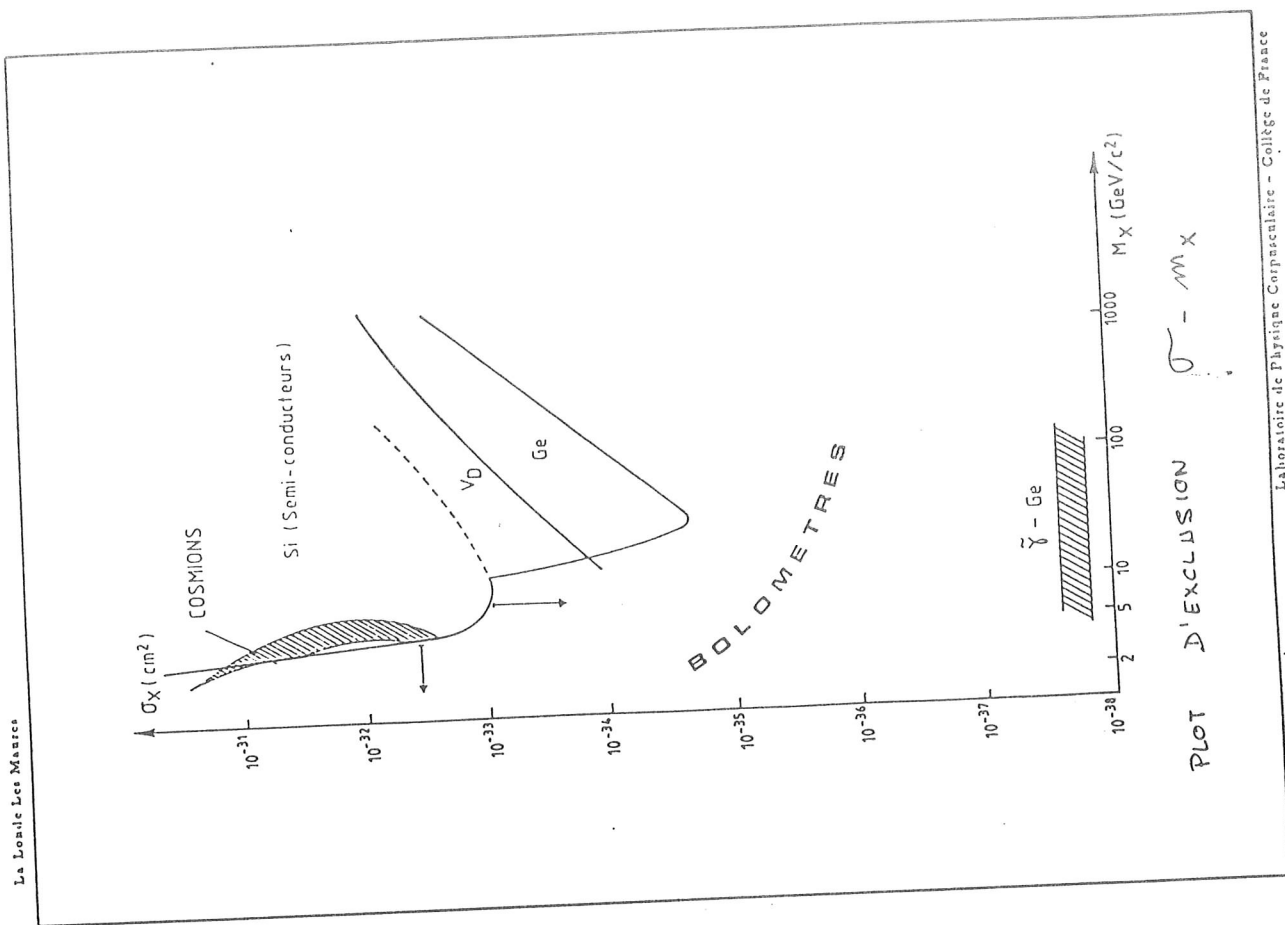
Les premières expériences de détection de WIMP's ont été effectuées avec des semiconducteurs classiques développés pour détecter la désintégration 2β .

3 collaborations { LBL/UCB/UCSB/Saclay
PNL/USC
Caltech/Neuchâtel/PSI

Exemple : LBL/UCB/UCSB/Saclay

	Ge	Si
masse	1,8 kg	70 g
seuil	3 keV	1 keV
BdF (4/8 keV)	2	20 - 30
	evt/kg/j/keV	evt/kg/j/keV

- le bruit de fond de ces expériences vient, principalement, des γ/e provenant des désintégrations radioactives des éléments instables.
- leur seuil permet de mettre de fortes contraintes sur certains candidats à la matière cachée (cosmons, ν_{Dirac})

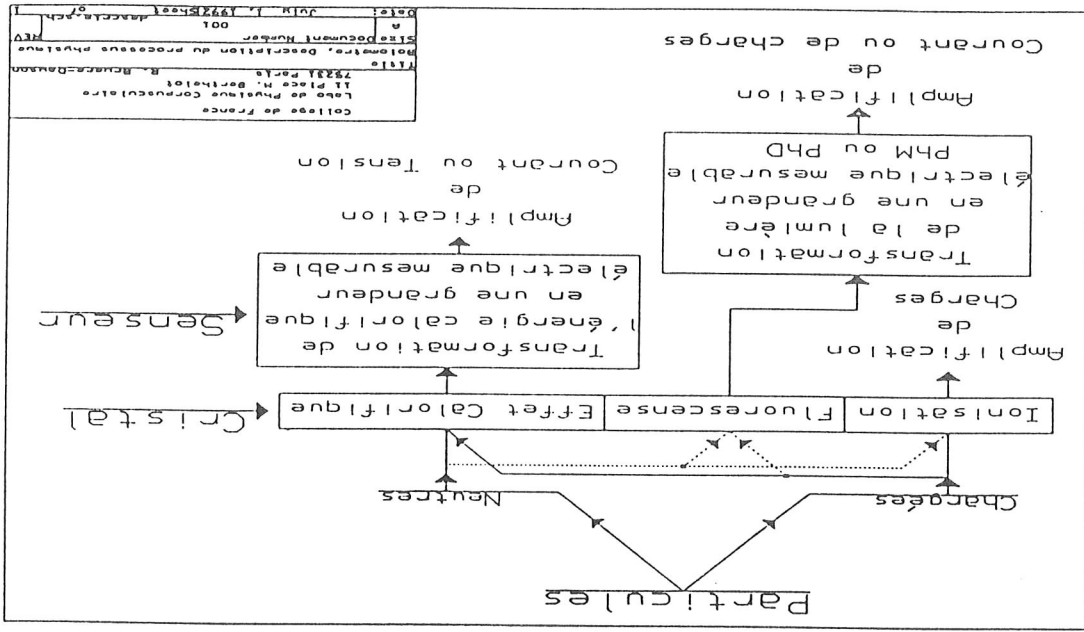


Détecteurs de phonons Détecteurs cryogéniques pourquoi ?

- Pour baisser les seuils de détection et améliorer la résolution en énergie, on peut, pour des raisons purement statistiques, rechercher des modes de détection à faible quantum d'énergie.
- dans le cas d'un recul de noyau ou d'électron, la plus grande partie de l'énergie est dissipée sous forme de phonons
- pour s'affranchir de l'excitation thermique de quanta d'énergie il faut travailler à basse température
- la détection simultanée de phonon-ionisation ou phonon-luminescence est, à l'heure actuelle, l'outil le plus prometteur pour combattre le bruit de fond radioactif

PANORAMA des DETECTEURS

Détecteurs	Phénomène	Energie
Scintillateurs	conversion de l'énergie en lumière	.5 à 1 keV
Chambres proportionnelles	ionisation	10-30 eV
Semiconducteurs	paires e^- trou	1 eV
Supraconducteurs	brisure de paires de Cooper	10^{-3} eV
Supraconducteurs ...	phonons hors équilibre	10^{-3} eV
Bolomètres	production de phonons thermiques	10^{-4} eV.K ⁻¹



septembre 1992

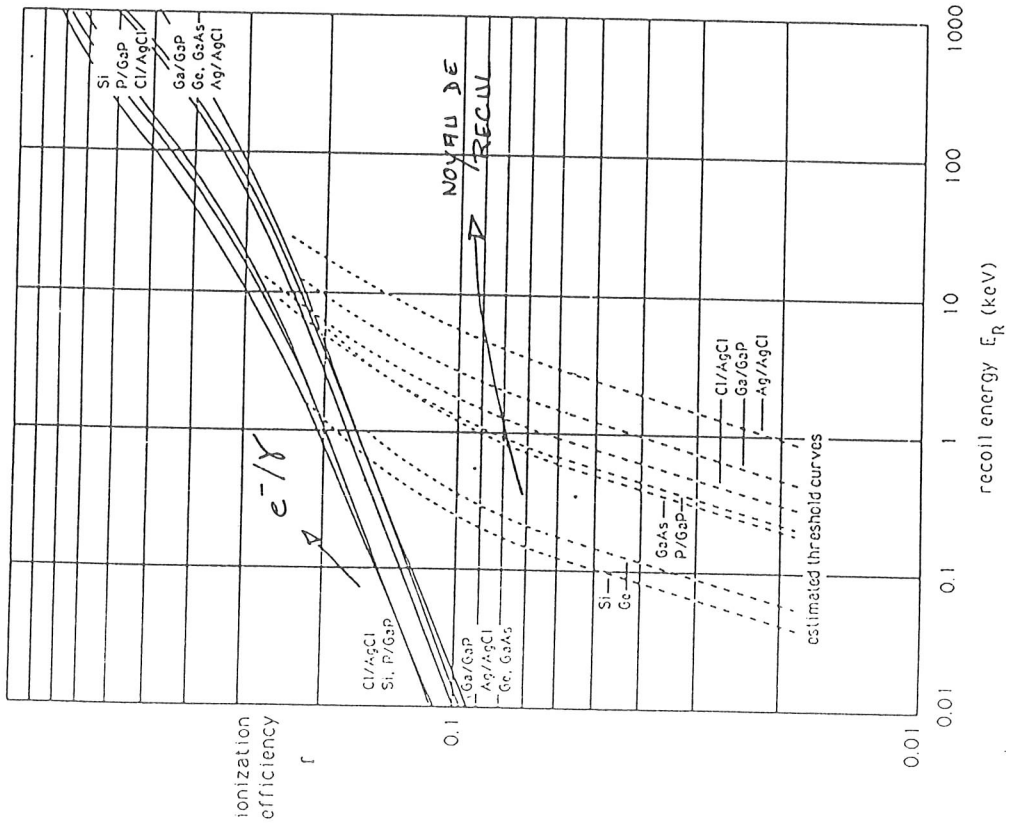
La Londe Les Meures

Collège de France
 Labo de Physique Corpusculaire
 11 Place M. Berthelot
 R. Bréchet-Dawson
 75231 Paris

Titre: Description du processus physique
 Mots-clés: RTV
 n° Document: 001
 Date: Juin 1992

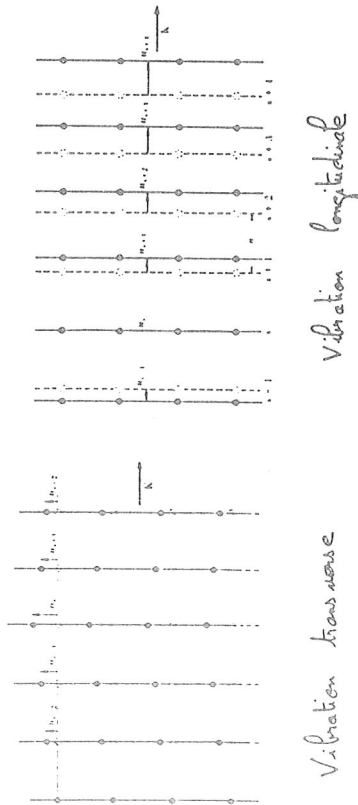
septembre 1992

La Londe Les Meures



Une collision élastique $XN \rightarrow XN$ produit des phonons

Un PHONON est le quantum d'une vibration qui se propage dans un cristal à la vitesse du son ($v \sim 5 \text{ km s}^{-1}$). L'énergie $h\nu$ d'un phonon est limitée par la maille du cristal.



Au premier ordre les équations du mouvement de l'atome s sont données par :

$$F_s = m_N \ddot{u}_s = C(u_{s+1} - u_s) + C(u_{s-1} - u_s)$$

1. Déposition d'énergie

	E_R	V	E_R/V
Recul de noyau	$\sim 10 \text{ keV}$	$(0,01 \mu\text{m})^3$	$10^{-9} \text{ J}/\mu\text{m}^3$
Recul de e^-	$\sim 10 \text{ keV}$	$(0,5 \mu\text{m})^3$	$10^{-14} \text{ J}/\mu\text{m}^3$

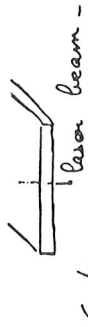
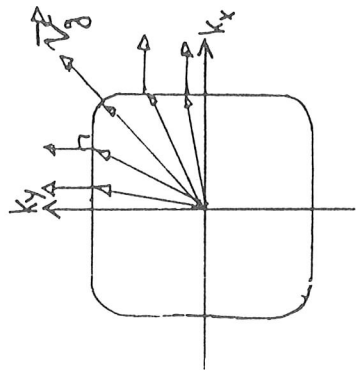
- très rapidement les phonons 'optiques' se désintègrent en phonons 'acoustiques' avec 3 modes de polarisation possibles (1 longitudinale et 2 transverses)
- la densité d'énergie initiale étant élevée, les interactions phonon-phonon pourrait être importantes *au moins dans le cas du recul de noyau* \Rightarrow formation d'un 'HOT SPOT' à partir duquel des phonons de quelques meV se propageraient dans le cristal (cf. Levinson)

$$(E_{ph} = 1 \text{ meV} \equiv T = 10 \text{ K} \equiv 0,25 \text{ THz})$$

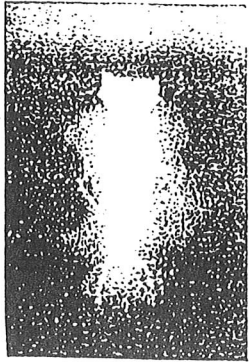
2. Propagation dans le cristal

- focusing : le 'focusing' des phonons est la conséquence de l'anisotropie élastique des cristaux. Dans un milieu anisotrope, le vecteur d'onde \vec{k} n'est, en général, pas parallèle à la vitesse de groupe $\vec{v}_g = \text{grad}_{\vec{k}}(\omega(\vec{k}))$
 \Rightarrow cela donne un flux d'énergie très anisotrope même dans le cas d'une distribution isotrope de \vec{k} (cf. Taylor, Maris, Elbaum 1970)

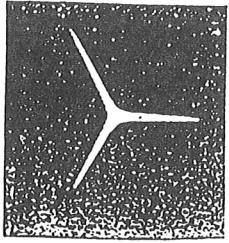
la 'slowness surface' pour un solide anisotrope est définie comme la surface à $|\vec{k}|$ constant pour un ω_0 fixé : $k = \frac{\omega_0}{v(\theta, \phi)}$ avec v vitesse du son dans la direction (θ, ϕ) .



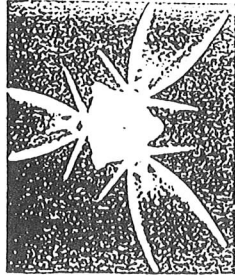
GaAs:



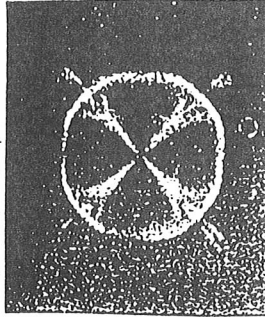
SrF2:



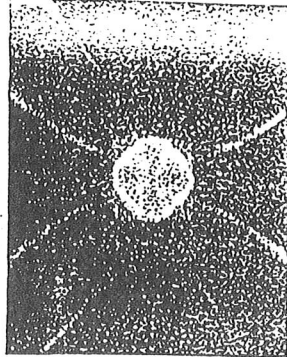
CaF2:



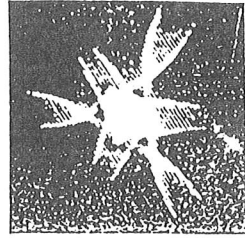
Si:



InP:



BaF2:



• désintégration anharmonique : elle est due à la présence de termes d'ordre supérieur dans l'équation de propagation. Cela autorise les interactions phonon-phonon et notamment les désintégrations :

$$F T, S T, L$$

$$F T, S T, L \rightsquigarrow F T, S T, L$$

les rapports d'embranchement et les durées de vie des phonons dépendent fortement de :

- la température du cristal
- la polarisation des phonons entrant et sortant
- la direction \vec{k} du phonon

$$\tau_A \propto E_{ph}^{-5}$$

• collision sur isotopes : elle est due à la présence d'isotopes de masses différentes dans le réseau cristallin. Par exemple le Ge naturel est composé de 20,5% Ge^{70} , 27,4% Ge^{72} , 36,5% Ge^{74} et 7,8% Ge^{76} , le Si de 92,2% Si^{28} , 4,7% Si^{29} et 3,1% Si^{30} . En revanche les Na, Al et F sont isotopiquement purs.

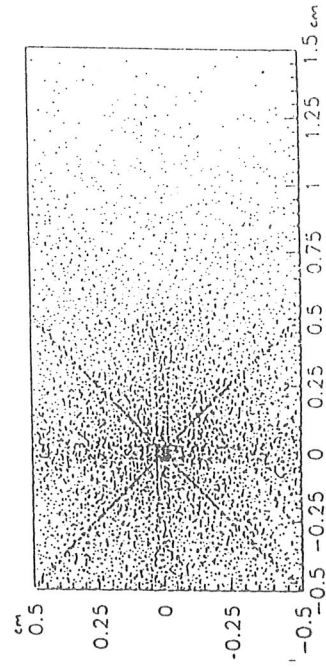
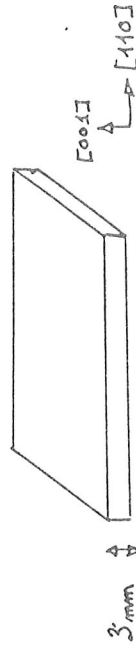
$$\tau_I \propto E_{ph}^{-4}$$

Exemples de durée de vie des phonons à 100 mK :

	τ_A	τ_I
Ge	$7,9 \mu s \left(\frac{1 \text{ meV}}{E}\right)^4$	$747 \mu s \left(\frac{1 \text{ meV}}{E}\right)^5$
Si	$120 \mu s \left(\frac{1 \text{ meV}}{E}\right)^4$	$9760 \mu s \left(\frac{1 \text{ meV}}{E}\right)^5$

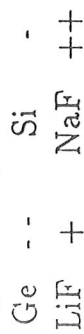
$$E_{ph} = 4 \text{ meV} \begin{cases} l_{Ge} = 0,1 \text{ mm} \\ l_{Si} = 0,1 \text{ mm} \end{cases}$$

Exemple de simulation pour un cristal de Si de 3 mm d'épaisseur et avec $E_{ph} = 2,5 \text{ meV}$



• remarques sur les phonons hors-équilibre

- dans ce cas la chaleur spécifique du cristal ne rentre pas en ligne de compte
 \Rightarrow possibilité d'une masse de la cible importante
- les phonons se propagent balistiquement si leur énergie est assez faible
 \Rightarrow il serait possible de reconstruire la position de l'interaction dans le cristal
- si le recul de noyau engendre un 'hot spot' (et uniquement lui) on devrait pouvoir utiliser la forme des impulsions pour les séparer des reculs d'e⁻.
- pour éviter les collisions sur isotopes qui empêchent les phonons d'arriver balistiquement sur les détecteurs (propagation diffuse), il faudra choisir des matériaux isotopiquement purs. Exemples :



3. Thermalisation

L'interaction des phonons avec les surfaces du cristal et aux interfaces cristal/senseurs ainsi que les phénomènes de désintégration anharmonique conduisent les phonons à se thermaliser. Leur énergie se dégrade jusqu'à ce qu'ils atteignent une température équivalente à celle du cristal.

\Rightarrow dans ce cas on évalue l'énergie déposée en mesurant l'élévation de température du cristal.

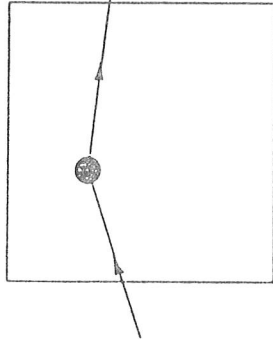
$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C}$$

C : chaleur spécifique du cristal

Evolution de phonons

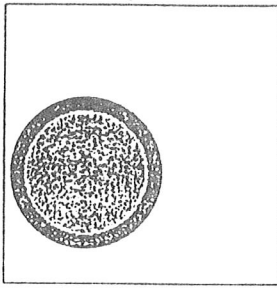
Phase 1

qqs 10 ps
hot spot ?



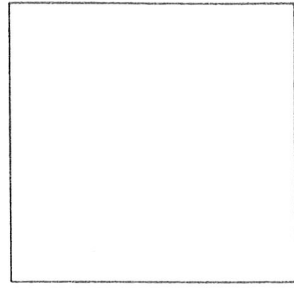
Phase 2

environ 10 μs
propagation balistique
et quasidiffusive



Phase 3

environ 10 ms
thermalisation

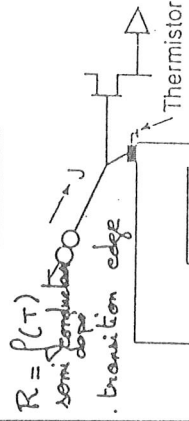
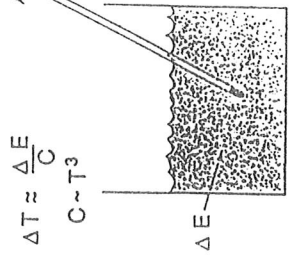


Phonon Detectors

Calorimetry

$$\Delta T \approx \frac{\Delta E}{C}$$

$$C \sim T^3$$



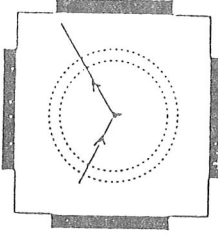
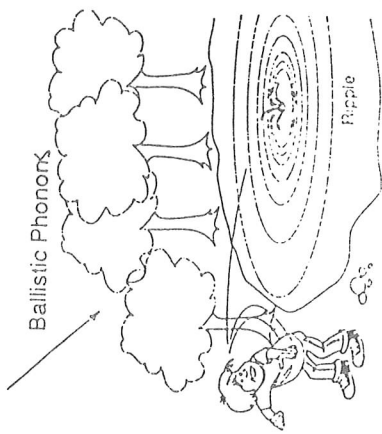
$$R = \rho(T)$$

semi-conducteur
transition edge

$$\delta E \sim \sqrt{kT^2 CM}$$

$$\sim T^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}}$$

Low energy thermalized
phonon
(2 μeV at 20mk)



High energy
phonon
(~ 1meV)

Détecteurs de phonons

1. Bolomètres (calorimétrie)

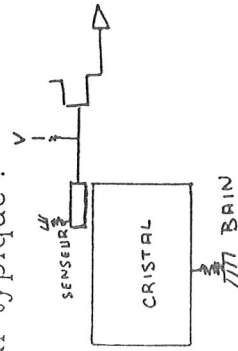
La mesure de l'énergie se fait après thermalisation des phonons : $\Delta T = \Delta E / C$. C (chaleur spécifique du cristal) suit la loi de Debye :

$$C = 1944 \frac{M_{cristal}}{M_{mole}} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3$$

$$\text{résolution théorique} \begin{cases} \Delta E = \xi \sqrt{kT^2 C} \\ \Delta E \propto \sqrt{M_{cristal} T^5} \end{cases}$$

10 kg de Si à $T=10$ mK donne $\Delta E=30$ eV

Détecteur typique :



enseurs utilisés $\begin{cases} - \text{semiconducteurs dopés} \\ - \text{transition edge} \end{cases}$
 $R = f(T)$

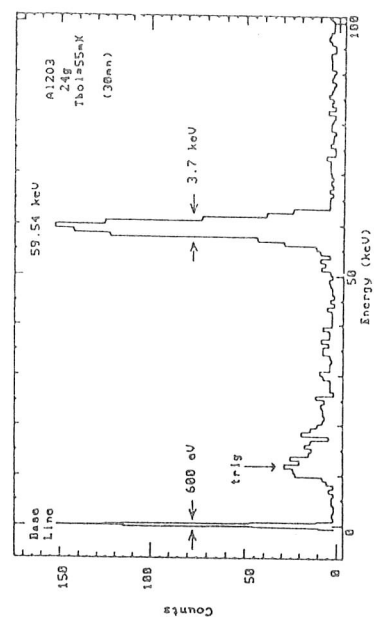
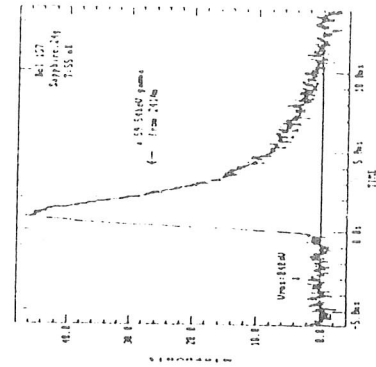
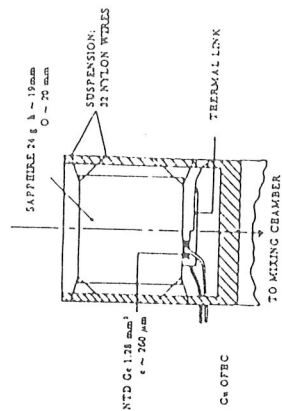
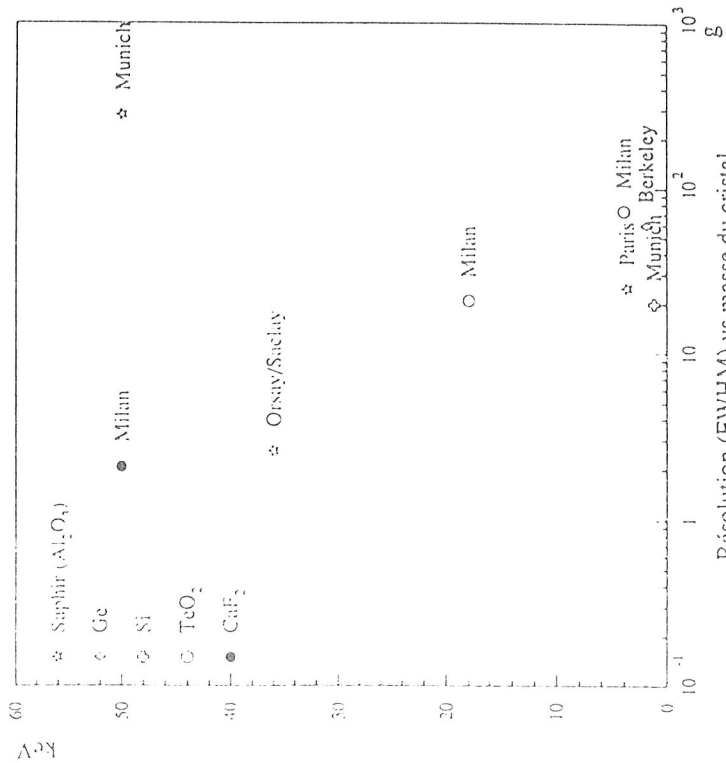
Quelques résultats obtenus avec des bolomètres massifs

M _c	Author	Material	Si	Mass	FWHM	T	Sensor
	M. Cammer - Mesleard (Madsen GADPRB)	Si	10 ⁻³ g		4 eV (6 ReV)	60 mK	ion implanted
	N. Conon et al. (Paris)	Al ₂ O ₃	25 g		3.6 ReV (60 ReV)	55 mK	NTD
	E. Fiorini et al. (Milan)	Ge	14 g		14 ReV (1 MeV)	40 mK	doped SC
	F. Von Feilitzsch (Munich)	TeO ₂	73 g		5 ReV (1 MeV)	40 mK	NTD
	F. Probst et al. (Munich)	Al ₂ O ₃	280 g		50 ReV	135 mK	Transition Edge (TE)
	M. Buefler, E. Hummer	Si	19 g		1.2 ReV (60 ReV)	17 mK	Transition Edge (H ₂ , In)
	P. Smith et al. (UK)	Al ₂ O ₃	7.5 g		0.5 ReV (5 MeV)	450 mK	Magnetic Isolation
	B. Sadoulet et al. (Berkeley)	Si	1 g		4 ReV	40-50 mK	doped SC
		LiF	30 g				
		Ge	60 g		1.5 ReV (60 ReV)	24 mK	NTD

* Première expérience utilisant des bolomètres massifs installée dans un laboratoire souterrain

(GRAN SASSO - Italie)

Performances holométriques



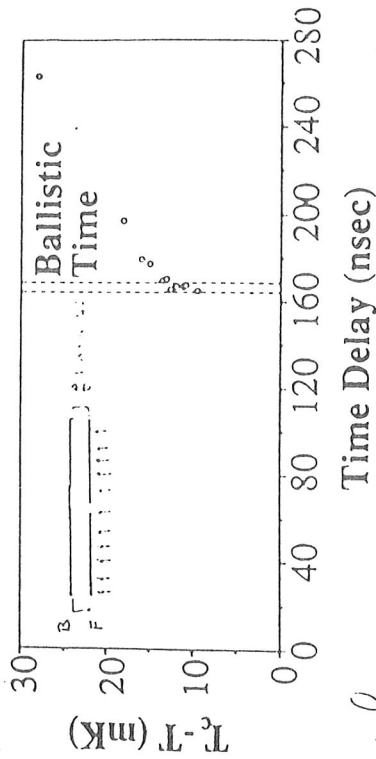
Résultats obtenus avec un saphir de 24 g (N. Coron et al.)

2. Senseurs pour phonons hors-équilibre

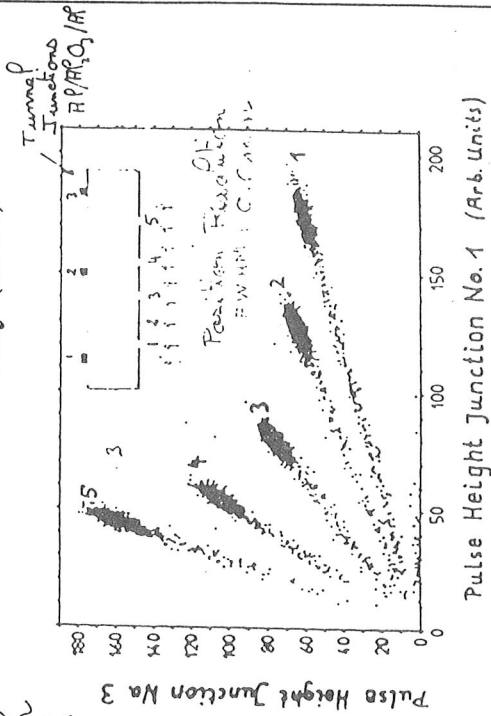
- semiconducteurs dopés (bon couplage entre électrons et phonons de haute-énergie)
 - B. Sadoulet et al. - CIPA/UC Berkeley - T=25 mK
- transition edge - Ti, W
 - B. Cabrera et al. - CIPA/Stanford - T=300 mK
- jonctions tunnel
 - * Sn/Sn-O_x/Sn
 - Y. de Coulon et al. - Neuchâtel - T=400 mK
 - W. Rothmund, A. Zehnder et al. - T=400 mK
 - * Al/Al₂O₃/Al
 - F. von Feilitzsch et al. - Munich - T=300 mK
 - R. Bland, B. Neuhauser - CIPA/San-Francisco
 - N. Booth et al. - Oxford - T=300 mK
- désorption d'atomes d'⁴He
 - H. Maris, R. Lanou et al. - CIPA/Brown University

Stanford E/B Coincident Alphas

Si + Transition Edge
(1mm)



Munich
T=370 mK



Identification de particules

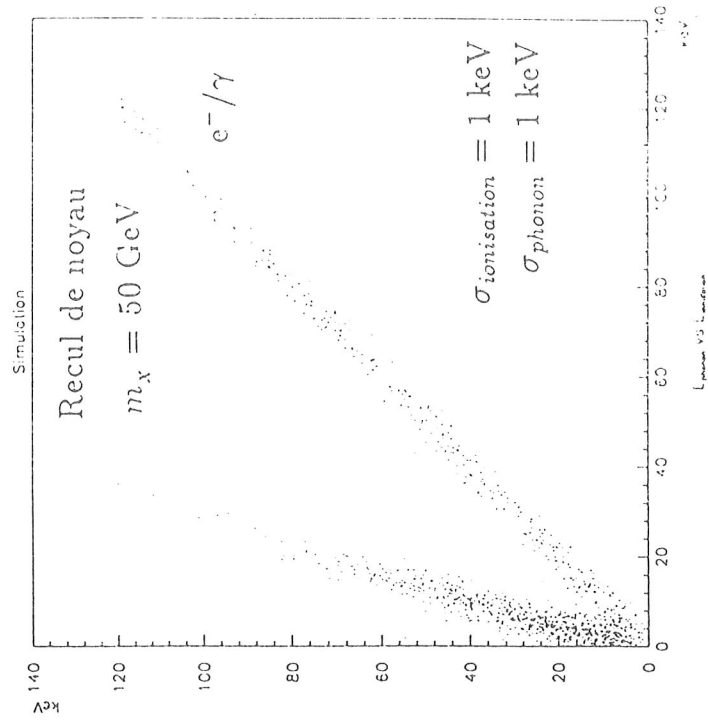
Dans le cas d'une expérience de matière cachée, le bruit de fond le plus difficile à combattre sera celui provenant des désintégrations radioactives d'éléments instables proches du détecteur $\Rightarrow e^-/\gamma$.

Pour permettre une séparation entre e^-/γ et recul de noyau nous devons explorer plusieurs voies :

- mesure simultanée ionisation-chaleur (UC Berkeley/Saclay) (cf. M. Chapellier)
- mesure simultanée luminescence-chaleur (Milan/Lyon) (cf. B. Jacquier)
- forme de l'impulsion (Levinson/Cabrera)

SIMULATION

e^-/γ	$E_{\text{ionisation}} (\%)$	$E_{\text{phonon}} (\%)$
recul de noyau	1/3	2/3
	1/12	11/12



Références

- Detectability of certain dark-matter candidates
M.W. Goodman, E. Witten ; *Physical Review D* 31 (1985) 3059
- Introduction to solid state physics (6th edition)
C. Kittel ; John Wiley & Sons (1986)
- Heat Pulse Transmission (in *Physical Acoustics Vol.5*)
R.J. von Gutfeld ; W.P. Mason ed. , Academic Press (1968)
- Phonons §9 (papiers de Y. Levinson et B. Sadoulet entre autres)
S. Hunklinger et al. ed. ; World Scientific (1990)
- Phonon imaging : theory and application (in *Nonequilibrium Phonon Dynamics*)
G.A. Northrop, J.P. Wolfe ; W.E. Bron ed. , Plenum Press (1984)
- Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV
N. Booth, G.L. Salmom ed. ; Editions Frontières (1992)