



HAL
open science

Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux

Alexandre Juillard

► **To cite this version:**

Alexandre Juillard. Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 1999. Français. NNT: . tel-00002707

HAL Id: tel-00002707

<https://theses.hal.science/tel-00002707>

Submitted on 10 Apr 2003

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.

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

présentée
pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

(spécialité : Physique des Solides)

par

Alexandre JUILLARD

Sujet :

*Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces
d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des
reculs de noyaux*

Soutenu le 25 Octobre 1999 devant la Commission d'examen composée de :

Alain	BENOIT	: Rapporteur
Harry	BERNAS	
Louis	DUMOULIN	: Directeur de thèse
Ettore	FIORINI	: Rapporteur
Jacques	JOFFRIN	
François	LADIEU	

CSNSM

Sommaire

Introduction	5
--------------	---

◆Partie A◆

Interactions Rayonnement-Matière et thermalisation de l'énergie dans un bolomètre

A.I. Photons	8
A.I.1. Effet photoélectrique	8
A.I.2. Effet Compton	9
A.I.3. Création de paires	11
A.II. Interactions des ions avec la matière	13
A.II.1. Perte d'énergie par collisions inélastiques	14
A.II.2. Perte d'énergie par collisions élastiques	15
A.II.3. Comparaison des contributions nucléaires et électroniques au pouvoir d'arrêt. Parcours des ions dans la matière.	15
A.III. Interactions des électrons avec la matière	16
A.III.1. Rayonnement de freinage	17
A.III.2. Collisions élastiques avec les noyaux	17
A.III.3. Ionisation et excitation atomique	18
A.III.4. Thermalisation des électrons de faible énergie	19
a. Seuil d'ionisation et nombre de paires créés	19
b. Thermalisation et recombinaison des paires	22
A.IV. Interactions des neutrons dans la matière	23
A.V. Thermalisation des phonons	25
A.V.1. Thermalisation par processus anharmonique N	25
A.V.2. Processus de diffusion élastique I	27
A.V.3. Évolution d'une population de phonons chauds	28
A.V.4. Cas d'un bolomètre	30

◆Partie B◆

Spectrométrie de rétrodiffusion Rutherford et résolution des détecteurs

B.I. Séparation en masse	34
B.II. Résolution en profondeur	36
B.III. Détecteurs classiques semi-conducteurs	38
B.III.1. Principes et types de détecteurs	38
B.III.2. Résolution des détecteurs semi-conducteurs	39
B.IV. Spectromètres électrostatiques	43
B.V. Spectromètres magnétiques	45
B.VI. Bolomètres	46

◆Partie C◆

Matière Noire et Bolomètres

C.I. Pourquoi la Matière Noire ?	46
C.II. Composition de la Matière Noire	47
C.III. Détection directe de WIMPs	49
C.IV. Contraintes pour une expérience de détection directe des WIMPs	51
C.V. Détecteurs possibles	52

◆Partie D◆

Principes de base de fonctionnement d'un bolomètre

D.I. Équation de base du bolomètre	58
D.II. Variations de la chaleur spécifique avec la température	59
D.III. Choix de l'absorbeur	59
D.IV. Modèle élémentaire sans polarisation	62
D.V. Mesure de la température : thermomètre	64
D.VI. Polarisation des bolomètres et contre-réaction thermique	69
D.VII. Conclusion de la partie D	75

◆Partie E◆

Bolomètre, seuil et résolution

E.I. Fluctuation de l'énergie interne du bolomètre	78
E.II. Bruit Johnson du thermomètre	80
E.III. Optimisation des contributions des fluctuations thermodynamiques et du bruit Johnson. Adaptation à l'électronique	81
E.IV. Environnement du bolomètre et bruits induits	84
E.V. Fluctuation du nombre de paires électron-trou dans l'absorbeur	86
E.V.1. Résolution en cas de non-recombinaison des paires	86
E.V.2. Résolution en cas de temps de vie fini des paires	88
E.VI. Fluctuation du rapport énergie déposée/énergie thermalisée	91
E.VII. Fluctuation du nombre de défauts créés.	
Approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels	93
E.VII.1. Modèle de Kinchin-Pease	94
E.VII.2. Calcul de E_n et δE_n à l'aide TRIM.	
Résolution ultime dans le cadre de cette approximation	97
E.VIII. Étude statistique des chocs nucléaires	99
E.VIII.1. Exemple pour des particules alpha de 1 MeV dans du Si	99
E.VIII.2. Loi de probabilité de l'énergie transférée lors de chocs nucléaires	102
E.VIII.3. Loi de Levy pure	103
E.VIII.4. Loi de Levy bornée en $E_{\infty} \gg E_{\min}$	107
E.VIII.5. Énergie piégée dans les défauts pour des chocs à transfert important : calcul à l'aide de simulation de Dynamique Moléculaire	108
E.IX. Bilan et comparaison aux résolutions expérimentales	110

◆Partie F◆
Couches minces de Niobium-Silicium

F.I.	Préparation des couches minces de NbSi	114
F.II.	Ajustement de la résistance des films de NbSi	116
F.II.1.	Influence de la concentration	117
F.II.2.	Influence d'une irradiation	118
F.II.3.	Influence d'un recuit	119
F.II.4.	Loi R(T) typique d'un thermomètre en NbSi (échantillon isolant)	121
F.III.	Comportement des films de NbSi sous polarisation. Caractéristique V(I)	123
F.III.1.	Stratégie de la mesure et dispositif expérimental	124
F.III.2.	Modèle phénoménologique de découplage électrons-phonons	127
F.III.3.	Brève justification du modèle de découplage électrons-phonons	129
F.IV.	Chaleur spécifique du NbSi	129

◆Partie G◆
Résultats expérimentaux

G.I.	Bolomètres massifs équipés de couches minces de NbSi.	
	Modélisation du régime permanent et de la réponse à une particule alpha.	
	Exemple d'un bolomètre en Ge de 33g	134
G.I.1.	Modélisation des courbes V(I)	134
G.I.2.	Modélisation de la réponse à une particule alpha	138
G.I.3.	Limite du modèle à basse température	144
G.II.	Spectre alpha obtenus avec les bolomètres massifs	145
G.II.1.	Bolomètre en Ge de 33 g	145
a.	Polarisation en continu	146
b.	Excitation sinusoïdale et détection synchrone	148
c.	Discussion	150
d.	Exploitation de la partie thermique	152
G.II.2.	Essais avec d'autres bolomètres massifs	153
G.III.	Spectres alpha obtenus avec des petits bolomètres	155
G.III.1.	Réponse du thermomètre seul	156
G.III.2.	Réponse du bolomètre tricomposite (1)	161
G.III.3.	Réponse du bolomètre tricomposite (2)	164
G.IV.	Analyse du bruit ligne de base	167
G.V.	Validation des bolomètres massifs aux contraintes	
	des expériences de recherche de Matière Noire	170
G.V.1.	Test du bolomètre en Ge avec des sources gamma	171
G.V.2.	Limitation du modèle développé de « gaz de phonons »	172
	Conclusion	177
	Références bibliographiques	179
	Résumé	182

Introduction

Différents domaines d'application montrent un intérêt croissant pour les bolomètres. Ceux-ci peuvent mesurer l'énergie de rayonnement ionisant ou non, ce qui en fait des détecteurs universels dès lors que l'énergie est déposée dans l'absorbeur. Leur résolution et leur seuil ne rencontrent, à priori, pas de limites pourvu que leur température de fonctionnement puisse être abaissée.

Parmi les diverses utilisations de ces détecteurs, ce travail s'intéresse principalement à deux champs d'application : la mesure de l'énergie des ions intervenant dans des expériences sous faisceau, et la détection directe de WIMPs dans le cadre d'une recherche de Matière Noire non baryonique. Ces applications ont en commun de faire intervenir des reculs de noyaux dans les processus de conversion de l'énergie.

Dès lors, apparaissent de manière plus cruciale que pour les autres applications de nouveaux phénomènes pouvant limiter la résolution bien avant les limites fixées par la thermodynamique. Ce sont tous les processus qui font que la totalité de l'énergie déposée n'est pas convertie en chaleur. Nous nous intéressons dans ce travail à la résolution et donc à la fluctuation de la fraction non convertie. Cette étude comporte ainsi une part importante de réflexion pouvant s'appliquer à tout bolomètre comportant un absorbeur solide.

Le thermomètre joue un rôle fondamental dans le fonctionnement d'un bolomètre. Selon sa nature et son mode de couplage à l'absorbeur, il peut n'être sensible qu'à la température de celui-ci (fonctionnement thermique). Les senseurs en couches minces, supraconducteur ou isolant d'Anderson sont sensibles aux phonons hors d'équilibre qui portent une fraction de l'énergie avant sa thermalisation complète (fonctionnement athermique). Cette possibilité ouvre des perspectives intéressantes pour les bolomètres, mais pose de nouvelles questions concernant leur résolution.

La partie expérimentale de ce travail s'inscrit dans le développement de couches minces thermométriques d'isolant d'Anderson appliquées à la bolométrie. Nous en rappellerons les principales propriétés fondamentales étudiées par Stefanos Marnieros [Marnieros 98] que nous avons approfondies dans le cadre des bolomètres particuliers que nous avons réalisés. Nous avons ainsi été amenés à étudier du point de vue de la résolution les modes de fonctionnement thermique et athermique.

L'ambition de ce travail était d'atteindre expérimentalement les limites à la résolution auxquelles nous avaient conduits notre réflexion, dans le cadre d'événements impliquant des reculs de noyaux. Nous avons été amenés à distinguer la résolution absolue ΔE , liée aux mécanismes fondamentaux de conversion de l'énergie, et la résolution relative $\delta E/E$ qui dépend très directement du mode de fonctionnement du bolomètre et de son environnement. Un long cheminement a pu être fait en utilisant simplement des sources radioactives alpha. Puis il s'est avéré qu'avec des particules aussi énergétiques, le terme $\delta E/E$ nous interdirait sans doute d'atteindre le premier terme ΔE . De plus l'utilisation de particules alpha ne permettait pas de

tester correctement un paramètre important pour les applications « Matière Noire » : la dépendance des signaux avec le point d'impact dans un absorbeur massif.

Ce travail se termine donc en jetant les bases de nouvelles expériences, avec la mise en œuvre de nouveaux appareillages pour répondre à ces questions dans le cas des bolomètres à couches minces d'isolant d'Anderson.

◆Partie A◆

Interactions Rayonnement-Matière et thermalisation de l'énergie dans un bolomètre.

Le problème posé est de mesurer l'énergie déposée par une particule dans un détecteur. L'énergie initialement déposée étant au maximum de quelques MeV, nous nous limiterons à ce domaine d'énergie.

Les particules primaires auxquelles nous nous intéressons sont des ions relativement légers (le plus souvent des particules alpha), des photons et des neutrons, mais celles-ci vont créer ou exciter des particules secondaires, qui expliqueront en grande partie la dégradation de l'énergie.

Par exemple le transfert d'énergie passe toujours par les électrons et nous serons donc conduits à étudier précisément ce type d'interactions électron-matière.

Un bolomètre mesurant une température, nous nous attacherons à bien voir quels types de phonons sont créés et comment leur énergie relaxe.

Enfin, notre but étant d'étudier la résolution ultime de ces bolomètres, nous ferons bien attention aux mécanismes autorisant la dégradation de l'énergie sous d'autres formes que la chaleur (énergie piégée ou perdue) ainsi qu'à leurs fluctuations.

A.I. Photons.

Dans la gamme d'énergie considérée ($E < \text{qq MeV}$) seuls trois types d'interactions sont importants : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la production de paire électron-positon. Chaque type d'interaction domine dans un domaine énergétique relativement bien défini, mais qui dépend de la densité électronique de l'absorbeur, donc de Z .

A.I.1. Effet photoélectrique.

L'effet photoélectrique résulte de l'absorption d'un photon par un atome. Un électron initialement lié à l'atome est éjecté avec une énergie cinétique E_c où :

$$E_c = E_\gamma - E_l \quad (\text{A 1})$$

E_γ est l'énergie du photon incident, et E_l l'énergie de liaison de l'électron.

La conservation de la quantité de mouvement est assurée par le recul de l'atome, l'énergie de recul en jeu, très faible, est ignorée ici.

Plus le photon incident est énergétique, plus on peut accéder aux couches profondes, cela explique les sauts en absorption observés (Figure A 4).

L'atome se retrouve donc avec une lacune sur ses couches atomiques, cette lacune remonte ensuite les couches en relaxant l'énergie potentielle E_l par trois types de processus :

- **Recombinaison radiative** : un électron tombe dans le trou créé en cédant son énergie sous forme d'un photon d'énergie E_1 .
- **Effet Auger** : un électron d'une couche intermédiaire entre le trou et la bande de conduction tombe dans le trou et crée un photon d'énergie $E_\gamma' < E_1$ alors qu'un électron d'énergie $E_1 - E_\gamma'$ est émis.
- **Création d'un défaut** : l'environnement de l'atome relaxe dans une configuration métastable : il reste une énergie potentielle stockée dans le défaut.

Les électrons Auger sont réabsorbés en immense majorité dans l'absorbeur (le parcours des électrons dans la matière est très faible), mais les photons X de fluorescence ont une probabilité non négligeable de s'échapper du cristal, surtout pour des interactions ayant lieu près de la surface.

La section efficace de l'effet photoélectrique varie de la façon suivante [Lesueur 96] :

$$\sigma_p \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^p} \quad (\text{A } 2)$$

où n varie de 4 à 5 et p de 3 à 1 quand E_γ varie de 0.1 à 3 MeV.

L'effet photoélectrique est donc dominant à Z élevé et E_γ faible.

À basse énergie ($E_\gamma < 10$ keV), la section efficace présente des discontinuités correspondant aux niveaux d'énergies électroniques dans l'atome et la formule ci-dessus n'est plus valable.

A.1.2. Effet Compton.

L'effet Compton est une collision élastique entre le photon incident, d'énergie E_γ , et un électron de la cible. Les transferts d'énergie étant importants, on peut considérer l'électron libre et au repos.

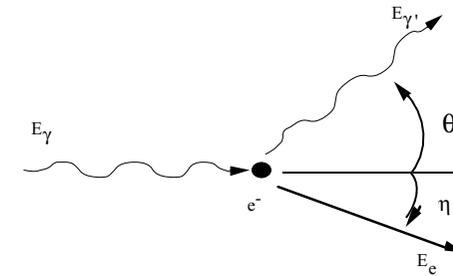


Figure A 1

Figure A 1 : Diffusion Compton d'un photon sur un électron. Le photon est diffusé en cédant une partie de son énergie à l'électron.

Avec de telles hypothèses et en écrivant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on obtient l'énergie E_e acquise par l'électron et la nouvelle énergie du photon diffusé E_γ' en fonction des angles θ et η .

$$\begin{cases} E_e = \frac{(1 - \cos\theta)E_\gamma / m_e c^2}{1 + (1 - \cos\theta)E_\gamma / m_e c^2} \\ E_\gamma' = \frac{1}{1 + (1 - \cos\theta)E_\gamma / m_e c^2} \\ \tan \varphi = \frac{1}{\left(1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}\right) \tan \frac{\theta}{2}} \end{cases} \quad (\text{A } 3)$$

On remarque donc que pour des petits angles de diffusion, très peu d'énergie est transférée et que même pour un choc frontal ($\theta = \pi$) le photon ne transfère pas toute son énergie.

Le photon diffusé peut s'échapper du cristal, ou bien y subir de multiples diffusions, pour finalement être absorbé par effet photoélectrique.

Dans le cas d'une diffusion simple, le pic photoélectrique se détache donc d'un spectre continu dû à la diffusion Compton. Ce spectre s'arrête au front Compton, donné par $E_{c,max}$, (Figure A 2).

Dans le cas de diffusions multiples, le spectre Compton peut se prolonger jusqu'à la raie de pleine énergie, qui comporte le pic photoélectrique, mais également les événements correspondant à des photons qui ont laissé toute leur énergie dans le cristal après plusieurs diffusions. Ce point est très important lorsqu'on se pose des questions sur la localisation des points d'impact.

La géométrie du détecteur joue ainsi un rôle prépondérant dans l'allure du spectre observé.

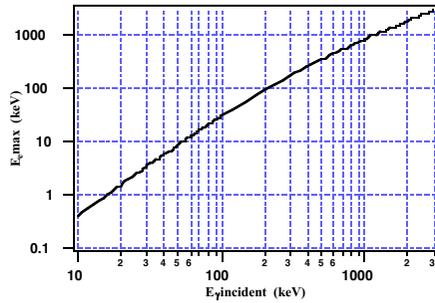


Figure A 2

Figure A 2 : Position du front Compton en fonction de l'énergie du photon incident.

La section efficace de diffusion Compton totale prend en compte l'ensemble des électrons, elle est de la forme :

$$\sigma_c = Z \sigma_c^e \quad (\text{A } 4)$$

où σ_c^e est la section efficace pour un électron seul.

Connaissant cette section efficace (qu'on ne donnera pas en détail ici), on peut alors calculer l'énergie moyenne transmise à un électron et la distance moyenne séparant deux collisions Compton.

Pour un photon incident de 1MeV, on trouve respectivement pour des cibles de Silicium et de Germanium, une énergie moyenne de 450 keV et des distances moyennes de 7 et 3.5 cm.

A.1.3. Création de Paire

Le photon cède son énergie par création de paire électron-positon. Cette production résulte d'une interaction du photon avec le champ d'un noyau.

Le seuil en énergie de cette réaction est, bien entendu, $2m_e c^2$ ($m_e c^2 = 511 \text{ keV}$)

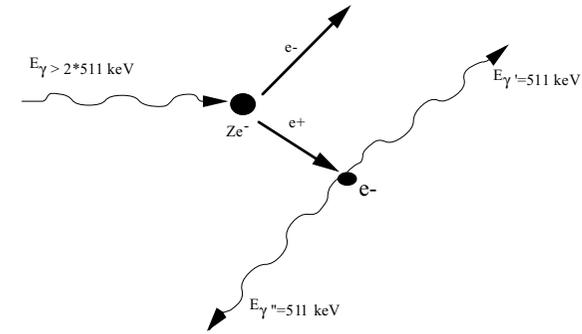


Figure A 3

Figure A 3 : Création de paires électrons-positons par interaction du photon avec le champ du noyau.

Le photon incident s'annihile et le positon, après avoir été ralenti suffisamment, s'annihile à son tour avec un électron du milieu en donnant naissance à deux photons d'énergie 511 keV émis à 180°.

Ces photons sont responsables des pics d'échappements simples et doubles lorsqu'ils ne sont pas réabsorbés. On a ainsi deux pics à 511 et 1022 keV du pic de pleine énergies.

La section efficace de la production de paire est de la forme :

$$\sigma_A \propto Z^2 \quad (\text{A } 5)$$

L'interaction des photons avec la matière se résume très bien à l'aide des trois figures suivantes :

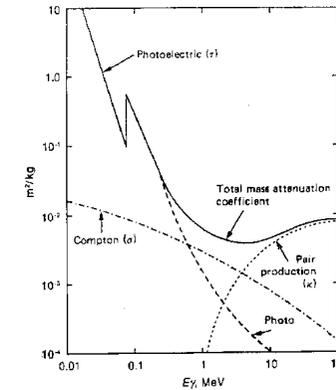


Figure A 4

Figure A 4 : Coefficient d'absorption des photons dans le Plomb. On voit la contribution de chaque type d'interaction.

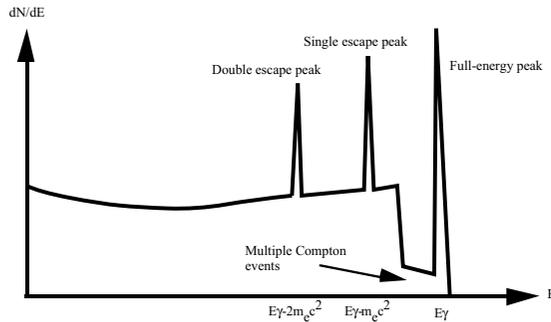


Figure A 5

Figure A 5 : Spectre typique obtenu avec des photons de grande énergie (plusieurs MeV). On voit les pics d'échappement simple et double dus à la création de paires. Les diffusions multiples empêchent le front Compton d'être totalement séparé du pic de pleine énergie.

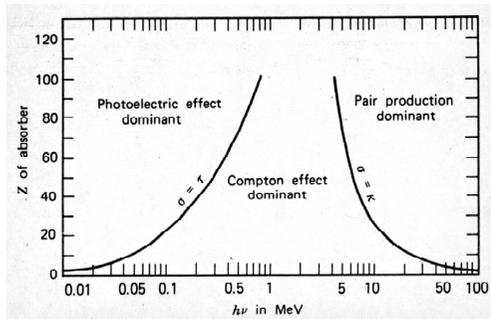


Figure A 6

Figure A 6 : Importance relative des divers processus en fonction de l'énergie du photon incident et de la charge de l'absorbeur.

On retiendra que les photons sont assez pénétrants : un photons de 100 keV parcourt plus de 24 mm dans le Silicium et environ 4 mm dans du Germanium.

A.II. Interactions des ions avec la matière.

Les ions dont nous allons parler ici peuvent provenir de la mise en mouvement d'ions de la cible (recul de noyaux), par exemple par interactions avec des neutrons. Ils peuvent également provenir d'une source radioactive de calibration, ou bien encore d'un faisceau d'ions.

Dans tous les cas la problématique reste la même : le ralentissement de ces ions se fait par des collisions inélastiques avec les électrons, et des collisions élastiques avec les atomes de la cible.

Les calculs sont assez complexes et ne seront pas détaillés ici. Les interactions coulombiennes sont écrantées à différents degrés par les électrons de la cible et des états de charges variables sont autorisés.

A.II.1. Pertes d'énergie par collisions inélastiques.

À grande vitesse, un traitement en perturbation au premier ordre donne un résultat satisfaisant : il s'agit de la fameuse formule de Bethe, donnant le pouvoir d'arrêt des ions.

$$\left. \frac{-dE}{dx} \right|_e = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4 N}{m_e v_1^2} \ln \frac{2m_e v_1^2}{I} \quad (\text{A } 6)$$

L'indice 1 concerne l'ion incident et l'indice 2 la cible. I est un potentiel moyen d'ionisation présentant des oscillations avec Z_2 , sa valeur moyenne est de l'ordre de 10 eV par unité de Z_2 .

La formule de Bethe impose les conditions suivantes pour être valide :

L'ion doit être totalement nu dans la matière. V désignant une vitesse, il faut pour cela que $V_{ion} \gg V_{\text{électrons de l'ion}}$ et que $V_{ion} \gg V_{\text{électron de la cible}}$.

Dans un modèle de Thomas Fermi, cela impose $V_{ion} \gg V_b Z_1^{2/3}$ et $V_{ion} \gg V_b Z_2^{2/3}$. (V_b est la vitesse de Bohr $2.2 \cdot 10^8 \text{ cm.s}^{-1} = e^2/\hbar$).

À vitesse intermédiaire, l'ion n'est plus totalement nu. Sa charge devient $Z_1^* e < Z_1 e$ et par conséquent dE/dx est plus faible que ne le laisse penser la formule de Bethe.

De plus, l'énergie de l'ion diminue ainsi que l'énergie maximale transmise à un électron : de plus en plus d'électrons de la cible ne peuvent être ionisés, $-dE/dx$ passe donc par un maximum. Dans ces régimes de vitesses, l'état de charge de l'ion fluctue.

À faible vitesse ($V_{ion} \ll V_b Z_1^{2/3}$), l'ion possède un grand nombre d'électrons.

Lors d'une interaction ion-atome, il peut y avoir réarrangement des niveaux électroniques et formations d'une quasimolécule : des électrons peuvent passer de l'ion incident à l'atome de la cible et réciproquement.

On peut montrer dans ces conditions qu'on a un ralentissement proportionnel à la vitesse de l'ion (modèle de Lindhard).

A.II.2. Pertes d'énergie par collisions élastiques.

Les collisions élastiques ion-atome sont décrites dans la théorie de Lindhard [Lindhard 63]. Elle utilise une description statistique de l'atome du type Thomas-Fermi, qui introduit un potentiel d'interaction du type :

$$U(r) = \underbrace{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}}_{\text{partie coulombienne}} \cdot \underbrace{\Phi_{TF}\left(\frac{r}{a}\right)}_{\text{fonction d'écran}} \quad (\text{A } 7)$$

$$a = \frac{0.8853 a_b}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \quad \text{rayond'écran } (a_b \text{ rayon de Bohr} = 0.53 \text{ \AA})$$

À partir de là on peut calculer les sections efficaces du processus, le calcul reste laborieux et ne sera pas détaillé. Il est par contre très intéressant de comparer les contributions nucléaires et électroniques de la perte d'énergie.

A.II.3. Comparaison des contributions nucléaires et électroniques au pouvoir d'arrêt. Parcours des ions dans la matière.

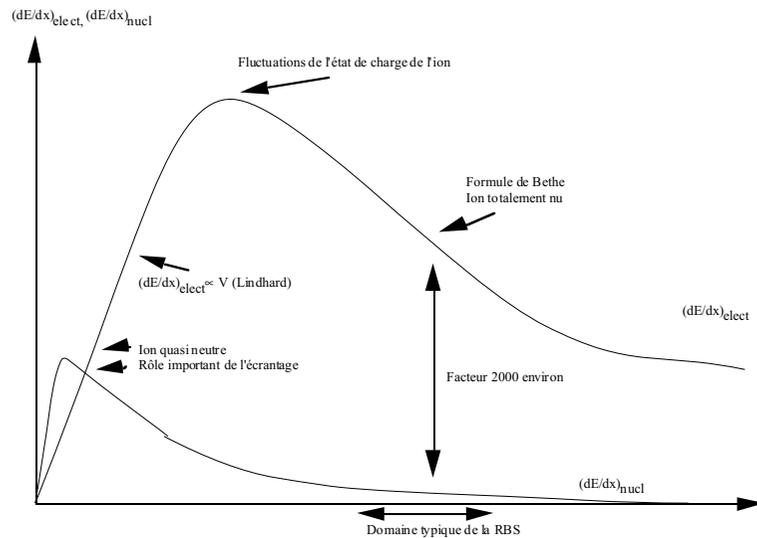


Figure A 7 : Comparaison des pouvoirs d'arrêt électroniques et nucléaires en fonction de l'énergie de l'ion incident. Cette comparaison reste très schématique et n'est valable que pour des ions relativement légers.

La Figure A 7 [L'Hoir 91], résume les contributions respectives des chocs élastiques et inélastiques au pouvoir d'arrêt, nous pouvons donc essayer de prévoir quel sera le parcours typique d'un ions de quelques MeV.

À haute énergie, le pouvoir d'arrêt électronique est supérieur de plus de trois ordres de grandeur au pouvoir d'arrêt nucléaire, mais ce processus ne conduit qu'à des transferts de quantité de mouvement très faible, vue la désadaptation des masses, ainsi l'ion incident aura une trajectoire rectiligne.

Lorsque l'ion a perdu suffisamment d'énergie, les collisions élastiques des ions avec les atomes de la cible deviennent importantes et provoquent de fortes déviations de l'ion, son parcours devient alors chaotique.

Dans le germanium, les contributions électroniques et nucléaires sont égales autour de quelques keV [Lindhard 63], d'autre part les parcours sont relativement petits comparés, par exemple, aux parcours des électrons (de l'ordre de 1 mm pour des énergies de 1 MeV) : pour une particule alpha de 5.5 MeV, on a 30 μm dans le Si et 20 μm dans le Pb.

Le fait que la majeure partie de l'énergie de l'ion soit perdue par voie électronique est de grande importance pour des détecteurs comme les bolomètres, en effet, en cas de mauvaise recombinaison des charges, une fraction non négligeable de l'énergie peut être ainsi stockée.

Lors de collisions élastiques, l'énergie transférée est quelquefois suffisante pour permettre à l'atome choqué de quitter son site et donc de créer une paire de défauts (paire de Frenkel : lacune et atome interstitiel).

La fluctuation du nombre de défauts créés va donc intervenir directement dans la résolution d'un bolomètre. Nous reviendrons en détails sur ces problèmes lors des discussions sur la résolution et les reculs de noyaux.

A.III. Interactions des électrons avec la matière.

Nous venons de voir que pour le ralentissement des ions et des photons dans la matière, les processus dominants sont des interactions via les électrons de la cible. Tous ces processus transfèrent aux électrons une énergie qui peut être importante (énergie du photon incident dans le cas de l'effet photoélectrique), nous devons donc nous intéresser à présent aux interactions de ces électrons secondaires (ou imaginer qu'on utilise une source β comme calibration).

Nous allons voir que ces électrons cèdent une grande partie de leur énergie par des interactions avec les électrons de la cible, on observe donc le développement d'un nuage d'électrons excités dans les bandes de conduction, ces électrons ont tous une énergie relativement

faible (de l'ordre de grandeur du gap pour un diélectrique), la thermalisation finale se fera nécessairement par leur intermédiaire.

Avant d'étudier cette thermalisation finale nous allons décrire les processus principaux de pertes d'énergie des électrons dans la matière : rayonnement de freinage, interactions avec les électrons de la cible, interactions avec les noyaux de la cible.

A.III.1. Rayonnement de freinage (" Bremsstrahlung ").

Toute particule chargée soumise à une accélération émet un rayonnement (proportionnel au carré de l'accélération dans le cas non relativiste). Lorsqu'un électron traverse la cible, il y subit des collisions avec les atomes et donc des accélérations. Il émet alors un rayonnement de freinage (" Bremsstrahlung ").

La section efficace de ce processus est en Z^2 , et les photons sont émis dans une gamme d'énergie allant de 0 à E_e , énergie cinétique de l'électron.

Dans la gamme d'énergie nous intéressent, ce processus est en fait négligeable devant le processus dominant de ralentissement : l'ionisation.

Une formule semi-empirique donne [Lesueur 96] :

$$\frac{-\frac{dE_e}{dx}\Big|_{\text{Brems}}}{-\frac{dE_e}{dx}\Big|_{\text{ioni}}} \approx \frac{Z}{1500} \frac{E_e}{m_e c^2} \quad (\text{A } 8)$$

le Bremsstrahlung est dominant à très haute énergie, pour $E_e > 800/Z$ MeV.

A.III.2. Collisions élastiques avec les noyaux.

Ce processus a également une contribution négligeable au pouvoir d'arrêt total, mais ce type de collision peut provoquer des déplacements atomiques et donc créer des défauts.

L'énergie transmise maximale lors d'une collision frontale est donnée par les lois de la cinématique :

$$\Delta E_e = \frac{4m_e}{M} \left(1 + \frac{E_e}{2m_e c^2} \right) E_e \quad (\text{A } 9)$$

Par exemple un électron de 1 MeV transmet au maximum 150 eV à un atome de Silicium (dans une cible de Si).

On peut calculer ainsi qu'un électron de 1MeV crée en moyenne entre 0.1 et 1 défaut avant d'être arrêté, cet effet conduit donc à une énergie stockée relativement faible.

A.III.3. Ionisation et excitation atomique.

Nous rappelons que l'on considère ici des électrons d'énergie relativement élevée par rapport notamment au gap, représentant la bande d'énergie interdite séparant la bande de valence remplie de la bande de conduction, vide pour les isolants.

Le pouvoir d'arrêt présenté englobe un nombre important de mécanismes, mais ne traduit que l'effet moyen de toutes les interactions pouvant intervenir. Il exprime seulement la perte d'énergie linéique moyenne d'un électron.

Nous verrons plus loin la thermalisation des électrons de faible énergie.

On considère donc une collision inélastique entre un électron et un atome de la cible. L'énergie cinétique de l'électron incident est finalement partagée entre une énergie potentielle (création d'une lacune dans une couche électronique de l'atome) et l'énergie cinétique acquise par l'électron éjecté.

Le bilan en énergie est alors :

$$E_e = E_p + E + E_e' \quad (\text{A } 10)$$

où E_e et E_e' sont les énergies cinétiques de l'électron avant et après collision, E est l'énergie cinétique de l'électron éjecté, E_p est soit l'énergie de liaison de l'électron, soit une différence entre deux niveaux d'énergie.

Les collisions sont coulombiennes, mais il faut tenir compte des effets relativistes, on obtient un pouvoir d'arrêt du type [Lesueur 96]:

$$\frac{-dE_e}{dx}\Big|_{\text{ioni}} = 4\pi r_0^2 N Z f(I, \beta, \gamma) \quad (\text{A } 11)$$

où $\beta = \frac{v_e}{c}$ et $\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$

I est un potentiel moyen d'ionisation faisant intervenir les potentiels d'ionisation de toutes les couches.

Comme dans le cas du ralentissement des ions, des corrections (corrections de couches) sont apportées à faibles vitesses (où $E_e \approx I$)

Nous voyons que le pouvoir d'arrêt est ici en NZ, on a donc uniquement la résultante globale moyenne d'une multitude d'interactions, de plus les électrons excités ici vont exciter à leur tour d'autres électrons jusqu'à création d'un nuage d'électrons d'énergie plus faible.

Notons enfin que le parcours des électrons est petit dans la matière, ainsi un électron de 10 keV pénètre d'environ 0.5 μm dans le Germanium et de 10 μm pour une énergie de 60 keV, pour des énergies de l'ordre de 1 MeV, le parcours est typiquement de 1 mm.

A.III.4. Thermalisation des électrons de faible énergie.

On se place pour cette discussion dans un diélectrique. Cette discussion rejoint la problématique du nombre de paires électron-trou créés dans un semiconducteur ou un isolant, on en trouvera une étude assez détaillée dans l'article de Klein [Klein 68].

À haute énergie, il y a production indépendante de phonons optiques et d'électrons d'ionisation. Ces électrons d'ionisation se thermalisent par création de nouvelles paires électron-trou et par production de phonons, mais il existe un seuil en énergie, seuil d'ionisation relié au gap, en dessous duquel le processus d'ionisation n'est plus possible.

Ce modèle se base sur le fait expérimental qu'à suffisamment haute énergie, toutes les particules ionisantes donnent le même nombre de paires électron-trou, pour un matériau donné et une énergie donnée. On définit donc une énergie de création de paire ε :

$$\varepsilon = \frac{E}{N} \quad (\text{A 12})$$

où N est le nombre de paires créées ; il s'agit, bien entendu, d'une énergie moyenne.

On peut calculer l'énergie de seuil et l'énergie de création de paire dans un modèle simple de gap direct et de densité d'énergie parabolique.

A.III.4.a. Seuil d'ionisation et nombre de paires créées.

Klein a montré que les électrons ayant franchi le gap E_g et possédant une énergie cinétique supérieure au minimum d'ionisation pouvait créer d'autres paires, cette création entre en compétition avec l'émission de phonons optiques par interactions électron-phonon.

Par des critères cinématiques simples on peut calculer ce seuil d'ionisation.

On imagine une collision entre un électron incident et un électron de la bande de valence, l'énergie initiale est ensuite répartie entre l'électron incident, l'électron excité dans la bande de

conduction et le trou mobile dans la bande de valence. On ne fait pas intervenir ici de masse effective, on a alors un bilan du type :

$$\begin{cases} E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = E_g + E_g + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) \\ \vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 \end{cases} \quad (\text{A 13})$$

\vec{k} , \vec{k}_1 , \vec{k}_2 et \vec{k}_3 sont les vecteurs d'onde de l'électron avant et après le choc, de l'électron excité et du trou.

En supposant \vec{k} , \vec{k}_1 , \vec{k}_2 et \vec{k}_3 colinéaires pour assurer le maximum de transfert d'impulsion, on montre que l'énergie minimale pour laquelle le bilan est respecté est telle que $k_1=k_2=k_3=k/3$, l'énergie cinétique minimale de l'électron incident est donc telle que :

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} = \frac{3}{2} E_g \quad (\text{A 14})$$

Cette énergie correspond donc au seuil d'ionisation.

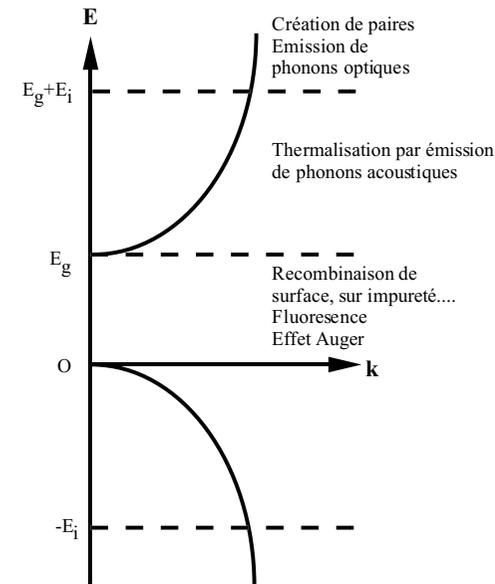


Figure A 8

Figure A 8

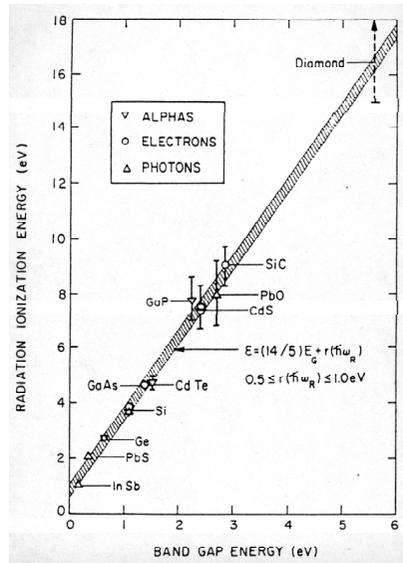


Figure A 9 : Énergie moyenne par paires en fonction du gap [Klein 68].

Maintenant que l'on a estimé le seuil d'ionisation, l'énergie moyenne par paire est donc égale à l'énergie cinétique moyenne de l'électron à laquelle on ajoute celle du trou et le gap. On suppose implicitement que la répartition est uniforme dans l'espace de phase.

Dans le modèle considéré $k \ll \sqrt{E}$, l'énergie cinétique moyenne est donc :

$$\langle E_e \rangle = \langle E_t \rangle = \frac{\int_0^{E_i} \sqrt{E} E dE}{\int_0^{E_i} \sqrt{E} dE} = \frac{3}{5} E_i \quad (\text{A 15})$$

$$\text{d'où } \varepsilon = E_g + 2 \cdot \frac{3}{5} E_i = \frac{14}{5} E_g$$

À cette énergie, on ajoute alors l'énergie moyenne convertie en phonons optiques (appelons la E_R). On obtient alors un accord impressionnant avec de nombreux semi-conducteurs en prenant empiriquement $0.5\text{eV} < E_R < 1\text{eV}$ (cf. Figure A 9).

Pour le silicium et le germanium, on a respectivement pour E_g et ε (1.15eV, 3.75eV) et (0.75eV, 2.95eV).

Dans un détecteur classique à barrière de surface, on collecte la charge liée aux paires électron-trou créées, ce nombre étant proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

Un tel détecteur est donc directement sensible à la fluctuation du nombre de paires créées. On peut noter ici qu'il n'en est rien pour un bolomètre qui mesure une température, et donc indirectement une quantité de chaleur, cette quantité de chaleur résulte de tous les phénomènes de ralentissement cités.

Les paires créées sont dans un état d'énergie excité et vont relaxer à leur tour jusqu'aux sommets de bande puis se recombiner.

A.III.4.b. Thermalisation et recombinaison des paires électron-trou.

On se situe en dessous du seuil d'ionisation, et il ne peut pas y avoir de création de nouvelles paires. L'énergie cinétique relaxe donc par des processus de diffusion électron-phonon. À chaque diffusion, l'énergie perdue est assez faible et l'on observe une cascade de désexcitations avec émission de phonons (pour la plupart acoustiques), les paires se retrouvent ainsi aux sommets de bande.

Ensuite la paire se recombine par divers processus.

- **Recombinaison Auger :**

L'électron et le trou se recombinent en étant éventuellement assistés par un piège, l'énergie de la paire est communiquée à un porteur libre (électron ou trou). Le nombre de porteurs étant très faible à basse température pour un semi-conducteur non dopé, ce mécanisme est peu probable.

- **Recombinaison radiative :**

L'énergie relaxe par émission de photon d'énergie de l'ordre du gap, l'émission est donc le plus souvent dans l'UV.

Le mécanisme est différent suivant que la transition est verticale ou oblique. Dans le second cas, en effet, pour conserver le moment cristallin, il faut qu'il y ait absorption ou émission de phonons de vecteur d'onde relativement élevé. Or à basse température, de tels modes de phonons ne sont pas excités, rendant la probabilité de ce mécanisme faible.

Pour une transition verticale, la paire doit avoir des caractéristiques très contraignantes pour assurer la conservation du moment cristallin, la probabilité de transition diminue de plus exponentiellement avec la température. Ce mécanisme est finalement lui aussi négligeable à basse température.

- **Recombinaison indirecte par des pièges ou impuretés :**

On n'entrera pas dans les détails de ce problème très complexe, l'étude à basse température des phénomènes de piégeages est bien discutée dans la thèse de X.F. Navick [Navick 97].

Un niveau peut être créé dans la bande interdite par un défaut cristallin ou une impureté. La recombinaison indirecte se fait alors en deux étapes distinctes.

Un état situé dans la bande interdite capture un électron de la bande de conduction et ensuite ce site peut capturer un trou de la bande de valence, assurant ainsi la recombinaison d'une paire.

En comparaison d'une recombinaison radiative, la transition est plus probable car les énergies en jeu sont plus petites.

Le problème est que le piège doit capturer un trou avant que l'électron ne soit réémis vers la bande de conduction. La distinction entre piège et centre de recombinaison est donc peu évidente et fait intervenir des facteurs cinétiques.

De ces mécanismes complexes, il faut garder à l'esprit que la recombinaison peut être extrêmement lente, comparée notamment au temps de mesure du bolomètre. Par exemple dans le Germanium le temps de recombinaison radiatif est de l'ordre de la seconde à température ambiante !

A.IV. Interactions des neutrons dans la matière.

Nous ne nous intéresserons qu'aux neutrons dits rapides, dont les énergies sont de quelques MeV. Ces neutrons perdent leur énergie principalement par collision élastique avec les noyaux de la cible.

Les autres mécanismes de thermalisation (capture, absorption, fission...) ne seront pas décrits

Dans la gamme d'énergie considérée, un potentiel de sphères dures décrit qualitativement le potentiel d'interaction. L'énergie transférée est alors :

$$E_{\text{recul}} = \frac{4m_n M}{(m_n + M)^2} E_n \cos^2 \varphi \quad (\text{A } 16)$$

Les directions de diffusion étant équiprobables, l'énergie moyenne transmise est

$$E_{\text{recul}}^{\text{moy}} = \frac{E_{\text{recul}}^{\text{max}}}{2} \quad (\text{A } 17)$$

Pour un neutron de 1 MeV dans du Silicium, on a ainsi une énergie moyenne transférée de 35 keV.

Cette énergie est transférée sous forme d'un recul de noyau, l'atome choqué cède ensuite son énergie par une suite de collisions semblable à celle d'un ion.

On reviendra en détail sur la description précise d'un recul de noyau, mais on comprend bien que l'hypothèse faite jusqu'à présent de confondre la réponse du détecteur à tout type de particules est un peu osée.

En effet, vue la désadaptation de masse entre noyaux et électrons, un recul de noyau sera préférentiellement ralenti par chocs nucléaires et créera moins de paires qu'un recul d'électron. Il faut 12 eV en moyenne à un neutron pour créer une paire électron-trou ([Shutt 96], [Spooner 91]) dans du Germanium contre 3 eV typiquement pour une particule ionisante.

Ce résultat rejoint le problème, plus global, du facteur de quenching. La définition de ce facteur dépend du problème à traiter : dans notre cas, on peut le définir comme le rapport entre le nombre de paires électron-trou créées d'une part par un recul atomique, et d'autre part par un recul électronique. Par exemple, on compare l'ionisation créée par un neutron, et celle créée par un photon (réagissant presque uniquement par recul électronique) [Di Stefano 98].

Cet effet permet de différencier un événement de type recul de noyau (typiquement neutron) d'un événement de type recul d'électron (photon, électron, ion de haute énergie), il suffit pour cela de posséder un détecteur permettant la mesure simultanée du signal chaleur et du signal ionisation. Nous verrons dans la suite que cette possibilité de discrimination est fortement appréciable pour certaines expériences de recherche de Matière Noire.

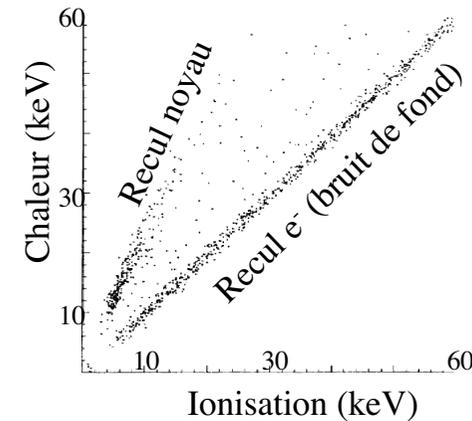


Figure A 10

Figure A 10 : Mesures simultanées de l'ionisation et de la chaleur sur un bolomètre à mesure simultanée de la chaleur et de l'ionisation de la collaboration EDELWEISS. On différencie les reculs de noyaux, obtenus avec des neutrons, des reculs d'électrons, obtenus avec une source gamma.

A.V. Thermalisation des phonons.

Nous venons de voir que l'interaction d'une particule avec la matière (dans notre cas, l'absorbeur du bolomètre) crée *in fine* des phonons. Nous pouvons également prendre le problème à l'envers et nous demander comment évoluent des phonons de grande énergie (aussi bien optiques, qu'acoustiques) dans un cristal à très basse température.

Considérons donc que des niveaux sont occupés jusqu'à des énergies de l'ordre de $k\Theta_D$ (typiquement 50 meV) sans nous préoccuper de savoir comment ces niveaux ont été peuplés et étudions leur relaxation vers l'équilibre (température de l'ordre de 10mK).

Notons que la littérature est extrêmement pauvre en ce qui concerne l'étude des phonons primaires, c'est-à-dire les « premiers » phonons qui suivent l'impact de la particule. Même la dynamique moléculaire reste discrète sur ce sujet largement ouvert...

En premier lieu, nous allons étudier les processus dans un cristal parfait, sans défauts et sans isotopes. Dans de tels cristaux, seuls les processus anharmoniques normaux N interviennent.

A.V.1. Thermalisation par processus anharmoniques normaux N.

Ce sont des processus à trois phonons du type :

$$\begin{aligned} |\omega, \vec{k}, j\rangle &\Rightarrow |\omega_1, \vec{k}_1, j_1\rangle + |\omega_2, \vec{k}_2, j_2\rangle \\ \text{avec } \begin{cases} \vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \\ \omega = \omega_1 + \omega_2 \end{cases} & \end{aligned} \quad (\text{A 18})$$

Il y a conservation du vecteur d'onde. En effet, à basse température, les processus U (Umklapp, conservation du vecteur d'onde à un vecteur du réseau réciproque près) sont peu probables du fait de la faible population de phonons de vecteur d'onde approprié.

La probabilité de désexcitation par ce processus est calculée en considérant les termes du troisième ordre dans le potentiel d'interaction entre premiers voisins. L'inverse de cette probabilité donne donc le temps de vie du phonon.

Pour des fréquences proche de la fréquence de Debye, l'expression analytique de ce temps de vie est complexe à calculer, mais les mesures expérimentales montrent qu'ils sont typiquement de 10 à 100 ps [Menendez 84]. Un tel phonon se scinde donc spontanément en plusieurs phonons d'énergie plus faible.

Très rapidement on a donc uniquement des phonons de fréquences très inférieures à la fréquence de Debye. On remarque que le trajet parcouru est très faible pendant ces processus (de l'ordre de la centaine de mailles avec une vitesse du son de $5 \cdot 10^5$ cm/s).

Les règles de sélections interdisent cependant certaines transitions, et ainsi certains phonons de haute énergie sont totalement stables vis-à-vis des processus anharmoniques, ces phonons vont donc se propager de manière balistique dans le cristal.

Pour $\omega \ll \omega_D$ le temps de vie τ_N s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{1}{\tau_N} = A E^5 \quad (\text{A 19})$$

(Dans la suite, les énergies E seront exprimées en K, avec $E = k_B T$).

L'expression précédente est une moyenne prise sur toutes les polarisations, et sur tous les vecteurs d'onde. Ici encore les règles de sélections interviennent. L'expression précédente doit normalement être multipliée par une fonction sans dimension dépendant du vecteur d'onde, de la polarisation et de la direction cristallographique de propagation. La Figure A 11 montre l'allure que peut avoir une telle fonction pour un réseau cubique à faces centrées.

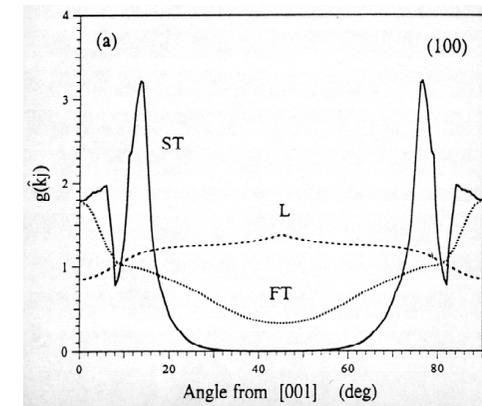


Figure A 11

Figure A 11 : Probabilité de transition anharmonique en fonction de la direction de propagation. Calcul pour un réseau cfc d'après [Maris 93]. On voit que les phonons transverses lents (ST) ont une probabilité de transition nulle dans une large gamme de vecteur d'onde.

Des valeurs de A ont été estimées pour le Silicium et le Germanium, la vitesse de Debye moyenne est également indiquée, la signification de B sera expliquée en A.V.2. :

	Si	Ge
V_D (10^5 cm/s)	5.91	3.55
A ($s^{-1}K^{-5}$)	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$7.4 \cdot 10^{-4}$
B ($s^{-1}K^{-4}$)	0.46	7

Même sans tenir compte de la population de phonons stables (cf. Figure A 11), ce phénomène ne peut à lui seul conduire à une thermalisation complète. En effet, étant donnée la décroissance en E^5 de τ_N les phonons de basse énergie ont une durée de vie très élevée. Par exemple des phonons de 1K et 0.1K ont un temps de vie respectif de 2 heures et de 2 ans !

Physiquement le cristal idéal que nous avons considéré n'existe pas. En effet, le simple fait de considérer les surfaces introduit des processus élastiques I qui vont profondément modifier la description précédente. Plus généralement, ces processus proviennent des imperfections ponctuelles (isotopes, impuretés..) ou étendues (dislocations, défauts de surfaces, désordres...).

A.V.2. Processus de diffusion élastique I.

Ces processus, appelés I, sont du type :

$$|\omega, \vec{k}, j\rangle \Rightarrow |\omega, \vec{k}_1, j_1\rangle \quad (\text{A 20})$$

On introduit alors τ_1 temps de vie élastique (temps typique avant de subir une diffusion élastique). On montre que pour $\omega \ll \omega_D$, ce temps varie avec l'énergie du phonon comme :

$$\frac{1}{\tau_1} = B E^4 \quad (\text{A 21})$$

E est toujours exprimée en K, la valeur de B est donnée en A.V.1. pour le germanium et le silicium.

Les processus I sont des processus de diffusions élastiques et donc l'énergie du phonon ne varie pas. Néanmoins ces processus participent indirectement à la thermalisation en induisant des conversions de polarisation. Ils peuvent, par exemple, changer les phonons transverses, dont on a vu précédemment qu'ils pouvaient être stables vis-à-vis des processus anharmoniques, en phonons longitudinaux qui pourront se scinder en phonons de plus basses énergies par processus N.

On peut schématiser cela de la manière suivante :

$$\underbrace{|\omega, \vec{k}, \text{transverse}\rangle}_{\text{stable pour N}} \xrightarrow{\text{processus I}} \underbrace{|\omega, \vec{k}_1, \text{longitudinal}\rangle}_{\text{instable pour N}} \xrightarrow{\text{processus N}} \underbrace{|\omega_1, \vec{k}_1, ?\rangle + |\omega_2, \vec{k}_2, ?\rangle}_{\text{2 phonons de plus basse énergie}} \quad (\text{A 22})$$

Une fois décrits les mécanismes de thermalisation des phonons, on peut s'intéresser à l'évolution spatiale et temporelle d'une population de phonons. On imagine une « goutte chaude » quasi ponctuelle et l'on se demande comment celle-ci va diffuser et à quelle vitesse.

A.V.3. Évolution d'une population de phonons chauds.

On considère tout d'abord l'évolution d'une population soumise à des processus N et I dans la limite où $\tau_1 \ll \tau_N$ et $\tau_1 \ll \frac{L}{V_D}$, L est la dimension typique de l'échantillon, $\frac{L}{V_D}$ est donc le temps de vol balistique d'un phonon. Il faut donc que les diffusions élastiques soient très efficaces.

Les choses se passent alors de la manière suivante : des générations de phonons d'énergies décroissantes se succèdent et, simultanément, on a une diffusion classique due aux chocs élastiques.

On montre [Maris 90] qu'on a alors un régime dit de quasi-diffusion avec les caractéristiques suivantes :

L'énergie moyenne des phonons au temps t est donnée par :

$$\langle E \rangle = \frac{0.6}{(A t)^{1/5}} \quad (\text{A 23})$$

La distance sur laquelle a diffusé la population est :

$$r \approx v_D \frac{A^{2/5}}{B^{1/2}} t^{9/10} \quad (\text{A 24})$$

On remarque que la diffusion est plus lente qu'en propagation purement balistique (on aurait $r = V_D t$), mais plus rapide qu'une diffusion classique (on aurait $r = \sqrt{Dt}$).

Bien que la condition $\tau_1 \ll \tau_N$ ne soit pas strictement vérifiée, on peut appliquer ces résultats au Silicium afin d'avoir une idée de l'évolution des populations de phonons :

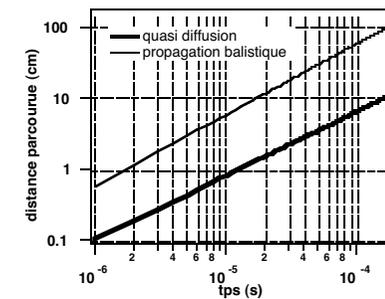


Figure A 12

Figure A 12 : Distance de diffusion dans les cas balistique et quasisdiffusif en fonction du temps

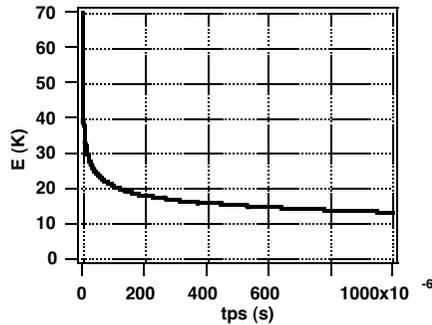
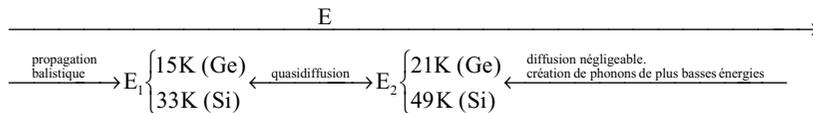


Figure A 13 : Évolution de l'énergie moyenne de la population de phonon avec le temps, d'après [Maris 90].

Il est certain que ce modèle n'est qu'indicatif mais il montre bien que si les diffusions élastiques sont importantes, la propagation des phonons peut-être assez lente.

Ce modèle suppose implicitement que tous les phonons subissent des diffusions élastiques, plus précisément il faut que la condition $\tau_1 \ll \tau_N$ et $\frac{L}{V_D}$ soit vérifiée pour tous les phonons considérés. Or, lors des processus anharmoniques, on a toujours création de phonons de basses énergies pour lesquels le temps élastique et donc le libre parcours moyen élastique (cf. formule A21) est très grand. Un certain nombre de phonons vont donc se propager balistiquement jusqu'à la surface du cristal. On peut résumer cela comme suit :



Pour avoir une idée plus précise de la façon dont arrivent les phonons aux surfaces, on peut effectuer des simulations Monte-Carlo. On génère des phonons d'énergies E, et l'on donne des directions aléatoires après chaque choc élastique. On regarde ensuite comment arrive l'énergie à une distance L. Les figures suivantes montrent les résultats d'une telle simulation, la vitesse de Debye est supposée constante et le cristal isotrope [Maris 90].

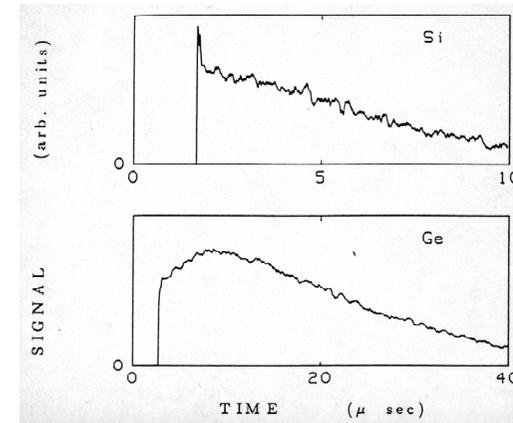


Figure A 14

Figure A 14 : Flux d'énergie en fonction du temps pour le Silicium et le Germanium. Modèle isotrope, avec une seule polarisation et une vitesse de Debye unique.

Les phonons initiaux ont été injecté à 500K, la simulation montre que les phonons arrivent avec une énergie moyenne de 35 et 20 K pour Si et Ge (pour L=1cm). Il y a 5 générations successives seulement, ceci montre bien que les phonons de hautes énergies se thermalisent rapidement. On voit un premier pic balistique suivi par les phonons en régime de quasidiffusion. On remarque, que le régime quasidiffusif est très marqué pour le Ge, cela est dû à ses nombreux isotopes.

A.V.4. Cas d'un bolomètre.

Dans le modèle simple décrit précédemment, on voit sur la Figure A 13, qu'au bout de quelques dizaines de microsecondes l'énergie des phonons est largement indépendante du temps. Ces phonons ont une énergie de l'ordre de 20K et un libre parcours moyen grand devant les dimensions du bolomètre. On utilise souvent l'image d'un gaz de phonons hors d'équilibre. Quels moyens peut prendre ce gaz de phonons pour se thermaliser ?

Il ne faut pas oublier que le bolomètre comporte un thermomètre, en supposant que les phonons hors d'équilibre puissent franchir l'interface absorbeur thermomètre (avec les problèmes de désadaptation acoustique que cela implique), ils vont alors rencontrer des électrons qui sont des centres de diffusion inélastiques.

On a alors des réactions électron-phonon du type :

$$\begin{aligned}
& \left| \omega_{ph}, \vec{k}_{ph}, j_{ph} \right\rangle + \left| \omega_{e1}, \vec{k}_{e1} \right\rangle \Rightarrow \left| \omega_{e2}, \vec{k}_{e2} \right\rangle \\
\text{avec } & \begin{cases} \vec{k}_{e2} = \vec{k}_{ph} + \vec{k}_{e1} \\ \omega_{e2} = \omega_{ph} + \omega_{e1} \end{cases}
\end{aligned} \tag{A 25}$$

Rigoureusement la polarisation du phonon est importante, les phonons transverses ont une probabilité très faible de subir une telle réaction.

On peut définir la probabilité d'une telle interaction et donc un temps de vie associé $\tau_{\text{thermomètre}}$.

De même on définit $\tau_{\text{absorbeur}}$ qu'on relie à tous les processus inélastiques contribuant à la thermalisation finale des phonons dans l'absorbeur : $\tau_{\text{absorbeur}}$ correspond ainsi au temps de vie des phonons hors d'équilibre dans le bolomètre sans la présence du thermomètre.

Le temps de vie des phonons hors d'équilibre est ainsi donné par :

$$\tau_{\text{he}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{absorbeur}}} + \frac{1}{\tau_{\text{thermomètre}}} \right)^{-1} \tag{A 26}$$

En pratique ces processus sont plus efficaces que les processus anharmoniques, et au bout de quelques milisecondes après l'impact d'une particule, il n'y a plus de phonons hors d'équilibre : toute l'énergie est convertie en chaleur sous forme de phonons thermiques en équilibre thermodynamique.

Nous voyons donc que si $\tau_{\text{absorbeur}} > \tau_{\text{thermomètre}}$, une fraction des phonons hors d'équilibre se thermalisent directement dans le thermomètre en un temps inférieur au temps de vie $\tau_{\text{absorbeur}}$. On dit alors que le bolomètre est sensible aux phonons hors d'équilibre et qu'il fonctionne en régime athermique : c'est justement le cas des bolomètres avec thermomètres en couches minces de NbSi que nous avons développés et dont une description détaillée est donnée dans la partie G.I.

◆ **Partie B** ◆

Spectrométrie de rétrodiffusion Rutherford et résolution du détecteur.

Nous allons voir l'intérêt que peut représenter en R.B.S. (Rutherford Backscattering Spectrometry) l'utilisation d'un détecteur de haute résolution. On pourra également se reporter à la thèse de G. Marie Magdeleine [Marie 1997] effectuée dans le cadre du projet Bolobistro qui a exploré l'application des bolomètres à l'analyse par faisceau d'ions.

B.I. Séparation en masse.

La spectrométrie de rétrodiffusion Rutherford est basée sur la collision élastique d'un ion, dit analyseur, de masse M_1 et d'énergie E_0 , sur un atome appartenant à la cible à analyser, de masse M_2 . L'ion est diffusé avec un angle θ et une énergie E_1 . Pour $\theta > 90^\circ$, on parle de rétrodiffusion.

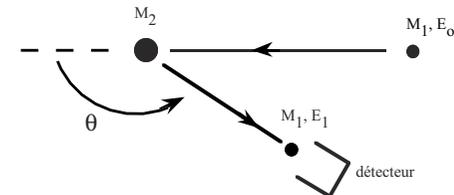


Figure B 1

Figure B 1 : Collision de l'ion analyseur avec un atome de la cible. θ est l'angle de diffusion, mesuré dans le référentiel du laboratoire.

La conservation de la quantité de mouvement, ainsi que de l'énergie totale au cours du choc, nous permet de calculer le facteur cinématique, K , reliant les énergies E_0 et E_1 de l'ion avant et après le choc.

$$E_1 = K_{(M_1, M_2, \theta)} E_0$$

$$K_{(M_1, M_2, \theta)} = \left(\frac{\sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right)^2 \quad \text{(B 1)}$$

Lorsque l'on utilise la RBS pour l'analyse chimique d'un échantillon, on souhaite séparer des atomes de masses proches. Or dans une expérience de RBS, M_1 et θ sont fixés. Pour chaque masse des atomes cibles, on connaît donc, avec l'expression du facteur cinématique, l'énergie de l'ion rétrodiffusé suivant que la collision a eu lieu sur tel ou tel atome.

En imaginant une cible formée d'atome de masse M_2 et M_2+1 , on peut donc voir sous quelles conditions la séparation en masse est réalisée.

Il est clair que cette condition est :

$$\left[\left(\frac{\sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right)^2 - \left(\frac{\sqrt{(M_2 + 1)^2 - M_1^2 \sin^2 \theta} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2 + 1} \right)^2 \right] E_0 > \Delta E_{\text{détecteur}} \quad (\text{B } 2)$$

$\Delta E_{\text{détecteur}}$ est la résolution en énergie du détecteur.

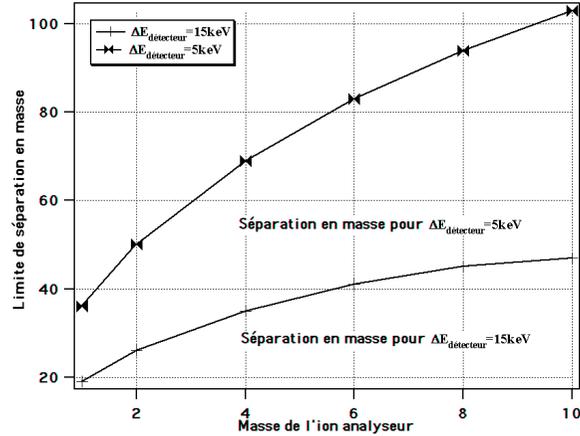


Figure B 2

Figure B 2 : Ligne de séparation en masse fonction de la masse de l'ion analyseur et de la résolution du détecteur. Le pouvoir de séparation augmente à la fois avec la résolution du détecteur, et avec la masse de l'ion analyseur.

La Figure B 2 résume les conditions à remplir pour séparer en masse les atomes de la cible. On voit bien que la limite de séparation en masse augmente très rapidement avec la résolution du détecteur. Ainsi avec un détecteur de 5 keV de résolution, on sépare les atomes jusqu'à environ $M_2=100$ u.m.a (unité de masse atomique). Parallèlement, nous voyons que pour une résolution de détecteur donnée, le domaine de séparation de masse s'élargit lorsque la masse de l'ion analyseur augmente.

Travailler avec des ions plus lourds que H, ou He permet également d'augmenter le rendement de rétrodiffusion que l'on peut définir ainsi : $\frac{\text{Nombre d'ions diffusés dans } d\Omega}{\text{Nombre total d'ions incidents}}$.

Celui-ci varie comme le carré de la charge de l'ion analyseur [Feldman 86].

B.II. Résolution en profondeur.

On s'intéresse désormais à ce qui gouverne la résolution en profondeur d'une expérience de RBS. On cherche à déterminer le profil de concentration d'une espèce (caractérisée par sa masse M_2 , et sa charge Z_2) en fonction de la profondeur. Nous allons voir qu'ici encore la résolution du détecteur est d'une grande importance.

On imagine donc l'expérience schématisée sur la figure B.3., et l'on cherche à évaluer la différence d'énergie entre les ions rétrodiffusés en surface et à la profondeur x .

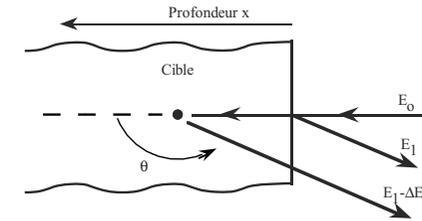


Figure B 3

Figure B 3 : Détermination du profil de concentration d'une espèce. Les ions rétrodiffusés en surface et à la profondeur x arrivent sur le détecteur avec une différence d'énergie ΔE

On montre que ΔE s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta E = Sx$$

$$S = K_{(M_1, M_2, \theta)} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_0} + \frac{1}{\cos \theta} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{KE_0} \quad (\text{B } 3)$$

K est le facteur cinématique défini précédemment, $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_0}$ et $\left. \frac{dE}{dx} \right|_{KE_0}$ sont les pouvoirs d'arrêt de l'ion analyseur dans la cible aux énergies E_0 et $K.E_0$. Cette expression suppose le pouvoir d'arrêt constant sur l'épaisseur x , elle n'est valable rigoureusement qu'au premier ordre en x .

La résolution en profondeur est donc directement liée à la résolution en énergie du détecteur par :

$$\Delta x = \frac{1}{S} \Delta E_{\text{détecteur}} \quad (\text{B } 4)$$

Nous avons montré dans la partie A que le pouvoir d'arrêt est proportionnel à Z_1^2 . On retrouve donc de nouveau un avantage à travailler avec des ions lourds pour améliorer la résolution en profondeur.

À titre d'exemple, avec des ions He de 1 MeV, et un détecteur de 15 keV de résolution (résolution typiquement obtenue avec les diodes silicium utilisées dans les expériences de RBS),

la résolution en profondeur est de 100 Å dans l'or. Nous verrons dans la partie E que l'on peut espérer obtenir des résolutions de 2 keV sur des ions azote N de même énergie avec des bolomètres : on obtiendrait alors une résolution en profondeur de 3 Å.

Pourtant cette amélioration n'est notable que proche de la surface. En effet, même pour des profondeurs faibles, les phénomènes de straggling vont être limitants. Le straggling traduit la dispersion en énergie du faisceau à une profondeur donnée. Des ions, initialement de même énergie, n'auront pas rigoureusement la même énergie après avoir traversé une épaisseur x de matière. Cela traduit tout simplement la nature stochastique des interactions des ions avec la matière.

La contribution du straggling à la résolution est donnée par la formule de Bohr [Feldman 86] :

$$\Delta E_{\text{straggling}} = 2.35 \sqrt{\frac{4\pi Z_1^2 e^4 N_2 Z_2 x}{(4\pi\epsilon_0)^2}} \quad (\text{B } 5)$$

N_2 est le nombre d'atome par m^3 de la cible.

Par exemple, pour une épaisseur de seulement 10 Å d'au, le straggling est déjà de 5keV pour des ions analyseur C et de 0.5 keV pour des ions He.

La contribution du straggling s'ajoute quadratiquement à celle du détecteur, la résolution en profondeur est donc donnée par :

$$\Delta x = \frac{1}{S} \sqrt{\Delta E_{\text{détecteur}}^2 + \Delta E_{\text{straggling}}^2} \quad (\text{B } 6)$$

Pour résumer ce qui précède, nous voyons que pour répondre aux besoins de certaines applications en physique des surfaces, il serait intéressant d'avoir des détecteurs de bonne résolution, et de travailler de plus avec des ions plus lourds.

Les détecteurs les plus couramment utilisés sont les détecteurs classiques semi-conducteurs, mais quelques expériences de RBS de haute résolution (HRBS) ont été menées avec des détecteurs différents. Passons en revue les limitations de ces divers types de détecteurs.

B.III. Détecteurs classiques semi-conducteurs.

B.III.1. Principes et types de détecteurs.

De manière très schématique, un détecteur semi-conducteur se compose d'un cristal semi-conducteur placé entre deux électrodes reliées à une source de tension V_{polar} .

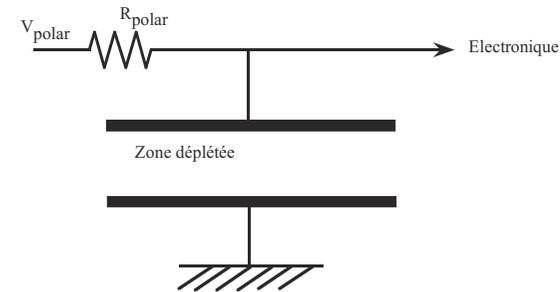


Figure B 4

Figure B 4 : Principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur. L'application d'une tension crée une zone déplétée.

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans la zone déplétée, elle crée des porteurs (électrons et trous) qui sont dirigés suivant leur nature vers l'une ou l'autre des électrodes sous l'action du champ électrique.

Le travail du champ électrique sur les porteurs, proportionnel à l'énergie de la particule incidente, délivre alors une impulsion traitée par une électronique appropriée.

Les détecteurs utilisés en spectrométrie de particules chargées sont de deux types : les semi-conducteurs à barrières de surfaces et les semi-conducteurs à jonctions implantées. Dans les deux cas, le semi-conducteur utilisé est le silicium.

- **Détecteurs à barrières de surfaces.**

Le principe de fabrication est le suivant :

Des plaquettes (épaisseur de l'ordre de 1000 μm) sont découpées dans un lingot de silicium de type N ou P. On crée ensuite une jonction par évaporation d'une mince couche d'or dans des conditions expérimentales favorisant la formation d'oxydes, enfin le contact électrique est constitué d'une couche d'aluminium déposée sur l'autre face.

Les couches métalliques et oxydées ont une épaisseur non nulle, ainsi il existe une zone morte dans laquelle les porteurs créés par le passage d'une particule chargée ne sont pas comptabilisés. Cette zone, couramment appelée fenêtre d'entrée, est d'environ 1000 Å pour des détecteurs à barrières de surfaces [ORTEC 98].

- **Détecteurs à jonctions implantées.**

L'épaisseur des plaquettes utilisées est de l'ordre de 100 µm. La jonction est réalisée ensuite en deux étapes :

Une étape d'oxydation, effectuée à haute température sous atmosphère contrôlée. On dope ensuite la jonction par implantation d'ions de type P sur une face et N sur l'autre. Enfin un recuit supprime les défauts créés par l'implantation.

La fenêtre d'entrée est alors réduite à environ 500 Å équivalent silicium [ORTEC 98].

Ce type de détecteurs est de conception plus récente que les détecteurs à barrière de surface, datant des années 1960. Ils présentent un certain nombre d'avantages qui ne seront pas détaillés ici, et donnent les meilleures résolutions.

B.III.2. Résolution des détecteurs semi-conducteurs.

Nous allons passer en revue toutes les sources contribuant à dégrader la résolution d'un détecteur à semi-conducteur. Ces sources étant décorrélées les unes des autres, chaque contribution s'ajoute quadratiquement à la précédente.

Des discussions plus approfondies sur le sujet se trouvent dans les références [Steinbauer 94a] et [Steinbauer 94b].

Notons tout d'abord qu'un premier facteur concerne le trajet de la particule depuis sa création jusqu'à son arrivée dans le détecteur. Ce facteur fait intervenir l'autoabsorption dans le dépôt radioactif si on utilise une source ou bien la définition en énergie d'un éventuel faisceau ainsi que tous les phénomènes de diffusions d'origines diverses.

En prenant les précautions nécessaires la dispersion en énergie sur le trajet peut être inférieur au keV pour une source et totalement négligeable pour un accélérateur.

Les autres contributions proviennent du bruit électronique de la chaîne d'amplification, de la dispersion en énergie dans la fenêtre d'entrée du détecteur et de la collection des charges. La résolution ΔE d'un détecteur semi-conducteur peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Delta E = \sqrt{\Delta I^2 + \Delta C^2 + \Delta P^2 + \Delta F^2 + \Delta E_{lec}^2} \quad (B 7)$$

avec :

- ΔI : Fluctuation statistique de l'ionisation.
- ΔC : Fluctuation causée par les collisions sur les atomes.
- ΔP : Fluctuations causées par les effets de piégeage, de recombinaisons et de plasma.
- ΔF : Fluctuation due au stragglng dans la fenêtre d'entrée.
- ΔE_{lec} : Bruit d'origine électronique.

- **Fluctuation statistique de l'ionisation : ΔI .**

Nous avons vu dans la partie A que l'énergie perdue par une particule ionisante dans un semi-conducteur crée des paires électrons-trous.

Le détail précis des divers processus aboutissant à cette création de paires est complexe et pas totalement connu, mais les mesures expérimentales montrent que pour une température et un semi-conducteur donnés, l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-trou est, en première approximation, indépendante du type et de l'énergie de la particule ionisante. Cette énergie est de l'ordre de 3.7 eV (à l'ambiante) pour le silicium et de 3 eV (à 80 K) pour le germanium. Or la valeur du gap de ces matériaux est respectivement de 1.15 et de 0.75 eV, pour le silicium et le germanium. Il est donc clair que toute l'énergie de la particule n'est pas utilisée uniquement à la création de paires mais qu'une part importante relaxe dans le réseau sous forme de phonons.

On remarque que si toute l'énergie de la particule ionisante était utilisée à la seule création de paires, il n'y aurait aucune fluctuation sur le nombre de paires créées. On aurait alors $\Delta I=0$.

D'autre part, si on suppose que les processus aboutissant à la thermalisation de l'énergie sous forme de phonons et sous forme de paires électron-trou sont totalement non corrélés, une statistique de Poisson s'impose.

Sous cette hypothèse, en notant ϵ l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire et E l'énergie de la particule ionisante, le nombre moyen de paires créées est :

$$\bar{n} = \frac{E}{\epsilon} \quad (B 8)$$

L'écart-type de la distribution est alors :

$$\sigma(n) = \sqrt{\bar{n}} \quad (B 9)$$

\bar{n} étant grand, la fonction de réponse de la distribution est alors une Gaussienne, de largeur à mi-hauteur $2.35 \sigma(n)$. La contribution de la fluctuation du nombre de charge à la résolution totale est alors $\Delta I=2.35\sigma(n)\epsilon$, soit :

$$\Delta I = 2.35\sqrt{\epsilon E} \quad (B 10)$$

Ainsi pour une particule alpha de 5 MeV dans du silicium, on aurait $\Delta I=10.5$ keV.

Or on obtient des résolutions allant jusqu'à 9 keV avec des particules alpha et des mesures effectuées avec des électrons ont obtenu des résolutions 3 à 4 fois inférieures à cette seule contribution statistique.

La réalité se situe donc entre les deux situations limites décrites ci-dessus. On peut intuitivement se rendre compte que la statistique de Poisson n'est pas appropriée en revenant une nouvelle fois à l'interaction de la particule ionisante dans le semi-conducteur.

Nous avons vu que des électrons d'énergies très supérieures au gap sont créés au cours des différentes interactions, et ensuite les canaux de désexcitations sont multiples pour la

thermalisation de ce surplus d'énergie (jusqu'à arriver aux sommets de bande) : créations de phonons, excitations d'électrons. Or tous ces mécanismes sont fortement corrélés : par exemple, un électron relativement chaud ne peut pas se thermaliser en cédant uniquement de l'énergie à d'autres électrons, une part importante de l'énergie est toujours donnée au réseau. Les différents canaux de désexcitations étant liés, la fraction de l'énergie allant dans chacun d'eux fluctue moins que dans le cas de processus de désexcitations totalement indépendants.

On introduit alors le facteur de Fano F, défini par le rapport entre la fluctuation observée et la fluctuation prévue par une statistique de Poisson, soit

$$F = \frac{\sigma(n) \text{ observée}}{\sigma(n) \text{ Poisson}} \quad (\text{B 11})$$

On a alors :

$$\Delta I = 2.35 \sqrt{F \epsilon E} \quad (\text{B 12})$$

La mesure expérimentale de F est difficile, il faut en effet s'affranchir, ou estimer très précisément toutes les autres sources de fluctuation. Une valeur couramment utilisée, aussi bien dans le silicium que dans le germanium est $F=0.1$. Avec cette valeur, la contribution de la fluctuation du nombre de paires à la résolution du détecteur est alors (toujours pour une particule alpha de 5 MeV dans du silicium) $\Delta I=3.5 \text{ keV}$.

- **Fluctuations dues aux collisions nucléaires : ΔC .**

Cette contribution provient du fait qu'une petite partie de l'énergie de la particule ionisante est transférée par recul nucléaire plutôt que par recul électronique. De plus l'immense majorité de ces collisions transfère très peu d'énergie et ne peut donc pas créer de nouvelles paires électron-trou.

Encore une fois, si la fraction de l'énergie ainsi perdue était constante, la contribution à la résolution serait nulle. Mais l'énergie perdue par chocs nucléaires est surtout composée d'un petit nombre de grandes contributions, et ce phénomène, statistiquement défavorable explique pourquoi cette fraction de l'énergie varie beaucoup. Nous reviendrons plus en détails sur cette question lors de la partie E.

Dans le silicium, une particule alpha de 5 MeV perd en moyenne 9 keV sous forme de chocs nucléaires avec une fluctuation typique de 6 keV.

On a donc $\Delta C=6 \text{ keV}$.

- **Effets de recombinaisons, de pièges et de plasma : ΔP .**

Certaines impuretés peuvent occuper des niveaux d'énergie situés vers le milieu de la bande interdite, ces impuretés peuvent alors capturer les porteurs et les piéger pendant un temps qui peut être important devant le temps de collecte.

D'autres types d'impuretés, les centres de recombinaison, sont susceptibles de capturer successivement des électrons et des trous, causant ainsi leur annihilation. Enfin l'effet de plasma est causé par la densité importante d'ionisation sur la trajectoire de la particule : cette forte densité provoque un écrantage du champ électrique. Les porteurs n'étant pas séparés assez rapidement peuvent se recombiner.

On note que tous ces effets sont liés à la pureté du semi-conducteur employé. En effet, un semi-conducteur très pur autorise l'emploi de champs élevés diminuant ainsi les effets de plasma. Ainsi, dans les diodes commerciales récentes, la contribution de tous ces effets reste minime, on peut l'estimer à environ $\Delta P=1 \text{ keV}$.

- **Contribution de la fenêtre d'entrée : ΔF .**

Cette contribution provient du straggling dans l'épaisseur de la fenêtre d'entrée du détecteur.

En appliquant la formule de Bohr (B 5), et en prenant une épaisseur de 500 Å équivalent silicium pour la fenêtre, on obtient pour des particules alpha de 5 MeV : $\Delta F=5 \text{ keV}$.

Il faut noter que la contribution de la fenêtre peut être plus importante. En effet, la valeur donnée ci-dessus est valable pour des particules arrivant en incidence normale à la surface du détecteur, impliquant donc un angle solide très faible.

- **Bruits d'origine électronique : ΔE_{lec} .**

Cette contribution regroupe en fait la somme des bruits provenant du détecteur lui-même mais également de la chaîne d'amplification et de traitement des impulsions.

La température joue un rôle non négligeable, ainsi pour obtenir une résolution optimale, il pourra être judicieux de refroidir le détecteur (on notera que les détecteurs à barrières de surface sont alors plus appropriés).

La taille du détecteur intervient également (par exemple la capacité parasite du détecteur est directement proportionnelle à sa surface), un compromis entre la résolution souhaitée et l'efficacité est quelquefois nécessaire.

Enfin, minimiser la contribution absolue du bruit ne revient pas toujours à minimiser le rapport signal/bruit, et, en dernier ressort, l'intervention et l'art de l'expérimentateur est indispensable.

Ainsi les niveaux de bruit d'une expérience prototype très spécifique peuvent être très faibles, voir négligeables alors qu'ils contribuent à la résolution de manière importante dans de nombreux cas.

Typiquement, pour un détecteur de grande qualité, on a $\Delta E_{lec}=1 \text{ keV}$ avec des transistors refroidis et $\Delta E_{lec}=6 \text{ keV}$ à température ambiante.

- **Résolution finale : ΔE .**

Il nous reste à faire la somme quadratique des différentes contributions passées en revue. Pour des détecteurs de petite tailles et des particule alpha de 5.5 MeV, les résolutions finales vont de $\Delta E=9$ keV (en prenant les valeurs données précédentes) pour des expériences pilotes à $\Delta E=12-15$ keV dans des conditions expérimentales plus standard.

On notera que la résolution chute brutalement pour des particules plus lourdes, ainsi pour des protons et des ions azotes de 1 MeV, la résolution passe typiquement de 10 keV à 50 keV [Amsel 76].

Or nous avons vu l'intérêt que présente l'utilisation d'ions plus lourds dans des expériences de RBS appliquées à la physique des surfaces.

Nous voyons que, même en minimisant toutes les sources de bruit, la résolution intrinsèque des détecteurs à semi-conducteur est limitée et ne permet pas une résolution en profondeur suffisante dans des expériences de RBS.

Ainsi une résolution de 14 keV et l'emploi d'ions alpha de 1MeV permet une résolution en profondeur de seulement 46 couches atomiques (95 Å) en incidence normale sur de l'or. En incidence rasante, cette résolution peut être fortement augmentée, mais l'état de surface, notamment sa rugosité devient extrêmement critique, et en pratique souvent trop contraignante.

Malgré tout, la facilité d'emploi des détecteurs à semi-conducteur a beaucoup contribué à l'essor immense qu'ont pris les expériences de RBS dans les dernières décennies, mais il faut garder à l'esprit que les détecteurs initialement utilisés étaient des analyseurs magnétiques aux résolutions impressionnantes (quelques keV).

Certaines équipes s'intéressent de nouveaux à ces détecteurs qui restent néanmoins à l'état de prototypes. Nous allons les présenter brièvement, ainsi que d'autres systèmes d'analyse assez proches : les spectromètres électrostatiques.

B.IV. Spectromètres électrostatiques.

Notons qu'un analyseur électrostatique toroïdal, développé au FOM d'Amsterdam [Smeenk 82], est maintenant commercialisé par High Voltage Engineering Corporation. Cet appareil permet d'analyser des ions $^4\text{He}^+$ jusqu'à des énergies de 250 keV avec une précision de 0.35%.

On en déduit alors une résolution en profondeur de 5 couches atomiques (10 Å) en incidence normale sur de l'or. Ce système permet également d'obtenir la distribution angulaire, et il a été développé pour des études fines des phénomènes de canalisation.

Outre la faible limite supérieure en énergie, il souffre surtout de sa très faible dynamique (quelques keV) : il faut alors balayer toute la gamme d'énergie souhaitée en ajustant la tension sur l'analyseur.

Un spectromètre électrostatique a été développé au Max Planck Institut für Metallforschung, à Stuttgart. Il permet l'analyse d'ions simplement chargés jusqu'à des énergies de 2 MeV. L'appareil peut se séparer en trois parties principales : le système focalisant, l'analyseur électrostatique et un détecteur de position. La Figure B 5 montre le schéma de principe.

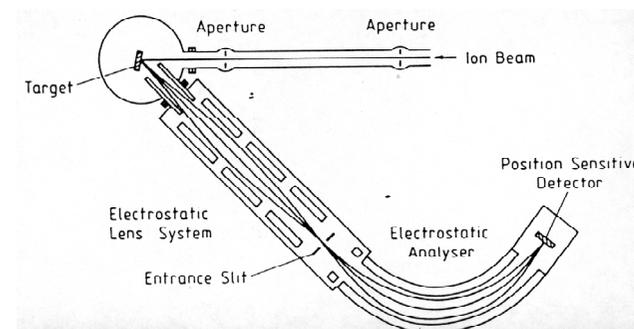


Figure B 5

Figure B 5 : Schéma de principe du spectromètre électrostatique dans une expérience de RBS. La détection de la position de l'ions sur le détecteur semiconducteur donne sa déviation et son énergie

Pour plus de détails, on se reportera aux références [Enders 92] et [Carstanjen 98]. On notera que le système d'analyse n'est sensible qu'à la charge de l'ion et ainsi l'analyse d'ions lourds est permise (avec toutefois, tous les problèmes liés aux différents états de charges de l'ions).

La résolution relative de l'analyseur électrostatique est de $3 \cdot 10^{-4}$. La résolution totale du système est limitée par la résolution spatiale du détecteur semi-conducteur utilisé : elle est, soit de 2.2 keV avec une dynamique en énergie d'environ 3% (autorisant donc des fenêtres de l'ordre de 30 keV pour des ions de 1 MeV), soit de 1.5 keV avec une dynamique de 1.3 %.

Le point faible du dispositif est sa faible acceptance : l'angle solide du détecteur est seulement de 0.12 msr au maximum, à comparer à des valeurs de 3 à 20 msr pour des expériences de RBS avec des détecteurs classiques. On peut penser qu'il suffit d'augmenter l'intensité du faisceau pour éviter des temps de comptage trop longs, mais des phénomènes de mixing peuvent alors intervenir et ainsi endommager la surface de l'échantillon. Ces phénomènes sont d'ailleurs totalement rédhibitoires pour utiliser un tel dispositif sur un microfaisceau.

Une résolution de 1.5 keV correspond à une résolution en profondeur de 5 monocouches pour des ions He sur de l'or en incidence normale, résolution qui passe à exactement 1 monocouche en incidence rasante (12 °).

Notons que le dispositif a été muni très récemment d'un détecteur à semi conducteur segmenté, de meilleure résolution spatiale, la résolution ainsi annoncée est de 0.8 keV. Une expérience, réalisée avec des ions Ne de 1 MeV, a ainsi obtenue une résolution en profondeur de 1/2 couche atomique d'or (angle d'incidence 38°).

À titre d'exemple, la Figure B 6 montre le front haute énergie du spectre RBS d'un échantillon de Cu [Carstanjen 98]. On distingue nettement deux marches correspondant aux isotopes ^{63}Cu et ^{65}Cu , respectivement de concentrations 69 et 31 %. Du front de montée, on déduit la résolution expérimentale de 1.5 keV. Un second ajustement, avec une résolution imposée de 3 keV montre que les deux marches serraient alors difficilement séparables.

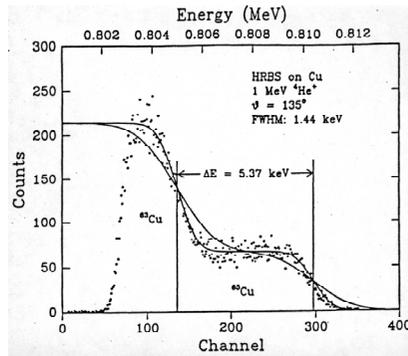


Figure B 6 : Spectre RBS d'un échantillon de Cu, obtenue avec le spectromètre électrostatique. La résolution est de 1.44 keV FWHM

Figure B 6

B.V. Spectromètres magnétiques.

Un spectromètre magnétique est un élément optique utilisant la force $F = qv \times B$ pour focaliser une particule de charge q , de vitesse v , dans un champ magnétique B , de la cible au plan focal du spectromètre. En mesurant la position de la particule dans le plan focal, on mesure alors son énergie.

Ces systèmes étaient les premiers utilisés [Rubin 50], [Rubin 57], avant l'apparition des détecteurs semi-conducteurs.

La possibilité d'utiliser des détecteurs de grande résolution spatiale a relancé leur utilisation. Les caractéristiques classiques de ces détecteurs sont [Kimura 98]:

- Une résolution relative de l'ordre de 0.1 %.
- Une dynamique en énergie de l'ordre de 10 % pour une énergie maximale inférieure au MeV
- Un angle d'acceptance faible, de l'ordre de 0.2 msr.

On retrouve donc un angle solide d'acceptance très faible, et une dynamique qui oblige souvent à multiplier les spectres pour couvrir toutes les plages d'énergie.

Toutefois, il faut noter le projet ambitieux de spectromètre magnétique très compact ($0.9\text{m} \times 0.6\text{m} \times 0.3\text{m}$) menés par W.A. Lanford et al. [Lanford 98]. Le spectromètre est en cours de construction et présente, sur le papier, des caractéristiques impressionnantes :

- Une résolution relative de 0.05 % (non mesurée).
- Une dynamique en énergie de 88 % jusqu'à une énergie de 5 MeV.
- Un angle d'acceptance de 2 msr.

La Figure B 7 montre une coupe du spectromètre.

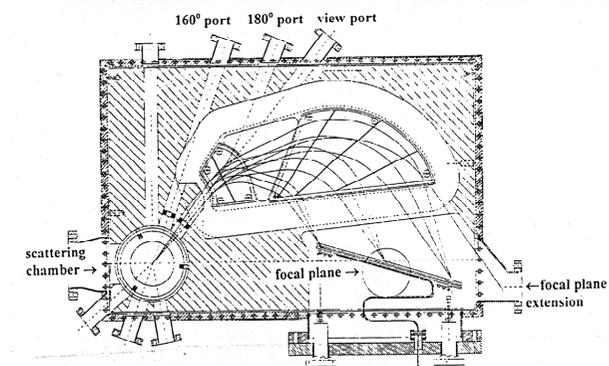


Figure B 7

Figure B 7 : Schéma de principe du spectromètre. Les particules de hautes énergies ont un rayon de courbure important et sont focalisées à l'extrémité du plan focal, les particules de faibles énergies se retrouvent à l'autre extrémité. La déviation se fait à l'aide de deux dipôles magnétiques. Le montage permet une analyse à 180°.

B.VI. Bolomètres.

Nous reviendrons plus en détails sur le fonctionnement d'un bolomètre. Le principe en est toutefois très simple : un bolomètre mesure l'énergie déposée par une particule par les effets thermiques induits. On mesure l'élévation de température induite par l'impact.

L'idée est que toutes les interactions finissent par convertir l'énergie en chaleur. Par exemple, les paires électron-trou ont une durée de vie limitée et créent des phonons et donc de la chaleur en se recombinant. Un bolomètre est donc un détecteur universel, capable de mesurer l'énergie de rayonnements ionisants ou non.

Avec un tel détecteur, on s'affranchit de nombreuses sources de fluctuations propres aux détecteurs semi-conducteurs : ΔI , ΔC , ΔP et ΔF .

Sous réserve de pouvoir mesurer proprement l'élévation de température, on s'attend donc à une résolution excellente. Nous discutons dans la partie E de la résolution ultime que peuvent théoriquement atteindre les bolomètres.

◆ *Partie C* ◆

Matière Noire et Bolomètre.

Cette partie n'a absolument pas la prétention de présenter de manière exhaustive un sujet aussi large et encore ouvert qu'est celui de la matière noire. Le lecteur intéressé pourra se reporter à la récente revue du sujet faite par G.G. Raffelt [Raffelt 97], ou encore à des thèses traitant plus directement de la recherche de matière noire, notamment les thèses suivantes, réalisées au sein de la collaboration Edelweiss : [Pecourt 98], [Navick 97] et [Di Stefano 98].

Nous allons malgré tout, exposer de manière succincte la problématique générale de la matière noire, ceci afin de voir plus clairement qu'elles sont les contraintes qui en découlent sur une expérience de détection directe.

C.I. Pourquoi la Matière Noire ?

Le problème de la Matière Noire se pose en premier lieu par les disparités importantes sur la détermination de la masse de divers objets cosmologiques (galaxies, amas de galaxies...) par deux méthodes différentes : à partir de la lumière émise par l'objet, d'une part, et par l'étude dynamique de ces objets, d'autre part.

L'emploi du terme de matière lumineuse doit s'entendre dans un sens assez large : un terme plus approprié serait matière rayonnante (sans se cantonner au spectre des longueurs d'ondes visibles). Enfin les termes de Masse Cachée, de Matière Sombre, ou Noire sont employés pour tous les objets n'émettant pas de rayonnements électromagnétiques mesurables.

La question de la Matière Noire n'est pas récente. Déjà en 1933, une étude des vitesses de différentes galaxies dans l'amas de Coma menée par Zwicky [Zwicky 33] l'avait amené à l'hypothèse que seulement une faible fraction de la masse de l'amas était visible (entre 1 % et 10 %).

Indépendamment, depuis les années 1970, l'étude des vitesses de rotations de divers objets, notamment les galaxies spirales (comme la Voie Lactée) est difficile à expliquer sans faire intervenir une importante contribution de Matière Noire. [Mosca 96].

Ainsi on constate expérimentalement que la densité déterminée à partir de la seule masse visible des galaxies spirales décroît beaucoup plus rapidement que celle déduite de l'observation effective du mouvement de rotation de ces galaxies (Figure D 1). Or ceci implique la présence de matière non visible avec une densité augmentant avec la distance au centre de la galaxie.

L'hypothèse d'un halo galactique sphérique de Matière Noire a alors été proposée. L'extension spatiale du halo pourrait être beaucoup plus importante que celle du disque galactique, son estimation est toutefois sujette à controverse. Quant à sa masse, la valeur de 90 % de la masse totale permet de bien expliquer la courbe de rotation. Pour la Voie Lactée, cela fait $10^{12} M_{\odot}$ pour la masse du halo, et $10^{11} M_{\odot}$ pour la masse lumineuse.

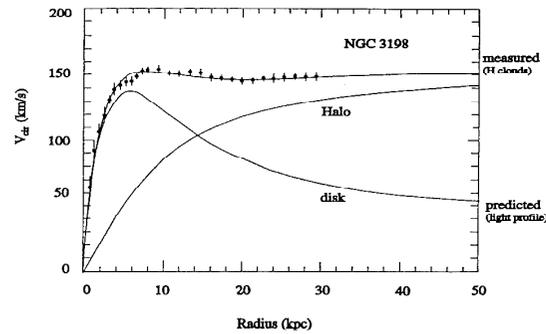


Figure D 1

Figure D 1 : Vitesses de rotation calculées à partir de la matière lumineuse seule (disk) en comparaison des valeurs mesurées. On en déduit alors la contribution du halo galactique [Mosca 96].

L'étude de l'univers à des échelles plus importantes (groupes de galaxies) montre également que la dynamique de ces objets ne s'explique pas en attachant à chaque galaxie une masse déduite de sa seule luminosité. Ici encore l'hypothèse d'un halo permet d'expliquer les observations.

À toutes les échelles, on constate donc les effets gravitationnels de beaucoup plus de masse que nous n'en observons.

C.II. Composition de la Matière Noire.

Une fois constatées les nombreuses convergences pour l'existence de la Matière Noire, on doit de se demander de quoi elle se compose : matière baryonique (donc « ordinaire », composée de baryons : essentiellement protons et neutrons), ou non.

L'étude de la nucléosynthèse primordiale permet de répondre partiellement à cette question. La nucléosynthèse primordiale concerne la formation des éléments légers après le Big Bang. En combinant l'abondance relique de ces éléments observée aujourd'hui dans l'univers à diverses théories expliquant leur formation, de nombreux chercheurs s'accordent sur le fait que la matière baryonique ne peut pas, à elle seule, constituer le défaut de masse observé : une portion importante de matière sombre non-baryonique est requise.

• La Matière Noire baryonique :

On cherche des candidats baryoniques ne rayonnant pas. Les gaz baignant les galaxies sont exclus en grande partie, en effet un pourcentage très important devrait rayonner de manière intense dans la gamme des rayons X, vue leur température proche de 10^6 K. Or un tel rayonnement n'a pas été observé. Parmi les candidats généralement admis, citons les naines

blanches, de masse de l'ordre de la masse solaire M_0 . Ces naines blanches sont l'état final d'étoiles de masse initiale inférieure à environ $10 M_0$. Les naines brunes, étoile trop légère ($M < 0.1 M_0$) pour amorcer la combustion de l'hydrogène, sont également envisagées, ainsi que de grosses planètes de masse proche de celle de Jupiter ($M = 10^{-3} M_0$). Les trous noirs, hypothétique état final d'étoiles plus massives ($M > 30 M_0$) pourraient également apporter une contribution.

Par diverses considérations, on montre que les candidats les plus à même de constituer un halo baryonique ceinturant les galaxies sont les naines brunes.

De nombreuses expériences de recherche de ces objets, souvent appelés MACHOs (Massive Compact Halo Objects) par effet de lentille gravitationnelle ont été menées depuis une dizaine d'années, et la conclusion actuelle est que les MACHOs ne contribuent pas de façon suffisante à la Matière Noire de notre galaxie : notre halo doit donc comporter une composante de Matière Noire non baryonique.

• La Matière Noire non-baryonique :

Nous entrons là dans le monde de la physique des particules. Les candidats pouvant expliquer le défaut de masse observé dans l'univers et venir ainsi apporter une contribution à la Matière Noire non baryonique sont nombreux. On doit envisager, de surcroît, deux sous-ensembles : la Matière Noire non baryonique dite chaude, regroupe des particules légères (quelques eV), produites en équilibre thermique avec la matière ordinaire et relativiste avant le découplage photon-matière, et celle dite froide, regroupe des particules plus lourdes (de masse entre de le GeV et le TeV).

Les candidats « chauds » envisageables sont les trois neutrinos légers (ν_e , ν_μ et ν_τ), produits en nombre important dans l'univers primordial.

S'ils sont trop légers, ils ne peuvent constituer seuls le halo des galaxies : le principe d'exclusion de Pauli interdit, en effet, un nombre trop important de neutrinos.

Une espèce de neutrino de masse de l'ordre de 10 à 100 eV expliquerait la densité à grande échelle de l'univers, mais, toutefois, la formation des structures et surtout leur chronologie resteraient difficiles à expliquer.

Les scénarios récents de formation envisagent une Matière Noire mixte, composée principalement de Matière Noire froide avec environ 20 % de Matière Noire chaude.

Outre quelques particules exotiques, introduites notamment pour apporter des réponses au problème de non-violation de CP dans les interactions fortes (les axions) ou dans des théories de Grande Unification (les monopôles magnétiques : défauts topologiques de masse très grande de l'ordre de 10^{16} GeV), les candidats à la Matière Noire froide sont essentiellement des WIMPs, acronyme de Weakly Interacting Massive Particles.

Une hypothèse est celle d'un neutrino lourd, stable, de masse supérieure au GeV, neutrino de Majorana (identique à son anti-particule) ou de Dirac (asymétrie possible entre neutrino et anti-neutrino). On montre qu'un tel neutrino aurait des interactions très faibles avec la matière ordinaire baryonique. Toutefois les motivations théoriques de son existence ne sont pas très fortes.

Ainsi les autres candidats WIMPs sont issus d'extensions du Modèle Standard de la physique des particules : ce sont les théories de supersymétrie, ou SUSY.

Le Modèle Standard apporte une description des trois interactions fondamentales : forte, faible et électromagnétique, les deux dernières étant unifiées en une théorie électrofaible. Le succès du Modèle Standard est certain, toutefois il ne peut apporter de réponses à des questions assez fondamentales. Les problèmes des neutrinos solaires et atmosphériques n'ont toujours pas d'explications au sein du Modèle Standard ; à noter que, dans ce modèle, les neutrinos ont une masse nulle et ne participe donc pas à la Matière Noire. L'origine des masses reste obscure et, plus généralement une tentative d'unification des trois forces avec, en plus, la gravitation demande un cadre plus large.

La supersymétrie est une symétrie d'espace-temps qui associe des fermions à des bosons comme partenaires supersymétriques et réciproquement. Cette symétrie est brisée aux faibles énergies où elle redonne les symétries du Modèle Standard.

Il existe différentes versions de SUSY, mais dans toutes il existe une particule, la plus légère, qu'on nomme LSP pour Lightest Supersymmetric Particle. Sous certaines conditions, cette LSP est stable et constitue un candidat intéressant à la Matière Noire : cette particule existerait donc dans l'univers, témoin des premiers instants du Big Bang, juste après la brisure de symétrie.

Par abus de langage, dans la suite, le terme de WIMPs s'emploiera pour désigner cette LSP.

C.III. Détection directe des WIMPs.

Une fois posés les arguments incitant à rechercher la Matière Noire sous forme de WIMPs, on peut se demander s'il est possible de les observer directement sur Terre. Il faut donc connaître un peu plus précisément leurs attributs.

- **Masse et sections efficaces.**

En associant des arguments théoriques aux dernières mesures du LEP, on arrive à borner la masse des WIMPs dans l'intervalle : $1\text{GeV} < M_{\text{WIMP}} < 1\text{TeV}$. Les masses en dessous de 25 GeV étant même éliminées sous certaines contraintes.

Enfin les sections efficaces d'interaction de ces particules sont typiquement de l'ordre de celles de l'interaction faible, soit environ $10^{-38 \pm 2} \text{ cm}^2 = 10^{-14} \text{ barn}$. En comparaison, la section efficace d'interaction des neutrons avec la matière ordinaire (interaction forte) est de l'ordre de $10^{-24} \text{ cm}^2 = 1 \text{ barn}$ pour des neutrons de quelques MeV. On comprend mieux la dénomination de WIMPs !

La section efficace d'interaction est en fait la somme de deux contributions indépendante. La première contribution correspond aux interactions dites axiales, dépendantes du spin du noyau cible. La seconde contribution correspond aux interactions dites scalaires, dépendantes du carré du nombre atomique du noyau cible. Les détecteurs à noyaux lourds ont donc un intérêt certain.

D'autre part, les WIMPs du halo, particules non chargées, interagissent avec la matière terrestre, et donc avec d'éventuels détecteurs, au cours d'une diffusion élastique. L'empreinte de leur passage, et donc **le signal Matière Noire à détecter, est un recul d'un noyau de la cible.**

Pour préciser quelle énergie déposée on peut attendre de ce noyau de recul, il faut connaître plus précisément les caractéristiques du halo sombre englobant notre galaxie et dans lequel baigne donc la Terre.

- **WIMPs dans le halo galactique.**

Le modèle usuel de halo galactique suppose ce dernier isotherme et à symétrie sphérique. Pour expliquer la courbe de rotation plate de la galaxie, la masse doit alors varier proportionnellement au rayon au centre de la galaxie et la densité comme l'inverse du carré de ce rayon (d'après le théorème de Gauss).

On obtient ainsi au niveau du soleil :

$$0.25 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-2} < \rho_{\text{halo}} < 0.5 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{c}^{-2}. \quad (\text{C } 1)$$

Typiquement, ces valeurs correspondent à un proton par centimètre cube, ce qui est tout de même supérieur à la densité critique de l'univers d'environ cinq ordres de grandeur.

D'autre part, avec les mêmes hypothèses que précédemment sur le halo, on s'attend à ce que les WIMPs suivent une distribution de vitesse Maxwellienne dans le référentiel galactique :

$$\frac{dn_w}{dv_w} = \frac{4 n_o v_w^2}{\pi v_o n_w^2} e^{-\frac{v_w^2}{v_o^2}} \quad (\text{C } 2)$$

En toute rigueur, cette distribution est tronquée à la vitesse d'échappement de l'ordre de 650 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. n_o est la densité numérique locale des WIMPs moyennée sur toutes les vitesses, elle varie peu sur le trajet de la Terre. v_o est la vitesse la plus probable de la distribution : $v_o = 270 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$.

Pour obtenir la distribution de vitesse des WIMPs dans le référentiel terrestre, il faut décomposer la vitesse de WIMPs en la somme de la vitesse de la Terre dans la galaxie et de la vitesse propre des WIMPs (donnée par la distribution ci-dessus).

Le mouvement de la Terre est complexe : il est la somme de la rotation de la Terre sur elle-même (inférieur à $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), de la révolution de la Terre autour du soleil (à une vitesse d'environ $30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), et du déplacement du soleil dans la Voie Lactée (à une vitesse de $220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$).

La vitesse à considérer pour une expérience sur la Terre subit donc deux modulations : l'une diurne, de l'ordre de 1 %, et la seconde annuelle de l'ordre de 5 à 10 % suivant l'énergie, entre l'hiver et l'été.

- **Énergie de recul du noyau.**

L'énergie de recul d'un noyau de masse m_N , due à la collision d'un WIMP de masse m_W est donnée par la cinématique élémentaire :

$$E_{\text{recul}} = \frac{4m_W m_N}{(m_W + m_N)^2} \frac{1 - \cos\theta}{2} E_W \quad (\text{C } 3)$$

E_W est l'énergie cinétique du WIMP, et θ l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse.

Pour un WIMP de masse typique de $50 \text{ GeV}/c^2$ et de vitesse typique $300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1} = 10^{-3} c$ sur du Germanium, cela fait une énergie de recul maximale d'environ 20 keV .

Pour l'allure générale du spectre des énergies de recul, on s'attend à une décroissance très rapide. De plus, le seuil du détecteur ne pouvant être nul, le spectre sera tronqué à basse énergie.

Enfin, le taux d'événements attendu dépend naturellement de la masse des WIMPS, et des sections efficaces d'interactions (donc du type de noyau constituant le détecteur). Il varie typiquement entre 0.01 et 1 événements par jour et par kilogramme de détecteurs dans le domaine d'énergie en jeu.

C.IV. Contraintes pour une expérience de détection directe des WIMPS.

De ce qui précède, on peut déduire les caractéristiques d'un détecteur idéal pour chercher la Matière Noire du halo galactique sous forme de WIMPS.

- **Une masse de détecteurs importante.**

En effet, le taux d'événement étant très faible, cette condition est indispensable pour avoir une statistique suffisante en un temps raisonnable.

- **Pouvoir changer la nature de la cible.**

Notamment, pour différencier entre couplage vectoriel et axial. En variant le spin et la masse de la cible, on doit remonter aux variations correspondantes des sections efficaces d'interaction des WIMPS avec la matière. Un autre intérêt est de pouvoir discriminer les WIMPS des neutrons résiduels si le fond de ces derniers est bien connu.

- **Un seuil bas.**

Les WIMPS de faible masse ne sont pas totalement exclus. Une population de WIMPS, liée au système solaire et donnant des reculs typiques de l'ordre du keV est même prévue théoriquement [Damour 98].

De plus le taux d'événements remonte à basse énergie, et donc pour récupérer le maximum de flux il faut avoir un seuil le plus bas possible. Un seuil de l'ordre du keV est nécessaire.

- **Une bonne résolution.**

Afin d'identifier correctement les événements. D'autre part, une forte signature des WIMPS est la modulation annuelle attendue, le détecteur doit donc y être sensible. La modulation diurne paraît hors de portée, mais idéalement il serait extrêmement intéressant d'y avoir accès.

Une résolution relative en énergie de quelques pourcents est souhaitable.

- **Un bruit de fond faible.**

Ici encore, le taux attendu étant faible, le bruit de fond radioactif et le rayonnement cosmique peuvent noyer totalement le spectre de WIMPS.

On peut s'affranchir partiellement des effets du rayonnement cosmique au moyen d'un veto et beaucoup plus efficacement en plaçant l'expérience en site souterrain. Le fond radioactif peut-être réduit par des blindages appropriés et un choix rigoureux des matériaux proches du détecteur.

Néanmoins, les niveaux de bruits propres des meilleurs expériences sont encore de 0.1 évts/keV/jour/kg entre 10 et 50 keV . Il est donc intéressant de se munir d'une capacité de rejet actif du bruit de fond, c'est-à-dire d'un détecteur capable de différencier le fond (recul d'électrons essentiellement) du signal (recul de noyau). Les neutrons participe malgré tout au signal recul de noyau, et la soustraction de leur composante n'est pas aisée. La possibilité de varier la nature de la cible (les sections efficaces d'interaction des neutrons étant bien connues), et la sensibilité aux variations annuelles (le fond neutron étant constant) sont donc d'un grand secours.

Par ailleurs, une possibilité de localisation des événements dans le détecteur, et la détermination de la direction du recul seraient également des aides précieuses pour s'affranchir plus efficacement du fond.

C.V. Détecteurs possibles.

La possibilité de détection directe de WIMPS a été avancée par Goodman et Witten en 1985 [Goodman 85]

Ils existent divers types de détecteurs répondant à plusieurs des contraintes énumérées ci-dessus.

Historiquement la première tentative a été menée avec des détecteurs à semi-conducteurs classiques. Le recul de noyaux crée des paires électron-trous qui constituent le signal. L'avancée des techniques de purification permet aujourd'hui d'obtenir des détecteurs de plusieurs kilogrammes, mais le seuil est alors assez élevé (10 keV). Le principal problème est le choix limité de cristaux semi-conducteurs et la difficulté de s'affranchir du bruit de fond sans

un rejet actif. Ces détecteurs sont utilisés, notamment, par la collaboration Heidelberg-Moscou [Baudis 99].

Les cristaux scintillants sont largement utilisés. Le signal mesuré est alors une émission lumineuse provoquée par le recul de noyau. On trouvera une étude détaillée de la luminescence dans la thèse de Sophie Pécourt [Pécourt 98]. Cette technique présente l'avantage, en principe, d'un choix relativement grand de cibles et la possibilité d'utiliser des détecteurs de masse importante. La réjection du fond se fait par étude de la forme des événements (technique, dite de Pulse Shape Discrimination ou PSD), mais elle reste relativement médiocre à basse énergie où elle est statistique. La résolution est modeste, de l'ordre de 10 keV pour un recul de 100 keV, et le seuil est de l'ordre de 2-3 keV pour un facteur de Quenching d'environ 0.1.

Des essais avec des détecteurs gazeux ont également été menés. Le signal résulte de l'ionisation du gaz par le recul de noyaux. Des effets d'avalanches peuvent se produire, amplifiant le signal. Certains types de ces détecteurs permettent à la fois une localisation de l'impact, une détermination de la direction de recul, ainsi qu'un rejet du fond. La limitation de cette technique est l'obligation d'opérer à basse pression (de l'ordre de 10 mbar, à plus haute pression la distance de recul serait trop faible pour être mesurée) et donc d'avoir des volumes de détecteurs très importants si on veut une masse raisonnable (on arrive immédiatement à des volumes supérieurs à 100 m³).

Notons encore l'emploi comme détecteurs de granules supraconductrices métastables. La présence d'éventuelles traces fossiles de passages des WIMPs sur des temps géologiques est étudiée dans le mica.

Un type de détecteurs cryogéniques, nous intéressant plus particulièrement, est le bolomètre. Nous reviendrons plus en détails sur son fonctionnement, mais l'idée est de mesurer l'élévation de température consécutive à l'interaction du WIMPs avec un noyau. Toutes les formes d'énergie se dégradent, à terme, en chaleur, on s'attend à un signal donnant l'énergie déposée indépendamment de la nature exacte de la particule et de son interaction avec la matière.

Nous verrons que ces détecteurs permettent un rejet actif du fond (pour certains types de bolomètres), un seuil très bas, et une résolution raisonnable. Ce type de détecteurs est utilisé par diverses collaborations, dans l'unique but de recherche de Matière Noire : groupe CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Techniques) dans le tunnel du Gran-Sasso, ROSEBUD (Rare Object Search Employing Bolometers Underground) dans le tunnel du Canfranc, CDMS (Cold Dark Matter Search) prochainement dans la mine de Soudan, aux Etats-Unis. D'autres groupes emploient ces détecteurs avec d'autres desseins, mais étudient en parallèle d'éventuelles signatures de WIMPs : étude de la désintégration $\beta\beta$ par le groupe de Milan. On trouvera l'état d'avancement des différentes expériences dans le compte-rendu des derniers LTDs [LTD7, 97] et [LTD8, 99]

À titre d'exemple, les caractéristiques de l'expérience de recherche de WIMPs menée par la collaboration EDELWEISS (Expérience pour DEtecter Les Wimps en Site Souterrain) sont les suivantes :

Expérience installée dans le Tunnel du Fréjus entre la France et l'Italie (profondeur de 4500 mètres en équivalent eau). Détecteur cryogénique (bolomètre) de 70 g de Ge avec rejet actif du fond par la mesure simultanée des composantes ionisation et chaleur. Le bruit de fond avant rejet est inférieur à 2 évts/jours/keV/kg au dessus de 10 keV. La capacité de rejet est supérieure à 99 % au-dessus de 15 keV. La résolution est de l'ordre de 1 keV sur les deux voies avec un seuil à 3-4 keV (équivalent électrons, le facteur de Quenching est d'environ 0.3).

Trois détecteurs de 330 g seront installés prochainement au tunnel du Frejus et permettront de chercher des événements prévus par les modèles SUSY les plus optimistes.

◆Partie D◆

Principes de base de fonctionnement d'un bolomètre.

Un bolomètre mesure l'énergie d'une particule par les effets thermiques induits. Autrement dit pour mesurer l'énergie ΔE laissée par une particule dans un solide, on mesure l'élévation de température ΔT induite dans ce dernier. Il y a donc détection des particules une à une et non mesure d'un flux intégré.

Les bolomètres dont nous allons parler sont tous des bolomètres dit composites, c'est-à-dire qu'ils sont constitués d'un absorbeur, dans lequel la particule dépose l'énergie ΔE , et d'un thermomètre, couplé à l'absorbeur, qui mesure l'élévation de température ΔT induite.

Enfin, on gardera à l'esprit que les dépôts d'énergie attendus sont de l'ordre de 10 keV dans le cadre d'une application Matière Noire, et de l'ordre du MeV dans une application de spectrométrie d'ions légers (typiquement expérience de RBS).

D.I. Équation de base du bolomètre.

Le bolomètre est un détecteur thermique, dans le modèle le plus élémentaire, l'équation donnant l'élévation de température ΔT d'un bolomètre de capacité calorifique C induite par un dépôt d'énergie E est :

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad \text{(D 1)}$$

C est la capacité calorifique totale, comprenant les contributions de l'absorbeur et du thermomètre.

Cette équation suppose implicitement que l'ensemble absorbeur-thermomètre soit isotherme et totalement isolé : ce sont là des conditions idéales ne reflétant que peu l'environnement expérimental réel d'un bolomètre. Malgré tout, cette simple équation peut nous faire comprendre la nécessité d'une contrainte expérimentale forte : un bolomètre doit fonctionner à relativement basse température.

En effet, l'élévation de température doit être mesurable, or à température ambiante, les chaleurs spécifiques sont bien trop importantes pour que des dépôts d'énergie, même de l'ordre du MeV, soient mesurables, y compris pour des détecteurs de très faible masse.

Le troisième principe de la thermodynamique nous enseigne que la chaleur spécifique (aussi bien à volume constant, qu'à pression constante) tend vers zéro à basse température. Si on ajoute à cela la relation de Nerst, on a donc :

$$\lim_{T \rightarrow 0} c_p = 0, \lim_{T \rightarrow 0} c_v = 0, \text{ et } \lim_{T \rightarrow 0} \frac{c_p}{c_v} = 1 \quad \text{(D 2)}$$

Chaleur spécifique à volume constant, et à pression constante, se confondent donc à basse température, et l'on ne s'encombrera plus désormais des indices.

Il suffit donc, à priori, de refroidir suffisamment le bolomètre pour obtenir une élévation de température facilement mesurable. Malgré les avancées immenses en matière de cryogénie

effectuées ces dernières années, il reste difficile de refroidir des masses importantes en dessous, typiquement, d'une température de 10 mK. On a donc intérêt à utiliser des matériaux de chaleurs spécifiques aussi faibles que possibles. La variation de la chaleur spécifique est donnée par le modèle de Debye dans le cas d'un cristal diélectrique parfait.

D.II. Variation de la chaleur spécifique avec la température.

Nous allons ici compiler les résultats physiques dont nous aurons besoin par la suite. Les démonstrations détaillées sont exposées dans tous les livres de base de physiques du solide, par exemple [Kittel 85].

• Cristaux diélectriques isolants ou semi-conducteurs :

L'énergie interne des isolants est répartie entre les modes collectifs de vibrations du réseau cristallin (phonons). Le modèle de Debye décrit alors ce système de gaz de phonons à l'équilibre thermodynamique, on déduit de ce modèle l'expression de l'énergie interne et donc de la capacité calorifique. Ce modèle fait intervenir une température θ_D , dite de Debye, définie par :

$$\theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B} \quad (D 3)$$

ω_D est la fréquence maximale des phonons acoustiques. Cette définition peut prêter à confusion dans le cas où il y aurait plusieurs atomes par maille élémentaire, les tables utilisent plus souvent l'expression $\theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B} p^{-\frac{1}{3}}$, où p est le nombre d'atomes par maille. On rappelle que pour un cristal avec p atomes par maille élémentaire, on a 3 branches acoustiques (éventuellement dégénérées), et $3p-3$ branches optiques. À basse température, toutefois, seuls les modes acoustiques de grande longueur d'onde sont excités.

Dans la limite où $T \ll \theta_D$, on obtient la fameuse loi de Debye en T^3 :

$$C_{\text{isolant}} = 1944 \frac{n_{\text{maille}}}{M_{\text{maille}}} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \text{ en } J.K^{-1}.g^{-1} \quad (D 4)$$

n_{maille} est le nombre d'atomes dans la maille élémentaire et M_{maille} la masse molaire de cette même maille. Il suffit de multiplier cette expression par la densité du cristal considéré pour obtenir la capacité calorifique en $J.K^{-1}.cm^{-3}$.

Pour les semi-conducteurs, le gap est largement supérieur à l'énergie d'agitation thermique (même à température ambiante : $k_B T \approx 25 \text{ meV}$ à 300K). Les électrons sont, pour la plupart, dans la bande de valence, et le nombre d'électrons de conduction est négligeable. On a donc exactement la même loi que précédemment.

• Métaux et supraconducteurs.

Pour les métaux, la chaleur spécifique provient de la somme des contributions du réseau (comme pour les isolants) et des électrons de conduction. Dans un modèle de gaz d'électrons libres de Fermi, la contribution des électrons se calcule facilement et donne une dépendance linéaire en T .

Pour $T \ll \theta_D$ a donc :

$$C_{\text{Métal}} = C_{\text{réseau}} + C_{\text{électrons}} = aT^3 + \gamma T \quad (D 5)$$

Le coefficient γ est souvent appelé coefficient de Sommerfeld. Aux températures nous intéressent, inférieures à 1K, le terme en T domine largement devant la contribution du réseau.

Pour les métaux présentant une phase supraconductrice, l'état supraconducteur est caractérisé par la présence d'un gap Δ entre les états excités et l'état fondamental. Le gaz d'électrons et les excitations du système sont correctement décrits par la théorie BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer). On a une discontinuité de la chaleur spécifique à la température critique de transition T_c , suivie d'une décroissance exponentielle.

Au-dessus de T_c , on retrouve le comportement d'un métal classique avec contribution des électrons au niveau de Fermi et du réseau.

On peut résumer cela ainsi :

$$\begin{aligned} C_{\text{Supra}}^{T > T_c} &= aT^3 + \gamma T \\ C_{\text{Supra}}^{T < T_c} &= aT^3 + 8.5\gamma T_c \exp\left(-1.44 \frac{T_c}{T}\right) \end{aligned} \quad (D 6)$$

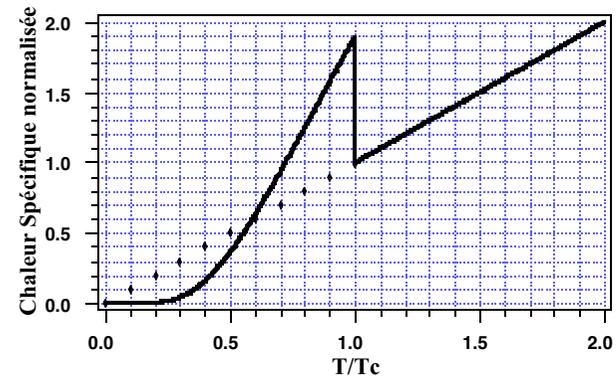


Figure D1.

Figure D1: Variation de la chaleur spécifique d'un supraconducteur avec la température. La discontinuité à T_c ne dépend pas de la nature du supraconducteur : en négligeant les contributions du réseau, on a $C_{\text{supra}}/C_{\text{normal}} \approx 2$ à la transition.

À très basse température ($T \ll T_c$) un supraconducteur apporte donc peu de chaleur spécifique (seulement la contribution du réseau) tout en étant un excellent conducteur électrique.

Les tableaux D1 et D2 compilent quelques valeurs de chaleurs spécifiques de matériaux souvent utilisés en bolométrie.

Matériaux	$\theta_D(K)$	Chaleur Spécifique $*10^{-6} T^3 (J.K^{-1}.cm^{-3})$	Densité ($g.cm^{-3}$)
Saphir Al_2O_3	1035	0.35	4
Si	645	0.6	2.33
Ge	374	2.7	5.32

Tableau D1.

Tableau D1 : Chaleur spécifique de réseau de matériaux couramment employés en cryogénie.

Matériaux	Chaleur Spécifique $*10^{-6} T (J.K^{-1}.cm^{-3})$	Densité ($g.cm^{-3}$)
Au	70	19.32
Cu	98	8.92
Nb	720	8.58
Al	135	2.7
Ir	365	22.65

Tableau D2.

Tableau D2 : Chaleur spécifique électronique (valeurs expérimentales).

D.III. Choix de l'absorbeur.

L'équation (D1) donnant l'élévation de température d'un bolomètre $\Delta T = \frac{E}{C}$ nous enseigne qu'il faut utiliser un absorbeur de faible chaleur spécifique, ceci afin que ΔT soit mesurable. Or, de ce qui précède, on apprend que la chaleur spécifique des cristaux diélectriques varie en T^3 . Un absorbeur diélectrique à basse température apparaît donc comme un candidat naturel.

Pour illustrer ceci calculons l'élévation de température consécutive à un dépôt de 1 MeV dans 1 cm^3 de silicium : on trouve respectivement une élévation $\Delta T = 10^{-11}$ mK pour un bolomètre fonctionnant à 300K et $\Delta T = 10$ mK à 30 mK.

On voit toute la force d'une loi en T^3 : on passe ainsi d'une élévation de température infime, et en aucun cas mesurable ($\frac{\Delta T}{T} < 10^{-16}$!), à une élévation comparable à la température de fonctionnement, et donc appréciable.

On peut également penser que l'on a intérêt à utiliser des matériaux à température de Debye élevée, mais le choix de l'absorbeur peut être guidé par d'autres soucis. Par exemple, le besoin de matériaux de très haute pureté, or dans un tel cas, le Germanium ou le Silicium sont nettement plus indiqués que le saphir qui possède pourtant une chaleur spécifique nettement plus faible.

Chaque expérience a ses contraintes spécifiques, et le choix de l'absorbeur doit permettre de les respecter au maximum. Intuitivement on comprend facilement qu'une expérience de détection directe des WIMPs s'inscrit dans un contexte expérimental totalement différent d'une mesure de spectre alpha.

D.IV. Modèle élémentaire sans polarisation.

Avant de voir comment mesurer effectivement la température, c'est-à-dire quel thermomètre employer pour mesurer des élévations de température dans des gammes de température relativement basse, imaginons le modèle le plus simple possible pour décrire qualitativement un bolomètre.

On envisage un bolomètre isotherme (à tout instant absorbeur et thermomètre sont à la même température) couplé à l'extérieur par un lien (fuite thermique) de conductivité thermique G . Un bolomètre totalement isolé n'est en effet pas concevable : ne serait-ce que pour le refroidir à suffisamment basse température un lien thermique est indispensable entre le bolomètre et le cryostat.

Le modèle peut alors se schématiser comme sur la Figure D 2 :

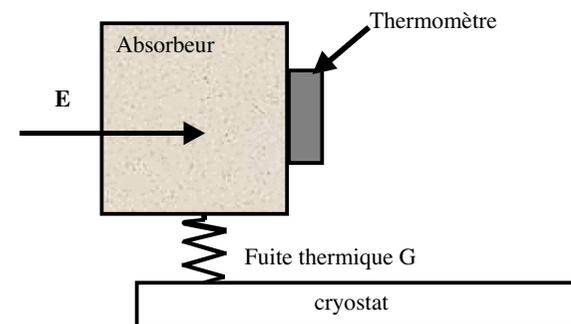


Figure D 2.

Figure D 2 : Schéma élémentaire d'un bolomètre composite couplé au cryostat par un lien thermique de conductivité G .

On suppose que le cryostat est maintenu à la température T_{bain} . On pose $\Delta T(t) = T(t) - T_{\text{bain}}$ et on étudie l'évolution de $\Delta T(t)$ après un dépôt d'énergie E instantané à $t=0$. Ce dépôt d'énergie

instantané revient à dire que le bolomètre reçoit la puissance $E\delta t$ en fonction de t (δt est la fonction de Dirac, bien homogène à l'inverse d'un temps).

- À l'instant t , l'énergie interne du bolomètre est $U(t)$.
- À l'instant $t+dt$, l'énergie interne du bolomètre est $U(t+dt)$. Or, entre les instants t et $t+dt$, la fuite thermique a permis d'écouler une quantité d'énergie égale à $G.\Delta T(t).dt$ (on se place dans l'hypothèse d'une petite variation de température : hypothèse linéaire) et le bolomètre a reçu l'énergie $E\delta t.dt$ du dépôt initial. On a donc :

$$U(t+dt) = U(t) + E\delta t.dt - G.\Delta T(t).dt \quad \text{(D 7)}$$

En négligeant toute variation de volume, on a $dU=C.dT$; de (D 7), on déduit alors l'équation gouvernant l'évolution de $\Delta T(t)$:

$$C \frac{d\Delta T}{dt} + G\Delta T = E\delta t \quad \text{(D 8)}$$

On en déduit alors pour $t>0$:

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{où } \tau = \frac{C}{G} \quad \text{(D 9)}$$

Dans ce modèle, on a donc une élévation de température instantanée, suivie d'une relaxation exponentielle avec une constante de temps τ caractéristique de la fuite thermique et de la capacité calorifique du bolomètre.

L'allure des impulsions est donnée sur la Figure D 3.

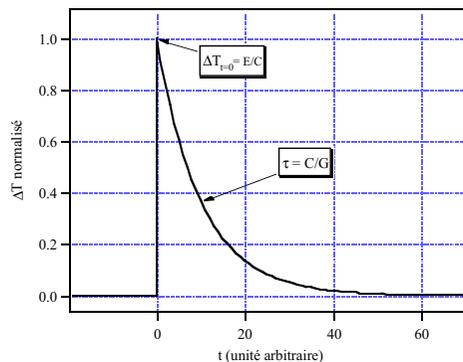


Figure D 3

Figure D 3 : Impulsion théorique d'un bolomètre dans un modèle isotherme, avec dépôt d'énergie instantanée.

Ce modèle est bien entendu simpliste, mais il donne néanmoins une bonne idée de l'importance du choix de la fuite thermique. En effet, dans la plupart des expériences, la masse, et

donc la capacité calorifique de l'absorbeur, sont imposées par des contraintes externes. Un choix judicieux de la fuite est donc important pour éviter d'avoir, par exemple, un bolomètre trop lent et donc des empilements d'événements, ou, au contraire, un bolomètre trop rapide par rapport aux temps d'homogénéisation de la température (que nous avons négligés) et obligeant à une électronique large bande pénalisante en terme de rapport signal/bruit.

D.V. Mesure de la température : thermomètre.

Le modèle précédent nous a donné la variation théorique de la température dans un bolomètre isotherme, mais, dans la réalité, cette température doit être mesurée effectivement. Ce rôle est alloué au thermomètre : pour être suffisamment sensible, il doit posséder une grandeur physiquement mesurable variant fortement avec la température.

Des études ont été menées avec, par exemple, des senseurs magnétiques ou capacitifs. Les jonctions tunnel supraconductrices sont aussi utilisées, mais nous ne parlerons ici que des thermomètres les plus couramment utilisés : les senseurs résistifs.

On comprend bien que les caractéristiques du senseur vont être de première importance pour optimiser le bolomètre : en effet, pour une température de fonctionnement et une masse de détecteur données l'élévation de température ΔT ne dépend plus que de l'énergie déposée dans le bolomètre, et ne peut donc pas être optimisée. Mais le senseur convertit cette variation ΔT en une variation ΔR dont on veut qu'elle soit la plus grande possible : on introduit alors la sensibilité α , caractéristique du thermomètre.

α est définie par :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad \text{en } K^{-1} \quad \text{(D 10)}$$

Certains auteurs définissent une sensibilité sans dimension α' qui est parfois plus appropriée pour comparer des thermomètres dans des gammes de température éloignées. α' est définie par :

$$\alpha' = \frac{d \ln R}{d \ln T} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} = \alpha T \quad \text{(D 11)}$$

On cherche donc des matériaux à grande sensibilité α , pour lesquels la résistance présente une très forte dépendance en température.

Dans la pratique, on trouve deux types de matériaux répondant à cette contrainte : les semi-conducteurs fortement dopés proches de la transition métal-isolant (TMI) et les supraconducteurs dans leur zone de transition normal-supraconducteur.

• **Semi-Conducteurs fortement dopés proches de la TMI.**

Les semi-conducteurs sont des isolants ($R=0$ à $T=0$). Dans le cas de semiconducteurs intrinsèques à basse température, $k_B T \ll \text{gap}$ et il y a trop peu de porteurs pour que la résistance soit aisément mesurable. Ils ne sont pas adaptés pour la bolométrie.

Si l'on dope le cristal, il apparaît des niveaux dans le gap, la création de porteurs par excitation thermique est beaucoup plus efficace, mais reste néanmoins encore insuffisante à très basse température. Il faut utiliser des dopages proches du dopage critique de Mott pour obtenir des résistances appropriées. Les mécanismes de conduction à température finie sont alors d'une autre nature : conduction dite par « variable range hopping ».

Quelle que soit la technique de dopage utilisée (chimique, implantation ionique ou irradiation de neutrons) la distribution des sites est désordonnée. Or les propriétés de transport dans les solides usuels sont, le plus souvent, étudiées en supposant une certaine symétrie. Ainsi, on considère habituellement un réseau cristallin régulier avec, éventuellement, quelques défauts ou impuretés venant le perturber légèrement.

Pour un matériau désordonné, cela n'est plus aussi simple et il faut alors tenir compte des interférences quantiques. Le désordre brise la symétrie de translation et a tendance à localiser spatialement les fonctions d'ondes : c'est le phénomène très général de la localisation d'Anderson. À cette localisation s'ajoute des perturbations des corrélations électroniques (toujours dues au désordre), obligeant à tenir compte précisément des interactions coulombiennes (contrairement au modèle de gaz de Fermi).

La conductivité de ces systèmes relève alors de la problématique de la transition métal isolant (TMI) dite de Mott-Anderson. La littérature est très riche sur ce sujet, et l'on en trouvera une description appliquée à la bolométrie dans la thèse de Stefanos Marnieros [Marnieros 98].

Les bolomètres équipés de ce type de senseurs sont aujourd'hui les plus utilisés, nous allons, donc rappeler très succinctement les principales propriétés des isolants proches de la TMI de Mott-Anderson dits « isolants d'Anderson ».

En prenant en compte à la fois le caractère localisé des états électroniques et les répulsions coulombiennes, on montre qu'on a une anomalie dans la densité d'états au niveau de Fermi : le désordre modifie les phénomènes d'écrantage et il se forme ce qu'on appelle un pseudo-gap de corrélation.

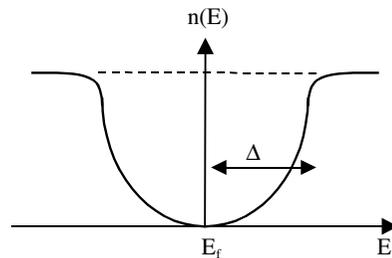


Figure D 4 : Pseudo-gap de corrélation Δ . L'anomalie de densité d'état $n(E)$ suit une loi parabolique en $(E-E_f)^2$ au voisinages de l'énergie de Fermi E_f .

À haute température ($k_B T \gg \Delta$), l'agitation thermique masque l'effet du pseudo-gap, on peut alors supposer que la densité d'états au niveau de Fermi est constante. On a un phénomène de conduction par saut que l'on explique naïvement ainsi :

On veut faire passer un électron d'un état localisé occupé à un autre état localisé vide : cela nécessite de fournir la différence d'énergie entre les deux états, ce qui est assuré par les phonons. Pour que le saut se fasse, il faut simultanément que l'électron passe par effet tunnel d'un site à l'autre, ce qui est possible du fait du recouvrement des fonctions d'ondes (qui diminue exponentiellement avec la distance entre sites).

Il y a donc compétition entre les deux processus : plus l'électron peut sauter loin, plus grande est la probabilité de trouver un site proche en énergie (les états proches en énergie autour du niveau de Fermi sont très éloignés dans l'espace). Il y a ainsi une distance de saut optimal lorsque T décroît.

Cette compétition est traduite, au niveau macroscopique par la loi de « variable range hopping » de Mott (montrée en 1968) :

$$R(T) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^4 \right] \text{ pour } k_B T \gg \Delta \quad (D 12)$$

R_0 et T_0 sont caractéristiques du matériau et de la géométrie du thermomètre, plus T_0 est important, plus le matériau est isolant et donc éloigné de la TMI.

À basse température ($k_B T \ll \Delta$), l'agitation thermique est faible. L'hypothèse d'une densité d'états plate au niveau de Fermi n'est plus valide et il faut alors tenir compte du pseudo-gap de corrélation. Efros et Shklovskii ont alors montré [Efros 75] que la loi (D 12) se modifie en :

$$R(T) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^2 \right] \text{ pour } k_B T \ll \Delta \quad (D 13)$$

On remarque que ces deux lois s'extrapolent bien à une conductivité nulle pour $T=0$. D'autre part il est important de noter que les isolants d'Anderson ne sont pas isolants du fait de leur structure de bandes : à très petite échelle, ils peuvent être de très bons métaux. C'est un phénomène purement quantique qui est à l'origine de cet état isolant, la localisation provient des interférences entre les différents chemins de diffusion possibles ; les boucles sont favorisées et les électrons ont ainsi tendance à se localiser spatialement. Les propriétés physiques de ces matériaux dépendent pour beaucoup de l'échelle d'observation. Enfin, le pseudo-gap de corrélation traduit une anomalie de la surface de Fermi, mais ne peut pas être comparé à un véritable gap : cette anomalie est valable pour la densité d'états « instantanée » (auquel on a accès, notamment, par des mesures d'effet tunnel) et non pas pour la densité d'états thermodynamique (intervenant, par exemple, dans la chaleur spécifique ou la conductivité thermique).

Pour les lois (D13) et (D14), on montre que la sensibilité α (et α') du thermomètre augmente avec R et lorsque T diminue : on a donc intérêt à travailler à basse température avec de grandes valeurs de résistance.

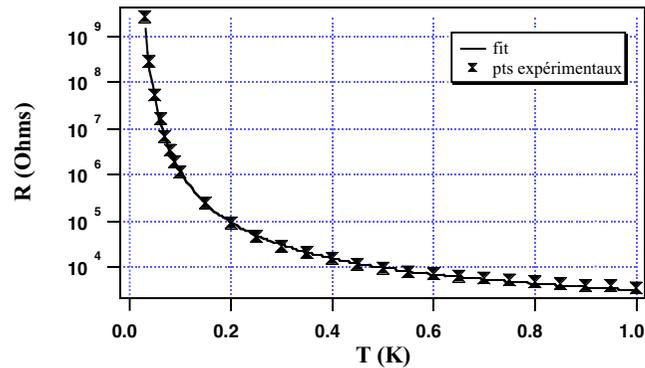


Figure D 5 : Exemple de courbe $R(T)$ entre 30 mK et 1K d'un semi-conducteur fortement dopé. L'exemple donné est un film amorphe de NbSi (8.3 % de Nb) au voisinage de la TMI. La géométrie est typiquement de $1\text{mm} \times 1\text{mm} \times 5000\text{\AA}$. La figure montre les points expérimentaux et l'ajustement, donné par une loi d'Efros et Shklovskii $R=R_0 \exp[(T_0/T)^{0.5}]$ avec $R_0=195 \Omega$ et $T_0=7.55 \text{ K}$

Figure D 5

• Senseurs supraconducteurs

Nous n'allons pas présenter en détail les diverses théories traitant de la supraconductivité, mais seulement exposer en quelques lignes les idées maîtresses permettant de comprendre son l'origine.

Le phénomène de supraconductivité et ses différentes propriétés résultent d'une perturbation des électrons de conduction de seulement quelques meV.

L'idée est que, s'il existe une interaction attractive entre électrons (même très faible), alors le liquide de Fermi n'est pas stable et un nouvel état thermodynamique peut apparaître : l'état supraconducteur n'est donc pas une simple propriété de conductivité parfaite (ce que montre d'ailleurs d'autre propriété comme l'effet Meissner). La théorie BCS (pour Bardeen-Cooper-Shrieffer) montre alors l'apparition d'une bande interdite (liée au gaz de Fermi, et non pas au réseau comme dans les semi-conducteurs) de largeur E_g , où :

$$E_g \approx 3.5 k_B T_c$$

T_c étant la température à laquelle la résistivité du matériau devient nulle.

On peut alors décrire l'état fondamental (à température nulle) comme un ensemble d'électrons condensés en paires dites de Cooper. Les excitations possibles du système sont les quasi-particules, aux propriétés sensiblement différentes de celles de simples électrons, et il n'y a pas d'excitations d'énergie inférieure à E_g .

Ces quasi-particules obéissent à une statistique de Fermi-Dirac, les états de quasi-particules se peuplent de plus en plus lorsque la température augmente et ceci au détriment des paires, dont la population diminue. Le gap E_g diminue ainsi avec la température et l'état supraconducteur disparaît à T_c . Cette dépendance avec T est très forte près de T_c , ce qui explique pourquoi les transitions supraconductrices peuvent être très raides (d'où l'intérêt de les utiliser comme senseurs thermométriques de bolomètres) : les sensibilités sans dimension α' peuvent atteindre 1000 alors qu'elles dépassent rarement 6 ou 7 pour les isolants d'Anderson.

Quant à l'origine de l'interaction attractive, a priori étonnante vu que deux électrons se repoussent par interaction Coulombienne, on peut tenter de l'expliquer comme suit :

Tout d'abord la répulsion est fortement écrantée par les autres électrons. Ensuite on peut imaginer un couplage attractif indirect électron-électron par l'intermédiaire des distorsions du réseau ; c'est l'interaction électron-phonon : la polarisation des ions provoquée par le passage d'un premier électron « attire » un second électron. On a donc une interaction dynamique indirecte où le second électron interagit avec le premier par l'intermédiaire du réseau : il serait plus rigoureux de parler d'interaction électron-réseau-électron. Cette interaction peut être suffisamment forte pour que la résultante des deux contributions (répulsion Coulombienne et interaction électron-réseau-électron) soit attractive.

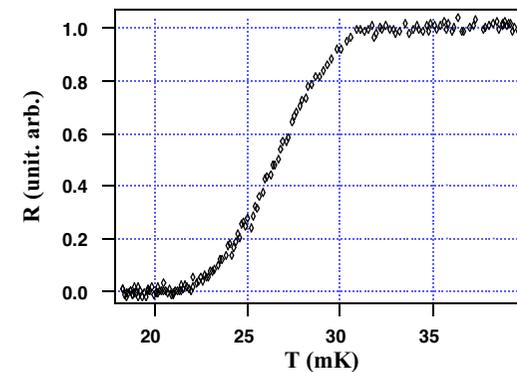


Figure D 6 : Exemple de transition supraconductrice. L'échantillon est une bilame d'aluminium-argent ($500 \text{ \AA} \text{ Al}$ et $250 \text{ \AA} \text{ Ag}$).

Figure D 6

Un inconvénient des senseurs supraconducteurs est qu'ils ne peuvent fonctionner que dans une gamme très étroite de température, contrairement aux semi-conducteurs dopés. De plus, dans un montage électronique classique, il faut réguler très précisément la température du cryostat à la transition, ce qui est difficile avec une transition très raide (pourtant souhaitable pour avoir une bonne sensibilité). Certains montages électroniques, dits à forte contre-réaction (strong electrothermal feedback), permettent de s'affranchir de cette contrainte : le supraconducteur se polarise de lui-même dans la transition [Irwin 96], de plus cette technique permet de réduire la durée des impulsions et donc d'augmenter la capacité de comptage du détecteur (ce qui peut avoir son importance dans des expériences de RBS).

D.VI. Polarisation des bolomètres et contre-réaction thermique.

Pour mesurer la résistance des senseurs thermométriques décrits plus haut, il faut qu'ils soient parcourus par un courant I afin de transformer la variation de résistance ΔR en un signal électrique ΔV qui sera alors traité par une électronique et une acquisition appropriées.

Le schéma de principe du bolomètre de la Figure D 2 doit donc être complété :

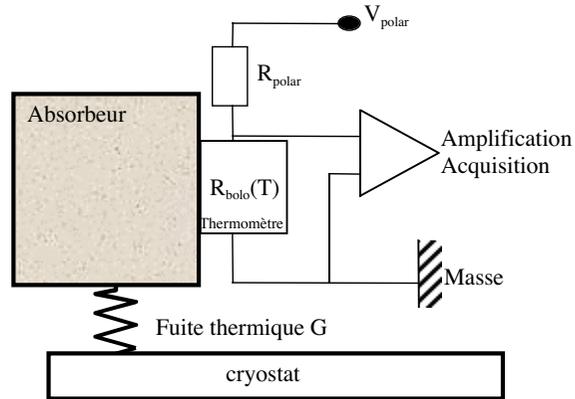


Figure D 7

Figure D 7 : Schéma de principe de fonctionnement d'un bolomètre avec le circuit de polarisation. Pour une polarisation à courant constant, il faut avoir $R_{polar} \gg R_{bolo}$. La variation de température ΔT qui suit l'impact d'une particule est alors transformée en une variation ΔR par l'intermédiaire du thermomètre, elle-même transformée en une variation ΔV de tension sous l'effet du courant de polarisation I , ΔV est alors traitée par une chaîne d'amplification, de traitement et d'acquisition appropriée.

• Effet de la polarisation.

Le fait de polariser le thermomètre dissipe une puissance par effet Joule : en l'absence de dépôt d'énergie, on a un régime permanent dans lequel la température T_0 du bolomètre est supérieure à celle du bain (qu'on suppose comme un réservoir parfait, toujours maintenu à la température T_{bain}).

Pour la discussion suivante, on se place dans le cas d'un thermomètre à semi-conducteur dopé : la pente de la résistance est donc négative ($\frac{dR}{dT} < 0$).

À la suite d'un dépôt d'énergie, le bolomètre voit sa température augmenter : le thermomètre suit cette température et voit ainsi sa résistance diminuer, la puissance $R(T).I^2$ dissipée par effet Joule diminue donc également. Le bolomètre refroidit ainsi plus rapidement, la constante de temps effective de décroissance τ_{eff} du bolomètre va donc être plus petite que la constante de temps thermique $\tau=C/G$: c'est l'effet de contre-réaction thermique.

Il reste à écrire les équations traduisant mathématiquement cet effet. On suppose le thermomètre polarisé à courant constant, ce courant est $I = \frac{V_{polar}}{R_{polar}}$ (on suppose, en effet, $R_{polar} \gg R_{bolo}$).

- Le régime permanent correspond à l'identité entre les puissances dissipées par effet Joule dans le thermomètre et évacuées par la fuite thermique, soit :

$$R(T_0).I^2 = G(T_0 - T_{bain}) \quad (D 14)$$

On pose maintenant, $\Delta T(t) = T(t) - T_0$. On procède alors comme pour aboutir à l'équation (D 9), mais en tenant compte de la puissance apportée par la polarisation.

- A l'instant t , l'énergie interne du bolomètre est $U(t)$.
- A l'instant $t+dt$, l'énergie interne du bolomètre est $U(t+dt)$. Or, entre les instants t et $t+dt$, la fuite thermique a permis d'écouler une quantité d'énergie égale à $G.[T(t) - T_{bain}].dt$, le bolomètre a reçu l'énergie $E\delta t$ du dépôt initial et l'énergie $R(T(t)).I^2.dt$ par effet Joule. Le bilan est donc :

$$U(t+dt) = U(t) + E\delta t + R(T(t)).I^2.dt - G.[T(t) - T_{bain}].dt \quad (D 15)$$

En faisant intervenir le régime permanent, (D 15) peut s'écrire :

$$U(t+dt) = U(t) + E\delta t - G.\Delta T(t).dt + [R(T_0 + \Delta T(t)) - R(T_0)].I^2.dt \quad (D 16)$$

Pour des petites variations ΔT , on déduit l'équation gouvernant l'évolution de $\Delta T(t)$:

$$C \frac{d\Delta T(t)}{dt} + (G - \alpha_0 P_0) \Delta T(t) = E\delta t \quad (D 17)$$

où $\alpha_0 = \frac{1}{R(T_0)} \frac{dR(T)}{dT} \Big|_{T=T_0}$ est la sensibilité du thermomètre à la température T_0 .

$P_0 = R(T_0).I^2$ est la puissance dissipée par effet Joule pendant le régime permanent.

L'intégration immédiate de (D 17) donne :

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \quad \text{où } \tau_{eff} = \frac{C}{G - \alpha_0 P_0} \quad (D 18)$$

α étant négatif pour les semi-conducteurs dopés, on retrouve le fait que la contre-réaction a pour effet de réduire la constante de temps du détecteur.

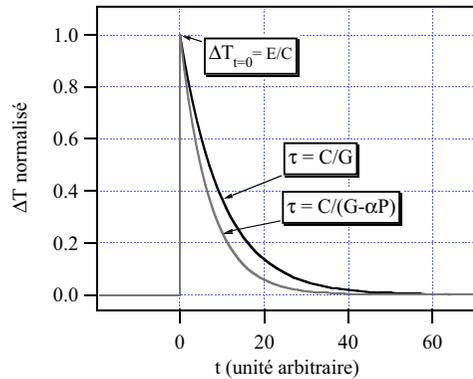


Figure D 8

Figure D 8 : Effet de la contre-réaction sur un bolomètre de sensibilité $\alpha < 0$, polarisé à I constant. L'amplitude de l'impulsion est la même, mais le bolomètre polarisé relaxe plus rapidement vers la ligne de base.

- **Choix de la polarisation : courant ou tension ?**

On peut penser que pour un senseur supraconducteur (où $\alpha > 0$) la contre-réaction va ralentir le détecteur : ce serait effectivement le cas pour un supraconducteur polarisé à I constant mais une telle polarisation rend le thermomètre instable thermiquement. Imaginons, en effet, un supraconducteur parcouru par un courant I constant : la puissance dissipée est alors RI^2 . Imaginons ensuite une petite variation de température (positive par exemple) : cette variation a pour effet d'augmenter la résistance et donc la puissance dissipée, on a donc un phénomène d'emballement thermique qui peut rendre le système instable jusqu'à le faire transiter. Si, au contraire, le supraconducteur est polarisé à tension V constante, la puissance dissipée est V^2/R et une élévation de température (et donc de résistance) se traduit par une diminution de la dissipation : le système est autostabilisant. Les matériaux à sensibilité $\alpha < 0$ sont donc polarisés à I constant, et à V constant pour $\alpha > 0$.

A ces critères de stabilités macroscopiques dus à la polarisation, il faut ajouter des critères de stabilités microscopiques. En effet, imaginons une petite surchauffe très localisée dans le thermomètre : cette surchauffe va avoir comme effet de changer localement la résistivité. Or ce changement local peut éventuellement se propager si la conductivité thermique propre du thermomètre n'est pas suffisante pour imposer une répartition homogène de la température dans tout le thermomètre. Il faut également prêter attention au fait que dans certaine géométrie (par exemple, grand rapport largeur/longueur) un changement très locale de résistivité peut avoir une influence importante sur la réponse de la résistance globale : l'analyse de l'impulsion peut alors être complexe et le thermomètre peut avoir une réponse non linéaire.

- **Impulsion de tension $\Delta V(t)$.**

On se replace maintenant à $\alpha < 0$ et donc I constant : c'est une impulsion de tension qui est traitée par l'électronique. La tension aux bornes du thermomètre est $\Delta V(t) = I \cdot \Delta R(t)$. pour des petites variations, on a donc :

$$\Delta V(t) = R(T_0) \cdot I \cdot \alpha_0 \cdot \Delta T(t) \quad (D 19)$$

Soit, en posant V_0 la tension avant l'impact :

$$\Delta V(t) = \alpha_0 V_0 \frac{E}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right) \quad (D 20)$$

L'allure de l'impulsion de tension sera donc la même que l'impulsion de température mais négative.

- **Sensibilité du bolomètre.**

On peut définir la sensibilité d'un bolomètre en mode impulsionnel comme la valeur de l'amplitude de l'impulsion de tension consécutive à un dépôt d'énergie donnée. Dans une hypothèse de réponse linéaire du détecteur, la sensibilité du bolomètre est donc indépendante de la valeur de l'énergie déposée. La sensibilité est donc homogène au rapport d'une tension sur une énergie, on la donne le plus souvent en V/keV. Typiquement, pour les bolomètres massifs que nous avons développés, on a $S \approx 100$ nV/keV.

De la formule (D 20) on déduit immédiatement la sensibilité S comme étant :

$$S = \Delta V_{(t=0)} = \frac{\alpha_0 V_0}{C} \quad \text{en V/keV} \quad (D 21)$$

D'autre part, la réponse du détecteur étant supposée linéaire avec l'énergie, on retrouve la sensibilité en écrivant $S = \frac{dV}{dE}$ (on ne prend plus la peine de spécifier les indices).

$$\text{Soit, } S = \frac{dV}{dT} \frac{dT}{dE} = \alpha V \frac{1}{C} \quad (D 22)$$

On retrouve évidemment le fait que la sensibilité augmente lorsque la température diminue, mais la polarisation intervient directement. On souhaite mettre une tension la plus importante possible aux bornes du thermomètre, mais les choses se compliquent alors.

• **Optimisation de la polarisation : courbes V(I).**

Le thermomètre doit être polarisé à courant I constant : pour augmenter la tension V, on pense alors à augmenter le courant I. Mais la puissance dissipée par effet Joule $R.I^2$ augmente et chauffe le bolomètre pour une fuite thermique donnée (on se place ici en régime permanent). L'effet de ce chauffage est de faire chuter la résistance du thermomètre et donc la sensibilité. Il y a donc une compétition entre l'augmentation du courant I et la réduction induite de la résistance R, il faut faire une étude fine de la réponse en tension du bolomètre afin d'optimiser le produit R.I.

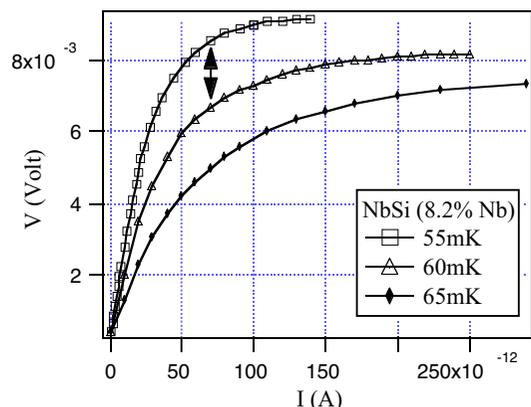


Figure D 9

Figure D 9 : Caractéristiques V(I) d'un bolomètre. L'absorbteur est en Silicium (15 g) et le thermomètre est un film mince de Niobium-Silicium (8.2% de Nb). Les non-linéarités sont dues à la puissance limitée que peut évacuer la fuite thermique et au phénomène de découplage électrons-phonons dans le thermomètre. Les températures indiquées correspondent aux températures du bain. La flèche indique le point de polarisation optimum pour une température de bain de 55 mK.

La Figure D 9 montre l'exemple de courbes V(I) obtenue avec un bolomètre de 15 g en Si.

L'analyse de ces courbes montre qu'il existe un courant qui optimise le rapport $\frac{\Delta V}{\Delta T}$. En effet, les

courbes sont chacune prises à une température différente, et donc, à un courant donné on peut connaître la variation de tension induite par la variation de température. Dans une hypothèse de réponse linéaire, ce courant est optimum pour toute variation de température (à température de bain fixée), et donc pour tout dépôt d'énergie.

L'allure des courbes V(I) dépend de la nature et de la géométrie du bolomètre et nous reviendrons en détail (dans les parties F et G) sur leur analyse dans le cas de nos détecteurs équipés de thermomètres en couches minces de NbSi.

De manière générale, elles s'expliquent par la combinaison des phénomènes de découplages ayant lieu dans le bolomètre : découplage entre l'absorbteur et le bain dépendant de la nature de la fuite thermique, découplage entre le thermomètre et l'absorbteur dépendant de la nature du lien

thermique entre les deux, et des découplages propres au thermomètre, notamment entre bains d'électrons et bain de phonons (découplage électron-phonon).

Dans de nombreux cas, on peut modéliser la fuite thermique avec une formule du type :

$$P_{\text{fuite}} = g_{\text{fuite}} \cdot (T_{\text{abs}}^m - T_{\text{bain}}^m) \tag{D 23}$$

Cette dernière formule suppose implicitement que le gradient de température dû à la dissipation de puissance est idéalement localisé dans la fuite thermique.

La valeur de l'exposant m dépend de la nature de la fuite. Dans le cas où la puissance que peut éliminer la fuite thermique est limitée par une résistance de Kapitza (désadaptation acoustique aux interfaces de deux matériaux), on a m=4. On a également m=4 dans le cas où la puissance est limitée par la conductivité thermique d'un isolant et m=2 pour un métal (conduction par les électrons).

Dans le cas où le découplage dû à la fuite thermique est prédominant devant les autres découplages, le bolomètre peut-être considéré comme isotherme et on peut retrouver le G de l'expression (D 17). En se plaçant à nouveau dans une hypothèse linéaire : on écrit :

$$G = \frac{dP}{dT_{\text{abs}}} = m \cdot g_{\text{fuite}} \cdot T_{\text{abs}}^{m-1} \tag{D 24}$$

On a ainsi la valeur de G, qui dépend de la température. L'hypothèse linéaire est valable pour $\Delta T_{\text{abs}} \ll T_{\text{abs}}$.

Les phénomènes de découplages internes au thermomètre dépendent du type de thermomètres utilisés. Dans les isolants désordonnés de type Mott-Anderson, la résistance décroît avec le champ électrique appliqué (d'autant plus vite que la température est basse).

Cette non-linéarité des caractéristiques V(I) peut s'expliquer par un modèle phénoménologique de découplage électron-phonon (nous reviendrons plus en détails sur ce phénomène dans la partie F, consacrées à la préparation et à l'étude des couches minces de Niobium-Silicium). L'effet de ce découplage est de limiter la puissance de polarisation. Les courbes expérimentales sont alors décrites par une loi du type :

$$P_{\text{e-ph}} = g_{\text{e-ph}} \cdot (T_{\text{e}}^n - T_{\text{ph}}^n) \quad \text{avec } 5 < n < 6 \tag{D 25}$$

Nous verrons que tout le problème est dans la signification (et la détermination) des termes de température électronique T_{e} et de phonon T_{ph} .

T_{e} est souvent assimilée à la température intervenant dans la loi $R(T) = R_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^\beta\right]$, et T_{ph}

peut être confondue avec T_{abs} dans certains cas.

Les découplages dans le thermomètre et dans la fuite thermique ne dépendent pas de la même manière de la température. La fuite thermique varie, au maximum, en T^4 , alors que le découplage électron-phonon est en T^5 ou T^6 . Ainsi la puissance de polarisation est limitée par la fuite thermique au-delà d'une certaine température, et par le découplage électron-phonon à basse température.

D.VII. Conclusion de la partie D.

Le modèle de bolomètre isotherme suppose des hypothèses fortement simplificatrices, mais il offre l'avantage de mettre immédiatement en relief des processus généraux : nécessité d'opérer à basse température, effet de la polarisation sur le comportement dynamique du détecteur et limitation de la polarisation par la fuite thermique.

Dans des conditions expérimentales réelles, le bolomètre polarisé est rarement isotherme et il faut considérer séparément l'apport des contributions à la chaleur spécifique de l'absorbeur (essentiellement de réseau) et du thermomètre (essentiellement électronique) qui sont à des températures différentes.

Il faut étudier très précisément les courbes $V(I)$ du bolomètre à différentes températures, l'évolution de sa sensibilité, ainsi que des temps caractéristiques des impulsions pour essayer de remonter aux différentes constantes de couplage et ainsi essayer d'établir un modèle thermique décrivant les transferts d'énergies. Le modèle thermique de nos bolomètres est présenté dans les parties F et G.

◆Partie E◆

Bolomètre, seuil et Résolution

Cette partie a pour objectif d'essayer de déterminer la résolution ultime théorique que l'on peut espérer obtenir avec un bolomètre.

Encore une fois, cette résolution est à replacer dans les deux contextes expérimentaux dans lesquels se situe ce travail. Dans un premier cas, on se pose la question de la résolution ultime dans des expériences de spectrométrie d'ions légers de quelques MeV (typiquement spectrométrie alpha). Dans la seconde situation, on s'intéresse à des reculs de noyaux, créés, par exemple, par des neutrons, ou toute autre particule non chargée (l'espoir est que ces particules soient, un jour, des WIMPs) et laissant, typiquement, une énergie de l'ordre de 10 à 100 keV. Notons que des résolutions de 5 eV ont été obtenues [Alessandrello 99] avec des bolomètres sur les raies $K\alpha$ du ^{55}Mn (énergie d'environ 6 keV), cette résolution est à comparer aux 120 eV obtenus avec les meilleures diodes. Il serait pourtant totalement illusoire d'utiliser ces bolomètres pour une application à plus haute énergie : la capacité calorifique d'un bolomètre fixe la gamme d'énergie dans laquelle le détecteur reste linéaire, mais au-delà de ce domaine, la sensibilité s'écroule et la résolution se dégrade.

S'intéressant aux conséquences sur la résolution de fluctuations et de bruits d'origines diverses, on ne s'attardera pas trop sur les bruits qu'on pourrait qualifier « d'environnementaux ». On passera néanmoins en revue les divers phénomènes de microphonie, bruits électroniques et autres parasites divers, souvent à l'origine d'une dégradation de la résolution.

On s'attardera beaucoup plus longuement sur les fluctuations « physiques » ayant lieu dans le bolomètre. On s'efforcera ainsi de traquer tous les phénomènes autorisant des fluctuations du rapport $\frac{\text{énergie déposée}}{\text{énergie thermalisée}}$ et de les chiffrer quantitativement lorsque cela sera possible.

On montrera alors que les questions de la résolution ultime possible avec des neutrons ou des ions, problèmes que l'on peut naïvement croire de nature différente, présentent en réalité des similitudes étonnantes. Cette remarque justifie, à posteriori d'ailleurs, l'emploi de particules alpha dans une étude appliquée Matière Noire.

E.I. Fluctuation de l'énergie interne du bolomètre.

Nous avons vu que le bolomètre n'est pas un système isolé : il est couplé au cryostat par un lien thermique de conductivité G .

En supposant le cryostat comme étant un réservoir maintenu à une température T , le bolomètre est dans une situation thermodynamique dite canonique (le nombre d'états d'énergie disponible dans celui-ci est important, mais bien inférieur au nombre d'états total de l'ensemble réservoir-bolomètre).

Dans cette situation, se poser la question de la fluctuation de température n'a « thermodynamiquement » pas de sens (la température étant imposée par le réservoir), mais l'énergie interne du bolomètre fluctue autour d'une valeur moyenne. Les fluctuations de l'énergie

sont données par la thermodynamique statistique, et en considérant une distribution gaussienne des fluctuations, la contribution à mi-hauteur est donnée par la loi classique :

$$\sqrt{\Delta E^2} = 2.35 \sqrt{k_B T^2 C} \quad (\text{E 1})$$

Cette formule est, en toute rigueur, valable uniquement à l'équilibre thermodynamique. Ainsi le simple fait de polariser le bolomètre rend son application relativement osée, une certaine tradition veut pourtant que cette fluctuation soit considérée comme la limite ultime de la résolution possible avec un bolomètre.

On arrive alors à un certain paradoxe : l'énergie interne du bolomètre fluctue alors que sa température reste constante, car imposée par le réservoir. Or le thermomètre ne mesure pas directement l'énergie interne du bolomètre mais sa température. Dans le modèle canonique, les fluctuations d'énergie interne ne devraient donc pas avoir d'effet sur la résolution ! (mais la sensibilité serait nulle...)

Pour donner un ordre de grandeur, l'application de (E 1) donne pour 1 cm³ de Si, une fluctuation de 65 MeV à 300 K et de 7 eV à 30 mK. À basse température, la limitation thermodynamique, sous réserve de la pertinence de cette notion, est donc extrêmement faible. On retrouve, bien évidemment l'intérêt de refroidir le bolomètre.

Considérons une situation un peu plus réaliste pour décrire notre système. La fuite thermique du bolomètre est caractérisée par une valeur finie de G. Supposons alors que l'on impose arbitrairement une petite fluctuation de température dans le bolomètre, le retour à l'équilibre prend un temps typique τ . On peut voir dans ce temps fini de retour à l'équilibre la différence essentielle avec un système canonique idéal, où le retour à l'équilibre serait instantané (ce qui revient à interdire toute fluctuation).

On considérera ainsi que, dans la bande passante imposée par le couplage avec le cryostat (cette bande est $\Delta f = \frac{1}{4\tau}$ où $\tau = \frac{C}{G}$, il suffit de faire une analogie électrique et d'écrire la fonction de transfert d'un circuit RC : la bande équivalente d'un tel système est $\frac{1}{4RC}$) les fluctuations de température sont permises. Ces fluctuations se déduisent alors directement de (E 1) en écrivant :

$$\sqrt{\Delta T^2} = \frac{\sqrt{\Delta E^2}}{C} \quad (\text{E 2})$$

$$\text{soit, } \sqrt{\Delta T^2} = 2.35 \sqrt{\frac{k_B T^2}{C}} \quad (\text{E 3})$$

Or un bolomètre donne un signal en tension, il est donc intéressant de calculer l'influence sur la tension aux bornes du bolomètre de cette fluctuation de température.

On considère toujours un bolomètre isotherme et linéaire. En faisant intervenir la sensibilité α ($\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$) du bolomètre, on relie directement les fluctuations de température et de tension :

$$\frac{dV}{dT} = \alpha V \text{ d'où } \sqrt{\Delta V^2} = \alpha V \sqrt{\Delta T^2} \quad (\text{E 4})$$

V est la tension moyenne aux bornes du bolomètre en régime permanent. Or la puissance de polarisation est évacuée par la fuite thermique, on a donc l'équilibre suivant : $P = G \cdot (T - T_{\text{bain}})$, et $P = \frac{V^2}{R}$.

(E 4) s'écrit alors :

$$\sqrt{\Delta V^2}_{[\text{Thermo}]} = 2.35 \alpha T \sqrt{\frac{1}{\tau} k_B (T - T_{\text{bain}}) R} \quad (\text{en V}) \quad (\text{E 5})$$

Cette expression sera utile pour comparer le « bruit » thermodynamique, aux autres sources de bruits, eux aussi exprimés en Volts aux bornes du thermomètre.

E.II Bruit Johnson du thermomètre.

Le bruit Johnson est un cas particulier du théorème très général de fluctuation dissipation. Au niveau microscopique, il est dû aux phénomènes de collision des électrons avec le milieu : le déplacement des électrons est du type « marche au hasard ». Le temps de relaxation des électrons étant très faible (inférieur souvent à 1 ps), ce bruit est blanc dans les fréquences de travail des bolomètres.

Le résultat intéressant est que ce bruit ne dépend que de la valeur de la résistance et de la température : la nature du conducteur n'intervient pas. On peut s'en persuader facilement en imaginant un circuit formé de deux résistances : le circuit étant à l'équilibre thermique, il est évident que la puissance dissipée par la première résistance dans la seconde doit être égale à la puissance dissipée par la seconde dans la première, et cette puissance ne dépend donc pas de la nature de la résistance.

Le calcul de la densité spectrale du bruit Johnson en tension donne :

$$D_V [\text{Johnson}] = \sqrt{4 k_B T R} \quad (\text{en V}/\sqrt{\text{Hz}}) \quad (\text{E 6})$$

Le bruit Johnson peut tout aussi bien s'interpréter comme un bruit en courant, ou en puissance.

	T=300K	T=1K	T=100mK
R=10 Ω	1	0.5 10 ⁻³	0.2 10 ⁻³
R=1 kΩ	10	0.5	0.2
R=1 MΩ	30	18	5
R=10 MΩ	950	55	18

Tableau E 1

Tableau E 1 : Bruit Johnson pour différentes valeurs de résistances et de températures. Les valeurs de bruit sont données en nV/Hz^{1/2}. La formule (E 6) a été multipliée par 2.35 pour donner la contribution à mi-hauteur (on suppose une fluctuation gaussienne).

E.III. Optimisation des contributions des fluctuations thermodynamiques et du bruit Johnson. Adaptation à l'électronique de lecture.

Pour un bolomètre avec un senseur thermométrique résistif, les deux contributions précédentes sont inévitables. Pour autant une optimisation de ces contributions peut se faire.

- Pour les fluctuations thermodynamiques, la masse du bolomètre intervient directement (la capacité calorifique C du bolomètre est le produit de sa masse m par sa chaleur spécifique c : C=mc), il faut donc ajuster la masse du détecteur aux besoins de l'expérience, ou à masse égale, refroidir davantage le détecteur.

De plus, ces fluctuations thermodynamiques peuvent être diminuées par le bolomètre lui-même. En effet, ces fluctuations sont prévues par la thermodynamique pour un système à l'équilibre. Or, un bolomètre polarisé est, en quelque sorte, un système actif ; la contre-réaction thermique agit comme un régulateur de température. Les fluctuations effectives de températures peuvent ainsi être plus faibles que celles prévues par la thermodynamique à l'équilibre. Toutefois, le gain n'est important que pour des systèmes avec des thermomètres à sensibilité α élevée, donc en pratique pour des thermomètres supraconducteurs.

- Le bruit Johnson est également diminué du fait de la contre-réaction pour les mêmes raisons, mais là encore l'effet est faible pour des valeurs de α petites et nous n'en tiendrons pas compte.

Cet effet de réduction des bruits fondamentaux dans le cas de grandes valeurs de α est néanmoins à considérer avec prudence car il s'accompagne d'une diminution du temps de réponse, donc d'une augmentation effective de la bande passante. Il faut l'examiner au cas par cas.

Les équations (E 5) et (E 6) nous permettent de comparer les contributions du bruit Johnson et des fluctuations thermodynamiques. La bande de fréquence de travail est typiquement la bande équivalente $\Delta f = \frac{1}{4\tau} \left(\text{où } \tau = \frac{C}{G} \right)$ définie précédemment. En effet si on filtre plus, on écrase totalement le signal et l'on perd toute information sur celui-ci.

On en déduit donc :

$$\frac{\text{Bruit Johnson}}{\text{Bruit thermo}} = \frac{D_{V[\text{Johnson}]}\sqrt{\frac{1}{4\tau}}}{\sqrt{\Delta V^2}_{[\text{Thermo}]}} \quad (\text{E } 7)$$

On trouve :

$$\frac{\text{Bruit Johnson}}{\text{Bruit thermo}} = \frac{1}{\alpha T \sqrt{1 - \frac{T_{\text{bain}}}{T}}} \quad (\text{E } 8)$$

Nous avons toujours $T > T_{\text{bain}}$, sinon le bolomètre n'est pas polarisé et sa sensibilité S est nulle. Pour des thermomètres semi-conducteurs de bonne qualité, $\alpha T = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} = \alpha'$ (sensibilité sans dimension) prend des valeurs typiques entre 3 et 7. Enfin le découplage entre le bolomètre et le bain est tel que, pour un bolomètre optimisé, $1.2T_{\text{bain}} < T < 3T_{\text{bain}}$. L'expression (E 8) nous montre donc que pour un bolomètre optimisé le bruit Johnson est toujours du même ordre de grandeur que le bruit induit par les fluctuations thermodynamiques de température.

Les deux contributions sont donc à considérer, mais l'optimisation doit se faire sur le rapport signal/bruit et non sur le bruit seul. Cela revient à exprimer le bruit en énergie et non plus en volts, et donc à voir directement la contribution sur la résolution en énergie. Il suffit pour cela de diviser le bruit (en nV/Hz^{1/2}) par la sensibilité S du bolomètre (en nV/keV). On suppose les bruits indépendants, le bruit total est donc la somme quadratique des contributions. Soit :

$$\delta E_{\text{Résol}} = \frac{2.35 \sqrt{(\text{Bruit Johnson})^2 + (\text{Bruit thermo})^2}}{S} \quad (\text{E } 9)$$

On a vu que la sensibilité S du bolomètre s'écrit :

$$S = \frac{dV}{dE} = \frac{\alpha V}{C} \quad (\text{E } 10)$$

Dans le cas du modèle de bolomètre isotherme, la puissance de polarisation est limitée par la fuite thermique, on a vu que dans ce cas $P = G.(T - T_{\text{bain}})$. Or $V = \sqrt{RP}$, la sensibilité peut donc s'écrire :

$$S = \frac{\alpha \sqrt{RGT(1 - \frac{T_{\text{bain}}}{T})}}{C} \quad (\text{E } 11)$$

En introduisant la constante de temps τ du bolomètre :

$$S = \frac{\alpha \sqrt{\frac{1}{\tau} RT \left(1 - \frac{T_{\text{bain}}}{T}\right)}}{\sqrt{C}} \quad (\text{E } 12)$$

Donc, en utilisant (E 5) et (E 6) et un peu de mise en forme, (E 9) devient :

$$\delta E_{\text{Résol}} = 2.35 \zeta \sqrt{k_B T^2 C} \quad \text{où } \zeta = \sqrt{1 + \frac{1}{(\alpha T)^2 \left(1 - \frac{T_{\text{bain}}}{T}\right)}} \quad (\text{E } 13)$$

On trouve donc une expression très proche de la fluctuation thermodynamique (E 1).

Ce résultat amène plusieurs remarques :

Tout d'abord, la constante de temps τ et la valeur de la fuite thermique G n'interviennent pas dans la résolution. Cela peut sembler étonnant, puisque naïvement, on pense travailler dans une bande de fréquence plus étroite avec un détecteur plus lent, et donc gagner sur le bruit Johnson.

Un raisonnement très rapide explique pourtant très simplement cette conclusion. Un détecteur faiblement couplé au cryostat (G petit) sera très lent : on travaillera donc dans une bande de fréquence étroite et le bruit Johnson sera très faible, mais le bolomètre ne pourra pas être fortement polarisé et présentera donc une sensibilité S mauvaise. Au contraire, un bolomètre fortement couplé obligera à travailler dans une bande large avec un bruit Johnson important, mais sa sensibilité sera grande du fait de la forte polarisation permise.

Pour une chaleur spécifique donnée, la valeur de G doit donc être fixée par d'autres contraintes, par exemple le taux de comptage. Cela est intéressant pour des applications à la RBS, où le fait d'avoir un bolomètre rapide n'a théoriquement pas d'influence sur la résolution.

Une seconde remarque est qu'une optimisation du pré-facteur ζ s'impose. Mais cette optimisation apporte très peu, en effet comme on l'a vu pour (E 8), ζ varie très peu dès lors que le bolomètre est polarisé. On a typiquement $1 < \zeta < 2$. Même en tenant compte du bruit Johnson, la résolution ultime est donc presque sans limites : il suffit de refroidir. **Pour des températures de l'ordre de 10 à 20 mK, les résolutions théoriques sont inférieures à 50 eV, même pour des détecteurs de masse importantes (1 kg).**

La dernière remarque, de loin la plus importante, est que les hypothèses faites pour parvenir au résultat (E 13) sont extrêmement contraignantes. Elles méritent d'être discutées quelque peu.

L'hypothèse d'un détecteur de réponse linéaire est tout à fait raisonnable : nous verrons plus loin, que cette condition est nécessaire au bon fonctionnement du bolomètre, et elle est donc toujours vérifiée (les élévations de température mesurées sont rarement supérieures à 1 % de la température du bolomètre).

L'hypothèse d'un détecteur isotherme est un peu osée : en pratique, le fait de polariser le thermomètre impose une température du thermomètre plus élevée que celle de l'absorbeur (découplage électron-phonon, par exemple). Dans un certain nombre de cas, la puissance de polarisation n'est donc pas limitée par la fuite thermique, mais par une résistance thermique entre le thermomètre et l'absorbeur (découplage électron-phonon ou autre, voir F.III. et G.I.). Or, c'est cette hypothèse précise qui permet l'introduction de la constante de temps τ dans la sensibilité S du bolomètre (voir passage de (E 11) à (E 12)) et donc son élimination dans l'expression du rapport signal/bruit.

- Nous avons passé sous silence l'influence de la chaîne d'amplification. Il est bien évident que l'électronique doit être parfaitement adaptée afin de ne pas ajouter de bruit supplémentaire. Des discussions plus poussées sur ces questions sont traitées dans la thèse de Philippe Di Stefano [Di Stefano 98]. Il faut garder à l'esprit que l'adaptation du détecteur avec son électronique, est un problème complexe, mais qu'une électronique bien adaptée apporte une contribution minimale à la résolution.

À titre d'exemple, la collaboration Edelweiss utilise des JFET (Junction Field Effect Transistor) au silicium, refroidis (température de fonctionnement de 150 K) et placés à proximité des détecteurs afin de s'affranchir des capacités parasites de la ligne. Ces FETs ont un bruit typique en tension de l'ordre de 1 nV/Hz^{1/2}, et une impédance de bruit de l'ordre de 10 M Ω . Les bolomètres sont donc polarisés pour avoir une impédance proche de cette valeur.

L'électronique présente toujours une remontée de bruit à basse fréquence (bruit en 1/f), on peut s'en affranchir en travaillant en détection synchrone : le bolomètre est alors polarisé avec une excitation alternative et le bruit intervenant est alors le bruit dans une bande de fréquence centrée autour de la porteuse.

E.IV. Environnement du bolomètre et bruits induits

Il est bien évident que l'environnement du bolomètre est extrêmement critique. La bolométrie est vraiment une détection de signaux très faibles : les sensibilités sont souvent de l'ordre de 100 nV/keV et le moindre parasite est de cet ordre de grandeur.

• Microphonie.

Les vibrations mécaniques ou acoustiques, qu'on regroupera sous le terme générique de microphonie, polluent fortement les signaux si on ne prend pas les précautions nécessaires.

Un des mécanismes de la microphonie est de modifier la capacité parasite entre les câbles de mesure et la masse (constituée par le cryostat), soit par vibrations des câbles de mesure, soit par vibration des plans de masse. La déformation des isolants peut aussi faire apparaître des charges par triboélectricité.

Enfin le bolomètre lui-même peut être mis en mouvement et cela peut induire un échauffement. Tout système mécanique présente une fréquence propre de résonance, cet effet est donc inévitable, on peut néanmoins s'arranger pour déplacer cette résonance vers des fréquences situées en dehors de la bande passante thermique du bolomètre.

On peut se rendre compte de la gravité du problème en essayant de voir quels peuvent être les ordres de grandeurs des énergies en jeu. Imaginons que le bolomètre, par l'effet de son propre poids, subisse une déformation plastique. Imaginons, par exemple, que le déplacement d soit d'environ un dixième de la distance interatomique (on prendra 0.1 \AA). Le travail résultant de ce déplacement est $W=M.g.d$, pour un bolomètre de masse $M=100$ grammes, cela fait une énergie de 60 MeV ! On rappelle qu'on souhaite être sensible au keV.

On s'efforce donc d'identifier les sources de bruits et de les réduire le plus possible. Les tuyaux provenant des diverses pompes sont découplés par des blocs de plomb : cela atténue fortement la propagation des ondes acoustiques. Le bruit provenant de l'ébullition de l'azote liquide peut être réduit en le pompant jusqu'à la solidification. Il existe également des cryostats sans garde d'azote. Les ondes sonores peuvent être amorties par des revêtements spéciaux (de types goudrons) enveloppant le cryostat. Enfin le montage dans son ensemble est isolé du sol par des amortisseurs.

- **Interférences électromagnétiques.**

Le rayonnement électromagnétique crée des courants par simple phénomène d'induction. Ces courants peuvent s'ajouter au courant de polarisation : ainsi toute variation de ce rayonnement se traduit par une variation de la puissance de polarisation du bolomètre, affectant directement sa température. Ces courants peuvent également s'ajouter au signal de sortie.

La radioactivité ambiante est gênante, d'autant plus que le matériau constituant l'absorbeur est à Z élevé (il est d'autant moins transparent aux X et γ). On a ainsi des effets d'empilement qui peuvent empêcher de travailler proprement. Il est impossible d'obtenir une résolution raisonnable avec un détecteur massif sans précaution particulière. Il faut donc avoir des couches de blindage (plomb, cuivre) pour arrêter le rayonnement jusqu'aux faibles énergies. Ces événements ne causent pas uniquement des problèmes d'empilement, les événements de faibles énergies participent aux fluctuations de la ligne de base et il est très difficile de les différencier du bruit provenant de la microphonie.

- **Bruit « ligne de base ».**

En conclusion, les efforts à faire dans la propreté du montage et de l'environnement sont importants et indispensables. Les précautions sont beaucoup plus contraignantes que pour un détecteur semi-conducteur, plus rapide, donc avec moins d'effets d'empilement, et insensible aux effets thermiques.

Le juge final est le bruit dit « ligne de base » : en dehors de tous signaux dus à des événements, on effectue un histogramme de tous les points constituant la ligne de base (ie, la tension aux bornes du bolomètre). En absence de parasite à une énergie donnée, on obtient ainsi une courbe de forme gaussienne ; après normalisation par la sensibilité du détecteur pour obtenir une énergie, la largeur à mi-hauteur de cette courbe nous donne la résolution ligne de base. Bien entendu la ligne de base doit être numérisée dans les mêmes conditions que les signaux (même échantillonnage, même bande passante, même méthode de filtrage). Cette résolution ligne de base représente la contribution de tous les bruits présents dans le montage : elle constitue donc la résolution limite permise par le montage et devrait, idéalement être expliquée par l'expression (E

13). Les meilleurs bruits lignes de base obtenus avec des bolomètres massifs sont d'environ 100 eV [LTD8, 99].

E.V. Fluctuation du nombre de paires électron-trou dans l'absorbeur.

Nous avons vu que dans un détecteur semi-conducteur une des principales sources de dégradation de la résolution provenait de la fluctuation du nombre de paires électron-trou créées. La sensibilité d'un bolomètre augmentant lorsque sa chaleur spécifique diminue, l'emploi d'un diélectrique (qui peut être un semi-conducteur) est donc très avantageux. Dans un tel milieu, un dépôt d'énergie va donc créer un nombre fluctuant de paires électron-trou.

Un bolomètre s'affranchit normalement de cette fluctuation : en effet, les paires se recombinent et finissent par produire des phonons. Néanmoins cela suppose que cette recombinaison soit rapide devant le temps de mesure, sinon une partie de l'énergie n'est pas relaxée et reste piégée sous forme d'énergie potentielle. Encore une fois, si le pourcentage d'énergie piégée reste constant d'un événement à l'autre, l'influence sur la résolution est nulle, mais si ce pourcentage fluctue, la résolution va être dégradée.

On peut faire deux hypothèses différentes sur les paires créées :

- L'hypothèse la plus simple est que les paires créées ne se recombinent pas, autrement dit, qu'elles aient un temps de vie infini. Ce cas se traite alors très simplement, et nous verrons que le bolomètre reste encore intéressant en comparaison des détecteurs semi-conducteurs. Ce calcul a été en partie traité dans la thèse de Pierre de Marcillac [de Marcillac 93].
- La seconde hypothèse est de leur donner un temps de vie fini. Un peu de calcul permet alors de voir l'influence de ce temps de vie sur la résolution.

Nous allons traiter ces deux cas, et comparer les résultats obtenus. On se place, bien évidemment, dans un diélectrique.

E.V.1. Résolution en cas de non-recombinaison des paires.

On suppose que l'énergie E déposée par une particule a deux voies de thermalisation possibles : la création de phonons et la création de paires électron-trou. Néanmoins, des paires d'énergies très élevées pouvant être créées, on suppose que toutes les paires se thermalisent jusqu'aux sommets de bandes (par créations de phonons ou d'autres paires électron-trou) : l'énergie stockée dans une paire est donc égale au gap E_g .

On notera E_{ph} et E_{pa} les énergies moyennes allant respectivement dans la voie chaleur et dans la voie « paires », et δE_{ph} et δE_{pa} les fluctuations associées.

L'énergie n'ayant que deux voies de thermalisation possible, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$E = E_{ph} + E_{pa} \quad (\text{E 14})$$

Le nombre de paires créé est, par définition, $N = \frac{E}{\epsilon}$, où ϵ est l'énergie moyenne par paire.

Chaque paire stockant E_g , on donc :

$$E_{pa} = \frac{E}{\epsilon} E_g \quad (\text{E 15})$$

Or nous avons vu dans la partie A qu'il existe une relation reliant le gap E_g à l'énergie moyenne par paire ϵ . Cette relation est [Klein 68] :

$$\epsilon = 2.8 E_g + E_R \quad (\text{E 16})$$

Le sens physique de E_R est expliqué dans la partie A, sa valeur est estimée entre 0.5 et 1 eV.

De (E 15) et (E 16), on déduit l'expression de E_{pa} :

$$E_{pa} = \frac{1}{2.8 + \frac{E_R}{E_g}} E \quad (\text{E 17})$$

De (E 14), on tire :

$$E_{ph} = \left(1.8 + \frac{E_R}{E_g} \right) E_{pa} \quad (\text{E 18})$$

On remarque ainsi que l'énergie transférée au réseau est plus importante que celle transférée aux paires : en prenant $E_R = E_g$ pour simplifier, on a $E_{ph} \approx 3E_{pa}$. Or on a vu que les fluctuations étaient forcément les mêmes, du fait de la conservation de l'énergie : la fluctuation relative de E_{ph} va donc être plus faible que celle de E_{pa} . De manière évidente :

$$\frac{\delta E_{ph}}{E_{ph}} = \frac{1}{1.8 + \frac{E_R}{E_g}} \frac{\delta E_{pa}}{E_{pa}} \quad (\text{E 19})$$

Ainsi, même dans le cas où aucune paire ne se recombine, la fluctuation de E_{ph} reste environ trois fois plus faible que la fluctuation de E_{pa} . Le bolomètre présente toujours un gain important comparé aux diodes de ce seul point de vue ; nous avons vu, par ailleurs, d'autres de leurs avantages.

Pour avoir le résultat absolu, il faut calculer δE_{pa} , calcul déjà effectué dans la partie A. On introduit le facteur de Fano F :

$$\delta E_{pa} = \sqrt{FN} E_g = \sqrt{F} \frac{E}{\epsilon} E_g = \sqrt{\frac{FE}{2.8 E_g + E_R}} E_g \quad (\text{E 20})$$

On en déduit alors, d'après (E 19) :

$$\frac{\delta E_{ph}}{E_{ph}} = \sqrt{\frac{2.8 + \frac{E_R}{E_g}}{1.8 + \frac{E_R}{E_g}}} \sqrt{F \frac{E_g}{E}} \quad (\text{E 21})$$

Le Tableau E 2 compile les résolutions pour divers absorbeur :

Tableau E 2

Absorbeur	Eg (eV)	ER (eV)	$\frac{\delta E_{ph}}{E_{ph}}$ pour E = 60 keV	$\frac{\delta E_{ph}}{E_{ph}}$ pour E = 5 MeV
Ge	0.73	0.9	1.6‰ \equiv 100eV	0.2‰ \equiv 1000eV
SI	1.1	0.65	2.3‰ \equiv 140eV	0.25‰ \equiv 1200eV
Al ₂ O ₃	9.9	1 (?)	8.7‰ \equiv 500eV	0.9‰ \equiv 4700eV

Tableau E 2 : Résolution de bolomètres d'absorbeur divers, en considérant uniquement la fluctuation du nombre de paires créés, et en supposant que les paires ne se recombinent pas (temps de vie long devant le temps de mesure). Le facteur de Fano est pris égale à 0.1 pour tous les absorbeurs, ce choix est arbitraire pour le saphir, comme la valeur de 1 eV pour E_R. L'expression (E 21) est multipliée par 2.35 pour obtenir la résolution à mi-hauteur.

On remarque que le saphir n'est pas l'absorbeur idéal du fait de son grand gap statistiquement défavorable. Néanmoins, les résolutions sont certainement surestimées : en effet la création de paires dans un isolant s'accompagne de déformation du réseau, « changeant » le gap localement, ainsi l'énergie stockée par paire est certainement inférieure au gap. On notera tout de même que la résolution reste bien meilleure que celle permise par une diode.

Voyons maintenant si un temps de vie fini pour les paires modifie sensiblement ces résultats.

E.V.2. Résolution en cas de temps de vie fini des paires.

On associe un temps de vie τ_p aux paires électron-trous. Il est relativement logique de considérer une loi de décroissance exponentielle.

La probabilité de voir une paire se recombiner entre les instants t et t+dt est alors p(t).dt, où p(t) est la densité de probabilité. On considère donc :

$$p(t) = \frac{1}{\tau_p} e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (\text{E 22})$$

La probabilité qu'une paire se piège avant l'instant t₁ (physiquement t₁ est le temps de mesure du détecteur) est alors donnée par P(T₁) = P₁, telle que :

$$P_1 = 1 - \int_0^{t_1} p(t) dt = e^{-\frac{t_1}{\tau_p}} \quad (\text{E 23})$$

On retrouve l'expression classique d'une loi de désintégration. De manière évidente, le nombre moyen de paires se piégeant avant t₁ est $N(t_1) = N_1$, tel que :

$$N_1 = NP_1 \quad (\text{E 24})$$

N est le nombre de paires créées par l'impact de la particule, on suppose, pour simplifier, que ces paires sont créées instantanément.

Le problème est alors le suivant : l'expression (E 24) donne le nombre moyen de paires piégées, mais on cherche les fluctuations typiques de ce nombre. Le nombre initial de paires créées fluctue également, et il faut donc voir qu'elle en est l'influence.

Supposons tout d'abord que le nombre N de paires créées initialement ne fluctue pas. On a alors un cas d'école de loi binomiale. En effet, on a initialement N particules, et chacune a la probabilité P₁ de se piéger avant t₁ ; la probabilité pour qu'exactly N₁ paires parmi les N se piègent avant t₁ est donc :

$$P_{[N_1/N]} = C_N^{N_1} P_1^{N_1} (1-P_1)^{N-N_1} \quad (\text{E 25})$$

(E 25) est simplement le produit des probabilités d'avoir N₁ paires piégées, que les N-N₁ restantes se recombinent et, les paires étant indiscernables, du nombre de combinaisons possibles de N₁ dans N.

La loi binomiale nous donne également l'écart-type, donc les fluctuations typiques, de la distribution de N₁ (voir, par exemple, [Knoll 89] p71). On a ainsi :

$$\delta N_1 = \sqrt{NP_1(1-P_1)} \quad (\text{E 26})$$

Avant d'aller plus loin, nous pouvons déjà remarquer que la prise en compte des fluctuations de N n'apportera qu'une correction minime à l'expression ci-dessus. En effet, N fluctue typiquement de $\delta N = \sqrt{FN}$. En mettant les choses au pire, les fluctuations de N₁ deviennent alors :

$$\delta N_1 = \sqrt{(N + \sqrt{FN})P_1(1-P_1)} = \sqrt{\left(1 + \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{N}}\right) \sqrt{NP_1(1-P_1)}} \approx \left(1 + \frac{\sqrt{F}}{2\sqrt{N}}\right) \sqrt{NP_1(1-P_1)}. \quad (\text{E 27})$$

La correction est donc en $\frac{0.1}{\sqrt{N}}$ (pour F=0.1) ce qui est totalement négligeable même pour des énergies faibles.

En considérant toujours que chaque paire stocke E_g, d'après (E 26) la fluctuations d'énergie piégée est :

$$\delta E_{piégée} = \sqrt{NP_1(1-P_1)} E_g \quad (\text{E 28})$$

L'énergie piégée en moyenne est

$$E_{\text{piégée}} = NP_1 E_g = \frac{E}{2.8E_g + E_R} P_1 E_g \quad (\text{E } 29)$$

La conservation de l'énergie impose maintenant :

$$\begin{cases} E = E_{\text{piégée}} + E_{\text{ph}} \\ \delta E_{\text{piégée}} = \delta E_{\text{ph}} \end{cases} \quad (\text{E } 30)$$

Un peu de calculs nous amène alors à la fluctuation relative de E_{ph} :

$$\frac{\delta E_{\text{ph}}}{E_{\text{ph}}} = \frac{2.8 + \frac{E_R}{E_g}}{\sqrt{P_1(1-P_1)} \left(2.8 - P_1 + \frac{E_R}{E_g} \right)} \sqrt{\frac{E_g}{E}} \quad (\text{E } 31)$$

Il est alors intéressant de comparer (E 31) et (E 21) pour voir si l'effet d'un temps de vie fini est important. La Figure E 1 représente le rapport des fluctuations relatives de E_{ph} dans l'hypothèse où toutes les paires créées se piègent et des fluctuations relatives de E_{ph} dans l'hypothèse d'un temps de vie associé aux paires.

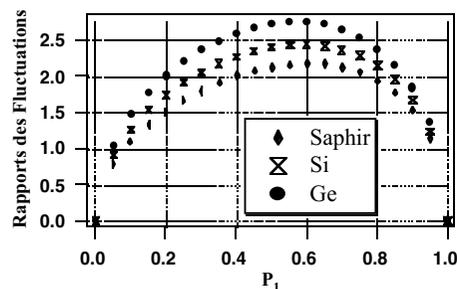


Figure E 1

Figure E 1 : Rapport des fluctuations relatives de E_{ph} dans l'hypothèse d'un temps de vie associé aux paires et des fluctuations relatives de E_{ph} dans l'hypothèse où toutes les paires créées se piègent. Autrement dit (E 31)/(E 21) en fonction de P_1 . Pour le saphir, on a pris arbitrairement $E_R = 1 \text{ eV}$ et $F = 0.1$.

On remarque donc que typiquement la prise en compte d'un temps de vie fini pour les paires peut amener à une dégradation de la résolution d'un facteur deux. L'effet est maximum

pour $P_1 \approx 0.6$, soit $t_1 \approx 0.5\tau_p$. Ce résultat est assez intuitif : les fluctuations vont avoir une influence maximale lorsque le temps de mesure est du même ordre que le temps de vie des paires.

Toutefois, on peut remarquer que le temps de vie des paires est, normalement, relativement court. On aborde là un sujet complexe, en effet le temps de vie des excitations est influencé par de nombreux paramètres, comme la densité de charges ou encore la conductivité des porteurs. Ainsi des états excitoniques peuvent être créés sous certaines conditions, ces gouttes d'excitons (mettant en jeu plusieurs paires qui perdent alors leur caractère individuel) peuvent avoir des temps de vie plus long que les paires individuelles. Malgré tout ces temps restent très courts : pour le germanium, le temps de vie des paires individuelles est de 10 μs et de 40 μs pour une goutte [Seeger 97]. Dans le silicium, les paires ont un temps de vie d'environ 150 ns. Dans le saphir, les choses sont plus complexes. Le saphir étant isolant, la création de paires s'accompagne de déformation violente du réseau, et la recombinaison des paires peut s'accompagner de création de défaut. Toutefois aucune expérience n'a mis en évidence des temps de vie long dans le saphir.

Les effets de non-recombinaisons des paires peuvent donc être gênant pour des détecteurs rapides. On peut penser raisonnablement que ces effets doivent être négligeables pour un bolomètre fonctionnant avec des constantes de temps de l'ordre de 1 ms.

Dans des applications à la métrologie alpha (pour lesquelles on souhaite avoir des taux de comptage élevés), toutefois, on peut toujours avoir un absorbeur métallique pour s'affranchir de tous ces problèmes de fluctuations de paires. Le problème est que les métaux apportent beaucoup de capacité calorifique et peuvent « alourdir » alors le bolomètre et diminuer sa sensibilité. On peut avoir recours à des supraconducteurs, mais un problème similaire se pose avec le temps de vie des quasi particules.

Dans des applications Matière Noire, les bolomètres double-composante ionisation-chaaleur, s'affranchissent de ce problème en collectant les paires, le problème est alors celui de l'énergie apportée par le champ électrique de collecte (effet Luke-Negavov) que nous ne discuterons pas ici.

E.VI. Fluctuation du rapport $\frac{\text{Énergie déposée}}{\text{Énergie thermalisée}}$

De manière générale, toute fluctuation de ce rapport va avoir un effet sur la résolution d'un bolomètre. Le cas précédemment traité des fluctuations du nombre de paires piégées n'est qu'un cas particulier de fluctuation de ce rapport.

Le ralentissement des ions dans la matière peut être vu comme la somme d'un ralentissement nucléaire, auquel est associé le pouvoir d'arrêt nucléaire, et d'un ralentissement électronique, auquel on associe le pouvoir d'arrêt électronique. Nous avons dans la partie A, que le pourcentage de l'énergie allant dans chaque branche, électronique et nucléaire, dépend de l'énergie de la particule mais surtout de sa masse. Ainsi si des sources de fluctuations sont propres à chaque branche, la résolution pourrait bien dépendre de la nature de la particule, comme pour un détecteur classique.

H. H. Andersen s'est intéressé à cette question [Andersen 86], et l'étude qui suit est inspirée de son article, d'ailleurs un des rares traitant du problème de la résolution des bolomètres sous cet angle.

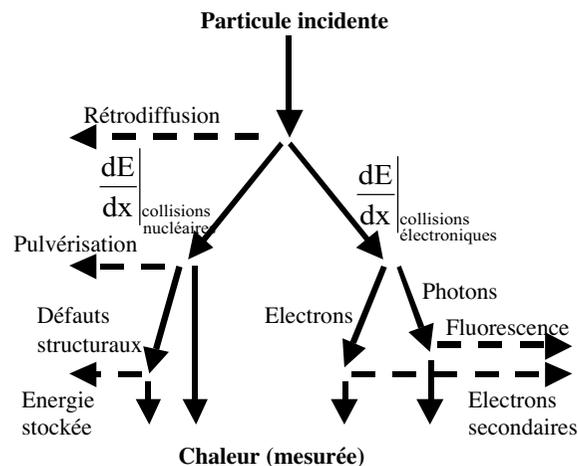


Figure E 2

Figure E 2 : Rapport d'embranchement entre le ralentissement électronique et le ralentissement nucléaire. Les flèches horizontales en pointillées correspondent à de l'énergie stockée ou s'échappant du détecteur et ne participant donc pas à l'élévation de température du bolomètre.

La Figure E 2 montre les principales sources de pertes d'énergies. Cette figure est fortement simplifiée car elle interdit tout passage d'une branche à l'autre. Or un recul de noyau, par exemple, perd une partie de son énergie en ionisant le milieu. Elle ne considère pas non plus que de l'énergie peut être stockée dans des paires électron-trous, aspect que nous venons de traiter séparément. Néanmoins elle permet de visualiser clairement différents phénomènes à l'origine de la dégradation de la résolution. On rappelle une nouvelle fois que seules les fluctuations de ces différentes pertes d'énergies peuvent avoir une influence sur la résolution.

- Pour des ions légers, la fraction de particules rétrodiffusées est très faibles (<1%) et donc l'effet sur la résolution est négligeable. Ce phénomène est plutôt à l'origine de longue queue à basse énergie dans les spectres de détecteurs (bolomètres ou diodes), en effet l'énergie laissée dans le détecteur avant la rétrodiffusion s'étale de l'énergie initiale de la particule jusqu'à zéro.
- L'effet de la pulvérisation est lui aussi totalement infime pour des ions légers. Cet effet est important (et utilisé) pour des ions très lourds et de faible énergie (quelques keV). Pour de tels ions, le pouvoir d'arrêt électronique devient négligeable devant le pouvoir d'arrêt nucléaire.
- Des électrons ayant acquis une énergie de quelques eV peuvent éventuellement s'échapper du cristal. Néanmoins cet effet ne peut avoir lieu qu'extrêmement près des surfaces,

sinon l'électron est thermalisé dans l'absorbeur. Pour cette raison, la contribution à la résolution est minimale.

- Les phénomènes de fluorescence dépendent fortement du matériau servant d'absorbeur, et il est difficile de donner des ordres de grandeur. Il est certain que l'on ne peut pas affirmer que cet effet est toujours négligeable. Pour des diélectriques, par exemple, la recombinaison des paires électron-trou peut se faire par émission de photons dans la zone de transparence du cristal. Des matériaux sont connus pour être luminescents, mais chiffrer la fluctuation du rendement de luminescence est complexe. Andersen [Andersen 85] affirme que cet effet ne doit dépasser 1 keV pour un alpha de 5 MeV pour un matériau luminescent comme le diamant (intéressant pour sa grande température de Debye). Pour des ions légers, on peut s'affranchir de cet effet en s'arrangeant pour que l'énergie de la particule soit déposée dans un film métallique (quelques dizaines de microns suffisent). Le problème est plus gênant dans des expériences de spectrométrie gamma, mais cela sort du cadre de ce travail.

- La contribution majeure provient de la fluctuation du nombre de défauts stables à basse température. Le traitement quantitatif de cette contribution peut se faire à partir de différents modèles, nous allons voir que la nature des chocs nucléaires (l'énergie laissée dans la voie nucléaire est surtout le fruit d'un petit nombre de grandes contributions) pousse à traiter ce problème avec une autre approche que celle généralement admise où les défauts sont considérés comme étant indépendants les uns des autres.

E.VII. Fluctuations du nombre de défauts créés. Approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels

Le principe de base à l'origine de la création de défauts est relativement intuitif. On comprend bien que lorsqu'un atome reçoit une énergie suffisante, il va pouvoir quitter son site, et éventuellement choquer d'autres atomes : on a alors création d'une cascade de déplacements. Ces cascades sont souvent traitées dans l'approximation des collisions binaires, où seuls les chocs à deux atomes sont pris en compte. Le nombre d'atomes déplacés pour un choc primaire d'énergie donnée est alors estimé par le modèle de Kinchin-Pease. Une fois ce nombre d'atomes déplacés calculé, on peut alors faire l'approximation que les seuls défauts créés sont des défauts ponctuels sous la forme de paires lacune-interstitiel : un atome a quitté son site créant ainsi une lacune et s'est placé dans une position interstitielle du réseau. Si on néglige les recombinaisons possibles de ces paires lacune-interstitiel, le nombre d'atomes déplacés est égale au nombre de défauts créés. Cette approximation est celle faite dans l'article d'Andersen [Andersen 86]. Elle se justifie dans le cas de cascades de déplacements peu denses pour lesquelles les effets collectifs sont peu importants et où le nombre d'atomes déplacés est faible.

Chaque défaut ponctuel stocke ainsi une énergie E_s . Il est aussi logique qu'il y ait un seuil en énergie pour le déplacement d'un atome de son site, autrement l'atome est simplement mis en mouvement, mais ne peut quitter son site et l'énergie est, dans ce cas, transmise au réseau sous forme de phonons et participe alors à l'élévation de température.

Il existe ainsi une énergie seuil de déplacement E_d . Bien évidemment E_s et E_d dépendent du matériau dans lequel a lieu le choc, de même E_d n'a aucune raison d'être isotrope et dépend en toute rigueur de la direction cristallographique vers laquelle se produit le recul. Pour éviter de trop compliquer des effets qui peuvent se traiter simplement, on introduit souvent une énergie seuil de déplacement effective $E_{d\text{eff}}$, moyennant les effets d'anisotropie.

$E_{d\text{eff}}$ doit évidemment être bien supérieure à l'énergie typique de liaison d'un atome dans un solide (environ 5 eV). Il existe en effet des potentiels de barrière importants séparant un état stable du réseau, d'un état interstitiel stable. Il est ainsi clair que le défaut va stocker moins d'énergie qu'il n'en a fallu pour le créer. On a ainsi toujours $E_s < E_{d\text{eff}}$ et E_s dépend fortement de la nature des liaisons dans le matériau considéré, dans les métaux on aura typiquement $E_s = 4-5$ eV et plutôt $E_s = 10-12$ eV dans des matériaux à liaisons covalentes (silicium, germanium, diamant).

$E_{d\text{eff}}$ varie entre 15 et 40 eV avec une forte concentration vers 25 eV (voir, par exemple, [Andersen 79] pour des données et d'autres références sur les énergies seuil de déplacement).

E.VII.1. Modèle de Kinchin-Pease.

En première approximation, les atomes sont déplacés par interactions coulombiennes entre les noyaux, or les électrons écrantent énormément cette interaction au-delà d'une certaine distance. Ceci justifie, dans une certaine mesure, de traiter les collisions avec un modèle simple de sphères dures. Ce travail a été effectué initialement par Kinchin et Pease en 1955 [Kinchin 55]. Le modèle repose sur les principes suivants :

Le fait de considérer des potentiels de sphères dures implique que la loi des transferts d'énergie est uniforme (la densité de probabilité de la loi de transfert est $\frac{1}{E_{\text{max}}}$, où E_{max} est donnée par la cinématique classique).

Les collisions sont toutes traitées comme des systèmes à deux corps (approximation dite BCA : Binary Collision Approximation), après un choc les atomes peuvent, bien entendu, subir d'autres collisions, mais la cascade éventuelle est toujours traitée dans l'approche BCA.

Le modèle suppose implicitement qu'aucune énergie n'est donnée aux électrons, plus généralement il ignore toutes les diffusions inélastiques.

On trouve alors le nombre d'atomes déplacés $N_d(E)$ pour un choc initial d'énergie E (on suppose que E est transmise uniquement dans la voie nucléaire) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} N_d(E) = 0 & \text{pour } E < E_{d\text{eff}} \\ N_d(E) = 1 & \text{pour } E_{d\text{eff}} < E < 2E_{d\text{eff}} \\ N_d(E) = \frac{E}{2E_{d\text{eff}}} & \text{pour } 2E_{d\text{eff}} < E \end{array} \right. \quad (\text{E } 32)$$

On peut retrouver ces résultats avec des arguments simples. Le fait qu'aucun atome ne soit déplacé pour $E < E_{d\text{eff}}$ est évident. Pour des énergies comprises entre $E_{d\text{eff}}$ et $2E_{d\text{eff}}$, le choc

peut déplacer un atome de la cible, mais l'atome déplacé ne pourra pas être à l'origine d'une cascade, il ne pourra y avoir que des « échanges » de sites mais globalement il n'y a pas de nouvel atome déplacé.

Pour des énergies plus importante le résultat peut se justifier ainsi : le nombre d'atomes déplacés N_d correspond au nombre de chocs où une énergie comprise entre $E_{d\text{eff}}$ et $2E_{d\text{eff}}$ a été transférée (autrement il n'y a pas de déplacement). Nous venons de voir, de plus, qu'un atome doit posséder une énergie supérieure à $2E_{d\text{eff}}$ pour que le bilan global change.

Or le transfert d'énergie est équiprobable entre 0 et $2E_{d\text{eff}}$, et l'énergie moyenne transférée est $E_{d\text{eff}}$. On a donc $\frac{E}{E_{d\text{eff}}}$ chocs causés par des atomes d'énergie supérieure à $2E_{d\text{eff}}$ et transférant

entre 0 et $2E_{d\text{eff}}$. On a donc $\frac{E}{2E_{d\text{eff}}}$ chocs causés par des atomes d'énergie supérieure à $2E_{d\text{eff}}$ et transférant entre $E_{d\text{eff}}$ et $2E_{d\text{eff}}$, d'où le résultat.

Dans les cas nous intéressant, nous verrons que l'énergie transmise dans la voie nucléaire est largement supérieure au seuil de déplacement. En effet pour des reculs de noyaux induits par des WIMPs (ou des neutrons en pratique), on peut traiter le recul comme un ion incident : l'ion étant toujours relativement lourd, une part importante de l'énergie de recul va donc dans la voie nucléaire. Dans le cas d'ions légers, même si le ralentissement électronique est très largement supérieur au ralentissement nucléaire à haute énergie, ce n'est plus le cas en fin de parcours, et il y a toujours quelques keV transférés par des chocs avec les noyaux.

Le nombre moyen d'atomes déplacés par une particule laissant l'énergie E_n dans la voie nucléaire est donc :

$$N_d(E_n) = \frac{E_n}{2E_{d\text{eff}}} \quad (\text{E } 33)$$

Dans l'approximation des défauts ponctuels et en négligeant toute recombinaison, (E 33) donne donc le nombre de défauts créés.

On néglige les défauts dus à des chocs électroniques ou à certains phénomènes de recombinaisons de paires électron-trous. Seule l'énergie passant dans la voie nucléaire est donc prise en compte. Si la création de défauts est bien le phénomène à l'origine de la limitation de la résolution des bolomètres, on a donc un effet commun, aussi bien à des particules alpha, qu'à des neutrons. Les problèmes de la résolution ultime pour des expériences de Matière Noire ou d'analyse d'ions sont donc liés !

De nombreux travaux ont suivi l'article de Kinchin et Pease, on parle alors de modèle de Kinchin-Pease « modifié » où le potentiel introduit est plus complexe et où les seuils de déplacements peuvent varier avec l'énergie. L'estimation du nombre d'atome déplacé est alors légèrement inférieure à (E 33) (on trouve souvent 0.42 au lieu du 0.5).

Le modèle de Kinchin-Pease, qu'il soit modifié ou non, donne seulement le nombre moyen d'atomes déplacés, mais ce nombre est sujet à des fluctuations. Ici encore, différents

modèles ont été proposés, mais il reste difficile de savoir raisonnablement qu'elle type d'expression utiliser pour avoir une idée des fluctuations associées à $N_d(E_n)$.

Pour ce travail, nous cherchons à obtenir un ordre de grandeur des effets. En considérant les fluctuations statistiques associées à $N_d(E_n)$ comme poissonniennes, l'écart type associé à $N_d(E_n)$ est:

$$\sigma[N_d(E_n)] = \sqrt{\frac{E_n}{2E_{d\text{eff}}}} \quad (\text{E 34})$$

Ces fluctuations ont lieu même si l'énergie allant dans la voie nucléaire est constante. Or, la nature erratique des interactions particule-matière fait que E_n fluctue beaucoup. Nous verrons plus loin plus en détails ces fluctuations, mais on peut d'ores et déjà affirmer que la distribution suivie par E_n n'est pas gaussienne, cela provient du fait que l'énergie transférée par choc nucléaire est surtout l'œuvre d'un petit nombre de grandes contributions, ce qui est statistiquement défavorable. Pour cette raison, la distribution de E_n est très large, et fortement dissymétrique. On caractérise alors la largeur de cette distribution par sa largeur à mi-hauteur δE_n .

En supposant que chaque défaut stocke en moyenne l'énergie E_s , les fluctuations de l'énergie stockée provenant des deux contributions précédentes induisent directement un effet sur la résolution. On additionne les deux contributions quadratiquement, bien que cela ne soit pas très rigoureux étant donné que l'une des contributions n'est pas poissonnienne. On en déduit l'expression donnant la contribution à mi-hauteur sur la résolution (le 2.35 est mis pour le principe, on rappelle que l'on cherche des ordres de grandeurs) :

$$R_{\text{FWHM}} = \sqrt{\left| \frac{\delta E_n}{2E_{d\text{eff}}} \right|^2 + \left| 2.35 \sqrt{\frac{E_n}{2E_{d\text{eff}}}} \right|^2} E_s \quad (\text{E 35})$$

Il reste alors à déterminer E_n et δE_n , ce qui peut être effectué au moyen de programme de simulation des pertes d'énergies de type Monte Carlo comme TRIM.

E.VII.2. Calcul de δE_n et de E_n à l'aide de TRIM. Résolutions limites dans l'approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels.

Les tableaux suivant rassemblent quelques résultats calculés avec le code de calcul TRIM et la formule (E 35).

Tableau E 3

	Cu	Al	Si	Ge
$E_{d\text{ min}} \text{ (eV)}$	19	16	13-16	15
$E_{d\text{ eff}} \text{ (eV)}$	29	27	25*	25*
$E_s \text{ (eV)}$	5	4	12	12

Tableau E 3 : Valeurs communément admises, extraites de la littérature, pour les valeurs des énergies seuil de déplacement minimales ($E_{d\text{ min}}$), effectives ($E_{d\text{ eff}}$), et des énergies moyennes stockées dans les défauts lacunes-interstitiels (paires de Frankel). Les valeurs notées * sont prises par défaut comme moyenne des valeurs trouvées.

Tableau E 4

Ions	Énergie	Absorbéur	$E_n \text{ (keV)}$	$\delta E_n \text{ (keV)}$	Résolution(eV)
He	1 MeV	Cu	9.1	6.5	600
He	1 MeV	Si	6.9	4.5	1000
He	5.5 MeV	Cu	10.8	6.5	600
He	5.5 MeV	Si	8.5	6	1300
N	1 MeV	Cu	75	45	4000
N	1 MeV	Si	48	35	6500*

Tableau E 4 : Valeurs calculées à l'aide de TRIM des énergies moyennes transmises à la voie nucléaire (E_n), des fluctuations associées à ces énergies (δE_n) et de la résolution qui en résultent compte tenu de la formule (E 35) pour un absorbéur métallique (Cu) et diélectrique (Si). La valeur * a été normalisée par la fluctuation du nombre de défauts calculée directement avec TRIM (5 keV) sans l'aide de la formule (E 35) qui donne 8.3 keV. Dans tous les autres cas, les deux approches donnent des résultats similaires. Les valeurs données pour E_n sont les valeurs les plus probables qui peuvent être différentes des valeurs moyennes.

Le dernier tableau mérite quelques commentaires. Tout d'abord on retrouve le fait que les chocs nucléaires ont lieu essentiellement en fin de parcours des alpha : ainsi la fluctuation du nombre de défauts créés dépend peu de l'énergie de l'ions incidents dans les gammes d'énergies envisagées dans ce travail (100 keV < E < 10 MeV). Ensuite, on peut remarquer l'intérêt d'avoir pour absorbéurs des métaux : le caractère isotrope de la liaison métallique induit une énergie moindre stockée par défaut et on gagne ainsi un facteur deux, typiquement sur la résolution.

L'approche faite aboutit donc à une résolution limite de l'ordre du keV pour des alpha, résolution qui se dégrade de manière non-négligeable pour des ions plus lourds. On notera qu'une résolution de 4 keV avec des ions azote permet tout de même (cf. partie B) de séparer les masses jusqu'à environ 100 avec une résolution en profondeur de quelques Å dans de l'Or en incidence normale.

Dans une optique d'application type « Matière Noire » où l'on cherche à détecter des WIMPs, nous avons vu que la signature était un recul du noyau cible : la résolution des bolomètres sera donc limitée par les mêmes mécanismes de fluctuations des défauts. Il existe ainsi un lien fort entre la résolution ultime des bolomètres dans des applications pourtant totalement différentes.

Par exemple dans un bolomètre en Germanium, des WIMPs créant des reculs de 40 keV ne pourront pas être détectés avec une précision supérieure à environ 1 keV (On suppose de plus que $\delta E_n=0$, la seule contribution provient de $\sqrt{E_n}$). Pour des WIMPs plus légers induisant, par exemple, des reculs de 3 keV dans un bolomètre en Saphir, la résolution est limitée à 250 eV. Dans les deux cas, on est proche des bruits « ligne de base » des expériences actuelles (voir par exemple, les proceedings des LTD [LTD7 97] et [LTD8 99]), mais les diverses collaborations espèrent bien réduire encore ce niveau et la fluctuation du nombre de défauts pourrait alors devenir la contribution majeure.

Le Tableau E 4 montre que les fluctuations de l'énergie E_n transférées sous forme de chocs nucléaires varie énormément : $\delta E_n > 0.5 E_n$. Ce résultat provient du fait que l'énergie est transférée par un petit nombre de chocs importants, comme nous allons le voir plus précisément par la suite. Or, on peut se demander si les résultats donnés par une approche purement binaire, dans laquelle tous les effets collectifs ne sont pas pris en compte, est légitime dans le cas où le transfert d'énergie est important. En effet, dans ces conditions la densité d'énergie déposée est très grande et l'on peut se demander si la nature des défauts est la même. En caricaturant, la question est de savoir si le fait de déposer, par exemple, 10 keV sous forme d'un seul recul revient, du point de vue des défauts, à déposer 10 keV sous forme, par exemple de 100 chocs transférant chacun 100 eV.

Nous verrons que des simulations de dynamique moléculaire peuvent apporter des réponses à ces questions. Ainsi ces simulations prévoient que des défauts que l'on peut appeler étendus sont créés : les reculs de grande énergie vont, en effet, déplacer plus d'atomes que ne le prévoit une approche binaire qui ne traite pas les effets collectifs, mais l'énergie stockée dans ces défauts étendus est relativement faible et la résolution finale que l'on peut théoriquement atteindre apparaît comme étant inférieure à celle prévue par une approche binaire et uniquement des défauts ponctuels.

Nous allons auparavant nous attarder quelque temps sur une étude simple de la statistique des chocs nucléaires. Cette étude présente l'intérêt de montrer simplement et de façon claire pourquoi l'énergie nucléaire est transférée sous forme de chocs importants et donc pourquoi E_n fluctue autant.

E.VIII. Étude statistique des chocs nucléaires.

Pour cette étude, TRIM peut encore nous être d'un grand secours. En effet, si ce code n'est pas bien adapté à l'étude fine des cascades de collisions, il donne néanmoins de manière précise la valeur des énergies transférées lors des chocs nucléaires à fort transfert : l'approximation binaire est, en effet, pleinement justifiée à grand transfert, les effets collectifs intervenant à plus faible énergie. Or ce sont justement ces chocs à transfert important qui nous intéressent.

E.VIII.1. Exemple pour des particules alpha de 1 MeV dans du Si

Pour introduire la problématique, on peut s'intéresser aux résultats calculés à l'aide de TRIM dans le cas d'une expérience typique : prenons, par exemple, des alpha de 1 MeV dans du silicium.

Nous avons affirmé précédemment que l'on avait $E_n=6.9$ keV et $\delta E_n=4.5$ keV, mais cela masque en réalité beaucoup la statistique très particulière accompagnant ces transferts d'énergie.

Limitons nous uniquement aux chocs pouvant déplacer des atomes (dans le cas contraire, il ne peut y avoir création de défauts) : la première grandeur statistiquement intéressante est le nombre de ces chocs.

La Figure E3 rassemble les résultats pour une simulation portant sur environ 1000 ions.

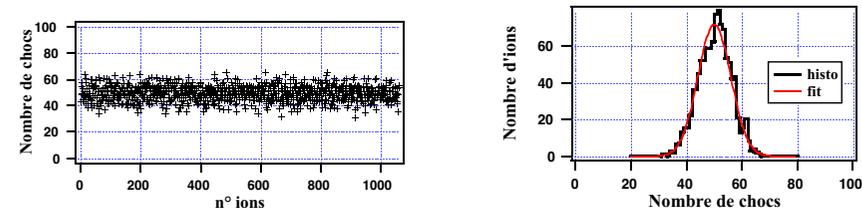


Figure E3

Figure E3 : Nombre de chocs nucléaires supérieurs au seuil de déplacement, pris égal à 25 eV. La représentation sous forme d'histogramme s'ajuste parfaitement avec une Gaussienne. La valeur moyenne de la distribution est de 50 chocs pour une fluctuation de 15 FWHM (soit une fluctuation de 30%).

La distribution de l'énergie transférée à la voie nucléaire (contributions de tous les chocs) est donnée sur la Figure E4.

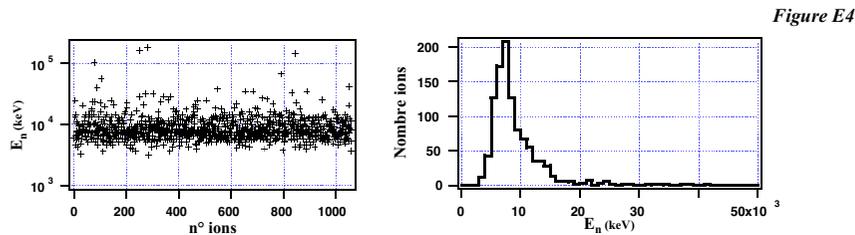


Figure E4 : Distribution de l'énergie transférée à la voie nucléaire. La valeur moyenne de la distribution est de 9.5 keV, la valeur la plus probable (pic de la distribution) est de 7 keV. La distribution s'étale entre 3 keV et 180 keV. L'histogramme de la distribution montre clairement une allure non gaussienne, les fluctuations de E_n , déduites de la largeur à mi-hauteur donne $\delta E_n = 4.5$ keV (l'écart-type de la distribution est de 10 keV).

De ce qui précède, on déduit qu'un choc typique transfère $E_{\text{choc}} = \frac{7 \text{ keV}}{50} \approx 150 \text{ eV}$, pourtant, en regardant l'énergie de tous les chocs causés par une particule, on se rend compte que d'énormes disparités existent et qu'un petit nombre de chocs transfère beaucoup d'énergie. Pour illustrer ceci, la Figure E 5 montre l'ensemble des chocs pour les ions 300 à 310. Globalement, sur l'ensemble des 1000 ions, les chocs transfèrent en moyenne 190 eV, mais les valeurs s'étalent entre 25 eV (seuil de déplacement choisi) et 173 keV, avec un écart-type de 1.4 keV et une valeur la plus probable d'environ 35 eV.

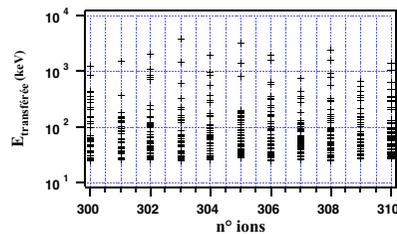


Figure E 5 : Ensemble des chocs supérieures à 25 eV pour les ions 300 à 310 de la simulation. On remarque la contribution considérable des chocs les plus importants.

Le choc le plus important contribue en moyenne à 25 % de l'ensemble de l'énergie transférée. En prenant en considération, pour chaque ion, les trois chocs les plus importants, on obtient 45% de l'énergie totale.

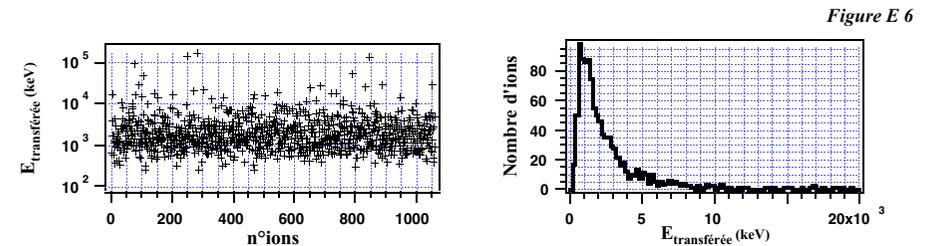


Figure E 6 : Valeur de l'énergie transférée lors du choc le plus important pour les 1000 ions de la simulation. La distribution s'étale entre 250 eV et 173 keV avec une moyenne de 3.3 keV et un écart-type de 9.3 keV. La valeur la plus probable est de 1.3 keV.

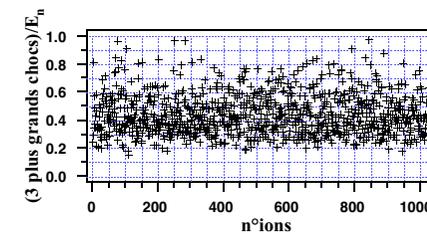


Figure E 7 : Somme des trois contributions les plus importantes de chaque ion normalisée par la valeur de l'énergie totale transmise à la voie nucléaire pour l'ion considérée. En moyenne ces trois contributions représentent à elles seules 45 % de l'énergie totale transférée.

À travers cet exemple de particules alpha d'énergie 1 MeV sur du silicium, nous pouvons donc nous rendre compte que la distribution de l'énergie transférée lors des chocs nucléaires obéit à une statistique particulière. L'effet principal de cette statistique est d'autoriser des transferts très importants, bien supérieurs à l'énergie moyenne transférée. Typiquement, la moitié de l'énergie apportée est transférée par seulement quelques chocs de très grandes densité d'énergie : la nature des défauts créés se pose alors avec insistance.

Avant d'aborder cette dernière question à l'aide de simulation de dynamique moléculaire, nous allons voir qu'une grande partie des étranges propriétés de la statistique des transferts nucléaires peut se retrouver très simplement. La forme générale très simple de la section efficace d'interaction, et donc de la densité de probabilité de transfert d'énergie, nous montre que cette fonction appartient à une catégorie de fonction mathématique particulière appelée fonction de Levy. Nous allons présenter brièvement ce type de fonction et tenter de retrouver quelques résultats nous intéressant plus directement. La partie suivante rapporte l'étude que nous avons développée [Ladieu-Juillard] afin de donner un cadre mathématique plus rigoureux aux effets observés directement avec TRIM.

E.VIII.2. Loi de probabilité de l'énergie transférée lors de chocs nucléaires.

L'approche usuelle pour décrire l'interaction des ions avec la matière, (cf. partie A) est l'utilisation des notions de pouvoir d'arrêt (nucléaire et électronique). Par nature, cette approche moyenne toutes les contributions et les résumant brutalement sous forme d'une perte d'énergie par unité de longueur.

Cette approche est parfaitement adaptée lors d'étude où le matériau est soumis à une dose importante d'ions : typiquement des études d'irradiations. Dans notre cas, on cherche à savoir ce qui se passe particule par particule et la notion de pouvoir d'arrêt nous cache alors tous les effets rares et pathologiques dont nous venons de voir qu'ils expliquaient pourtant une grosse part de l'énergie transférée.

Il nous faut donc revenir aux sections efficaces différentielles d'interactions, autrement dit aux densités de probabilité des transferts d'énergie.

Il n'entre pas dans cette étude de redémontrer des calculs effectués dans tous les bons livres traitant de l'interaction particule-matière. On pourra se reporter à l'excellente introduction de E. Balanzat et S. Bouffard [Balanzat 93] dans « Materials under Irradiations ».

En utilisant une description de l'atome de type Thomas-Fermi, la distribution des énergies transférées aux noyaux au cours d'un choc a la densité de probabilité suivante :

$$p(T) = \frac{A}{T^{1+\mu}} \Big|_{\mu = \frac{1}{3}, \frac{1}{2} \text{ ou } 1} \quad (\text{E } 36)$$

T est l'énergie transférée au cours du choc. La probabilité de transférer l'énergie T à dT près est $P(T) = p(T) dT$. A est une constante dépendant des caractéristiques de la cible et de la particule incidente (masse, charge, énergie de la particule, type d'écrantage utilisé). $\mu=1$ correspond à un potentiel coulombien non écranté, valide pour des vitesses et une énergie de la particule incidente assez élevées (typiquement de l'ordre du MeV). Lorsque la particule est suffisamment ralentie et que l'écrantage se fait sentir, on passe aux régimes $\mu=1/2$ et $\mu=1/3$ en fin de parcours.

La forme de p(T) favorise bien entendu, les faibles transferts, mais n'interdit pas des transferts plus conséquents.

Étudions maintenant d'un peu plus près des distributions ayant une densité de probabilité du même type que (E 36).

E.VIII.3. Loi de Levy pure.

Les lois de Levy pure ont une densité de probabilité du type :

$$p(E) = \frac{A}{E^{1+\mu}} \Big|_{\mu > 0, E > E_{\min}} \quad (\text{E } 37)$$

On ne s'occupe pas de la divergence à basse énergie : on suppose donc que la densité p(E) est nulle en dessous d'une valeur minimum E_{\min} .

A se détermine avec la normalisation de p(E) :

$$\int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{A dE}{E^{1+\mu}} = 1 \Rightarrow A = \mu E_{\min}^{\mu} \quad (\text{E } 38)$$

p(E) s'écrit alors :

$$p(E) = \mu \frac{E_{\min}^{\mu}}{E^{1+\mu}} \quad (\text{E } 39)$$

p(E) a donc l'allure suivante :

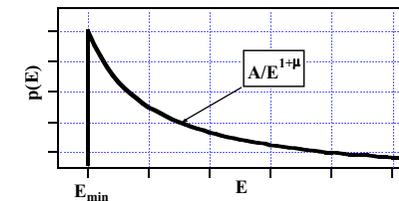


Figure E 8

Figure E 8 : Allure générale de la densité de probabilité p(E) associée à la distribution E. La densité de probabilité est choisie arbitrairement nulle en dessous d'une valeur E_{\min} .

La densité de probabilité de E étant définie, nous pouvons calculer les moments de la distribution :

- **Calcul du premier moment $\langle E \rangle$:**

p(E) étant normée, la valeur moyenne de E s'écrit :

$$\langle E \rangle = \int_{E_{\min}}^{\infty} p(E) E dE \quad (\text{E } 40)$$

Le calcul donne alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } \mu > 1 \quad \langle E \rangle = \frac{\mu}{\mu-1} E_{\min} \\ \text{Pour } \mu = 1 \quad \langle E \rangle \propto \ln\left(\frac{\infty}{E_{\min}}\right) \\ \text{Pour } \mu < 1 \quad \langle E \rangle \propto \infty^{1-\mu} \end{array} \right. \quad (\text{E } 41)$$

On a donc une divergence logarithmique pour $\mu=1$, et une divergence algébrique pour $\mu < 1$. On notera que, dans les cas physiques réels, E est toujours bornée à haute énergie, la divergence disparaît alors naturellement. Le traitement de lois de Levy pures permet néanmoins de mettre à jours certaines influences intéressantes sans avoir recours à des calculs trop lourds.

• **Calcul du second moment $\langle E^2 \rangle$:**

$\langle E^2 \rangle$ est définie par :

$$\langle E^2 \rangle = \int_{E_{\min}}^{\infty} p(E) E^2 dE \quad (\text{E } 42)$$

Le calcul donne alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } \mu > 2 \quad \langle E^2 \rangle = \frac{\mu}{\mu-2} E_{\min}^2 \\ \text{Pour } \mu = 2 \quad \langle E^2 \rangle \propto \ln\left(\frac{\infty}{E_{\min}}\right) \\ \text{Pour } \mu < 2 \quad \langle E^2 \rangle \propto \infty^{2-\mu} \end{array} \right. \quad (\text{E } 43)$$

On retrouve encore des divergences pour certaines valeurs de μ , le plus intéressant est de noter que pour $1 < \mu < 2$, on a une divergence de $\langle E^2 \rangle$ alors que E est finie en moyenne. On trouve donc ici un comportement tout à fait singulier où une fonction de moyenne donnée peut fluctuer sans limite.

Pour se rapprocher de notre problématique, il faut maintenant considérer la somme de N valeurs E tirée chacune avec la loi de probabilité $p(E)$. En effet, chaque événement de valeur E correspondrait à un choc nucléaire transférant l'énergie E , et la somme de tous ces événements à l'énergie totale transférée à la voie nucléaire.

On considère donc la somme de N valeurs de E :

$$S_N = \sum_{i=1}^N E_i \quad (\text{E } 44)$$

Le plus souvent le traitement d'une telle somme s'effectue en avançant les résultats du théorème de la limite centrale. On considère les E_i comme des variables aléatoires et indépendantes ; pour un nombre raisonnable d'événement, on affirme que S_N suit une distribution gaussienne et que :

$$\sigma^2(S_N) = \langle S_N^2 \rangle - \langle S_N \rangle^2 = N\sigma^2(E) \quad (\text{E } 45)$$

Pour une telle distribution, un tirage typique donne alors :

$$S_{N \text{ typique}} = N\langle E \rangle \pm \sqrt{N}\sigma(E) \quad (\text{E } 46)$$

Or dans notre cas, on a un problème évident lorsque $\mu < 2$. Il est clair qu'une loi de Levy pure avec $\mu < 2$ ne donnera jamais une gaussienne pour S_N , ne serait-ce que parce que la divergence de $\langle E^2 \rangle$ empêche justement l'emploi du théorème de la limite centrale.

Regardons maintenant le comportement des chocs à grande valeur de E . Intéressons nous tout d'abord au choc le plus important E_{\max} . On peut estimer $E_{\max}(N)$ en découpant la distribution $p(E)$ en N parties de même aires $1/N$. À chaque tirage, la probabilité pour que la valeur de E soit dans l'une ou l'autre de ces parties est donc la même.

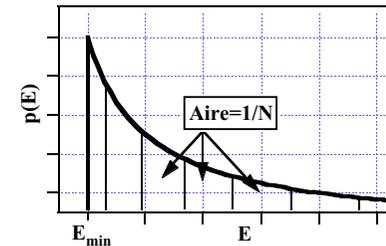


Figure E 9

Figure E 9 : Décomposition de l'aire sous la courbe $p(E)$ en N parties chacune d'aire égale à $1/N$.

On peut alors définir $E_{\max}(N)$ à l'aide de l'intégrale suivante :

$$\int_{E_{\max}(N)}^{\infty} p(E) dE = \frac{1}{N} \quad (\text{E } 47)$$

Le calcul donne immédiatement :

$$E_{\max}(N) = E_{\min} N^{\frac{1}{\mu}} \quad (\text{E } 48)$$

Lorsque $\mu < 1$, $E_{\max}(N)$ croît donc plus rapidement que N : la valeur $\frac{E_{\max}(N)}{N}$ fluctue donc de plus en plus à mesure que N augmente, on comprend alors que $E_{\max}(N)$ peut prendre des valeurs très grandes et expliquer à lui seul une part importante de la valeur de S_N . Bien évidemment l'interprétation pose quelques problèmes étant donné que $\langle E \rangle$ diverge pour une loi de Levy pure mais on peut néanmoins se rendre compte de l'influence de la seule valeur $E_{\max}(N)$ sur la somme totale. Afin d'affiner l'argument précédent, on peut exprimer S_N uniquement en fonction de $E_{\max}(N)$. Pour cela cherchons à calculer la valeur de l'événement « j-maximum » ($j=1$ correspond à l'événement maximum, $j=2$ à l'événement sous maximum ...). Il est clair que cette valeur, que l'on notera $E_{j-\max}(N)$ peut se définir à l'aide de l'intégrale :

$$\int_{E_{j-\max}(N)}^{\infty} p(E) dE = \frac{j}{N} \quad (\text{E 49})$$

On trouve alors :

$$E_{j-\max}(N) = E_{\min} \left(\frac{N}{j} \right)^{\frac{1}{\mu}} \quad (\text{E 50})$$

Encore une fois, pour $\mu < 1$ on se rend compte que $E_{j-\max}(N)$ diminue très vite avec j pour un N donnée. Prenons, par exemple $\mu = 1/2$, alors on a $E_{\text{sous-max}}(N) = 1/4 E_{\max}(N)$ et $E_{\text{sou-sous-max}}(N) = 1/9 E_{\max}(N)$. Il est clair que seules quelques valeurs extrêmes vont contribuer de manière conséquente à S_N .

L'expression (E 50) permet d'écrire S_N sous la forme d'une suite géométrique :

$$S_N = \sum_{j=1}^N E_{j-\max}(N) \quad (\text{E 51})$$

et donc :

$$S_N = E_{\min} N^{\frac{1}{\mu}} \sum_{j=1}^N \left(\frac{1}{j} \right)^{\frac{1}{\mu}} = E_{\max} \sum_{j=1}^N \left(\frac{1}{j} \right)^{\frac{1}{\mu}} \quad (\text{E 52})$$

Donc pour $\mu=1$, On a :

$$S_N = E_{\max} \ln(N) \quad (\text{E 53})$$

Et pour $\mu < 1$,

$$S_N = K E_{\max} \quad (\text{E 54})$$

K est une constante dépendant de μ et N et valant, au plus, quelques unités. Pour se ramener à notre problème, le nombre de chocs nucléaire est, bien entendu, fini : on considère donc N fini.

On peut donc maintenant plus rigoureusement affirmer que S_N dépend en grande partie de la valeur de E_{\max} , et ceci en dehors de tout problème de divergence. Cela justifie, à posteriori,

d'avoir développé ces calculs dans un cas non physique d'une loi non bornée, de moyenne et de variance éventuellement non définies.

Nous allons maintenant voir l'influence d'une borne à grande énergie, mais il est clair que les effets décrits par une loi de Levy pure vont rester : La forme même de la densité de probabilité autorise des transferts à forte énergie et la somme sera fortement influencée par le choc le plus important.

E.VIII.4. Loi de Levy bornée en $E_{\infty} \gg E_{\min}$.

Tout d'abord, notons que l'hypothèse $E_{\infty} \gg E_{\min}$ est physiquement raisonnable. L'énergie E_{∞} correspond à l'énergie maximale pouvant être transmise à la voie nucléaire au cours d'un choc : elle dépend donc du rapport des masses de la particule incidente et du noyau cible ainsi que de l'énergie de la particule. Pour un alpha de 1 MeV dans du silicium, on a environ 150 keV, pour les applications Matière Noire, même dans les recherches de WIMPs légers, on cherche des reculs de quelques keV : dans tous les cas, on est donc largement supérieure à l'énergie E_{\min} , correspondant au seuil de déplacement.

Pour simplifier encore les calculs et rendre la comparaison avec le cas non borné plus aisée, nous allons supposer que la normalisation est inchangée, on considère donc que :

$$\int_{E_{\infty}}^{\infty} \frac{AdE}{E^{1+\mu}} \ll \int_0^{E_{\infty}} \frac{AdE}{E^{1+\mu}} \quad (\text{E 55})$$

Le calcul de la valeur moyenne $\langle E \rangle$ donne alors :

$$\begin{cases} \text{Pour } \mu > 1 & \langle E \rangle = \frac{\mu}{\mu-1} E_{\min} \\ \text{Pour } \mu = 1 & \langle E \rangle = \mu E_{\min} \ln \left(\frac{E_{\infty}}{E_{\min}} \right) \\ \text{Pour } \mu < 1 & \langle E \rangle = \frac{\mu}{1-\mu} E_{\min}^{\mu} E_{\infty}^{1-\mu} \end{cases} \quad (\text{E 56})$$

En se limitant au cas $\mu < 2$, le second moment est toujours défini et a pour valeur :

$$\langle E^2 \rangle = \frac{\mu}{2-\mu} E_{\min}^{\mu} E_{\infty}^{2-\mu} \quad (\text{E 57})$$

En prenant l'exemple d'une particule alpha de 1 MeV dans du silicium, on peut montrer que le cas correspond à $\mu=1$ (l'écrantage est négligeable et le potentiel coulombien est une bonne approximation). De (E 56) et (E 57), on calcul :

$$\begin{cases} \langle E \rangle \approx 220 \text{ eV} \\ \sigma(E) = \sqrt{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2} \approx \sqrt{\langle E^2 \rangle} \approx 1.9 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{E } 58)$$

On rappelle que la simulation TRIM avec 1000 ions et environ 50000 chocs donne $\langle E \rangle = 190 \text{ eV}$ et $\sigma(E) = 1.4 \text{ keV}$. La légère différence provient du fait que tous les chocs n'ont pas lieu avec une énergie de 1 MeV mais le plus souvent en fin de parcours avec une énergie moindre diminuant ainsi la valeur de E_∞ .

On montre bien que des fluctuations peuvent avoir lieu avec des valeurs importantes, largement supérieures aux valeurs moyennes. Cela montre également que la distribution des chocs nucléaires est clairement non-gaussienne.

E.VIII.5. Énergie piégée dans les défauts pour des chocs à transfert important: calcul à l'aide de simulations de Dynamique Moléculaire.

Le nombre et la nature des défauts créés à la suite d'un recul nucléaire est le résultat final de la cascade de déplacement initiée par le premier atome choqué. L'étude de ces cascades de déplacements est l'objet de recherches depuis de longues années, mais leur petite taille (typiquement quelques nm³) et leur courte durée de vie (quelques ps) rendent leur étude expérimentale extrêmement difficile.

Des codes de calcul tels que TRIM ont été développés et sont utilisés par de nombreux chercheurs. Ces codes sont souvent basés sur une approximation binaire où seuls les chocs entre un atome mobile et un atome fixe sont considérés. Ainsi seules les collisions induisant des reculs supérieurs au seuil de déplacement E_d ($E_d = 15 \text{ eV}$ au minimum) peuvent être traitées. La conséquence est que tous les effets arrivant à basse énergie et toutes les interactions à plusieurs corps sont ignorés dans les cascades de déplacements.

L'accroissement exponentiel des puissances de calculs au cours des dernières années et la meilleure connaissance des potentiels interatomiques a permis de développer plus récemment des codes de calculs prenant en compte la dynamique d'un ensemble d'atomes dans un cristal.

Lors de reculs de faible énergie (quelques E_d , où E_d est le seuil de déplacement), le nombre et la nature des défauts créés, mesuré expérimentalement, est bien expliqué par l'approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels sans recombinaisons, mais l'accord avec l'expérience diverge rapidement lorsque l'énergie augmente [Diaz de la Rubia 96a].

Intuitivement, pour des reculs de faible énergie, on peut comprendre que l'approximation donne un résultat correct. Les énergies mises en jeu étant faibles, il n'y a pas de cascades importantes, et le nombre d'atomes mis en mouvement est petit. Les effets collectifs sont ainsi négligeables et le nombre d'atomes déplacés est correctement donné. La nature des défauts consiste donc en quelques paires lacune-interstitiel (paires de Frenkel) dont le nombre, directement relié aux nombres d'atomes déplacés, est estimé par le modèle de Kinchin-Pease.

Pour des énergies de reculs plus importantes (dont le seuil est difficile à estimer), en revanche, le nombre d'atomes mis en mouvement est plus important, et des atomes peuvent être déplacés par des effets collectifs sans avoir subis de choc direct. L'étude des cascades ne peut pas être basée sur une approximation binaire simple et nécessite des simulations de Dynamique Moléculaire.

Nous n'avons pas la prétention de développer ici de manière exhaustive les résultats des simulations de Dynamique Moléculaire. Nous allons seulement présenter les résultats nous intéressant directement et tirés de la revue faite sur le sujet par T. Diaz de la Rubia [Diaz de la Rubia 96b] et d'articles plus récents dont [Nordlund 98] qui regroupent des simulations sur différents matériaux pour des reculs entre 400 eV et 10 keV. Les résultats que nous allons présenter ont été obtenus avec des simulations où la température initiale est de 0 K. Les mécanismes de créations des défauts sont ainsi mis à jours sans être masqués par des phénomènes de diffusions et les résultats sont directement transposables aux bolomètres (en dessous de 10 K les mécanismes de diffusions sont inexistantes). Les simulations sont effectuées sur une cellule de taille fixe munis de certaines conditions aux limites et d'un nombre suffisants d'atomes (entre 20 et 40 atomes par eV du recul primaire, pour un recul de 1 keV, la simulation porte donc sur 20 à 40 000 atomes). A $t=0$, la cascade est initialisée en donnant à un atome de la matrice une certaine énergie de recul, la direction du recul est, elle, donnée aléatoirement. Les résultats sont systématiquement regardés sur une dizaine de simulations effectuées dans les mêmes conditions et l'évolution de la cascade est suivie pendant environ 20 à 30 ps.

La nature et le déroulement des cascades montrent une forte dépendance à la structure cristalline, à la température de fusion, à la masse atomique, à la densité du matériau, ainsi qu'au choix du potentiel interatomique, mais quelques effets communs peuvent être relevés :

Du fait des effets collectifs, la cascade déplace un nombre très grand d'atomes (entre 3 à 10 fois plus que prévu par le modèle de Kinchin-Pease). Au bout de quelques picosecondes on a ainsi une zone du cristal dans laquelle les atomes ont une énergie importante et dont les propriétés peuvent être rapprochées de celles d'un liquide : cet effet a lieu aussi bien pour les métaux que pour les semiconducteurs. La relaxation de cette goutte aboutit (à très basse température) à une zone amorphe dans le cas des semiconducteurs et à une recristallisation complète dans le cas des métaux en une durée typique de 10 ps. Lors des phases de création et de relaxation de la goutte, des séquences de déplacements-replacements ont pour effet de déplacer relativement loin de la goutte des atomes qui finissent leurs parcours en position interstitielle dans le cristal. On a donc un déficit d'atomes à l'emplacement de la goutte et des défauts ponctuels sous forme d'atomes interstitiels à la périphérie.

Dans les semiconducteurs (les simulations ont été faites sur le Si et le Ge, on peut raisonnablement penser que résultats sont extrapolables aux isolants) la zone amorphe peut être assimilé à un défaut étendu, il faut donc estimer l'énergie qui y est stockée. Les simulations montrent que l'énergie potentielle moyenne par atome est d'environ 0.2-0.3 eV, à comparer aux 12 eV stockés dans une paire de Frenkel. Ainsi même si de 3 à 10 fois plus d'atomes sont déplacés (en comparaison du nombre prévu par un modèle de Kinchin-Pease), ceux-ci stockent environ 50 fois moins d'énergie qu'une paire de Frenkel: finalement les défauts étendus stockent entre 5 à 15 fois moins que l'énergie prévue dans le cadre d'une approximation de collisions binaires et de défauts ponctuels. À l'énergie stockée dans ces défauts étendus, il faut ajouter l'énergie stockée dans les défauts sous forme d'atomes interstitiels à la périphérie de la zone

amorphe. Les simulations montrent que le nombre de ces défauts est d'environ 10% du nombre total d'atome déplacés. Or, l'énergie stockée dans une paire de Frenkel l'est presque exclusivement dans l'interstitiel et donc **l'énergie stockée dans les défauts périphériques ponctuels est prédominante et représente entre 30% et 100% de l'énergie prévue par l'approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels bien que la nature des défauts et leur mécanisme de création soit différents.**

Dans les métaux (les simulations ont été réalisées sur des structures cfc dont Au et Cu), la recristallisation étant presque parfaite, les simulations montrent que le nombre de défauts résiduels est extrêmement faible. Les défauts sont uniquement de nature « défauts ponctuels » : lacunes à l'emplacement de la goutte et interstitiels à la périphérie, mais globalement on peut les traiter comme des paires de Frenkel : le nombre d'interstitiels nous donnera le nombre de paires équivalentes. Les simulations montrent que ce nombre est de l'ordre de 3 à 10 fois plus faible que le nombre prévu par les modèles binaires. **Ainsi, l'énergie stockée à la suite de chocs importants représente entre 10% et 30% de l'énergie prévue par l'approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels.**

Les chocs à grand transfert d'énergie stockent donc, au plus autant d'énergie que ne le prévoit l'approximation des collisions binaires et de défauts ponctuels qui donne ainsi une limite supérieure.

E.IX. Comparaison aux meilleures résolutions expérimentales et bilan général.

La meilleure résolution expérimentale avec des particules alpha a été obtenue très récemment par l'équipe de Milan sur des bolomètres de TeO₂ de 770 grammes. La mesure a été réalisée sur des contaminations internes du détecteur en ²¹⁰Po et donne une résolution de 4.3 keV [Alessandro 99b]. Notons que le ²¹⁰Po se désintègre par émission d'un alpha d'environ 5.3 MeV mais que le recul du noyau de ²⁰⁶Pb est également mesuré. À ce titre, on s'attend à ce que plus de défauts soient créés ce qui ne fait qu'augmenter la qualité de ce résultat (la meilleure résolution avec une source externe d'²⁴¹Am est de 9 keV [Massé 94]).

Le calcul de la contribution des fluctuations du nombre de défauts créés donne, avec l'approximation des collisions binaires et de défauts ponctuels, une contribution de 1.1 keV pour la particule alpha, et une contribution de 2.4 keV pour le recul de ²⁰⁶Pb. Le bruit ligne de base est de 1.5 keV. La somme quadratique de ces contributions donne une résolution de 3 keV. On est donc très proche de la résolution prévue, mais la résolution obtenue reste supérieure et ne permet pas encore de mettre en évidence le rôle éventuel de chocs à grand transfert d'énergie. Des effets plus importants que la fluctuation du nombre de défauts limitent donc la résolution dans cette expérience. Un apport des fluctuations du nombre de paires électron-trou créées pourrait ainsi expliquer en partie la résolution obtenue.

Dans le cadre des expériences de recherche de WIMPs, les calibrations sont effectuées le plus souvent avec des raies gamma d'énergie définies. Les neutrons sont également utilisés, mais ils laissent tout un spectre de recul et il n'est donc pas possible de mesurer une résolution de manière directe pour mettre en évidence des effets de fluctuations du nombre de défauts.

Notons toutefois que dans le cadre d'Edelweiss une expérience directe de mesures simultanées de l'ionisation et de la chaleur créées dans un bolomètre en germanium par un neutron, couplée à la mesure directe de la perte d'énergie du neutron aura lieu au Tandem d'Orsay en février 2000. Cette expérience peut donc théoriquement quantifier l'énergie stockée dans les défauts à la suite d'un recul de noyaux induit par un neutron. Cette expérience appelée SICANE (Site de calibration de bolomètre par diffusion de neutrons) fait l'objet de la thèse d'Eric Simon à l'IPN Lyon [Simon 2000]

Les résolutions obtenues sur les raies gamma peuvent nous permettre de juger si les résolutions sont limitées par les contributions des fluctuations thermodynamiques et du bruit Johnson (calcul de E.III.). Les meilleures résolutions ont été obtenues sur des absorbeurs de saphir. L'expérience ROSEBUD [LTD 8, 99] a obtenu une résolution de 120 eV (sur la raie 1.5 keV Al K α) sur 25 g à 20 mK et l'expérience CRESST une résolution de 133 eV (sur la même raie) sur 262 g à 15 mK [LTD 8, 99]. Ces résolutions sont à comparer à l'expression (E13) qui donne respectivement 8 et 15 eV en prenant $\xi=2$. Les meilleures résolutions sont donc encore un ordre de grandeur supérieur aux résolutions que l'on pourrait atteindre théoriquement. À noter que les résolutions obtenues sont principalement limitées par le bruit ligne de base et qu'il n'est pas nécessaire de considérer des effets de fluctuation du nombre de paires électrons-trous créées. Dans les microbolomètres, l'estimation est plus délicate, mais il semble que les meilleurs résultats actuels (5 eV à 6 keV) ne soient qu'à un facteur 3 à 5 des limites théoriques.

Les expériences actuelles sur des bolomètres massifs ne sont donc limitées ni par la fluctuation du nombre de défauts créés ni par les fluctuations thermodynamiques. Elles présentent donc une marge de progression potentielle.

Dans le cadre d'événements impliquant des reculs de noyaux, pour avoir une idée de la résolution possible, il est nécessaire de savoir quel est le pourcentage de chocs avec des transferts d'énergie suffisant pour initier une cascade importante.

Dans le cas d'expérience de spectrométrie d'ions légers, nous avons vu qu'environ 50 % de l'énergie transférée à la voie nucléaire est due à quelques chocs importants de l'ordre du keV. On considérera donc, un peu arbitrairement, que 50% de l'énergie transférée à la voie nucléaire aboutie à la création de défauts étendus entourés de défauts ponctuels sous forme d'atomes interstitiels, et que les 50% restant forme des défauts isolés sous la forme de paires de Frenkel. En considérant que les fluctuations des défauts étendus et isolés varient de la même façon avec la fluctuation δE_n de l'énergie E_n transférée à la voie nucléaire, **la résolution attendue est donc de l'ordre de 50 à 100% de la résolution prévue par l'approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels pour un absorbeur isolant et de l'ordre de 50 % pour un absorbeur métallique.**

Pour des alphas de 1 MeV, on attend donc (cf. E.VII.2) entre 500 et 1000 eV dans du Si et de l'ordre de 300 eV dans du Cu. Les bolomètres restent donc fortement compétitifs en comparaison de tous les autres détecteurs pour des applications à des expériences de RBS.

Dans le cadre d'expérience de recherche de WIMPs, les reculs attendus sont supérieurs ou de l'ordre du keV et aboutissent donc tous à la création de cascades importantes. Les absorbeurs étant toujours des semiconducteurs ou des isolants **la résolution attendue est**

comprise entre 30% et 100% de la résolution prévue par l'approximation des collisions binaires et des défauts ponctuels.

Pour des reculs de 10 keV dans du Ge, la résolution est d'environ 150 à 500 eV. Pour un recul de 1 keV on attend 50 à 150 eV. Les ordres de grandeur sont les mêmes dans le saphir.

La résolution attendue aux alentours du keV est donc de l'ordre de 10%, or les effets de la modulation annuelle sont plutôt de l'ordre de 5%. Une conséquence importante de la limitation de la résolution causée par la fluctuation du nombre de défauts créés est donc de masquer les effets d'une modulation annuelle dans le spectre des événements de recul attendu. D'autre part, pour les expériences munies de capacité de réjection du fond par mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur (cela concerne à l'heure actuelle les collaborations CDMS et EDELWEISS), la discrimination entre reculs de noyaux et d'électrons sera fortement limitée à basse énergie par la mauvaise résolution sur la voie chaleur pour les reculs de noyaux.

◆Partie F◆

Couches minces de Niobium-Silicium

Nous avons vu l'importance du thermomètre dans le comportement global d'un bolomètre. Il est responsable de la transformation de la variation de température en une grandeur physiquement mesurable. Nous avons vu qu'il existe deux principaux types de thermomètres résistifs : les thermomètres exploitant une transition supraconductrice, à sensibilité α positive, et les thermomètres de type semi-conducteur dopé relevant de la problématique de la transition métal isolant (TMI) de Mott Anderson pour lesquels α est négatif.

Les thermomètres étudiés durant ce travail de thèse sont des couches minces de Niobium-Silicium ($\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$). Ces couches ont été développées depuis environ 6 ans au sein de l'équipe, qui, historiquement, possède une longue expérience de la transition métal-isolant et des supraconducteurs.

Une part importante de mon travail a consisté à maîtriser et à développer les techniques expérimentales de l'équipe : préparations et caractérisations des couches thermométriques, réalisations de nouveaux bolomètres équipés de ce type de senseurs, cryogénie, mesures et traitement des signaux. Mon travail, principalement axé sur la résolution de tels bolomètres, prolonge le travail de Stefanos Marnieros [Marnieros 98] qui a plutôt développé l'étude des propriétés fondamentales des couches minces d'isolant d'Anderson. Ces propriétés sont indispensables à la compréhension du présent travail. Je les rappellerai donc, ainsi que l'essentiel des aspects expérimentaux.

L'utilisation de couches minces comme senseurs thermiques en bolométrie offre un certain nombre d'avantages :

- De par leur mode de préparation par évaporation, ces couches présentent un excellent couplage à tout absorbeur sans utilisation de colle.
- Un choix totalement libre de la forme des films est rendu possible par l'utilisation de masques durant l'évaporation.
- À terme, possibilité d'employer des techniques modernes de lithographie pour la réalisation de matrices de bolomètres.
- Accès à de très faibles épaisseurs de film et donc à de grandes surfaces d'échanges avec l'absorbeur sans avoir de chaleur spécifique en excès.
- Les matériaux sont très peu radioactifs.

F.I. Préparation et contrôle des couches minces de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$.

Les couches de NbSi sont réalisées par coévaporation sous vide du silicium et du niobium. L'évaporation est effectuée à l'aide de deux canons à électrons. Cette méthode d'évaporation permet d'obtenir des couches amorphes.

La composition des couches est obtenue par l'ajustement du taux d'évaporation relatif du Nb par rapport au Si. L'asservissement séparé des taux d'évaporation du Nb et du Si est effectué à l'aide d'un contrôleur INFICON IC5 qui utilise des senseurs piezoélectriques. Ces senseurs sont maintenus en oscillation forcée et leur fréquence de résonance varie en fonction de l'épaisseur de matière déposée sur leur surface. Les taux d'évaporation sont typiquement de quelques Å/s.

L'homogénéité des couches est un facteur de grande importance qui conditionne une partie de leurs propriétés. Un effort constant y est donc apporté : l'homogénéité de l'évaporation dans le plan des films est assurée par une rotation de l'échantillon, et l'homogénéité suivant l'épaisseur est assurée par la grande stabilité des taux d'évaporation dans le temps. Ces taux d'évaporations sont d'ailleurs enregistrés et conservés ce qui permet de revenir sur l'histoire de l'évaporation et de trouver d'éventuelles corrélations avec des effets physiques observés après l'évaporation.

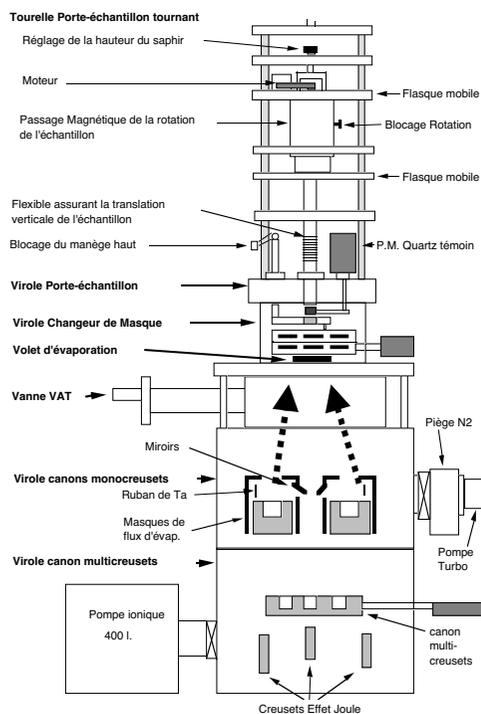


Figure F 1

Figure F 1 : Schéma de l'évaporateur utilisé pour l'évaporation des couches minces de NbSi. Cet évaporateur comporte des canons à électrons mais également des creusets à effet Joule pour évaporer d'autres matériaux. Un système de double changeur de masques permet d'évaporer des films de géométries et d'épaisseurs variées. Le vide typique pendant l'évaporation est de 10^{-7} mb. Un système permet de faire tourner éventuellement l'échantillon pendant l'évaporation.

Le contrôle des films est facilité par un accès privilégié à l'accélérateur ARAMIS du laboratoire, ainsi les couches sont méthodiquement vérifiées par RBS. Cette étude systématique nous permet d'affirmer que le système d'évaporation employé autorise une précision de l'ordre de 0.1% en absolue sur la concentration moyenne (pour une concentration de Nb visée de x %, la

mesure RBS donne $x \pm 0.05$). Notons que cette précision est typiquement celle des mesures de RBS elles-mêmes.

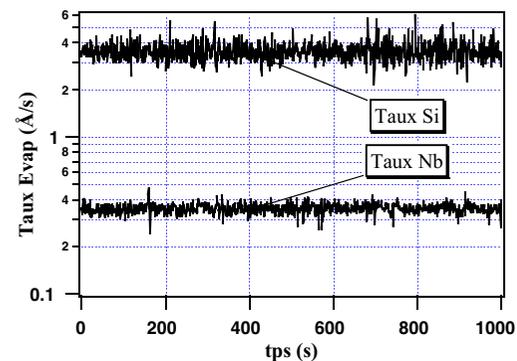


Figure F 2

Figure F 2 : Enregistrement des taux d'évaporation du Nb et du Si. Pour des concentrations de l'ordre de 10 % en Nb, les taux sont d'environ 3Å/s pour le Si et de 0.3Å/s pour le Nb.

F.II. Ajustement de la résistance des films de Nb_xSi_{1-x} .

Pour une température de fonctionnement donnée, la résistance du thermomètre doit être adaptée à l'électronique de mesure utilisée afin d'optimiser le rapport signal/bruit. Pour une électronique à base de JFET, ceci conduit à des résistances de l'ordre de quelques dizaines de $M\Omega$. Cependant des considérations liées au câblage des cryostats (microphonie, capacités parasites) obligent souvent à se limiter à quelques $M\Omega$. Nous avons assez systématiquement travaillé avec des résistances de l'ordre de 1 $M\Omega$ à la température de fonctionnement du bolomètre.

Cette température de fonctionnement dépend de l'expérience et des possibilités de l'installation cryogénique : environ 10 mK pour les expériences de recherche de Matière Noire, aux alentours de 100 mK pour des expériences susceptibles d'être en ligne sur faisceau, où l'ouverture du cryostat vers l'accélérateur est source de puissance parasite, 300 mK pour des expériences à 3He pompée. Nous avons réalisé des bolomètres pour ces différentes situations.

Nous voyons donc qu'il est indispensable de pouvoir ajuster la résistivité des couches de NbSi. Le paramètre principal qui fixe la résistivité de nos couches de Nb_xSi_{1-x} à température donnée est leur composition x en Nb. Néanmoins, nous avons développé des possibilités d'ajustements plus fins par des traitements de recuit, ou d'irradiation, que nous présenterons.

F.II.1. Influence de la concentration.

Les couches minces amorphes de NbSi entrent dans la problématique des semiconducteurs dopés. La concentration x a une influence majeure sur la résistivité. Notons que l'on peut avoir des concentrations en Nb de l'ordre de 30 % sans risquer de démixtion et sans apparition de composés définis jusqu'à des températures de 150 °C.

Le rôle de la composition peut se résumer ainsi : pour une concentration croissante en Nb, les films parcourent les trois états suivant : Isolant (de type Mott-Anderson), Métal et Supraconducteur. Les plages de concentrations concernées sont les suivantes :

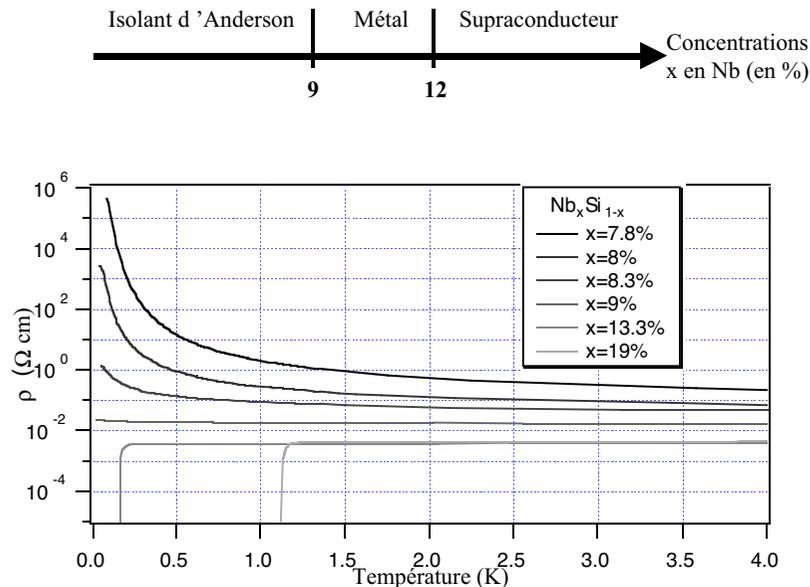


Figure F 3

Figure F 3 : Evolution de la résistivité des films de Nb_xSi_{1-x} avec la température en fonction de la concentration x en Nb. On visualise parfaitement le passage dans les trois régimes différents : isolant (avec divergence de la résistivité à $T=0$), métallique (résistivité finie à $T=0$) et supraconducteur (résistivité nulle à $T=0$).

Notons que la résistivité au milieu de la transition supraconductrice est relativement élevée (de l'ordre de $10^{-4} \Omega\text{cm}$), pour des films carrés d'épaisseur typique de 1000Å on peut donc avoir des résistances de l'ordre de 100 Ω . Cela peut-être intéressant car de telles valeurs de résistances sont compatibles avec une électronique classique, et ne nécessitent par forcément l'utilisation d'une électronique à base de SQUID.

F.II.2. Influence d'une irradiation.

Cette étude a été menée uniquement sur des échantillons isolants lors du stage de maîtrise de Yann Girard. Nous avons vu que le caractère isolant de nos échantillons s'explique par une interférence quantique des différents chemins possibles pour les fonctions d'onde des électrons, interférence causée par le désordre. Or, lorsque l'on soumet un film à une certaine dose d'irradiation, des atomes peuvent être déplacés et la distribution des états énergétiques de chaque site localisé est alors modifiée, changeant la résistivité à l'échelle locale.

L'étude a été réalisée en bombardant des films avec des ions Si de 300 keV à différentes doses. À cette énergie, les ions Si traversent les films de NbSi (d'une épaisseur de 1000 Å dans cette expérience) et s'implantent dans le substrat de saphir. L'effet de l'irradiation est donc simplement de déplacer des atomes du film sans changer la composition moyenne.

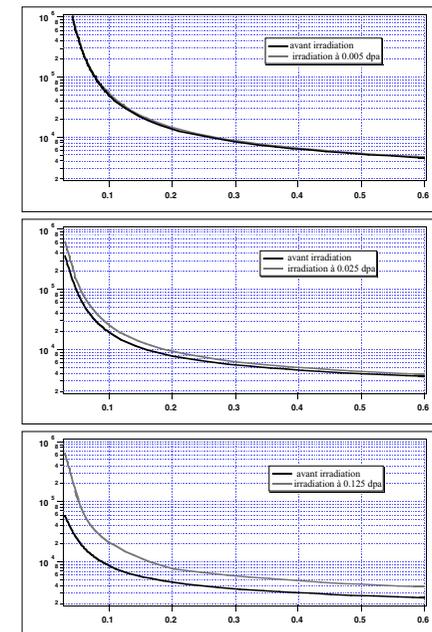


Figure F 4

Figure F 4 : Evolution de la résistivité de films de Nb_xSi_{1-x} soumis à diverses sources d'irradiation avec la température. Les doses utilisées ont été de 2.10^{12} ions/cm² (0.005 dpa), 10.10^{12} ions/cm² (0.025 dpa) et 4.10^{13} ions/cm² (0.125 dpa). Les ions envoyés sont des silicium de 300 keV. L'irradiation a été effectuée sur l'accélérateur IRMA du laboratoire. Les valeurs données en ordonnées sont des valeurs de résistance, la température varie de 30 à 600 mK.

La Figure F 4 rassemble certains résultats montrant l'effet de l'irradiation. Nous voyons que la résistivité des échantillons augmente avec la dose d'irradiation reçue. Notons que l'effet joue sur

la valeur de T_0 intervenant dans la loi $R(T) = R_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right]$ (voir partie D). L'influence de

l'irradiation sur la valeur de la résistance est donc plus importante, relativement, à basse température.

Notons que dans cette expérience, l'effet de l'irradiation est de rendre l'échantillon plus isolant. Pourtant cet effet n'a rien d'universel : une expérience préliminaire a été menée en bombardant à froid (4.2 K) les films avec des ions Au : l'effet a été alors de diminuer la résistivité de l'échantillon.

L'étude de l'effet de l'irradiation doit donc être poursuivie avec des ions de masse et d'énergie diverses pour pouvoir interpréter correctement les effets observés.

Les applications de ce phénomène sont nombreuses. Tout d'abord dans des études très fines de la transition métal isolant, il est indispensable de « traverser » la transition de manière très contrôlée. Or, bien souvent l'ajustement de la seule concentration est trop imprécis pour suivre l'évolution d'une grandeur physique au passage de la transition. Soumettre un échantillon à des doses croissantes d'irradiation est donc un moyen élégant de lui faire franchir la TMI.

Une application plus pratique est de pouvoir corriger d'éventuelles trop grandes disparités de résistance dans une matrice de bolomètres. En effet, l'électronique de lecture d'une telle matrice impose des contraintes assez fortes : la dispersion acceptée pour les valeurs de résistance au point de fonctionnement ne dépasse pas 10 %. L'irradiation pouvant être locale, par masquage ou par utilisation d'un microfaisceau, la résistance de chaque pixel de la matrice pourrait ainsi être ajustée à la valeur souhaitée.

F.II.3. Influence d'un recuit.

Pendant l'évaporation, la température du substrat sur lequel se dépose les atomes de Nb et de Si est de l'ordre de 50°C. Le travail menée par Stefanos Marnieros [Marnieros 98], et le présent travail ont montré que lorsque les films sont recuits à une température supérieure à la « température de dépôt », ceux-ci voient leur résistance augmenter. L'effet du recuit est systématiquement de rendre les échantillons plus isolants [Béal 1964].

Ici encore l'effet est très intéressant pratiquement. On peut ainsi rattraper les résultats d'une évaporation ayant donnée des films trop peu résistifs. L'effet permet également de parcourir la TMI de manière contrôlée pour une étude fine des propriétés de nos films au passage de la TMI. On remarque toutefois que le rattrapage ne peut s'effectuer que dans un sens, ce qui rend l'effet d'irradiation plus intéressant. De même recuire de manière indépendante chaque pixel d'une importante matrice de bolomètres paraît difficile à réaliser.

L'effet d'implantation convient parfaitement aux applications sur des matrices de petits bolomètres, mais est assez lourd à mettre en place ; pour des bolomètres de masses importantes, l'effet de recuit est plus aisé à mettre en œuvre.

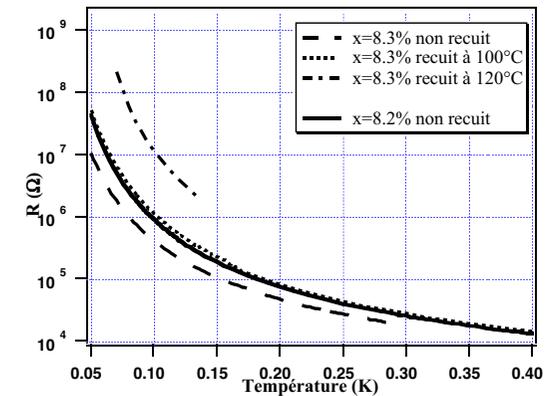


Figure F 5 : Effet de recuit à différentes températures sur un film de Nb_xSi_{1-x} . La géométrie de l'échantillon est de $l=0.3cm * L=0.5cm * ép=6000\text{Å}$. La résistance d'un film de concentration légèrement inférieure est également indiquée afin de se rendre compte de l'importance de l'effet décrit.

Pour éviter qu'un recuit accidentel de nos films ne change leur résistance et oblige ainsi à effectuer une nouvelle calibration, nous leur faisons subir un recuit systématique aux alentours de 100°C. Sous réserve d'une non-exposition à une température supérieure, nous sommes alors assurés de la pérennité de la loi de calibration.

Nous avons par ailleurs vérifié que les films étaient stables sur une longue durée et résistaient bien aux cyclages thermiques.

Pour ce faire, nous avons fait subir un cyclage thermique ainsi qu'un recuit à 100°C à un film préalablement recuit à 120 °C. Les trois courbes $R(T)$ sont quasiment confondues : une légère dispersion apparaît à basse température mais reste inférieure à quelques % (cette dispersion reste malgré tout inexplicée, le recuit n'a durée qu'une heure environ et l'étude de la stabilité des couches en fonction de la durée du recuit n'a pas encore été faite).

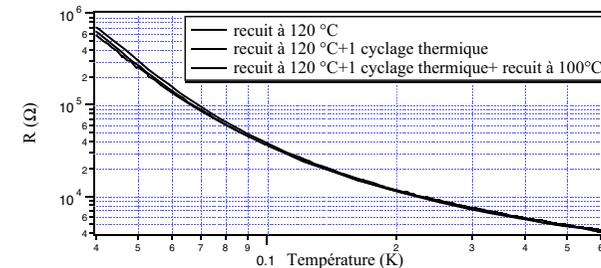


Figure F 6 : Effet d'un cyclage thermique et d'un recuit sur un film de NbSi. La géométrie du film est similaire à celle employée sur la Figure F 5.

F.II.4. Loi R(T) typique d'un thermomètre en Nb_xSi_{1-x} (Échantillon isolant).

Pour illustrer de manière plus concrète le comportement d'un film de NbSi isolant, nous allons étudier un film représentant un thermomètre typique.

La Figure F 7 montre la courbe R(T) d'un échantillon optimisé pour fonctionner aux alentours de 100 mK avec une résistance choisie autour de 1 MΩ. Le film fait 1MΩ à 97mK.

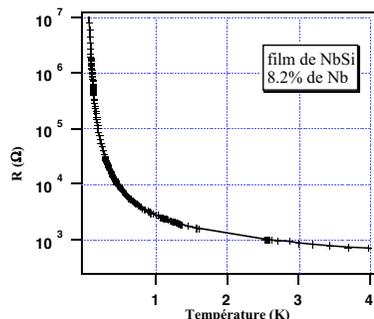


Figure F 7 : Loi R(T) d'un film de NbSi de concentration 8.2% en Nb. La prise de donnée s'est effectuée au refroidissement de l'échantillon entre 4.2 K et environ 30mK. L'échantillon est optimisé pour fonctionner à 100mK, température pour laquelle R=1MΩ.

Figure F 7

On peut maintenant se demander si la loi R(T) suit bien les lois de « variable range hopping » prédites par les théories de localisation avec prise en compte des interactions coulombiennes entre électrons. On rappelle que ces lois sont (voir partie D) :

$$\left\{ \begin{array}{l} R(T) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \text{ pour } k_B T \ll \Delta \\ R(T) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \text{ pour } k_B T \gg \Delta \end{array} \right. \quad (\text{F 1})$$

Si on n'a pas d'idée a priori sur la valeur du pseudo-gap de Coulomb Δ, on peut essayer d'ajuster la courbe R(T) précédente avec ces deux lois.

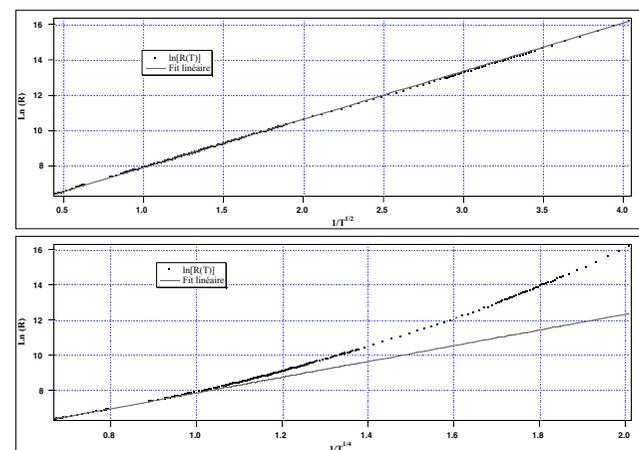


Figure F 8 : Fit de la courbe R(T) de la Figure F 7 avec une loi de Mott en T^{1/4} et une loi d'Efros et Shklovskii en T^{1/2}. En traçant lnR en fonction de T^{1/2} ou T^{1/4}, il suffit d'effectuer un fit linéaire.

Figure F 8

La figure précédente nous montre que la loi d'Efros et Shklovskii en T^{1/2} est vérifiée sur toute la gamme de température testée (entre 40mK et 4K). La loi de Mott est vérifiée à haute température, mais l'ajustement s'écarte rapidement de la courbe en dessous de 1K.

On peut donc affirmer que la valeur de gap de Coulomb Δ est de l'ordre de Δ≈1K (en exprimant les énergies en K)

Les ajustements effectués nous donnent les valeurs des paramètres intervenant dans les lois :

Loi d'Efros et Shklovskii	Loi de Mott
$R(T) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$	$R(T) = R_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right]$
R ₀ =178 Ω T ₀ =7.4 K	R ₀ =29.4 Ω T ₀ =402 K

Tableau F 1

On peut alors visualiser la qualité des deux ajustements sur la courbe R(T) :

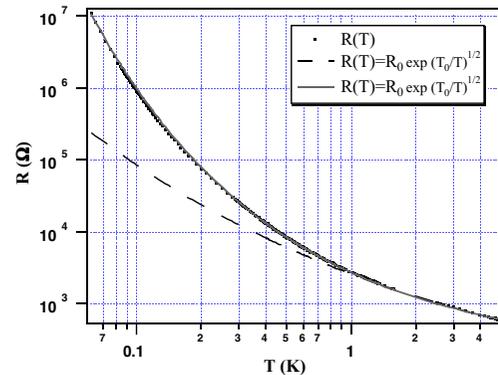


Figure F 9

Figure F 9 : Courbe $R(T)$ du film de NbSi et les deux fits correspondant aux loi de Mott et d'Efros et Shklovskii. La transition entre les deux lois se fait aux alentours de 1K.

La sensibilité sans dimension du film vaut $\alpha'=4.5$ à 100mK pour $R=1 \text{ M}\Omega$ et $\alpha'=6$ à 65 mK pour $R=8 \text{ M}\Omega$.

Dans la pratique, on travaille toujours à des températures inférieures à 500mK avec des échantillons relativement proches de la TMI. La loi d'Efros et Shklovskii rend bien compte du comportement résistif de nos couches. Les T_0 associés à la loi varient entre 2 et 5 K pour les films utilisés dans ce travail.

Quelques expériences ont été tentées avec des thermomètres en NbSi supraconducteurs, mais la majeure partie de ce travail de thèse a utilisé des échantillons isolants. Nous allons maintenant décrire quelques propriétés de ces films de NbSi : caractéristiques $V(I)$ qui introduiront le couplage électron-phonon, la chaleur spécifique de ce matériaux et sa variation avec la température. En bref, nous allons passer en revue toutes les grandeurs physiques intervenant dans la description d'un bolomètre. Sauf mention contraire, nous ne parlerons plus, désormais, que de films isolants.

F.III. Comportement des films de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ sous polarisation. Caractéristiques $V(I)$.

Nous allons présenter dans cette partie les caractéristiques $V(I)$ dues au comportement intrinsèque des films de NbSi. Nous avons déjà abordé le problème des non-linéarités dans les courbes $V(I)$ lors de la partie D pour introduire le concept de polarisation optimum. Nous avons vu que ces non-linéarités sont causées par les différents couplages en jeu dans le bolomètre. Si l'on souhaite s'intéresser uniquement aux découplages intrinsèques au thermomètre, il est donc nécessaire de s'affranchir des autres couplages, éventuellement présents dans le bolomètre, susceptibles de masquer ou de déformer les effets que l'on cherche à mettre en évidence.

F.III.1. Stratégie de la mesure et dispositif expérimental.

La stratégie de l'équipe est d'étudier les courbes $V(I)$ des films de NbSi systématiquement dans des géométries pour lesquelles tous les couplages thermiques peuvent être mesurés. Les films de NbSi sont obligatoirement évaporés sur un substrat isolant couplé thermiquement au cryostat. La conduction de la chaleur ne peut être assurée que par les porteurs suivants : les électrons du films de NbSi à étudier, les phonons de ce même film, les phonons du substrat isolant et les porteurs (électrons et phonons dans le cas général) de la fuite thermique. Nous allons montrer que les courbes $V(I)$ peuvent alors s'analyser par un modèle thermique simple et le concept de découplage électron-phonon dans le NbSi.

L'échantillon est considéré comme un système composé de quatre bains à différentes températures. Ces différents bains sont :

1. le bain des électrons du thermomètre à la température T_e
2. le bain des phonons du thermomètre à la température T_{ph}
3. le bain des phonons du substrat à la température T_{abs}
4. le bain constitué par la chambre de mélange, considéré comme un réservoir idéal à la température T_{bain}

Nous avons donc trois couplages à considérer :

1. couplage entre les bains d'électrons et de phonons dans le film de NbSi. Nous verrons qu'il se décrit par un modèle de couplage électron-phonon caractérisé par une constante g_{eph} (précisément ce qu'on cherche à déterminer).
2. couplage entre le bain de phonons du film et le bain de phonons du substrat.
3. couplage entre le bain de phonons du substrat isolant et la chambre de mélange.

Le couplage thermique entre les phonons du film et les phonons du substrat caractérisé par la désadaptation acoustique à l'interface (résistance de Kapitza au sens large), il augmente proportionnellement à la surface d'échange. Ainsi ce couplage peut être rendu très important en évaporant une grande surface de film de faible épaisseur : dans de telles conditions le découplage entre ces deux bains de phonons peut donc être négligé : on a ainsi $T_{ph}=T_{abs}$ (on prendra soin de vérifier a posteriori cette hypothèse). Il ne reste ainsi que deux couplages à déterminer, ce qui s'obtient en mesurant la température des électrons du film, la température des phonons de l'absorbeur et la température du bain. Le modèle thermique peut alors se représenter comme sur la Figure F 10.

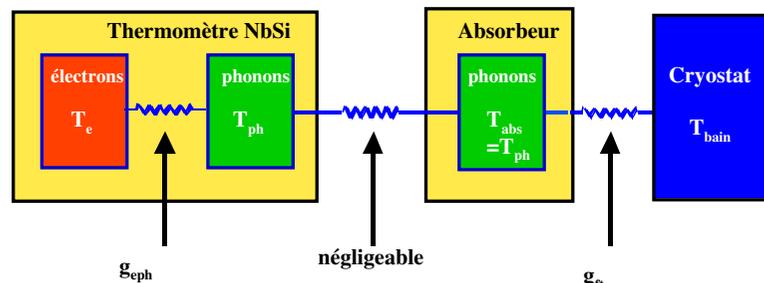


Figure F 10

Figure F 10 : Modèle thermique à quatre bains développé pour expliquer le comportement des films de NbSi sous polarisation et les courbes $V(I)$. On néglige le découplage entre les bains de phonons du thermomètre et de l'absorbeur. On a alors $T_{ph} = T_{abs}$. Les différents couplages sont indiqués par les flèches : g_{eph} couplage électrons-phonons expliqué en F.III.2, et g_{ft} , causé par la fuite thermique (explication en G.I.1.).

Lorsque la puissance injectée dans le film de NbSi est très faible, les phénomènes de découplage sont négligeables, et alors $T_e = T_{ph}$. Ainsi la mesure à très basse polarisation d'un second film de NbSi évaporé sur le substrat permet de remonter à la température des phonons du premier film.

Pour caractériser un film de NbSi, nous en évaporons donc systématiquement deux sur un même substrat. Ensuite la procédure d'étude est la suivante :

1. Calibration des deux thermomètres sous très faible polarisation afin de s'assurer que la température du substrat est bien la même que celles des thermomètres : on a alors $T_{bain} = T_{abs} = T_{ph} = T_e$.
2. Mesures $V(I)$ sur un thermomètre et régulation de la température du substrat à l'aide du second thermomètre.

La régulation est effectuée par un ORPX (société Barras Provence) construit dans l'optique de mesure $R(T)$ à bas bruit à basse température. Tout en mesurant une courbe $R(T)$, cet appareil asservit une résistance de chauffage fixée sur la chambre à mélange du cryostat en fonction des consignes de régulation imposées par l'expérimentateur. La lecture du thermomètre servant à l'asservissement se fait, bien entendu, à très basse polarisation.

Dans le même temps, on injecte un courant I croissant (on utilise une source de courant Keitley K263) dans le film que l'on souhaite caractériser et l'on mesure la tension à ses bornes à l'aide d'un électromètre (Keitley 617). Bien entendu ces mesures étant effectuées en courant continu, on s'affranchit des offsets en inversant, à chaque mesure, le sens du courant.

L'avantage de cette méthode est que **les mesures $V(I)$ sur le film se font à température de phonons constante**. À mesure que la puissance dissipée dans le film augmente, l'ORPX diminue la température du bain afin que le substrat soit à la température désirée.

La Figure F 11 montre le schéma du dispositif expérimental :

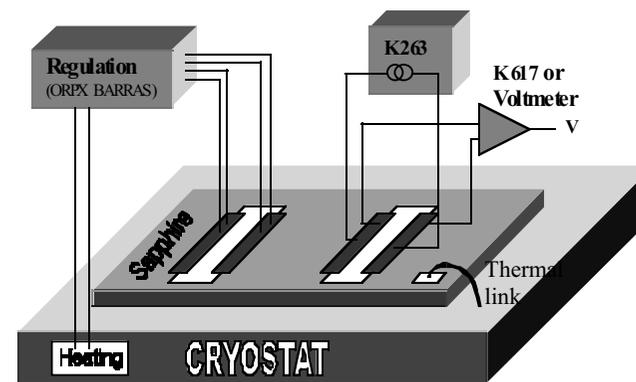


Figure F 11

Figure F 11 : Schéma du montage expérimental permettant la mesure des caractéristiques $V(I)$ d'un thermomètre de NbSi à température de phonon constante. Pour des études physiques, le substrat est le plus souvent du saphir, mais le principe est le même pour caractériser un bolomètre dont l'absorbeur peut être de nature autre. Le lien thermique est réalisé par des fils d'or de $25 \mu\text{m}$ de diamètre soudés par ultrason à un pavé d'or préalablement évaporé sur le substrat.

On obtient par cette méthode les caractéristiques $V(I)$ de chacun des deux films film et nous pouvons contrôler ainsi l'homogénéité de l'évaporation.

La Figure F 12 montre les courbes $V(I)$ d'un film optimisé pour travailler à basse température (sa résistance fait $1 \text{ M}\Omega$ à environ 25 mK).

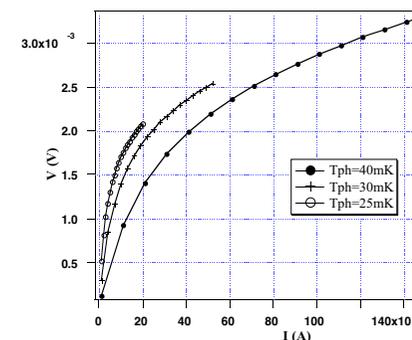


Figure F 12

Figure F 12 : Courbes $V(I)$ d'un film de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x = 9\%$) optimisé pour fonctionner à basse température. Le thermomètre a une épaisseur de 500 \AA et une longueur de 0.1 cm pour une largeur de 6 cm .

F.III.2. Modèle phénoménologique de découplage électrons-phonons.

La question posée est maintenant d'interpréter les courbes $V(I)$ en termes de modèle physique. Il sort du cadre de ce travail de passer en revue les différents modèles proposés dans la littérature pour interpréter ces courbes. Les plus couramment utilisés sont les modèles de champ électrique et de découplage électron-phonon (inspirés des modèles d'électrons chauds dans les métaux). Stefanos Marnieros [Marnieros 98] a montré que les courbes $V(I)$ du NbSi s'expliquent par une combinaison des deux modèles.

On gardera à l'esprit que les deux modèles précédents expliquent bien les courbes obtenues pour des échantillons assez proches de la TMI (ce qui est notre cas) : pour des échantillons éloignés de la transition et donc très isolants de nouveaux problèmes apparaissent et des modèles spécifiques ont été développés. (voir, par exemple, [Ladieu 94]).

Pour la plupart de nos échantillons (notamment ceux adaptés à la bolométrie), le modèle de découplage électron-phonon reproduit de manière satisfaisante les courbes $V(I)$ expérimentales ; l'effet de champ électrique apporte seulement des corrections appréciables à faible polarisation et pour les échantillons les plus isolants ($T_0 > 5K$ pour une loi $R(T) = R_0 \exp((T_0/T)^{1/2})$) que nous avons peu utilisés dans ce travail et dont nous ne parlerons pas.

Si on ne cherche pas de justifications physiques, la démarche du modèle de découplage électrons-phonons est la suivante : La valeur de la résistance du film est sensée caractériser la température des électrons du film (on ne cherche pas, pour le moment, à savoir si l'existence d'une telle température est envisageable), autrement dit la température intervenant dans la loi $R(T)$ est la température électronique. On écrit donc :

$$R(T) = R(T_e) = R_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T_e}\right)^n\right] \quad (\text{F } 2)$$

Le fait de polariser le thermomètre « chauffe » donc les électrons, et il y a découplage entre le bain d'électrons et le bain de phonons. Le rapport $\frac{V}{I}$ nous donne la résistance du film polarisé et la température des électrons est donnée en inversant la relation (F 2) (on rappelle que les deux thermomètres ont été précédemment calibrés à basse polarisation, polarisation pour laquelle, on peut légitimement penser que $T_e = T_{ph}$), la température du bain de phonons est, elle, donnée par le second film, faiblement polarisé.

Une fois ce traitement réalisé, la puissance injectée dans le film ($V.I$) s'exprime alors de la façon suivante :

$$P = g_{eph} V_{film} (T_e^5 - T_{ph}^5) \quad (\text{F } 3)$$

g_{eph} est la constante de couplage électrons-phonons, plus celle-ci est élevée, plus on peut polariser le film pour un découplage en température donné. Pour un bolomètre, nous avons vu que l'on souhaitait polariser le film au maximum sans que sa résistance ne chute trop : les matériaux à couplage g_{eph} élevé sont donc très intéressants.

À titre d'exemple, ce traitement effectué sur les courbes de la Figure F 12 donne une valeur de couplage $g_{eph} = 125 \text{ W.cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-5}$ (Figure F 13) :

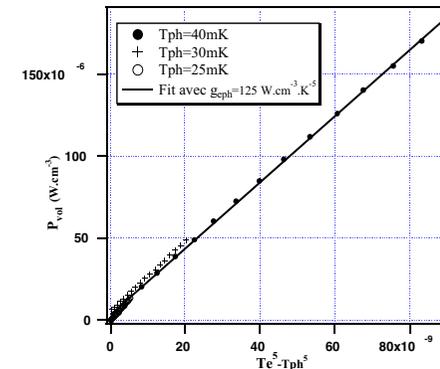


Figure F 13 : Calcul de la constante de couplage électrons-phonons. Les températures du bain d'électrons et du bain de phonons sont extraites des courbes $V(I)$ suivant la procédure expliquée plus haut. Le fit linéaire est effectué sur tous les points : on trouve $g_{eph} = 125$.

Pour montrer que l'accord avec le modèle est particulièrement impressionnant, un échantillon a été tout spécialement évaporé, de manière à avoir une résistance mesurable sur une large gamme de température et de mettre en évidence une éventuelle dépendance de la constante de couplage avec la température. Les mesures sont résumées sur la Figure F 14, les données sont en accord avec le modèle sur plus de huit ordre de grandeur en puissance.

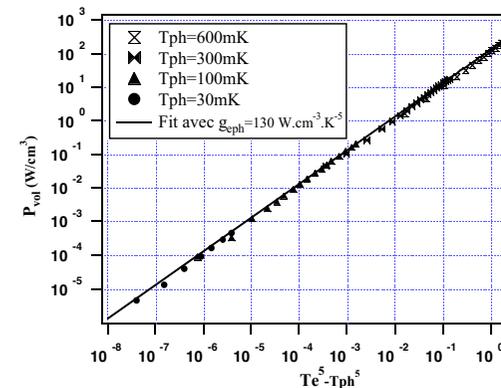


Figure F 14 : Calcul de la constante de couplage électrons-phonons sur une large gamme de température. L'échantillon a une concentration de 8.3% en Nb, ses dimensions sont $0.2\text{mm} \times 0.5\text{mm} \times 1000\text{Å}$. On remarque que la constante de couplage ne varie pas avec la température, en accord avec le modèle.

La valeur de la constante de couplage électron-phonon g_{eph} est environ 10 à 100 fois plus élevée que dans les GeNTD, qui sont les thermomètres semi-conducteurs dopés les plus utilisés en bolométrie [Wang 90]. Cette forte valeur justifie l'emploi du NbSi en films minces où le volume de matière reste très faible même pour des surfaces de film importantes (l'épaisseur n'excède pas quelques milliers d'Ångström).

La polarisation permise pour un découplage donné étant proportionnelle au volume du film (cf. (F 3)), nous avons donc besoin d'environ 100 fois moins de volume de NbSi que de GeNTD.

F.III.3. Brève justification du modèle de découplage électron-phonon.

Le modèle phénoménologique de découplage électron-phonon pose de nombreux problèmes si l'on souhaite le justifier physiquement.

Tout d'abord, le hopping est sensé être assisté par phonons, et il devient difficile de comprendre pourquoi la température intervenant dans la formule (F 3) n'est pas la température des phonons. De plus la notion même de température électronique n'est pas légitime de manière évidente : les électrons sont localisés et il paraît difficile dans ces conditions de concevoir une fonction de distribution des électrons, point de départ nécessaire pour définir une température électronique.

En supposant que les interactions entre électrons sont plus importantes que les interactions électron-phonon, on peut imaginer des phénomènes de hopping assistés par électrons, et la définition d'une température électronique a un sens vu que les électrons se « sentent » par l'intermédiaire d'interactions aboutissant à un équilibre.

La nature de ces interactions peut être diverse : par exemple interaction coulombienne directe, ou encore interactions indirectes par l'intermédiaire de déformations du réseau (un ou plusieurs phonons peuvent intervenir).

En acceptant cette conjecture et sous certaines hypothèses, Stefanos Marnieros a montré que le calcul amenant à la forme de la loi de résistivité en fonction de la température est la même que pour le cas de sauts assistés par phonons [Marnieros 98]. La loi de la résistivité prend alors la forme (F 2).

Le lecteur trouvera d'autres discussions dans l'article [Marnieros 2000].

F.IV. Chaleur spécifique du $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$.

Nous venons de voir que le couplage électrons-phonons dans le NbSi était relativement élevé : entre 1 et 2 ordres de grandeur plus important que pour le GeNTD. On peut penser que cela provient d'une densité électronique plus importante pour le NbSi : dans ce cas, il est nécessaire de voir comment cette densité électronique va se traduire sur la valeur de la chaleur spécifique du NbSi. En effet, nous avons vu qu'un couplage électron-phonon fort était particulièrement intéressant dans le cas de films minces : une valeur élevée de g_{eph} autorise une polarisation raisonnable avec peu de matière. Malgré tout, si la valeur de la chaleur spécifique est

trop importante, la capacité calorifique du bolomètre sera dominée par le thermomètre et un tel bolomètre n'est pas optimisé en terme de sensibilité.

La chaleur spécifique du NbSi provient de plusieurs contributions : chacune de ces contributions n'est pas couplée de la même façon avec le réseau et donc la valeur de la chaleur spécifique dépend du temps de mesure.

L'analyse de la chaleur spécifique du NbSi est encore incomplète : elle n'a été menée que dans des plages de concentrations restreintes (correspondant aux concentrations utilisées dans les applications bolométriques) avec des échelles typiques de temps d'excitations également limitées. On trouvera une description détaillée des expériences et des résultats dans la thèse de Stefanos Marnieros [Marnieros 98].

- Pour des temps d'excitations inférieures à 1 ms, la chaleur spécifique suit la loi expérimentale :

$$C_{\text{NbSi}} = 9 \cdot 10^{-6} + 40 \cdot 10^{-6} T \quad (\text{J.K}^{-1}.\text{cm}^{-3}) \quad (\text{F 4})$$

- Pour des temps d'excitation plus grands, de l'ordre de 1 s, il faut ajouter à la contribution précédente, un terme attribué à la chaleur spécifique nucléaire du Nb : ce terme en excès est ajusté suivant la loi expérimentale suivante :

$$C_{\text{NbSi excès}} = \frac{4 \pm 2}{T^2} 10^{-8} \quad (\text{J.K}^{-1}.\text{cm}^{-3}) \quad (\text{F 5})$$

Dans la pratique, même pour des bolomètres classés comme très lents, la seconde contribution n'est pas gênante. En effet, le temps de montée est toujours inférieur ou de l'ordre de 1 ms : l'amplitude de l'impulsion ne dépend donc que de la première contribution. Par contre, une analyse approfondie de la forme des impulsions, notamment des temps de décroissances demande une prise en compte de la chaleur spécifique nucléaire. Cela peut conduire à l'apparition d'une constante de temps supplémentaire dans l'impulsion de température avec un retour très lent (quelquefois de plusieurs secondes) à la ligne de base.

◆Partie G◆

Résultats expérimentaux.

L'objectif, ambitieux, de ce travail était de vérifier expérimentalement les idées théoriques précédemment exposées concernant la résolution ultime que l'on peut attendre d'un bolomètre. Une question importante se posait alors : est-il indispensable de mettre le bolomètre en ligne sur un faisceau ?

Peu de groupes se sont aventurés à l'heure actuelle dans un tel chemin, et la lecture de la thèse de S. Woiwod [Woiwod 89] montre que les problèmes à surmonter sont nombreux. La stratégie de notre groupe a donc été d'aller le plus loin possible avec l'utilisation de sources alpha : une éventuelle mise sur faisceau viendrait après la validation de bolomètres à l'aide de sources.

Les expériences actuelles utilisant des bolomètres montrent un bruit ligne de base inférieur à 500 eV, même avec des détecteurs massifs, et donc théoriquement sont assez sensibles pour mettre à jour les effets recherchés qui sont de l'ordre de 1 keV.

Les causes de limitations de la résolution étant liées aux reculs de noyaux en fin de parcours, l'utilisation de particules alpha se justifie pleinement et permet de tirer des informations intéressantes pour les deux contextes expérimentaux cadrant ce travail.

Bien sûr, l'utilisation de sources radioactives offre moins de souplesse que la mise sur faisceau d'un bolomètre. Typiquement les sources produisent des alpha d'énergie comprise entre 4 et 6 MeV, alors que les applications RBS se font plutôt à des énergies inférieures à 1 MeV. Les effets de fluctuations du nombre de défauts créés seraient visibles, de plus, avec des énergies de 100 keV et des particules plus lourdes.

L'utilisation de particules alpha nécessite ainsi d'avoir des bolomètres de résolution relative excellente: être sensible au keV avec des alpha de 5 MeV impose d'avoir une résolution relative de 0.2%. L'utilisation d'ions de 100 keV abaisserait cette exigence à seulement 1%.

Les expériences que nous allons présenter dans la suite se sont déroulées suivant deux philosophies distinctes. La première est d'utiliser la sensibilité de nos couches de NbSi aux phonons hors d'équilibre, et de voir quelle résolution est obtenue dans ce régime ; la seconde est, au contraire, de s'affranchir au maximum des phénomènes hors d'équilibre, qui représentent une source de fluctuation supplémentaire, et de mesurer l'élévation de température dans le régime purement thermique.

Enfin, en parallèle à cette étude de la réponse de nos bolomètres à des particules alpha, nous avons essayé de valider nos détecteurs pour des applications plus spécifiques de recherche de Matière Noire dans le cadre de l'expérience Edelweiss. Nous avons donc testé nos bolomètres massifs du point de vue de la dépendance de la réponse de ces détecteurs avec le point d'impact. Les WIMPs étant susceptibles de créer des reculs de noyaux dans tout le volume de l'absorbeur, il est indispensable de s'assurer que la résolution n'en est pas altérée par rapport à celle qu'on estime avec les sources pour lesquelles, le plus souvent, les impacts sont confinés à une partie du détecteur.

Par souci de clarté, nous allons exposer les résultats d'une manière un peu différente, en fonction de la géométrie des bolomètres utilisés. Tout d'abord nous allons présenter les résultats obtenus avec des alpha sur des bolomètres massifs de quelques dizaines de grammes, nous verrons que ces bolomètres permettent tout aussi bien l'exploitation de la partie thermique du signal, que de la partie hors d'équilibre. Nous présenterons un modèle développé dans le cadre de

ces bolomètres massifs pour expliquer l'allure des impulsions observées. Dans une seconde partie, nous étudierons des bolomètres de tailles plus modestes, plus rapides et fonctionnant à des températures plus élevées, plus spécialement développés pour des mesures de spectrométrie alpha. Enfin, nous reviendrons aux bolomètres massifs et nous exposerons les résultats d'expériences ayant pour but de valider ces bolomètres pour leur future utilisation dans l'expérience Edelweiss de détection directe de WIMPs dans le tunnel du Fréjus.

Le parti pris est de présenter les résultats de manières claires et donc non exhaustives. Quelques expériences clés et démonstratives ont été choisies et sont illustrées par des spectres typiques (qui ne correspondent pas toujours aux meilleures résolutions). D'autre part, toutes les expériences décrites dans ce manuscrit ont été réalisées avec des bolomètres entièrement fabriqués au sein de l'équipe du CSNSM. Une part non négligeable de mon travail a d'ailleurs consisté à participer de manière active aux différentes étapes de fabrication des détecteurs (évaporation, montage des bolomètres dans leur support, soudure à ultrason pour les prises de contact). Toujours par soucis de clarté, les difficultés techniques qu'il a fallu surmonter pour aboutir aux résultats présentés sont le plus souvent passées sous silence lorsqu'elles n'apportent pas d'information de première importance. Le lecteur doit pourtant garder à l'esprit que la majeure partie de mon quotidien a consisté à surmonter des problèmes techniques ; on retiendra tous les problèmes de câblages, d'encombrement dans des cryostats toujours plus petits que souhaités, de cryogénie et les recherches de fuites sans fin, de compatibilité électromagnétique (CEM), de traque acharnée aux sources de puissances parasites, de microphonie... La phase d'analyse présentée ici n'est que le fruit de tous ces efforts.

G.I. Bolomètres massifs équipés de couches minces de NbSi. Modélisation du régime permanent et de la réponse à une particule alpha.

Exemple d'un bolomètre en Ge de 33 g.

Nous avons étudié le comportement d'un bolomètre massif de germanium de 33 grammes. L'absorbeur est un cylindre de diamètre 20 mm et de hauteur 20 mm. Ce cylindre est muni de 2 films annulaires de NbSi de longueur 1 mm et de 500 Å d'épaisseur, la largeur de chaque film correspond à la circonférence du cylindre, soit environ 63 mm.

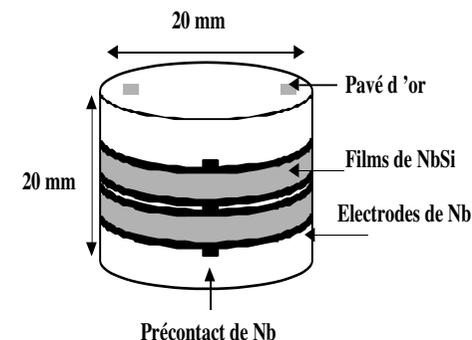


Figure G 1

Figure G 1 : Géométrie du bolomètre de 33 g en Ge. Le cylindre fait 20 mm de diamètre et 20 mm de hauteur. 2 films de NbSi (9.05% de Nb) sont évaporés sur la surface principale du cylindre ($L=1$ mm, $l=63$ mm, $\text{ép}=500$ Å). Deux pavés d'Or de 2 mm² chacun (1500 Å d'épaisseur) ont été évaporés sur une des surfaces planes pour assurer la fuite thermique, des fils d'or de 25 µm de diamètre soudés par ultrason les relient au bain. Les électrodes et les précontacts sont en Nb (des films d'Al également soudés par ultrasons permettent de polariser les films).

La première étape indispensable à la compréhension du fonctionnement du bolomètre est l'analyse et la modélisation du comportement des thermomètres en régime permanent donné par les courbes $V(I)$.

G.I.1. Modélisation des courbes $V(I)$.

L'analyse des courbes $V(I)$ passe, en premier lieu, par une calibration des lois $R(T)$ de chaque film à basse polarisation. Cette calibration est donnée sur la Figure G 2. On suppose dans la suite que la température entrant dans la loi $R(T)$ est la température T_e des électrons du film. La calibration à basse polarisation donne alors $R(T_e)$.

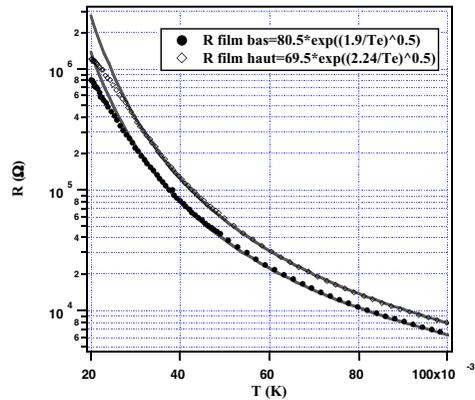


Figure G 2

Figure G 2 : Calibration des courbes $R(T)$ des 2 films de NbSi entre 20 mK et 100 mK. La saturation en dessous de 30 mK est due au dispositif de mesure ne permettant pas une lecture de résistance supérieure à 1 MΩ. Le fit de chaque courbe (en trait plein) donne la loi exposée dans le graphique.

Les courbes $V(I)$ sont ensuite obtenues par la procédure précédemment décrite dans la partie F : on règle la température de phonon à l'aide d'un des films faiblement polarisé et on effectue la mesure $V(I)$ sur le second film. La Figure G 3 rassemble les mesures effectuées sur le film haut.

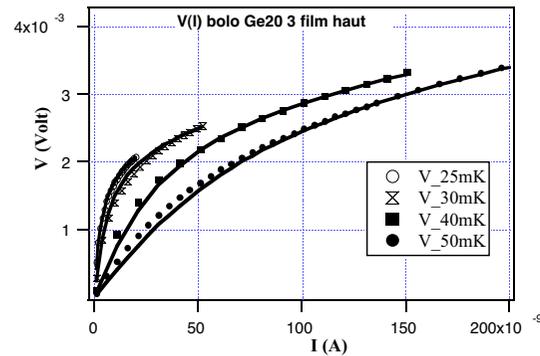


Figure G 3

Figure G 3 : Mesures $V(I)$ obtenues sur le film haut en réglant la température de phonons sur le film bas. Les courbes en traits pleins sont les fits de chaque courbe avec les paramètres du modèle déterminés ci-dessous.

Chaque point $V(I)$ nous donne la puissance $(V.I)$ injectée dans le film et sa résistance (V/I) nous permet de remonter à la température T_e des électrons en inversant la loi $R(T_e)$. La température T_{ph} des phonons est donnée par le second film, faiblement polarisé, et est constante pour chaque courbe. La température T_{bain} du bain est donnée par une résistance calibrée fixée sur

la chambre de mélange. Nous avons ainsi toutes les données pour expliquer le comportement statique des thermomètres et du bolomètre.

Nous pouvons vérifier (Figure G 4) que les films suivent bien la loi de découplage électron-phonon exposées dans la partie F :

$$P_0 = g_{eph} V_{film} (T_e^5 - T_{ph}^5) \quad (G 1)$$

Pour des faibles valeurs de T_0 ($T_0 < 5$ K), le modèle de découplage électron-phonon s'applique directement, les corrections des effets de champ électrique sont négligeables.

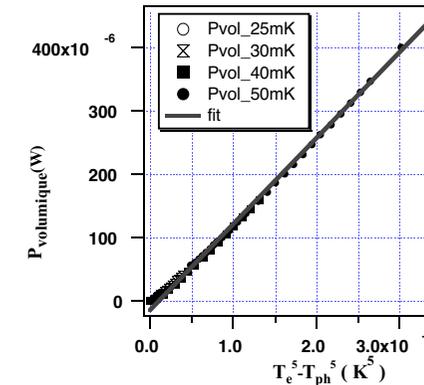


Figure G 4

Figure G 4 : Puissance volumique en fonction $T_e^5 - T_{ph}^5$ pour les différentes températures de phonons T_{ph} . Les courbes s'alignent bien et le fit global donne $g_{eph} = 125 \text{ W.cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-5}$.

La fuite thermique est normalement limitée par la désadaptation acoustique à l'interface Au-Ge (résistance de Kapitza), les fils d'au ont ensuite une conductivité thermique très importante. On s'attend donc à une loi du type :

$$P_0 = g_{Kapitza} (T_{ph}^4 - T_{bain}^4) \quad (G 2)$$

L'analyse de T_{ph} (donnée par le second film) en fonction de T_{bain} pour une puissance $V(I)$ appliquée donne les résultats de la Figure G 5.

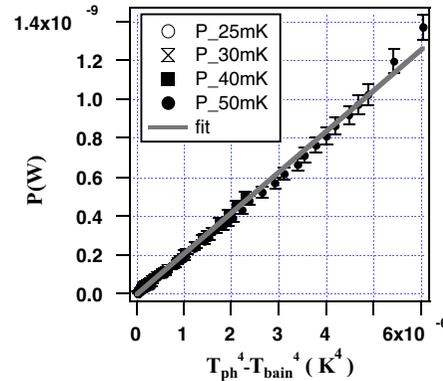


Figure G 5

Figure G 5 : Puissance de polarisation en fonction de $T_{ph}^4 - T_{bain}^4$. Le fit global donne la valeur de la résistance de Kapitza : $g_{Kapitza} = 0.2 \text{ mW.K}^{-4}$. La valeur obtenue est cohérente avec la surface d'Au évaporée (4 mm^2 au total).

La valeur trouvée pour $g_{Kapitza}$ est plutôt inférieure à celles trouvées dans la littérature pour des interfaces solide/solide [Swartz 89]. En prenant cette valeur comme ordre de grandeur pour le couplage NbSi-Ge, on en déduit que le gradient entre les bains de phonons des thermomètres et de l'absorbeur est négligeable. C'est un des intérêts majeurs des couches minces qui peuvent offrir une large surface d'échange pour un volume global donné, donc une capacité calorifique donnée.

Afin de s'assurer de la cohérence du modèle, on peut essayer d'ajuster l'ensemble des courbes $V(I)$ avec les deux paramètres déterminés précédemment, soit $g_{eph} = 125 \text{ W.cm}^{-3}.\text{K}^{-5}$ et : $g_{Kapitza} = 0.2 \text{ mW.K}^{-4}$ pour cet échantillon. On se donne la température de bain T_{bain} (elle vaut 14 mK dans notre cas) et le courant I , et l'on cherche à obtenir la tension V aux bornes du film. On a $V = R(T_e).I$, cela revient donc à déterminer T_e . En inversant les équations (G 1) et (G 2) et en écrivant $P = R(T_e).I^2$, on obtient une équation implicite du type $T_e = f(g_{eph}, g_{Kapitza}, T_e)$ que l'on peut résoudre numériquement. Les résultats de ce traitement sont exposés sur la Figure G 3 où l'on peut se rendre compte que le modèle explique correctement l'ensemble des courbes $V(I)$ mesurées.

Le fonctionnement du bolomètre peut alors se décrire par un modèle thermique à deux bains : le premier bain comporte les électrons du film, à la température T_e , et le second bain est constitué des phonons du film et de l'absorbeur, à la température T_{ph} .

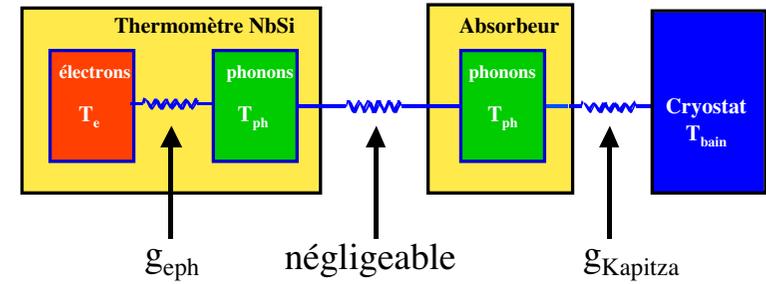


Figure G 6

Figure G 6 : Modèle thermique à deux bains expliquant le comportement statique du bolomètre. La résistance de Kapitza à l'interface thermomètre-absorbeur est négligée du fait de l'importance de la surface de contact.

G.I.2. Modélisation de la réponse à une particule alpha.

Le modèle thermique à deux bains peut nous permettre de prévoir quelle sera la réponse de notre bolomètre à une particule. Nous avons vu durant la partie A que des phonons de très haute énergie sont créés à la suite de l'impact, mais que ces phonons se scindent spontanément par processus anharmoniques N en phonons de moindre énergie. Le temps de vie associé à ce processus étant inversement proportionnel à la cinquième puissance de l'énergie du phonon, nous en avons déduit qu'au bout d'un temps relativement court devant le temps de montée de l'impulsion le bolomètre était rempli d'un gaz de phonons de température caractéristique de quelques K, et de durée de vie extrêmement grande vis à vis des processus N. Du fait de leurs énergie importante (à comparer à l'énergie des phonons thermiques du cristal, de température inférieure à 100 mK), cette population est donc hors d'équilibre.

Cette population hors d'équilibre a alors deux canaux possibles de thermalisation : thermalisation par interaction électron-phonon dans le thermomètre après avoir franchi l'interface absorbeur-thermomètre, et thermalisation par des processus de diffusions inélastiques dans l'absorbeur.

On peut associer un temps de vie phénoménologique à chacun de ces deux processus, appelons les $\tau_{thermomètre}$ et $\tau_{absorbeur}$. Le temps de vie des phonons hors d'équilibre traduit la compétition entre ces deux processus, et est donné par τ_{he} , tel que :

$$\tau_{he} = \left(\tau_{absorbeur}^{-1} + \tau_{thermomètre}^{-1} \right)^{-1} \quad (G 3)$$

Pour être sensible aux phonons hors d'équilibre, un bolomètre doit donc montrer une valeur de $\tau_{thermomètre}$ telle que $\tau_{thermomètre} \leq \tau_{absorbeur}$, autrement tous les phonons se thermalisent dans le cristal. Autrement dit, l'interface entre le thermomètre et l'absorbeur doit être suffisamment transparente aux phonons hors d'équilibre pour permettre à un maximum d'entre eux de la traverser pendant un temps plus petit que $\tau_{absorbeur}$.

Tous les bolomètres ne possèdent pas cette caractéristique. Pratiquement, seuls les senseurs en couches minces déposées directement sur l'absorbeur permettent une étude des

phonons hors d'équilibre. Ces phénomènes ont été étudiés en détail pour des senseurs supraconducteurs par le groupe de Munich [Pröbst 95], et par notre équipe ([Marnieros 98] et ce travail) pour des couches isolantes.

Dans le cas des thermomètres rapportés, tels que les Ge NTD collés, on n'observe en général que le régime thermique (le thermomètre mesure l'élévation de température de l'absorbeur après thermalisation complète de l'énergie déposée). Un régime transitoire est parfois observé (c'est le cas, notamment, pour l'expérience Edelweiss), mais son interprétation reste controversée.

L'idéal pour notre bolomètre serait que tous les phonons se thermalisent uniquement dans le thermomètre, autrement dit, que les phonons aient une durée de vie infinie vis à vis des processus inélastiques dans le cristal. Ce n'est malheureusement pas le cas. On peut quantifier l'efficacité du piégeage des phonons hors d'équilibre en introduisant le paramètre ϵ que l'on définit comme la fraction de l'énergie déposée se thermalisant directement dans le thermomètre. ϵ est donc égal à :

$$\epsilon = \frac{\tau_{\text{thermomètre}}^{-1}}{\tau_{\text{thermomètre}}^{-1} + \tau_{\text{absorbeur}}^{-1}} \quad (\text{G 4})$$

La Figure G 7 montre une impulsion obtenue sur le bolomètre en Ge avec une particule alpha de 5.5 MeV

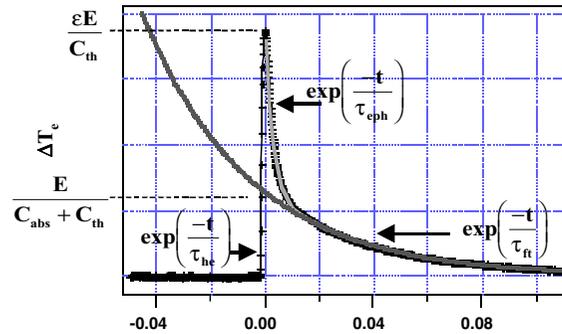


Figure G 7 : Impulsion obtenue sur le bolomètre de 33 g en Ge à la suite de l'impact d'une particule alpha. La température du thermomètre est de 50 mK et $R=100 \text{ k}\Omega$. L'acquisition a été faite à basse polarisation ($P_0=2.5 \text{ pW}$) pour s'affranchir des effets de contre-réaction thermique modifiant les temps de réponses intrinsèques du bolomètre. Ces différents temps caractéristiques sont expliqués ci-dessous.

L'impulsion peut s'ajuster par une somme de trois exponentielles avec le temps de décroissance caractéristique τ_{he} , précédemment défini, et les temps τ_{eph} et τ_{ft} que nous allons définir par la suite.

Pour comprendre l'origine de ces trois temps, le plus simple est de revenir au modèle thermique à deux bains.

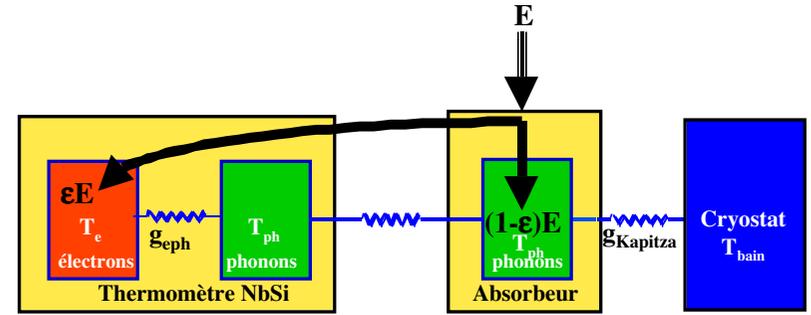


Figure G 8 : Circulation de l'énergie après l'impact de la particule. Une fraction ϵ se thermalise directement dans le thermomètre, alors que la fraction $1-\epsilon$ restante relaxe dans l'absorbeur.

Comme nous l'avons vu, quelques microsecondes après l'impact, l'énergie E laissée par la particule est sous la forme d'une population de phonons hors d'équilibre que l'on considère répartie de manière homogène dans l'absorbeur. On suppose dans un premier temps que durant cette toute première phase d'homogénéisation, une fraction totalement négligeable des phonons a été déposée de l'énergie dans le thermomètre.

Durant la phase de thermalisation de cette population, le thermomètre reçoit alors une puissance que l'on peut écrire de la façon suivante en faisant abstraction des temps très courts :

$$P_{\text{thermomètre}} = \frac{\epsilon E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{he}}}\right) \quad (\text{G 5})$$

De même, l'absorbeur reçoit la puissance :

$$P_{\text{absorbeur}} = \frac{(1-\epsilon)E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{he}}}\right) \quad (\text{G 6})$$

Le modèle de bolomètre développé dans la partie D n'est, bien entendu, plus valide, et l'évolution de T_{ph} et de T_e est donnée par deux équations différentielles couplées venant remplacer l'unique équation (D 17) gouvernant l'évolution d'un bolomètre isotherme. En suivant la même procédure ayant abouti à (D 17), on obtient les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} C_e \frac{d\Delta T_e(t)}{dt} + (G_{\text{eph}} - \alpha_0 P_0) \Delta T_e(t) - G_{\text{phe}} \Delta T_{\text{ph}}(t) = \frac{\epsilon E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{he}}}\right) \\ C_{\text{abs}} \frac{d\Delta T_{\text{ph}}(t)}{dt} + (G_{\text{phe}} + G_{\text{ft}}) \Delta T_{\text{ph}}(t) - G_{\text{epi}} \Delta T_e(t) = \frac{(1-\epsilon)E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{he}}}\right) \end{cases} \quad (\text{G 7})$$

- α_0 et P_0 sont, respectivement, la sensibilité du thermomètre et la polarisation au point de fonctionnement précédant l'impact.

- C_e est la chaleur spécifique électronique du thermomètre, dont on néglige la contribution du réseau.
- C_{abs} est la chaleur spécifique de l'absorbeur dont la température T_{ph} est la même pour les phonons du thermomètre.
- G_{eph} et G_{phe} sont définies par $dP_0 = G_{eph}dT_e - G_{phe}dT_{ph}$.
On a vu que le couplage électrons-phonons g_{eph} était introduit suivant la relation $P_0 = V_{film}g_{eph}(T_e^5 - T_{ph}^5)$ pour les couches de NbSi, on a donc :

$$\begin{cases} G_{eph} = 5V_{film}g_{eph}T_e^4 \\ G_{phe} = 5V_{film}g_{eph}T_{ph}^4 \end{cases} \quad (G 8)$$

- G_{ft} est définie de même par $dP_0 = G_{ft}dT_{ph}$.
Nous avons vérifié que la fuite thermique est limitée par la résistance de Kapitza à l'interface absorbeur-or, on a donc $P_0 = g_{Kapitza}(T_{ph}^4 - T_{bain}^4)$, doù :

$$G_{ft} = 4g_{Kapitza}T_{ph}^3 \quad (G 9)$$

La solution de (G 7) pour ΔT_e et ΔT_{ph} est la somme de trois exponentielles :

$$\begin{cases} \Delta T_e(t) = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_{ft}}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eph}}\right) - (A+B) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{he}}\right) \\ \Delta T_{ph}(t) = C \exp\left(\frac{-t}{\tau_{ft}}\right) + D \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eph}}\right) - (C+D) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{he}}\right) \end{cases} \quad (G 10)$$

Les expressions exactes de A, B, C, D, τ_{eph} et τ_{ft} sont complexes et peu instructives dans le cas général. Dans la limite, presque toujours vérifiée dans nos bolomètres, où $\tau_{eph} \ll \tau_{ft}$, on a les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \tau_{ft} = \frac{C_{abs} + \gamma C_e}{G_{ft} - \gamma \alpha_0 P_0} \\ \tau_{eph} = \frac{1}{G_{eph} - \alpha_0 P_0} \frac{C_{abs} C_e}{C_{abs} + \gamma C_e} \\ \gamma = \frac{G_{eph}}{G_{eph} - \alpha_0 P_0} \left[\frac{T_{ph}}{T_e} \right]^4 \end{cases} \quad (G 11)$$

- τ_{ft} correspond donc au temps de relaxation du bolomètre (ensemble thermomètre plus absorbeur) vers le cryostat à travers la fuite thermique, et τ_{eph} au temps de relaxation des électrons vers les phonons.
- γ est une constante d'autant plus petite que le bolomètre est fortement polarisé ($\alpha_0 < 0$ dans notre cas). Cette constante traduit le fait que les bains étant découplés, un bain ne répond pas linéairement à des perturbations imposées à l'autre. Ces perturbations sont atténuées, en quelques sortes, par le découplage.

- Les termes en $\alpha_0 P_0$ traduisent l'influence de la contre réaction thermique, ayant pour principal effet de réduire les temps caractéristiques de retour à l'équilibre à forte polarisation.

À basse polarisation $\gamma \rightarrow 1$, et les termes en $\alpha_0 P_0$ sont totalement négligeables. À titre d'exemple, l'impulsion de la Figure G 7 a été prise dans des conditions de faible polarisation pour lesquelles $\alpha_0 P_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ W.K}^{-1}$; $G_{ft} \approx 10^{-7} \text{ W.K}^{-1}$, $G_{eph} \approx 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ W.K}^{-1}$ et $\gamma = 0.98$. On retrouve alors des expressions plus intuitives :

$$\begin{cases} A = \frac{E}{C_{abs} + C_e} \\ B = \frac{E}{C_{abs} + C_e} \frac{1}{1 - \frac{\tau_{he}}{\tau_{eph}}} C_{abs} \left(\frac{\varepsilon}{C_e} - \frac{1-\varepsilon}{C_{abs}} \right) \\ \tau_{ft} = \frac{C_{abs} + C_e}{G_{ft}} \\ \tau_{eph} = \frac{1}{G_{eph}} \frac{C_e C_{abs}}{C_e + C_{abs}} \end{cases} \quad (G 12)$$

Le bolomètre montre alors des comportements différents suivant les valeurs relatives de τ_{he} , τ_{eph} et τ_{ft} .

Le régime le plus courant, et le plus recherché pour mener des expériences de résolution en régime hors d'équilibre est le **régime intégrateur, pour lequel $\tau_{he} \ll \tau_{eph} \ll \tau_{ft}$** . Le thermomètre reçoit un flux d'énergie provenant des phonons hors d'équilibre qu'il relaxe lentement : le thermomètre intègre donc ce flux d'énergie jusqu'à voir sa température augmenter de $\varepsilon E/C_e$. Durant cette première étape T_e est différent de T_{ph} et, sous réserve que C_e soit suffisamment faible, on a $T_e > T_{ph}$. Ensuite cette énergie relaxe vers les phonons avec un temps τ_{eph} caractéristique du couplage entre les deux bains. Durant cette seconde étape, T_e et T_{ph} tendent à se rapprocher jusqu'à se confondre, le bolomètre est alors isotherme et relaxe le reste d'énergie vers le bain pour retrouver sa température de régime permanent. Cette dernière relaxation se fait avec le temps τ_{ft} caractéristique du couplage entre l'absorbeur et le bain.

L'allure des impulsions dépend alors du signe de B. Lorsque $\frac{\varepsilon}{C_e} > \frac{1-\varepsilon}{C_{abs}}$, alors $B > 0$, et l'amplitude du signal hors équilibre (égale à $A+B$) est plus grande que l'amplitude du signal purement thermique (égale à B).

Le fait d'être sensible au régime athermique induit donc un signal mesurable plus important que le signal thermique. De plus l'amplitude du signal est indépendante de la chaleur spécifique C_{abs} de l'absorbeur, cela est très intéressant pour les expériences de recherche de WIMPs où l'on cherche à avoir des bolomètres de masses conséquentes. Dans notre cas, sous réserve que ε ne varie pas, l'amplitude du signal est indépendante de la masse de l'absorbeur.

Stefanos Marnieros [Marnieros 98] a vérifié expérimentalement ce résultat en passant d'un bolomètre en saphir de 24g à un bolomètre en saphir de 250 g.

La Figure G 9 montre l'allure des impulsions dans le régime intégrateur dans le cas où $B < 0$ et $B > 0$.

Figure G 9

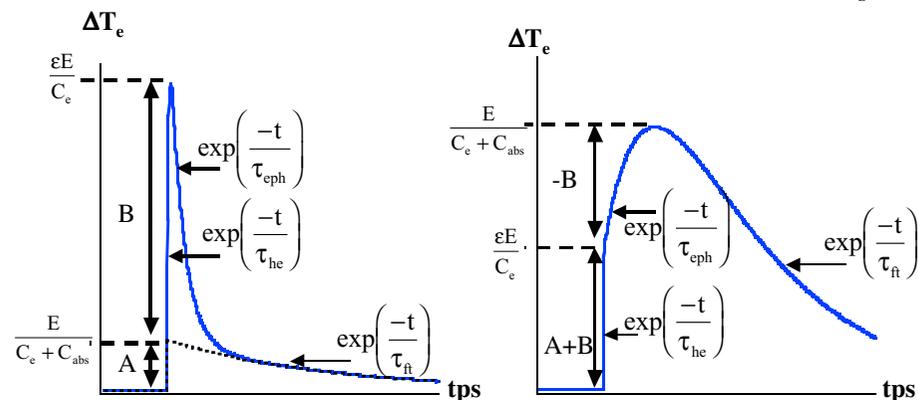


Figure G 9 : Allure des impulsions de température dans le régime intégrateur ($\tau_{he} \ll \tau_{eph} \ll \tau_{fi}$). Lorsque $B > 0$ (figure de gauche), le régime athermique donne une amplitude $\epsilon E/C_e$ plus grande que l'amplitude thermique $E/(C_e + C_{abs})$ et indépendante de C_{abs} .

À plus haute température, le temps τ_{eph} caractéristique du couplage électron-phonon devient très court (G_{eph} varie en T_e^4) et peut donc être inférieur à τ_{he} qui est lui indépendant de la température (cette indépendance vient du fait que la température caractéristique de la population de phonons hors d'équilibre de quelques K est toujours plus élevée que la température de l'absorbeur). Le thermomètre est alors sensible aux flux d'énergie et ne remplit plus le rôle d'un intégrateur. Ce régime ne nous intéresse pas directement pour la résolution, car il donne des amplitudes de signaux plus petites et est, d'autre part, plus sensible aux fluctuations des processus de thermalisation d'une particule à l'autre dégradant la résolution. Il peut néanmoins s'avérer intéressant pour réaliser des bolomètres très rapides ($\tau_{eph} = 1 \mu s$ vers 300mK)

Dans le cas du bolomètre en germanium de 33 g, l'impulsion de la Figure G 7 donne les temps caractéristiques suivants, après un ajustement avec trois exponentielles : $\tau_{he} = 50 \mu s$, $\tau_{eph} = 2.5 ms$ et $\tau_{fi} = 30 ms$, de l'amplitude du signal on déduit $\epsilon = 15\%$. D'après le modèle, on s'attend à $\tau_{eph} = 2.9 ms$ et $\tau_{fi} = 25 ms$, l'accord est donc correct.

G.I.3. Limite du modèle à basse température.

Une étude de l'évolution de ces constantes de temps sur différents bolomètres a été faite dans une large gamme de température pour s'assurer de la validité du modèle et les différentes constantes de temps mesurées s'expliquent avec une erreur relative de l'ordre de 30% au-dessus de 40 mK. En dessous de cette température, par contre, le modèle prévoit une variation très rapide de τ_{eph} qui n'est pas observée expérimentalement. Il est vraisemblable qu'au-delà de 10 ms d'autres mécanismes de relaxation interviennent. Les mesures de τ_{he} et ϵ sont en revanche totalement cohérentes et montrent leur indépendance avec la température.

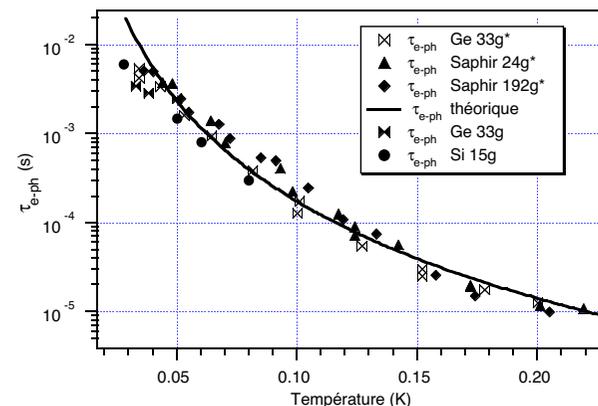


Figure G 10

Figure G 10 : Variation de τ_{eph} avec la température et comparaison au modèle. On remarque que les données expérimentales s'expliquent mal pour des températures inférieures à 40 mK. Les données marquées * proviennent de [Marnieros 98].

G.II. Spectres alpha obtenus avec les bolomètres massifs.

Les spectres alpha ont été obtenus dans des conditions expérimentales variées, mais la géométrie utilisée a toujours été la même. La source alpha utilisée est une source d' ^{241}Am placée à quelques mm sous le bolomètre. Cette source produit trois raies alpha principales d'énergie 5388 keV, 5443 keV et 5485 keV. Les intensités respectives de ces raies sont 1.6 %, 13 % et 84.5%.

Un spectre obtenu avec une diode au silicium classique est montré sur la Figure G 11.

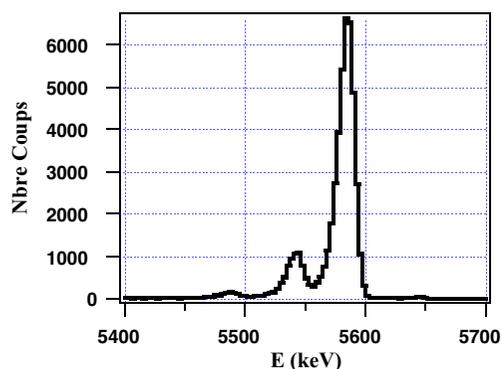


Figure G 11 : Spectre de la source d' ^{241}Am obtenu avec une diode Silicium implantée. La résolution à mi-hauteur sur la raie principale est d'environ 15 keV.

Le cryostat est équipé d'un FET placé à environ 40 cm du bolomètre et fixé sur l'étage 4K. La résistance de polarisation est une résistance de 10 M Ω collée sur le support du bolomètre. La polarisation du thermomètre se fait soit en courant continu, à l'aide de piles au lithium, soit en excitation sinusoïdale suivie d'une détection synchrone effectuée avec un Lock-In.

G.II.1. Bolomètre de 33 g en Ge.

L'acquisition des spectres vient après l'étude de la variation de la sensibilité du bolomètre en fonction, notamment de la polarisation. Les spectres présentés ont été pris dans les conditions de sensibilité optimale.

Pour le bolomètre en Ge de 33 g présenté précédemment, ces conditions sont typiquement : $R=1\text{M}\Omega$, $P=8\text{ pW}$, $T_e=26\text{ mK}$, $T_{\text{bain}}=14\text{ mK}$

A noter que l'évolution de la sensibilité est très lente une fois l'optimum passé, comme on peut s'en rendre compte sur la Figure G 12.

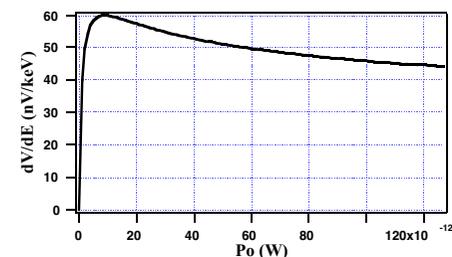


Figure G 12 : Evolution de la sensibilité du bolomètre de 33 g en Ge en fonction de la puissance de polarisation pour une température de bain $T_{\text{bain}}=14\text{ mK}$. Pour une puissance parasite estimée à 4 pW, la sensibilité est optimum pour une puissance de polarisation d'environ 10 pW.

G.II.1.a Polarisation en courant continu.

Une impulsion typique obtenue après filtrage à 2 kHz est indiquée sur la Figure G 13. Le nombre de points numérisés pour chaque impulsion est de 4096.

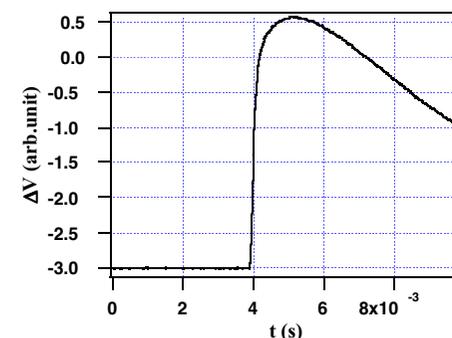


Figure G 13 : impulsions de tensions suivant l'impact d'une particule alpha. La sensibilité est de 60nV/keV. L'élévation de T_e induite est environ de 1 mK.

En prenant uniquement la hauteur des impulsions, qu'on obtient en soustrayant la moyenne de la ligne de base au maximum de l'impulsion, on obtient le spectre suivant :

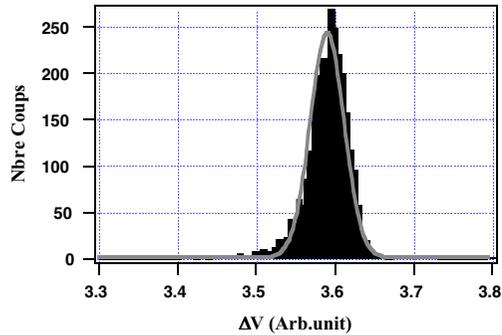


Figure G 14

Figure G 14 : Spectre obtenu en prenant uniquement la hauteur des impulsions. L'ajustement de l'histogramme avec une gaussienne donne une résolution relative à mi-hauteur de 1.2%, soit une résolution de 65 keV sur la raie principale à 5.5 MeV de ^{241}Am .

La stabilité du bolomètre est excellente, un fit linéaire sur l'ensemble des amplitudes (2800 au total) montre une dérive de l'ordre de 10^{-4} .

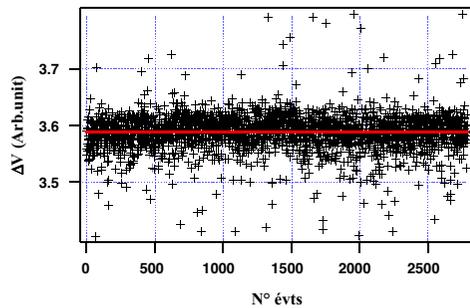


Figure G 15

Figure G 15 : stabilité du bolomètre sur environ 2 heures (2800 évènements alpha). La dérive est de l'ordre de 10^{-4} .

Afin de voir si la résolution n'est pas limitée par le bruit ligne de base, nous effectuons un histogramme des 1000 premiers points d'une centaine d'impulsions. Ces 1000 premiers points se situent tous avant la partie montante de l'impulsion (ces points constituent ce qu'on appelle le prétrigger) et sont donc représentatifs des fluctuations de la ligne de base. Après normalisation par la sensibilité du bolomètre, le spectre obtenu est le suivant :

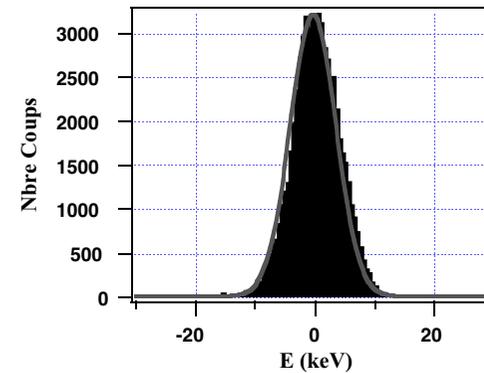


Figure G 16

Figure G 16 : Spectre obtenu de la ligne de base. L'ajustement à une gaussienne donne une largeur à mi-hauteur de 9 keV.

Le bruit ligne de base de 9 keV n'explique donc pas la résolution de 65 keV obtenue. Nous reviendrons sur cette valeur élevée du bruit de ligne de base un peu plus loin, mais on peut d'ores et déjà affirmer que cette valeur n'est pas due à l'électronique. Le FET a été testé à froid et montre un bruit inférieur à $2 \text{ nV/Hz}^{1/2}$. D'autre part la valeur de la résistance du thermomètre est d'environ $1 \text{ M}\Omega$, et le bruit Johnson correspondant à 30 mK et de $1.3 \text{ nV/Hz}^{1/2}$. La contribution de l'électronique est donc prédominante, mais ne devrait pas excéder 2.5 keV étant donnée la sensibilité du bolomètre.

G.II.1.b Excitation sinusoïdale et détection synchrone.

Les spectres ont été pris dans des conditions similaires aux acquisitions en courant continu mais avec une excitation sinusoïdale à une fréquence d'environ 2.5 kHz. Cette porteuse est donc modulée par les fluctuations de résistance du thermomètre et démodulée ensuite à l'aide d'un Lock In. L'intérêt de travailler en Lock In est de s'affranchir des remontées en $1/f$ de l'électronique et de rejeter tous les parasites s'ajoutant au signal sans faire varier la résistance du thermomètre (autrement ces parasites modulent la porteuse et ne sont donc pas rejetés à la démodulation). Le but, dans notre cas, était surtout de voir si le bruit ligne de base serait diminué, signe dans un cas positif, qu'il aurait été d'origine électromagnétique (sous réserve de ne pas chauffer le thermomètre).

D'autre part, la carte d'amplification que nous utilisons est munie d'un filtre passe haut à environ 10 Hz, pour s'affranchir des effets de variations d'offsets, nous interdisant d'exploiter les parties lentes des impulsions dont nous avons vu qu'elles contenaient les informations sur le régime thermique.

L'exploitation de ces parties lentes se fait donc en polarisation sinusoïdale au moyen de la détection synchrone.

Une impulsion typique est indiquée sur la Figure G 17.

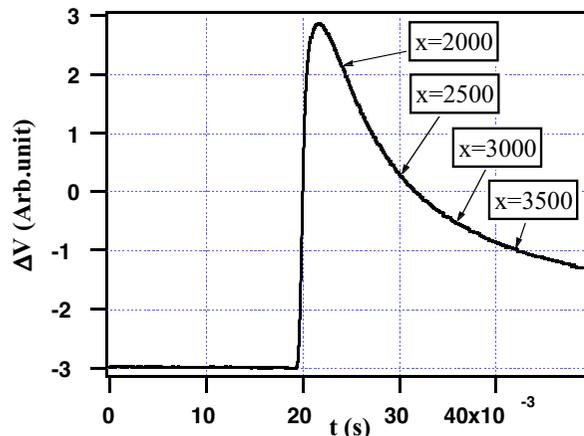


Figure G 17

Figure G 17 : Impulsion typique obtenue avec le Lock In avec une porteuse à 2.377 kHz et un filtrage après démodulation à 800 Hz. 4096 points sont numérisés par impulsions (les valeurs de x données sur la figure correspondent aux nombres de points depuis le début de la numérisation).

Le spectre en amplitude donne une résolution relative de 1.3 %, soit une résolution en énergie de 70 keV. L'analyse de la ligne de base montre un bruit de 8 keV, comparable donc au bruit mesuré avec une polarisation en courant continu.

Figure G 18

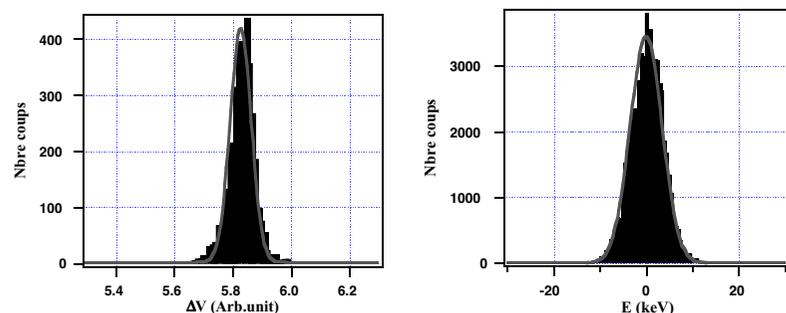


Figure G 18 : Spectre des amplitudes des impulsions (figure de gauche) et son ajustement à une gaussienne. La résolution à mi-hauteur est de 1.3%, soit 70 keV. L'histogramme d'environ 100 lignes de base (figure de droite) donne un bruit à mi-hauteur de 8 keV.

G.II.1.c Discussion.

L'exploitation du seul régime hors d'équilibre aboutit donc à une résolution légèrement supérieure à 1%. L'hypothèse première expliquant cette limitation est une intégration non complète de l'énergie sous forme de phonons hors d'équilibre.

Le temps de descente rapide (τ_{eph}) est pourtant de l'ordre de 8 ms, à comparer au temps de montée (τ_{he}) égal à environ 50 μs . On a donc un facteur 100 typiquement entre les deux. Le problème doit se situer ailleurs, vu que des essais à plus haute température (60 mK) n'ont pas dégradé la résolution alors que τ_{eph} tombe en dessous de 1 ms.

Une seconde hypothèse est que la résolution est limitée par les fluctuations de thermalisation de la population hors d'équilibre d'un canal à l'autre. Les fractions se thermalisant dans le cristal et dans le thermomètre variant légèrement d'une particule à l'autre. La valeur de ϵ varierait ainsi légèrement (à hauteur d'environ 1%). L'histoire des phonons n'a aucune raison d'être rigoureusement la même d'une particule à l'autre étant donné que le parcours des ions dans la matière est stochastique, et la surface du cristal comporte d'autres matériaux que le thermomètre. La fuite thermique, par exemple, de 4 mm^2 est à comparer au 130 mm^2 des thermomètres : en supposant que l'efficacité de piégeage des phonons hors d'équilibre est la même dans les deux, les pavés d'or assurant la fuite thermique doivent donc piéger 3% de l'énergie allant dans les films de NbSi, soit environ 0.5% de l'énergie totale.

Statistiquement, néanmoins, même si on s'attend à des fluctuations de ϵ étant donné que ϵ est différent de 1, ces fluctuations devraient rester minimales.

Imaginons que la température typique des phonons hors d'équilibre soit de 10 K, l'énergie moyenne par phonon est alors d'environ 10^{-3} eV, et le nombre moyen de tels phonons créés est

alors $N = \frac{E}{k_B T} = 5 \cdot 10^9$. Le thermomètre en piège donc ϵN en moyenne, et en supposant une fluctuation poissonnienne, ce qui reste pessimiste, vu que les canaux de désexcitation sont

corrélés, la fluctuation de l'énergie piégée est seulement de $\frac{\sqrt{\epsilon N}}{\epsilon N} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon N}} \approx 3 \cdot 10^{-5}$. Cela donnerait

une contribution à la résolution de 500 eV seulement. L'ordre de grandeur n'y est donc pas, et il faut alors imaginer que les directions de propagations des phonons varient énormément d'une particule à l'autre. Des phénomènes de canalisations des phonons sur les plans denses ont d'ailleurs été observés [Young 90].

Nous avons également cherché des effets dans les électrodes des thermomètres. Ces électrodes sont en Nb, et les transitions supraconductrices sont mesurées aux alentours de 3 K (cette température est normalement de 9.2 K, mais pour un film mince elle dépend fortement des conditions d'évaporation, notamment de la qualité du vide). Ces électrodes sont donc totalement transparentes aux phonons d'énergie inférieures à la bande interdite du Nb, égale à environ 9K ($E_g \approx 2.8 k_B T_c$), et donc, étant donné que la température des phonons hors d'équilibre n'est pas connue avec précision, il se peut que la présence de ces électrodes n'ait aucun effet. S'il existe des phonons d'énergie suffisante, ceux-ci vont créer des quasiparticules dans les électrodes de Nb

qui vont à leur tour se recombinaient en émettant des phonons d'énergie E_g . On a donc une source de fluctuation supplémentaire si ce processus a une durée comparable à τ_{th} .

Une expérience réalisée pour trancher sur ces phénomènes de fluctuations a consisté à faire varier le rapport de la surface du film par rapport à la surface de l'absorbeur.

Un bolomètre en Si de même dimension que le bolomètre en Ge, mais avec des films représentant une surface 5 fois plus grande a ainsi été réalisé. Le bruit ligne de base mesuré est typiquement le même que pour le bolomètre en Ge, et la sensibilité optimale légèrement inférieure (40 nV/keV pour un ϵ de 35%), la résolution obtenue sur la raie alpha de ^{241}Am est de 100 keV soit environ 2%.

D'autre part des bolomètres de tailles plus importantes ont été étudiés durant la thèse de Stefanos Marnieros [Marnieros 98] (un bolomètre de 260 g en Ge, et un bolomètre de 192 g en saphir), et une résolution relative de 0.6 % (soit une résolution de 33 keV) a été obtenue sur la raie alpha à 5.5 MeV de ^{241}Am . Les conditions d'acquisition de fonctionnement étaient une température au point de polarisation de 40 mK pour le thermomètre, pour une résistance de $1\text{M}\Omega$. Le cristal de saphir a pour dimension 40 mm de hauteur et 40 mm de diamètre. Le thermomètre de NbSi a une épaisseur de 500Å pour une surface de $1 \times 12.5 \text{ cm}^2$ (géométrie annulaire similaire aux bolomètres en Ge et en Si), le pourcentage d'énergie piégée était de $\epsilon=75\%$. Le spectre obtenu est montré sur la Figure G 19.

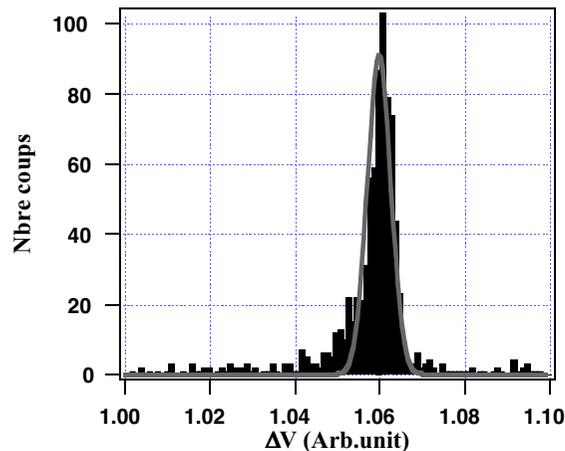


Figure G 19

Figure G 19 : Spectre alpha obtenu sur le bolomètre de 192 g en saphir. La résolution à mi-hauteur est de 0.6% soit 33 keV en énergie. L'épaulement à basse énergie est dû aux pics à 5443 keV qui ne se séparent pas encore du pic principal.

On calcule que pour les bolomètres en Ge, Si et Saphir présentés, les rapports des surfaces des thermomètres sur la surface de l'absorbeur sont respectivement de 7%, 30% et 15%, et les résolutions relatives obtenues de 1.3%, 2% et 0.6%.

Il n'y a donc pas d'effet direct sur la résolution du rapport des surfaces thermomètre/absorbeur. Notre interprétation est que l'intégration est plus complète dans un gros bolomètre : le gaz de phonons a toutes les chances d'être plus homogène avant de se thermaliser.

Malheureusement le temps nous a manqué pour vérifier cet effet plus rigoureusement, notamment en évaporant des films de différentes surfaces sur un même absorbeur et de voir l'effet sur la résolution.

G.II.1.d Exploitation de la partie thermique.

La résolution résultant de l'exploitation de la partie athermique du signal n'étant pas très bonne (on notera tout de même qu'une résolution de l'ordre de 1 % est suffisante pour des applications Matière Noire), nous avons essayé de l'améliorer en travaillant sur la partie thermique du signal lorsque tous les phonons hors d'équilibre sont thermalisés.

Le traitement effectué est une simple intégrale. Le rapport signal/bruit diminuant lorsqu'on s'éloigne du maximum du signal, une optimisation est à faire dans la recherche des intervalles d'intégration. Cette optimisation se fait au moyen d'un programme effectuant une intégrale glissante sur tous les signaux et calculant alors la largeur à mi-hauteur du spectre obtenu.

Différents points repères sont indiqués sur la Figure G 17. Les différentes intégrales se font sur 500 points, soit environ sur 6 ms. L'optimisation montre que l'on perd en résolution dès que l'on s'éloigne du maximum. Ainsi la résolution est de 1.4% (75 keV) en intégrant les points 2000 à 2500, 1.8% (100 keV) de 2500 à 3000, et 2% (110 keV) de 3000 à 3500. Les contributions de la ligne de base, obtenues en intégrant de la même façon la ligne de base et en normalisant par la sensibilité moyenne mesurée sur l'impulsion dans chaque tranche d'intégration, sont respectivement de 5, 8 et 10 keV.

Contrairement à ce qu'on espérait, on ne gagne donc pas sur la résolution en exploitant simplement la partie thermique. Une des principales difficultés dans cette exploitation provient de l'incertitude sur l'instant d'impact. En intégrant d'un point A à un point B, l'instant d'impact est supposé parfaitement déterminé par le trigger, mais cela n'a rien d'évident. Par exemple, on s'attend à ce que le maximum ait toujours lieu dans le même délai après le trigger. Sur l'acquisition faite au Lock In, on trouve pourtant des fluctuations de 100 μs causé par les effets du bruit ligne de base sur la détermination du maximum. En approximant la partie décroissante par une exponentielle de la forme $F = A \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)$, cela induit donc une erreur de $\left|\frac{dF}{F}\right| = \frac{dt}{\tau}$. Avec

une incertitude $dt=100\mu\text{s}$ et un temps de descente typique de $\tau=10\text{ms}$, cela fait donc une erreur de 1% d'un événement à l'autre.

On trouve bien cet effet expérimentalement en imposant comme référence des temps le maximum de l'amplitude et non le trigger. Par exemple, l'intégrale des points 2500 à 3000 devient l'intégrale des points « maximum+700 » à « maximum+1200 » et la résolution tombe

alors à 2.5 %. Ainsi, si physiquement le temps de thermalisation fluctue légèrement d'une particule à l'autre, cela va avoir une influence directe sur la résolution obtenue par intégration. On voit tout l'intérêt qu'il y a à pouvoir analyser les impulsions sans le besoin d'une base de temps : c'est le cas pour la simple détermination de l'amplitude maximale atteinte.

L'exploitation de la partie thermique n'étant pas aisée et n'ayant pas donné les résultats escomptés, nous avons donc essayé de nous affranchir de tous les effets hors d'équilibre, ce travail est présenté au paragraphe G.III.

G.II.2. Essais avec d'autres bolomètres massifs.

Tous les essais ont été menés sur des bolomètres de même géométrie que le bolomètre en Ge, soit 20 mm hauteur et 20 mm de diamètre.

Avant d'essayer de s'affranchir totalement des phonons hors d'équilibre, une première idée a été d'essayer d'obtenir une population de phonons plus homogène. Nous avons donc évaporé environ 25 μ m de Pb (pour un diamètre d'environ 1 mm) sur le bolomètre en Si décrit précédemment. Les parcours des alpha étant de 18 μ m dans le Pb, nous étions ainsi assurés que tous seraient stoppés dans le Pb. L'idée est de récupérer des phonons hors d'équilibre mais ayant tous la même énergie, égale à la bande interdite du Pb (supraconducteur avec $T_c=7.2$ K) et éventuellement redistribués de manière plus isotrope dans l'absorbeur. L'utilisation d'un supraconducteur n'apporte pas de contribution importante en termes de chaleur spécifique, et montre le même comportement en termes de nombre de défaut créés suite aux chocs dans la voie nucléaire que les métaux. Nous espérons également nous débarrasser de toutes les sources de fluctuations apportées par la création de paires électrons-trous dans le semi-conducteur que nous avons un moment soupçonnées être en partie à l'origine des mauvaises résolutions obtenues.

Les effets n'ont malheureusement pas pu être vérifiés : le bolomètre a montré des comportements tout à fait anormaux à froid que nous attribuons à une mauvaise adhérence du film de Pb.

Le temps pressant, et les effets sur la résolution cherchés étant relativement importants (de l'ordre de 1 %), nous avons réalisé une première tentative de découplage du thermomètre et de l'absorbeur. Nous verrons plus loin que cette piste s'est avérée intéressante.

Cette tentative avait comme but secondaire de voir s'il était possible de remplacer aisément des thermomètres en Ge NTD normalement collés sur les absorbeurs par des thermomètres en NbSi évaporé sur une plaquette, elle même mise en contact thermique avec l'absorbeur par simple pression mécanique (donc sans colle).

Une photo de cet échantillon est montrée Figure G 20. De l'or est évaporé sur le substrat du thermomètre rapporté (substrat en saphir de 1 mm d'épaisseur et 20 mm de diamètre) et sur une face du cristal de Ge et les parties sont ensuite mises en contact par pression à l'aide de ressorts. La fuite thermique est faite à l'aide d'un pavé d'or évaporé au centre de la plaquette rapportée sur lequel est soudé par ultrason un fil reliant le cryostat. Deux films de NbSi sont évaporés sur le substrat et sur l'absorbeur en Ge. On a donc 4 films en tout pour étudier le

comportement de l'échantillon en régime permanent et comparer la réponse des deux à une particule alpha.

La Figure G 21 montre des impulsions moyennes obtenues à 35 mK. Les temps de descente pour le Ge sont de 3 ms (τ_{epH}) et de 70 ms (τ_{r}) pour un temps de montée de 50 μ s. Sur le thermomètre rapporté en saphir le temps de montée est de 25 ms pour un temps de descente de 300 ms (une seule composante exponentielle due au comportement thermique), à 60 mK ces valeurs deviennent respectivement 7 ms et 150 ms. Les films étant peu impédants (résistances de l'ordre de 1 k Ω) les sensibilités sont très faibles et le bolomètre n'est absolument pas optimisé pour faire de la résolution même sur des spectres alpha. Nous avons au moins vérifié que les phonons hors d'équilibre ne franchissaient pas l'interface entre les deux parties du bolomètre et que le thermomètre rapporté avait bien un comportement purement thermique. Cette première expérience est encourageante et des efforts sont poursuivis pour remplacer de cette élégante façon les Ge NTD et leurs points de colles inévitables.

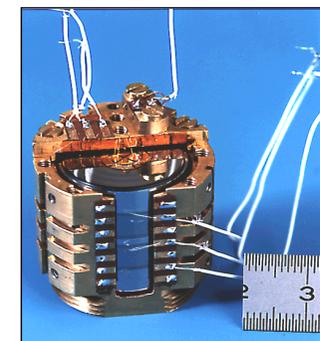


Figure G 20 : Photo du Bolomètre en Ge avec thermomètre rapporté. On visualise la fuite thermique ainsi que les différents films (4 au total).

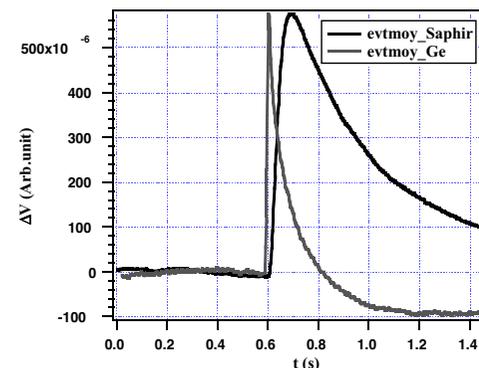


Figure G 21 : Impulsions typiques obtenues sur les deux parties du bolomètre avec thermomètre rapporté. Les impulsions représentées sont des moyennes de 15 impulsions. Les impulsions sont normalisées pour

plus de lisibilité, l'undershoot de l'impulsion sur le Ge est du à l'électronique utilisée nécessitant un filtre passe haut.

G.III. Spectres alpha obtenus avec des petits bolomètres.

L'objectif est de développer des bolomètres thermiques de petites tailles plus spécifiquement adaptés à la spectrométrie alpha que les bolomètres massifs. On souhaite donc avoir des bolomètres relativement rapides et fonctionnant si possible à plus haute température afin de s'affranchir de la contrainte d'une dilution avec une température de base inférieure à 100 mK.

La stratégie est de séparer totalement le thermomètre de l'absorbeur pour s'affranchir totalement des phonons hors d'équilibre dont nous venons de voir qu'ils pourraient être une source importante de fluctuation dans les géométries testées (surface de thermomètre assez grande).

Plutôt que de découpler le thermomètre avec de la colle ou par simple contact, nous avons choisi de simplement relier le thermomètre et l'absorbeur par des fils d'or de 25 μm de diamètre.

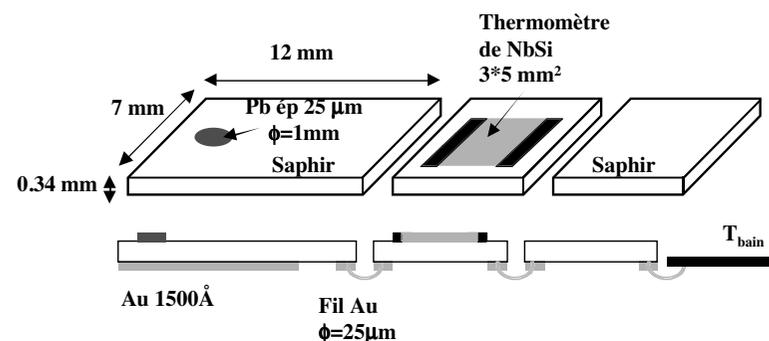


Figure G 22

Figure G 22 : Schéma de montage du bolomètre tricomposite avec thermomètre déporté et fuite thermique assurée par une plaquette de saphir. L'absorbeur est éventuellement muni d'une évaporation de Pb de 25 μm d'épaisseur dans laquelle vient se stopper la particule alpha. Tous les substrats sont des plaquettes de saphir de 0.34 mm d'épaisseur reliées par des fils d'or de 25 μm de diamètre soudés par ultrasons à des pavés d'or évaporés sur les plaquettes. Le thermomètre de NbSi a une surface de 3*5 mm^2 et une épaisseur de 3000 Å ou de 6000 Å.

D'autre part, afin d'éviter des gradients de température trop élevés dans le thermomètre, la fuite thermique est assurée par la diffusion de la chaleur dans une troisième plaquette de saphir. On a ainsi un bolomètre que l'on pourrait appeler tricomposite. La plaquette servant d'absorbeur est éventuellement munie d'une évaporation de Pb pour stopper la particule alpha et ainsi limiter le nombre de défauts créés par recul nucléaire ainsi que la création de paires électron-trou dans le saphir. Les plaquettes sont plaquées par des ressorts sur des billes de saphir (4 billes par plaquette) de 1 mm de diamètre collées sur un support en cuivre, lui même vissé à la chambre de mélange de la dilution.

G.III.1 Réponse du thermomètre seul.

Avant de tester le montage complet nous avons tout d'abord regardé la réponse à des particules alpha du thermomètre seul. Le montage est donc simplement une plaquette de 6×7 mm², sur laquelle est évaporée le thermomètre de NbSi de 6000 Å d'épaisseur pour cet essai.

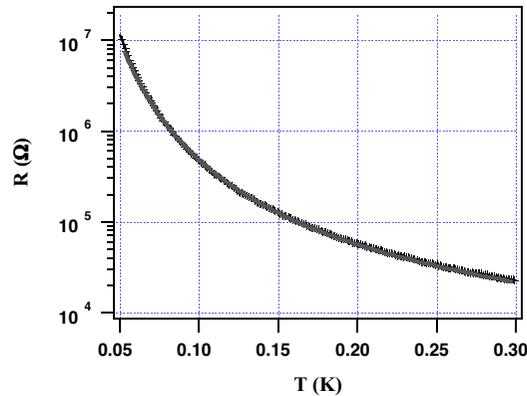


Figure G 23

Figure G 23 : Loi $R(T)$ du thermomètre de NbSi entre 50 mK et 300 mK. L'ajustement (en gris) à une loi d'Efros et Shklovskii donne $R = R_0 \exp((T_0/T)^{1/2})$ avec $R_0 = 320 \Omega$ et $T_0 = 5.35 K$.

Le thermomètre fait $1 M\Omega$ à environ 80 mK. Le couplage électron-phonon n'est pas évident à mesurer vu qu'on a un seul thermomètre sur la plaquette et qu'il n'est pas facile de s'affranchir des découplages causés par la fuite thermique. Il a été estimé à environ $g_{\text{eph}} = 15 \text{ W.cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-5}$, cette valeur anormalement faible n'est pas comprise actuellement, l'évaporation s'étant déroulée correctement (nous avons vu que les valeurs usuelles de g_{eph} tourne plutôt autour de 100-150).

La sensibilité du bolomètre dépend bien évidemment des conditions de polarisation, la Figure G 24 rassemble quelques mesures à différentes température de bain. La puissance injectée dans le thermomètre varie typiquement entre 50 pW et 1 nW.

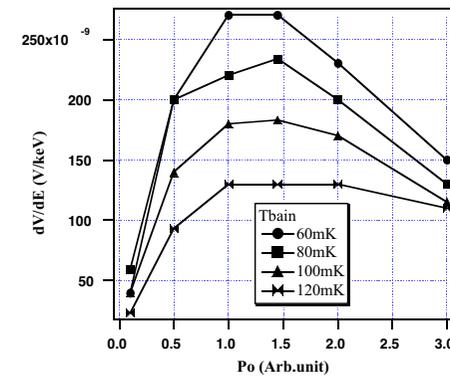


Figure G 24

Figure G 24 : Variation de la sensibilité en fonction de la polarisation pour différentes température de bain. Les valeurs indiquées pour P_0 correspondent à la tension aux bornes de la résistance de polarisation ($10 M\Omega$) en série avec le thermomètre. Pour $T_{\text{bain}} > 80\text{mK}$ cette valeur correspond donc au courant circulant dans le bolomètre par unités de 100 nA.

La source de ^{241}Am n'étant pas disponible au moment de l'expérience nous avons utilisé une source de ^{244}Cm donnant deux raies alpha à 5763 et 5805 keV d'intensité respective 23.6 et 76.4%.

Un spectre de la source est montré sur la Figure G 25.

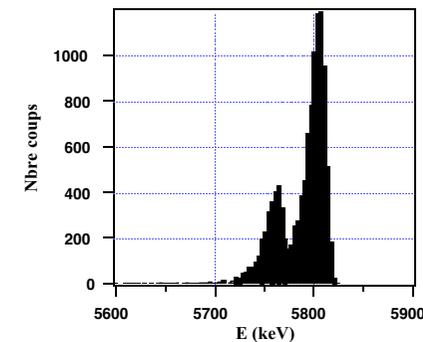


Figure G 25

Figure G 25 : spectre de la source de ^{244}Cm mesurée avec une diode silicium.

Un nombre important de spectres ont été pris lors de cette expérience avec le thermomètre seul et nous allons présenter uniquement les résultats nous paraissant les plus intéressants. On notera que les résolutions obtenues sont dans l'ensemble peu dépendantes des conditions expérimentales (température du bain, polarisation) et nous allons donc présenter les résultats obtenus à plus haute température et à forte polarisation, conditions pour lesquelles le détecteur est le plus rapide.

La Figure G 26 présente une impulsion typique obtenue pour une température de bain $T_{\text{bain}} = 150 \text{ mK}$ et une sensibilité du bolomètre de 100 nV/keV. Le temps de montée de l'impulsion

est de 7 μ s, valeur limitée par le RC du montage et le temps de descente d'environ 300 μ s imposé par la fuite thermique.

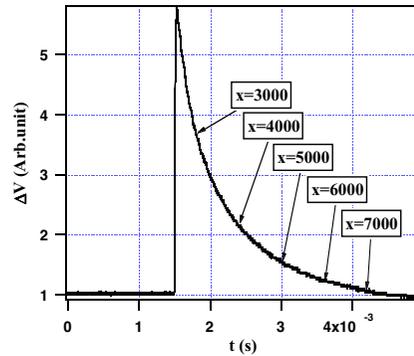


Figure G 26

Figure G 26 : Impulsion obtenue à $T_{\text{bain}}=150$ mK. Le bolomètre a une sensibilité de 100 nV/keV. Le temps de montée de l'impulsion est de 7 μ s et son temps de descente de 0.3 ms. Le nombre de points numérisé est de 8192.

Le spectre en amplitude correspondant montre une dispersion très importante et affiche une allure non gaussienne. La largeur à mi-hauteur donne une fluctuation de 20%

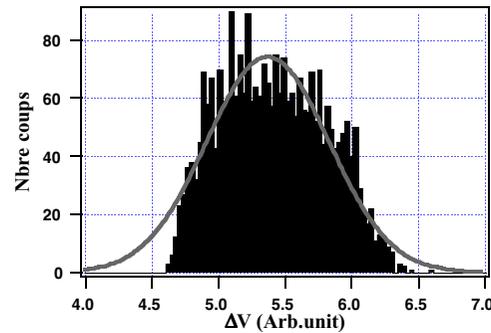


Figure G 27

Figure G 27 : Spectre des amplitudes des impulsions. On voit clairement l'allure non gaussienne de l'histogramme. La dispersion est de l'ordre de 20%. Le spectre comporte 3000 événements.

Ce résultat est cohérent avec les effets observés dans les bolomètres massifs ou l'intégration est d'autant plus homogène que le détecteur est gros. Cette géométrie est de plus particulière, et le modèle développé pour expliquer le comportement des bolomètres massifs ne s'applique plus. Nous avons considéré, en effet, que nous avions un gaz de phonons homogène dans l'absorbeur avant qu'une fraction importante ait pu subir des diffusions inélastiques dans les films de NbSi. De manière évidente, ce n'est plus le cas. Le point d'impact de la particule est juste sous le thermomètre et une fraction non négligeable de phonons de très haute énergie peut se piéger dans les films avant de se désexciter par processus anharmonique. Il va donc y avoir des

surchauffes locales au niveau des thermomètres, or la conductivité thermique du NbSi étant mauvaise (c'est un matériau amorphe et les électrons sont localisés), ces surchauffes locales vont se traduire par des réponses totalement inhomogènes du thermomètre : des parties entières du thermomètre vont être court-circuitées par des parties « chaudes » et donc peu résistives. Ces effets de surchauffe locale ont été vu également dans des bolomètres massifs par Nader Mirabolfathi [Mirabolfathi] qui travaille sur la localisation des événements arrivant près des surfaces dans le cadre de la collaboration Edelweiss. (La réjection du fond de l'expérience Edelweiss est actuellement limitée par des événements arrivant près des surfaces et pour lesquels la collecte de charges est incomplète pour diverses raisons. À basse énergie ces événements peuvent ainsi se confondre avec des événements WIMPs (au pouvoir ionisant moindre que les électrons). L'intérêt est donc majeur pour la collaboration de pouvoir identifier et rejeter ces événements de surface. La sensibilité des films de NbSi aux phonons hors d'équilibre est un atout important que Nader Mirabolfathi essaie d'utiliser).

Contrairement aux bolomètres massifs, l'intégration du signal a permis d'améliorer énormément la résolution. Encore une fois une optimisation est à faire dans le choix des bornes d'intégration. Ainsi la résolution est de 0.5% pour une intégration des points 3000 à 4000, de 2% des points 4000 à 5000, de 4% des points 5000 à 6000 et de 11 % des points 6000 à 7000. Le bruit ligne de base mesurée dans une bande de 10 kHz est 3 keV et de 9 keV dans une bande de 100 kHz, ces valeurs sont cohérentes avec le bruit de 2 nV/Hz^{1/2} de notre électronique et la sensibilité de 100 nV/keV du bolomètre. Nous verrons plus loin que l'électronique n'explique pas toujours les bruits ligne de base observés.

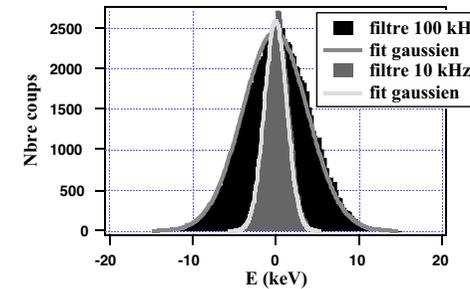


Figure G 28

Figure G 28 : Spectres obtenus sur les lignes de bases pour différentes valeurs de filtrages. Les ajustements à des gaussiennes donnent une contributions de 3 keV dans une bande de 10 kHz et de 9 keV dans une bande de 100 kHz. Ces valeurs sont en accord avec le bruit de l'électronique.

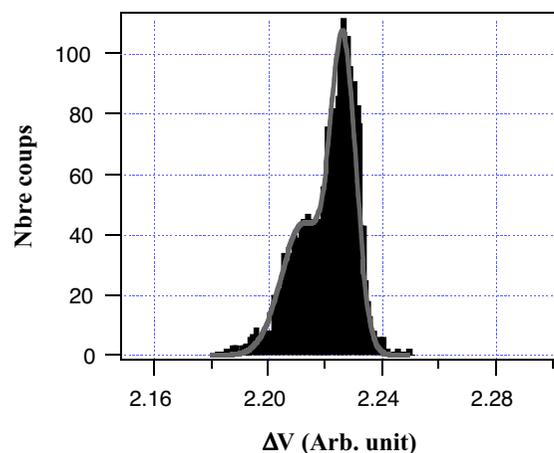


Figure G 29

Figure G 29 : Spectre obtenu à $T_{\text{bain}}=150$ mK en intégrant des points 3000 à 4000. Le fit avec une double gaussienne donne une résolution relative à mi-hauteur de 0.5%, soit une résolution en énergie de 30 keV.

Afin de comparer le spectre obtenu avec le spectre mesuré avec une diode en silicium et de voir si l'allure du spectre est correcte malgré le fait que les raies ne soient séparées, nous avons convolué le spectre mesuré avec la diode avec une fonction imposant une résolution à 30 keV. Une fois normalisé le spectre acquis avec le bolomètre, la superposition permet de se rendre compte si l'allure du spectre est correcte ou non. La superposition des trois spectre ainsi obtenus est rassemblée sur la Figure G 30. Nous voyons que la superposition du spectre convolué et du spectre mesuré avec le bolomètre est correcte et que l'allure du spectre est bien celle attendue. Nous pouvons conclure que la résolution de ce bolomètre en exploitant la partie thermique est bien de 30 keV.

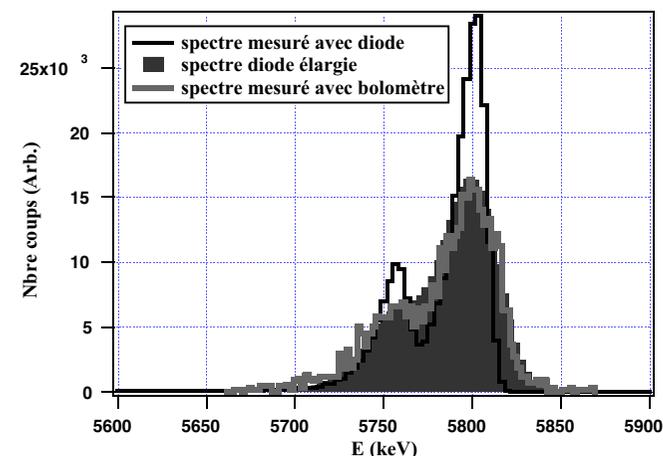


Figure G 30

Figure G 30 : La figure rassemble trois spectres. Le premier est le spectre mesuré avec une diode en silicium donnant une largeur à mi-hauteur de 19 keV du à la mauvaise qualité de la source, le second est le même spectre mais convolué avec une résolution imposée de 0.5% et le dernier est le spectre acquis avec le bolomètre à 150 mK normalisé par le maximum du second spectre. Nous voyons d'après la bonne superposition des deux derniers que l'allure du spectre acquis avec le bolomètre est correcte.

G.III.2 Réponse du bolomètre tricomposite (1).

Ici encore une multitude de spectres ont été recueillis et nous n'allons pas présenter les résultats de manière exhaustive. Le but premier de cette expérience était de bien vérifier que le bolomètre avait un comportement purement thermique et d'essayer d'améliorer les résultats de l'expérience avec le thermomètre seul. D'autre part la résolution obtenue dans cette dernière expérience dépendait énormément des bornes d'intégrations, ce qui ne paraît pas très sain, nous avons donc cherché à développer des bolomètres purement thermiques et aussi rapides donnant une résolution uniquement par le maximum des amplitudes obtenues.

Nous avons vu que le couplage électron-phonon du thermomètre n'était pas très bon. Cependant, si la sensibilité du bolomètre composé de la plaquette seule était correcte (300 nV/keV au maximum), ce n'était plus le cas de ce bolomètre tricomposite dont la sensibilité a chuté à 50 nV/keV au maximum. Les différents couplages imposent des temps de montée typique de 1 ms pour un temps de descente de 10 ms pour des températures de chambre comprises entre 50 mK et 150 mK.

Les plus jolis spectres ont été obtenus pour des températures de bain de 80 mK, le bolomètre étant polarisé de sorte que sa température soit à environ 150 mK, sa résistance valant alors 100 kΩ.

L'allure typique d'une impulsion est montrée sur la Figure G 31. Le bolomètre étant assez lent l'effet du filtre passe-haut est très important. L'acquisition de l'impulsion de la Figure G 31 a été faite avec une base de temps grande pour voir cet effet. Les impulsions sont filtrées à 400 Hz.

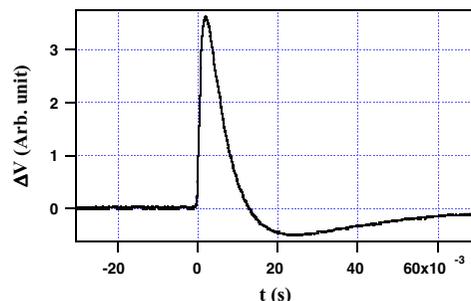


Figure G 31 : Impulsion typique obtenue pour une température de bain de 80 mK. Le bolomètre a une sensibilité de 26 nV/keV pour une résistance de 100 kΩ. Le temps de montée de l'impulsion est de 1.2 ms. Le temps de descente de 8 ms est grandement influencé par le filtre passe-haut, le retour à la ligne de base prend environ 50 ms.

Le spectre obtenu en exploitant le maximum des impulsions montre une résolution relative de 0.36%, soit une résolution en énergie de 20 keV. Cette résolution peut être améliorée légèrement en utilisant un traitement un peu plus poussé. Les meilleurs résultats ont été obtenus en ajustant le signal par une combinaison linéaire de fonctions judicieusement choisies. Dans la pratique une combinaison de trois fonctions donnent des résultats satisfaisants. Dans notre cas, ces trois fonctions sont une constante C, un événement moyen M, et une fonction exponentielle décroissante E avec un temps typique d'une impulsion. Si on appelle I l'impulsion à ajuster, il faut donc trouver les paramètres c, m et e minimisant l'expression $\left[I - (c.C + m.M + e.E) \right]^2$. Cette minimisation se fait par un calcul matriciel relativement simple et assez peu gourmand en puissance de calcul pour s'effectuer en temps réel si les cadences d'acquisition ne sont pas trop importantes. La valeur de c nous donne alors la ligne de base de l'impulsion ajustée, m son amplitude (sous réserve que M soit normalisée) et e est un coefficient que nous relierons à l'existence éventuel d'un effet de pile-up (le signal vient sur la décroissance du signal précédent). Le spectre se fait donc sur les valeurs de m.

Le résultat du traitement est indiqué sur la Figure G 32. La résolution obtenue est de 0.34 % en valeur relative, soit 18 keV en énergie pour des alpha de 5.5 MeV.

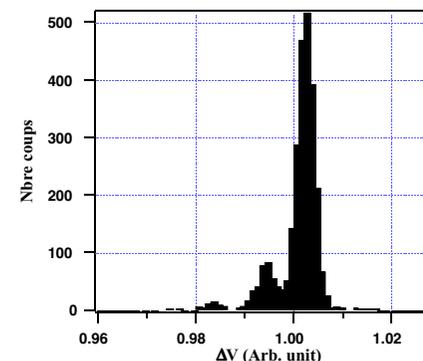


Figure G 32 : Spectre obtenu après un ajustement dans l'espace des temps de l'impulsion à trois fonctions de référence, l'une d'elles étant un événement moyen. La résolution relative obtenue est de 0.34% soit une résolution en énergie de 18 keV. Le spectre comporte 3000 événements pour une durée d'acquisition de 2 heures.

Nous pouvons nous rendre compte de la qualité du spectre en le superposant après l'avoir normalisé au spectre obtenu avec une diode silicium (cf. Figure G 11)

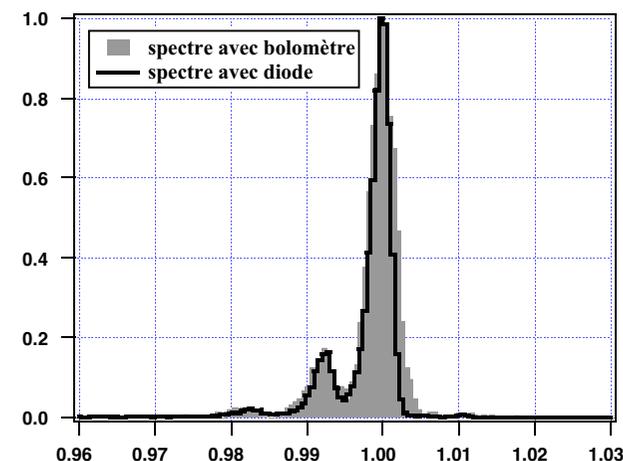


Figure G 33 : Superposition des spectres obtenus avec la diode silicium donnant une résolution de 15 keV et avec le bolomètre donnant une résolution de 18 keV.

Le bruit ligne de base calculé en effectuant un histogramme des points constituant la ligne de base pour une centaine d'événements donne un contribution de 8 keV. On peut également

mesurer le bruit ligne de base en essayant d'ajuster une fenêtre en temps de même durée que les impulsions avec les fonctions définies précédemment. L'histogramme obtenu sur les valeurs de m donne alors une contribution du bruit ligne de base de 9 keV. Cette remarque est tout à fait générale : le bruit ligne de base doit être obtenu en faisant subir le même traitement à la ligne de base que celui imposé au signal.

Figure G 34

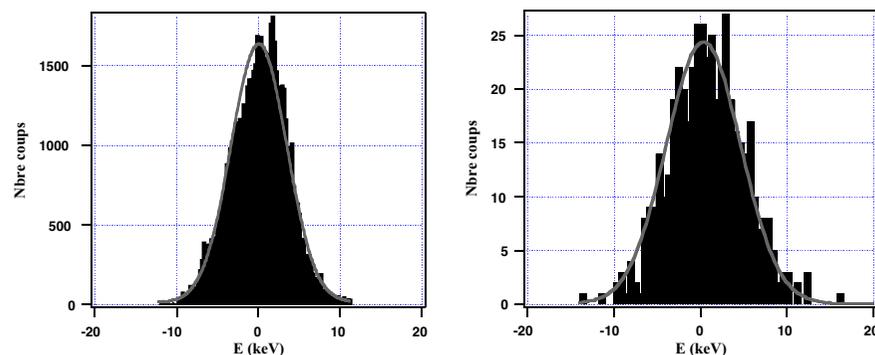


Figure G 34 : Bruit ligne obtenu en effectuant un histogramme des points constituant la ligne de base (figure de gauche, 8 keV de largeur à mi-hauteur) et en ajustant la ligne de base avec les trois fonctions définies précédemment (figure de droite, 9 keV de largeur à mi-hauteur).

G.III.2 Réponse du bolomètre tricomposite (2).

Les résultats obtenus lors de la première tentative de bolomètre tricomposite étant fortement encourageants, nous avons effectué une seconde tentative après avoir apporté quelques modifications au précédent montage.

Nous avons vu que le bolomètre tricomposite (1) souffrait d'un manque de sensibilité, les meilleurs spectres ont ainsi été acquis avec une sensibilité de seulement 26 nV/keV. Même si cette faible sensibilité ne nous a pas trop handicapés, nous voulions un bolomètre plus rapide, la bande passante augmentant la contribution du bruit électronique aurait ainsi été trop contraignante avec le thermomètre précédent. Nous avons donc évaporé un nouveau thermomètre, optimisé pour fonctionner à plus haute température, et ayant un peu moins de capacité calorifique, son épaisseur ne faisant plus que 3000 Å.

D'autre part la fuite thermique a été augmentée en soudant plusieurs fils d'or pour relier le bolomètre au cryostat, l'analyse en régime permanent du bolomètre (1) ayant montré que le couplage limitant était du à la diffusion de la chaleur dans les fils. Nous sommes ainsi passé de 1 à trois fils.

Soupçonnant des fuites d'énergies via les billes de saphir sur lesquelles reposait le bolomètre, ces billes ont été remplacées par du teflon, lui-même collé sur des pastilles de kapton pour augmenter le nombre d'interfaces entre les plaquettes de saphir et le support du bolomètre en cuivre.

La loi $R(T)$ du thermomètre est indiqué sur la Figure G 35 avec, pour mémoire, la loi du thermomètre utilisé pour le bolomètre (1).

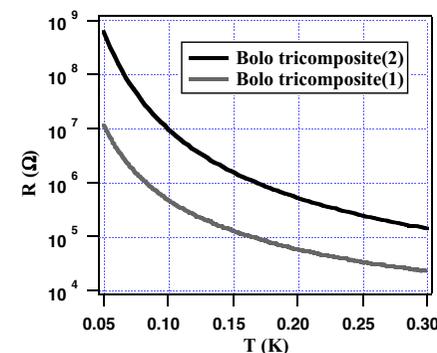


Figure G 35

Figure G 35 : Loi $R(T)$ des thermomètres utilisés pour le bolomètre tricomposite (2) (en noire) et pour le bolomètre tricomposite (1) (en gris). Un ordre de grandeur en résistance les sépare typiquement. La loi du thermomètre (2) est $R(T_e) = 440 \exp((10/T_e)^{1/2})$, il fait 1 MΩ à 170 mK.

Cette expérience n'a toutefois pas apporté d'amélioration par rapport à la précédente en termes de résolution. Celle-ci reste limitée à environ 20 keV FWHM quelques soient les conditions de températures de bain et de polarisation.

Le bolomètre a bien montré une sensibilité fortement accrue, jusqu'à 450 nV/keV pour une température de bain de 80 mK et une résistance de bolomètre de 10 MΩ ($T_e=100$ mK) mais sans effet sur la résolution. Les impulsions sont toutefois plus rapides : un temps de montée typique de 400 μs pour un temps de descente de 2 ms.

La Figure G 36 résume les caractéristiques principales d'une acquisition longue de 6 heures regroupant 13 000 événements. La température du thermomètre est de 170 mK pour une résistance de 1 MΩ. La sensibilité du bolomètre est alors de 180 nV/keV. Les impulsions sont filtrées à 2 kHz. Le bruit ligne de base est de l'ordre de 5 keV et la résolution de 20 keV (0.36 % en relatif).

La résolution semble donc limitée autour de cette valeur pour ce type de montage et semble n'être que très peu influencée par les conditions expérimentales. Tant que le bruit ligne de base n'apporte pas une contribution majeure, la résolution ne se dégrade que très lentement avec la température de fonctionnement. Elle est ainsi de 22 keV pour une température de fonctionnement de 250 mK, une résistance du thermomètre de 200 kΩ, et une sensibilité de 80 nV/keV. Les couplages thermiques augmentant avec la température, une hypothèse possible est qu'une partie de l'énergie fuit à travers le teflon avant de pouvoir être mesurée par le thermomètre. Il reste néanmoins étonnant que la résolution reste très proche de celle obtenue avec le bolomètre tricomposite (1). Il serait intéressant d'éliminer ces fuites possibles en suspendant les différentes parties du bolomètres avec les seuls fils d'aluminium nécessaires au thermomètre, ces derniers étant supraconducteurs aux températures de fonctionnement, ils conduisent très peu la chaleur et devraient ainsi limiter fortement les fuites d'énergie possibles.

Il reste également à mettre totalement hors de cause la chaîne d'acquisition, notamment ses dérives à court terme. Cette chaîne est normalement garantie à 11 bits. Il est difficile de

trouver des générateurs d'impulsions stables à mieux que 10^{-3} sur une longue durée et donc un contrôle rigoureux n'a pas été fait. Un certain doute subsiste donc sur la contribution de la numérisation à la résolution obtenue.

Figure G 36

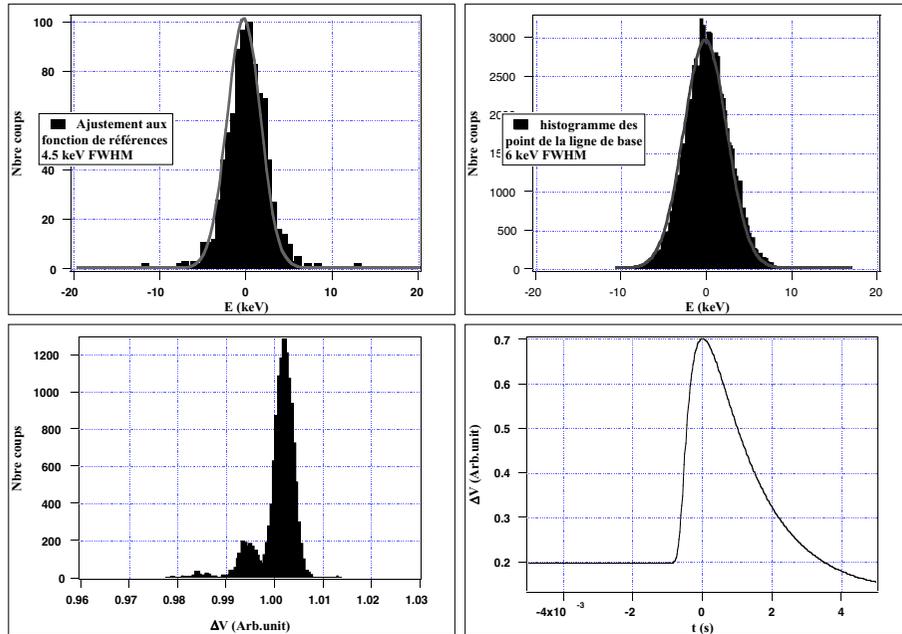


Figure G 36 : Figures résumant une acquisition menée sur 6 heures avec une température de thermomètre de 170 mK. Le spectre obtenu après ajustement des impulsions à la combinaison linéaire de trois fonction de référence (figure basse-gauche) montre une résolution de 20 keV (0.36%). Le bruit ligne de base mesuré avec le même traitement affiche une contribution de 4.5 keV (figure haute-gauche) et de 6 keV en effectuant simplement un histogramme de cette ligne de base (figure haute-droite). Une impulsion typique est indiquée en bas à droite. Le temps de montée est de 400 μ s et le temps de descente de 2 ms, le retour à la ligne de base prend environ 10 ms.

Une importante question est de savoir si la résolution relative observée change ou pas avec l'énergie des particules incidentes. Nous avons vu que l'énergie typique des ions utilisés lors d'expérience de RBS était inférieure à 1 MeV. Or une résolution relative de l'ordre de 0.35% donne à cette énergie une résolution en énergie de 3.5 keV. On gagnerait ainsi beaucoup en comparaison d'une diode silicium qui affiche toujours une résolution de l'ordre de 15 keV à cette énergie. Pour être vérifié, cet effet nécessite de mettre le bolomètre en ligne avec un faisceau, mais cela pourrait donner des résultats intéressants.

G.IV. Analyse du bruit ligne de base.

Nous avons vu au cours de la présentation des résultats obtenus avec des particules alpha que le bruit ligne de base mesuré sur nos bolomètres était relativement important. On a ainsi typiquement 10 keV sur les bolomètres massifs et de l'ordre de 5 keV sur les petits bolomètres. Cette contribution ne nous a pas gêné pour les expériences de spectrométrie alpha, la résolution étant limitée par d'autres phénomènes, néanmoins nous espérons améliorer cette résolution et le bruit ligne de base risque alors de nous empêcher de voir les effets escomptés qui sont de l'ordre du keV. De plus la validation de nos bolomètres pour une utilisation dans des expériences de recherche de Matière Noire, passe obligatoirement par des mesures de résolutions à des énergies inférieures à 100 keV. Les résolutions relatives souhaitées sont modestes, 1 % suffisant amplement, mais cela amène malgré tout à des résolutions en énergie une nouvelle fois de l'ordre de 1 keV. Or nous verrons que le bruit ligne de base nous a totalement limité dans cette étape de validation. Il est certain que les efforts n'ont pas été mis assez tôt durant ce travail pour comprendre et améliorer ce bruit ligne de base et à l'heure de cette rédaction de nombreuses expériences n'ont pu fournir toutes leurs ressources du fait de cette limitation. Il ne faut néanmoins pas oublier que nous avons buté longtemps sur une limitation de la résolution à 1% sur les alpha et que la priorité était avant tout de comprendre ce phénomène. Toute l'étude des petits bolomètres a alors suivie et a apporté les résultats intéressants exposés dans la précédente partie.

Il est évident que amélioration de ces résultats passe par un effort considérable à consacrer à tout l'environnement expérimental. L'effort a déjà été entrepris sur l'environnement électromagnétique, nous avons d'ailleurs vu que l'utilisation d'un Lock-In n'améliore pas nos résultats et nous verrons que les spectres de bruits ne comportent pas de contributions importantes imputables aux perturbations électromagnétiques. La partie mécanique a peut-être été un peu négligée, notre cryostat est, bien entendu, monté sur un système de suspension pour s'affranchir le plus possible des vibrations du sol et les tuyaux de pompage et de circulation sont, autant que possible, découplés mais l'isolation du cryostat des ondes sonores inévitables est encore trop sommaire. D'autre part nous utilisons des câbles coaxiaux pouvant générer de la triboélectricité lorsqu'ils sont mis en vibration : si les tensions induites sont rejetés par l'utilisation d'un Lock-In, il reste néanmoins possible que la vibration des câbles puisse se transmettre en partie au support du bolomètre et induire des bruits thermiques dans celui-ci. Tout porte à croire en effet que nous souffrons d'un bruit thermique, nous verrons en effet que le bruit augmente le plus souvent avec la sensibilité du bolomètre ce qui semble mettre hors de cause un bruit propre des couches de NbSi.

L'étude de ce bruit propre des films de NbSi a été en partie menée par Philippe Camus [Camus] et montre qu'à des fréquences inférieures à 20 Hz ces couches montrent, sous certaines géométries et dans certaines conditions de polarisation, un excès de bruit en comparaison du bruit Johnson théorique. L'excès de bruit est typiquement d'un facteur 3 à une fréquence 10 Hz. La compréhension de cet excès de bruit passe par une étude fine de son l'évolution avec la polarisation, de la distance de l'échantillon à la Transition Métal Isolant et de la géométrie du film, notamment son épaisseur. Cette étude n'en est qu'à ses débuts et il est encore difficile de tirer des conclusions.

La Figure G 37 montre des spectres de bruits acquis lors de l'expérience avec le bolomètre tricomposite (2) pour une température de bain de 26 mK. L'échantillonnage imposait une fréquence de Nyquist de 4 kHz (8192 points numérisés sur une fenêtre temporelle de 1 s). Afin d'éviter des effets de repliements de bande, le bruit est passé dans un filtre analogique passe-bas à 2 kHz avant la numérisation. L'électronique utilisée impose, de plus, un filtre passe-haut à environ 10 Hz visible sur les spectres.

Le bruit de l'électronique a été mesuré de manière indépendante avec une résistance de 1 MΩ mise à froid et montée avec le même circuit de lecture que celui utilisé pour les bolomètres. On mesure un bruit propre de l'électronique blanc jusqu'à environ 20 Hz de valeur 2 nV/Hz^{1/2}.

Pour montrer le caractère thermique du bruit, nous avons procédé en trois étapes. La première consiste en l'acquisition de spectres dans des conditions différentes de sensibilités du bolomètre en relevant de plus les valeurs de résistances du thermomètre. On a ainsi pris 5 configurations typiques :

- | | | | | |
|--------------------------|----------|---------------------------|------------------------|--------------|
| 1. P ₀ =2 nW | R=7.1 MΩ | V _{bolo} =120 mV | T _e =105 mK | S=370 nV/keV |
| 2. P ₀ =4 nW | R=3 MΩ | V _{bolo} =110 mV | T _e =115 mK | S=305 nV/keV |
| 3. P ₀ =8 nW | R=1.1 MΩ | V _{bolo} =95 mV | T _e =170 mK | S=190 nV/keV |
| 4. P ₀ =14 nW | R=0.4 MΩ | V _{bolo} =75 mV | T _e =220 mK | S=110 nV/keV |
| 5. P ₀ =15 nW | R=0.2 MΩ | V _{bolo} =55 mV | T _e =260 mK | S=75 nV/keV |

Les 5 spectres de bruit typiques donnés en V/Hz^{1/2} sont indiqués sur les spectres en bas de la Figure G 37. On se rend compte que le bruit augmente avec la sensibilité du bolomètre. Les niveaux de bruit sont élevés, supérieurs à 10 nV/Hz^{1/2} et donc au-dessus du niveau de bruit de l'électronique. Les différents spectres sont fortement dispersés.

Pour comparer ces valeurs au bruit Johnson, nous avons alors normalisé ces spectres par la valeur du bruit Johnson attendu aux températures et résistances mesurées. Le résultat est indiqué sur les spectres du haut de la Figure G 37. Le niveau de bruit est largement supérieur au bruit Johnson attendu, pour les fréquences comprises entre 100 Hz et 500 Hz, on oscille entre 3 et 10 fois le niveau attendu. Il est important de noter que ces niveaux ne sont pas compatibles avec les résultats préliminaires de l'étude du bruit propre des films de NbSi qui montrent qu'au-dessus de 50 Hz les films affichent un bruit blanc du même niveau que le bruit Johnson. On notera également que les différents spectres restent très dispersés.

Enfin nous avons normalisé les spectres par la valeur de la sensibilité mesurée du bolomètre. Les résultats sont résumés par les spectres du milieu de la Figure G 37. Les spectres sont alors donnés en keV/Hz^{1/2} et l'on se rend compte qu'ils se confondent tous. Cela traduit bien le caractère thermique du bruit observé. En effet, les fluctuations de température du bolomètre sont directement perçus comme un bruit en énergie. L'origine de ce bruit thermique a été brièvement discutée précédemment et l'on mesure bien ici l'ampleur des efforts à effectuer pour retrouver des niveaux de bruits pouvant s'expliquer uniquement par le bruit propre des films de NbSi et de l'électronique.

Figure G 37

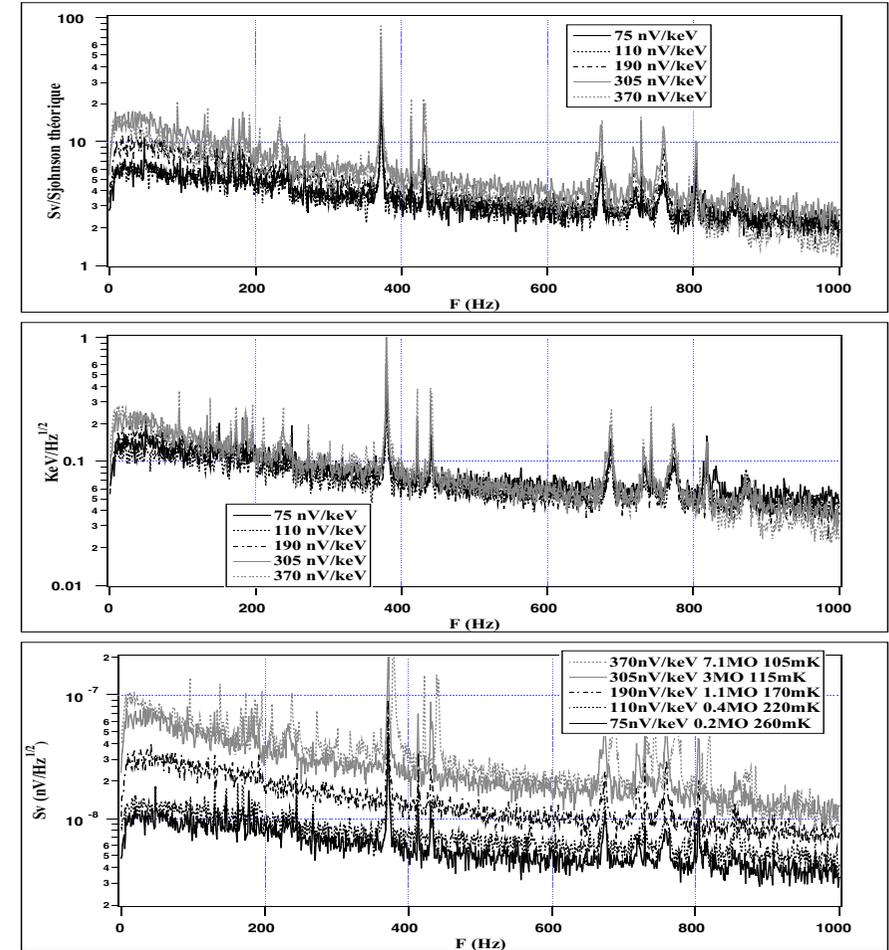


Figure G 37 : Spectres de bruit acquis sur le bolomètre tricomposite (2) sous différentes conditions de sensibilité et de polarisation. Les spectres de bruits sont rassemblés sur la figure du bas. La figure du haut présente les mêmes spectres normalisés par la valeur du bruit Johnson attendu, et la figure du milieu les montre normalisés par la sensibilité du bolomètre : les spectres sont alors confondus, preuve d'un bruit d'origine thermique.

G.V. Validation des bolomètres massifs par rapport aux contraintes des expériences de recherche de Matière Noire.

Nous avons déjà discuté les principales contraintes imposées par les expériences de recherche de Matière Noire sur les détecteurs. Brièvement résumées, ces contraintes sont la possibilité d'avoir des détecteurs de masses raisonnables, de pouvoir changer la nature de la cible, d'avoir un seuil de détection le plus bas possible et une résolution de l'ordre de 1 keV pour des énergies de l'ordre de 100 keV. Enfin, une contrainte qui est souvent oubliée est que le détecteur doit avoir une réponse totalement homogène dans tout son volume actif : les WIMPs sont en effet susceptibles de créer un recul de noyaux à tout endroit du détecteur.

Il a déjà été montré que la sensibilité aux phonons hors d'équilibre permettait de travailler avec des détecteurs de plusieurs centaines de grammes avec une sensibilité raisonnable [Marnieros 98]. Les films de NbSi pouvant s'évaporer sur toutes sortes de surfaces, il n'y a pas de problèmes majeurs pour développer des bolomètres munis d'absorbeur divers. Nous avons d'ailleurs testé des bolomètres en saphir, en silicium et germanium au cours de ce présent travail. La contrainte sur le choix de l'absorbeur vient plutôt de la nécessité d'avoir un rejet actif du bruit de fond. Le choix actuel de la collaboration Edelweiss de développer des bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur limite en pratique le choix au germanium et au silicium. Mais l'utilisation d'une discrimination par mesure de la chaleur et de la lumière autorise un plus grand choix, le nombre de matériaux luminescents étant important. A noter que l'utilisation des films minces permet de rêver à une discrimination par la seule analyse des impulsions de température, rêve qu'interdisent les bolomètres fonctionnant en régime purement thermique.

Il nous reste à discuter le problème du seuil, de la résolution et de l'indépendance de la réponse du détecteur au point d'impact.

On comprend bien que le niveau actuel de bruit ligne de base va nous interdire totalement de répondre simplement à ces questions. En effet, l'expérience typique à entreprendre est d'arroser le bolomètre avec une source gamma d'énergie connue et suffisante pour pénétrer dans tout le volume, et de mesurer alors le bruit ligne de base et la résolution. Le bruit ligne de base nous donne alors indirectement le seuil permis : on fixe souvent arbitrairement le seuil à 3σ , σ étant l'écart type du bruit ligne de base. Si la mesure de la résolution avec des gamma pénétrant tout le cristal est satisfaisante, le détecteur est validé. Dans le cas contraire, une étude en fonction de l'énergie de la raie gamma de calibration permettra d'analyser les causes de dégradation de la résolution et en particulier le rôle du point d'impact.

Pour nos bolomètres en Ge, la raie gamma à 122 keV du ^{57}Co a une longueur d'absorption d'environ 5 mm et permet donc de tester une bonne partie du volume du bolomètre. La raie gamma à 60 keV est souvent utilisée, mais elle pénètre seulement sur une profondeur de 1 mm. On peut utiliser les deux raies à 1332 keV et 1173 keV du ^{60}Co afin d'être certain de tester tout le volume avec la même efficacité.

G.V.1. Test du bolomètre en Ge avec des sources gamma.

Comme nous l'avons déjà dit nous allons être fortement limités par la contribution du bruit ligne de base, mais il reste néanmoins, à vérifier que la résolution n'est pas supérieure à la valeur de ce bruit (ce qui est le cas pour les spectres alpha).

La Figure G 38 montre un spectre acquis dans les mêmes conditions que le spectre alpha de la Figure G 14, l'acquisition s'est effectuée durant la même expérience en utilisant la raie gamma à 60 keV de ^{241}Am . La résolution mesurée est de 11 keV à comparer au bruit ligne de base de 9 keV. La résolution est bien limitée par la contribution du bruit ligne de base, la différence entre les deux valeurs ne permet pas d'affirmer qu'il existe d'autres sources de fluctuations. À noter que durant cette expérience seule une petite partie du volume a été testée (la pénétration est d'environ 1 mm). On peut se rendre compte de l'importance du bruit sur l'allure d'une impulsion typique.

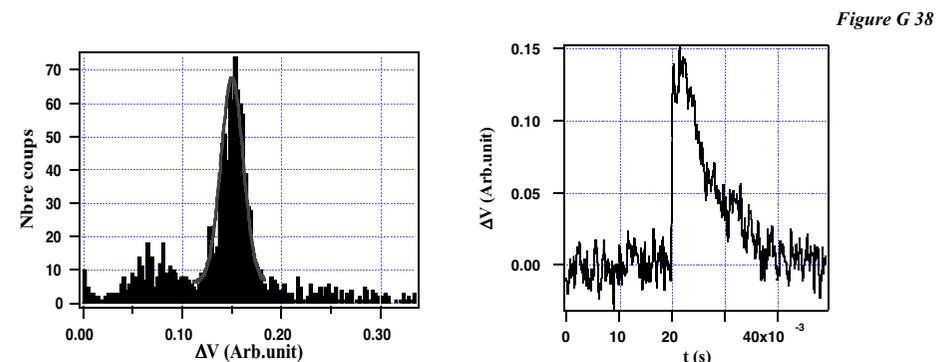


Figure G 38 : Spectre de la raie gamma à 60 keV de ^{241}Am et son ajustement à une gaussienne. La résolution est du même ordre que le bruit ligne de base (11 keV contre 9 keV). Le spectre contient 1500 événements. Une impulsion typique montre bien l'importante contribution du bruit.

Afin d'avoir un rapport signal/bruit plus conséquent nous avons soumis le bolomètre en Ge à une source de ^{60}Co produisant des gamma de plus hautes énergies. Le problème est qu'une telle source produit un nombre très important de Compton et qu'il est très difficile de travailler avec une source trop active sans avoir des effets d'empilement. Il vient alors un nouveau problème : on est tenté de travailler avec une source de très faible activité, mais dans un environnement non protégé de la radioactivité ambiante le fond est très important autour des énergies des raies du ^{60}Co . Une optimisation doit se faire faisant intervenir les rapports entre pics de pleines énergies (les gamma laissant toute leur énergie dans le bolomètre), fond Compton causé par la source et fond de l'environnement. L'optimisation a été faite sur le code de calcul GEANT, mais le fond dû à l'environnement a été négligé et la source s'est avérée peu active en rapport des événements provenant du fond : les raies ont alors du mal à se dégager clairement et il est difficile d'estimer proprement la résolution.

Les conditions d'acquisition étaient les suivantes : $T_{\text{bain}}=14$ mK, $P_0=8$ pW, $R=1.1$ M Ω , $T_e=27$ mK et $S=35$ nK/keV. Le run s'est déroulé sur environ 10 H et 30 000 événements ont été acquis.

Le spectre obtenu avec l'amplitude des impulsions est montré sur la Figure G 39 ainsi qu'une impulsion typique. Les raies sont bien séparées de 12.7% comme on l'attend. De la raie à 1332 keV on déduit une résolution relative de l'ordre de 4% donnant une résolution d'environ 50 keV. Cette résolution est difficile à estimer du fait du fond important. La valeur de 4% est donné par la largeur à mi-hauteur du pic normalisé par la valeur au sommet. Cette valeur reste une indication et demande à être vérifiée avec un fond moins important.

Figure G 39

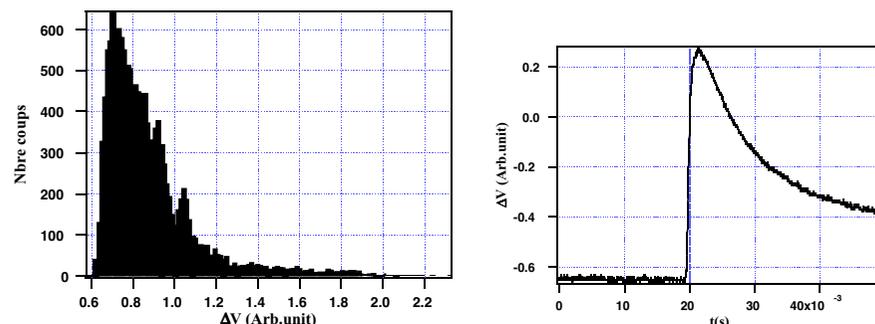


Figure G 39 : Spectre obtenu sur le bolo en Ge avec une source de ^{60}Co . Les deux pics sont bien séparés de 12.7 % comme on l'attend. La résolution est difficile à déterminer correctement du fait de l'importance du fond, on peut l'estimer aux alentours de 4%. La figure de droite montre une impulsion typique de la raie à 1332 keV.

G.V.2. Limitation du modèle développé de « gaz de phonons ».

Nous avons vu que le modèle développé dans la partie G.I.2 expliquait de manière tout à fait satisfaisante le comportement du bolomètre et la forme observée des impulsions alpha. Il est intéressant de noter qu'il prévoit par sa nature même une indépendance totale de la réponse du bolomètre au point d'impact des particules. En effet, ce modèle part du principe que les phonons initiaux créés par l'impact de la particule se désexcitent très rapidement par processus anharmoniques N et élastique I en un gaz de phonons hors d'équilibre d'énergie relativement élevé et stable vis à vis des processus précédents. On perd donc rapidement toute information sur le point d'impact et donc la réponse du bolomètre est sensée s'affranchir totalement de cette information.

Un moyen simple de vérifier cette hypothèse est de considérer un bolomètre muni de deux thermomètres identiques : si l'hypothèse est correcte les deux thermomètres doivent donner le même signal (pourvu qu'ils aient la même sensibilité), dans le cas contraire l'hypothèse d'une population homogène de phonons est à rejeter.

Nous avons donc réalisé un tel bolomètre ainsi que les voies de lectures électroniques nécessaires. Le bolomètre a la même géométrie que le bolomètre en Ge mais l'absorbeur est en saphir. Les deux films annulaires sont distants d'environ 10 mm, ils ont une épaisseur de 750 Å et une longueur de 1.2 mm, la largeur est égale à la circonférence du cylindre et vaut donc 63 mm. La Figure G 40 rappelle la géométrie du bolomètre.

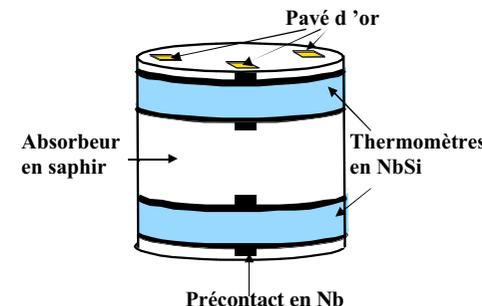


Figure G 40

Figure G 40 : schéma du bolomètre utilisé pour vérifier l'hypothèse d'une population homogène de phonons suivant l'impact d'une particule. L'absorbeur est un cylindre de saphir ($H=20\text{mm}$, $\phi=20\text{mm}$). Les films de NbSi ont une concentration de 8.8% en Nb et une épaisseur de 750 Å pour une longueur de 1.2 mm chacun.

Nous avons alors irradié le bolomètre avec une source de ^{60}Co placée à l'extérieur du cryostat et numérisé les impulsions obtenues sur les deux voies. En traçant alors le rapport des amplitudes de ces impulsions, on peut se rendre compte si effectivement une même fraction de l'énergie se thermalise dans chaque film. D'autre part, l'énergie totale laissée dans le cristal doit être donnée de manière indépendante par l'intégrale de la partie thermique de chaque impulsion : on doit donc vérifier que le rapport de ces intégrales ne fluctue pas.

La Figure G 41 résume les résultats obtenus. La sensibilité du bolomètre était d'environ 30 nV/keV sur chaque voie pour une température de thermomètre d'environ 50 mK.

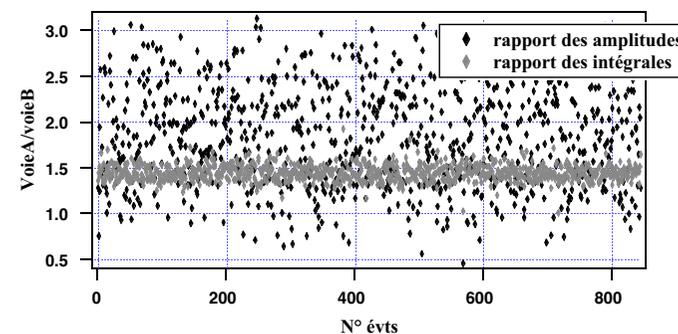


Figure G 41

Figure G 41 : Rapport des amplitudes des impulsions de tension de chaque thermomètre, et rapport des intégrales des parties thermiques.

Comme prévue, le rapport des intégrales des parties thermiques des impulsions est constant (les fluctuations sont de 3 %, en accord qualitatif avec le bruit mesuré), mais le rapport des amplitudes fluctue d'environ 30%. La fraction de l'énergie piégée dans chaque thermomètre varie donc beaucoup d'un événement à l'autre, en contradiction avec l'hypothèse d'un gaz homogène de phonons hors d'équilibre, imposant que cette fraction soit constante. Notre interprétation s'est portée sur des effets de surchauffe locale des films causant des réponses non homogènes des thermomètres pour des événements arrivant suffisamment proches des films. Néanmoins une majorité d'événements ont lieu suffisamment loin des deux films, et on devrait voir une population majoritaire pour laquelle la même fraction de l'énergie est piégée dans chaque thermomètre, or cette population n'apparaît pas.

Nous avons également pensé à l'influence que pouvait avoir des dépôts multiples de l'énergie gamma, si chaque événement est en fait la somme de différents dépôts d'énergie par effet Compton ayant lieu à des endroits éloignés dans l'absorbeur la compréhension de la dispersion observée est plus facilement explicable. Des simulations avec le code de calcul GEANT montre pourtant que l'immense majorité des événements dépose leur énergie par un unique effet Compton, de plus les électrons résultants de ces effets Compton ont une énergie inférieure à 1 MeV et parcourent alors moins de 1.5 mm dans le saphir. La majorité des événements induit donc des dépôts d'énergie fortement localisés.

Nous n'avons pas encore d'explications satisfaisantes pour analyser ces importantes dispersions dans les amplitudes observées avec des gamma. L'analyse est d'autant plus difficile que ces dispersions n'existent pas lorsque l'absorbeur est irradié avec des particules alpha. La Figure G 42 montre ainsi le rapport des amplitudes obtenues avec la raie à 5.5 MeV de la source d'²⁴¹Am. Nous voyons que le rapport est constant à mieux que 1.5 % (comme le rapport des intégrales).

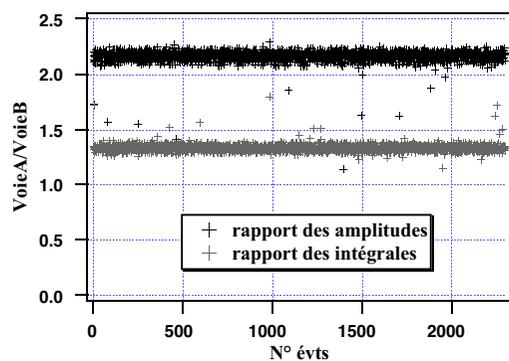


Figure G 42

Figure G 42 : Rapport des amplitudes et des intégrales des parties thermiques de chaque voie pour des particules alpha. Les sensibilités des thermomètres étant différentes, les rapports sont différents de 1

Ce résultat peut sembler tout à fait normal, vu que les particules alpha tapent toujours au même endroit à la surface de l'absorbeur. Néanmoins, cet endroit est typiquement à 1 cm du film le plus bas et 2 cm du film le plus haut, et le calcul de la fraction de l'énergie déposée thermalisée directement dans chaque thermomètre **donne une valeur de ϵ similaire pour les deux films**. Cela paraît en contradiction avec l'effet observé sur les gamma, mais est en accord avec l'hypothèse d'un gaz homogène de phonons hors d'équilibre.

Nous observons des comportements de piégeage de l'énergie dans les thermomètres à priori de nature différente suivant la nature de la particule incidente. Cet effet peut être très intéressant pour d'éventuelles discriminations de la particule incidente, et son étude se poursuit mais ces différences de comportement restent encore incomprises.

Conclusion

La résolution ultime d'un bolomètre, du point de vue de la thermodynamique, décroît sans limites avec la température, ce qui explique les perspectives attrayantes de ces détecteurs. Cependant, dans le cas d'événements impliquant des reculs de noyaux dans un absorbeur solide, des mécanismes de piégeage de l'énergie peuvent limiter la résolution à des valeurs bien plus élevées. Nous avons repris l'analyse de ces phénomènes dans la perspective d'appréhender la limite en résolution pour la détection d'ions éventuellement sur faisceau et dans la recherche de WIMPs, hypothétiques composants de la Matière Noire non baryonique.

Nous avons réestimé ces limites en montrant que la création de défauts étendus pouvait abaisser leur niveau sensiblement au dessous des valeurs attendues avec une approximation de collisions binaires et de défauts ponctuels. C'est donc une conclusion favorable au développement des bolomètres pour ce type d'application.

Les résolutions expérimentales actuelles sont encore nettement au-dessus de ces estimations. Pour notre part, nous avons étudié, au moyen de sources alpha, le rôle, du point de vue de la résolution, du mode de fonctionnement de bolomètres équipés de senseurs en couches minces. Nous trouvons qu'en régime athermique sur nos bolomètres massifs, la résolution est limitée à 1% de l'énergie déposée. Cette limite est difficile à comprendre dans le cadre des modèles de phonons hors d'équilibre développés jusqu'ici. Elle suggère des études plus poussées sur les premières excitations parvenant au thermomètre après l'impact. Les mécanismes de focalisation des phonons pourraient être déterminants.

Nous avons montré que l'analyse de la partie thermique des signaux, qui suit le régime transitoire athermique, conduit parfois à une meilleure résolution. Mais l'indétermination de l'instant de l'impact, du moins de l'instant équivalent pour l'écoulement de l'énergie à travers la fuite thermique, conduit à la même limite de l'ordre de 1% et sans doute pour les mêmes raisons que précédemment.

Nous avons donc développé des bolomètres fonctionnant « par construction » en régime purement thermique et atteint des résolutions de 0.35% avec des temps de réponses de l'ordre de 1 ms. Ce résultat, que nous pensons perfectible, est très encourageant pour le développement de bolomètres pour l'analyse des ions. Cependant, il ne nous a pas permis de tester nos prédictions théoriques sur la résolution absolue et, en particulier, d'analyser le rôle de la nature de l'absorbeur (métallique ou diélectrique). Pour ce propos, le recours à des ions plus lourds et moins énergétiques que les particules alpha est sans doute inévitable.

Enfin nous avons acquis la conviction que pour franchir de nouvelles étapes un effort considérable doit être fait pour améliorer le bruit ligne de base de nos signaux, que nous imputons pour l'essentiel aux défauts de notre installation, dont nous avons entrepris le renouvellement.

Nous avons donc montré que les couches thermométriques de Nb_xSi_{1-x} étaient adaptées à la réalisation de bolomètres massifs fonctionnant en régime athermique, aussi bien qu'à des

configurations fonctionnant en régime thermique. Dans ce dernier cas, la possibilité de varier aisément dans une large gamme leur composition, leur forme et la nature des substrats, en fait des thermomètres intéressants pour diverses applications.

Au cours de ce travail, nous avons montré la possibilité d'ajuster finement la résistance de ces thermomètres par recuit ou irradiation, ainsi que de les coupler sans colle à un absorbeur.

En revanche, leur exploitation en régime athermique demande une étude particulière de leur sensibilité au point d'impact dans l'absorbeur. Des mécanismes de surchauffe transitoire des thermomètres de grande surface pourraient jouer un rôle déterminant sur la résolution. La contrepartie positive de ces phénomènes serait la possibilité de localiser, peut-être de discriminer les événements sur la base d'une analyse temporelle fine des signaux athermiques. Ces possibilités représentent un enjeu essentiel dans les expériences de recherche d'événements rares.

Références bibliographiques

- [Alessandrello 99] A. Alessandrello et al., Physical Review Letters, 3(vol82), 513-515 (Jan 99).
- [Alessandrello 99b] A. Alessandrello et al., in Proceedings of the 8th International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-8), Dalfsen, The Netherlands (15-20 August 199). À paraître dans Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A
- [Amsel 76] G. Amsel, C. Cohen et A. L'Hoir, Proc. Int. Conf. on Ion Beam Surface Layer Analysis, vol 2 p. 953 (Karlsruhe 1975).
- [Andersen 79] H.H. Andersen, Applied Physics, 18, 131-141 (1979).
- [Andersen 85] H.H. Andersen, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B12, 437-439 (1985).
- [Andersen 86] H.H. Andersen, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B15, 722-728 (1986).
- [Balanzat 93] E. Balanzat and S. Bouffard, Solid State Phenomena, 30&31, 7-74 (1993). Les deux volumes sont regroupés dans Materials under Irradiations (Ed. A. Dunlop, F. Rullier-Albenque, C. Jaouen, C. Templier and J. Davenas (1993))
- [Béal 64] M.T. Béal, J. Friedel, Physical Review, 135 2A, 466- (1964)
- [Baudis 99] L. Baudis et al., Physical Review D, 2(vol59) (Jan 1999).
- [Carstanjen 98] H.D. Carstanjen, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B136-138, 1183-1190 (1998).
- [Camus] P. Camus est en Post-Doc depuis Sept 98 au CSNSM et travaille à l'application des films de NbSi aux bolomètres infrarouges.
- [Chapellier 96] M. Chapellier, Détection de rayonnement à très basse température, 3^{ème} Ecole d'Automne d'Aussois (Sept. 96).
- [Damour 98] T. Damour and L M. Krauss, astro-ph/9807099.
- [de Marcillac 93] Pierre de Marcillac, Bolomètres massifs refroidis à très basse température pour la détection de matière noire non baryonique, PhD thesis, Université Paris VII (Décembre 1993)
- [Diaz de la Rubia 96a] T. Diaz de la Rubia, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 120, 19-26 (1996).
- [Diaz de la Rubia 96b] T. Diaz de la Rubia, Annual Review of Material Science, 26, 613-649 (1996)
- [Di Stefano 98] Recherche de matière sombre non-baryonique au moyen d'un bolomètre à ionisation dans le cadre de l'expérience Edelweiss, PhD thesis, Université Paris XI Orsay (Septembre 98).
- [Efros 75] A.L. Efros, B.I. Shklovskii, J. Phys. C, 8, L49 (1975).
- [Enders 92] Th. Enders, M. Rille and H.D. Carstanjen, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B64, 817-824 (1992).
- [Feldman 86] L.C. Feldman et J.W. Mayer, Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis (North Holland 1986).

- [Goodman 85] M.W. Goodman and E.Witten, Physical Review D, 31, 3059-3063 (June 1985).
- [Irwin 96] K.D. Irwin et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 370, 177-179 (1996)
- [Kimura 98] K. Kimura et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B136-138, 1196-1202 (1998).
- [Kinchin 55] G.H. Kinchin and R.S. Pease, Reports on Progress in Physics, 18, 1-51 (1955)
- [Kittel 85] C. Kittel, Physique de l'état solide (5^{ème} édition), Dunod, Paris (1985).
- [Klein 68] C. A. Klein et al., J Appl Phys 39, 2029 (1968).
- [Knoll 89] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, 2nd Edition. John Wiley and Sons (1989).
- [Ladieu 94] F. Ladieu, Transport dans les isolants désordonnés en régime de cohérence quantique, PhD thesis, Université Paris VI Jussieu (Octobre 1994).
- [Ladieu-Juillard] F. Ladieu et A. Juillard, en écriture.
- [Lanford 98] W.A. Lanford et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B136-138, 1177-1182 (1998).
- [Lesueur 96] D. Lesueur, Détection de rayonnement à très basse température, 3^{ème} Ecole d'Automne d'Aussois (Sept. 96).
- [L'Hoir 91] A. L'Hoir, Interactions des ions avec la matière, cours de DEA de Microélectronique de l'Université Paris VII (1991).
- [LTD7 97] Proceedings of the Seventh International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-7), Munich (27 July-2 August 1997). Non publié.
- [LTD8 99] Proceedings of the 8th International Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-8), Dalfsen, The Netherlands (15-20 August 1999). À paraître dans Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.
- [Lindhard 63] J. Lindhard et al., Mat.Fys.Medd.DanVid.Selsk, 33, 10 (1963).
- [Lindhard 63] J. Lindhard et al., Mat.Fys.Medd.DanVid.Selsk, 33, 14 (1963).
- [Maris 90] H.J. Maris, Physical Review B, 41(14), 9736-9743 (may 1990).
- [Maris 93] H.J. Maris et al., Physical Review B, 47(2), 727-739 (jan 1993).
- [Marnieros 98] S. Marnieros, Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température, PhD thesis, Université Paris XI Orsay (mai 1998).
- [Marnieros 2000] S. Marnieros, L. Bergé, A. Juillard and L. Dumoulin, Physical Review Letters, à paraître.
- [Massé 94] D. Massé et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 339, 131-136 (1994).
- [Menendez 84] J. Menendez et al., Physical Review B, 29, 2051 (1984).
- [Mirabolfathi] N. Mirabolfathi, PhD thesis, Université Paris XI Orsay (commencée en Sept 98)
- [Mosca 96] L. Mosca, Survey in High Energy Physics, 9, 275 (1996).
- [Navick 97] Etude et optimisation de bolomètre à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de matière noire, PhD thesis, Université Paris VII Jussieu (September 1997).
- [Nordlund 98] K. Nordlund et al., Physical Review B, 13(vol57), 7556-7570 (April 1998)
- [ORTEC 98]. EG&G ORTEC, données fabricant (catalogue 1998).

- [Pecourt 98] S. Pécourt, Matière Noire non Baryonique : détecteurs à scintillation et bolomètres pour la recherche de WIMPs, PhD thesis, Université Lyon I Claude Bernard (Mai 1998).
- [Pröbst 95] F. Pröbst et al., Journal of Low Temperature Physics, 100, 69- (1995)
- [Raffelt 97] G.G. Raffelt, Contribution to the Proceedings of the 1997 European School of High-Energy Physics, Menstrup near Naestved, Denmark (25 May-7 June 1997)
- [Rubin 50] S. Rubin, Physical Review, 18, 83 (1950).
- [Rubin 57] S. Rubin, T.O. Passell and L.E. Bailey, Anal. Chem., 29, 736 (1957).
- [Sarsa 96] M.L. Sarsa et al., Physics Letters B, 386, 458-462 (October 1996).
- [Seeger 97] K. Seeger, Semiconductor Physics, 6th Edition. Springer (1997)
- [Simon 2000] E. Simon, Calibration de bolomètres chaleur ionisation par diffusion de neutron, PhD thesis, Université Lyon I Claude Bernard (commencée en octobre 97).
- [Spooner 91] N.J.C. Spooner et al., Physics Letters B, 273(3), 333 (dec 1991).
- [Shutt 92] T. Shutt et al., Physical Review Letters, 69(24), 3425-3427 (dec 1992).
- [Smeenk 82] R.G Smeenk et al., Nuclear Instruments and Methods, 195, 581-586 (1982).
- [Steinbauer 94a] Steinbauer et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 339, 102-108 (1994).
- [Steinbauer 94b] Steinbauer et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 85, 642-649 (1994).
- [Swartz 89] E.T.Schwartz and R.O. Pohl, Reviews of Modern Physics, Vol.61, No3, 605-668 (1989)
- [Wang 90] N. Wang et al., Physical Review B, 41, 3761 (1990).
- [Woiwod 89] S. Woiwod, PhD thesis (KFA Jülich 1989).
- [Young 90] B.A. Young, B. Cabrera, and A.T. Lee, Physical Review Letters, Vol64, No23, 2795-2798 (1990)
- [Zwicky 33] F. Zwicky, Helvetica Physics Acta 6, 110 (1933).

Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux.

Résumé de la thèse :

Les bolomètres sont des détecteurs fonctionnant à très basse température et mesurant l'énergie déposée par une particule par les effets thermiques induits. Toutes les excitations dans un solide finissant sous forme de chaleur (phonons), les bolomètres sont des détecteurs universels capables de mesurer l'énergie de rayonnements ionisants ou non.

Du strict point de vue thermodynamique, la résolution permise par un bolomètre décroît sans limite avec la température. Cela explique en partie les perspectives attrayantes de ces détecteurs, d'ailleurs utilisés dans de nombreux secteurs de la physique (physique des particules, cosmologie, analyse X) où ils offrent souvent les records de résolution (par exemple, 5 eV sur des X de 6 keV).

Si le bruit thermodynamique de fluctuation de l'énergie interne du bolomètre fixe la limite ultime, d'autres facteurs, propres à chaque type d'expérience, interviennent dans la résolution. De manière générale, le bolomètre est directement sensible à toute fluctuation du rapport entre l'énergie déposée et l'énergie effectivement thermalisée et donc mesurée. Nous avons ainsi étudié les phénomènes à l'origine de la fraction de l'énergie non convertie en chaleur, ainsi qu'à leur fluctuation.

Parmi les nombreuses utilisations des bolomètres, ce travail s'est principalement intéressé à deux champs d'application : la mesure de l'énergie d'ions intervenant dans des expériences sous faisceau, et la détection directe de WIMPs dans le cadre d'une recherche de Matière Noire non baryonique. Ces deux applications ont en commun de faire intervenir des reculs de noyaux dans les processus de conversion de l'énergie.

Lorsqu'ils sont suffisamment importants, ces reculs sont susceptibles de créer des défauts (dans un absorbeur solide). Nous avons estimé l'influence sur la résolution de la fluctuation du nombre de défauts ainsi créés au moyen d'une approximation de collisions binaires et de défauts ponctuels (modèle de Kinchin-Pease, et code de calcul TRIM) ainsi qu'en utilisant des résultats de simulations de Dynamique Moléculaire, où les effets collectifs sont pris en considération. L'analyse des simulations de Dynamique Moléculaire montre que les défauts créés ne sont pas uniquement de nature ponctuels, sous forme de paires de Frenkel, mais que des reculs importants peuvent engendrer des défauts étendus susceptibles de stocker moins d'énergie. Les limites sur la résolution ainsi estimées sont sensiblement abaissées dans certaine condition par rapport à celles déduites d'une approche purement binaire. On espère ainsi une résolution inférieure à 1 keV pour des particules alpha de quelques MeV, et une résolution d'environ 150 à 500 eV pour des reculs de 10 keV dans du Ge.

Ces estimations suggèrent donc que les bolomètres peuvent apporter un gain très important en résolution dans des expériences de RBS en comparaison de tous les autres types de détecteurs, notamment des diodes Si usuellement utilisées (donnant une résolution de l'ordre de 15 keV). S'il se vérifiait expérimentalement, ce gain en résolution devrait permettre une séparation en masse accrue ainsi qu'une résolution en profondeur de l'ordre d'une monocouche atomique.

Pour des expériences de détection directe de WIMPs, la limitation de la résolution à basse énergie (de l'ordre de 10% pour des reculs de quelques keV) pourrait masquer les effets attendus de la modulation annuelle qui est typiquement de 5%, et rendre plus difficile la discrimination entre reculs d'électrons et reculs de noyaux pour les bolomètres munis de la mesure simultanée de la chaleur et de l'ionisation.

Le thermomètre est une pièce fondamentale du bolomètre. Sa nature et son mode de couplage à l'absorbeur influence grandement le comportement global du bolomètre. Le plus souvent le thermomètre n'est sensible qu'à la température de l'absorbeur et le bolomètre fonctionne dans un régime dit « thermique ». Les thermomètres utilisés dans ce travail sont des couches minces de Nb_xSi_{1-x} évaporées directement sur l'absorbeur. La propriété de l'interface entre les films et l'absorbeur rend alors nos thermomètres sensibles aux phonons hors d'équilibre portant une fraction de l'énergie avant sa thermalisation complète dans l'absorbeur : le bolomètre fonctionne alors en régime dit « athermique ».

Les propriétés des couches minces de Nb_xSi_{1-x} répondent à la problématique générale de la transition métal-isolant (TMI) de Mott-Anderson, et nous avons étudié les grandeurs caractéristiques de ces couches. Nous avons montré que la résistivité de nos films pouvait être ajustée après l'évaporation par un recuit ou par une irradiation. Cet effet peut être particulièrement intéressant pour des applications en imagerie où l'on souhaite utiliser des matrices de bolomètres dans lesquelles l'électronique impose des contraintes fortes d'homogénéité en résistance.

L'ambition de ce travail était d'atteindre expérimentalement les limites à la résolution auxquelles nous avaient conduits notre réflexion dans le cadre d'événements impliquant des reculs de noyaux. Cette étude s'est faite dans les régimes thermiques et athermiques et sur des bolomètres de masses diverses jusqu'à 200 g.

Sur les bolomètres massifs, nous avons trouvé que la résolution en régime athermique est limitée à environ 1% de l'énergie déposée. Nous ne sommes pas arrivés à expliquer de manière totalement satisfaisante cette limitation avec le modèle de phonons hors d'équilibre que nous avons développé et décrivant pourtant parfaitement l'allure des impulsions et leurs temps caractéristiques. Une étude plus poussée des premières excitations parvenant au thermomètre ainsi que des mécanismes de focalisation des phonons devrait en permettre une meilleure compréhension.

Nous avons montré qu'une analyse de la partie thermique des signaux, suivant le régime transitoire hors d'équilibre, permettait parfois d'améliorer la résolution, mais l'incertitude importante sur la durée du régime transitoire conduit à une limite à nouveau proche de 1%.

Nous avons alors développé des bolomètres fonctionnant en régime purement thermique, pour lesquels le thermomètre est couplé à l'absorbeur par de simples fils d'Au. Ce découplage interdit ainsi aux phonons hors d'équilibre de franchir l'interface entre l'absorbeur et le thermomètre sans être thermalisés. Cette géométrie a permis d'atteindre des résolutions de 0.35% (18 keV sur 5.5 MeV) avec des temps de réponses typiques de 1 ms. Ce résultat, certainement perfectible, est très encourageant pour le développement de bolomètres pour l'analyse par faisceau dans la mesure ou la résolution relative ne devrait pas varier lorsque l'énergie passe de 5

à 1 MeV : on devrait ainsi avoir une résolution de 3-4 keV sur des ions He de 1 MeV à comparer aux 15 keV des diodes Si classiques.

Ce résultat ne nous a néanmoins pas permis de tester nos prédictions théoriques sur la résolution absolue, et, en particulier d'analyser le rôle de la nature de l'absorbeur (diélectrique ou métallique). Pour ce faire, la mise sur faisceau du bolomètre et l'utilisation d'ions plus lourds et moins énergétiques que les particules alpha est sans doute inévitable.

Résumé

Les bolomètres sont des détecteurs fonctionnant à très basse température et mesurant l'énergie déposée par les effets thermiques induits. Toutes les excitations dans un solide finissant sous forme de chaleur (phonons), les bolomètres sont des détecteurs universels capables de mesurer l'énergie de rayonnements ionisants ou non.

La résolution ultime d'un bolomètre, du point de vue de la thermodynamique, décroît sans limites avec la température, cependant, dans le cas d'événements impliquant des reculs de noyaux dans un absorbeur solide, des mécanismes de piégeage de l'énergie peuvent limiter la résolution à des valeurs bien plus élevées. Nous avons analysé ces phénomènes dans la perspective d'appréhender la limite en résolution pour la détection d'ions éventuellement sur faisceau et dans la recherche de WIMPs, hypothétiques composants de la Matière Noire non baryonique.

Nous avons élaboré et caractérisé des bolomètres de masses et de géométries diverses, tous équipés de senseurs thermométriques en couches minces de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$. Les propriétés de ces couches en tant qu'isolant d'Anderson, ainsi que leur sensibilité aux phonons hors d'équilibre ont été étudiées. Nous avons ainsi comparé et interprété les résolutions expérimentales obtenues en régime thermique et athermique. La meilleure résolution que nous avons obtenue est de 0.34%, soit 18 keV sur des particules alpha de 5.5 MeV. Ce résultat est au dessus de nos estimations théoriques, nos bolomètres ont donc une importante marge de progression possible.

Bolometers equipped with thin film Anderson insulator sensors : their resolution for nuclear recoil events

Bolometers are very low temperature detectors which measure a deposited energy by the resulting thermal effects. All the excitations in its absorber finally convert to heat (phonons), so that bolometers are universal detectors capable of measuring radiation's energy, even if it has no ionizing component.

The ultimate resolution of a bolometer, from the thermodynamical point of view, is a decreasing function of the operating temperature. However, in the case of nuclear recoil events in a solid absorber, trapping effects degrade the resolution. These phenomena are studied here in order to find the resolution limit in ion beam analysis and in direct searches for WIMPs (the hypothetical candidates for non baryonic Dark Matter).

Bolometers of different masses and geometries, all equipped with $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ thin film sensors, were made and characterized. The properties of these films as an Anderson insulator, and their sensitivities to the non-equilibrium phonons are studied. Furthermore, the experimental resolution in the thermal and athermal regimes were compared. The best resolution obtained is 0.34% (18 keV on 5.5 MeV alpha particles). This result is above the theoretical resolution estimated in this work, so that these bolometers could achieve further progresses.

Mots clés

Bolomètre. Résolution. Isolant d'Anderson. WIMPs. Recul de noyau. RBS.