



**HAL**  
open science

# Optimisation du pouvoir de résolution et du rejet du fond radioactif de détecteurs ionisation-chaleur équipés de couches minces thermométriques pour la détection directe de WIMPs.

Youri Wladimir Dolgorouky

## ► To cite this version:

Youri Wladimir Dolgorouky. Optimisation du pouvoir de résolution et du rejet du fond radioactif de détecteurs ionisation-chaleur équipés de couches minces thermométriques pour la détection directe de WIMPs.. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT: . tel-00401690v1

**HAL Id: tel-00401690**

**<https://theses.hal.science/tel-00401690v1>**

Submitted on 3 Jul 2009 (v1), last revised 6 Jul 2009 (v2)

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

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

**UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

Pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11**

par  
**Youri Dolgorouky**

Sujet :  
**Optimisation du pouvoir de résolution et du rejet du  
fond radioactif de détecteurs ionisation-chaleur  
équipés de couches minces thermométriques pour la  
détection directe de WIMPS.**

**Jury :**

M Réza ANSARI (Président)  
Melle Corinne AUGIER (Rapporteur)  
M Louis DUMOULIN (Directeur de thèse)  
M Yannick GIRAUD-HÉRAUD (Rapporteur)  
M Alexandre JUILLARD

**C.S.N.S.M. ORSAY**



*« Le savant le sait bien, lui, que sans la science l'homme ne serait qu'un stupide animal sottement occupé à s'adonner aux vains plaisirs de l'amour dans les folles prairies de l'insouciance, alors que la science seule a su lui apporter patiemment, au fil des siècles, le parcmètre automatique et l'horloge pointeuse sans lesquels il n'est pas de bonheur terrestre possible. »*

Pierre Desproge.

*« Sciences sans conscience n'est que ruine de l'âme. »*

François Rabelais

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>La matière noire</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Le fond radioactif de l'expérience EDELWEISS</b>	<b>15</b>
3.1	Introduction . . . . .	15
3.2	Interaction rayonnement-matière . . . . .	17
3.2.1	Les photons . . . . .	17
3.2.2	Les électrons . . . . .	19
3.2.3	Les neutrons . . . . .	20
3.2.4	Les ions . . . . .	21
3.3	Principe de la discrimination particule à particule . . . . .	22
3.3.1	Interaction d'une particule dans un cristal . . . . .	23
3.4	Les détecteurs ionisation-chaleur . . . . .	27
3.4.1	La collecte des charges . . . . .	28
3.4.2	Le volume fiduciel . . . . .	29
3.4.3	La mesure de la chaleur . . . . .	30
3.4.4	L'effet Luke . . . . .	31
3.5	EDELWEISS . . . . .	33
3.5.1	EDELWEISS I . . . . .	33
3.5.2	EDELWEISS II . . . . .	36
<b>4</b>	<b>Les événements de surface</b>	<b>41</b>
4.1	Les événements à collecte incomplète de charge . . . . .	41
4.1.1	La mise en évidence des événements à collecte incomplète de charges . . . . .	41
4.1.2	La collecte incomplète dans les détecteurs ionisation-chaleur . . . . .	42
4.1.3	Interprétation . . . . .	45
4.1.4	Conclusion sur les événements mal collectés . . . . .	50
4.2	Les méthodes d'affranchissement des événements de surface. . . . .	52
4.2.1	Les solutions passives . . . . .	52
4.2.2	Les solutions actives . . . . .	53

<b>5</b>	<b>Physique du détecteur ionisation-chaleur</b>	<b>63</b>
5.1	Sensibilité thermique . . . . .	64
5.2	Équation d'évolution de la température . . . . .	65
5.2.1	Absorbeur simple . . . . .	65
5.2.2	Absorbeur couplé à un cryostat . . . . .	66
5.2.3	Absorbeur couplé à un thermomètre polarisé et à un cryostat . . . . .	67
5.3	Phononique . . . . .	69
5.3.1	Rappel sur les phonons . . . . .	70
5.3.2	Relaxation par des processus de diffusion élastique I . . . . .	71
5.3.3	Relaxation par des processus anharmonique normaux N . . . . .	71
5.3.4	Transport quasi-diffusif . . . . .	73
5.4	Les couches minces NbSi . . . . .	74
5.4.1	La transition métal-isolant. . . . .	74
5.4.2	Saut à distance variable (variable range hoping) . . . . .	79
5.4.3	Le découplage électron-phonon . . . . .	81
5.5	La chaleur spécifique . . . . .	83
5.5.1	La chaleur spécifique des isolants . . . . .	83
5.5.2	La chaleur spécifique des métaux . . . . .	84
5.5.3	Chaleur spécifique "magnétique" du NbSi . . . . .	84
5.5.4	Terme supplémentaire de la chaleur spécifique du NbSi . . . . .	85
5.5.5	Chaleur spécifique d'un matériau amorphe . . . . .	86
5.5.6	Chaleur spécifique d'un matériau supraconducteur . . . . .	86
5.5.7	Chaleur spécifique d'un détecteur . . . . .	86
5.6	Conclusion . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Principe de l'identification</b>	<b>91</b>
6.1	Introduction et historique . . . . .	91
6.2	Sensibilité d'un thermomètre au régime hors équilibre . . . . .	94
6.2.1	Aspect de phononique . . . . .	96
6.2.2	La fraction de l'énergie détectée sous forme de phonons hors équilibre . . . . .	97
6.2.3	Equations d'évolution . . . . .	99
6.2.4	La forme des équations . . . . .	99
6.2.5	La forme des signaux . . . . .	101
6.3	Sensibilité de deux thermomètres au régime hors équilibre . . . . .	102
6.3.1	Les équations d'évolutions . . . . .	103
6.3.2	Absorption des phonons athermiques . . . . .	104
6.3.3	Forme des équations . . . . .	105
6.3.4	La forme des signaux . . . . .	106
6.4	Charges et pouvoir de rejet . . . . .	107
6.4.1	Contribution de l'effet Luke . . . . .	107
6.4.2	Contribution de la recombinaison des charges. . . . .	112
6.5	La géométrie en peigne . . . . .	117
6.5.1	Variation de la résistance en fonction de la géométrie . . . . .	117
6.5.2	Sensibilité à la surchauffe . . . . .	119

<b>7</b>	<b>Protocoles expérimentaux</b>	<b>133</b>
7.1	Électronique . . . . .	133
7.1.1	Électronique associée à la thermométrie . . . . .	134
7.1.2	Électronique de mesure des charges . . . . .	135
7.1.3	Électronique complète d'un détecteur Bolo Ge/NbSi . . . . .	136
7.1.4	Une petite vue d'ensemble . . . . .	137
7.2	Les expériences . . . . .	139
7.2.1	Les sources de calibration . . . . .	139
7.2.2	Les Bolo Ge/NbSi 203, 205 et 206 . . . . .	141
<b>8</b>	<b>Traitement des données</b>	<b>145</b>
8.1	Introduction . . . . .	146
8.2	Acquisition, stockage, bruit et filtrage . . . . .	146
8.2.1	Les sources de bruit et filtrage . . . . .	147
8.2.2	Filtrage . . . . .	147
8.3	Traitement de la voie ionisation . . . . .	148
8.3.1	Filtres hors lignes . . . . .	148
8.3.2	Recherche des événements . . . . .	149
8.3.3	Ajustement avec un événement moyen . . . . .	150
8.3.4	Calibration de la voie ionisation . . . . .	151
8.4	La voie chaleur . . . . .	153
8.4.1	Filtrage hors ligne . . . . .	153
8.4.2	Détermination des amplitudes athermique et thermique . . . . .	156
8.4.3	Amplitude athermique comme estimateur de l'énergie . . . . .	158
8.4.4	Calibration de la voie chaleur avec la voie ionisation . . . . .	159
8.4.5	Vérification des estimateurs de l'énergie . . . . .	161
8.4.6	Détermination de la résolution en énergie . . . . .	162
8.5	Les critères d'identification des événements de surface . . . . .	163
8.5.1	Rapport des amplitudes athermiques . . . . .	163
8.5.2	Rapport amplitude athermique sur thermique : $\kappa_{Th}$ . . . . .	165
8.5.3	Rapport amplitude athermique sur amplitude ionisation : $\kappa_{ion}$ . . . . .	165
8.6	Quantification du rejet des événements de surface . . . . .	166
8.6.1	Le rejet passif . . . . .	167
8.6.2	Le rejet actif : $\tau_{actif}$ . . . . .	168
8.6.3	Retour sur la relation entre $\tau_{rejet}$ , $\tau_{actif}$ et $\tau_{passif}$ . . . . .	168
8.6.4	$\tau_{actif}$ et $\tau_{passif}$ en fonction des objectifs de la R& D et des buts physiques . . . . .	168
8.6.5	Remarque sur la détermination expérimentale des populations . . . . .	169
8.6.6	Propagation des erreurs . . . . .	170
8.7	Volume fiduciel . . . . .	172
8.7.1	Détermination du volume fiduciel avec une source de photons . . . . .	172
8.7.2	Détermination du volume fiduciel avec une source de neutrons . . . . .	176
8.8	Calcul de $\tau_{ft}$ , $\tau_{e-ph}$ , $\varepsilon$ et $C_e$ . . . . .	176

<b>9</b>	<b>1<sup>re</sup> génération : les Bolos Ge/NbSi 203, 205 et 206</b>	<b>181</b>
9.1	Introduction . . . . .	182
9.2	Description des détecteurs . . . . .	183
9.3	La collecte des charges . . . . .	187
9.3.1	Effet des surfaces libres . . . . .	187
9.3.2	Le rejet passif . . . . .	188
9.4	Identification des événements de surface . . . . .	191
9.5	Rejet actif . . . . .	193
9.6	Taux d'ESCRN après rejet . . . . .	195
9.7	Étude de l'amplitude athermique des deux thermomètres . . . . .	196
9.7.1	Excès et déficit . . . . .	196
9.7.2	Amplitude athermique centre-garde . . . . .	198
9.8	Temps caractéristiques . . . . .	199
9.8.1	Temps de relaxation du détecteur : $\tau_{ft}$ . . . . .	200
9.8.2	Temps de relaxation électron-phonon : $\tau_{e-ph}$ . . . . .	201
9.9	Résolution en énergie . . . . .	202
9.9.1	Polarisation des thermomètres . . . . .	202
9.10	Conclusion : vers la 2 <sup>e</sup> génération . . . . .	205
<b>10</b>	<b>2<sup>e</sup> génération : le Bolo Ge/NbSi 207</b>	<b>209</b>
10.1	Introduction . . . . .	209
10.2	Description et fabrication . . . . .	210
10.2.1	Sous-couches amorphes et garde latérale . . . . .	213
10.2.2	Électrodes . . . . .	214
10.2.3	Précontacts, fuite thermique et chauffage . . . . .	215
10.2.4	Films NbSi . . . . .	216
10.3	La collecte des charges . . . . .	217
10.3.1	Effet des gardes enveloppantes . . . . .	217
10.3.2	Le rejet passif . . . . .	217
10.4	Identification des événements de surface . . . . .	218
10.4.1	Identification à partir du critère $\kappa_{ion} = \text{Amp}_{Ath}(\text{excès})/E_{i\ ee}$ . . . . .	218
10.5	Étude du signal athermique. . . . .	220
10.5.1	Différence centre-garde . . . . .	220
10.6	Résolution en énergie et sensibilité chaleur . . . . .	221
10.6.1	La résolution en énergie chaleur . . . . .	221
10.6.2	La sensibilité thermique . . . . .	221
<b>11</b>	<b>3<sup>e</sup> génération : le Bolo Ge/NbSi 212</b>	<b>225</b>
11.1	Introduction . . . . .	225
11.2	Description et fabrication . . . . .	226
11.2.1	Sous-couche amorphe . . . . .	227
11.2.2	Électrodes centre et garde . . . . .	227
11.2.3	Les précontacts, fuites thermiques et chauffages . . . . .	228
11.2.4	Les films de NbSi . . . . .	228



11.3	Identification et rejet des événements de surface . . . . .	228
11.3.1	Identification des événements de surface . . . . .	228
11.3.2	Rejet des événements de surface. . . . .	233
11.4	Différence centre-garde de l'amplitude athermique . . . . .	237
11.5	La résolution en énergie chaleur . . . . .	237
<b>12</b>	<b>4<sup>e</sup> génération : le Bolo Ge/NbSi 213</b>	<b>241</b>
12.1	Introduction . . . . .	241
12.2	Description et fabrication . . . . .	242
12.2.1	Sous-couches amorphes . . . . .	242
12.2.2	Les électrodes . . . . .	243
12.2.3	Les Pré-contacts, fuite thermiques et chauffages . . . . .	243
12.2.4	Les films NbSi . . . . .	243
12.3	Identification et rejet des événements de surface . . . . .	244
12.3.1	Rejet passif . . . . .	244
12.3.2	Identification des événements de surface . . . . .	246
12.3.3	Rejet actif . . . . .	248
12.3.4	Rejet total . . . . .	252
12.4	Amplitude athermique Centre-Garde . . . . .	253
12.5	Résolution en énergie . . . . .	254
12.6	Conclusion : les futurs détecteurs. . . . .	255
<b>13</b>	<b>Bilan général</b>	<b>257</b>
13.1	Introduction . . . . .	257
13.2	Mesure de la sensibilité . . . . .	260
13.2.1	Mesure de la capacité calorifique . . . . .	260
13.2.2	Mesures de résistance des films NbSi. . . . .	262
13.2.3	Les irradiations et recuits . . . . .	265
13.2.4	Le cyclage thermique . . . . .	268
13.3	Rapports $\kappa_{ion}$ et $\kappa_{Th}$ de différentes populations . . . . .	270
13.4	Mesure des paramètres $\varepsilon$ et $\tau_{e-ph}$ des différentes générations . . . . .	273
13.4.1	Mesure de $\varepsilon$ . . . . .	273
13.4.2	Résumé sur la différence amplitude athermique centre-garde . . . . .	275
13.4.3	Mesure de $\tau_{e-ph}$ . . . . .	276
13.5	Interprétation . . . . .	277
13.5.1	Interprétation à partir d'un modèle d'epsilon. . . . .	277
13.5.2	Un troisième réservoir à phonons . . . . .	285
13.5.3	Interprétation avec un modèle de pixellisation engendré par un effet d'epsilon . . . . .	287
13.6	Conclusion . . . . .	291
<b>14</b>	<b>Conclusion</b>	<b>295</b>
<b>A</b>	<b>Equations différentielles - un thermomètre</b>	<b>I</b>

<b>B</b> Chaînes de décroissance radioactive du $^{232}\text{Th}$ et du $^{238}\text{U}$	<b>VII</b>
--	------------

# Chapitre 1

## Introduction

L'expérience EDELWEISS (Expérience pour DEtecter Les WIMPs En Site Souterrain) est une expérience de détection directe de la matière noire sous forme de WIMPs. La difficulté majeure réside dans le faible taux d'interaction de ces derniers avec la matière ordinaire : moins de 0,01 événement/kg/jour. Cette contrainte impose de travailler dans des conditions de très basse radioactivité.

L'originalité de l'expérience EDELWEISS est d'associer aux protections classiques contre le bruit de fond radioactif l'utilisation de détecteurs cryogéniques ionisation-chaleur permettant une discrimination particule à particule de ce fond pour s'en affranchir.

Cette stratégie a permis, lors de la phase EDELWEISS I, d'obtenir la meilleure limite sur la section efficace des WIMPs avec les nucléons en 2003 - 2004 (limite supérieure à 0,1 événement/kg/jour). Cependant, elle est aujourd'hui insuffisante, principalement à cause des événements de surface, pour atteindre les objectifs de la deuxième phase EDELWEISS II, à savoir une sensibilité de 0,001 événement/kg/jour.

Comme solution pour identifier et rejeter les événements de surface, le CSNSM développe des détecteurs qui utilisent des couches minces thermométriques de NbSi associées à des électrodes en peignes imbriqués. Cette conception particulière a pour but d'exalter la sensibilité des films à un régime athermique transitoire dépendant de la position de l'impact. Le rejet des événements de surface conduit à exclure un volume sous les électrodes.

Ma thèse s'inscrit dans ce programme de développement de détecteurs avec comme objectifs (par ordre de priorité) :

1. un rejet des événements de surface compatible avec les objectifs d'EDELWEISS II,
2. une résolution en énergie de la voie chaleur permettant un seuil en dessous de 30 keV,
3. une exclusion minimale du volume sous les électrodes.

Nous avons étudié quatre générations de détecteurs représentant les étapes qui ont conduit des prototypes de 200 g, étudiés au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) en

2004 avec le dispositif expérimental d'EDELWEISS I, aux détecteurs de 400 g actuellement (2008) en comptage sur l'expérience EDELWEISS II.

Chaque génération représente une étape dans l'amélioration des détecteurs au regard des objectifs énumérés ci-dessus. Les prototypes sont caractérisés le plus souvent au niveau du sol avec des sources radioactives appropriées. À chaque étape, les résultats sont analysés et confrontés à la modélisation qui sert de guide pour décider de l'étape suivante.

Dans les deux premiers chapitres, nous introduisons la problématique de la matière noire, les contraintes d'une expérience de détection directe et l'expérience EDELWEISS.

Dans les chapitres 4 et 5, nous décrivons en détail le fonctionnement des détecteurs ionisation-chaleur et les limites de leur pouvoir de rejet liées à l'existence d'événements de surface pour lesquels le signal ionisation est incomplet.

Le chapitre 6 a une place particulière car il décrit en détail le principe de l'identification des événements de surface utilisé dans ce travail : l'analyse du signal athermique fourni par des couches minces en NbSi utilisées comme thermomètre et comme électrodes de collecte.

Après deux chapitres (7 et 8) décrivant les méthodes expérimentales, nous présentons les différentes générations de bolomètres étudiés au cours de cette thèse. Ces chapitres (9, 10, 11, 12) présentent plus particulièrement les performances en terme de rejet des événements de surface de chacune de ces générations.

Dans le chapitre 13, nous donnons une analyse synthétique de ces différentes étapes. Nous étudions plus particulièrement les mécanismes de formation du signal athermique et tirons les enseignements majeurs de ce travail au regard des objectifs d'EDELWEISS.

# Chapitre 2

## La matière noire

Les équations de la relativité générale d'Einstein décrivent la dynamique de l'Univers. En supposant celui-ci homogène et isotrope Friedmann propose une équation d'expansion de l'Univers [1] :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} \cdot G \cdot \rho - \frac{kc^2}{a^2 R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.1)$$

où  $a(t)$  est le facteur d'échelle entrant dans la définition de la métrique de Rebertson-Walker,  $G$  est la constante de gravitation,  $k$  la courbure de l'espace-temps ( $k=+1$  métrique sphérique,  $k=0$  métrique euclidienne,  $k=-1$  métrique hyperbolique),  $\Lambda$  est la constante cosmologique,  $R$  est le rayon de courbure de l'Univers,  $c$  la vitesse de la lumière et  $\rho$  est la densité de l'Univers.

On introduit le paramètre sans dimension  $\Omega_m$ , qui est défini par :

$$\Omega_m = \frac{\rho}{\rho_c} \text{ où } \rho_c = \frac{3\dot{a}^2}{8\pi \cdot G a^2} \quad (2.2)$$

La valeur actuelle de  $\rho_c$  est de  $1,88 \times 10^{-26} \text{ h}^2 \cdot \text{kg}/\text{m}^3$ , où  $h$  est le paramètre d'Hubble réduit :

$$h = \frac{H_0}{100} \text{ km}/\text{Mpc}/\text{s} \quad (2.3)$$

avec  $H_0$  mesuré à  $72 \pm 8 \text{ km}/\text{s}/\text{Mpc}$  [2].

La composante  $\Omega_m$  est la somme de toutes les contributions sous forme de matière et rayonnements électromagnétiques :

$$\Omega_m = \Omega_r + \Omega_b + \Omega_{HDM} + \Omega_{CDM} \quad (2.4)$$

Le terme  $\Omega_r$  correspond à la part due aux rayonnements,  $\Omega_b$  à la part due à la matière baryonique,  $\Omega_{HDM}$  à la part de matière (non baryonique) noire chaude (Hot Dark Matter) et  $\Omega_{CDM}$  à la part de matière (non baryonique) noire froide (Cold Dark Matter). Nous reviendrons par la suite plus en détail sur les termes "baryonique", "matière noire chaude" et "matière noire froide".

On introduit également  $\Omega_\Lambda$  et  $\Omega_k$  qui sont définis par :

$$\begin{aligned}\Omega_\Lambda &= \frac{\Lambda a^2}{3\dot{a}^2} \\ \Omega_k &= -\frac{kc^2}{R^2\dot{a}^2}\end{aligned}\tag{2.5}$$

L'équation (2.1) s'écrit alors :

$$1 - \Omega_k = \Omega_m + \Omega_\Lambda = \Omega\tag{2.6}$$

$\Omega$  mesure la densité totale d'énergie dans l'univers.  $\Omega > 1$  ( $k=+1$ ) correspond à un Univers clos,  $\Omega < 1$  ( $k=-1$ ) à un Univers ouvert et  $\Omega = 1$  ( $k=0$ ) à un Univers plat.

Des mesures récentes de l'expérience WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) [3] combinées avec celles de "HST Key Project Measurement of  $H_0$ " montrent que l'Univers est plat avec :

$$\Omega = 1,02 \pm 0,02\tag{2.7}$$

Des mesures sont faites par trois méthodes indépendantes : mesure du fond diffus cosmologique (CMB Cosmic Microwave Background) [3], du décalage vers le rouge (redshift  $z$ ) de supernovæ de type Ia [5] et mesure du redshift de plus de 200 000 galaxies par SDSS (Sloan Digital Sky Survey) donnent également les compositions relatives à la densité d'Univers [6] :

$$\begin{aligned}\Omega_m &= 0,28^{+0,09}_{-0,08}\text{ [5]} \\ &= 0,27 \pm 0,04\text{ [3]} \\ &= 0,30 \pm 0,04\text{ [6]} \\ \Omega_\Lambda &= 0,70^{+0,04}_{-0,03}\text{ [6]}\end{aligned}\tag{2.8}$$

La part  $\Omega_\Lambda$ , qui est responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers, est due à l'énergie noire ou énergie sombre et n'est pas approfondie ici. Nous nous intéressons plus particulièrement aux contributions du rayonnement et de la matière à  $\Omega_m$  qui représente 30 % de la masse de l'Univers.

La mesure de la température du CMB, qui est un rayonnement de type corps noir à 2,728 K, relique du découplage des photons d'avec la matière ( $\sim 300\,000$  ans après le Big-Bang) permet de déduire :

$$\Omega_r = 2,45 \times 10^{-5}\tag{2.9}$$

À l'échelle de l'Univers, le CMB est homogène et la contribution du rayonnement à la densité d'énergie est négligeable.

Les mesures des anisotropies du CMB par WMAP ont permis de mesurer très précisément  $\Omega_b$  [3] :

$$\Omega_b = 0,044 \pm 0,004\tag{2.10}$$

$\Omega_b$  est la contribution de la matière baryonique à la densité d'énergie de l'Univers. La matière baryonique est la matière formée de baryons que sont les neutrons, les protons et (improprement) les électrons.

**Le rayonnement est négligeable et la matière baryonique représente  $\sim 15$  % de la densité de matière ( $\Omega_m$ ). La très grande majorité de la matière (85 %) se trouve sous forme non baryonique c'est-à-dire qu'elle n'est pas constituée de neutrons ou de protons.**

On appelle matière noire la matière baryonique et non baryonique qui n'émet pas de lumière visible.

La principale contribution à la matière noire baryonique au niveau cosmologique serait les gaz intergalactiques (formés principalement d'hydrogène) et les autres contributions sont les étoiles avortées, planètes, astéroïdes,...

La contribution de la matière lumineuse est estimée à 0,4 % soit 10 fois moins que la contribution totale de la matière baryonique. La part de matière non-baryonique est évaluée à :

$$\Omega_{DM} = \Omega_{HDM} + \Omega_{CDM} = 0,22 \pm 0,02 \quad [7] \quad (2.11)$$

Au niveau galactique, la matière noire est mise en évidence en particulier par l'étude des vitesses de rotation de différents objets (étoiles, nuages de gaz,...) en fonction de la distance au centre de la galaxie.

Cette vitesse est donnée par les lois de la mécanique :

$$v = \sqrt{\frac{G \cdot M(r)}{r}} \quad (2.12)$$

où  $G$  est la constante de gravitation et  $M(r)$  la masse à l'intérieur de la sphère de rayon  $r$ .

Dans le cas où toute la matière serait la matière lumineuse observée, la masse  $M$  croît d'abord avec la distance puis au-delà de la galaxie la masse est alors constante. La vitesse commence également par croître, atteint un maximum puis décroît en  $1/\sqrt{r}$ .

Pourtant l'observation des vitesses de rotation par effet Doppler n'a pas ce comportement comme le montre la figure 2.1 où la courbe expérimentale présente un "plateau".

Pour reproduire ce plateau, un halo de matière noire est nécessaire avec une densité qui est proportionnelle à  $1/r^2$ . Dans la Voie Lactée au niveau du soleil, la densité moyenne et la vitesse moyenne de matière noire sont estimées à :

$$\begin{aligned} \langle \rho_0 \rangle &\approx 0,3 \text{ GeV/cm}^3 \quad [9] \\ \langle v \rangle &\approx 270 \text{ km/s} \end{aligned} \quad (2.13)$$

La part de la matière noire baryonique est minoritaire par rapport à la part non baryonique. Mais nous ne connaissons pas la nature de cette matière non baryonique (outre le fait qu'elle n'est pas constituée de protons et neutrons). Nous allons présenter brièvement quelques candidats et en particuliers les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles),

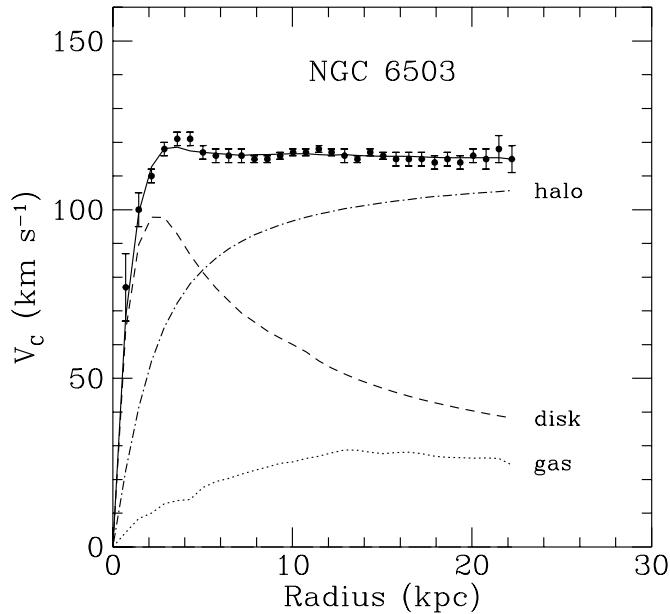


FIGURE 2.1 – Vitesse de rotation de la galaxie spirale NGC6503 en fonction de la distance au centre. La contribution de la matière lumineuse est indiquée (tirets simples) ainsi que celles des gaz (points) et du halo de matière noire (tirets et points). Figure tirée de [8]

candidats recherchés par l’expérience EDELWEISS.

La matière noire non baryonique est divisée en deux types : la matière noire chaude et la matière noire froide. La classification se fait en fonction de la vitesse des particules. Les particules avec des vitesses proches de la vitesse de la lumière sont considérées comme “chaudes”.

Les neutrinos massifs sont un candidat de la matière noire chaude. Dans le modèle standard, les neutrinos ont une masse nulle mais les expériences Super-Kamiokande et SNO ont mis en évidence des oscillations des saveurs ( $\mu$  ou  $\tau$ ) des neutrinos solaires impliquant que ceux-ci ont une masse non nulle [10, 11].

Ils n’émettent pas de lumière et ont un taux d’interaction faible. Cependant, le fait que ces neutrinos soient relativistes au moment de leur découplage implique un processus “top-down”, c’est-à-dire que les grandes structures engendrent les petites (galaxies). Or actuellement les simulations indiquent plutôt que le processus inverse est dominant.

La limite supérieure à la contribution à l’énergie de l’Univers des neutrinos massifs est estimée à :

$$\Omega_{HDM} \approx 1,3\% [3] \quad (2.14)$$

Il existe deux catégories de candidats pour la matière noire froide suivant que les particules étaient ou non en équilibre thermique lors de leur découplage.

Les particules issues de processus non thermiques sont :

- les axions [12, 13] dont la masse varie entre  $10^{-6}$  et  $10^{-3}$   $\text{eV}/c^2$  (expérience de mise en évidence : ADMX et CAST),
- les Wimpzillas [14] dont la masse est supérieure à  $10^{10}$   $\text{GeV}$ .

Celles issues de processus thermiques sont :

- les particules les plus légères issues du modèle de Kaluza-Klein (LKP) [15] qui



nécessite des dimensions supplémentaires. Leur masse est comprise entre 600 et 1500 GeV/c<sup>2</sup>,

- les particules scalaires [16, 17, 18] dont la masse est comprise entre 1 et 100 MeV/c<sup>2</sup>,
- les particules massives stables dont le taux d'interaction est faible (WIMPs pour Weakly Interacting Massive Particles) et dont la masse varie entre 40 GeV/c<sup>2</sup> et 1 TeV/c<sup>2</sup>.

Parmi les WIMPs, le candidat le plus probable provient des modèles supersymétriques.

Nous présentons très brièvement le modèle supersymétrique. Pour cela nous faisons un très rapide survol du modèle standard.

Celui-ci est composé des quarks, leptons et bosons vecteurs des interactions. Chaque particule a une antiparticule associée.

TABLE 2.1 – *Particules du modèle standard. Chaque particule a une anti-particule associée c'est-à-dire de charge opposée et de masse identique. Les antiparticules sont notées  $\bar{x}$ . Les quarks et leptons sont des fermions avec un spin 1/2. Les quarks sont tous chargés et ont une masse. Pour les leptons, les neutrinos  $\nu$  n'ont ni charge, ni masse. Les électrons, muons et tau sont chargés et massifs. Les photons et les gluons ont une masse et une charge électrique nulle, les autres bosons sont massifs et pour certains d'entre eux chargés.*

Quarks	leptons	Interaction	Bosons
$u \quad c \quad t$	$e \quad \mu \quad \tau$	électromagnétique	photons
$d \quad s \quad b$	$\nu_e \quad \nu_\mu \quad \nu_\tau$	faible	$Z_0, W^+, W^-$
$\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}$	$\bar{e} \quad \bar{\mu} \quad \bar{\tau}$		
$\bar{d} \quad \bar{s} \quad \bar{b}$	$\bar{\nu}_e \quad \bar{\nu}_\mu \quad \bar{\nu}_\tau$	forte	8 gluons

La masse des particules est donnée par le mécanisme de Higgs (non encore mis en évidence expérimentalement).

Le modèle supersymétrique associe à chaque fermion un boson supersymétrique et réciproquement. Il apparaît alors un autre nombre quantique  $R$  de R-parité :  $R = +1$  pour les particules du modèle standard et  $R = -1$  pour leur partenaire supersymétrique.

Le modèle standard ne permet pas une description complète de l'Univers, comme par exemple la masse des neutrinos. Pour améliorer cette description la supersymétrie est proposée. Ce modèle permet :

1. la stabilité du boson de Higgs,
2. l'unification des interactions faible, électromagnétique et forte (mais pas de l'interaction gravitationnelle) pour une énergie  $E \sim 10^{16}$  GeV,
3. un candidat pour la matière noire froide.

Aucune des superparticules n'a encore été observée.

La recherche des WIMPs par les expériences actuelles se fait sous la forme de la particule supersymétrique la plus légère ou LSP (Lightest Supersymmetric Particle) qui est donnée par le modèle standard supersymétrique minimum contraint (CMSSM) [19].

Ce modèle associe un jaugino de spin  $\frac{1}{2}$  à chaque boson de jauge (photon,  $Z_0, \dots$ ), deux superpartenaires bosoniques à chaque lepton et à chaque quark. La masse est donnée par quatre bosons de Higgs (deux pour les particules du modèle standard, deux pour leurs partenaires supersymétriques). D'autre part les couplages de jauge, la masse des jauginos et les masses des scalaires sont unifiés à l'échelle de la grande unification.

Dans ce cadre, la particule la plus légère est le plus léger ( $\chi_1$  noté simplement  $\chi$ ) des quatre neutralinos, qui sont des combinaisons linéaires des superpartenaires du photon ( $\tilde{B}$ ), du  $Z_0$  ( $\tilde{W}^3$ ) et des deux bosons de Higgs ( $\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$ ) :

$$\chi_i = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}^3 + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0 \text{ où } i = 1, 2, 3, 4 \quad (2.15)$$

**Le neutralino  $\chi$  est une particule de Majorana (antiparticule = particule) de spin  $\frac{1}{2}$ , stable, neutre de charge et de couleur. Il a un faible pouvoir d'interaction avec la matière baryonique ( $10^{-11}$  à  $10^{-5}$ pb). Sa masse est comprise entre :**

$$40 \text{ GeV}/c^2 [20] < M_\chi < 1 \text{ TeV}/c^2 \quad (2.16)$$

Si on considère la matière noire froide sous cette forme au niveau cosmologique, la figure 2.2 présente l'évolution de la codensité ( $f_\chi$ ) qui est le rapport de la densité par le cube de la température ( $f_\chi = n_\chi/T^3$ ) qui tient compte de l'expansion de l'Univers en fonction du temps.

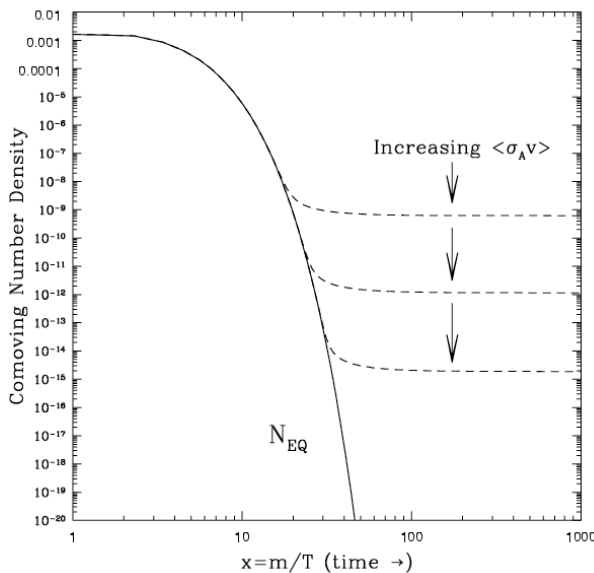


FIGURE 2.2 – Codensité en fonction du temps. En trait plein correspond la codensité à l'équilibre thermodynamique et en pointillés à sa valeur après le découplage en fonction de la section efficace d'annihilation des WIMPs.[19]

La diminution de la température de l'Univers ( $k_B T$ ) en dessous de la masse des neutralinos ( $m_\chi c^2$ ) implique que l'annihilation des neutralinos est favorisée par rapport à leur création, le nombre de ces derniers chute alors. Lorsque la température atteint une valeur telle que la densité des neutralinos est suffisamment diluée pour que la probabilité d'interaction avec un autre neutralino soit négligeable, typiquement lorsque les taux

d'annihilation et d'expansion de l'Univers sont égaux, les neutralinos sont stables, et leur population gelée.

Pour remonter à la densité  $\Omega_\chi$ , on résout l'équation de Boltzmann décrivant l'évolution de la densité de neutralinos qui donne une valeur actuelle de [19] :

$$\Omega_\chi \cdot h^2 = \frac{m_\chi \cdot n_{chi}}{\rho_c} \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{ann} \cdot v \rangle} \quad (2.17)$$

où  $m_\chi$  est la masse du neutralino,  $\langle \sigma_{ann} \cdot v \rangle$  la moyenne du produit de la section efficace d'annihilation avec la vitesse des neutralinos.

Si la densité de la LSP est d'environ 20 % ( $\Omega_{CDM} \approx 0,20$ ) alors :

$$\langle \sigma_{ann} \cdot v \rangle \approx 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur de l'interaction faible. Cet accord entre la physique des particules et les considérations cosmologiques constitue un argument fort en faveur de la matière noire supersymétrique sous forme de neutralinos et de WIMPs en général.

La recherche de la matière noire sous forme de WIMPs donne actuellement lieu aux expériences les plus diverses. Nous pouvons cependant les classer en deux grandes catégories : la recherche de matière noire indirecte et directe.

La première catégorie d'expériences recherche les produits d'annihilation de la matière noire, la deuxième tente de mettre en évidence l'interaction entre les WIMPs et la matière baryonique.

Très brièvement, localement (centre du soleil, centre de la galaxie, ...) la densité de matière noire peut être telle que l'annihilation de celle-ci devienne non négligeable. Les particules stables permettant de signer l'existence de la matière noire sont des neutrinos énergétiques (ANTARES [21], AMANDA [22]), des rayons cosmiques d'antiprotons, de positrons ou de gammas (HEAT, HESS, GLAST).

L'autre catégorie d'expériences tente de détecter les WIMPs au travers de leur interaction avec la matière baryonique. Concrètement, ces expériences disposent d'un absorbeur massif (car le taux d'interaction est faible) qui varie de l'expérience (Xénon liquide, germanium, silicium, ...). Cet absorbeur est équipé de capteurs qui permettent de mesurer l'une ou plusieurs des trois grandeurs physiques suivantes : la chaleur, le scintillement et l'ionisation (figure 2.3).

Les trois voies de mesure sont :

**La scintillation** : lorsqu'un atome est excité par l'impact d'une particule, il se désexcite en émettant un photon. Si le matériau est transparent à la longueur d'onde de ce photon alors il est possible de mesurer la quantité de lumière émise qui est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule.

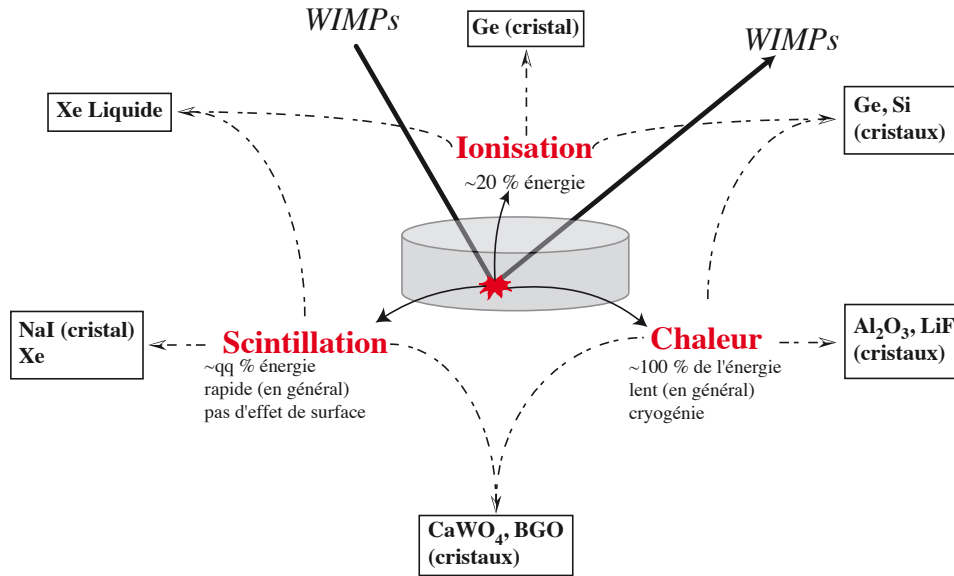


FIGURE 2.3 – Principales techniques de détection de la matière noire.

**La chaleur** : lorsqu'une particule interagit avec un atome du cristal celui-ci relâche son énergie sous forme de chaleur qui induit une élévation de température. Cette élévation, qui est proportionnelle à l'énergie déposée, peut être mesurée par un thermomètre suffisamment sensible.

**L'ionisation** : l'impact de la particule génère des paires électron-trou. L'application d'un champ électrique permet de collecter et de mesurer cette charge qui est proportionnelle à l'énergie incidente.

Les mesures mixtes permettent de différencier les particules faisant un recul de noyau de celles faisant un recul électronique. Schématiquement, un électron ou un photon interagit avec le nuage électronique et les WIMPs avec le noyau. Ces deux tendances se traduisent macroscopiquement par le fait qu'un électron ou un photon produit plus de lumière ou de charges qu'un WIMPs. C'est la base de la discrimination du fond radioactif particule à particule (voir chapitre 3).

La liste (non exhaustive) des expériences de détection directe de matière noire sous forme de WIMPs est donnée par le tableau 2.2, où nous indiquons le type de détection.

Dans le cas des détecteurs utilisant la scintillation, les événements de recul de noyau sont différenciés de ceux de recul électronique à partir d'une analyse de forme du signal qui limite cette technique vers les basses énergies (seuil de  $E_{scin} \approx 6$  keV).

Les expériences à double voies de mesures discriminent les WIMPs du fond radioactif par comparaison de la mesure de l'énergie entre les deux voies de mesure. Ces expériences permettent de déterminer un diagramme qui représente en général un rendement d'ionisation ou de luminescence, qui est le rapport de la mesure de l'énergie par les deux voies, en fonction d'une énergie de recul.

TABLE 2.2 – Liste des expériences actuellement en cours de détection directe de la matière noire sous forme de WIMPs.

Expérience	phase (actuelle)	Lieu	détection	Noyau cible	Masse
EDELWEISS	2	Modane (France)	Ion./Chal.	Ge	10 kg
CDMS	2	Soudan (USA)	Ion./Chal.	Ge/Si	7 kg/1,4 kg
CRESST	2	LNGS (Italie)	Scin./Chal.	$CaWO_4$	10 kg
LIBRA (DAMA)	2	LNGS (Italie)	Scin.	NaI	250 kg
ANAIS	1	Canfranc (Espagne)	Scin.	NaI	107 kg
KIMS	1	Yang Yang (Corée)	Scin.	NaI	6,6 kg
XENON	1	Columbia (USA)	Scin./Ion.	Xe	3 kg

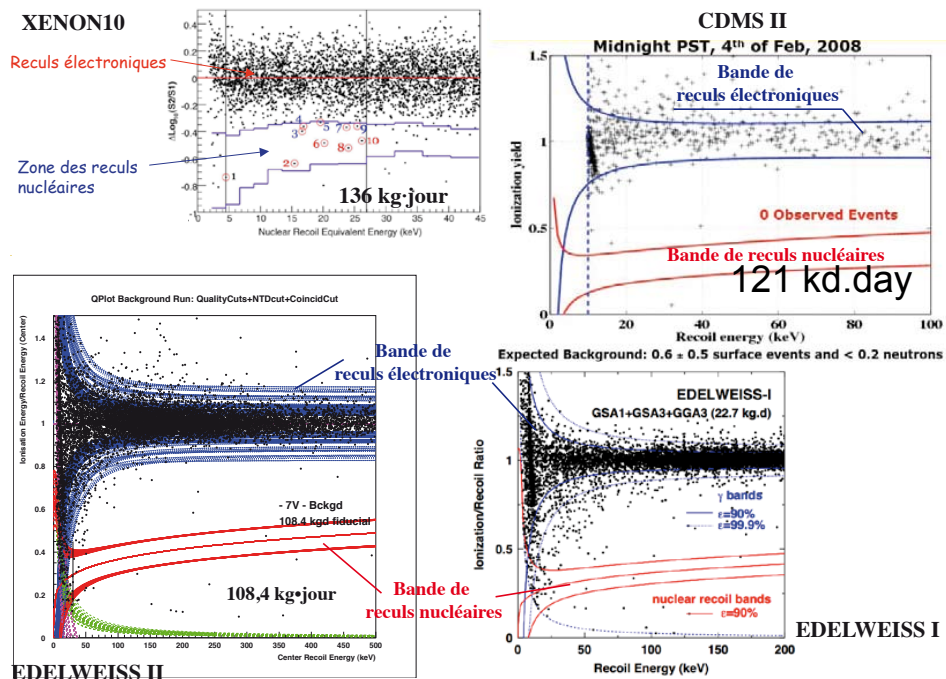


FIGURE 2.4 – Exemples de représentation sous forme de diagramme du rendement de luminescence et d'ionisation pour les 3 expériences XENON, CDMS et EDELWEISS (I et II).

Sur ces diagrammes (dont des exemples sont présentés figure 2.4) on distingue deux bandes : la bande de recul électronique et la bande de recul nucléaire.

À partir de ces données, il est possible de remonter aux sections efficaces des WIMPs

avec la matière baryonique et de poser une limite si tous les événements “recul” détectés sont assimilés à des WIMPs. On détermine ainsi une courbe d’exclusion sur la figure 2.5 : l’aire de la partie supérieure aux courbes en U est exclue par les expériences. La partie inférieure reste encore à explorer.

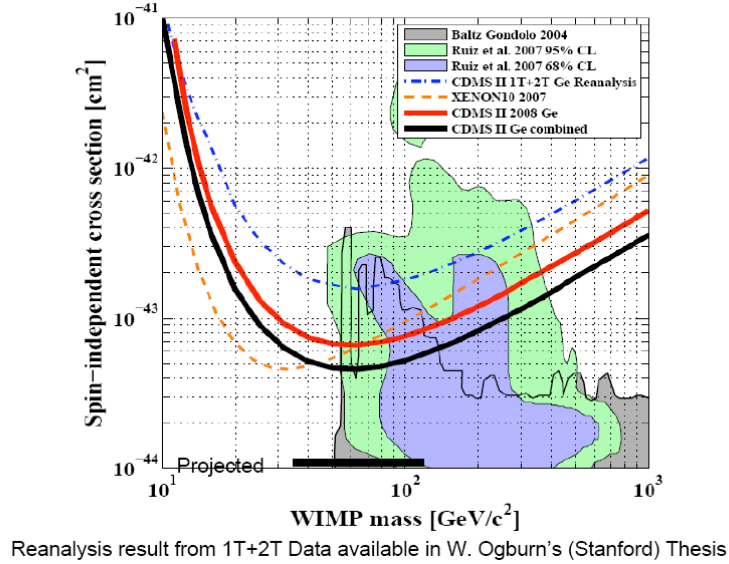


FIGURE 2.5 – Diagramme de la section efficace des WIMPs avec la matière baryonique (dans le cas spin indépendant) en fonction de la masse des WIMPs. Les résultats présentés sont ceux de CDMS II et XENON 10 qui imposent les plus grandes contraintes sur la matière noire.

La figure 2.5 montre les zones où les modèles supersymétriques prédisent l’existence des WIMPs. On constate que les expériences de détection directe de matière noire commencent à explorer une partie importante de ces zones.

# Bibliographie

- [1] P. J. E. Peebles. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University Press, 1993.
- [2] W.L. Freedman. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *Astrophys. J.*, **517**(1) :47, 2001.
- [3] D.N. Spergel et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *Astrophys. J. Suppl. series*, **148**(1) :175, 2003.
- [4] C.L. Bennett et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results. *Astrophys. J. Suppl. series*, **148**(1) :1, 2003.
- [5] S. Perlmutter et al. Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophys. J.*, **517**(2) :565, 1999.
- [6] M. Tegmark et al. Cosmological parameters from SDSS and WMAP. *Phys. Rev. D*, **69** :103501, 2004.
- [7] A.B. Lahanas and D.V. Nanopoulos. WMAPing out supersymmetric dark matter and phenomenology. *Phys. Lett. B*, **568** :55, 2003.
- [8] K.G. Begeman, A.H. Broeils, and R.H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies : dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **249**(3) :523–537, 1991.
- [9] M. Kamionkowski and A. Kinkhabwala. Galactic halo models and particle dark-matter detection. *Phys. Rev. D*, **57** :3256, 1998.
- [10] S. Fukuda et al. Constraints on Neutrino Oscillations Using 1258 Days of Super-Kamiokande Solar Neutrino Data. *Physics Review Letters*, **86** :5656, 2001.
- [11] Q. R. Ahmad et al. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Physics Review Letters*, **89**(11301), 2002.
- [12] D. Kinion et al. Searches for Astrophysical and Dark Matter Axions. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **143** :417, 2005.
- [13] I.G. Irastorza et al. Direct searches for Dark Matter Particles : WIMPs and axions. <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0509004>, 2005.
- [14] E. W. Kolb et al. WIMPZILLAS! In L. Baudis H.V. Klapdor-Kleingrothaus, editor, *DARK98 Proceedings of the second International Conference on Dark Matter*

- in Astro an Particles Physics*, Bristol and Philadelphia, 1999. Institute of Physics Publishing.
- [15] G. Servant and T.M.P. Tait. Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate? *Nuclear Physics B*, **650** :391, 2003.
- [16] C. Boehm. MeV Dark Matter : Has It Been Detected? *Physics Review Letters*, **92** :101301, 2004.
- [17] C. Boehm et al. Can annihilating dark matter be lighter than a few GeVs? *Journal of Physics G*, **30**(3) :279, 2004.
- [18] C. Boehm and P. Fayet. Scalar dark matter candidates. *Nuclear Physics B*, **683** :219, 2004.
- [19] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, **267**(5-6) :195–373, 1996.
- [20] A. Heister and ALEPH Collaboration. Absolute mass lower limit for the lightest neutralino of the MSSM from  $e^+e^-$  data at  $\sqrt{s}$  up to 209 GeV. *Phys. Lett. B*, **583** :247–263, 2004.
- [21] L.F. Thompson. Dark Matter Searches with the ANTARES Neutrino Telescope. *Proceedings of the 28th Internatioal Cosmic Ray Conference*, 2003.
- [22] J. Ahrens and the AMANDA Collaboration. Limits to the muon flux from WIMP annihilation in the center of the Earth with the AMANDA detector. *Physics Review D*, **66** :032006, 2002.



# Chapitre 3

## Le fond radioactif de l'expérience EDELWEISS

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>3.2</b>	<b>Interaction rayonnement-matière</b>	<b>17</b>
3.2.1	Les photons	17
3.2.2	Les électrons	19
3.2.3	Les neutrons	20
3.2.4	Les ions	21
<b>3.3</b>	<b>Principe de la discrimination particule à particule</b>	<b>22</b>
3.3.1	Interaction d'une particule dans un cristal	23
<b>3.4</b>	<b>Les détecteurs ionisation-chaueur</b>	<b>27</b>
3.4.1	La collecte des charges	28
3.4.2	Le volume fiduciel	29
3.4.3	La mesure de la chaleur	30
3.4.4	L'effet Luke	31
<b>3.5</b>	<b>EDELWEISS</b>	<b>33</b>
3.5.1	EDELWEISS I	33
3.5.2	EDELWEISS II	36

---

### 3.1 Introduction

La principale contrainte de la recherche de matière noire par détection directe est la très faible probabilité d'interaction des WIMPs avec la matière ordinaire. Compte-tenu des limites actuelles sur la section efficace des WIMPs avec les nucléons, le taux d'événements attendu est inférieur à 0,1 événement par kilogramme de détecteur et par an. Un si faible taux implique :

- de travailler avec des détecteurs massifs,

- de longs temps d'exposition,
- de travailler dans un milieu très basse radioactivité.

La gamme d'énergie d'interaction des WIMPs avec la matière pour la majorité des modèles la situe à un recul de noyau inférieur à 200 keV pour le germanium.

Le choix de l'expérience EDELWEISS (Expérience pour DEtecter Les WIMPs En Site Souterrain) pour répondre à ces contraintes est l'utilisation de détecteurs massifs avec une double mesure ionisation-chaleur qui permet une discrimination particule à particule (§ 3.3).

L'expérience est située en site souterrain au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) qui offre une protection naturelle contre les rayonnements cosmiques. En particulier, le taux de muons qui est de 4,5 muons/m<sup>2</sup>/jour, est divisé par un facteur 10<sup>6</sup> par rapport au niveau de la mer. Ces muons induisent une radioactivité directement dans les détecteurs par activation du germanium.

En site souterrain, les principales contributions au fond radioactif sont la radioactivité de la roche, du béton et des structures expérimentales (protection de plomb, cuivre, cryostat, câbles...).

### 3.1.0.1 Radioactivité de la roche et du béton

La roche et le béton contiennent entre autres du <sup>232</sup>Th et <sup>238</sup>U, dont les chaînes de décroissance sont données en annexe B. Ces deux éléments produisent du radon qui est un gaz rare et qui "pollue" les différents éléments près des détecteurs. Le radon a une demie vie d'environ 3 jours et la chaîne de désintégration émet des photons, des électrons et des particules  $\alpha$ . L'activité moyenne du radon mesurée au LSM est de 15 Bq/m<sup>3</sup>.

Le fond radioactif neutron a pour origine principalement la décroissance de ces deux éléments et la réaction  $(\alpha, n)$ <sup>a</sup>. Les simulations faites à partir de mesures obtenues avec un détecteur de cellule de Lithium dopé sous forme de liquide scintillant prédisent un fond neutron dans la grotte d'environ  $1,06 \times 10^{-6}$  n/cm<sup>2</sup>/s au dessus de 1 MeV [1].

Les électrons et les photons émis par la roche sont atténués par un blindage de plomb (et de cuivre pour EDELWEISS I) de manière efficace de telle sorte que leur contribution soit négligeable. Un blindage de polyéthylène modère les neutrons en dessous du MeV.

À ce niveau de protection, le fond neutron provient des interactions des muons résiduels avec la roche, le blindage de plomb, le dispositif expérimental... qu'on peut encore soustraire à l'aide d'un veto muons.

---

a. Lors de la décroissance du <sup>232</sup>Th et <sup>238</sup>U, des particules alphas sont émises et capturées par des atomes, par exemple, de la roche ou du béton avec émission d'un neutron.

### 3.1.0.2 Radioactivité des éléments expérimentaux

Les éléments constituant les protections, en particulier le Plomb qui contient du  $^{210}\text{Pb}$ , le cryostat, les fils de mesure émettent principalement des photons (99,5 % au niveau des détecteurs [1]). Ces derniers sont problématiques car ils interviennent à l'intérieur des blindages. Pour s'en prémunir, l'expérience EDELWEISS utilise la double détection ionisation-chaueur qui permet une discrimination particule à particule (voir 3.3).

## 3.2 Interaction rayonnement-matière

La majorité du fond radioactif est composée de photons mais également d'électrons et de neutrons. Nous présentons un bref descriptif de l'interaction de ces trois types de particules dans la matière.

### 3.2.1 Les photons

Les photons dans la matière ont trois processus d'interaction : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paire. Chacun de ceux-ci domine dans une gamme d'énergie différente qui dépend de l'énergie du photon. Dans le cas du germanium (voir figure 3.1) :

- $E_\gamma < 150 \text{ keV}$  - effet photoélectrique,
- $150 \text{ keV} < E_\gamma < 10 \text{ MeV}$  - diffusion Compton,
- $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$  - création de paire.

La gamme d'intérêt de l'interaction des WIMPs avec la matière est inférieure à un recul de noyau d'une centaine de keV pour le germanium, la création de paire est alors négligeable par rapport aux autres effets .

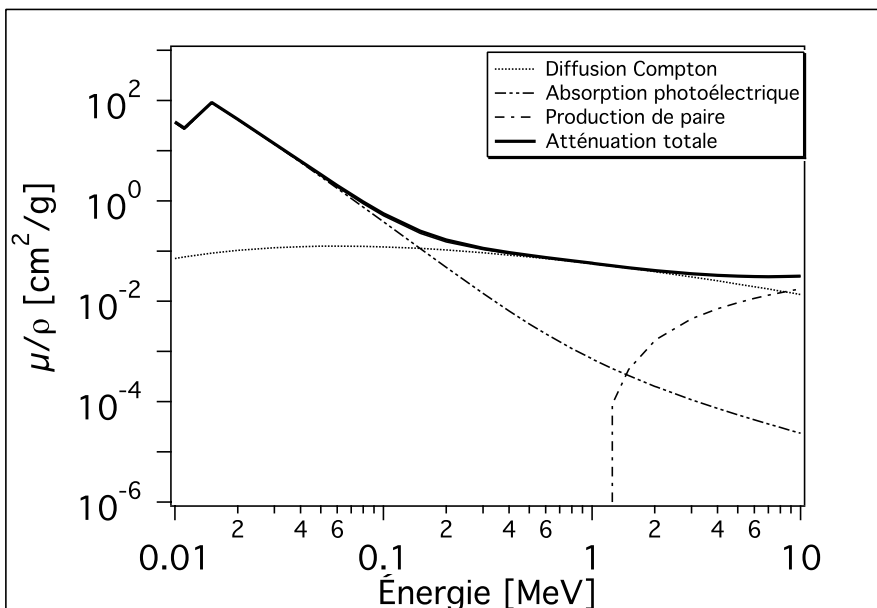


FIGURE 3.1 – Coefficient massique d'atténuation ( $\mu/\rho$ ) en fonction de l'énergie du photon incident dans le germanium. Le recul de noyau engendré par un WIMPs est inférieur à 200 keV. La figure montre la contribution respective de l'absorption photoélectrique, de l'effet Compton et de la création de paire.

### 3.2.1.1 L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est un choc inélastique entre un photon et un électron (considéré comme immobile) du nuage électronique d'un atome. Le photon, s'il a une énergie supérieure à l'énergie de liaison de l'électron à l'atome, transmet toute son énergie à ce dernier. Suite à ce choc trois scénarii sont possibles :

- La recombinaison radiative qui consiste en la capture d'un électron avec émission d'un photon dont l'énergie est égale à celle de liaison.
- L'émission d'un électron - appelé électron Auger - lors de la réorganisation des niveaux électroniques accompagné de l'émission d'un photon dont l'énergie est inférieure à l'énergie de liaison.
- L'atome ionisé est dans un état métastable. Nous parlons alors de création d'un défaut et l'énergie reste stockée.

L'électron émis est appelé photoélectron, nous verrons plus loin les processus d'interaction des électrons dans la matière.

### 3.2.1.2 La diffusion Compton

La diffusion Compton est un choc élastique entre un photon d'énergie  $E_\gamma$  et un électron (considéré comme immobile) du nuage électronique d'un atome. Le photon transfère partiellement son énergie à l'électron et un photon d'énergie  $E'_\gamma < E_\gamma$  est réémis :

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma'(E'_\gamma < E_\gamma) + e^{-*}$$

L'énergie  $E'_\gamma$ , par conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, est :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (3.1)$$

où  $\theta$  est l'angle d'émission du nouveau photon par rapport à la direction incidente. Cette relation est minimum pour  $\theta = \pi$  :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2}} \quad (3.2)$$

L'énergie du photon n'est pas totalement transmise à l'électron. Le photon réémis peut produire un autre effet Compton, un effet photoélectrique... ou s'échapper du détecteur. Le cas de l'électron émis est traité par la suite.

### 3.2.1.3 La production de paire

Si le photon incident a une énergie supérieure à deux fois la masse au repos d'un électron alors il peut spontanément produire un électron et un positron :

$$\gamma(E > 2m_e c^2) \rightarrow e^- + e^+$$

Le positron s'annihile quasiment instantanément avec un électron du milieu et fournit deux photons d'énergie  $m_e c^2 = 511$  keV. Comme nous l'avons mentionné, les énergies intervenant ici sont très supérieures à la gamme en énergie qui nous intéresse.

### 3.2.2 Les électrons

Nous avons présenté les processus d'interaction des photons dans la matière, et nous constatons que lors de ces processus, il y a émission d'un électron. D'autre part la radioactivité naturelle des éléments constituant le dispositif expérimental est émettrice d'électrons  $\beta$  et de conversion. Nous présentons brièvement les processus de transfert de l'énergie des électrons au détecteur.

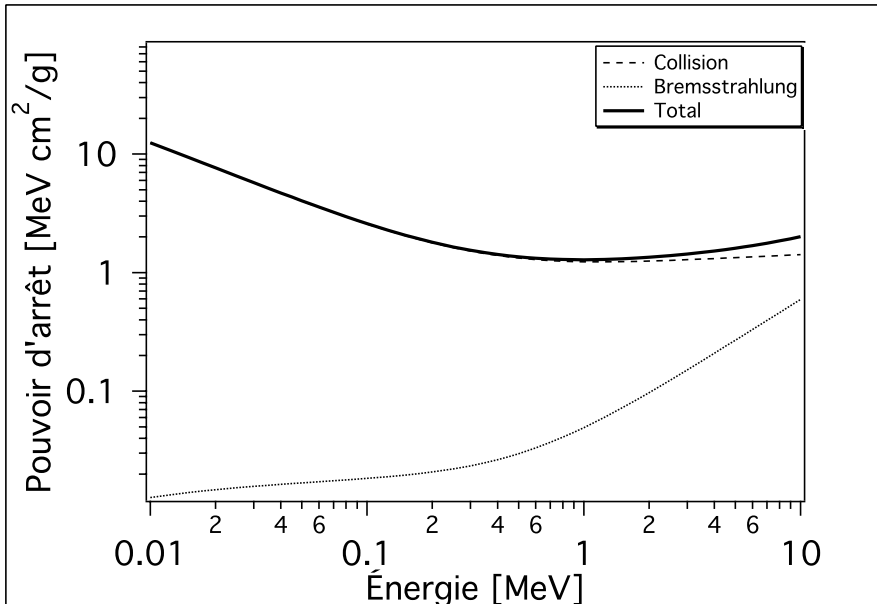


FIGURE 3.2 – *Pouvoir d'arrêt des électrons du germanium en fonction de leur énergie. Le figure présente les deux contributions au pouvoir d'arrêt : les collisions et le Bremsstrahlung.*

#### 3.2.2.1 Le Bremsstrahlung ou rayonnement de freinage

Lorsqu'un électron passe à proximité du noyau d'un atome, il est accéléré par le champ électrique de ce dernier et émet un photon. Cet effet demande une grande énergie cinétique de l'électron, typiquement  $E_k > 800/Z$  MeV ( $Z$  est le numéro atomique de l'élément), qui est bien au-delà de la gamme d'intérêt de l'expérience ( $E_k \approx 25$  MeV pour le germanium).

#### 3.2.2.2 L'ionisation

L'électron incident interagit avec un électron d'un atome par choc inélastique. Ce processus produit soit l'excitation soit l'éjection de l'électron cible. Il est régi par l'interaction coulombienne prenant en compte les effets relativistes. Elle est proportionnelle à la densité atomique  $\rho Z$  où  $\rho$  est le nombre d'atome par unité de volume et  $Z$  le numéro

atomique de la cible. L'itération de ce processus produit une cascade qui mène vers une diminution progressive de l'énergie par électron. C'est le processus dominant dans la gamme d'énergie de l'expérience.

### 3.2.3 Les neutrons

Les neutrons dans l'expérience EDELWEISS sont surtout des "neutrons rapides" c'est-à-dire que leur énergie est de l'ordre de quelques MeV. L'origine de ces neutrons est de deux sortes :

- involontaire et provenant de la roche environnante, de l'activation par les muons des éléments du dispositif expérimental. . .
- volontaire et provenant d'une source de neutron ( $^{252}\text{Cf}$ , AmBe) qui permet d'étalonner le détecteur.

Dans le germanium, les sections efficaces des interactions inélastiques et élastiques sont du même ordre de grandeur pour ces "neutrons rapides" (mais  $\sigma_{in\acute{e}lastique} < \sigma_{\acute{e}lastique}$ ).

#### 3.2.3.1 La diffusion élastique

Les neutrons sont électriquement neutres et ont une masse très supérieure à celle des électrons, il interagissent alors avec le noyau des atomes.

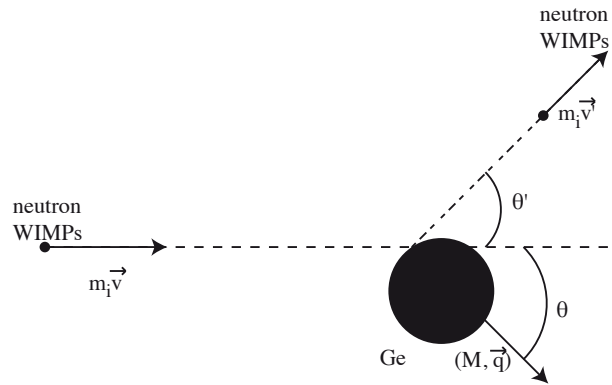


FIGURE 3.3 – Schéma d'une particule de masse  $m_i$  et de vitesse  $\vec{v}$  interagissant avec un noyau de masse  $M$ . Le recul du noyau est noté  $\vec{q}$  et la particule repart avec la vitesse  $\vec{v}'$ .

La collision élastique entre une particule de masse  $m_i$  et un noyau au repos de masse  $M$  induit une énergie de recul (figure 3.3) :

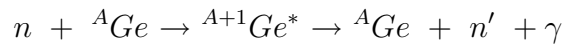
$$\begin{aligned}
 E_{recul} &= 2 \frac{m_i^2 M}{(m_i + M)^2} v^2 \cos^2(\theta') \\
 &= 4 \frac{m_i M}{(m_i + M)^2} E_0 \cos^2(\theta')
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

où  $E_0$  est l'énergie cinétique de la particule incidente.

Dans le germanium ( $A=72$ ) un neutron de 1 MeV produira une énergie de recul d'environ 10 keV.

### 3.2.3.2 La diffusion inélastique

Un neutron peut être "capturé" transitoirement par un noyau de germanium :



. Les absorbeurs des détecteurs de l'expérience EDELWEISS sont composés d'un cristal de germanium qui contient les isotopes stables :  ${}^{70}\text{Ge}$  (20,84 %),  ${}^{72}\text{Ge}$  (27,54 %),  ${}^{73}\text{Ge}$  (7,73 %),  ${}^{74}\text{Ge}$  (36,28 %) et  ${}^{76}\text{Ge}$  (7,61 %).

Dans le cas du  ${}^{73}\text{Ge}$  deux niveaux d'excitation ont des durées de vie inférieures ou de l'ordre de la microseconde et des énergies inférieures à 100 keV :

- $E=13,26$  keV ( $\tau = 2,95 \mu s$ ),
- $E=68,75$  keV ( $\tau = 1,74 ns$ ).

Le photon  $\gamma$  émis peut être réabsorbé par le détecteur (par effet photoélectrique). Cette raie est observée comme le montre la figure 3.7 - **b**) lors des calibrations avec une source neutron.

## 3.2.4 Les ions

La diffusion des ions dans la matière est importante pour, principalement, deux raisons :

- la présence de particules alphas ( $\text{He}^{2+}$ ) dans le fond radioactif de l'expérience,
- les noyaux de la cible après une collision élastique avec un neutron se comportent comme des ions.

### 3.2.4.1 Collisions inélastiques

Les collisions inélastiques sont les processus prépondérants de ralentissement pour des énergies supérieures à quelques keV. Les ions interagissent surtout avec les électrons des couches périphériques des nuages électroniques.

La perte d'énergie dans le milieu est alors donnée par la formule de Bethe :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N Z_{ion}^2 Z_{cible}}{m_e v_{ion}^2} \ln \left( \frac{2m_e v_{ion}^2}{I} \right) \quad (3.4)$$

$I$  est le potentiel moyen d'ionisation de l'ordre de  $10 \times Z_{cible}$  eV.

L'énergie cédée à chaque interaction est faible, au maximum  $4m_e/M \times E_k$  (où  $E_k$  est l'énergie cinétique de l'ion) mais comme l'interaction est coulombienne, l'ion interagit avec beaucoup d'électrons.

### 3.2.4.2 Collisions élastiques

Aux basses énergies ( $<$  à quelques keV) les processus élastiques deviennent prépondérants. L'ion perd de plus en plus sa capacité d'ionisation du milieu et son état de charge fluctue, jusqu'à ce qu'il atteigne une faible vitesse où il peut former des quasi-molécules (c'est-à-dire échanger des électrons avec les atomes de la cible). On montre alors que le ralentissement est proportionnel à la vitesse de l'ion [2].

Les deux types de collisions induisent typiquement une longueur moyenne de pénétration pour une particule alpha de quelques MeV dans le germanium de  $20 \mu\text{m}$ .

Nous avons exposé les interactions de l'ensemble des particules "classiques" du fond radioactif, nous nous proposons maintenant de présenter la méthode de discrimination de ce fond particule à particule.

## 3.3 Principe de la discrimination particule à particule du fond radioactif

La discrimination particule à particule a pour but de différencier les WIMPs du fond radioactif. Pour des énergies inférieures à 200 keV, ce dernier est constitué principalement de photons, d'électrons, de particules  $\alpha$  et de neutrons.

La discrimination des détecteurs ionisation-chaleur (schématisée sur la figure 3.4) est basée sur l'aptitude de chaque type de particule à produire des paires électron-trou dans un semi-conducteur. Toute l'énergie initiale déposée par la particule est, *in fine*, convertie en chaleur<sup>b</sup>. L'élévation de température est alors indépendante du type de particule et donne une mesure de l'énergie.

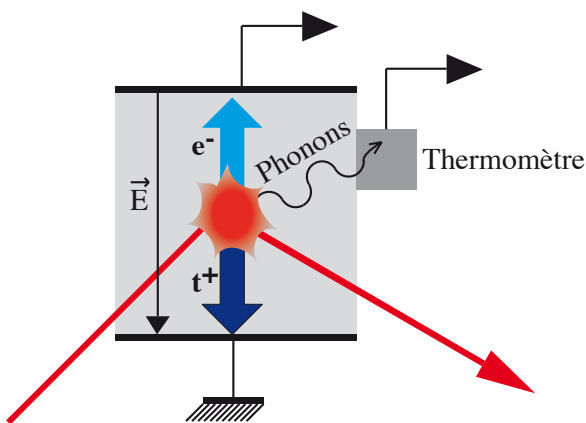


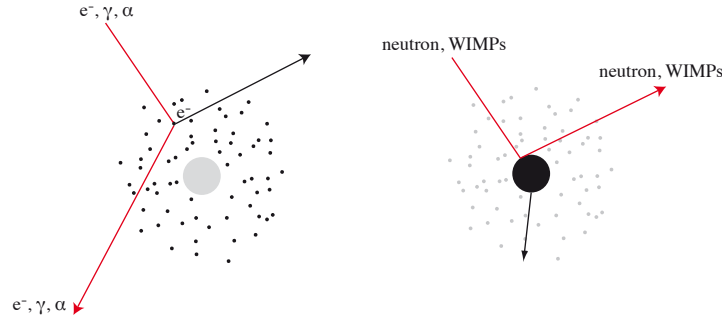
FIGURE 3.4 – Schéma de principe d'un détecteur ionisation-chaleur : une particule interagit dans l'absorbeur en produisant des paires électron-trou et une élévation de température (phonons). Deux senseurs sont reliés à l'absorbeur : deux électrodes de collecte des charges et un thermomètre. Le tout est relié par une fuite thermique à un bain froid ( $\approx 10 \text{ mK}$ ).

Pour résumer la discussion de la partie 3.2, les particules comme les électrons, les

b. Nous faisons ici l'hypothèse qu'il n'y a pas de piégeage d'énergie dans des états métastables ou de luminescence du germanium.



photons et les particules  $\alpha$  de la gamme d'énergie d'intérêt interagissent avec le nuage électronique des atomes, tandis que les neutrons et les WIMPs interagissent avec le noyau.



### 3.3.1 Interaction d'une particule dans un cristal

Considérons un cristal parfait composé d'atomes identiques tous liés par des potentiels électrostatiques périodiques. L'interaction d'une particule incidente avec l'un des atomes est semblable à celle de l'atome isolé avec éjection d'un électron ou recul de noyau, cependant le grand nombre d'atomes et de potentiels entraînent des réactions en chaînes.

Un cristal semi-conducteur a une structure de bande avec une bande de valence et une bande de conduction séparées par une bande interdite. Pour le germanium, la largeur du gap (bande interdite) est de 0,74 eV à température nulle tandis que l'énergie d'éjection d'un atome de son site est de l'ordre de la vingtaine d'eV. Ces énergies sont négligeables par rapport à l'énergie transférée par la particule incidente à l'atome qui est de l'ordre de la dizaine de keV. Pour un électron ou un photon incident, l'atome cible est dans la très grande majorité des cas ionisé. Pour un neutron ou un WIMP, le noyau est dans la grande majorité des cas éjecté et il y a alors création d'un défaut.

L'interaction entre un photon ou un électron avec un électron du nuage électronique produit, par interactions successives, une cascade électronique (interaction électron-électron). Les électrons participent à l'élaboration de cette cascade jusqu'à ce que leur énergie soit inférieure au gap de la bande interdite. Pour chaque électron éjecté, il y a un trou (ion) associé.

Entre deux chocs les électrons sont soumis aux potentiels périodiques du réseau cristallin, il y a des interactions possibles entre les électrons et le réseau : c'est le couplage électron-phonon. Ces interactions freinent les électrons et produisent des phonons (vibration du réseau).

En considérant l'énergie **moyenne** de l'ensemble des interactions (électron-électron et électron-phonon) et le nombre **moyen** de charges créées en fonction de l'énergie incidente, alors l'énergie moyenne de création de paire électron-trou ( $\varepsilon_\gamma$ ) est d'environ 3 eV pour le germanium lorsque la particule incidente est un électron ou un photon.

$$\varepsilon_\gamma = 3eV = 0,7|_{\text{gap bande interdite}} + 2,3|_{\text{phonons}} [\text{eV/paire}] \quad (3.5)$$

En l'absence de champ électrique les électrons et les trous se recombinent en émettant des phonons, donc *in fine* toute l'énergie se retrouve sous forme de phonons.

L'interaction d'un neutron ou d'un WIMP avec le noyau crée un défaut dans le réseau cristallin avec formation de phonons. Les processus de formation des cascades électroniques sont plus complexes, car suivant la vitesse d'éjection (à comparer avec la vitesse de rotation des électrons), le nuage électronique peut être plus ou moins solidaire du noyau. Cependant les mécanismes restent les mêmes : les électrons participent à la formation de cascades électroniques tant que leur énergie est supérieure au gap de la bande interdite (interaction électron-électron) et entre deux chocs il y a formation de phonons par couplage électron-phonon.

Entre deux chocs, le noyau (chargé) interagit avec les potentiels du réseau produisant ainsi des phonons. À chaque choc, il y a déplacement ou éjection d'un atome de son site ce qui produit des phonons par perturbation du réseau cristallin.

En moyenne pour les neutrons ou des WIMPs déposant la même énergie qu'un photon, le nombre de charges produites est environ trois fois plus faible ce qui signifie que l'énergie nécessaire à la création de paires  $\varepsilon_n$  est environ trois fois plus grande (voir figure 3.5).

$$\varepsilon_n \approx 9 = 0,7|_{\text{gap bande interdite}} + 8,3|_{\text{phonon}} [\text{eV/paire}] \quad (3.6)$$

### 3.3.1.1 Le diagramme du taux d'ionisation en fonction de l'énergie de recul : "Q-plot"

La distribution d'énergie produite entre la création de paires électron-trou et la création de défauts est discutée plus en détails par Lindhard [2]. Le nombre de paires créées dépend de la nature de la particule : on appelle rendement d'ionisation (noté  $Q$ ) le rapport des deux  $\varepsilon$  :

$$Q = \frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_n} \quad (3.7)$$

si on considère le nombre de charges produites :

$$N_I^n = Q \cdot N_I^\gamma = Q \frac{E_r}{\varepsilon_\gamma} \quad (3.8)$$

La mesure du rendement d'ionisation  $Q$  a été effectuée en 1995 pour le germanium par EDELWEISS [3] (figure 3.5).

Le rendement d'ionisation pour les neutrons dépend de leur énergie :

$$\boxed{Q = 0,16 \cdot E_r^{0,18}} \text{ où } E_r \text{ est exprimé en keV} \quad (3.9)$$

Cette mesure est en accord avec les prédictions de Lindhard [2].

La figure 3.5 représente l'énergie d'ionisation en fonction de l'énergie des particules mesurée par la voie chaleur. Une autre représentation possible est le rapport énergie

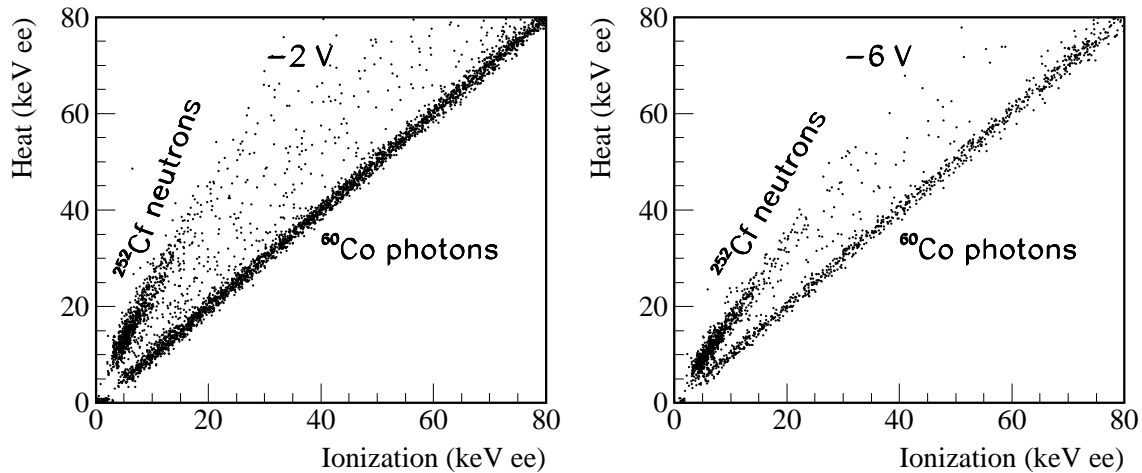


FIGURE 3.5 – Énergie d’ionisation en fonction de l’énergie de recul à deux tensions de collecte différentes -2 V et -6 V. L’énergie d’ionisation est proportionnelle au nombre de charges collectées et l’énergie de recul est l’énergie de la particule mesurée par la voie chaleur. Mesures réalisées par un détecteur ionisation-chaleur de 70 g de germanium exposé à deux sources de  $^{60}\text{Co}$  (photons) et  $^{252}\text{Cf}$  (neutron) (expérience faite en 2001) [3].

d’ionisation sur énergie de recul qui est assimilé au rendement de collecte  $Q$  en fonction de l’énergie de recul. L’énergie d’ionisation est proportionnelle au nombre de charges collectées que nous supposons dans le cas idéal être le nombre de charges induites par l’impact de la particule. L’énergie de recul est égale à l’énergie totale déposée par la particule.

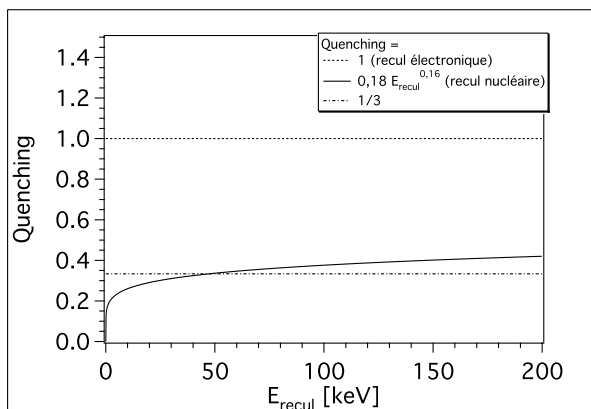


FIGURE 3.6 – Schéma de principe d’un “Qplot” : Rendement de collecte, assimilé au rapport énergie d’ionisation sur l’énergie de recul, en fonction de l’énergie de recul.

Nous allons par convention normaliser le rendement de collecte  $Q$  à un pour les photons et les électrons. Les neutrons et les WIMPs auront alors un rendement de collecte donné par l’équation (3.9) qui, entre 10 et 200 keV, est approximativement de  $1/3$  (figure 3.6 et partie 3.4.4).

Les événements se répartissent sur deux “bandes” : la bande de reculs électroniques

(centrée en 1) et la bande de reculs nucléaires (centrée en  $\sim 1/3$ ).

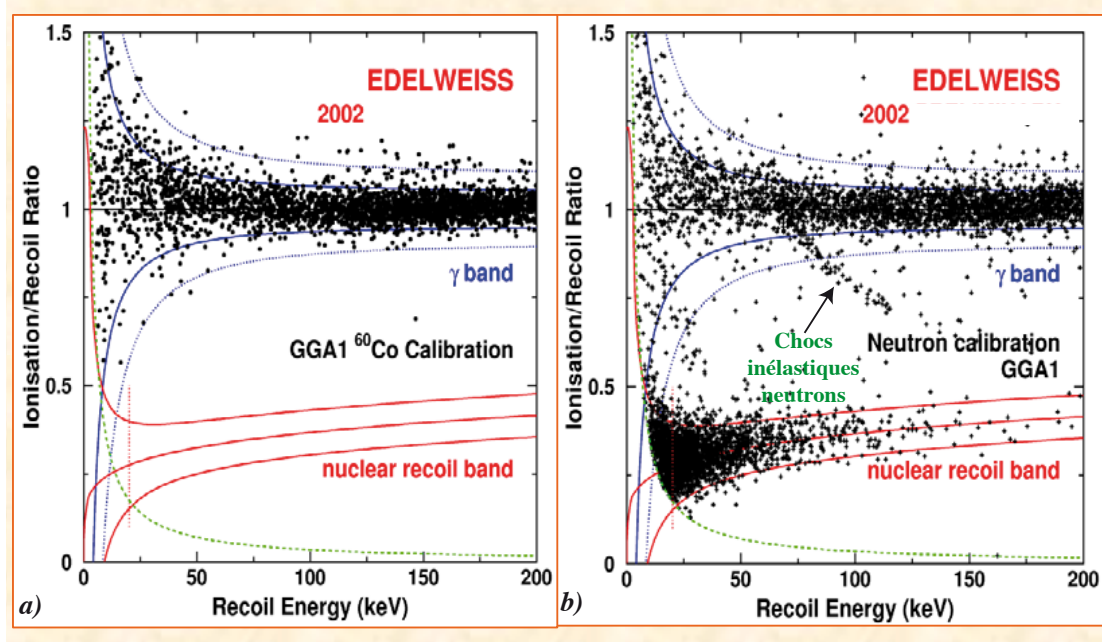


FIGURE 3.7 – Rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul pour une expérience de calibration d'un détecteur de 320 g de germanium (GGA 1) exposé à **a)** une source de  $^{60}\text{Co}$  (photons) et **b)** aux deux sources de  $^{252}\text{Cf}$  (neutrons) et  $^{137}\text{Cs}$  (photons).

La figure 3.7 - **a)** montre une calibration  $\gamma$  d'un détecteur. La distribution des événements présente un rendement d'ionisation  $Q$  centré en 1 et forme la bande de recul électronique qui est limitée par un couple de deux lignes correspondant à un intervalle de confiance. Les deux jeux de lignes indiquent les intervalles de confiance à 90 % et 99,9 %.

La figure 3.7 - **b)** qui correspond à une calibration avec une source de neutrons et une source  $\gamma$  montre les deux populations bien distinctes correspondant aux reculs électroniques (centré à  $Q = 1$ ) et aux reculs nucléaires (centré à  $Q \approx 1/3$ ).

Sur la figure 3.7 **b)**, entre 50 et 100 keV en énergie de recul, une population d'événement s'étend vers la bande de recul nucléaire. Ces événements proviennent des chocs inélastiques des neutrons avec les atomes de  $^{73}\text{Ge}$  (7,8 % du cristal de  $^{72}\text{Ge}$  - § 3.2.3.2).

### 3.3.1.2 Les neutrons

Bien que les neutrons soient beaucoup moins massifs que les WIMPs ( $1 \text{ GeV}/c^2$  contre plus de  $40 \text{ GeV}/c^2$ ), ils vont toutefois impliquer un rendement de collecte et une énergie de recul compatibles avec ceux d'un WIMP.

Calculons les énergies de recul maximales pour les neutrons et les WIMPs dans du  $^{72}\text{Ge}$ . Les deux particules ont des cinématiques différentes du fait de leur masse :

1. Les neutrons ont une masse  $m_i \approx 1\text{GeV}/c^2$  inférieure à la masse du germanium  $M \approx 72\text{GeV}/c^2$  et l'énergie de recul maximale s'écrit :

$$E_{\text{recul}}^{\text{max}} \simeq E_0 \frac{4}{A} \simeq 0.056 E_0 \quad (3.10)$$

2. Les WIMPs ont une masse  $m_i > 40\text{GeV}/c^2$  de l'ordre de la masse du noyau de germanium alors l'énergie de recul maximale est :

$$E_{\text{recul}}^{\text{max}} \simeq 2 \frac{m_i^2 M}{(m_i + M)^2} v^2 \quad (3.11)$$

Un neutron avec une énergie de 800 keV et un WIMP avec une vitesse de 230 km/s ( $\approx 0,8 \times 10^{-3}c$ ) et une masse de 100 GeV/ $c^2$  auront tous deux une énergie de recul de l'ordre de 40 keV.

**Les neutrons d'énergie cinétique comprise entre 1 et 10 MeV ont une énergie de recul compatible avec celle de WIMPs de masse comprise entre 1 et 100 GeV/ $c^2$ .**

Les neutrons ont un faible taux d'interaction dans les détecteurs, mais il est possible qu'ils interagissent dans deux détecteurs différents. Étant données les sections efficaces des WIMPs avec la matière ordinaire, ils n'interagiront que dans un détecteur. Nous pouvons, par une mesure en coïncidence entre deux détecteurs, identifier un neutron.

### 3.4 Les détecteurs ionisation-chaleur de l'expérience EDELWEISS

L'expérience depuis ses débuts en 1998 a fait le choix d'utiliser des détecteurs ionisation-chaleur. Ces détecteurs se comportent à la fois comme des bolomètres c'est-à-dire permettent une mesure de l'élévation de la température dans un absorbeur, mais ils permettent aussi par l'application d'un champ entre deux électrodes qui assurent la collecte, la mesure des paires électron-trou formées lors de l'impact de la particule.

La géométrie générale de ces détecteurs est un cylindre de germanium ultra-pur (absorbeur) équipé d'électrodes composites de collecte, centrale et latérale et pourvu d'un ou plusieurs thermomètres. Le choix d'un absorbeur massif de plusieurs centaines de gramme répond à la contrainte du faible taux d'interaction des WIMPs avec la matière ordinaire.

Nous présentons ici le principe de la mesure sur chacune de ces deux voies. Nous verrons également que cette double mesure implique une influence de la voie "ionisation" sur la voie "chaleur" qui impose de travailler à faible tension de collecte (quelque volts).

### 3.4.1 La collecte des charges

Les détecteurs développés pour et par l'expérience EDELWEISS, ont cette double mesure ionisation-chaaleur base de la discrimination particule à particule. Concrètement, le détecteur est un cylindre de Ge ultra-pur, muni de deux paires d'électrodes, une dite centrale, l'autre de garde.

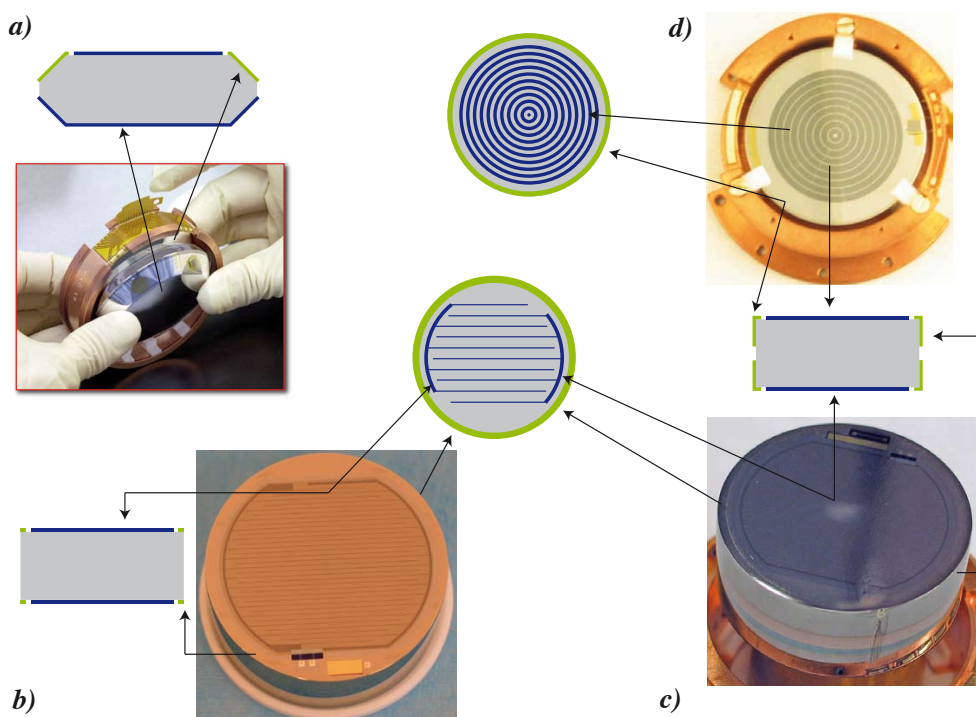


FIGURE 3.8 – schémas et photos des détecteurs utilisés par l'expérience EDELWEISS. Les différents types d'électrodes sont représentés : **a)** électrode centrale continue, électrode de garde en chanfrein, **b)** électrode centrale en peignes imbriqués, électrode de garde en anneau, **c)** électrodes centrales en peignes imbriqués, électrode de garde en équerre, **d)** électrodes centrales constituées d'électrodes en cercles concentriques, électrode de garde en équerre.

Les trois géométries d'électrodes centrales utilisées par l'expérience EDELWEISS sont constituées (figure 3.8) :

1. par deux disques d'aluminium, pour les détecteurs Ge(NTD) type EDELWEISS I,
2. de deux peignes interdigités recouverts par un film de NbSi, pour les détecteurs Bolo Ge/NbSi,
3. d'anneaux concentriques d'aluminium, pour les détecteurs INTERDIGIT.

Les deux premières conceptions, bien que très différentes, présentent un certain nombre de propriétés communes. La troisième est légèrement différente de par son objectif qui est plus particulièrement présenté au chapitre 4.

Les trois types de détecteurs ont des électrodes qui séparent le cristal de germanium en deux secteurs : une paire d'électrodes centrales pour la mesure de la quantité de charges créées dans un volume central appelé volume fiduciel et une paire d'électrodes de garde pour identifier et rejeter les événements des surfaces latérales (voir chapitre 4).

Les électrodes centrales permettent d'appliquer un champ électrique homogène dans tout le détecteur pour :

1. empêcher la recombinaison,
2. collecter les charges créées.

La qualité de la collecte des charges dépend beaucoup de l'homogénéité du champ électrique entre les électrodes centrales. Dans cette condition d'homogénéité le champ électrique est  $E = V/h$  où  $V$  est la tension et  $h$  la hauteur du détecteur. Typiquement les tensions appliquées aux détecteurs d'EDELWEISS sont de l'ordre de 5 V pour une hauteur de 2 cm, soit des champs de collecte de 2,5 V/cm.

Cela est à comparer aux détecteurs germanium "classiques" utilisés à l'azote (77 K) pour la spectrométrie  $\gamma$  où les champs de collecte sont plutôt de l'ordre de 1000 V/cm.

Nous verrons que ces faibles tensions de collecte sont une source de difficultés particulières.

Les électrodes de garde permettent de s'affranchir des événements ayant lieu près des surfaces latérales. On distinguera trois types de géométrie :

1. en chanfrein
2. droit en anneau
3. droit en équerre

Le rejet des événements près des surfaces latérales correspond à une perte du volume du détecteur, et oblige à définir le volume fiduciel.

### 3.4.2 Le volume fiduciel

Les détecteurs ont pour objet la discrimination du fond radioactif particule-à-particule. Cette méthode est basée sur le rapport des énergies mesurées à partir de la mesure de l'élévation de température et du nombre de paires électron-trou créées et collectées.

Il existe des zones dans le détecteur où l'une de ces deux mesures est incorrecte. Par exemple les surfaces impliquent une collecte incomplète (voir chapitre 4) ce qui entraîne une mesure trop petite de l'énergie d'ionisation. Le but est de rejeter ce volume où la mesure est incorrecte.

Idéalement, le volume fiduciel correspond au volume où les deux mesures d'énergie (chaleur et ionisation) sont correctes.

Dans le cas concret des détecteurs utilisés par l'expérience EDELWEISS, le volume effectivement rejeté par les détecteurs est supérieur au volume où les événements donnent une mesure incorrecte de l'énergie. Le volume fiduciel est déterminé par calibration avec

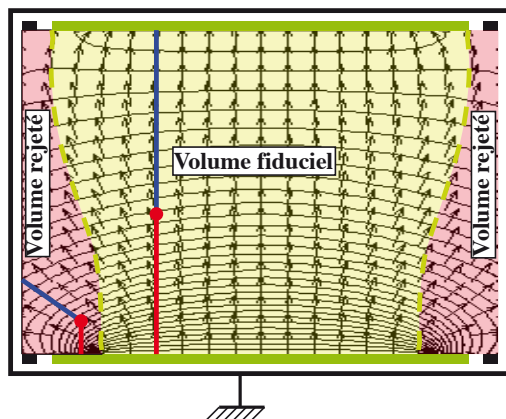


FIGURE 3.9 – Simulation des lignes de champ électrique pour les détecteurs Bolo Ge/NbSi avec un anneau de garde simple. La tension appliquée induit un champ électrique de quelques volt par centimètre.

des sources radioactives après rejet (par la garde, ou autres techniques - chapitre 4).

La figure 3.9 représente une simulation du champ électrique dans le détecteur. Le volume fiduciel correspond grossièrement au volume délimité par les électrodes centrales.

**Le rejet des événements par les électrodes de garde engendre un volume fiduciel d'environ 50 % du volume total du détecteur.**

### 3.4.3 La mesure de la chaleur

L'impact d'une particule dans l'absorbeur engendre une élévation de température donnée par "l'équation des bolomètres" :

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (3.12)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule incidente et  $C$  est la capacité calorifique du détecteur qui comme nous le verrons plus en détail au chapitre 5 est proportionnelle au cube de la température pour le germanium.

Pour cette raison, nous avons intérêt à travailler à très basse température. Pour fixer les idées, pour un cristal de 300 g de germanium et une particule de 1 MeV, à 300 K (température ambiante) l'élévation de température est d'environ  $10^{-17}$  K et à 17 mK, elle est de 0,1 mK. Dans le premier cas la mesure n'est pas envisageable et est dominée par les fluctuations thermodynamiques.

L'évolution de la température dans les détecteurs est expliquée de manière plus approfondie au chapitre 5.

Expérimentalement, la mesure de la voie chaleur pour les détecteurs de l'expérience EDELWEISS est faite par un ou deux thermomètres résistifs de type isolant d'Anderson (voir chapitre 5). Les deux types de thermomètre utilisés sont (figure 3.10) :

1. un cube de germanium dopé par transmutation sous irradiation de neutron (Ge(NTD)),
2. des couches minces de niobium-silicium (NbSi).



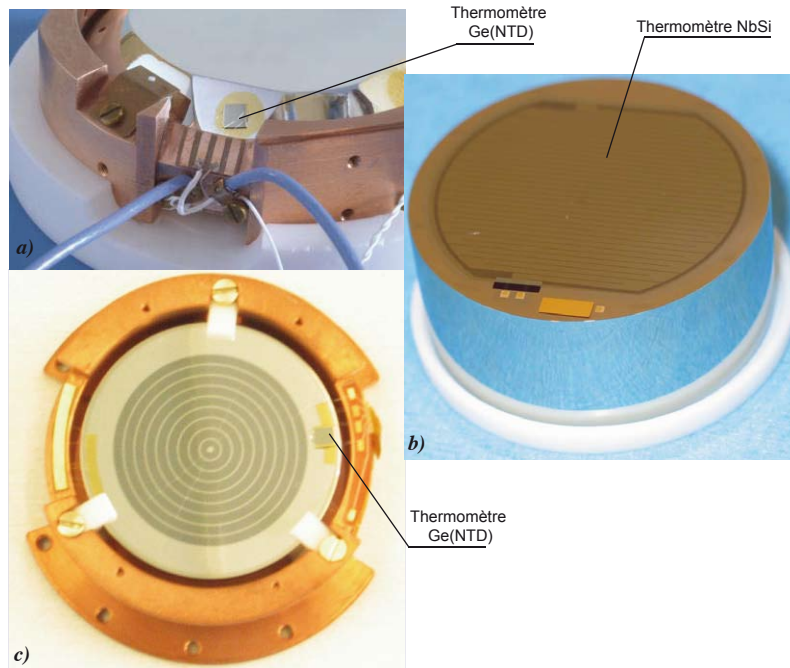


FIGURE 3.10 – *a) et c) Thermomètre Ge(NTD) collé sur la garde b) Thermomètre NbSi en couche mince. Il occupe quasiment toute la surface du détecteur.*

Le premier type de thermomètre est un parallélépipède d'environ  $1 \text{ mm}^3$  collé avec de l'araldite sur le cristal de germanium. Pour minimiser l'effet d'une pollution radioactive par le thermomètre, celui-ci est placé sur la garde (figure 3.10 - a) et - c)).

Le deuxième type de thermomètre correspond à des couches minces de NbSi co-évaporées et polarisées par deux peignes interdigités dont la surface est d'environ  $10 \text{ cm}^2$  et l'épaisseur de l'ordre de  $65 \text{ nm}$  (figure 3.10 - b)).

### 3.4.4 L'effet Luke

La dérive des charges, sous l'influence du champ électrique de collecte dans le détecteur, induit une augmentation de température proportionnelle au nombre de charges et à la tension de collecte appliquée : c'est l'effet Luke-Neganov [4].

L'énergie chaleur mesurée est alors la somme de l'énergie déposée par la particule ( $E_{recul}$ ) et du travail du champ sur les porteurs de charges ( $E_{Luke}$ ).

$$E_{ch} = E_{recul} + E_{Luke} \quad (3.13)$$

Le travail du champ sur les porteurs est proportionnel au nombre de porteurs de charges. Dans un semi-conducteur, le nombre de paires électron-trou formées est proportionnel à l'énergie déposée par la particule et dépend de la capacité de la particule à les créer. Pour une particule induisant un recul électronique, dans le germanium, l'énergie

de création d'une paire  $\eta_\gamma$  est de 3 eV et pour les particules induisant un recul nucléaire, comme les neutrons ou les WIMPs,  $\eta_n = 3 / (0,16 E_{recul}^{0,18})$  eV.

Cette dépendance au nombre de charges induit une énergie chaleur mesurée dépendante de la nature de la particule. Il faut donc corriger cette énergie supplémentaire.

Ce terme supplémentaire est proportionnel à l'énergie de la particule  $E_{recul}$  et pour une collecte complète à la tension de collecte  $V$  :

$$E_{Luke} = \frac{E_{recul}}{\eta_i} \cdot \frac{V}{h} \cdot \int_0^h dx = \frac{E_{recul} V}{\eta_i} \quad (3.14)$$

où  $h$  est la distance entre les électrodes de collecte et  $\eta_i$  est l'énergie de création de paire électron-trou pour chaque type de particule.

Pour une tension de 3 V dans le germanium et pour un photon incident ayant  $\eta_i = 3eV$ , l'énergie de l'effet Luke est égale à l'énergie de la particule. À 100 V l'énergie déposée par la particule est alors négligeable devant l'effet Luke. Nous voyons que l'effet Luke empêche de travailler avec des fortes tensions de collecte.

L'énergie d'ionisation est directement proportionnelle à l'énergie de la particule :  $E_i = E_{recul}/\eta_i$ , et à l'énergie chaleur :  $E_{ch} = E_i (\eta_i + V)$ .

Nous voulons normaliser les énergies  $E_i$  et  $E_{ch}$  de sorte à avoir une énergie chaleur indépendante de la nature de la particule et que le rendement de collecte  $Q = E_i/E_{recul}$  soit normalisé à un pour un recul électronique. Nous définissons alors une énergie "équivalente électrons".

Nous faisons alors le choix suivant pour définir ces énergies  $E_{i\ ee}$  et  $E_{ch\ ee}$  :

$$\boxed{E_{i\ ee} = E_i \cdot \eta_\gamma} \quad (3.15)$$

$$\boxed{E_{ch\ ee} = E_{ch} \frac{1}{1 + \frac{V}{\eta_\gamma}}} \quad (3.16)$$

Nous pouvons l'exprimer en fonction de l'énergie de la particule :

$$E_{i\ ee} = \frac{\eta_\gamma}{\eta_i} E_{recul} \quad (3.17)$$

$$E_{ch\ ee} = E_{recul} \frac{1 + \frac{V}{\eta_i}}{1 + \frac{V}{\eta_\gamma}} \quad (3.18)$$

$E_{ch\ ee}$  et  $E_{i\ ee}$  sont alors reliées par :

$$E_{ch\ ee} = E_{i\ ee} \frac{\eta_i + V}{\eta_\gamma + V} \quad (3.19)$$

À partir de l'équation (3.17), nous pouvons remplacer  $\eta_i$  dans (3.19) et exprimer  $E_{ch\ ee}$  en fonction de  $E_{i\ ee}$ ,  $E_{recul}$ ,  $\eta_\gamma$  et  $V$  :

$$\mathbf{E}_{recul} = \left( \mathbf{1} + \frac{\mathbf{V}}{\eta_\gamma} \right) \mathbf{E}_{ch\ ee} - \frac{\mathbf{V}}{\eta_\gamma} \mathbf{E}_{i\ ee} \quad (3.20)$$

L'expression de l'énergie de recul est indépendante de la nature de la particule. En effet, pour un photon, on a  $E_{recul} = E_{ch\ ee} = E_{i\ ee}$ . Le rendement d'ionisation  $Q$  est alors :

$$Q = \frac{\mathbf{E}_{i\ ee}}{\mathbf{E}_{recul}} \quad (3.21)$$

Dans le cas d'un photon  $E_{i\ ee} = E_{ch\ ee}$  par définition, ce qui entraîne  $Q = 1$  par définition. Dans le cas d'un neutron, d'après 3.17,  $E_{i\ ee} = (0,16E_{recul}^{0,18}) E_{recul}$  donc le rendement d'ionisation est alors  $Q = 0,16E_{recul}^{0,18}$  soit environ 1/3 pour des énergies comprises entre 10 et 200 keV.

## 3.5 EDELWEISS

### 3.5.1 EDELWEISS I

La phase EDELWEISS I au LSM utilise des détecteurs ionisation-chaleur de 320 g (diamètre 70 mm, hauteur 20 mm) de germanium ultra-pur équipés d'électrodes en aluminium avec une garde biseautée et un thermomètre Ge(NTD) collé (par la suite nous nommons ces détecteurs Ge(NTD)) fabriqués au CEA (Saclay).

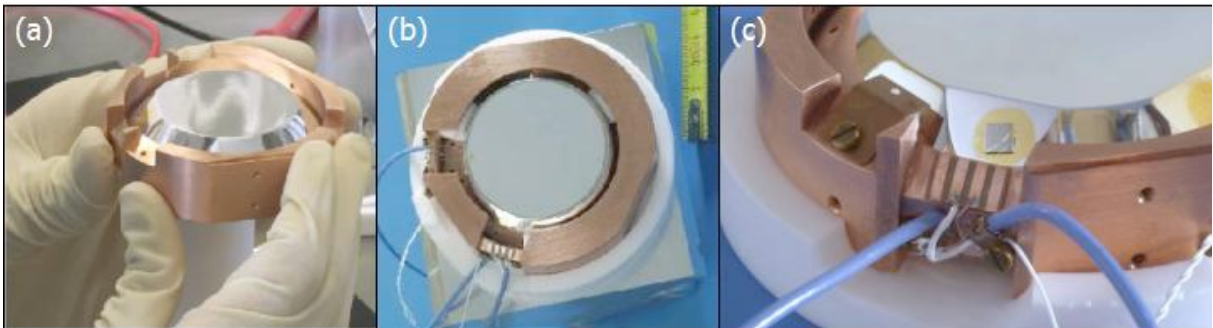


FIGURE 3.11 – Différentes vues d'un détecteur GGA utilisé pendant la phase EDELWEISS I.

Dans un premier temps, les électrodes d'aluminium sont directement déposées sur le cristal de germanium (série GeAl). Dans un second temps, pour des raisons d'amélioration de la collecte des charges (chapitre 4), une sous-couche de germanium ou de silicium amorphe est introduite entre le cristal et les électrodes d'aluminium (séries : GGA et GSA).

Les détecteurs sont maintenus à 17 mK par un cryostat à dilution  $^3\text{He}/^4\text{He}$  qui peut accueillir trois détecteurs de cette dimension.

L'utilisation de trois détecteurs GGA et GSA avec les protections que nous détaillons sur la figure 3.12, a permis d'atteindre une sensibilité de 0,1 événement/kg/jour en 2003 - 2004.

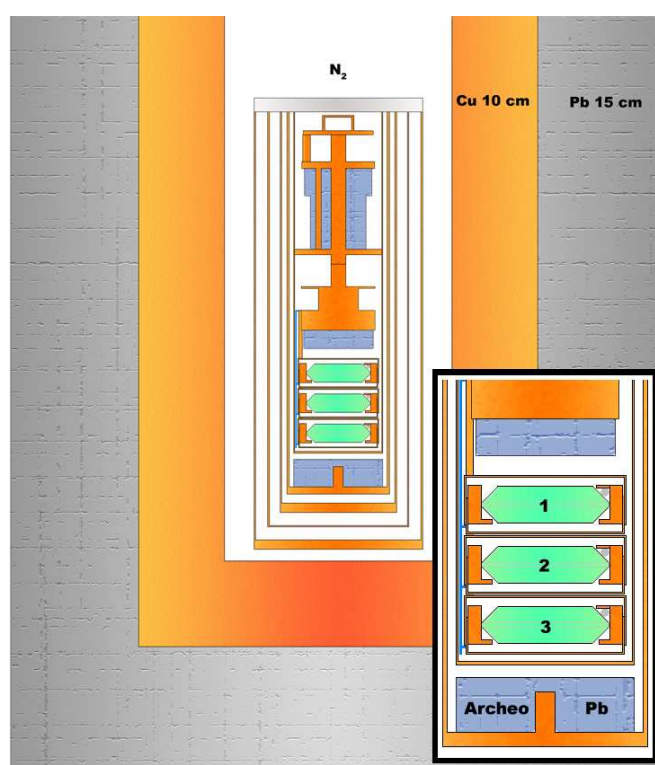


FIGURE 3.12 – Les blindages d'EDELWEISS se composent d'une protection de 30 cm de polyéthylène (non représentée sur la figure), de plomb de 15 cm, de cuivre de 10 cm.

Le fait de se situer au LSM (1700 m de roche soit 4800 m.w.e.) permet de réduire par un facteur d'environ  $10^6$  le taux de muons autour de l'expérience qui est en moyenne dans la grotte de 4,5 muons/m<sup>2</sup>/jour.

Les protections présentées sur la figure 3.12 offrent une efficacité maximale contre les photons. Pourtant près des détecteurs, nous observons un taux d'environ 200 événements/kg/jour dont 99,5 % sont des photons. Ils sont dus aux différentes protections et à la radioactivité interne du dispositif expérimental.

En particulier, dans la décroissance du  $^{238}\text{U}$  (cf. annexe B), il y a le  $^{222}\text{Rn}$  qui est

un gaz rare. Cet isotope du radon a une demi vie d'environ 3,8 jours et sa chaîne de décroissance se poursuit par la cascade  $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$  (stable).

La désintégration du  $^{210}\text{Po}$  en  $^{206}\text{Pb}$  se fait par émission d'une particule  $\alpha$  d'environ 5,3 MeV. Cette décroissance est source d'émission de photons (rejetés par la discrimination) et également d'électrons. Nous mesurons approximativement un taux d'électrons en deçà de la bande de recul électronique compatible avec le taux de particules  $\alpha$  mesuré. Une expérience a été menée pour comprendre le fond radioactif de l'expérience (figure 3.13) où a été mis en évidence la corrélation entre les événements de surface et le taux de particules alphas de l'ordre de 2 à 5  $\alpha/\text{kg}/\text{jour}$  dans le volume fiduciel.

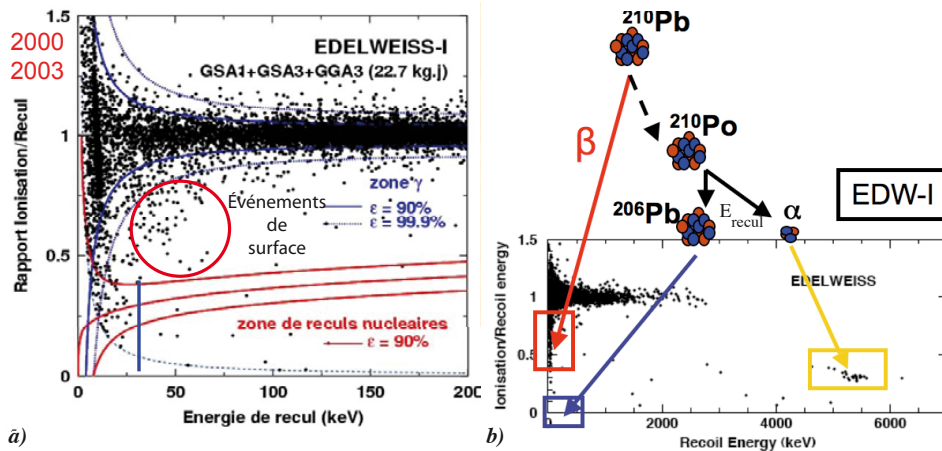


FIGURE 3.13 – Diagramme du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul **a)** d'une acquisition de fond de 22 kg-jour entre 0 et 200 keV où nous avons mis en exergue les événements de surface dus à des électrons. **b)** d'une acquisition du fond radioactif de 5 kg-jour où nous mettons en évidence la coïncidence entre les particules  $\alpha$  de 5,3 MeV de la désintégration du  $^{210}\text{Po}$  et des  $\beta$  de basse énergie.

L'espace intérieur au blindage est en permanence balayé par un flux d'azote très pur (99,9 %). De plus, les longueurs de pénétration des particules  $\alpha$  et des ions Pb sont incompatibles avec le passage des écrans de cuivre et des supports de détecteurs. Il s'agit donc d'une contamination du cuivre des supports de détecteurs et les mesures montrent qu'il n'y a pas de pollution interne du détecteur.

Nous avons reproduit le fond radioactif en polluant volontairement avec du radon (voir chapitre 4) le support du détecteur GGA 1. Le taux d'électrons compatible avec un recul nucléaire mesuré est de l'ordre de  $3 \times 10^{-2}$  du nombre total d'événements dans la bande de recul électronique. On retrouve le fond de l'expérience EDELWEISS I à partir d'une pollution initiale d'environ 5  $\beta/\text{kg}/\text{jour}$  qui proviennent principalement de la pollution au  $^{210}\text{Pb}$  (noyau de la chaîne de décroissance du radon) des supports des détecteurs.

La limite principale de l'expérience EDELWEISS pour atteindre de plus grandes sensibilités sont **les événements qui se produisent près des électrodes. Le développement**

de détecteurs permettant de les identifier afin de rejeter le volume où ils se produisent, fait l'objet de cette thèse.

La protection de polyéthylène (30 cm) permet une réduction d'un facteur 100 du flux de neutrons au-dessus d'un MeV, soit un taux résiduel de  $2 \times 10^{-2}$  événement/kg/jour. Cette protection est insuffisante et a été améliorée dans EDELWEISS II.

### 3.5.2 EDELWEISS II

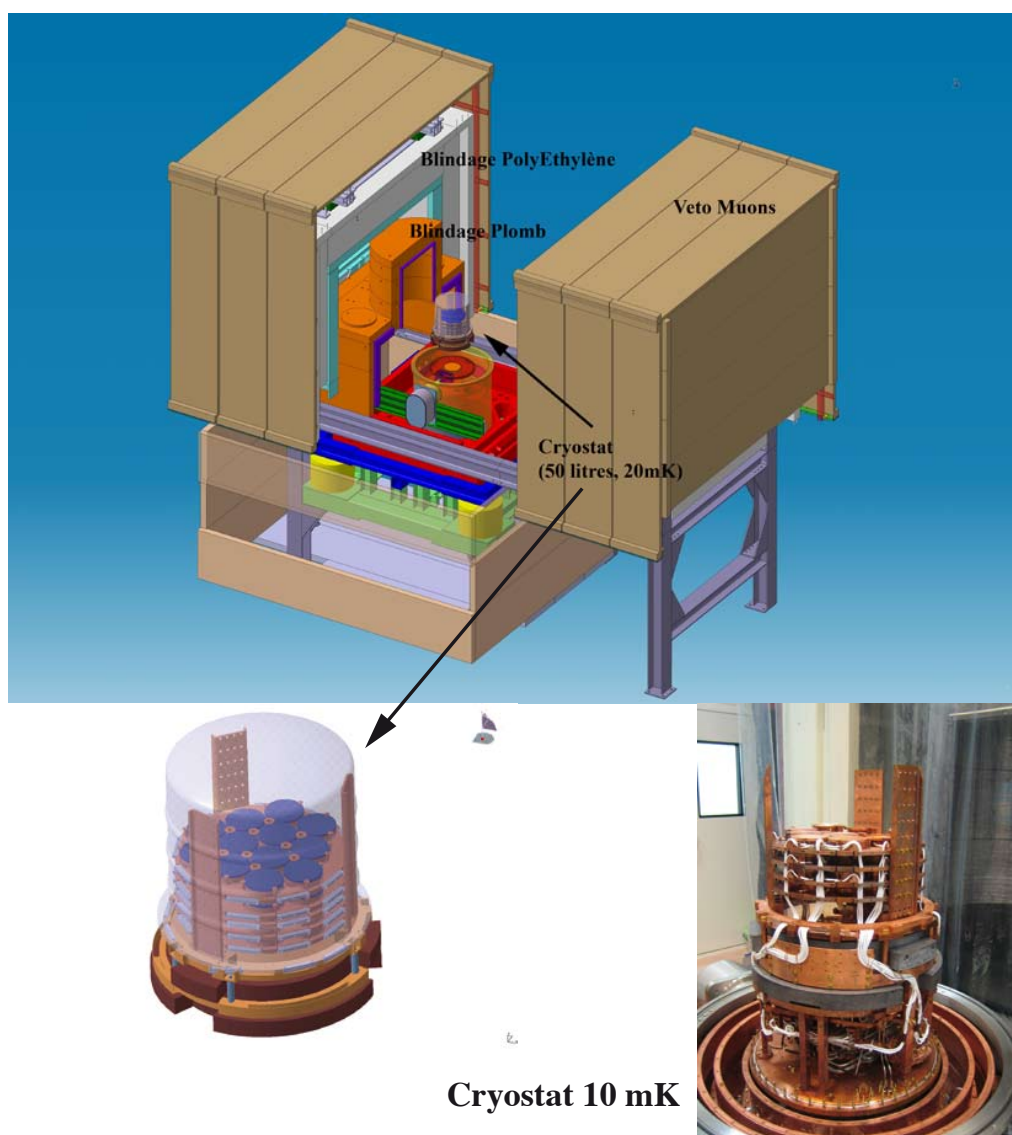


FIGURE 3.14 – Dispositif expérimental de l'expérience EDELWEISS II : un cryostat "renversé" permettant d'atteindre une température d'environ 10 mK et pouvant contenir jusqu'à 100 détecteurs (40 kg) fonctionnant entre 15 et 50 mK. Il est entouré du "château" composé des différents blindages de plomb, polyéthylène et le veto muons.

Pour atteindre des taux d'événements de l'ordre de  $10^{-3}$  événement/kg/jour, un effort est porté sur la réduction du fond neutron :

- utilisation d'une protection de polyéthylène de 50 cm (réduction d'un facteur 1000 du flux de neutrons),
- utilisation d'un "veto muon" qui couvre 98 % du dispositif expérimental, et qui permet une mesure de coïncidence.

Les autres protections ont également été améliorées (figure 3.14) avec une protection de 20 cm de plomb. De même pour diminuer le taux de radon proche des détecteurs le dispositif expérimental est balayé par un flux d'air déradonisé ( $\approx 10$  mBq/m<sup>3</sup>).

Toutes ces protections permettent d'atteindre un taux de fond radioactif résiduel de l'ordre de 100 événements/kg/jour qui sont très majoritairement des photons. La sensibilité de  $10^{-3}$  événements/kg/jour, implique alors un rejet par les détecteurs du fond résiduel de l'ordre de  $10^{-5}$  par la discrimination particule à particule.

Le taux de neutrons au niveau des détecteurs est compatible avec cet objectif. La limite principale pour les détecteurs Ge(NTD) est due aux événements de surface (principalement des électrons) de l'ordre de 2 événement/kg/jour<sup>c</sup> dont 0,1 événement/kg/jour est compatible avec un recul nucléaire (figure 3.15).

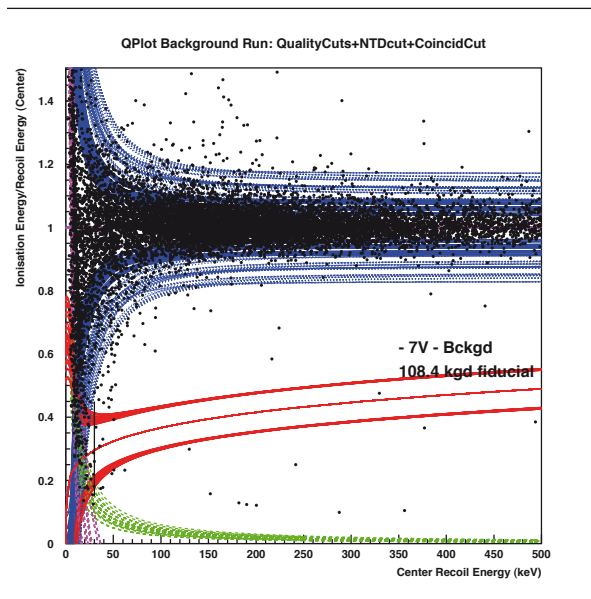


FIGURE 3.15 – Diagramme du rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul d'un ensemble de 14 détecteurs présents dans le cryostat EDELWEISS II.

Avec l'ensemble du dispositif présenté ci-dessus, le taux moyen d'événements par kilogramme·jour est quatre fois plus faible pour EDELWEISS II que pour EDELWEISS I. Actuellement, la plus grande marge de progression pour se protéger du fond radioactif, en particulier des événements de surface, porte sur le développement de détecteurs capables d'identifier ces événements de surface.

c. Ces événements proviennent toujours d'une pollution au radon (<sup>210</sup>Pb) des supports des détecteurs, malgré un effort pour essayer de nettoyer ces supports.

Le taux d'alphas et surtout de bêtas mesuré par EDELWEISS II est d'environ 2 événements/kg/jour. Pour être sensible à des sections efficace des WIMPs avec les nucléons de l'ordre de  $10^{-8}$  pb, l'exposition doit être de l'ordre de 1000 kg·jour :

**Les détecteurs développés au CSNSM et qui font l'objet de cette thèse ont besoin d'un rejet des événements de surface de l'ordre de  $10^{-3}$  pour pouvoir remplir les objectifs de l'expérience EDELWEISS II.**



# Bibliographie

- [1] S. Fiorucci et al. Identification of backgrounds in the EDELWEISS-I dark matter search experiment. *submitted to Astroparticle Physics*, Mai 2007.
- [2] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, and P. V. Thomsen. Integral Equations Governing Radiation Effects. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, **33**(10) :1–42, 1963.
- [3] P. Di Stefano et al. Background discrimination capabilities of a heat and ionization germanium cryogenic detector. *Astroparticle physics*, **14** :329–337, 2001.
- [4] P. N. Luke. Voltage-assisted calorimetric ionization detector. *Journal of applied physics*, **64**(12) :6858, 1988.



# Chapitre 4

## Les événements de surface

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Les événements à collecte incomplète de charge . . . . .</b>	<b>41</b>
4.1.1	La mise en évidence des événements à collecte incomplète de charges . . . . .	41
4.1.2	La collecte incomplète dans les détecteurs ionisation-chaleur . .	42
4.1.3	Interprétation . . . . .	45
4.1.4	Conclusion sur les événements mal collectés . . . . .	50
<b>4.2</b>	<b>Les méthodes d'affranchissement des événements de surface.</b>	<b>52</b>
4.2.1	Les solutions passives . . . . .	52
4.2.2	Les solutions actives . . . . .	53

---

### 4.1 Les événements à collecte incomplète de charge

#### 4.1.1 La mise en évidence des événements à collecte incomplète de charges

En 1977, Llancer [1] étudie la spectrométrie X (1,5 à 3,2 keV) avec un détecteur germanium ultra-pur et germanium à barrière de surface, ou Ge(Li), à une température de 77 K. Les champs de collecte sont compris entre 100 et 2000 V/cm. Il remarque un excès de signal anormal vers les basses énergies qu'il interprète comme provenant d'une collecte incomplète des charges.

En 1994, P.N. Luke [2] mesure l'énergie de la raie X de 5,9 keV du  $^{55}\text{Fe}$ , qui possède une faible longueur de pénétration ( $\lambda_\gamma = 12 \mu\text{m}$  dans le germanium), avec un détecteur germanium dans lequel il implante des électrodes de bore.

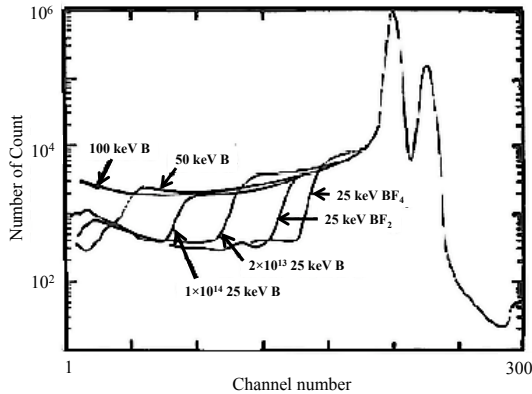


FIGURE 4.1 – Spectre des raies X de 5,9 keV et 6,5 keV du  $^{55}\text{Fe}$  avec un détecteur germanium dont les électrodes de bore sont implantées. [2]

La figure 4.1 représente le spectre de cette raie en fonction de l'énergie d'implantation des électrodes. Cette expérience montre que la collecte des charges dépend de la nature des électrodes.

Les détecteurs ionisation-chaleur utilisés par l'expérience EDELWEISS pour la détection de matière noire diffèrent significativement des détecteurs précédemment évoqués :

1. Les détecteurs pour la recherche de la matière noire sont de grande masse (plusieurs centaines de gramme) en comparaison de ceux utilisés pour la spectrométrie  $\gamma$ ,
2. Les tensions de collecte sont de quelques Volts, soit des champs de quelques Volts/cm à cause de l'effet Luke (2000 V/cm en spectrométrie  $\gamma$ ),
3. La température de travail est inférieure à 100 mK (77 K en spectrométrie  $\gamma$ ).

À cette température (100 mK), l'énergie  $kT$  est de l'ordre de  $2 \mu\text{eV}$  et aucun porteur (même s'il y a des impuretés) n'est thermiquement excité. Pour des cristaux ultra-purs ( $10^{10} - 10^{11}$  impuretés/cm<sup>3</sup>) la collecte est possible pour des champs aussi faibles que 0,5 V/cm.

Les conditions d'utilisation des détecteurs amplifient la problématique de la collecte incomplète des charges qui concerne essentiellement les événements près des surfaces.

#### 4.1.2 La collecte incomplète dans les détecteurs ionisation-chaleur

La limitation principale des performances des expériences utilisant des détecteurs ionisation-chaleur provient des événements à collecte incomplète de charges.

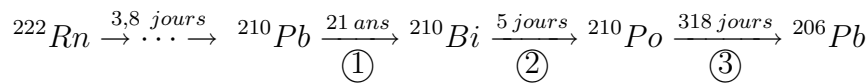
Sur la figure 4.2 - a), nous présentons le rendement d'ionisation en fonction de l'énergie de recul du Bolo Ge/NbSi 203 (chapitre 9) exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$  dont les principales raies photoniques et électroniques sont rappelées dans le tableau 4.1. Les événements de 88 keV (photons) sont bien collectés ( $Q=1$ ). Les événements de 22 keV (photons) sont en moyenne à collecte complète, la mesure de leur énergie sur le spectre est correcte, et bien centrés à  $Q=1$  mais une traînée descend vers la bande de recul nucléaire (figure 4.2 - a) ). Les événements de 62 keV et 84 keV (électrons) sont tous à collecte incomplète avec  $Q < 0,7$ .

TABLE 4.1 – Raies électroniques et photoniques principales du  $^{109}\text{Cd}$ . Les photons suivent une loi d'absorption exponentielle :  $\frac{1}{\lambda_\gamma} \exp\left(-\frac{x [\text{mm}]}{\lambda_\gamma [\text{mm}]}\right)$ . Les électrons forment une avalanche électronique, la distance ( $\bar{z}$ ) donnée par le tableau correspond à la taille de l'avalanche au bout de laquelle les électrons ont une énergie moyenne de 10 % de celle de départ. La simulation pour les électrons est effectuée, avec le logiciel CASINO, pour mille électrons dans du germanium (chapitre 7).

	énergie	$\bar{z}$
électrons	62 keV	10 $\mu\text{m}$
	84 keV	15 $\mu\text{m}$
	87 keV	18 $\mu\text{m}$
	énergie	$\lambda_\gamma$
photons	22 keV	60 $\mu\text{m}$
	25 keV	80 $\mu\text{m}$
	88 keV	2,5 mm

Comme nous l'avons discuté au chapitre 3, le fond radioactif de l'expérience EDELWEISS II comprend de l'ordre de deux bêtas par kilogramme jour provenant d'une contamination au radon. Afin de reproduire ce fond électronique nous avons intentionnellement pollué le support du détecteur en le plongeant dans une atmosphère avec une forte densité de radon (voir figure 4.2 - **b**).

Le  $^{210}\text{Pb}$ , issu de la décroissance du radon, est instable et décroît jusqu'à donner du  $^{206}\text{Pb}$  :



① électrons :  $E_e < 60 \text{ keV}$  et photons (voir tableau 4.2)

② électrons :  $E_e < 1,2 \text{ MeV}$

③  $\alpha$  :  $E_\alpha \sim 5,3 \text{ MeV}$

TABLE 4.2 – Raies principales de la désintégration du  $^{210}\text{Pb}$  en  $^{210}\text{Bi}$ .  $I$  est l'intensité de la raie.

$^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$			
photons	46,5 keV	$\lambda_\gamma$ 450 $\mu\text{m}$	$I$ 4,25 %
électrons de conversion	42,5 keV	$\bar{z}$ 5 $\mu\text{m}$	14,28 %
	30,15 keV	3 $\mu\text{m}$	60,3 %

Les raies d'émissions des éléments de la chaîne de décroissance du  $^{222}\text{Rn}$ , présentes sur la figure 4.2, sont résumées dans le tableau 4.2.

Une population intermédiaire, sur le Q-plot du détecteur GGA 1, composée des électrons émis par les plomb et bismuth, en particulier les raies d'électrons de conversion de 30,2 et 42,5 keV, se situe autour de  $Q=0,7$ . La raie photonique de 46,5 keV est bien collectée ( $Q=1$ ). Ces photons ont une longueur de pénétration supérieure à celle des électrons (voir tableau 4.2).

Ces deux expériences mettent en évidence la forte corrélation entre événements de surface et événements à collecte incomplète de charges.

La figure 4.3 présente le spectre en énergie de la source de  $^{109}\text{Cd}$  dont les raies sont données dans le tableau 4.1. Il y a effectivement une sous évaluation de l'énergie des

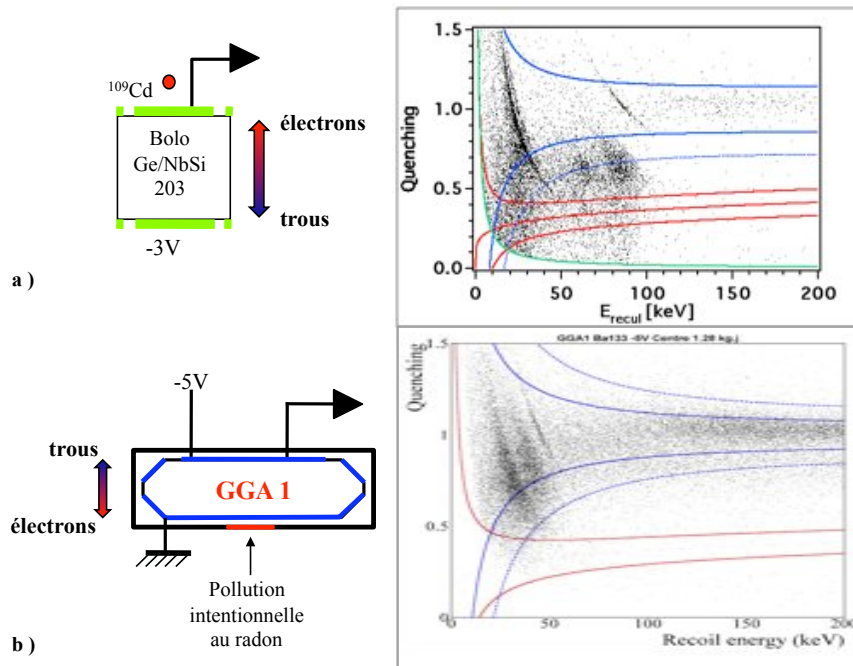


FIGURE 4.2 – **a)** *Q*-plot du Bolo Ge/NbSi 203 exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$ , **b)** *Q*-plot obtenu avec le détecteur GGA 1 dont le capot du support a été volontairement pollué avec du radon. Sur la figure, une quantité importante d'électrons est compatible avec un recul nucléaire.

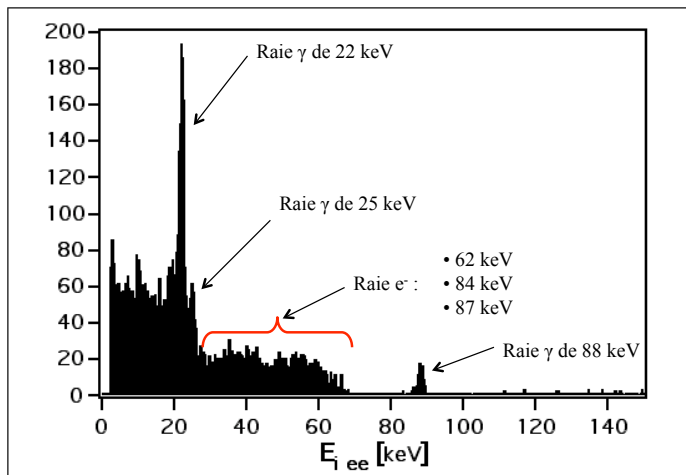


FIGURE 4.3 – Spectre en énergie de la source de  $^{109}\text{Cd}$  par la mesure de la collecte des charges avec le Bolo Ge/NbSi 203.

électrons par la mesure de la charge alors que les événements de la raie photonique de 22 keV sont dans l'ensemble à collecte complète.

L'expérience CDMS qui utilise également des détecteurs ionisation-chauffe a constaté, de la même manière, que les événements ayant lieu proche des électrodes de collecte donnent un signal ionisation incomplet [3].

En 2001, A. Broniatowski [4] de la collaboration EDELWEISS montre qu'il existe une corrélation entre la proximité de surfaces libres (non recouvertes d'électrodes) et les événements à collecte incomplète de charges.

Le dispositif, présenté sur la figure 4.4 - **a**), est un cristal de germanium cylindrique sur lequel est évaporé des électrodes composites. Au centre, un disque plein séparé d'un millimètre d'un anneau de garde, de l'autre côté une électrode pleine sur toute la surface du détecteur.

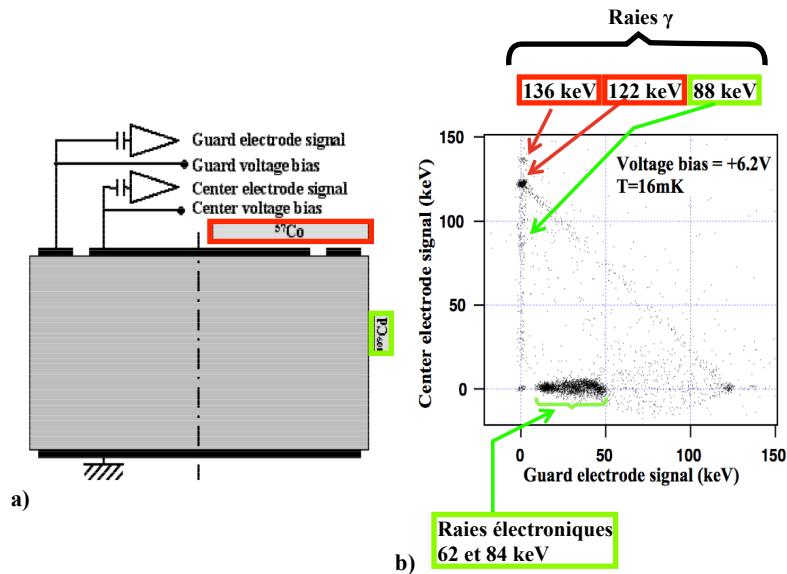


FIGURE 4.4 – **a**) Schéma du dispositif expérimental. Les surfaces latérales sont laissées libres (sans électrode de collecte), **b**) amplitude centre en fonction de l'amplitude garde. [4]

Sur la figure 4.4 - **b**), le diagramme présentant les spectres ionisation montre que les électrons de 62 et 84 keV, qui ont une longueur de pénétration d'une dizaine de micromètres, ont une collecte incomplète puisqu'ils sont mesurés avec une énergie inférieure à une cinquantaine de keV.

### 4.1.3 Interprétation

En 1977, F.S. Goulding [5] propose un modèle de formation d'un plasma lors de l'impact. Ce plasma écranne alors le champ électrique de collecte. Expérimentalement, on montre que le temps d'érosion du plasma est inférieur à la dizaine de nano-secondes [6] dans les conditions de collecte des détecteurs de l'expérience EDELWEISS. Si un événement a lieu suffisamment proche de l'électrode, des paires électron-trou diffusent (grâce à l'écrantage plasma) dans celle-ci et peuvent s'y recombiner.

En 2001, l'équipe du CSNSM [4] propose comme processus pouvant expliquer la collecte incomplète des événements de surface d'une source de  $^{109}\text{Cd}$  positionnée proche de la surface latérale : le piégeage des porteurs sur les surfaces libres du détecteur (voir

figure 4.4).

En 2004, en simulant le champ électrique de collecte du détecteur, 4 zones sont mises en évidence [7] (voir figure 4.5) :

- ① événements collectés par les électrodes centrales
- ② événements collectés par les électrodes centrales et de garde
- ③ événements collectés par les électrodes de garde
- ④ événements piégés sur les surfaces libres

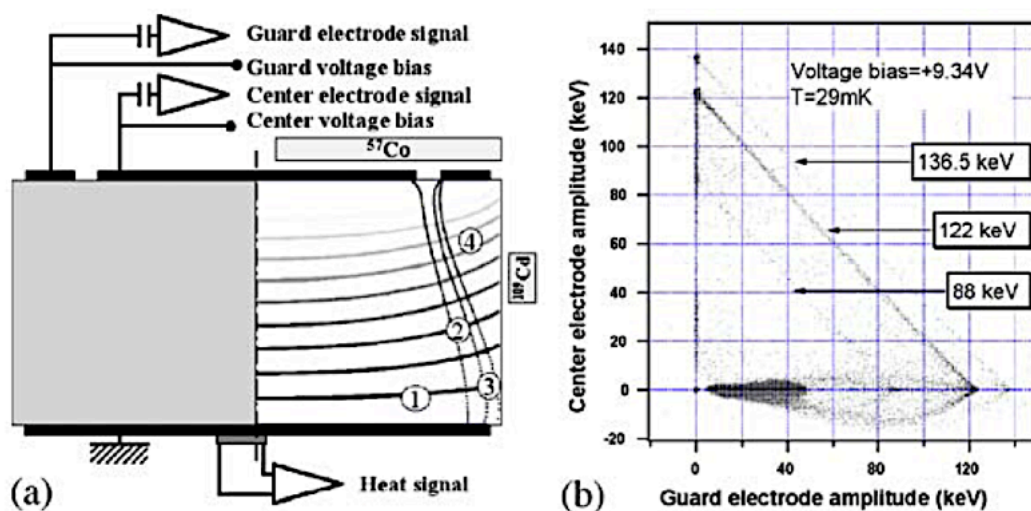


FIGURE 4.5 – **a)** Schéma du dispositif expérimental où sont représentées les lignes de champ de collecte. **b)** Diagramme de la collecte des charges par l'électrode centrale en fonction de celle par l'électrode de garde. [7]

Les événements intervenant dans la région ④ suivent le comportement simulé en faisant l'hypothèse que les charges sont piégées sur les surfaces et en considérant le théorème de Ramo [8]. La figure 4.6 montre l'accord entre les données expérimentales et la simulation.

En 2006, A. Broniatowski et B. Censier proposent un modèle [9] de construction de charges d'espace par piégeage des porteurs sous les électrodes sur :

- les surfaces du cristal de germanium du fait des multiples imperfections (ruptures de liaisons électroniques, mode de préparation de la surface, nature de l'atmosphère environnante...). La densité de ces pièges peut être supérieure à  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  [10],
- des niveaux de pièges chargés électriquement avec de fortes sections de capture ( $>10^{-13} \text{ cm}^2$ ) [10].

Les porteurs de charges (trous ou électrons) créés par l'impact d'une particule incidente proche des surfaces du germanium se piègent **durablement** sur celles-ci et sur les impuretés peu profondes (indépendamment de la présence de l'électrode) et ne peuvent être éliminés que par un traitement de régénération (discuté par la suite).



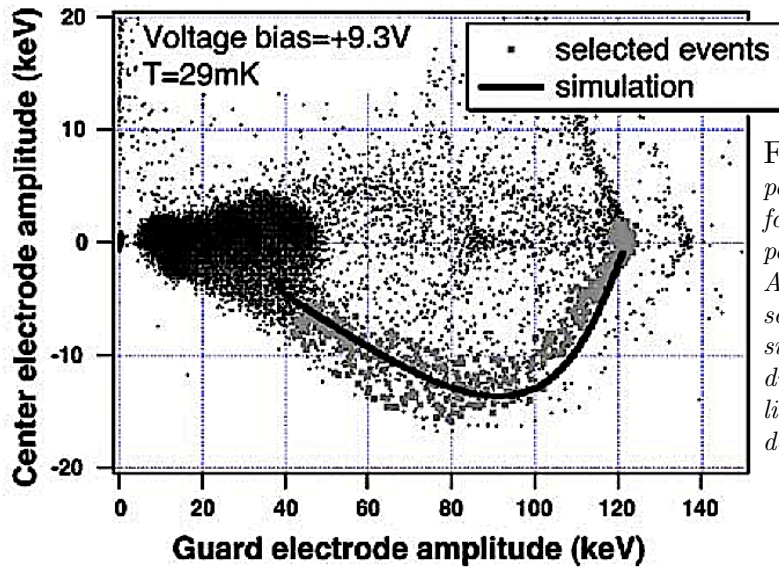


FIGURE 4.6 – Spectre mesuré par les électrodes centrales en fonction du spectre mesuré par les électrodes de garde. Aux données expérimentales sont superposées les données simulées en faisant l’hypothèse du piégeage sur les surfaces libres et en utilisant le théorème de Ramo. [7]

Une expérience [9] faite avec un détecteur germanium de 15 g met en évidence le piégeage des charges proches des électrodes (figure 4.7). Après régénération (voir discussion de la figure 4.8), le détecteur est exposé à deux sources : une de  $^{60}\text{Co}$  ( $\gamma$  de volume) et une de  $^{241}\text{Am}$  ( $\alpha$  très peu pénétrants et très ionisants).

La raie photonique de 1179 keV du  $^{60}\text{Co}$  est stable dans le temps : les charges créées dans le volume ne sont pas ou peu piégées. L’énergie d’ionisation, à l’origine, des  $\alpha$  est de 2,5 MeV, alors qu’ils ont une énergie d’environ 5 MeV. La collecte des charges est donc incomplète.

On remarque deux comportements différents des alphas : à + 49 V le signal s’améliore et à - 49 V se dégrade. Ces comportements s’interprètent :

- dans le premier cas, comme la neutralisation des pièges proches des surfaces induisant une amélioration de la collecte des charges.
- dans le second cas, comme la formation d’une charge d’espace proche des surfaces qui écranthe le champ et induit une dégradation du signal.

Les particules  $\alpha$  de 5 MeV ont une distance d’absorption dans le germanium d’environ 20  $\mu\text{m}$ , et les photons de 1179 keV, de 3,6 cm. La comparaison de la raie photonique de 1179 keV et des alphas indique que les porteurs sont piégés près des surfaces.

Le même détecteur, avec le même protocole que précédemment, a été exposé à une source d’électrons ( $^{109}\text{Cd}$ ), et malgré le plus faible potentiel ionisant des électrons, on a également constaté une dégradation ou une amélioration du rendement de collecte de ces derniers.

Nous allons discuter maintenant d’une méthode permettant de ne pas être pénalisé par l’accumulation progressive de charges piégées : “la régénération”.

Le détecteur Bolo Ge/NbSi 203 a été étudié après “une régénération” soit de quelques minutes, soit d’une nuit, à une tension de collecte de 3V avec une source de calibration

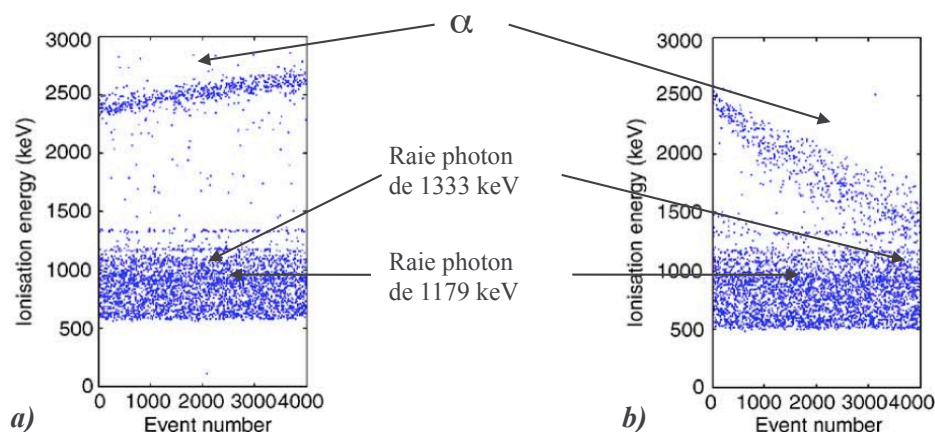


FIGURE 4.7 – Amplitude d'ionisation normalisée en keV en fonction du temps. Détecteurs exposés à une source de  $^{60}\text{Co}$  (raies  $\gamma$  1333 keV et 1179 keV) et de  $^{241}\text{Am}$  (raie  $\alpha$ ), et polarisé : **a)** à + 49 V et **b)** à - 49 V. [9]

pendant plusieurs heures.

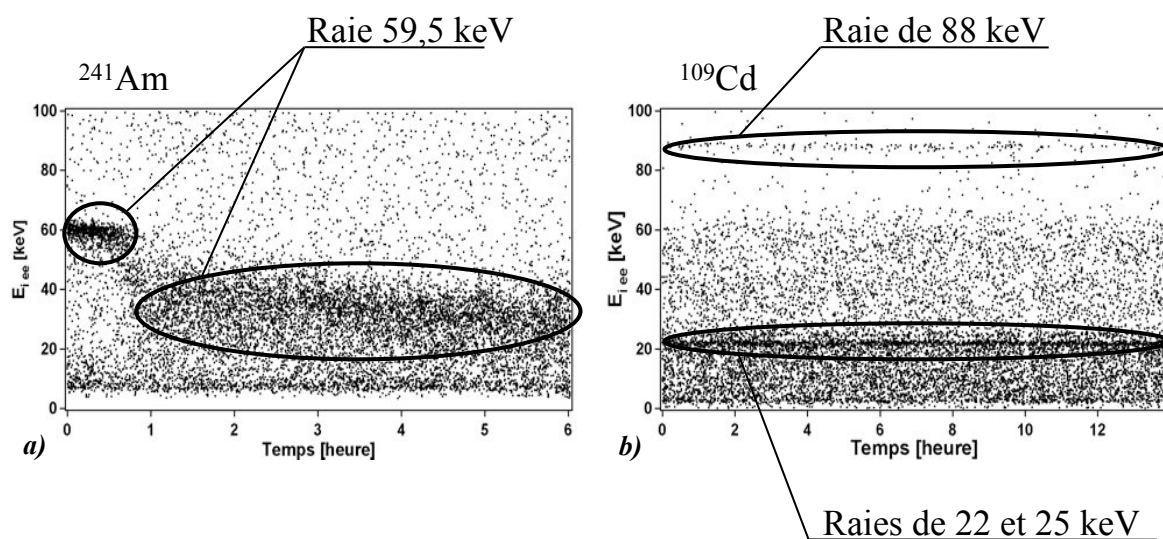


FIGURE 4.8 – **a)** - Amplitude d'ionisation (électrode centrale) en fonction du temps. Le détecteur Bolo Ge/NbSi 203 est brièvement régénéré avec une source de  $^{60}\text{Co}$  et exposé à une source de  $^{241}\text{Am}$  pendant 6 heures avec une polarisation de 3V. **b)** - Amplitude d'ionisation (électrode centrale) normalisée en keV en fonction du temps. Le Bolo Ge/NbSi 203 est régénéré pendant 12 heures avec une source de  $^{60}\text{Co}$  puis exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$  pendant 14 heures avec une polarisation de 3V. Les deux acquisitions ont été effectuées dans le même environnement expérimental au CSNSM.

La figure 4.8 - **a)** montre que les événements de la raie photonique de 59,5 keV commencent par être bien collectés, puis, au cours du temps, cette collecte se détériore.

Le modèle présenté du piégeage proche des surfaces permet également d'expliquer cette dégradation. Les charges se piégeant sur les surfaces du germanium en particulier sous les électrodes, peu à peu, forment un contre champ électrique de plus en plus important qui neutralise le champ de collecte. La procédure de régénération permet de neutraliser ces charges d'espace sous les électrodes.

Expérimentalement, nous avons mis en place une méthode permettant de régénérer les détecteurs en les exposant ou à une source intense (EDELWEISS), ou à des flashes lumineux (au début d'EDELWEISS, méthode mis au point par CDMS), et en mettant toutes les électrodes à la masse. L'exposition aux sources permet de créer des charges qui vont neutraliser les charges d'espace qui se sont formées sous polarisation. Les charges non piégées se recombinaient ou s'écoulent au travers des électrodes qui sont à la masse. Lorsque le détecteur est exposé suffisamment longtemps la densité de charge d'espace devient assez petite pour ne perturber la collecte des charges qu'au bout de plusieurs heures voire plusieurs jours. La figure 4.8 - **b)** montrant l'exposition du Bolo Ge/NbSi 203 à une source de  $^{109}\text{Cd}$  après régénération de 12h avec une source de  $^{60}\text{Co}$  illustre l'efficacité de la méthode.

D'autre part comme l'a montré X.-F. Navick pendant sa thèse [11], le rayonnement infra-rouge émis par le dispositif expérimental contribue à la formation de la charge d'espace.

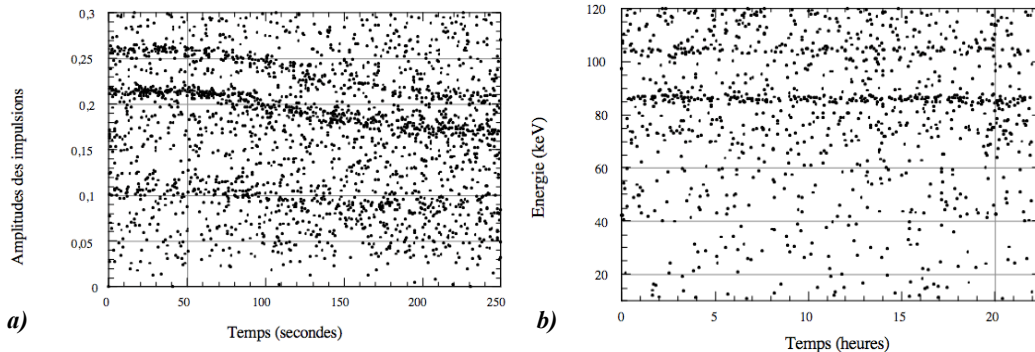


FIGURE 4.9 – **a)** Amplitudes en fonction du temps sans protection contre le rayonnement infra-rouge pour une tension de collecte de 1,4 V. **b)** Amplitudes normalisées en keV en fonction du temps pour une tension de collecte de -2 V avec protections particulières contre le rayonnement infra-rouge. [11]

La figure 4.9 présente l'amplitude d'ionisation au cours du temps pour deux détecteurs identiques (Ge - 2 et Ge - 4), un cylindre de germanium respectivement de 67 et 70 g avec les bords biseautés, des électrodes d'aluminium et un thermomètre de Ge(NTD) exposés à une source de  $^{155}\text{Eu}$ . Le détecteur Ge - 2 présente une dégradation au cours du temps de l'estimation des raies de 105 keV, 86,7 keV et 43 keV alors que le détecteur Ge - 4, protégé du rayonnement infra-rouge, reste stable pendant vingt heures.

Un certain nombre de câbles et de tubes métalliques servant pour la cryogénie et pour le fonctionnement des détecteurs descendent de la température ambiante à quelques dizaines de milli-Kelvin. Malgré les soins apportés pour la thermalisation progressive de ces éléments, ils émettent un rayonnement infra-rouge. Les écrans assurant l'isolation thermique émettent également un rayonnement infra-rouge.

Ce rayonnement, de type rayonnement de corps noir, a un flux d'énergie proportionnel à la puissance quatrième de la température (loi de Stefan-Boltzmann) :

$$E = \sigma T^4 \text{ et } \sigma = \frac{\pi^4 k_B^4}{60 \hbar^3 c^2} = 5,67 \times 10^{-8} JK^{-4}m^{-2}s^{-1} \quad (4.1)$$

Le rayonnement pour une température de 300 K est d'environ  $5 \times 10^{-2}$  J/cm<sup>2</sup>/s et à 1 K d'environ  $5,7 \times 10^{-12}$  J/cm<sup>2</sup>/s.

Pour diminuer l'effet de ce rayonnement, nous utilisons une peinture absorbante sur la surface intérieure des écrans. Cette peinture absorbe le rayonnement infra-rouge de haute température provenant des étages supérieurs du cryostat. Pour EDELWEISS II, du fait du taux de radioactivité de la peinture, seuls l'écran 1K et, dans l'exemple de la figure 4.9, l'écran le plus proche des détecteurs sont peints.

L'ensemble des précautions prises (peinture absorbante et amélioration de la thermalisation des fils de mesure) améliore nettement la stabilité de la collecte des charges (voir figure 4.9 - b)).

#### 4.1.4 Conclusion sur les événements mal collectés

Un scénario pour les événements à collecte incomplète issus de collisions se produisant proches des électrodes est le suivant : les particules interagissent dans le détecteur en formant des paires électron-trou. La densité de paires dépend de la nature de la particule et de son énergie (une particule  $\alpha$  a une capacité d'ionisation supérieure à un électron ou un photon). Cet impact génère un plasma qui écrante pendant un temps inférieur à quelques dizaines de nano-secondes le champ électrique de collecte.

Ce plasma permet aux électrons et aux trous de diffuser et de se recombiner dans une même électrode.

La figure 4.10 montre le rendement d'ionisation associée à une mesure du fond radioactif par l'expérience EDELWEISS I avec trois détecteurs avec sous-couche de germanium amorphe. Au dessus de 30 keV le nombre d'événements dans la bande de recul nucléaire est de 3 dans le cas de la figure, où ne sont présentés que 22,7 kg jour, et 6 sur l'ensemble des 62,5 kg jour. Nous l'attribuons à des événements de surface à collecte incomplète de charges.

La simulation du fond radioactif de l'expérience EDELWEISS II, avec le détecteur GGA 1 et le capot volontairement pollué au radon, présentée sur la figure 4.2, permet d'estimer que 3 % des événements de surface sont confondus avec un recul nucléaire pour une énergie de recul comprise entre 30 et 200 keV.

Les événements à collecte incomplète de charges peuvent être dû :

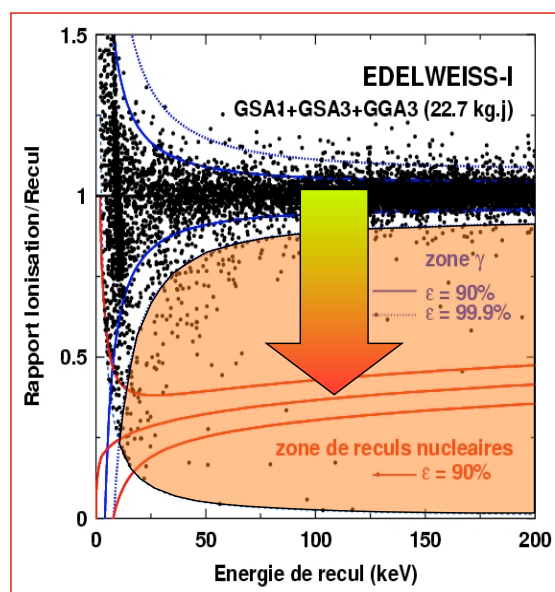


FIGURE 4.10 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul d’une acquisition physique du fond radioactif de la phase EDELWEISS I, acquisition 2003p[12]. La flèche indique que les événements à collecte incomplète s’étalent verticalement de la bande de recul électronique vers celle de recul nucléaire sur les  $Q$ plots. Le rendement d’ionisation est proportionnel à l’énergie d’ionisation et, pour ces derniers, il est d’autant plus petit que le nombre de charges non collectées est grand.

- à une recombinaison des charges directement dans les électrodes,
- à du piégeage sur les surfaces libres,
- à du piégeage en volume sur des impuretés (neutralisé par les procédures de régénération).

Nous appelons événements de surface tous les événements présentant une collecte incomplète de charge impliquant la proximité des surfaces.

Ils sont la limitation principale des expériences de détection de la matière noire utilisant des détecteurs ionisation-chaleur.

Des méthodes passives ou actives peuvent être utilisées pour améliorer la discrimination des événements de surface des détecteurs.

Le rejet passif consiste, par une optimisation de la configuration du détecteur, à améliorer la collecte des charges. Le rejet actif a pour but l’identification des événements de surface.

Nous verrons par la suite que dans la majorité des expériences les solutions passives sont combinées avec les solutions actives.

## 4.2 Les méthodes d'affranchissement des événements de surface.

### 4.2.1 Les solutions passives

En 1994, P.N. Luke et C.S. Rossington ont observé une réduction de 10 % des événements à collecte incomplète de charges en plaçant une fine couche de germanium amorphe entre les électrodes et le cristal de germanium, par rapport aux contacts de type Schotky et cette réduction est de 50 % par rapport aux contacts implantés.

Les détecteurs étaient développés pour l'étude de rayons X à des températures autour de l'azote liquide (77 K) et pour des tensions de collecte de l'ordre du millier de Volt par centimètre.

T. Shutt[13], à partir des résultats précédents, propose l'utilisation d'une sous-couche amorphe sous les électrodes pour améliorer la collecte des charges avec un détecteur massif fonctionnant à 20 mK et une tension de collecte de l'ordre du Volt par centimètre.

Il étudie deux détecteurs, dont la géométrie est décrite ci-dessous et les résultats présentés sur la figure 4.11, avec une source de  $^{241}\text{Am}$  et une tension de collecte de +0,6 V/cm :

- Un cristal de germanium ( $V_{Ge} = 0,15 \text{ cm} \times 1\text{cm}^2$ ) avec des électrodes de bore implantées sur une profondeur d'approximativement 1500 Å.
- Une sous-couche de silicium de 275 Å entre le cristal de germanium ( $V_{Ge} = 0,15 \text{ cm} \times 1\text{cm}^2$ ) et une électrode d'aluminium de 2500 Å

L'expérience EDELWEISS [14] utilise également des sous-couches amorphes et a également observé une diminution des événements à collecte incomplète de charges (illustré sur la figure 4.12).

Le détecteur GGA 1, équipé d'une sous-couche de germanium amorphe, montre, pour une énergie de recul comprise entre 30 et 200 keV, un taux d'événements de 3 % compatibles avec un recul nucléaire lors de l'expérience avec le capot volontairement pollué au radon (voir figure 4.2).

Tous les détecteurs de la phase EDELWEISS II ont donc été équipés d'une sous-couche de germanium ou de silicium amorphe.

Cette méthode permet une amélioration de la collecte des charges, en particulier pour les photons. Cependant elle est moins efficace pour les électrons de basse énergie (proche des électrodes). Comme le montre l'expérience avec le détecteur GGA 1, équipé d'une sous-couche amorphe, présentée sur la figure 4.2 - **b**), la collecte des charges créées par des photons de basse énergie (30 keV) est bonne alors que celle des charges issues d'électrons incidents est incomplète.

Pour pouvoir être sensible à des sections efficaces de WIMPs de l'ordre de  $10^{-8}$  pb ( $< 2 \cdot 10^{-3}$  événement/kg/jour), il est nécessaire de rejeter plus de 99,9 % de ces événements de surface tombant dans la bande de recul nucléaire pour des énergies de recul comprises entre 30 et 200 keV. Pour cela on couple la sous-couche amorphe avec d'autres solutions de rejet actif.

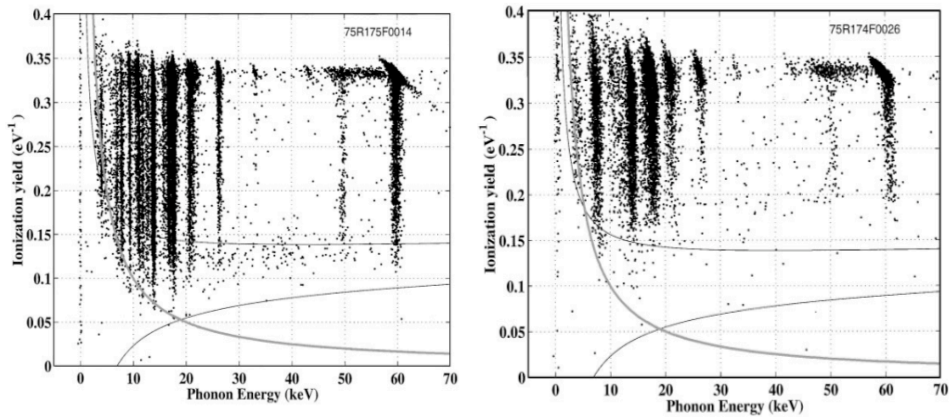


FIGURE 4.11 – Rendement d’ionisation en fonction de l’énergie de recul des deux détecteurs décrits ci-dessus exposés à une source de  $^{241}\text{Am}$ . À gauche, géométrie avec les électrodes implantées, à droite, avec sous-couche de silicium amorphe. [2]

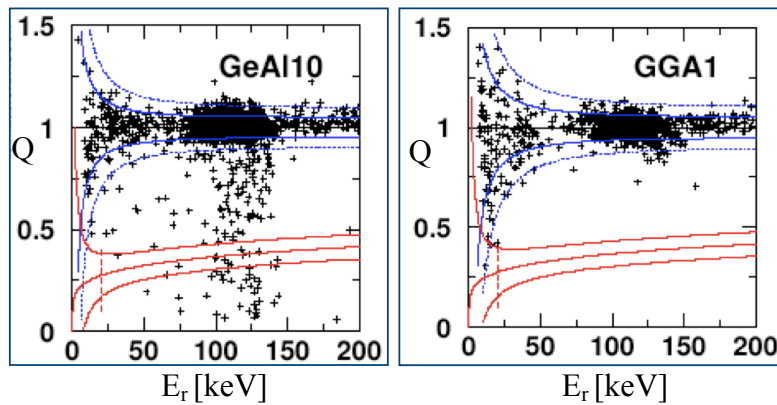


FIGURE 4.12 – Détecteur de germanium de 320 g et électrode d’aluminium, à gauche, sans sous-couche et à droite avec une sous-couche de germanium amorphe. Les détecteurs sont exposés à une source de  $^{57}\text{Co}$ .

## 4.2.2 Les solutions actives

La méthode passive permet d’améliorer la collecte des charges, la méthode active a pour objectif d’identifier les événements de surface. Nous allons décrire ici différentes techniques qui permettent de s’affranchir des événements de surface (celle faisant l’objet de cette thèse n’est pas présentée dans cette revue).

### 4.2.2.1 Les détecteurs ZIP

L’expérience CDMS a développé des détecteurs sensibles aux phonons de haute énergie qui permettent d’identifier les événements de surface.

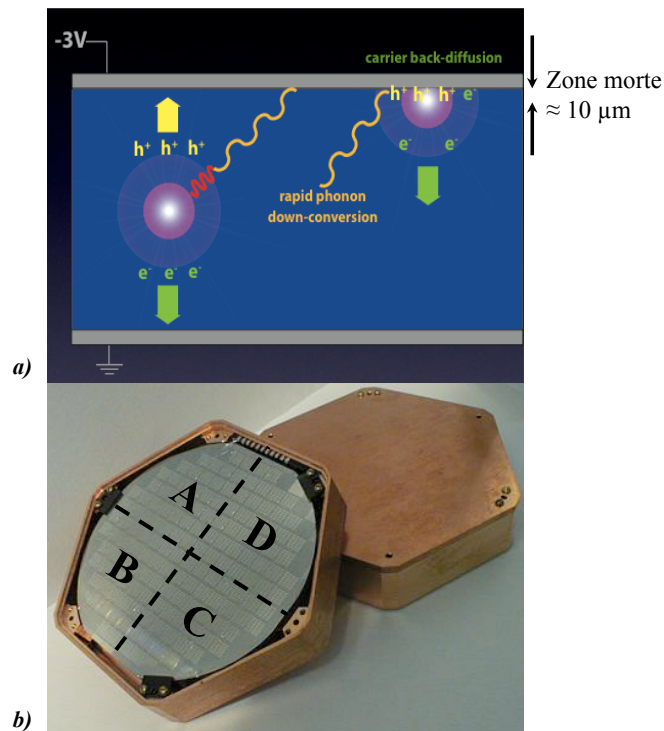


FIGURE 4.13 – Détecteur ZIP utilisé par l'expérience CDMS. **a)** Schéma de principe du fonctionnement pour le rejet des événements de surface, **b)** thermomètre-électrode : le thermomètre est séparé en quatre secteurs, l'électrode est constituée d'une grille. L'autre face du détecteur est constituée d'une électrode pleine. La grille sert d'électrode de référence et la pleine d'électrode collectrice. L'électrode pleine est entourée d'un anneau de garde.

Ces détecteurs sont composés (voir photo 4.13) :

- d'une face avec une électrode de collecte d'aluminium
- d'une sous couche de silicium amorphe
- d'un cylindre de germanium ou de silicium ( $\varnothing = 76 \text{ mm}$ ,  $h = 10 \text{ mm}$ )
- d'une sous couche de silicium amorphe
- d'une face composée de thermomètres-électrode (électrode de référence) d'aluminium-tungstène de type QTE (Quasi-particles Trapping Electrothermal feed back transition edge thermometers sensors).

Les phonons initialement engendrés par l'impact de la particule ont des fréquences de l'ordre d'une dizaine de téra-hertz ( $1 \text{ THz} \leftrightarrow 70 \text{ meV} \leftrightarrow \approx 800 \text{ K}$ ). Ils ont une propagation quasi-diffusive dans le cristal, entre une diffusion balistique (libre parcours moyen supérieur au dimension du cristal) et diffusive. Leur vitesse est inférieure à celle des phonons balistiques ( $\approx 5 \text{ km/s}$ ). Pour des fréquences inférieures ( $\lesssim 1 \text{ THz}$ ), la propagation devient majoritairement balistique.

Les détecteurs ZIP utilisent cette dépendance pour identifier les événements de surface. Lorsqu'un événement crée des phonons de haute énergie ( $\approx 50 \text{ K} \leftrightarrow 1 \text{ THz}$ ) près d'une électrode ( $\approx 1 \text{ mm}$ ), ceux-ci sont absorbés localement par l'électrode et restitués rapidement sous forme de phonons balistiques au cristal. En volume, le processus de désexcitation des phonons est plus long et la conversion des phonons quasi-diffusifs en phonons balistiques plus lente.

Un événement qui a lieu près d'une des deux électrodes donne un temps de montée plus



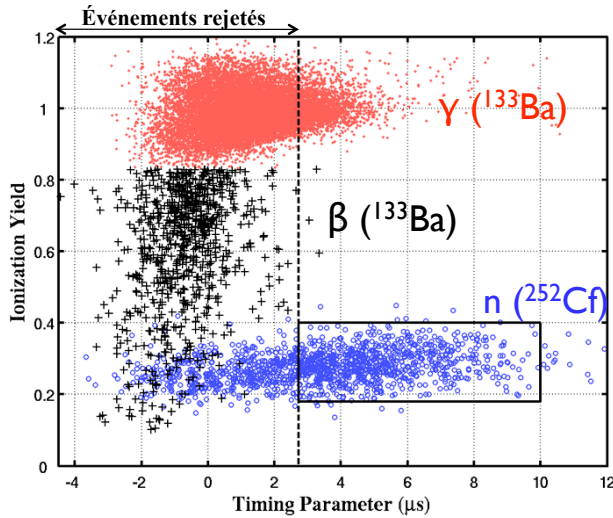


FIGURE 4.14 – Temps de montée en fonction du rendement d'ionisation. Les détecteurs sont étudiés avec des sources de  $^{133}\text{Ba}$  et  $^{252}\text{Cf}$  [15].

court qu'un événement de volume.

La figure 4.14 montre les performances de rejet des événements de surface par les détecteurs ZIP.

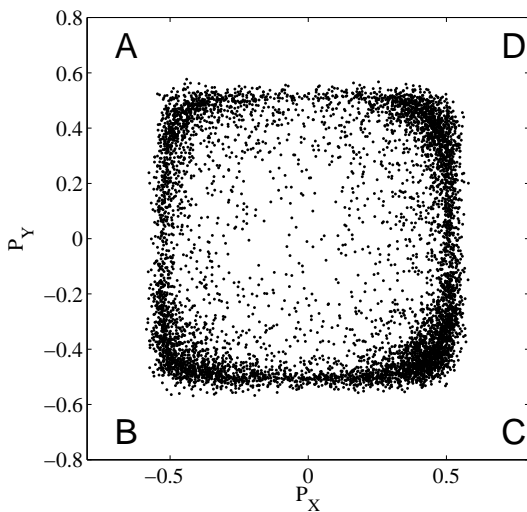


FIGURE 4.15 – Positionnement en XY des impacts dans les détecteurs ZIP développés par l'expérience CDMS avec des sources de  $^{133}\text{Ba}$  [16].

De plus ces détecteurs sont capables de faire une reconnaissance de position en XY par comparaison des amplitudes des signaux athermiques des quatre thermomètres (figure 4.15).

La figure 4.16 présente les Q-plots d'acquisitions physiques avant et après coupures sur le critère présenté par la figure 4.14. Cette technique permet, d'après CDMS (mais sans publication à ce jour), de rejeter plus de 99,5 % des événements de surfaces au-dessus d'une énergie de recul de 10 keV. Les données présentées par la figure 4.16 (et publiées [15]) suggèrent un rejet supérieur à 90 % des événements de surface dus au fond.

Actuellement, avec 15 détecteurs de 250 g de germanium opérationnels, l'expérience CDMS contraint la section efficace d'interaction des WIMPs avec les nucléons à  $4,6 \times 10^{-8}$

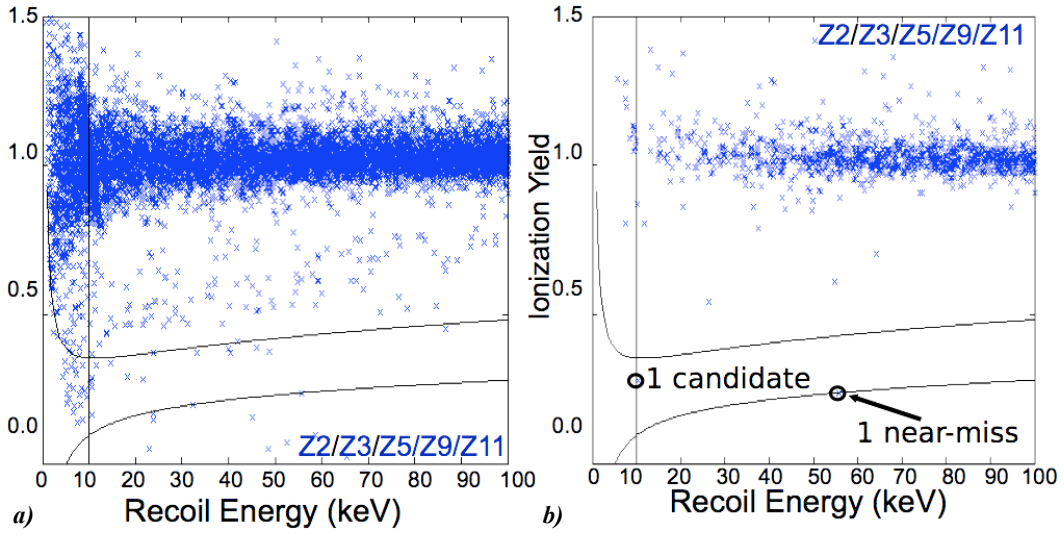


FIGURE 4.16 – Acquisition physique au laboratoire souterrain de Soudan avec 5 détecteurs de germanium de 250 g, soit une exposition de 96,8 kg-jour et 34 kg-jour après rejet des événements de surface. Q-plot : **a)** avant rejet, 9 événements dans la bande de recul nucléaire et **b)** après rejet, 1 événement dans la bande de recul nucléaire.

pb [17].

#### 4.2.2.2 Temps de montée du signal ionisation

Cette technique de détection des événements de surface se base sur la différence des vitesses de dérive des électrons et des trous.

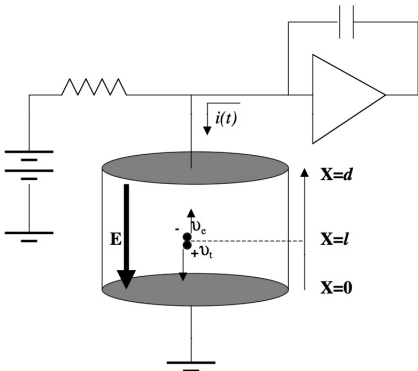


FIGURE 4.17 – Schéma d'un détecteur de charges. Les charges sont soumises à un champ électrique produit par les deux électrodes. L'une est équipée d'un amplificateur de charge et l'autre reliée à la masse.

Les électrons et les trous ont des vitesses de dérive différentes (resp.  $v_e$  et  $v_t$ ). Pendant leur dérive, les charges induisent par influence un courant sur les électrodes qui charge le condensateur de contre-réaction.

Le théorème de Ramo [8] donne la contribution de chaque type de charge à ce courant. Dans un modèle à une dimension, le signal présente une discontinuité correspondant à l'arrivée de l'un des deux types de porteurs sur une électrode. L'expérience montre que

certains des signaux présentent cette caractéristique mais ce n'est pas le cas en général du fait de la symétrie cylindrique des champs et potentiels dans le détecteur.

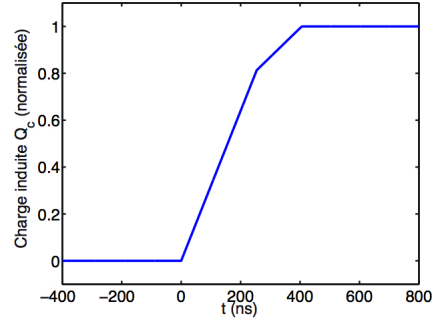
TABLE 4.3 – équation du courant induit par les électrons et les trous d'après le théorème de Ramo à 1D. Représentation de cette équation pour  $d = 1 \text{ cm}$ ,  $l = 0,5 \text{ cm}$  et pour une tension de collecte de  $1 \text{ V}$ . Les vitesses des électrons et des trous sont respectivement  $v_e = 2 \times 10^6 \cdot E^{0,28} \text{ cm/s}$  et  $v_t = 1,2 \times 10^6 \cdot E^{0,36} \text{ cm/s}$  avec  $E=1 \text{ V/cm}$  [10].

$$i(t) = i_e(t) + i_t(t)$$

$$i_e(t) = \frac{Nev_e}{d} \left( 1 - \Theta \left( t - \frac{d-l}{v_e} \right) \right)$$

$$i_t(t) = \frac{Nev_t}{d} \left( 1 - \Theta \left( t - \frac{l}{v_t} \right) \right)$$

Où  $\Theta$  est la fonction d'Heaviside et  $N$  le nombre de paires électron-trou formées pendant l'impact.



La figure 4.18 montrent les signaux obtenus avec un détecteur possédant des électrodes segmentées : centrale (comme sur le schéma 4.17) et de garde.

L'analyse détaillée des signaux permet néanmoins de remonter à une information de position [4].

À titre d'exemple, la figure 4.19 présente le profil d'absorption de la raie à  $122 \text{ keV}$  du  $^{57}\text{Co}$  mesuré par cette méthode [9]. La longueur caractéristique vaut  $(4,5 \pm 0,6) \text{ mm}$ , compatible avec la longueur caractéristique théorique  $\lambda_\gamma = 5,2 \text{ mm}$ .

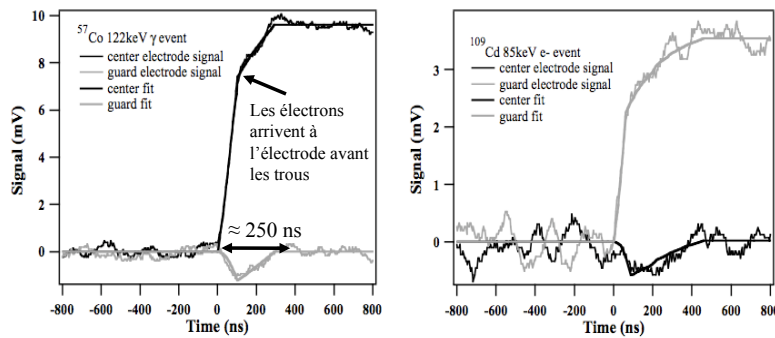


FIGURE 4.18 – Signaux résolus en temps du front de montée ionisation pour un événement de la raie  $\gamma$  à  $122 \text{ keV}$  du  $^{57}\text{Co}$  (a) et à  $85 \text{ keV}$  de la raie électronique du  $^{109}\text{Cd}$  (b) ainsi que leur ajustement avec un événement simulé. Détecteur germanium ultra-pur ( $10^{10} \text{ impuretés/cm}^3$ ), cylindrique ( $\varnothing = 20 \text{ mm}$ ,  $h = 10 \text{ mm}$ ) couplé à une électronique rapide (bande de fréquence :  $2 \text{ MHz}$ ).

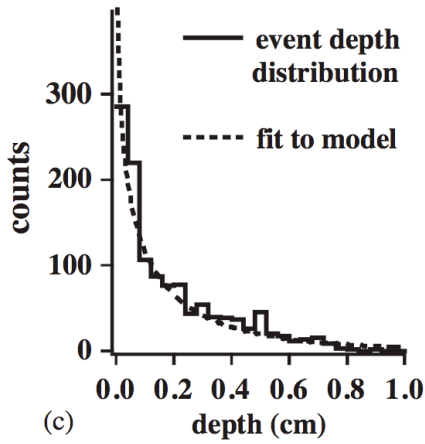


FIGURE 4.19 – Estimation de la position de l'impact d'événements de 122 keV par l'analyse de forme des signaux d'ionisation. La ligne discontinue est l'ajustement exponentiel permettant de déterminer la longueur caractéristique de pénétration de cette raie dans le germanium ( $\lambda_\gamma$ ).

Cette méthode est néanmoins limitée aux énergies élevées ( $> 60 \text{ keV}_{ee}$ ) du fait de la dégradation du rapport signal sur bruit à faible énergie. L'expérience EDELWEISS II utilisera prochainement une électronique rapide pour quantifier précisément le potentiel de cette méthode.

#### 4.2.2.3 INTERDIGIT

En 2005, A. Broniatowski [18], [19] propose de se servir du champ de collecte pour identifier les événements proches des électrodes.

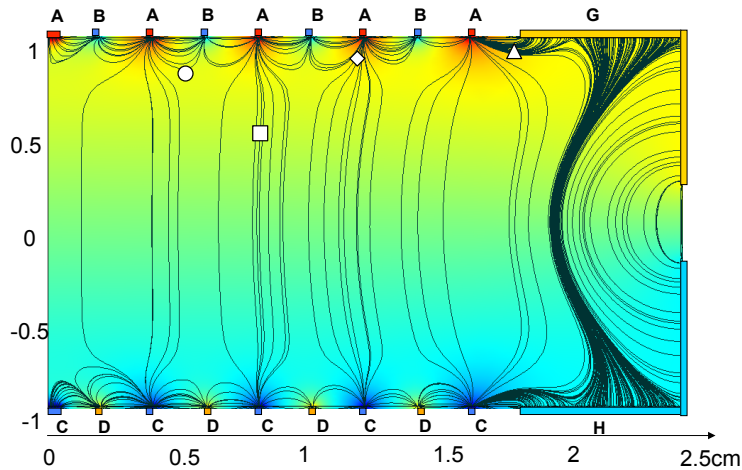


FIGURE 4.20 – Schéma des lignes de champ dans le détecteur INTERDIGIT (voir photo figure 4.21). Les tensions appliquées aux différentes électrodes sont données par le tableau 4.4. Il donne également les charges attendues sur chaque type d'électrodes en fonction du type d'événement (signalé par une forme blanche). Simulation réalisée par X. Defay (communication interne).

Chaque électrode de collecte est composée de deux électrodes concentriques interdigitées (voir figure 4.20). Ce dispositif permet d'appliquer un champ de collecte vertical en volume (électrodes de collecte), et un champ horizontal en surface (électrodes "field

shaping”). Les électrodes de collecte sont polarisées avec une tension de quelques volts et les électrodes de “field shaping” avec quelques dixièmes de volt. Sur la figure 4.20 sont représentées les lignes de champ électrique ainsi obtenues.

TABLE 4.4 – Le tableau présente les tensions typiques de collecte de charges des jeux d’électrodes. Les électrodes A et C sont dites de collecte et les B et D sont les électrodes de “field shaping”. Seuls les événements du type  $\square$  sont considérés comme des événements de volume.

Électrode	Tension [V]	Charge reçue par l’électrode			
		$\square$	$\diamond$	$\circ$	$\triangle$
A	+2	+Q	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$
B	-0,75	0	$\neq 0$	$\neq 0$	0
C	-2	-Q	$\neq 0$	0	0
D	+0,75	0	0	0	0
G	+0,5	0	0	0	$\neq 0$
H	-0,5	0	0	0	0

Un événement est identifié comme étant de surface quand il a lieu dans la zone de champ horizontal. Les lignes de champ y sont telles qu’elles obligent les charges à se diriger vers les deux jeux d’électrodes d’une même face (électrodes collectrices et électrodes de “field shaping”). Le signal obtenu sur l’autre face est nul.

Un événement de volume voit un champ vertical qui fait dériver les charges vers les électrodes des deux faces (électrode collectrices), chaque type de porteur (électrons ou trous) ne se dirigeant que vers une seule face. Le signal est nul sur les électrodes de field shaping.

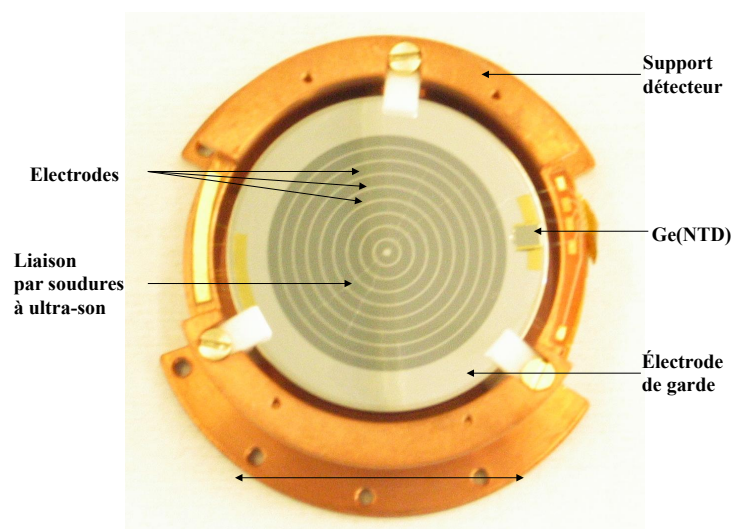


FIGURE 4.21 – Détecteur IN-TERDIGIT de 200 g (réalisé au CSNSM). Les électrodes centrales sont des anneaux de  $200 \mu\text{m}$  de large séparés de  $2 \text{ mm}$ . Les électrodes d’un même jeu sont reliées entre elles et au support par des fils d’aluminium de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre soudés par ultra-son.

Le critère d’identification est la comparaison entre les amplitudes des signaux obtenus par les quatre jeux d’électrodes. Un événement est dit de volume si seules les électrodes de collecte donnent un signal non nul.

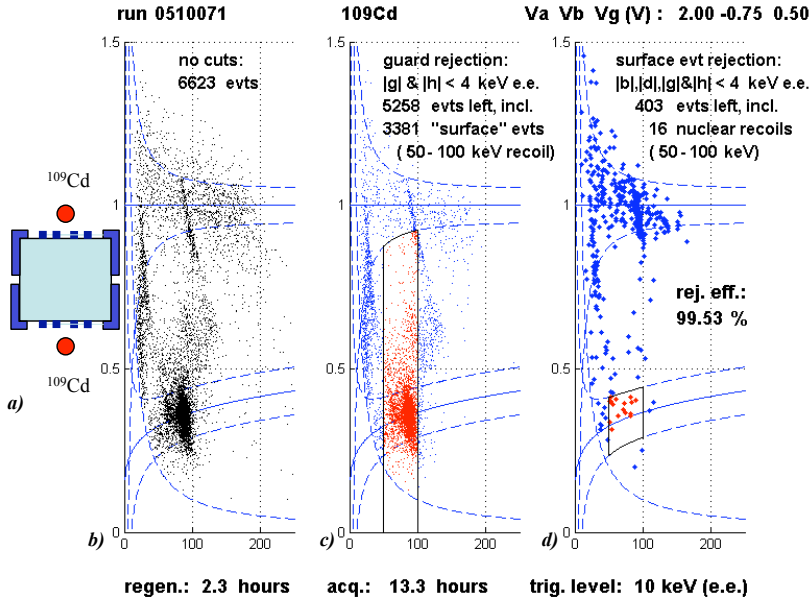


FIGURE 4.22 – *a)* Schéma en coupe du détecteur INTERDIGIT. Deux sources de  $^{109}\text{Cd}$  sont placées de part et d'autre du détecteur. *Q*-plot du détecteur polarisé avec les tensions données dans le tableau 4.4 : *b)* avant rejet, *c)* avec rejet des événements donnant un signal sur la garde, *d)* avec rejet donnant un signal sur les électrodes de "field shaping". Analyses réalisées par A. Broniatowski (non publiée).

Le détecteur présenté sur la figure 4.21 a été testé avec deux sources de  $^{109}\text{Cd}$  colimatées et placées de part et d'autre du détecteur. La figure 4.22 présente les *Q*-plots de cette expérience montrant l'efficacité de la méthode pour rejeter les événements de surface.

Le rejet des populations d'électrons de 62, 84 et 87 keV de la source de  $^{109}\text{Cd}$  est supérieure que 99,5 % en fonction des conditions de polarisation. Une partie des événements restants dans la bande de recul nucléaire est due à des neutrons car l'expérience est effectuée au niveau du sol et sans blindage contre les neutrons.

## Conclusion

Les événements de surface à collecte incomplète des charges limitent les expériences de détection de matière noire utilisant des détecteurs ionisation-chaleur.

Nous avons présenté deux solutions pour le rejet de ces événements : une méthode passive qui vise à améliorer la collecte des charges par l'utilisation de sous-couches amorphes, les méthodes actives qui consistent à identifier les événements de surface afin de les rejeter.

En combinant le meilleur des deux méthodes, l'objectif d'EDELWEISS II est d'atteindre un rejet des événements de surface supérieur à  $10^{-3}$  dans les deux années qui viennent.

# Bibliographie

- [1] J. Llacer, E.E. Haller, and R.C. Cordi. Entrance Windows in Germanium Low-Energy X-Ray Detectors. *IEEE trans. nucl. sci.*, **24**(1) :53, 1977.
- [2] P. N. Luke, C. S. Rossington, and M. F. Wesela. Low energy X-ray response of Ge detectors with amorphous Ge entrance contacts. *IEEE trans. nucl. sci.*, **41**(4) :1074–1079, 1994.
- [3] T. Shutt et al. Studies of the dead layer in BLIP dark matter detectors. In Susan Cooper, editor, *Proceedings of the Seventh International Workshop on Low Temperature Detectors*. Max planck Institutue of Physics, 1997.
- [4] A. Broniatowski et al. Pulse-shape Analysis of Ionization Event in Low temperature Germanium Detectors. In F. Scott Porter, editor, *Ninth international Workshop on Low Temperature Detectors*, volume **605**, page 521, 2001.
- [5] F. S. Goulding. Some aspects of detectors and electronics for X-ray fluorescence analysis. *Nuclear Instruments and Methods*, **142**(1-2) :213–223, 1977.
- [6] A. Broniatowski. A simulation code for the ionization and heat signals in low-temperature germanium detectors for Dark Matter research. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **520**(1-3) :178–181, 2004.
- [7] A. Juillard, A. Broniatowski, and B. Censier. Incomplete charge collection and the Luke effect in low-temperature germanium bolometer for dark matter search. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **520** :182–184, 2004.
- [8] S. Ramo. Current Induced by Electron Motion. In *Proceedings of I.R.E.*, volume **27**, page 584, 1939.
- [9] A. Broniatowski, B. Censier, and The EDELWEISS Colaboration. Dead layer and degradation effects in cryogenic germanium detectors for dark matter search. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **559**, 2006.
- [10] Benjamin Censier. Étude et optimisation de la voie ionisation dans l'expérience EDELWEISS de détection de la matière noire. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 2006.
- [11] X.-F. Navick. Étude et optimisation de bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de Matière Noire. *Thèse, Université Paris VII / Denis Diderot*, 1997.

- [12] V. Sanglard and the EDELWEISS collaboration. Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors. *Phys. Rev. D*, **71** :122002, 2005.
- [13] T. Shutt et al. A solution to the dead-layer problem in ionization and phonon-based dark matter detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **444**(1-2) :340–344, 2000.
- [14] S. Marnieros and EDELWEISS Collaboration. Latest results from the EDELWEISS WIMP search. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **520**(1-3) :101–104, 2004.
- [15] D. S. Akerib and CDMS Collaboration. Limits on Spin-Independent Interactions of Weakly Interacting Massive Particles with Nucleons from the Two-Tower Run of the Cryogenic Dark Matter Search. *Physical Review Letters*, **96**(1) :011302, 2006.
- [16] CDMS Collaboration. Exclusion Limits on the WIMP-Nucleon Cross-Section from the First Run of the Cryogenic Dark Matter Search in the Soudan Underground Labora. *Physical Review D*, **72** :052009, 2005.
- [17] CDMS Collaboration. A Search for WIMPs with the First Five-Tower Data from CDMS. <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:0802.3530>, 2008.
- [18] X. Defay, A. Broniatowski, and the EDELWEISS collaboration. Cryogenic Ge detectors for dark matter search : surface event rejection with ionization signal. *Journal of Low temperature physics*, **151**(3-4) :896, 2008.
- [19] A. Broniatowski, X. Defay, and the EDELWEISS collaboration. Cryogenic Ge detectors with interleaved electrodes : design and medeling. *Journal of Low temperature physics*, **151**(3-4) :830, 2008.



# Chapitre 5

## Quelques remarques sur la physique des détecteurs ionisation-chaieur

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Sensibilité thermique</b>	<b>64</b>
<b>5.2</b>	<b>Équation d'évolution de la température</b>	<b>65</b>
5.2.1	Absorbeur simple	65
5.2.2	Absorbeur couplé à un cryostat	66
5.2.3	Absorbeur couplé à un thermomètre polarisé et à un cryostat	67
<b>5.3</b>	<b>Phononique</b>	<b>69</b>
5.3.1	Rappel sur les phonons	70
5.3.2	Relaxation par des processus de diffusion élastique I	71
5.3.3	Relaxation par des processus anharmonique normaux N	71
5.3.4	Transport quasi-diffusif	73
<b>5.4</b>	<b>Les couches minces NbSi</b>	<b>74</b>
5.4.1	La transition métal-isolant.	74
5.4.2	Saut à distance variable (variable range hoping)	79
5.4.3	Le découplage électron-phonon	81
<b>5.5</b>	<b>La chaleur spécifique</b>	<b>83</b>
5.5.1	La chaleur spécifique des isolants	83
5.5.2	La chaleur spécifique des métaux	84
5.5.3	Chaleur spécifique "magnétique" du NbSi	84
5.5.4	Terme supplémentaire de la chaleur spécifique du NbSi	85
5.5.5	Chaleur spécifique d'un matériau amorphe	86
5.5.6	Chaleur spécifique d'un matériau supraconducteur	86
5.5.7	Chaleur spécifique d'un détecteur	86
<b>5.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>87</b>

---

## 5.1 Sensibilité thermique

La figure 5.1 présente un schéma général d'un détecteur ionisation-chaaleur type utilisé par l'expérience EDELWEISS. Le détecteur est un cristal de germanium, qui est un semi-conducteur, équipé de thermomètre(s) et d'électrodes. Il est maintenu à une température de l'ordre de 20 mK par un cryostat.

L'impact d'une particule produit des paires électron-trou et une élévation de température. Les électrodes de garde et centrales mesurent cette charge. Le(s) thermomètre(s) mesure(nt) l'élévation de température. La collecte des charges n'est pas abordée dans ce présent chapitre qui se focalise sur la voie chaleur et les propriétés du transport de la chaleur par l'absorbeur et le(s) thermomètre(s).

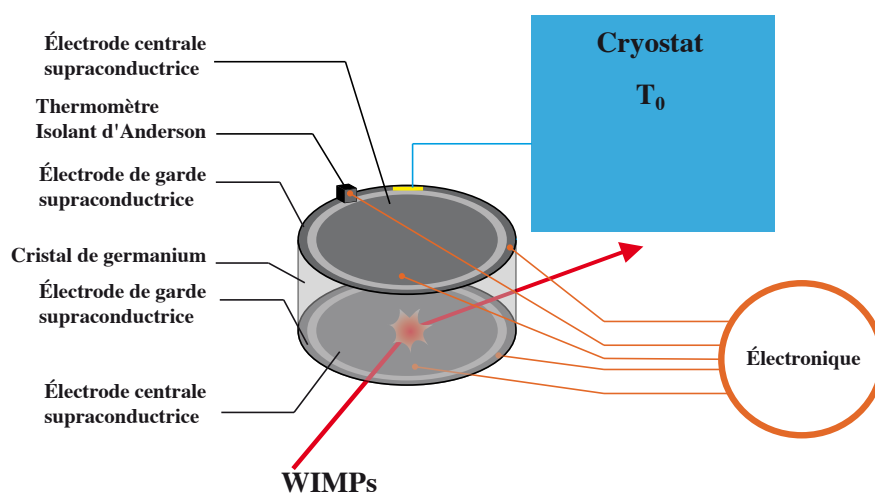


FIGURE 5.1 – Schéma général d'un détecteur ionisation-chaaleur en équilibre thermique avec un cryostat et relié à une électronique de lecture des signaux.

La sensibilité du détecteur est sa capacité à induire un signal pour mesurer une grandeur physique. Dans le cas des bolomètres, dans le mode de fonctionnement choisi, la variation de l'énergie interne, provoquée par l'impact d'une particule incidente, est mesurée par la variation de la température via une variation de la résistance d'un thermomètre de caractéristique  $R(T)$ .

La sensibilité  $S$  du détecteur est alors définie par :

$$S = \frac{dR}{dU} \quad (5.1)$$

Cette variation de l'énergie interne engendre une variation de la température :

$$dU = C \cdot dT \quad (5.2)$$

où  $C$  est la chaleur spécifique du système.

La sensibilité du détecteur  $S$  s'écrit pour une intensité  $I$  constante ( $V = RI$ ) :

$$\mathbf{S} = \left. \frac{dV}{dU} \right|_I = \left. \frac{dV}{dT} \right|_I \cdot \frac{1}{C(T)} \quad (5.3)$$

La chaleur spécifique varie avec la température (voir partie 5.5). Le courant  $I$  du thermomètre, permettant de mesurer  $R$  par la tension résultante  $V$ , est source de dissipation par effet Joule et donc d'élévation de température par rapport à la température du bain froid  $T_0$ . La sensibilité  $dV/dU|_I$  est maximisée par le choix de  $T_0$  et de la polarisation  $I$  compte tenu des caractéristiques  $R(T)$  du thermomètre et des capacités calorifiques mises en jeu dans le détecteur.

Pour trouver l'optimum nous utilisons les courbes de tension en fonction de l'intensité à différentes températures qui nous permettent de déterminer la sensibilité électrique  $dV/dT|_I$ , qui présente un maximum du fait de la non linéarité de la dépendance  $V(I)$ . On travaille le plus souvent à courant constant.

L'élévation de la température dans le type de détecteur utilisé par les expériences de détection de matière noire est décrite par une équation différentielle du premier ordre qui fait intervenir la chaleur spécifique et la sensibilité électrique  $dV/dT|_I$ . La partie suivante détaille cette équation.

## 5.2 Équation d'évolution de la température

Le détecteur utilisé par l'expérience EDELWEISS est composé d'un cylindre de germanium associé à un (ou deux) thermomètre(s). L'élévation de la température induit une diminution de la résistance du thermomètre du type "isolant d'Anderson". Afin de mesurer cette variation de résistance, le thermomètre est polarisé. Le bolomètre est relié au cryostat par une fuite thermique qui se compose concrètement d'une dizaine de fils d'or. Le cryostat joue le rôle d'un réservoir de température,  $T_0$ .

Le but de ce paragraphe est de présenter un modèle permettant d'expliquer les équations d'évolution de la température après l'interaction d'une particule dans l'absorbeur d'un bolomètre du type de ceux utilisés par l'expérience EDELWEISS.

Afin de présenter les échanges d'énergie dans un bolomètre, nous procédons en trois étapes. Nous partons d'un système simple composé uniquement d'un absorbeur où interagit une particule. Ce système est ensuite relié à un cryostat pour assurer un retour à une température d'équilibre. Enfin, pour mesurer l'élévation de température, nous introduisons un thermomètre polarisé.

### 5.2.1 Absorbeur simple

Le système est un absorbeur maintenu à basse température ( $\sim 10$  mK) dans lequel interagit une particule à l'instant  $t_0$ .

La définition de la chaleur spécifique est :

$$C(T)[J/K] = \frac{dU[J]}{dT[K]} \quad (5.4)$$

L'énergie que la particule incidente apporte au système est  $E$  et en utilisant les approximations :

1.  $T \approx 0$ , et donc  $C_V = C_p = C$  (relation de Nernst),
2.  $C$  [J/K] peut être considérée comme constante pour les petites variations de température  $\Delta T$  mises en jeu,

alors, la variation de température de l'absorbeur est :

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (5.5)$$

L'absorbeur est maintenu à basse température par un cryostat dont, jusqu'à présent, l'influence a été négligée.

### 5.2.2 Absorbeur couplé à un cryostat

Le système est un absorbeur maintenu à température constante  $T_0$  grâce à un cryostat. Une particule interagit à l'instant  $t_0$  dans l'absorbeur. Le cryostat et l'absorbeur sont liés par la fuite thermique ( $G_{ft}$  [J/K]) définie par :

$$P = G_{ft}\Delta T$$

où  $P$  est la puissance thermique transférée entre l'absorbeur et le bain par la fuite thermique.

La figure 5.2 présente le schéma de principe du système décrit ci-avant.

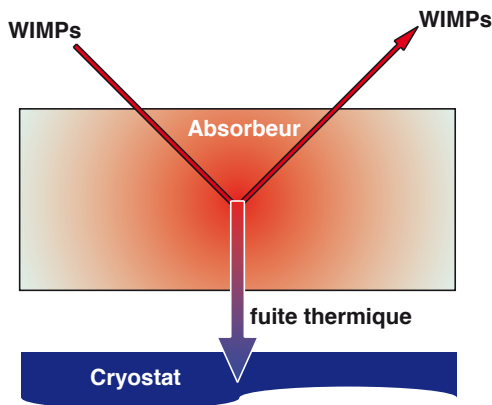


FIGURE 5.2 – Schéma du détecteur : le système est l'absorbeur, c'est un système ouvert puisque relié au cryostat qui est un réservoir de température.

Dans cette description simple, nous avons supposé que :

- l'ensemble absorbeur-thermomètre est constamment isotherme,
- l'élévation de température produite par l'impact est instantanée.

À l'instant  $t > t_0$ , pendant l'intervalle de temps  $dt$  l'absorbeur via la fuite thermique dissipe vers le cryostat l'énergie  $G_{ft}Tdt$  et reçoit  $E\delta tdt$  de la particule :

$$U(t + dt) = U(t) - G_{ft}\Delta T(t)dt + E\delta tdt \quad (5.6)$$

Où  $\delta(t)$  est la fonction de Dirac.

L'équation d'évolution du système est déduite en injectant (5.4) dans (5.6) :

$$C_{\text{absorbeur}} \frac{dT(t)}{dt} + G_{ft} T(t) = E \delta t \quad (5.7)$$

Cette équation différentielle est linéaire et du premier ordre. Dans l'approximation d'une chaleur spécifique  $C_{\text{absorbeur}}$  constante, sa solution est de forme exponentielle :

$$\boxed{\begin{aligned} T(t) &= \frac{E}{C_{\text{absorbeur}}} \times e^{-\frac{t}{\tau}} \\ \tau &= \frac{C_{\text{absorbeur}}}{G_{ft}} \end{aligned}} \quad (5.8)$$

La température du système est mesurée par un thermomètre relié au système et polarisé.

### 5.2.3 Absorbeur couplé à un thermomètre polarisé et à un cryostat

Le système est composé de l'absorbeur et d'un thermomètre. Ce dernier est polarisé par un courant constant ( $I$ ). Le thermomètre est en permanence en équilibre thermique avec l'absorbeur. À l'instant  $t_0$ , une particule interagit dans l'absorbeur et dépose l'énergie ( $E$ ).

La puissance dissipée, par effet Joule, par le thermomètre est  $P(t) = R(t)I^2$ . La figure 5.3 représente le schéma d'un tel système avec les échanges d'énergie contribuant à la variation de l'énergie interne.

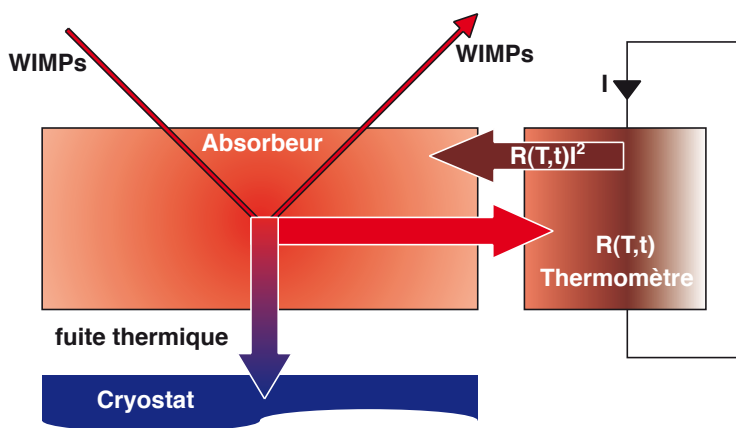


FIGURE 5.3 – Schéma d'un bolomètre. Un absorbeur est relié au réservoir de température qui est le cryostat via une fuite thermique. Le système se compose de l'absorbeur et du thermomètre. L'absorbeur reçoit l'énergie  $E\delta(t)$  et le thermomètre dissipe à chaque instant la puissance  $P(t) = R(t)I^2$ . Toute l'énergie se dissipe via la fuite thermique vers le cryostat.

L'évolution de la puissance apportée par le thermomètre au système entre les instants  $t$  et  $t+dt$  par effet Joule est :

$$P(t + dt) - P(t) = (R(t + dt) - R(t))I^2 \quad (5.9)$$

Nous définissons la sensibilité électrique  $\alpha$  (conventionnellement sans dimension) qui rend compte de la variation de résistance en fonction de la température du thermomètre :

$$\alpha = \begin{cases} \frac{T}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \\ \frac{T}{V} \frac{\partial V}{\partial T} \end{cases} \text{ à courant constant.} \quad (5.10)$$

L'apport de puissance engendré par un courant de polarisation s'explique à partir de la sensibilité  $\alpha$  par :

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{\alpha P_{polar}}{T_{eq}} \frac{dT(t)}{dt} \quad (5.11)$$

où  $P_{polar} = R_{eq} I^2$ .

La puissance dissipée par le système (thermomètre + absorbeur) devient :

$$\delta E(t) = C_{Totale} \frac{d\Delta T(t)}{dt} + G_{ft} \Delta T(t) - \frac{\alpha P_{polar.}}{T_{eq}} \Delta T(t) \quad (5.12)$$

où  $C_{Totale}$  est la chaleur spécifique totale (absorbeur et thermomètre).

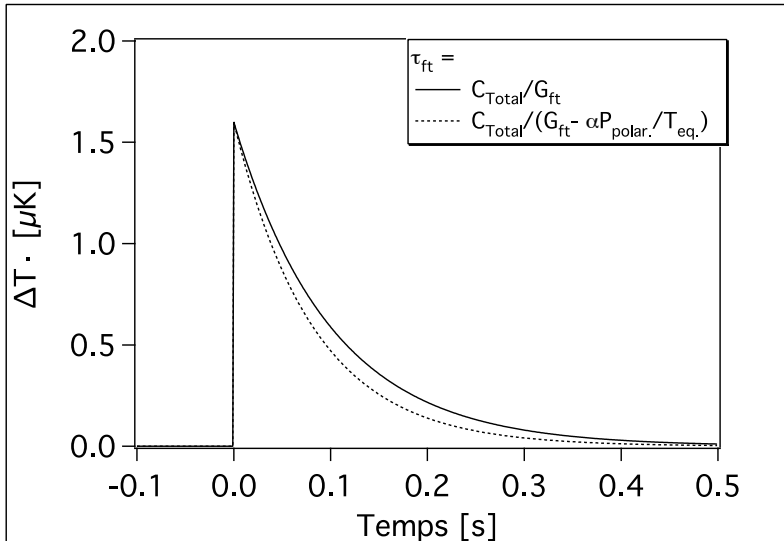


FIGURE 5.4 – Signal chaleur simulé :  $\Delta T = E/C_{Total} \exp(-t/\tau_{ft})$  où  $E = 100 \text{ keV}$ ,  $C_{Total} = 10 \text{ nJ/K}$ ,  $\alpha = -100$ ,  $P_{polar.} = 10 \text{ pW}$ ,  $G_{ft} = 10^{-7} \text{ W/K}^4$  et  $T_{eq} = 35 \text{ mK}$ .

L'équation d'évolution de la température du système est une équation différentielle du premier ordre dont, dans l'approximation d'une chaleur spécifique constante, la solution

est une exponentielle simple :

$$\begin{aligned} \Delta T(t) &= \frac{E}{C_{Totale}} \times e^{-\frac{t}{\tau_{ft}}} \\ \tau_{ft} &= \frac{C_{Totale}}{G_{ft} - \frac{\alpha P_{polar.}}{T_{eq}}} \end{aligned} \quad (5.13)$$

Le temps de relaxation est d'autant plus long que la fuite thermique est plus faible. Ce temps est modifié par la polarisation du thermomètre : c'est "l'electrodynamic feedback". Pour un thermomètre où  $dR/dT < 0$ , polarisé à courant constant, ce temps est raccourci (figure 5.4). Notons que cet effet augmente avec  $\alpha$  et  $P_{polar.}$ .

### 5.3 Phononique

Les détecteurs ionisation-chaleur se comportent comme des bolomètres et sont sensibles à l'élévation de température du cristal qui compose l'absorbeur. Pour comprendre l'évolution des températures de ces derniers, nous faisons ici un bref rappel de phononique.

Un phonon est un quantum d'énergie d'un mode de vibration de l'ensemble des atomes du cristal. L'ensemble de ces vibrations, si elles sont en équilibre thermodynamique, permettent de définir une température.

Quand une particule interagit, soit avec le nuage électronique, soit avec le noyau, elle produit des phonons de très haute énergie très localisés. Ces phonons ont des temps de vie très courts qui ne permettent pas toujours de définir une température au sens thermodynamique du terme. Toutefois, nous leur attribuons une température qui reflète leur énergie moyenne :  $T = E/k_B$ .

Au terme des processus de désexcitation, les phonons ont engendré une élévation de température de l'ensemble du détecteur. Le détecteur retrouve sa température initiale grâce à la fuite thermique qui le relie au cryostat.

Durant tous les processus, il est essentiel de comprendre qu'il y a deux familles de phonons dans le cristal de l'absorbeur :

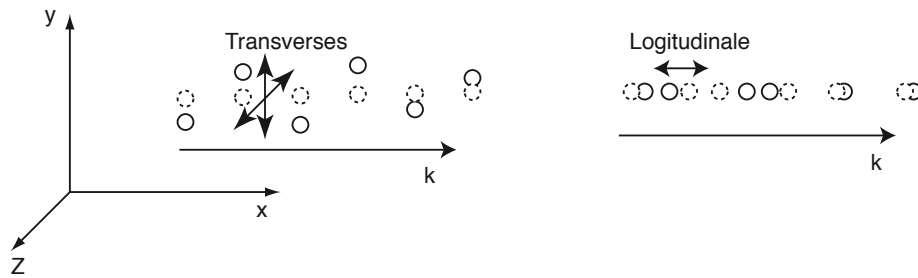
1. ceux initialement présents qui ont une température moyenne de quelques dizaines de milli-Kelvin,
2. ceux produits par l'impact de la particule.

L'interaction entre ces deux familles est négligeable pendant les premières étapes de la relaxation.

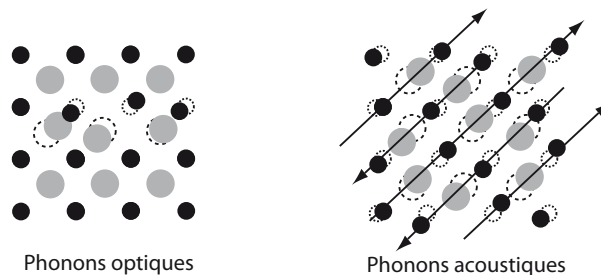
### 5.3.1 Rappel sur les phonons

Un phonon est caractérisé par trois nombres quantiques :  $\hbar\omega$  est l'énergie des phonons,  $\vec{k}$  leur vecteur d'onde et  $j$  leur polarisation qui peut être de trois sortes :

- Longitudinale (L)
- Transverse Lente (ST)
- Transverse Rapide (FT)



Les phonons sont de deux types : optiques ou acoustiques. Les premiers sont des vibrations de petite amplitude avec de très grandes fréquences donc de haute énergie. Dans le cadre de cristaux poly-atomiques, ce sont les vibrations dans une maille élémentaire. Les seconds ont des fréquences de 0 à  $\nu_D$  (fréquence de Debye). Ce sont les vibrations des mailles élémentaires.



Un système à 3 degrés de liberté ne possède que les trois types de phonons acoustiques.

Un système à  $N$  mailles et  $g$  atomes par maille possède  $3gN$  degrés de liberté qui sont réduits à  $3g$  par l'invariance par translation.

Un tel système possède 3 types de phonons acoustiques et  $3g - 3$  phonons optiques.

Les phonons interagissent, dans un cristal réel, entre eux et avec les défauts, les impuretés, les électrons... Nous présentons deux types d'interaction : les processus de relaxation anharmonique normaux et les processus élastiques.



### 5.3.2 Relaxation par des processus de diffusion élastique I

Les phonons peuvent subir des diffusions élastique sur des impuretés ou des isotopes du cristal<sup>a</sup>. Ces processus conservent l'énergie :

$$|\omega, \vec{k}, j\rangle \rightarrow |\omega, \vec{k}_1, j_1\rangle \quad (5.14)$$

La probabilité par unité de temps de ces collisions pour un cristal comme le germanium est donnée par [1] :

$$\tau_I^{-1} = \frac{\pi V_0 g_2 \omega^2}{6} D(\omega) \quad (5.15)$$

où  $V_0$  est le volume d'une maille élémentaire,  $D(\omega)$  est la densité de phonons et  $g_2$  est une fonction qui mesure la variation relative de la masse des isotopes :

$$g_2 = \sum_i x_i \left( \frac{\Delta M_i}{\bar{M}} \right)^2 \quad (5.16)$$

où  $\Delta M_i$  est la différence entre la masse atomique moyenne et la masse de l'isotope  $i$  et  $x_i$  est son abondance.

Pour le germanium, cette probabilité devient [2] :

$$\tau_I^{-1} = BE^4 \quad (5.17)$$

avec  $B=7 \text{ K}^{-4}\text{s}^{-1}$

### 5.3.3 Relaxation par des processus anharmonique normaux N

Les processus de relaxation anharmonique de type N, qui sont des désintégrations spontanées des phonons, pour des températures inférieures à la température de Debye ( $\Theta_D = 376 \text{ K}$  pour le germanium) s'écrivent :

$$|\omega, \vec{k}, j\rangle \rightarrow |\omega_1, \vec{k}_1, j_1\rangle + |\omega_2, \vec{k}_2, j_2\rangle$$

$$\text{avec } \begin{cases} \vec{k} &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \\ \omega &= \omega_1 + \omega_2 \end{cases}$$

L'Hamiltonien décrivant la dynamique du réseau cristallin donne une probabilité de désintégration de  $|\omega, \vec{k}, j\rangle$  en deux autres phonons non nulle [3].

La probabilité de désintégration  $\Gamma(\nu, \vec{k}, j)$  d'un phonon de fréquence  $\nu$ , de vecteur d'onde  $\vec{k}$  et de polarisation  $j$  :

$$\Gamma(\nu, \vec{k}, j) = \Gamma_0 \cdot \left( \frac{\nu}{\nu_{max}} \right)^5 \cdot g(\vec{k}, j) \quad [4] \quad (5.18)$$

---

a. Les cristaux de germanium contiennent les isotopes stables :  $^{70}\text{Ge}$  (20,84 %),  $^{72}\text{Ge}$  (27,54 %),  $^{73}\text{Ge}$  (7,73 %),  $^{74}\text{Ge}$  (36,28 %) et  $^{76}\text{Ge}$  (7,61 %).

où  $\Gamma_0$  est une constante dépendante du matériau, dans le germanium  $\Gamma_0(\text{Ge}) = 1,8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ , et  $g(\vec{k}, j)$  est une fonction sans dimension qui dépend de la polarisation. La figure 5.5 montre la composante dépendant de la polarisation et du vecteur d'onde  $\vec{k}$  de la probabilité de désintégration des phonons pour un réseau cubique faces centrées.

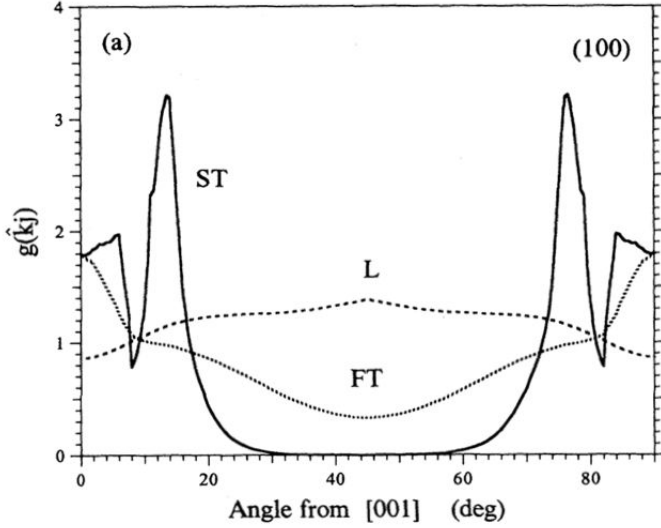


FIGURE 5.5 – Probabilité de transition anharmoniques dépendant de la polarisation et du vecteur d'onde en fonction de la direction de propagation. Calcul fait sur un réseau cfc. (issue de [5])

La figure 5.5 met en évidence que les phonons ST ont une probabilité quasi-nulle de se désintégrer par ce processus sur une large gamme. Ils ont donc un temps de vie supérieur aux phonons de polarisation longitudinale ou transverse rapide.

L'énergie moyenne des phonons pour des fréquences inférieures à la fréquence de Debye ( $\omega \ll \omega_D$ ) s'écrit :

$$\langle E \rangle = \frac{0,57}{(A \cdot t)^{1/5}} \quad (5.19)$$

où  $\langle E \rangle$  est la moyenne sur toutes les polarisations et tous les vecteurs d'onde de l'énergie des phonons et pour le germanium :

$$A = 7,4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \text{K}^{-5}$$

La figure 5.6 illustre l'évolution de cette énergie moyenne au cours du temps.

La durée de vie des phonons est alors donnée par :

$$\tau_N^{-1} = A \cdot E^5 \quad (5.20)$$

À partir de 10 K les phonons ont un temps de vie très élevé par rapport aux temps caractéristiques mis en jeu dans les bolomètres ( $\simeq 1 \text{ ms}$ ), puisque pour passer de 10 K à 7 K, 4 ms sont nécessaires alors que pour passer de 13 K à 10 K il ne faut que 0,6 ms.

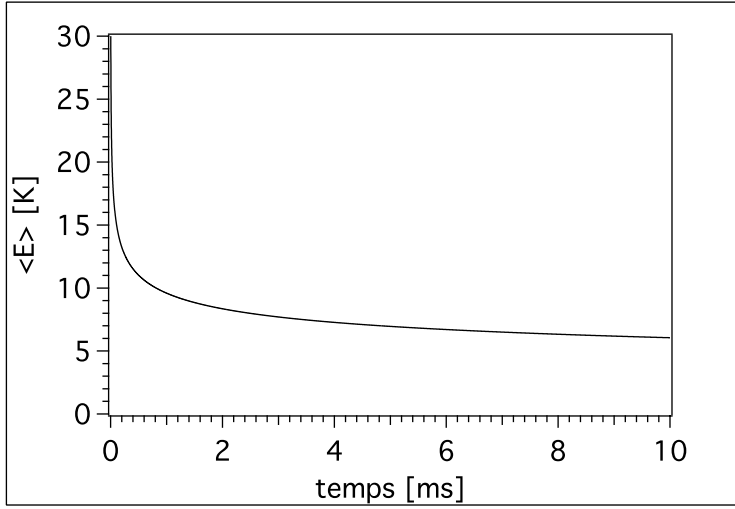


FIGURE 5.6 – Évolution de l'énergie en fonction du temps pour les processus anharmoniques N dans le germanium.

### 5.3.4 Transport quasi-diffusif

Les phonons subissent simultanément des désintégrations (processus anharmoniques N) et des collisions élastiques (processus anharmoniques I), ce qui entraîne une variation de la constante de diffusion avec le temps dans l'équation de la variation de la densité de phonon en fonction du temps [6]. Ce mode de transport est appelé quasi-diffusif.

Les phonons transverses lents sont assez stables par rapport aux processus anharmoniques N. Les processus anharmoniques I conservent l'énergie et changent le vecteur d'onde et la polarisation :

$$|\omega, \vec{k}, TS\rangle \xrightarrow{\text{processus I}} |\omega, \vec{k}_1, L\rangle \xrightarrow{\text{processus N}} |\omega_1, \vec{k}_2, i\rangle + |\omega_2, \vec{k}_3, j\rangle$$

Nous faisons l'hypothèse que les probabilités d'interactions élastiques sont très grandes devant les interactions inélastiques et que les phonons interagissent un grand nombre de fois en parcourant le cristal :

$$\tau_I \ll \tau_N \ll L/V_D$$

où  $L$  est la dimension typique du cristal et  $V_D$  la vitesse des phonons balistiques dans le cristal qui est, dans le germanium :

$$V_D = 3,55 \times 10^5 \text{ cm/s}$$

La longueur parcourue par ces phonons au temps  $t$  est donnée par [2] :

$$r \approx V_D \frac{A^{\frac{2}{5}}}{B^{\frac{1}{2}}} \cdot t^{\frac{9}{10}} \quad (5.21)$$

Au bout de 2 à 3  $\mu\text{s}$  les phonons quasi-diffusifs ont parcouru de l'ordre du millimètre (voir figure 5.7).

Un phonon balistique est un phonon qui peut parcourir sans interaction une distance plus grande que les dimensions du cristal. Pour cela, il faut qu'il n'y ait plus de processus N (plus de collision des phonons entre eux) ce qui, d'après l'équation (5.21), est réalisé

à très basse température à une distance de l'ordre du millimètre du point d'impact et il faut que  $\tau_I \ll L/c_S$  ( $c_S$  vitesse du son) donc très peu d'impuretés.

Cependant à cause des isotopes on a dans le germanium des phonons quasi-diffusifs (ou quasi balistiques) dont la vitesse effective est inférieure à la vitesse du son qui est la vitesse propre des phonons. Cette dernière est définie à partir de la relation de dispersion  $\omega(\vec{k})$  par :

$$c_S = \frac{d\omega(\vec{k})}{d\vec{k}} \quad (5.22)$$

où  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde et  $\omega = 2\pi\nu$  la fréquence.

À basse énergie la vitesse du son est constante.

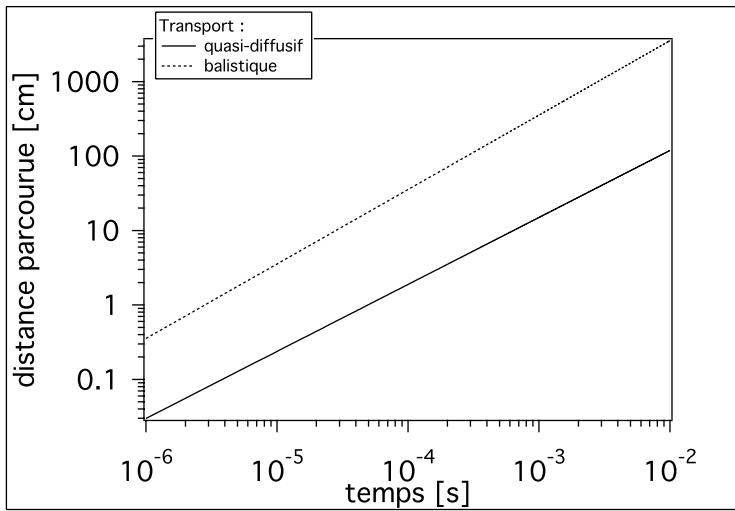


FIGURE 5.7 – Distance parcourue par les phonons au cours du temps dans le cas du transport quasi-diffusif et dans le cas balistique

## 5.4 Les couches minces NbSi

### 5.4.1 La transition métal-isolant.

#### 5.4.1.1 Description d'un métal

Un métal parfait est composé d'un réseau cristallin sans défauts, décrit par des potentiels périodiques. La solution de l'équation de Schrödinger d'un tel système pour un électron est une succession de bandes d'états d'énergie permises séparées par des bandes d'énergie interdites. Les électrons remplissent les états permis en respectant la règle de Fermi (2 électrons maximum par état). Le dernier état rempli est appelé niveau de Fermi ( $\varepsilon_F$ ).

**Pour un métal, le niveau de Fermi tombe au milieu d'une bande d'énergie permise.**

Les électrons sont décrits par des fonctions d'onde dite de Bloch de la forme  $\varphi(\vec{r}) = \varphi_0 \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ .

L'énergie cinétique de ces électrons vérifie :

$$\varepsilon_T(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m_e} \quad (5.23)$$

Ces fonctions d'onde sont **délocalisées sur l'ensemble du cristal**, c'est-à-dire que pour une impulsion  $\vec{k}$  donnée un électron peut se trouver n'importe où dans le cristal avec la même probabilité. À température nulle un métal parfait a une conductivité infinie.

Un métal réel a des défauts (sites manquants, impuretés, ...). Les électrons subissent alors des chocs élastiques et à température finie des chocs inélastiques.

- i. Les chocs élastiques se traduisent par une déviation des électrons par les défauts. Les électrons conservent leur énergie et la direction de leur impulsion change.
- ii. Les chocs inélastiques tels qu'électron-électron ou électron-phonons, qui ne conservent pas l'énergie.

Dans un métal, les électrons ont donc un libre parcours moyen  $l$  qui est la distance moyenne parcourue entre deux chocs (élastique ou inélastique) successifs.

La conductivité  $\sigma$  des métaux est décrite par la loi de Drude :

$$\sigma = \frac{Ne^2l}{v \cdot m_e} \quad (5.24)$$

où  $N$  est le nombre d'électrons par unité de volume,  $e$  la charge élémentaire,  $v$  la vitesse moyenne des électrons,  $l$  leur libre parcours moyen et  $m_e$  leur masse effective.

La résistivité est l'inverse de la conductivité :  $\rho = 1/\sigma$ .

La résistance d'un métal augmente avec la température car le nombre de chocs inélastiques augmente et le libre parcours moyen diminue.

À température nulle, du fait des chocs élastiques, il existe une résistivité résiduelle.

#### 5.4.1.2 Description d'un isolant et d'un semi-conducteur

Un isolant est un matériau dont la dernière bande d'énergie permise est complètement remplie. Bien que la fonction d'onde de chaque électron soit délocalisée, pour une bande complètement remplie, la moyenne sur tous les états des électrons conduit à une vitesse nulle. **Il n'y a pas de transport de courant.**

Un semi-conducteur est un isolant dont la bande interdite (gap) entre la bande permise complètement remplie (bande de valence) et la bande permise complètement libre (bande de conduction) est suffisamment petite pour qu'à température ambiante l'énergie d'agitation thermique permette à un nombre important d'électrons de passer de la bande de valence vers celle de conduction.

### 5.4.1.3 La transition de Mott : répulsion Coulombienne

En implantant des impuretés dans un semi-conducteur, il est possible de créer des états intermédiaires dans le gap. Suivant l'élément implanté, les dopants sont "donneurs" ou "accepteurs" d'électrons. Cette propriété se traduit par une énergie  $\varepsilon_d$  ( $\varepsilon_a$ ) proche de la bande de conduction (valence) (figure 5.8).

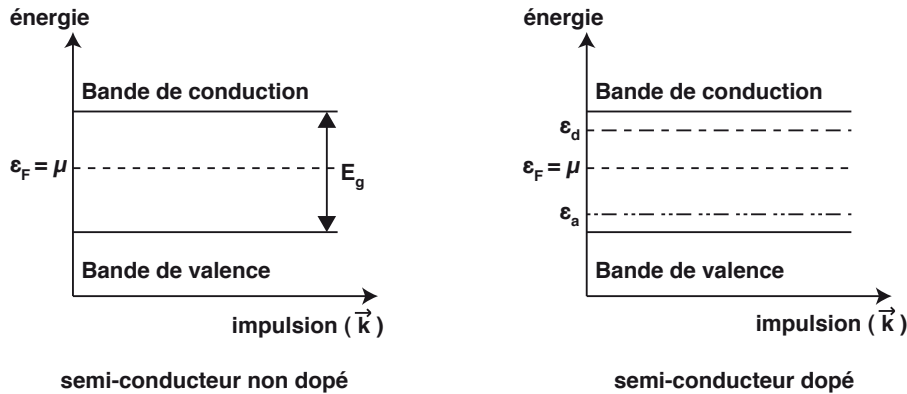


FIGURE 5.8 – Schéma du diagramme de bande : énergie en fonction de l'impulsion  $\vec{k}$ . Le niveau de Fermi est au milieu de la bande d'énergie interdite, car pour un semi-conducteur le niveau de Fermi est identifié au potentiel chimique  $\mu$ . Cette redéfinition du niveau de Fermi à partir de la densité d'état est motivée par une meilleure description des phénomènes physiques. Par la suite, nous prenons le niveau de Fermi dans cette acception.

Un semi-conducteur est alors caractérisé par la quantité  $N_d - N_a$  qui est la différence entre la densité de donneurs et celle d'accepteurs.

Considérons un cristal parfait où sont implantés de manière régulière des donneurs, ceux-ci vont créer une bande d'impuretés dans le gap. Avec un électron par donneur, du fait de la délocalisation des fonctions d'onde des électrons, la bande dans le gap devrait être à moitié pleine et le composé être métallique.

Pourtant, on observe expérimentalement qu'en dessous d'une densité critique d'impuretés, le semi-conducteur est isolant.

La répulsion coulombienne entre électrons permet d'expliquer ce phénomène : considérons deux atomes d'hydrogène éloignés (voir figure 5.9 - a)), l'électron du premier atome a une probabilité de présence non nulle sur le deuxième atome. Cependant la répulsion coulombienne avec l'autre électron l'empêche de venir occuper un état d'énergie autour du deuxième atome d'hydrogène.

Tandis que dans le cas d'une molécule de dihydrogène, les deux électrons sont en interaction avec les deux noyaux. Il y a hybridation des orbitales atomiques et un arrangement des deux électrons autour des deux noyaux.

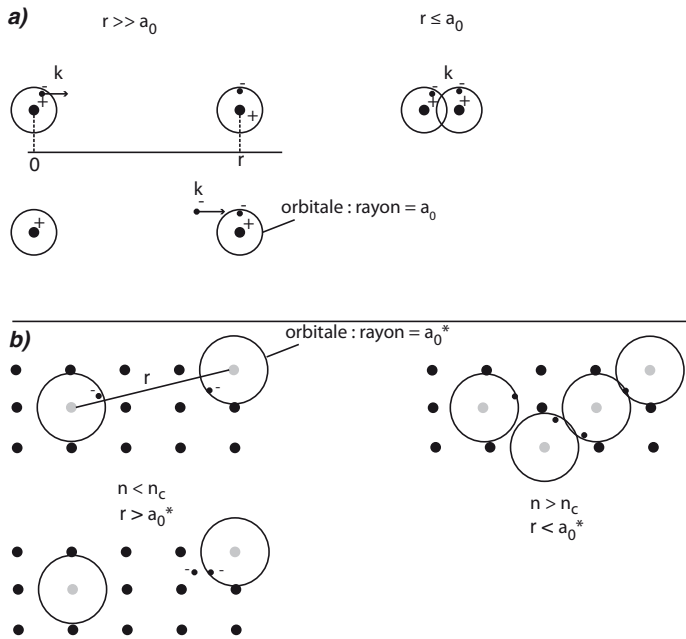


FIGURE 5.9 – **a)** Schéma de deux atomes d'hydrogène et d'une molécule de dihydrogène. Dans le premier cas la distance entre les atomes est supérieure à la taille de l'orbitale  $a_0$ . Dans le deuxième cas la distance inter-atomique est de l'ordre de  $a_0$ . **b)** Les donneurs sont répartis de manière aléatoire dans le semi-conducteur. Pour une densité d'impuretés  $n$  supérieure à la densité critique  $n_c$ , la distance  $r$  entre deux impuretés (en moyenne  $r \approx 1/\sqrt[3]{\text{densité}}$ ), est suffisamment petite ( $r \lesssim a_0^*$ ) pour que les orbitales atomiques s'hybrident sur des distances macroscopiques.

Dans un semi-conducteur l'image est assez proche (voir figure 5.9 - b)) : en dessous de la densité critique, la distance entre donneurs est grande devant leur taille d'orbitale. Et au-dessus de la densité critique, la distance entre deux donneurs est de l'ordre ou inférieur à la taille de leurs orbitales.

**La transition de Mott est la prise en compte de la répulsion Coulombienne des autres électrons, qui est défavorable au mouvement des électrons.**

#### 5.4.1.4 La transition d'Anderson : effet du désordre

Dans l'exemple du semi-conducteur dopé avec des donneurs nous avons fait l'hypothèse que les impuretés sont réparties régulièrement. En réalité, ces dernières sont réparties de manière aléatoire et donnent lieu à une structure désordonnée (figure 5.10).

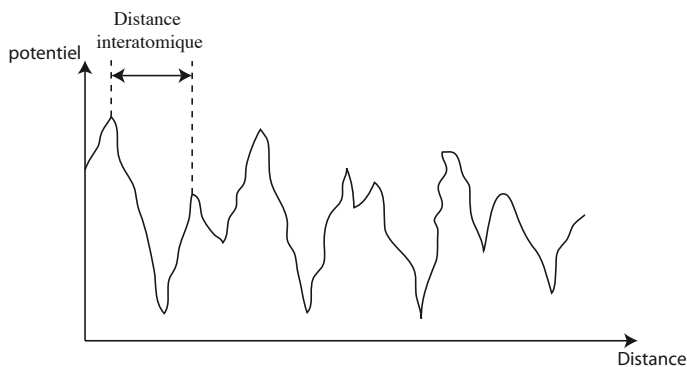


FIGURE 5.10 – Schéma du potentiel en fonction de la distance dans un semi-conducteur dopé. La distance entre deux extrema de potentiel est la distance inter-atomique

Les potentiels sont également désordonnés avec des profondeurs et des largeurs aléatoires

dans le cristal. En 1958, Anderson montre qu'à température nulle, si le désordre est tel que le libre parcours moyen - engendré uniquement par des chocs élastiques - des électrons est de l'ordre de la distance inter-atomique, alors le matériau devient isolant [7].

On montre que, dans un système désordonné où un électron ne subit que des chocs élastiques (voir figure 5.11), la probabilité de revenir à l'origine est accrue [8]. **L'électron est localisé.** Les interférences quantiques sont à la base de ce phénomène de localisation.

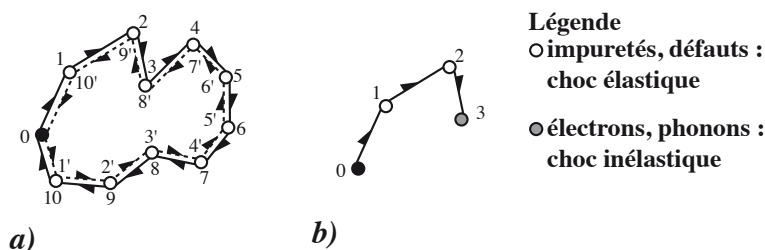


FIGURE 5.11 – L'électron subit de multiples chocs élastiques sur une longueur moyenne  $\xi$ . Entre deux chocs la longueur moyenne parcourue est  $l$ . **a)** La probabilité sur un circuit fermé sur les deux sens de parcours est importante et induit un état localisé. **b)** les chocs inélastiques empêchent la localisation.

À partir de la figure 5.12, nous voyons qu'il existe une énergie, le "bord de mobilité", en dessous de laquelle les électrons sont localisés par le désordre. Elle correspond à 1D à l'amplitude du plus grand des pics.

Si l'énergie de Fermi est plus grande que le bord de mobilité, le matériau est conducteur. Pour un isolant ( $R \rightarrow \infty$  à  $T = 0$  K), à température non nulle des phonons peuvent apporter l'énergie nécessaire aux électrons pour passer au-delà du bord de mobilité et établir une conduction "thermiquement activée".

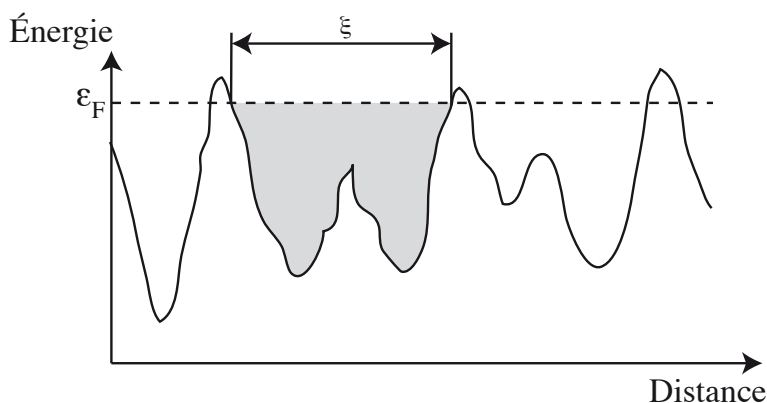


FIGURE 5.12 – Schéma du potentiel désordonné en fonction de la distance. Les électrons à température nulle ont comme énergie cinétique, celle de Fermi ( $\epsilon_F$ ).

La longueur de localisation  $\xi$  est définie comme l'extension spatiale moyenne des fonctions d'onde électroniques (voir figure 5.12). La longueur de localisation est indépendante de la température.

À des échelles inférieures à  $\xi$  le système est métallique, l'électron circule librement. À longue distance le système est isolant : c'est un isolant d'Anderson.



La longueur de localisation diverge à l'approche de la transition isolant-métal, par exemple :

$$\xi \sim \frac{\xi_0}{(n - n_c)^\nu} \quad (5.25)$$

où  $n_c$  est la concentration critique et  $\nu \simeq 1$  dans la plupart des matériaux.

#### 5.4.1.5 Isolant de Mott-Anderson

Dans le cas le plus général, il n'est pas possible de séparer la transition de Mott de celle d'Anderson. Il y a, dans les systèmes désordonnés, une combinaison des deux phénomènes : interférences quantiques et répulsion coulombienne.

### 5.4.2 Saut à distance variable (variable range hopping)

En 1968, Mott [9] montre qu'à température non nulle et pour un système désordonné isolant (c'est-à-dire pour lequel le niveau de Fermi est inférieur au bord de mobilité : isolant d'Anderson) comme celui du schéma de la figure 5.10, les électrons localisés passent d'un site à l'autre par effet tunnel en cherchant un compromis entre la distance séparant les sites et leur différence d'énergie (figure 5.13).

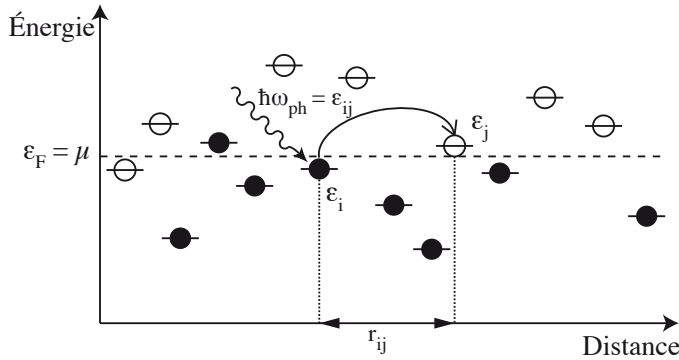


FIGURE 5.13 – Schéma de l'énergie en fonction de la distance du saut à distance variable.

La probabilité pour passer du site  $i$  au site  $j$  est donnée par :

$$\Gamma_{ij} = \gamma_{ij} \exp(-2r_{ij}/\xi) \cdot N(\varepsilon_{ij}) f_i \times (1 - f_j) \quad (5.26)$$

Cette probabilité est le produit d'un terme "tunnel", de la distribution de Bose-Einstein des phonons ( $N(\varepsilon_{ij})$ ) et de la distribution de Fermi des électrons ( $f_{i,j}$ ) :

$$\begin{aligned} T_{tunnel} &= \exp(-2r_{ij}/\xi) \\ N(\varepsilon_{ij}) &= \frac{1}{\exp(\varepsilon_{ij}/k_B T) - 1} \\ f_i &= \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon_i - \mu}{k_B T}\right) + 1} \end{aligned} \quad (5.27)$$

Cette probabilité est une compétition entre une différence d'énergie ( $\varepsilon_{ij}$ ) entre deux sites et la distance les séparant ( $r_{ij}$ ). Dans un isolant d'Anderson à très basse température, cette probabilité est plus grande pour une faible différence d'énergie entre deux sites que pour une courte distance.

Plus la température est basse plus la distance de saut ("saut de Mott") entre deux sites est grande.

À partir de ce modèle de saut à distance variable, la résistivité du matériau se calcule par une méthode de percolation et est de la forme :

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T_0/T)^n \quad (5.28)$$

En ne considérant que les effets du désordre, c'est-à-dire en faisant l'hypothèse d'une densité d'états constante avec l'énergie au voisinage du niveau de Fermi, Mott [9] trouve une loi de résistance :

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T_M/T)^{1/4} \quad (5.29)$$

En plus de l'effet du désordre, on peut prendre en compte l'effet de la répulsion Coulombienne.

Une représentation possible est que lorsqu'un électron va d'un site à l'autre, le désordre empêche les autres électrons de se déplacer "instantanément" en réaction à ce changement et d'écranter la charge. L'électron subit alors une répulsion Coulombienne accrue.

Efros et Shklovskii [10] montrent que cette dynamique des électrons induit un pseudo-gap de Coulomb d'une largeur  $2\Delta_c$ . Ce pseudo-gap est centré sur l'énergie de Fermi. Pour des énergies de l'ordre de  $\varepsilon_F \pm \Delta_c$  la densité d'état des électrons décroît (figure 5.14).

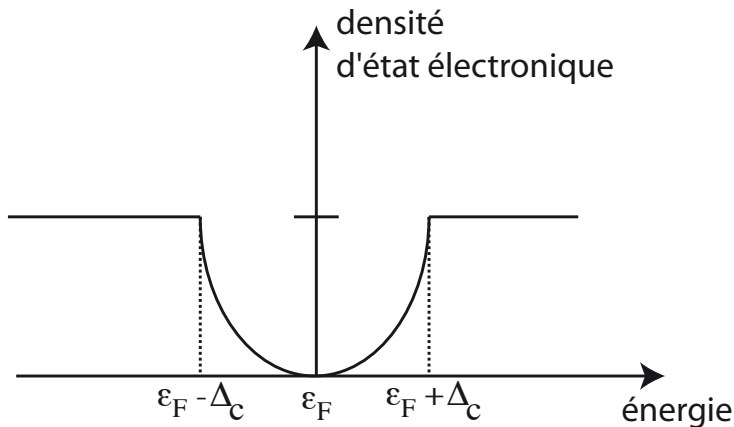


FIGURE 5.14 – Schéma de la densité d'états électroniques en fonction de l'énergie. Efros et Shklovskii [11] utilisent, pour le calcul de la loi de résistance, une fonction de densité d'états électroniques  $g(\varepsilon) = g_0 \cdot (\varepsilon - \varepsilon_F)^2$ .

Efros et Shklovskii [11] en considérant l'effet du désordre et la répulsion coulombienne trouvent une loi de résistance :

$$R(T) = R_0 \exp(T_E/T)^{1/2} \quad (5.30)$$

La loi effectivement suivie dépend de la température : à une température suffisamment haute ( $k_B T > \Delta_c$ ) le pseudo-gap de Coulomb n'a que peu d'effet et c'est la loi de Mott qui domine, à plus basse température c'est la loi d'Efros-Shklovskii.

#### 5.4.2.1 Dépendance avec la concentration

Les propriétés des couches minces de  $Nb_xSi_{1-x}$  dépendent de la concentration  $x$ . À 3D (épaisseur des films  $> 100$  nm) :

- $x < 9\%$ , la couche mince de NbSi est isolante
- $9\% < x < 12\%$  la couche mince est métallique
- $x > 12\%$  le film est supraconducteur

La figure 5.15 montre cette dépendance de la résistance avec la concentration d'une couche mince de NbSi.

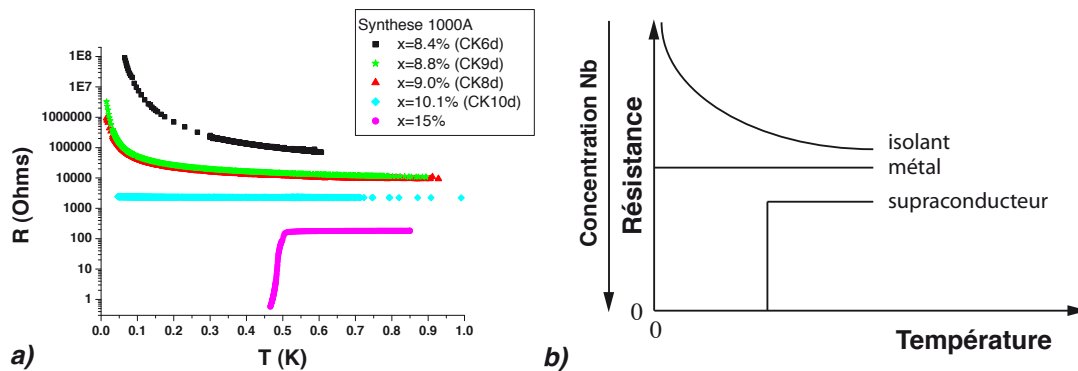


FIGURE 5.15 – **a)** Résistance en fonction de la température pour différents échantillons de NbSi de concentrations différentes. [12] **b)** Pour le NbSi, plus la concentration de niobium est importante meilleure est la conductivité.

Cette propriété tient au fait que plus la concentration de niobium est grande, plus le nombre de donneurs d'électrons qui participent à la conduction est important, autrement dit le niveau de Fermi se rapproche ou dépasse le bord de mobilité.

#### 5.4.2.2 Dépendance avec l'épaisseur

C. Marrache de l'équipe du CSNSM a montré que les propriétés résistives du NbSi dépendent de l'épaisseur des films. La figure 5.16 illustre cette dépendance.

Cet effet lié au caractère bidimensionnel des couches très minces fait appel à la notion de "transition de phase quantique".

### 5.4.3 Le découplage électron-phonon

En 2000, S. Marnieros, dans le cadre de sa thèse au CSNSM, montre que comme pour les métaux, les isolants d'Anderson à la transition métal-isolant (MIT), tels que les couches minces thermométrique de NbSi utilisées, présentent un découplage entre les

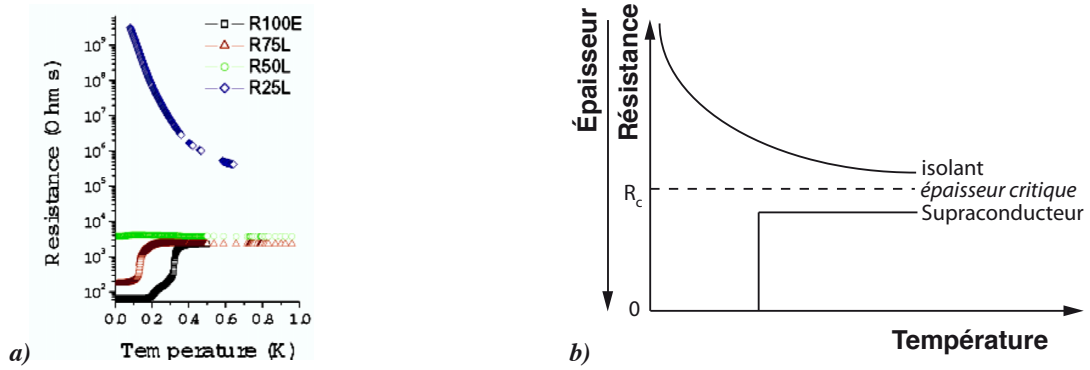


FIGURE 5.16 – **a)** Résistance en fonction de la température pour différents échantillons de NbSi de même concentration et d'épaisseurs différentes (25 Å, 50 Å, 75 Å et 100 Å) [12]. **b)** plus l'épaisseur est petite, plus le système est isolant.

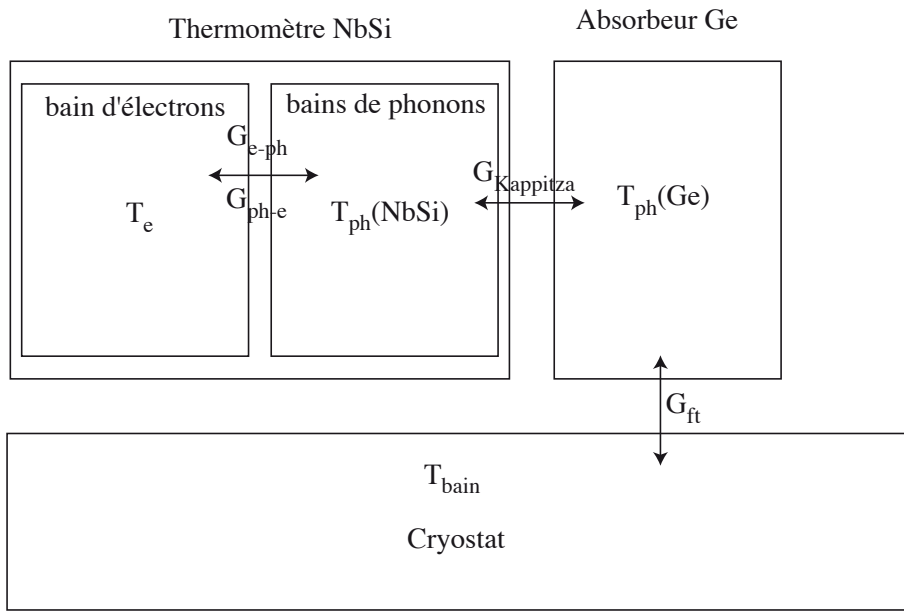


FIGURE 5.17 – Schéma des différents bains de température dans le cas d'un détecteur muni d'un thermomètre et relié au cryostat par la fuite thermique.

bains de phonons et d'électron [13]. De plus, les électrons, bien que localisés, ont une interaction suffisante pour définir une température du bain d'électrons. Cette température est différente de la température des phonons.

La puissance par unité de volume dissipée entre les deux bains est donnée par :

$$P = g_{e-ph} (T_e^\beta - T_{ph}^\beta) \quad (5.31)$$

Une valeur de  $\beta = 5$  ajuste bien les données expérimentales [13].  $g_{e-ph}$  est la constante de couplage microscopique. Sa valeur est intrinsèque au matériau et a été mesurée à  $(130 \pm 30) \text{ W/T}^5/\text{cm}^3$  [13].

Le couplage macroscopique est défini par la différentielle totale de la puissance dissipée :

$$\begin{aligned} dP &= G_{e-ph}dT_e + G_{ph-e}dT_{ph} \\ G_{e-ph} &= 5g_{e-ph}T_e^4 \\ G_{ph-e} &= 5g_{e-ph}T_{ph}^4 \end{aligned} \quad (5.32)$$

Si la variation du bain de phonons est faible devant celle des électrons ou si la température du bain d'électrons est très supérieure à celle du bain de phonons, le couplage phonon-électron est négligeable devant la puissance dissipée des électrons vers les phonons.

Par la suite, nous modéliserons les thermomètres de NbSi par deux bains distincts à des températures différentes (figure 5.17).

## 5.5 La chaleur spécifique

La chaleur spécifique des métaux, semi-conducteurs et isolants est traitée en détails dans [14] ou [15]. Nous n'en reprenons que les résultats importants.

Dans le cadre du modèle de Debye pour un cristal parfait, les phonons sont à l'équilibre thermodynamique et leur énergie est limitée par l'énergie de Debye  $E_D$  :

$$E_D = \hbar\omega_D \quad (5.33)$$

où  $\omega_D = 2\pi\nu_D$  avec  $\nu_D$  la fréquence de Debye qui est la limite supérieure en fréquences des phonons.

La température de Debye est alors définie par :

$$\theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B} \quad (5.34)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann.

### 5.5.1 La chaleur spécifique des isolants

Dans l'approximation  $T \ll \theta_D$ , la chaleur spécifique d'un isolant, ou d'un semi-conducteur est :

$$C_{\text{Isolant}} = 1944 \frac{n_{\text{maille}}}{M_{\text{maille}}} \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \text{ [J/K/cm}^3\text{]} \quad (5.35)$$

où

- $n_{maille}$  est le nombre d’atomes par maille
- $M_{maille}$  est la masse molaire d’une maille

La chaleur spécifique du germanium suit celle d’un isolant avec une variation en  $T^3$  dont la température de Debye et le paramètre  $n_{maille}/M_{maille}$  sont présentés dans le tableau 5.1.

TABLE 5.1 – *Temperature de Debye et  $a = 1944 \times n_{maille}/M_{maille} \cdot \theta_D^{-3}$  du germanium semi-conducteur utilisé comme absorbeur pour les détecteurs de l’expérience EDELWEISS*

Matériau	$\theta_D$ [K]	$a$ [ $\mu\text{J}/\text{K}^4/\text{cm}^3$ ]	Densité $\rho_{Ge}$ [g/cm <sup>3</sup> ]
Ge	374	2,7	5,32

La chaleur spécifique du germanium est alors :

$$C_{Ge} = (2,7 \times 10^{-6} \cdot T^3) M_{Cristal\ Ge} \times \rho_{Ge} \quad [J/K] \quad (5.36)$$

Où  $M_{Cristal\ Ge}$  est la masse du cristal de germanium et  $\rho_{Ge}$  la densité du germanium.

Pour des cristaux de 200 et 400 g, la chaleur spécifique est alors de :

$$\begin{array}{l} C_{Ge}(200g) \approx 10^{-4} \cdot T^3 \quad [J/K] \\ C_{Ge}(400g) \approx 2 \times 10^{-4} \cdot T^3 \quad [J/K] \end{array} \quad (5.37)$$

### 5.5.2 La chaleur spécifique des métaux

Les métaux ont deux contributions à leur chaleur spécifique :

1. celle du réseau cristallin (décrite au paragraphe précédent)
2. celle des électrons de conduction

Dans l’approximation  $T \ll \theta_D$ , la chaleur spécifique des métaux est donnée par :

$$C_{m\acute{e}tal} = aT^3 + \gamma T \quad [J/K/cm^3] \quad (5.38)$$

où  $\gamma$  est le coefficient de Sommerfeld.

La chaleur spécifique des films NbSi est celle d’un métal à suffisamment haute température ( $T > 250$  mK).

$$C_{NbSi}(m\acute{e}tal) = 40 \times 10^{-6} \cdot T \times V_{film} \quad [J/K] \quad (5.39)$$

où  $V_{film}$  est le volume du film de NbSi.

### 5.5.3 Chaleur spécifique “magnétique” du NbSi

Le NbSi est un isolant d’Anderson, il possède des électrons localisés (voir partie 5.4.1). Ces électrons ont un spin qui induit un moment magnétique local. L’apport d’énergie

influe sur ces moments localisés et se traduit par un terme supplémentaire et constant dans la gamme utilisée (20 - 250 mK) de la chaleur spécifique du NbSi [16].

$$C_{NbSi}(magn. + métal) = (9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} \cdot T) \times V_{film} [J/K] \quad (5.40)$$

où  $V_{film}$  est le volume du film de NbSi.

Pour les différentes surfaces et épaisseurs de film NbSi suivantes :

- ①  $e = 650 \text{ \AA}$  et  $s = 11,88 \text{ cm}^2$
- ②  $e = 125 \text{ \AA}$  et  $s = 10,68 \text{ cm}^2$
- ③  $e = 650 \text{ \AA}$  et  $s = 10,68 \text{ cm}^2$

les chaleurs spécifiques correspondantes sont :

$$\begin{aligned} C_{NbSi}(\textcircled{1}, magn. + métal) &\approx 0,7 + 3,1 \cdot T [nJ/K] \\ C_{NbSi}(\textcircled{2}, magn. + métal) &\approx 0,12 + 0,53 \cdot T [nJ/K] \\ C_{NbSi}(\textcircled{3}, magn. + métal) &\approx 0,62 + 2,8 \cdot T [nJ/K] \end{aligned} \quad (5.41)$$

#### 5.5.4 Terme supplémentaire de la chaleur spécifique du NbSi

En plus des deux termes précédents, la chaleur spécifique du NbSi possède un terme supplémentaire qui a été attribué par S. Marnieros [17] à une origine nucléaire. Cette chaleur spécifique, due aux moments magnétiques nucléaires du niobium ( $s = 7/2$ ) dans le champ quadripolaire cristallin, s'exprime surtout sur des temps longs (de l'ordre d'une dizaine de millisecondes) et s'accroît lorsque la température diminue. Elle a été mesurée [17], sa variation en fonction de la température est donnée par :

$$C_{nucl.}(NbSi) = \frac{4 \times 10^{-8}}{T^2} \times V_{film} [J/K] \quad (5.42)$$

où  $V_{film}$  est le volume du film de NbSi.

**Dans la gamme de température comprise entre 20 et 250 mK : nous faisons par la suite l'hypothèse qu'à temps court (inférieur à quelques millisecondes) la chaleur spécifique est celle de l'équation (5.40) et à temps long elle devient :**

$$C_{NbSi}(Totale) = \left( 9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} \cdot T + \frac{4 \times 10^{-8}}{T^2} \right) \times V_{films} [J/K] \quad (5.43)$$

Cette chaleur spécifique devient dans les trois cas cités précédemment :

$$\begin{aligned} C_{NbSi}(\textcircled{1}, Totale) &\approx 0,7 + 3,1 \cdot T + 0,030 \cdot T^{-2} [nJ/K] \\ C_{NbSi}(\textcircled{2}, Totale) &\approx 0,12 + 0,53 \cdot T + 0,005 \cdot T^{-2} [nJ/K] \\ C_{NbSi}(\textcircled{3}, Totale) &\approx 0,62 + 2,8 \cdot T + 0,028 \cdot T^{-2} [nJ/K] \end{aligned} \quad (5.44)$$

### 5.5.5 Chaleur spécifique d'un matériau amorphe

L'explication détaillée de la chaleur spécifique des matériaux amorphes est présentée dans la thèse de Stéfanos Marnieros [16]. Les matériaux amorphes sont bien modélisés par des systèmes à deux niveaux. L'intégration sur tous ces systèmes induit une chaleur spécifique proportionnelle à la température (comme pour les métaux) et à la densité de systèmes à deux niveaux ( $n_0$ ).

$$C_{amorphe} = \frac{\pi^2}{6} n_0 k_B^2 T \quad (5.45)$$

### 5.5.6 Chaleur spécifique d'un matériau supraconducteur

La chaleur spécifique d'un matériau supraconducteur est décrite par la théorie BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) et est liée au gap supraconducteur  $\Delta$ . La température de transition métal-supraconducteur  $T_c$  est de l'ordre de  $\Delta/k_B$  ( $\Delta = 1,76k_B T_c$  pour les supraconducteurs à couplage faible).

Cette chaleur spécifique suit la chaleur spécifique des métaux si  $T > T_c$ , elle admet une discontinuité à  $T = T_c$  et varie exponentiellement si  $T \ll T_c$  :

$$\begin{cases} C(T) = aT^3 + \gamma T & \text{si } T > T_c \\ C(T) = aT^3 + 8,5\gamma T_c \cdot e^{(-1,44\frac{T_c}{T})} & \text{si } T < T_c \end{cases} \quad (5.46)$$

Les électrodes de niobium sont supraconductrices pour une valeur  $T_c \approx 9\text{K}$ . En dessous de 1K, leur chaleur spécifique électronique devient négligeable.

### 5.5.7 Chaleur spécifique d'un détecteur

Les détecteurs utilisés par l'expérience EDELWEISS sont des détecteurs ionisation-chaleur massifs. Les contributions à la chaleur spécifique totale sont celle de l'absorbeur, du thermomètre, des électrodes et des différents matériaux pour relié électriquement et thermiquement le détecteur.

Les tableaux 5.1 et 5.2 donnent les chaleurs spécifiques de différents matériaux (hors absorbeur) entrant dans la composition des détecteurs utilisé par EDELWEISS.

TABLE 5.2 – *Temperature de Debye,  $\gamma$  des métaux et températures critiques de transition métal-supraconducteur de matériaux utilisés dans la composition des détecteurs de l'expérience EDELWEISS*

Matériau	$\theta_D$ [K]	$T_c$ [K]	$\gamma$ [ $\mu\text{J}/\text{K}^2/\text{cm}^3$ ]	Densité [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]
Au	170	-	73	19,32
Al	394	1,18	135	2,7
Cr	315	-	98	8,92
Nb	275	9,2	720	8,58
Ir	430	0,14	365	22,65
Pd	275	-	1036	12



L'absorbeur est un cristal de germanium, sa capacité calorifique est alors fixée et dépend de sa masse. Les absorbeurs utilisés ont une masse de plusieurs centaines de gramme et leur capacité calorifique, rappelée au 5.5.1, est proportionnelle au cube de la température.

Les thermomètres utilisés pour l'identification des événements de surface sont deux films de NbSi amorphe de quelques centaines d'Ångström d'épaisseur pour une surface d'environ  $10 \text{ cm}^2$ . La capacité calorifique du film est rappelée au 5.5.4.

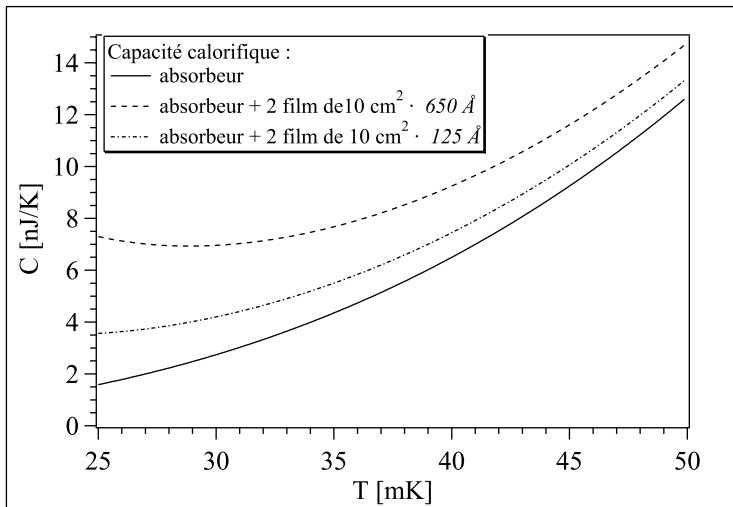


FIGURE 5.18 – Capacité calorifique en fonction de la température pour trois configurations de détecteurs : absorbeur de germanium de 200 g seul, absorbeur de germanium de 200 g équipé de deux films de NbSi amorphes de  $10 \text{ cm}^2 \times 650 \text{ Å}$  et  $125 \text{ Å}$ .

La figure 5.18 présente la capacité calorifique déterminée à partir des expressions (5.36) et (5.43). La contribution des films de NbSi est importante par rapport à celle de l'absorbeur de germanium. D'autre par du fait de la remonté à basse température, elle impose pour les films de  $650 \text{ Å}$  de travailler entre 35 mK et 45 mK.

Pour une bonne sensibilité à l'élévation de température, nous devons travailler avec une capacité calorifique de petite valeur absolue. Pour les films de NbSi, elle ne peut être diminuée qu'en diminuant l'épaisseur des films car pour une bonne identification des événements de surface, les films doivent couvrir une large surface.

## 5.6 Conclusion

Les détecteurs ionisation-chaleur utilisés par l'expérience EDELWEISS sont composés d'un cristal de germanium de plusieurs centaines de gramme. L'impact d'une particule dans l'absorbeur crée des paires électron-trou et des phonons (élévation de température). Ces quantités sont proportionnelles à l'énergie déposée.

Les phonons, d'abord très énergétique, se thermalisent et voient leur polarisation évoluer au cours du temps avec une polarisation ST (voir figure 5.5) favorisée.

Les thermomètres utilisés pour l'identification des événements de surface sont des couches minces de NbSi amorphe évaporées sur une large surface. Ce sont des thermomètres résistifs de type Mott-Anderson.

La sensibilité de ces thermomètres à l'élévation de température dépend de deux grandeurs :

- la capacité calorifique,
- la sensibilité électrique.

La capacité calorifique, pour une sensibilité maximale, doit être minimisée. Pour minimiser la capacité calorifique, on peut diminuer l'épaisseur des films (voir figure 5.18). Cependant, la diminution de l'épaisseur des films est limitée par la sensibilité électrique qui doit être maximisée.

La sensibilité électrique dépend de la variation de résistance des films de NbSi qui dépend de la variation de température du bain d'électron. Comme montré par [13], le bain de phonons et d'électrons d'un isolant d'Anderson sont couplés mais peuvent avoir des températures différentes. Le temps caractéristique de relaxation des électrons vers les phonons dépend de la constante de couplage ( $g_{e-ph}$ ) entre les deux bains. Cette grandeur est une grandeur intrinsèque du NbSi.

La variation de résistance dépend de manière exponentielle de la température et décroît lorsque cette dernière augmente. Le paramètre  $T_0$  qui donne la vitesse de décroissance dépend de la concentration du niobium dans le silicium et de son homogénéité.

Pour les thermomètres collés, donc insensibles aux phonons athermiques, le signal est alors une exponentielle simple dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée et le temps de descente dépend de la fuite thermique (couplage entre le détecteur et le cryostat) et de la polarisation du thermomètre.

Les mesures faites sur les différentes générations de détecteurs de la résistance des films et de la capacité calorifique sont présentées au chapitre 13.

# Bibliographie

- [1] S. Tamura. Isotope scattering of dispersive phonons in Ge. *Phys. Rev. B*, **27**(2) :858–866, Jan 1983.
- [2] H. J. Maris. Phonon propagation with isotope scattering and spontaneous anharmonic decay. *Phys. Rev. B*, **41**(14) :9736–9743, May 1990.
- [3] J.M. Ziman. *Electrons and Phonons : The Theory of Transport Phenomena in Solids*. Oxford University Press, 1960.
- [4] C. Herring. Role of Low-Energy Phonons in Thermal Conduction. *Phys. Rev.*, **95**(4) :954–965, Aug 1954.
- [5] H. J. Maris and S. Tamura. Anharmonic decay and the propagation of phonons in an isotopically pure crystal at low temperatures : Application to dark-matter detection. *Phys. Rev. B*, **47**(2) :727–739, Jan 1993.
- [6] D.V. Kazakovtsev and I.V. Levinson. Propagation of phonon pulses in spontaneous phonon decay mode. *Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, **27**(3) :194–196, 1978.
- [7] W.P. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, **109** :1492, 1958.
- [8] G. Bergmann. Physical interpretation of weak localization : A time-of-flight experiment with conduction electrons. *Phys. Rev. B*, **28**(2914), 1983.
- [9] N. Mott. Conduction in glasses containing transition metal ions. *Non-Crystal. Sol.*, **1** :1, 1968.
- [10] A. Efros and B. Shklovskii. Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems. *J. Phys. C*, **8** :L49, 1975.
- [11] B. Shklovskii et A. Efros. *Electronic Properties of doped semiconductors*. Springer-Verlag, 1984.
- [12] Claire Akiko Marrache-Kikuchi. Effet dimensionnels dans un système désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 2006.
- [13] S. Marnieros et al. Dynamical properties near the metal-insulator transition : evidence for electron-assisted variable range hopping. *Physical Review Letters*, **84**(11) :2469–2472, 2000.
- [14] C. Kittel. *Introduction à la physique de l'état solide*. Dunod, 1972.

- [15] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid state physics*. Brooks/cole, 1976.
- [16] Stéfanos Marnieros. Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 1998.
- [17] S. Marnieros et al. Low temperature specific heat of NbSi Anderson insulator measured by cryogenic bolometry. *Physica B*, **259-261** :862–863, 1999.

# Chapitre 6

## Principe de l'identification des événements de surface

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction et historique . . . . .</b>	<b>91</b>
<b>6.2</b>	<b>Sensibilité d'un thermomètre au régime hors équilibre . . .</b>	<b>94</b>
6.2.1	Aspect de phononique . . . . .	96
6.2.2	La fraction de l'énergie détectée sous forme de phonons hors équilibre . . . . .	97
6.2.3	Equations d'évolution . . . . .	99
6.2.4	La forme des équations . . . . .	99
6.2.5	La forme des signaux . . . . .	101
<b>6.3</b>	<b>Sensibilité de deux thermomètres au régime hors équilibre</b>	<b>102</b>
6.3.1	Les équations d'évolutions . . . . .	103
6.3.2	Absorption des phonons athermiques . . . . .	104
6.3.3	Forme des équations . . . . .	105
6.3.4	La forme des signaux . . . . .	106
<b>6.4</b>	<b>Charges et pouvoir de rejet . . . . .</b>	<b>107</b>
6.4.1	Contribution de l'effet Luke . . . . .	107
6.4.2	Contribution de la recombinaison des charges. . . . .	112
<b>6.5</b>	<b>La géométrie en peigne . . . . .</b>	<b>117</b>
6.5.1	Variation de la résistance en fonction de la géométrie . . . . .	117
6.5.2	Sensibilité à la surchauffe . . . . .	119

---

### 6.1 Introduction et historique

Les événements à collecte incomplète de charges, ayant lieu près des électrodes, sont un facteur limitant de la discrimination particule à particule du fond radioactif pour les détecteurs ionisation-chaleur.

Les détecteurs équipés de couches minces de niobium-silicium, co-évaporées et utilisées comme thermomètre, offrent une solution d'identification et de rejet de ces événements en conservant un volume fiduciel correct et en satisfaisant aux contraintes de l'expérience EDELWEISS.

Dans le but de produire des détecteurs équipés de ces thermomètres, le  $Nb_xSi_{1-x}$  est étudié au CSNSM depuis 1993. Cette étude a déjà donné lieu à six autres thèses :

- 1998 Stéfanos Marnieros [1]
- 1999 Alexandre Juillard [2]
- 2000 Gael Marie-Magdeleine [3]
- 2002 Nader Mirabolfathi [4]
- 2006 Claire Akiko Marrache-Kikuchi [5]

La thèse d'Olivier Crauste est également en cours depuis 2006.

En 1993, l'étude de films minces de niobium-silicium a permis de mettre en évidence les propriétés remarquables suivantes [6] :

- les caractéristiques (en particulier la résistance) du thermomètre sont ajustables en jouant sur la concentration de niobium dans le silicium (voir chapitre 5),
- une bonne sensibilité  $\Delta V/\Delta T \approx 1$  V/K autour de 30 mK - 45 mK (qui dépend de la concentration  $x$ , de l'épaisseur des films, etc...),
- ainsi qu'un bon couplage électron-phonon ( $g_{e-ph} \approx 150$  W/K<sup>5</sup> [1]).

Entre 1995 et 1996 des expériences ont montré que le NbSi est sensible aux phonons de haute énergie. Cette sensibilité a d'abord été exploitée pour augmenter l'amplitude du signal et gagner ainsi en résolution en énergie. C'était compter sans la dépendance du signal au point d'impact de la particule [7].

En 2001, un bolomètre en germanium de 33 g équipé de deux films minces de niobium-silicium a été exposé à une source d'électrons peu pénétrants. L'équipe met alors en évidence qu'il est possible d'identifier les événements de surface grâce aux phonons hors équilibre [8]. Parallèlement à l'utilisation de ces couches thermométriques, des électrodes composées, chacune, de deux peignes à 5 dents imbriqués ont été utilisées lors de cette expérience. Cette géométrie permet de polariser les films, de collecter les charges et d'améliorer la sensibilité des films en jouant sur le rapport géométrique longueur/section entre les électrodes (ce point sera présenté plus en détails lors de la partie 6.5).

Forts de ces expériences ainsi que d'essais sur des cristaux de germanium de 100 g, il a été décidé, à l'occasion de l'arrêt de la phase EDELWEISS I, de réaliser des expériences au LSM avec ce type de détecteurs.

Ainsi en 2003, les premiers détecteurs massifs (200 g) munis de ces thermomètres-électrodes et d'anneaux de garde ont été fabriqués. Trois d'entre eux ont été étudiés, en condition de bas bruit radioactif, au début de 2004 au LSM avec le dispositif expérimental de l'expérience EDELWEISS I.

Entre 2004 et 2008, quatorze détecteurs basés sur la technologie de couches minces thermométriques de NbSi ont été produits, 4 de 200 g et 10 de 400 g. Ces détecteurs diffèrent les uns des autres par leur géométrie mais sont identiques quant au principe de l'identification des événements de surface.

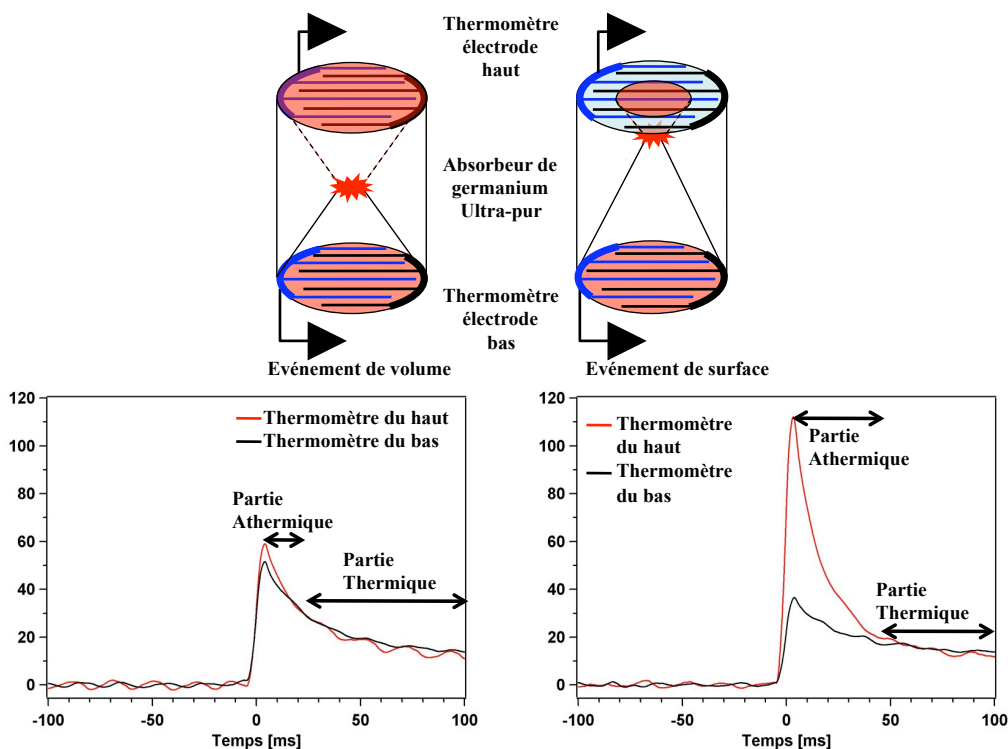


FIGURE 6.1 – Les détecteurs sont équipés de deux thermomètre-électrodes, chacun composé d'un film mince co-évoqué sur deux peignes interdigités. Les deux graphiques du bas présentent, pour chacun des deux thermomètres, à gauche, le signal typique d'un événement de volume et, à droite, d'un événement de surface.

Le principe de l'identification se base sur l'existence de deux régimes consécutifs après l'impact d'une particule :

1. un régime athermique,
2. un régime thermique.

Les détecteurs développés pour l'identification des événements de surface ont de larges films sensibles à ces deux régimes. Un impact ayant lieu à une distance inférieure à une longueur caractéristique de l'ordre du millimètre d'un des thermomètres (thermomètre A sur la figure 6.1) s'accompagne d'une surchauffe de celui-ci et induit un excès de signal. Ce régime athermique, par différents processus de relaxation, est suivi d'une élévation de température de l'ensemble du détecteur qui est proportionnelle à l'énergie déposée, puis la fuite thermique permet de revenir à la température initiale. Schématiquement, la partie athermique du signal renseigne sur la position de l'impact et la partie thermique sur l'énergie déposée.

Nous présentons dans ce présent chapitre la modélisation du signal de la voie chaleur. Cette modélisation se base sur trois phénomènes :

1. la capacité des couches minces de NbSi à absorber les phonons de haute énergie,
2. l'effet sur la voie chaleur de la dérive et de la recombinaison des charges,

- la sensibilité à la non linéarité de la résistance locale par utilisation d'électrodes en peignes imbriqués.

Les parties 6.2 et 6.3 présentent la modélisation de la capacité d'un détecteur, équipé respectivement d'une et de deux couches minces thermométriques de NbSi, à absorber les phonons émis lors de l'impact de la particule. Le cas à un thermomètre est résolvable simplement. Nous en utiliserons les résultats pour traiter le cas à deux thermomètres, qui est beaucoup plus complexe et dont le traitement analytique n'a pas pu être fait durant cette thèse. Les différentes notions de phononique et de physique du NbSi utilisées pour cette modélisation ont été détaillées au chapitre 5.

La partie 6.4 présente la modélisation de l'effet de la dérive des charges soumises à un champ électrique dans le détecteur (effet Luke) et de la recombinaison des charges dans les électrodes sur le signal de la voie chaleur.

La partie 6.5 présente la modélisation de la non linéarité de la résistance due à la "surchauffe" locale avec une géométrie en peigne interdigités.

## 6.2 Sensibilité d'un thermomètre au régime hors équilibre

Le point de départ est le dépôt d'énergie sous forme de phonons par une particule dans l'absorbeur. Celui-ci est fortement couplé à un thermomètre et moins fortement au cryostat.

Les films thermométriques sont modélisés par deux bains couplés (voir figure 6.2) : un bain d'électrons et un bain de phonons.

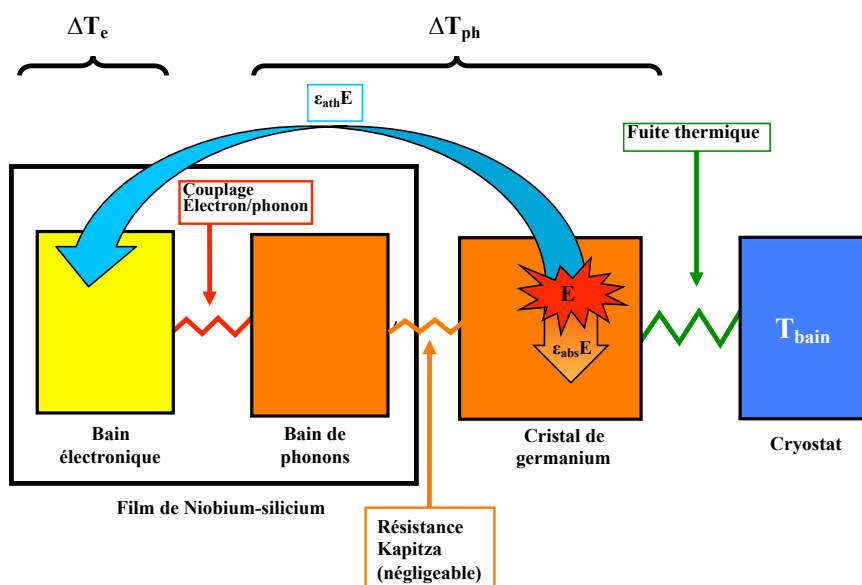


FIGURE 6.2 – Modélisation du détecteur (absorbeur, thermomètre, cryostat) en trois bains (électrons, phonons, cryostat) ayant des températures distinctes. Les échanges de chaleur consécutifs à l'impact entre ces bains sont également schématisés. Nous faisons l'hypothèse que le cryostat n'apporte pas d'énergie au détecteur.



Une fraction de l'énergie déposée passe sous forme de phonons athermiques directement dans le thermomètre ( $\varepsilon_{ath}$ ). La fraction restante ( $\varepsilon_{abs}$ ) relaxe dans l'absorbeur.

L'échange de chaleur entre le bain d'électrons et le bain de phonons est plus rapide que celui entre le bain de phonons et le cryostat.

On fait l'hypothèse que le bain de phonons de l'absorbeur et celui du thermomètre sont en permanence à la même température. Ces derniers sont couplés par un couplage de type Kapitza.

La puissance dissipée à travers une résistance de type Kapitza est :

$$P = g_K \cdot S \cdot (T_{ph}^4(Therm.) - T_{ph}^4(Abs.)) \quad [9]$$

où  $g_K$  est la constante de couplage de Kapitza et  $S$  la surface en regard entre l'absorbeur et le thermomètre.

Les puissances typiques sont de l'ordre de quelques dizaines de pico-Watts, la surface  $S$  est de l'ordre d'une dizaine de  $\text{cm}^2$  et la température du cristal de l'ordre de 40 mK. Si on prend, à titre d'ordre de grandeur, la constante de couplage de la résistance de Kapitza entre l'or et le germanium :  $g_K = 2 \times 10^{-5} \text{ W/K}^4/\text{mm}^2$  [9], la température des phonons du thermomètre diffère alors de 40  $\mu\text{K}$  ( $\Delta T/T \approx 1 \text{ }^0/_{000}$ ) de celle du cristal. En prenant une constante de couplage dix fois plus faible pour le NbSi, la différence serait encore négligeable puisque  $\Delta T/T \approx 1 \text{ }^0/_{00}$ .

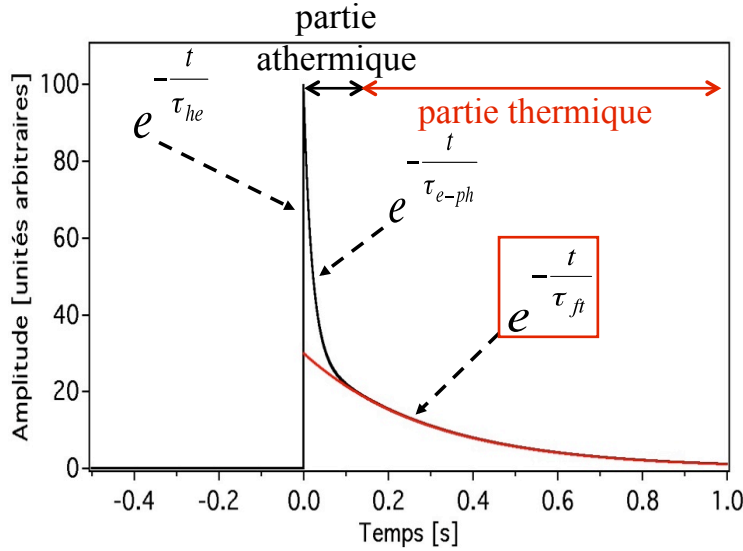


FIGURE 6.3 – Événement chaleur simulé dans le cas d'un bolomètre intégrateur.

Ces échanges influent sur la variation des températures des électrons et des phonons. L'évolution de ces deux températures est décrite par un système de deux équations couplées, dont les solutions sont la somme de trois exponentielles dépendantes du temps. Les trois temps caractéristiques sont les temps de désexcitation des phonons balistiques ( $\tau_{he}$ ), de relaxation entre les bains d'électrons et de phonons ( $\tau_{e-ph}$ ) et entre les phonons

et le cryostat ( $\tau_{ft}$ ). Les détecteurs sont conçus en **mode intégrateur**, c'est-à-dire :

$$\tau_{he} \ll \tau_{e-ph} < \tau_{ft} \quad (6.1)$$

La figure 6.3 illustre les différents temps caractéristiques et l'allure générale attendue pour les signaux chaleur.

### 6.2.1 Aspect de phononique

Ce paragraphe présente un bref rappel sur le comportement d'une population de phonons créée par une particule incidente dans un cristal de germanium.

Ce scénario se schématise par (comme nous l'avons vu au chapitre 5) :

Le point d'impact d'une particule dans l'absorbeur de germanium est le siège de phénomènes complexes : l'énergie est transférée aux électrons et au réseau et l'on admet qu'après quelques pico-secondes, elle est présente sous forme de paires électron-trou et de phonons de haute énergie (phonons optiques et phonons de bord de zone à  $\omega_D$  - fréquence de Debye). L'évolution du paquet de paires électron-trou a été esquissée au chapitre 4. L'évolution de la "boule chaude" de phonons a été décrite au chapitre 5. Nous retiendrons :

- dans la "boule chaude" la densité de phonons très élevée permet qu'ils interagissent entre eux pour relaxer vers des phonons de plus basse énergie (leur temps varie en  $\omega^5$ ) mais ces interactions les empêchent de se propager. Cette situation perdure jusqu'à ce que la "boule chaude" atteigne une taille de l'ordre du millimètre et que l'énergie moyenne des phonons soit abaissée à une dizaine de Kelvin.
- Dès lors les phonons, hors d'équilibre par rapport au milieu qui est à une dizaine de milli-Kelvin, peuvent se propager sans interaction inélastique avec un temps de vie intrinsèque qui est de l'ordre du temps caractéristique du détecteur (la milliseconde).

Le milieu étant un monocristal ultra pur, les phonons se propagent quasi balistiquement (à cause des isotopes) et peuvent parcourir plusieurs fois le cristal en se réfléchissant sur les surfaces. Il se forme après quelques dizaines de micro-secondes un "pseudo-gaz" de phonons hors d'équilibre.

Les surfaces ont une probabilité d'absorption-réflexion de ces phonons qui dépend de leur nature. Les surfaces libres sont très réfléchissantes tandis que les surfaces couvertes de NbSi ont une probabilité d'absorption  $\varepsilon$  plus importante, la relaxation de l'énergie se faisant principalement dans le bain d'électrons.

Ce schéma explique le comportement décrit en 6.2 et sur lequel nous reviendrons.

À ce fonctionnement de base, il faut rajouter deux hypothèses qui expliquent la dépendance des signaux hors d'équilibre avec le point d'impact :

1. La probabilité d'absorption  $\varepsilon$  dépend de l'énergie et de la polarisation des phonons. Elle est fortement accrue lorsque la "boule chaude" intercepte la surface.

CE QUI SIGNERA LES ÉVÉNEMENTS DE SURFACE

2. La première bouffée de phonons balistiques arrivant directement sur une couche de NbSi va introduire une dissymétrie entre les couches par rapport aux absorptions

suyvantes pour lesquelles les réflexions ont homogénéisé le “pseudo-gaz” de phonons balistiques.

Dans la suite, nous appelons “première bouffée de phonons” l'ensemble des phonons provenant de la boule chaude lorsqu'elle touche la surface et la première bouffée de phonons balistiques.

### 6.2.2 La fraction de l'énergie détectée sous forme de phonons hors équilibre

Les hypothèses de passage d'interface et de l'absorption des phonons athermiques par le thermomètre sont :

1. Les phonons de la première bouffée sont instantanément absorbés par les électrons du thermomètre lorsqu'ils passent l'interface.
2. Les phonons balistiques forment un pseudo-gaz dans l'absorbeur au bout de quelques dizaines de micro-secondes.

La fraction d'énergie absorbée par le thermomètre, correspondant à chacun des deux cas, est notée respectivement  $\varepsilon_{pb}$  et  $\varepsilon_{bal}$ . Cette distinction permet d'introduire un effet dans le régime athermique lié à la position de l'impact :

- $\varepsilon_{pb}$  contient l'information sur la position
- $\varepsilon_{bal}$  ne contient plus l'information sur la position puisque les phonons balistiques ont parcouru plusieurs fois le cristal.

La somme de ces deux contributions est la fraction d'énergie absorbée par le thermomètre sous forme de phonons athermiques.

$$\varepsilon_{ath} = \varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal} \quad (6.2)$$

Toutefois, pour additionner ces deux composantes, il est nécessaire que le détecteur soit sensible à l'effet de la première bouffée pendant suffisamment longtemps. Ceci est possible lorsqu'on utilise le bolomètre en mode intégrateur.

La probabilité par unité de temps d'absorption par le film des phonons du pseudo-gaz balistique dépend de la probabilité de :

1. passer l'interface germanium-Nb<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>,
2. interagir avec les électrons du film de niobium-silicium.

Ces probabilités dépendent à la fois de la géométrie du détecteur (surfaces couvertes par les thermomètres, épaisseurs de ces derniers, densité d'électrons. . .) et des propriétés des phonons (leur énergie, leur polarisation. . .).

Les phonons de polarisation L semblent avoir une probabilité de passage de l'interface plus importante que les phonons TF et TS [1]. Or, au cours du temps, cette population de phonons L décroît du fait des processus de décroissance anharmonique N au profit de la polarisation TS (voir figure 5.5).

Nous supposons que les phonons produits lors de l'impact, en plus d'être très énergétiques, n'ont pas de polarisation privilégiée. Au cours du temps, comme souligné ci-dessus, la population des phonons transverses lents (moins favorable au passage de l'interface) devient majoritaire.

Plus la distance entre le point d'impact et les films de NbSi est grande, plus le nombre de phonons avec une polarisation L est grand.

Une explication possible de cette différence entre  $\varepsilon_{pb}$  et  $\varepsilon_{bal}$  serait que les phonons de la première bouffée ont une plus grande énergie et qu'une partie non négligeable de leur population a une polarisation favorable au passage d'interface. Considérons un événement dont la boule chaude touche les films de NbSi. Les phonons de la boule chaude sont diffusifs, leurs parcours sont beaucoup plus petits et donc ont une fréquence d'interaction avec l'interface et le bain d'électrons du film plus grande.

Cependant, une meilleure compréhension des mécanismes d'absorption des phonons de haute énergie nécessite une étude approfondie, qui n'a pas pu être effectuée durant cette thèse, sur la quantification de la dépendance des probabilités de passage de l'interface et de l'absorption par les électrons en fonction de la polarité et de l'énergie des phonons.

Le taux d'absorption des phonons athermiques par un thermomètre dépend de la probabilité de passage de l'interface absorbeur-thermomètre et de l'absorption par le bain d'électrons du thermomètre. La question sous-jacente est par quels mécanismes physiques les phonons athermiques de la première bouffée et du pseudo-gaz ont une probabilité accrue de passage de l'interface.

L'étude de la dépendance de la probabilité de passage de l'interface avec la fréquence ou la polarisation des phonons est très délicate du fait de la difficulté à produire des phonons mono-énergétiques avec une énergie assez importante ou avec une polarisation donnée.

La fraction d'énergie des phonons **balistiques** absorbée par le thermomètre  $\varepsilon_{bal}$  dépend de leur temps de vie dans le détecteur  $\tau_{he}$  qui est relié aux relaxations dans le film  $\tau_{film}$  et dans l'absorbeur  $\tau_{abs}$ .

$\tau_{he}$  s'exprime en fonction de  $\tau_{film}$  et  $\tau_{abs}$  par :

$$\tau_{he} = \frac{\tau_{film}\tau_{abs}}{\tau_{film} + \tau_{abs}} \quad (6.3)$$

La fraction d'énergie s'exprime alors en fonction de ces différents temps de vie par :

$$\varepsilon_{bal} = \frac{\tau_{abs}}{\tau_{film} + \tau_{abs}} \quad (6.4)$$

La luminescence du germanium est trop faible pour être mesurable et la fuite thermique longue devant les temps caractéristiques de relaxation des phonons athermiques. Ces deux processus n'engendrent pas de perte d'énergie.

Par conservation de l'énergie, la fraction des phonons continuant leurs processus de

désexcitation dans l'absorbeur est alors :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{abs} &= 1 - \varepsilon_{ath} \\ &= 1 - (\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal})\end{aligned}\quad (6.5)$$

La figure 6.2 illustre le scénario de désexcitation des phonons de haute énergie dans l'ensemble du détecteur avec une fraction  $\varepsilon_{pb}$  instantanément absorbée par les électrons du thermomètre.

### 6.2.3 Equations d'évolution

Les équations d'évolution pour un détecteur avec un thermomètre NbSi reprennent l'équation d'évolution d'un détecteur idéal, présentée au chapitre 5 :

$$C \frac{d\Delta T}{dt} + (G_{ft} - \alpha_0 P_{polar}) \Delta T = \delta(t) E \quad (6.6)$$

Le modèle part de l'hypothèse qu'une partie des phonons athermiques interagit directement avec les électrons du thermomètre. Les bains de phonons et d'électrons ne reçoivent pas la même énergie. Pour décrire les évolutions de température, un système de deux équations couplées, où chaque équation a la même forme que l'équation (6.6), est nécessaire.

$$\begin{cases} \varepsilon_{pb} E \delta(t) + \frac{\varepsilon_{bal}}{\tau_{he}} E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} &= C_e \frac{d\Delta T_e}{dt} + (G_{e \rightarrow ph} - \alpha_0 P_{Polar}) \Delta T_e - G_{ph \rightarrow e} \Delta T_{ph} \\ \frac{1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal}}{\tau_{he}} E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} &= C_a \frac{d\Delta T_{ph}}{dt} + (G_{ph \rightarrow e} + G_{ft}) \Delta T_{ph} - G_{e \rightarrow ph} \Delta T_e \end{cases} \quad (6.7)$$

Les différents termes seront expliqués par la suite, la figure 6.4 illustre les échanges de chaleur entre les différents systèmes et le bilan énergétique.

### 6.2.4 La forme des équations

D'après la discussion sur la résistance Kapitza entre l'absorbeur et le thermomètre, nous faisons l'hypothèse que leurs bains de phonons sont à la même température.

Le NbSi a un découplage entre le bain de phonons et celui d'électrons (voir chapitre 5). La puissance transmise de l'un à l'autre est donnée par :

$$dP_{e-ph} = G_{e \rightarrow ph} d\Delta T_e + G_{ph \rightarrow e} d\Delta T_{ph} \quad (6.8)$$

#### 6.2.4.1 Le bain d'électrons

Le bain d'électrons reçoit  $G_{ph \rightarrow e} \Delta T_{ph}$  de l'absorbeur et lui cède  $G_{e \rightarrow ph} \Delta T_e$ . L'équation d'évolution de sa variation de température reprend l'équation (6.6) dans laquelle on insère ces deux contributions.

D'autre part, d'après l'hypothèse sur les phonons athermiques (une première bouffée de

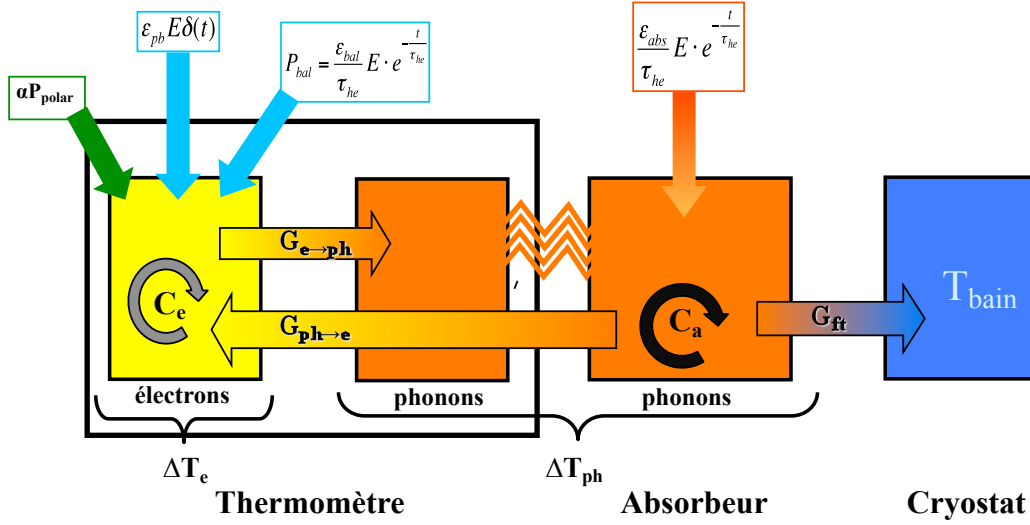


FIGURE 6.4 – Ce schéma représente la relaxation du bain d'électrons du film et du bain de phonons de l'absorbeur qui lui-même est relié au cryostat via la fuite thermique.

phonons quasi-diffusifs suivie par un pseudo-gaz de phonons balistiques), l'énergie provenant de la particule se décompose alors en  $\epsilon_{pb}E\delta(t) + \epsilon_{bal}E/\tau_{he} \exp(-t/\tau_{he})$ .

L'énergie totale du pseudo-gaz de phonons balistiques reçue par le bain d'électrons est  $\epsilon_{bal}E$ . Ces phonons ont une probabilité d'absorption par unité de temps  $\tau_{he}^{-1}$ . Nous faisons l'hypothèse que l'énergie moyenne des phonons formant le pseudo-gaz varie peu aux échelles de temps considérées. La probabilité d'absorption de l'énergie des phonons est  $\exp(-t/\tau_{he})$ . La puissance reçue au cours du temps par le film est alors  $\epsilon_{bal}E/\tau_{he} \exp(-t/\tau_{he})$ .

La chaleur spécifique du système est uniquement celle des électrons du thermomètre  $C_e$ .

Comme le bain d'électrons n'est pas relié au cryostat la contribution de la fuite thermique est nulle.

#### 6.2.4.2 Le bain de phonons

Le bain de phonons reçoit  $G_{e \rightarrow ph} \Delta T_e$  du thermomètre et lui cède  $G_{ph \rightarrow e} \Delta T_{ph}$ . Comme pour l'équation d'évolution de la température du bain d'électrons, on intègre ces deux contributions à l'équation (6.6).

L'énergie reçue par le bain de phonons de la particule est  $(1 - \epsilon_{pb} - \epsilon_{bal})/\tau_{he} E \cdot \exp(-t/\tau_{he})$ . L'énergie totale reçue par l'absorbeur du pseudo-gaz de phonons est  $(1 - \epsilon_{pb} - \epsilon_{bal})E$ . Ces phonons, dans les hypothèses faites au paragraphe précédent, ont une énergie qui évolue au cours du temps comme  $\exp(-t/\tau_{he})$ .

La chaleur spécifique du bain de phonons est celle de l'absorbeur  $C_a$ .

### 6.2.5 La forme des signaux

Les solutions de ces deux équations couplées sont de la forme :

$$\begin{cases} \Delta T_e &= a_{e-ph} e^{-\frac{t}{\tau_{e-ph}}} + a_{ft} e^{-\frac{t}{\tau_{ft}}} + (\varepsilon_{pb} E - a_{e-ph} - a_{ft}) e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \\ \Delta T_{ph} &= b_{e-ph} e^{-\frac{t}{\tau_{e-ph}}} + b_{ft} e^{-\frac{t}{\tau_{ft}}} - (b_{e-ph} + b_{ft}) e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \end{cases} \quad (6.9)$$

Le détail du calcul des coefficients est donné dans l'annexe A.

Dans le cas d'un détecteur en mode intégrateur, les temps caractéristiques s'expriment en fonction de la polarisation ( $P_{polar}$ ), des chaleurs spécifiques ( $C_e$  et  $C_a$ ) et des constantes de couplages entre les bains ( $G_e$ ,  $G_{ph}$  et  $G_{ft}$ ) :

$$\tau_{e-ph} = \frac{C_e C_a}{\omega \cdot C_e + C_a} \frac{1}{G_e - \alpha P_{polar}} \quad (6.10)$$

$$\tau_{ft} = \frac{C_a + \omega C_e}{G_{ft} - \omega \alpha P_{polar}} \text{ avec } \omega = \frac{G_{ph \rightarrow e}}{G_{e \rightarrow ph} - \alpha P_{polar}} \quad (6.11)$$

Dans le cas d'une faible polarisation  $\omega \approx 1$  et  $\alpha P_{polar} \approx 0$  :

$$\boxed{\tau_{e-ph} = \frac{C_e C_a}{C_e + C_a} \frac{1}{G_e}} \quad (6.12)$$

$$\boxed{\tau_{ft} = \frac{C_a + C_e}{G_{ft}}} \quad (6.13)$$

Les amplitudes s'expriment en fonction de la polarisation ( $P_{polar}$ ), des chaleurs spécifiques ( $C_e$  et  $C_a$ ) et des constantes de couplage entre les bains ( $G_e$ ,  $G_{ph}$  et  $G_{ft}$ ) :

$$a_{e-ph} = \frac{E}{\tau_{he}} \frac{C_a}{C_a + C_e} \frac{1}{\frac{1}{\tau_{he}} - \frac{1}{\tau_{e-ph}}} \left( \frac{\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal}}{C_e} - \frac{1 - (\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal})}{C_a} \right) \quad (6.14)$$

Dans le cas où  $\tau_{e-ph} \gg \tau_{he}$  alors :

$$\boxed{a_{e-ph} = E \frac{C_a}{C_a + C_e} \left( \frac{\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal}}{C_e} - \frac{1 - (\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal})}{C_a} \right)} \quad (6.15)$$

$$\boxed{a_{ft} = \frac{E}{C_a + C_e}} \quad (6.16)$$

Le maximum d'amplitude du signal est la somme des deux coefficients  $a_{e-ph} + a_{ft}$  qui peut donner deux types de signaux suivant le signe de  $a_{e-ph}$  (voir figure 6.5).

En mode intégrateur, le signe du coefficient  $a_{e-ph}$  dépend de la distribution en énergie :  $(\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal})/C_e$  et  $(1 - (\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal}))/C_a$ .

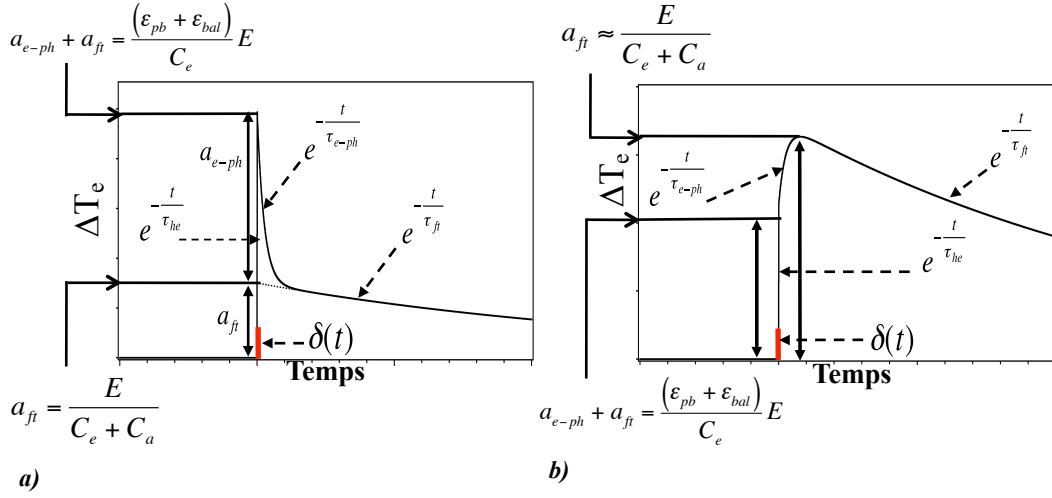


FIGURE 6.5 – Impulsions attendues : **a)** si  $a_{e-ph} > 0$ , le maximum correspond à  $(\epsilon_{pb} + \epsilon_{bal})E/C_e$ , **b)** si  $a_{e-ph} < 0$ , le maximum correspond à  $E/(C_e + C_a)$ .

Les deux signaux correspondent alors aux deux cas suivants :

- si  $\epsilon_{pb} + \epsilon_{bal}$  grand et la chaleur spécifique électronique petite alors  $\mathbf{a_{e-ph} > 0}$ ,
- si  $\epsilon_{pb} + \epsilon_{bal}$  petit et la chaleur spécifique électronique grande alors  $\mathbf{a_{e-ph} < 0}$ .

$a_{e-ph} > 0$  correspond à une part importante des phonons de haute énergie absorbée par le film et une chaleur spécifique du thermomètre petite devant celle de l'absorbeur. C'est le cas le plus favorable pour l'identification des événements de surface.

$a_{e-ph} < 0$  correspond alors à une forte proportion de phonons athermiques relaxant dans l'absorbeur et une chaleur spécifique de l'absorbeur petite devant celle du thermomètre.

Si les chaleurs spécifiques sont égales ( $C_e = C_a$ ) alors le signe de  $a_{e-ph}$  dépend uniquement de la capacité du thermomètre à absorber les phonons de haute énergie ( $\epsilon_{ath}$ ) et de la capacité de l'absorbeur ( $\epsilon_{abs}$ ).

### 6.3 Sensibilité de deux thermomètres au régime hors équilibre

Les détecteurs conçus pour l'expérience EDELWEISS sont équipés de deux thermomètres NbSi. Nous présentons les équations générales d'évolution du système qu'il n'a pas été possible de résoudre de manière analytique durant cette thèse. Mais moyennant quelques approximations, les solutions peuvent être déterminées à partir de celles obtenues pour un système à un thermomètre.



## 6.3.1 Les équations d'évolutions

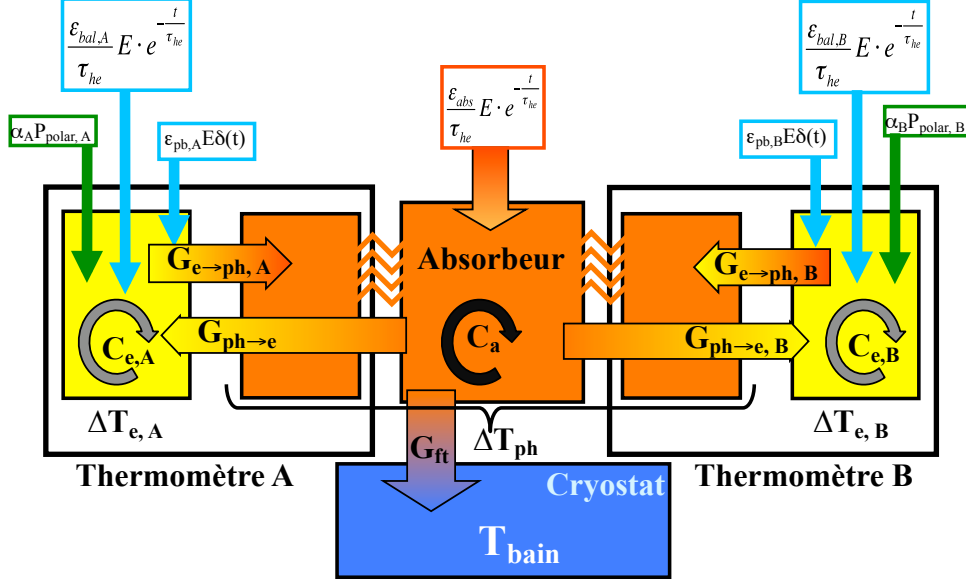


FIGURE 6.6 – Ce schéma représente les circuits de relaxation des différents bains dans le cas d'un détecteur composé d'un absorbeur relié au cryostat et à deux films thermométriques.

Un système à deux thermomètres possède deux bains d'électrons et un bain de phonons. La résistance de Kapitza est compensée par la surface de chacun des films, le bain de phonons est composé de celui des deux thermomètres et de celui de l'absorbeur supposé isotherme (voir figure 6.6).

L'évolution de la température de chacun des bains est décrite par une équation du type (6.6) et fait partie du système de trois équations couplées (6.17) dont les termes seront expliqués par la suite :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pb,A} E \delta(t) + \frac{\varepsilon_{bal,A}}{\tau_{he}} E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} &= C_{e,A} \frac{d\Delta T_{e,A}}{dt} + (G_{e,A} - \alpha_A P_{polar,A}) \Delta T_{e,A} - G_{ph,A} \Delta T_{ph} \\ \varepsilon_{pb,B} E \delta(t) + \frac{\varepsilon_{bal,B}}{\tau_{he}} E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} &= C_{e,B} \frac{d\Delta T_{e,B}}{dt} + (G_{ph,B} - \alpha_B P_{polar,B}) \Delta T_{e,B} - G_{ph,B} \Delta T_{ph} \\ \frac{\varepsilon_{abs}}{\tau_{he}} E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} &= C_a \frac{d\Delta T_{ph}(t)}{dt} + (G_{ph,A} + G_{ph,B} + G_{ft}) \Delta T_{ph} - G_{e,A} \Delta T_{e,A} - G_{e,B} \Delta T_{e,B} \end{aligned} \quad (6.17)$$

### 6.3.2 Absorption des phonons athermiques

L'absorption des phonons athermiques diffère pour chaque film. À chacun est associé un jeu de coefficients d'absorption  $(\varepsilon_{pb}, \varepsilon_{bal})$  qui vérifient la conservation de l'énergie :

$$\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,A} + \varepsilon_{bal,B} + \varepsilon_{abs} = 1 \quad (6.18)$$

On fait la même hypothèse sur  $\varepsilon_{pb}$  et  $\varepsilon_{bal}$  que dans le cas à un thermomètre en ce qui concerne les probabilités d'absorption des phonons de haute énergie (voir discussion du paragraphe 6.2.2).

$\varepsilon_{bal,A}$  et  $\varepsilon_{bal,B}$  dépendent du temps de vie des phonons balistiques dans le détecteur ( $\tau_{he}$ ) qui lui même dépend des temps de vie de ces phonons dans les deux thermomètres ( $\tau_{filmA}$  et  $\tau_{filmB}$ ) et dans l'absorbeur ( $\tau_{abs}$ ) :

$$\tau_{he}^{-1} = \frac{\tau_{filmA}\tau_{filmB}\tau_{abs}}{\tau_{filmA}\tau_{filmB} + \tau_{filmA}\tau_{abs} + \tau_{filmB}\tau_{abs}} \quad (6.19)$$

Les probabilités d'absorption par les films  $\tau_{filmA}^{-1}$  et  $\tau_{filmB}^{-1}$  dépendent chacune de la surface couverte, de la qualité de l'interface, de la polarisation des phonons, de leurs énergies et de la température. À l'exception de cette dernière, les autres grandeurs peuvent varier d'un film à l'autre.

Les taux d'absorption du pseudo-gaz par les deux thermomètres s'expriment en fonction des temps de vie des phonons balistiques par :

$$\varepsilon_{bal,A} = \frac{\tau_{filmB}\tau_{abs}}{\tau_{filmA}\tau_{filmB} + \tau_{filmA}\tau_{abs} + \tau_{filmB}\tau_{abs}} \quad (6.20)$$

$$\varepsilon_{bal,B} = \frac{\tau_{filmA}\tau_{abs}}{\tau_{filmA}\tau_{filmB} + \tau_{filmA}\tau_{abs} + \tau_{filmB}\tau_{abs}} \quad (6.21)$$

La boule chaude de phonons quasi-diffusifs a une taille de l'ordre du millimètre et le détecteur une hauteur de vingt millimètres. Nous faisons l'hypothèse que la fraction d'énergie correspondant à la première bouffée est beaucoup plus importante pour le thermomètre près de l'impact.

Pour des thermomètres identiques et un événement se produisant proche du thermomètre A, l'hypothèse faite ci-dessus s'écrit :

$$\varepsilon_{pb,A} \gg \varepsilon_{pb,B}$$

Et pour un événement de volume :

$$\varepsilon_{pb,A} \approx \varepsilon_{pb,B}$$

Les fractions d'énergie, entre un événement de surface proche du thermomètre A et

un événement de volume pour chacun des deux thermomètres, vérifient alors :

$$\begin{aligned} (\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A})(Surface) &> (\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A})(Volume) \\ (\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B})(Surface) &< (\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B})(Volume) \end{aligned} \quad (6.22)$$

Ce modèle peut expliquer qualitativement que pour un événement de surface, un excès d'absorption des phonons athermiques sur un thermomètre s'accompagne d'un défaut de signal sur l'autre thermomètre par rapport à un événement de volume.

### 6.3.3 Forme des équations

Les trois bains reçoivent des énergies différentes.

#### 6.3.3.1 Le bain d'électrons du thermomètre A :

- reçoit de la particule  $\varepsilon_{pb,A}E\delta(t) + \varepsilon_{bal,A}E/\tau_{he} \exp(-t/\tau_{he})$ ,
- reçoit  $G_{ph,A}\Delta T_{ph}$  de l'absorbeur et lui cède  $G_{e,A}\Delta T_{e,A}$ ,
- est polarisé et reçoit la puissance  $\alpha_A P_{polar,A}$ ,
- n'est pas couplé au cryostat.

$$(6.6) \rightarrow \varepsilon_{pb,A}E\delta(t) + \frac{\varepsilon_{bal,A}}{\tau_{he}}E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} = C_{e,A} \frac{d\Delta T_{e,A}}{dt} + (G_{e,A} - \alpha_A P_{polar,A}) \Delta T_{e,A} - G_{ph,A}\Delta T_{ph}$$

#### 6.3.3.2 Le bain d'électrons du thermomètre B :

- reçoit de la particule  $\varepsilon_{pb,B}E\delta(t) + \varepsilon_{bal,B}E/\tau_{he} \exp(-t/\tau_{he})$ ,
- reçoit  $G_{ph,B}\Delta T_{ph}$  de l'absorbeur et lui cède  $G_{e,B}\Delta T_{e,B}$ ,
- est polarisé et reçoit la puissance  $\alpha_B P_{polar,B}$ ,
- n'est pas couplé au cryostat.

$$(6.6) \rightarrow \varepsilon_{pb,B}E\delta(t) + \frac{\varepsilon_{bal,B}}{\tau_{he}}E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} = C_{e,B} \frac{d\Delta T_{e,B}}{dt} + (G_{e,B} - \alpha_B P_{polar,B}) \Delta T_{e,B} - G_{ph,B}\Delta T_{ph}$$

#### 6.3.3.3 Le bain de phonons :

- reçoit de la particule  $\varepsilon_{abs}E/\tau_{he} \exp(-t/\tau_{he})$ ,
- reçoit  $G_{e,A}\Delta T_{e,A}$  du thermomètre A et  $G_{e,B}\Delta T_{e,B}$  du thermomètre B,
- cède  $G_{ph,A}\Delta T_{ph}$  au thermomètre A et  $G_{ph,B}\Delta T_{ph}$  au thermomètre B,
- est couplé au cryostat par la fuite thermique.

$$(6.6) \rightarrow \frac{\varepsilon_{abs}}{\tau_{he}} E \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} = C_a \frac{d\Delta T_{ph}(t)}{dt} + (G_{ph,A} + G_{ph,B} + G_{ft}) \Delta T_{ph} - G_{e,A} \Delta T_{e,A} - G_{e,B} \Delta T_{e,B}$$

Chaque film peut également avoir des propriétés légèrement différentes et donc un jeu propre de coefficients ( $C_e$ ,  $G_{ph}$ ,  $G_e$ ,  $\alpha_0$ ,  $P_{polar}$ ). L'absorbeur, couplé aux deux thermomètres, reçoit donc  $G_{e,A} \Delta T_{e,A}$  et  $G_{e,B} \Delta T_{e,B}$  et cède  $G_{ph,A} \Delta T_{ph}$  au thermomètre A et  $G_{ph,B} \Delta T_{ph}$  au thermomètre B.

### 6.3.4 La forme des signaux

En supposant toujours un fonctionnement du bolomètre de type intégrateur, chacun des films aura alors une solution de la forme de l'équation (6.9). Nous faisons l'hypothèse que les coefficients sont pour chacun des films de la forme des coefficients à un thermomètre (6.10), (6.11), (6.15) et (6.16).

Les temps caractéristiques de chacun des films dans le cas d'une faible polarisation sont :

$$\begin{aligned} \tau_{e-ph,A} &= \frac{C_{e,A} C_a}{C_{e,A} + C_a} \frac{1}{G_{e,A}} \\ \tau_{e-ph,B} &= \frac{C_{e,B} C_a}{C_{e,B} + C_a} \frac{1}{G_{e,B}} \end{aligned} \quad (6.23)$$

$$\tau_{ft,A} = \tau_{ft,B} = \frac{C_{e,A} + C_{e,B} + C_a}{G_{ft}} \quad (6.24)$$

Les coefficients d'amplitude athermique vérifient :

$$\begin{aligned} a_{ft,A} + a_{eph,A} &= \frac{(\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A})}{C_{e,A}} E \\ a_{ft,B} + a_{eph,B} &= \frac{(\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B})}{C_{e,B}} E \end{aligned} \quad (6.25)$$

Avec comme coefficients d'amplitude thermique :

$$a_{ft,A} = a_{ft,B} = \frac{E}{C_a + C_{e,A} + C_{e,B}} \quad (6.26)$$

Précédemment, nous avons discuté le fait qu'avoir une absorption accrue sur un film peut entraîner un déficit d'absorption sur l'autre film. Nous allons, à partir des expressions des coefficients  $a_{ft,X} + a_{eph,X}$  données par l'équation (6.25) en fonction des  $\varepsilon$ , regarder la différence de comportement pour un événement de volume et un événement de surface.

En reportant l'équation (6.22) sur la répartition de l'énergie entre chacun des bains pour un événement de surface et un événement de volume dans la somme des amplitudes

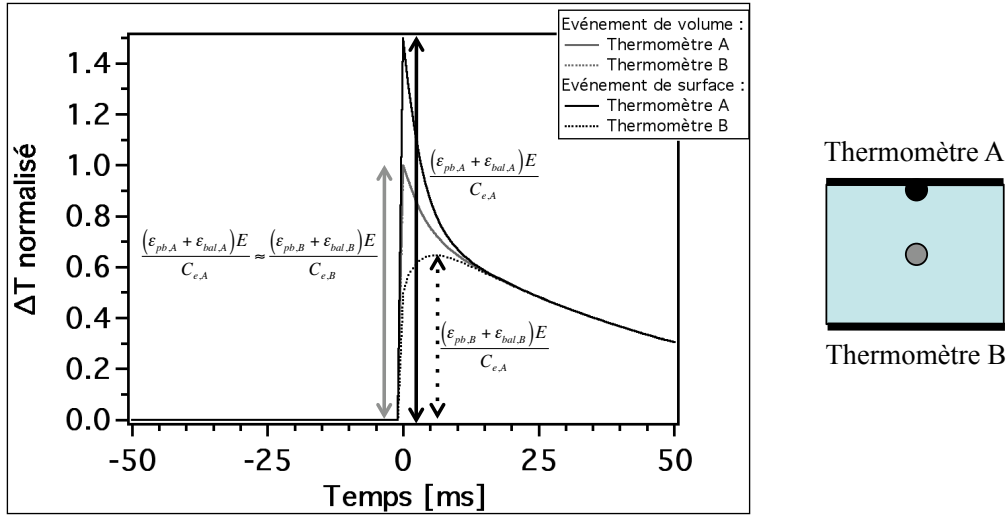


FIGURE 6.7 – Évolution des signaux au cours du temps pour un événement de volume et un événement de surface de même énergie. Pour l'événement de volume, les signaux des deux thermomètres identiques sont confondus (utilisation des mêmes jeux de paramètres pour les deux films).

$a_{e-ph} + a_{ft}$ , nous attendons un excès d'amplitude du thermomètre proche de l'impact et un déficit du thermomètre éloigné de l'impact :

$$\begin{aligned} (a_{ft,A} + a_{eph,A}) (Surface) &> (a_{ft,A} + a_{eph,A}) (Volume) \\ (a_{ft,B} + a_{eph,B}) (Surface) &< (a_{ft,B} + a_{eph,B}) (Volume) \end{aligned} \quad (6.27)$$

La figure 6.7 illustre l'effet de la distribution des fractions d'énergie entre les deux films sur les coefficients.

## 6.4 Charges et pouvoir de rejet

Toute la modélisation faite jusqu'à présent ne tient compte que de l'énergie déposée initialement par la particule sous forme de phonons de haute énergie. Les charges produites dans l'absorbeur par la particule incidente engendrent également des phonons hors équilibre par :

- la dérive des charges dans le potentiel de collecte (effet Luke) [10],
- la recombinaison des charges à leur arrivée sur les électrodes.

Ces deux processus produisent, en première approximation, des phonons de haute énergie de même nature que la particule incidente et affaiblissent ainsi la capacité à identifier les événements de surface.

### 6.4.1 Contribution de l'effet Luke

La dérive des charges dans l'absorbeur, sous l'influence du champ électrique, crée des phonons de haute énergie qui vont venir s'ajouter aux phonons de haute énergie engendrés

par l'impact de la particule. Cet effet, appelé effet Luke, est proportionnel au champ de collecte appliqué [11].

De même, la recombinaison dans les électrodes met en jeu des énergies qui sont une fraction du gap donc très supérieures à  $\hbar\omega_D$ .

La figure 6.8 présente le schéma de formation, de dérive et de recombinaison des charges. Les paires électron-trou émettent, tout le long de leur dérive, des phonons athermiques. L'amplitude athermique du signal est la superposition de l'ensemble de tous les processus (particule, effet Luke, recombinaison) :

$$\varepsilon_{ath} = \varepsilon_{ath}|_{particule} + \varepsilon_{ath}|_{Luke} + \varepsilon_{ath}|_{Recombinaison} \quad (6.28)$$

La suite de la discussion se fait uniquement sur la contribution  $\varepsilon_{ath}|_{Luke}$  (que nous noterons  $\varepsilon_{ath,L}$ ). La recombinaison et son lien avec l'effet Luke sont traités dans la partie 6.4.2.

Nous faisons l'hypothèse que, comme pour la particule, les phonons émis par effet Luke ont deux régimes athermiques : des phonons type boule chaude et un pseudo-gaz de phonons balistiques. La fraction d'énergie sous forme de phonons athermiques absorbée par chaque film due à l'effet Luke se décompose alors :

$$\varepsilon_{ath,L} = \varepsilon_{pb,L} + \varepsilon_{bal,L} \quad (6.29)$$

Cette décomposition se base sur l'hypothèse que les phonons émis par effet Luke sont quasi-diffusifs et deviennent balistiques. Ceux émis lors de la dérive des charges dans le millimètre sous les thermomètres sont en partie directement absorbés par les électrons du thermomètre ( $\varepsilon_{pb,L}$ ). L'autre partie se désexcite en phonons balistiques comme ceux émis au-delà du millimètre et contribuent au pseudo-gaz ( $\varepsilon_{bal,L}$ ) de phonons balistiques.

Cependant l'effet Luke ajoute une contribution ( $\varepsilon_{pb,L} + \varepsilon_{bal,L}$ ) qui est la même sur les deux films pour les événements de volume comme pour ceux de surface.

Les effets décrits précédemment (§ 6.3.4) qui permettaient d'identifier les événements de surface sont donc dilués par l'effet Luke. On peut s'attendre de plus à ce que ces phénomènes contribuent à l'élargissement de la distribution des amplitudes athermiques du fait entre autre des inhomogénéités de champ aux voisinages des surfaces.

L'énergie d'un événement n'est pas seulement  $E_{part.}$  s'y ajoute le travail du champ sur l'ensemble des paires électron-trou. Or ce travail  $W_L$  est proportionnel à  $E_{part.}$  :

$$W_L = \frac{E_{part.}}{\eta} \times eV \quad (6.30)$$

où  $\eta$  est l'énergie minimale nécessaire à la création d'une paire électron-trou,  $E_{part.}$  l'énergie incidente,  $e$  la charge élémentaire et  $V$  le potentiel de collecte. Pour un cristal de germanium  $\eta = 3 eV$  pour les photons et électrons et environ trois fois plus pour les neutrons et donc pour  $V = 3$  Volts,  $W_L = E_{part.}$  pour les photons et électrons et  $W \approx E_{part.}/3$  pour les neutrons.

Pour assurer une bonne collecte des charges, la tension appliquée expérimentalement est plutôt de l'ordre de 6 V. L'effet Luke est alors deux fois plus important que l'énergie

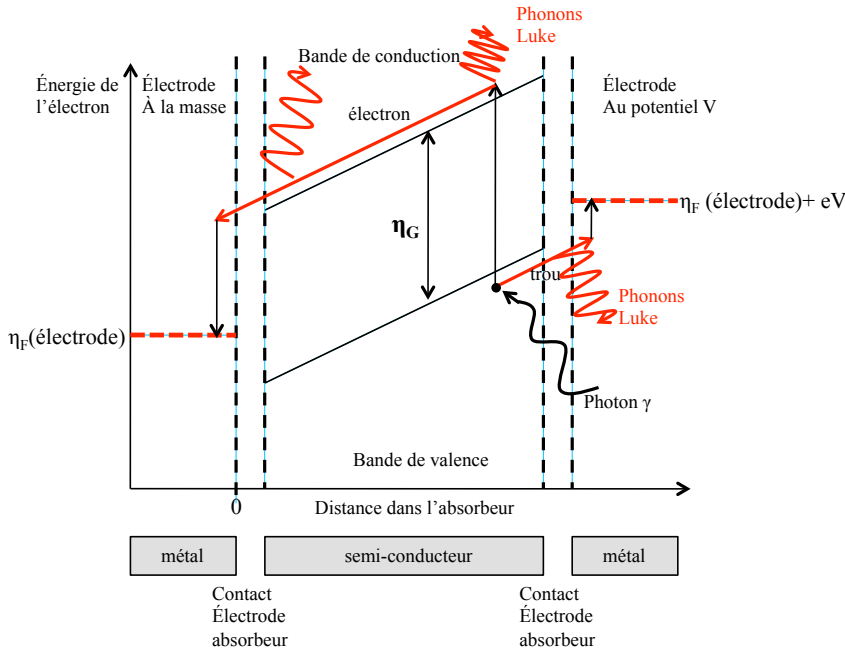


FIGURE 6.8 – Schéma illustrant l'émission de phonons de haute énergie lors de la dérive des charges dans le détecteur et leur recombinaison dans les électrodes.

déposée par la particule pour les photons et les électrons, et correspond à 2/3 de l'énergie pour les neutrons et les WIMPs. Cet exemple, en ordre de grandeur, montre l'importance de l'effet Luke.

La somme des coefficients dans le cas à 2 thermomètres (voir equation (6.25)) pour chacun des films est alors, en considérant que l'émission des phonons au cours de la dérive est constante et homogène :

$$\begin{aligned}
 (a_{ft,A} + a_{eph,A}) &= \\
 \frac{E_{part.}}{C_{e,A}} \left( \frac{1}{h} \frac{V}{\eta} \varepsilon_{pb,L,A} + \left( (1 - \varepsilon_{pb,L,A} - \varepsilon_{pb,L,B}) \frac{1}{h} + \left( 1 - \frac{1}{h} \right) \right) \frac{V}{\eta} \varepsilon_{bal,L,A} + (\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A}) \right) \\
 (a_{ft,B} + a_{eph,B}) &= \\
 \frac{E_{part.}}{C_{e,B}} \left( \frac{1}{h} \frac{V}{\eta} \varepsilon_{pb,L,B} + \left( (1 - \varepsilon_{pb,L,A} - \varepsilon_{pb,L,B}) \frac{1}{h} + \left( 1 - \frac{1}{h} \right) \right) \frac{V}{\eta} \varepsilon_{bal,L,B} + (\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B}) \right)
 \end{aligned} \tag{6.31}$$

où  $h$  est la hauteur en millimètre du détecteur.

Dans le cas où  $\varepsilon_{pb,A} > \varepsilon_{pb,B}$  et  $\varepsilon_{bal,A} = \varepsilon_{bal,B}$  alors :

$$\frac{a_{ft,A} + a_{eph,A}}{a_{ft,B} + a_{eph,B}} > 1 \tag{6.32}$$

Cependant, ce rapport est moindre que sans effet Luke :

$$\frac{a_{ft,A} + a_{eph,A}}{a_{ft,B} + a_{eph,B}} (\text{avec effet Luke}) < \frac{a_{ft,A} + a_{eph,A}}{a_{ft,B} + a_{eph,B}} (\text{sans effet Luke}) \tag{6.33}$$

En reprenant les équations (6.31), pour un détecteur de 20 mm de haut, un jeu d'épsilon propre aux événements de surface et de volume et des tensions de collecte de 3 et 6V, on peut estimer les amplitudes athermiques attendues pour un photon ou un électron et pour un neutron :

	Volume	Surface	
$\varepsilon_{pb,A}$	5%	10%	
$\varepsilon_{pb,B}$	5%	0	
$\varepsilon_{pb,L,A}$	5%	5%	
$\varepsilon_{pb,L,B}$	5%	5%	
$\varepsilon_{bal,A}$	10%	10%	
$\varepsilon_{bal,B}$	10%	10%	
$\varepsilon_{bal,L,A}$	10%	10%	
$\varepsilon_{bal,L,B}$	10%	10%	

	sans effet Luke	avec effet Luke			
		$\gamma, e^-$		neutrons	
		3V	6V	3V	6V
$\frac{a_{eph,A} + a_{ft,A}}{a_{eph,B} + a_{ft,B}}(Surface)$	2,0	1,5	1,3	1,8	1,6
$\frac{a_{eph,A} + a_{ft,A}}{a_{eph,B} + a_{ft,B}}(Volume)$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

Comme le montre le tableau ci-dessus, l'effet Luke peut amoindrir significativement la différence entre les rapports d'amplitude athermique des deux thermomètres entre un événement de volume et un événement de surface. Dans l'exemple, cette différence est une perte de près de 40 % en passant de 3 à 6 V. L'effet Luke induit une diminution de l'identification des événements de surface quand la tension augmente.

Paradoxalement, il peut induire une meilleure identification des événements de surface lorsqu'il s'agit d'un neutron par rapport à un électron ou un photon. Ce phénomène peut toutefois induire une détermination du volume fiduciel différente pour les neutrons ou pour les photons et électrons.

Nous n'avons discuté jusqu'à présent que le cas d'une collecte complète. Dans le cas d'un événement de surface à collecte incomplète, seule une partie  $Q$  de cette charge dérive dans le détecteur. Suivant l'hypothèse de T. Shutt [12] une partie de cette charge rétrodiffuse dans les électrodes et suivant le modèle de A. Broniatowski [13], une partie de ces charges se piège sur les surfaces. Nous ne tenons pas compte de la recombinaison dans la suite de la discussion.

Un événement de surface à collecte incomplète se produit à moins de 10  $\mu m$  sous les électrodes [14]. L'effet Luke produit par les charges collectées par l'électrode proche est



négligeable. Par contre, l'autre type de porteur de charges produit des phonons Luke dans le millimètre sous la première électrode et sous la deuxième électrode, donnant le même type de phonons qu'un événement de surface (voir schéma 6.9).

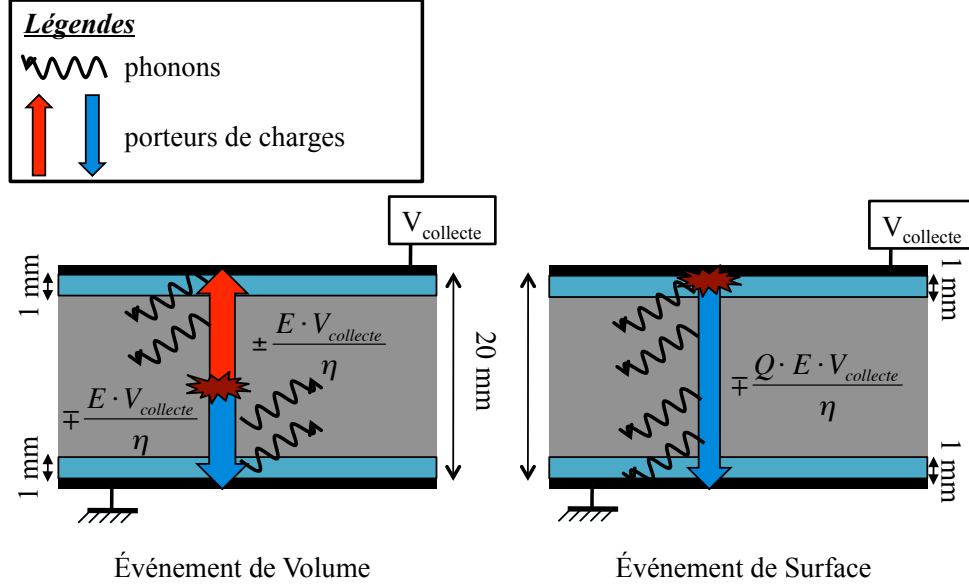


FIGURE 6.9 – Schéma présentant la distribution des porteurs de charges dans le cas d'un événement de volume et de surface. Dans le cas d'un événement de volume les  $N$  paires dérivent dans tout l'absorbeur, alors que pour un événement de surface seulement un type de porteurs de la fraction  $Q$  restante des  $N$  paires parcourt tout l'absorbeur.

Les coefficients (6.31) s'expriment alors en tenant compte de l'effet Luke et de la perte de charges pour les événements de surface :

$$\begin{aligned}
 (a_{ft,A} + a_{eph,A})(Volume) &= \\
 \frac{E_{part.}}{C_{e,A}} \left( \frac{1}{h} \frac{V}{\eta} \varepsilon_{pb,L,A} + \left( (1 - \varepsilon_{pb,L,A} - \varepsilon_{pb,L,B}) \frac{1}{h} + \left( 1 - \frac{2}{h} \right) \right) \frac{V}{\eta} \varepsilon_{bal,L,A} + (\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A}) \right) \\
 (a_{ft,B} + a_{eph,B})(Volume) &= \\
 \frac{E_{part.}}{C_{e,B}} \left( \frac{1}{h} \frac{V}{\eta} \varepsilon_{pb,L,B} + \left( (1 - \varepsilon_{pb,L,A} - \varepsilon_{pb,L,B}) \frac{1}{h} + \left( 1 - \frac{2}{h} \right) \right) \frac{V}{\eta} \varepsilon_{bal,L,B} + (\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B}) \right) \\
 (a_{ft,A} + a_{eph,A})(Surface) &= \\
 \frac{E_{part.}}{C_{e,A}} \left( \frac{1}{h} \frac{QV}{\eta} \varepsilon_{pb,L,A} + \left( (1 - \varepsilon_{pb,L,A} - \varepsilon_{pb,L,B}) \frac{1}{h} + \left( 1 - \frac{2}{h} \right) \right) \frac{QV}{\eta} \varepsilon_{bal,L,A} + (\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A}) \right) \\
 (a_{ft,B} + a_{eph,B})(Surface) &= \\
 \frac{E_{part.}}{C_{e,B}} \left( \frac{1}{h} \frac{QV}{\eta} \varepsilon_{pb,L,B} + \left( (1 - \varepsilon_{pb,L,A} - \varepsilon_{pb,L,B}) \frac{1}{h} + \left( 1 - \frac{2}{h} \right) \right) \frac{QV}{\eta} \varepsilon_{bal,L,B} + (\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B}) \right)
 \end{aligned} \tag{6.34}$$

Le tableau (6.35) présente la comparaison entre un événement de surface et un événement de volume quand on considère le fait qu'une partie des charges se recombine

directement dans l'électrode pour une tension de collecte de 3V :

$Q$	sans effet Luke	avec effet Luke et perte de charges		
		0,7	0,5	0,3
$\frac{a_{eph,A} + a_{ft,A}}{a_{eph,B} + a_{ft,B}}(Surface)$	2,0	1,6	1,7	1,8
$\frac{a_{eph,A} + a_{ft,A}}{a_{eph,B} + a_{ft,B}}(Volume)$	1,0	1,0	1,0	1,0

(6.35)

On voit, comme on pouvait s'y attendre, que l'effet Luke est moins pénalisant lors d'une collecte incomplète.

### 6.4.2 Contribution de la recombinaison des charges.

La recombinaison des charges met en jeu une part de l'énergie qui a servi à les créer et qui se décompose en :

1.  $\eta_G$  pour la création de paire
2.  $\eta - \eta_G$  sous forme de phonons

où  $\eta_G$  est l'énergie du gap entre la bande de valence et la bande de conduction (voir figure 6.11). Cette énergie  $\eta_G$  est conservée sous forme d'énergie potentielle par les charges lors de leur dérive. Elle ne sera rendue au système que lors de leur recombinaison.

Dans le germanium, l'énergie de création de paire  $\eta$  est de 3 eV pour les électrons et les photons et d'environ 9 eV pour les neutrons et les WIMPs (la bande de recul nucléaire où nous attendons les neutrons et les WIMPs est environ à 1/3 alors que la bande de recul électronique est à 1 sur les Qplot).

Nous utilisons actuellement le modèle de plasma, formé lors de l'impact de la particule, qui écranthe le champ électrique (voir chapitre 4). Cet écrantage peut favoriser la recombinaison des charges qui émettent des phonons de haute énergie directement dans l'absorbeur.

Cependant, suivant l'hypothèse de T. Shutt [12], cet écrantage pourrait dans le cas des événements de surface permettre la rétrodiffusion des deux types de porteurs dans l'électrode proche et d'après A. Broniatowski [13] favorise le piégeage sur les impuretés de surface ou la simple recombinaison. Cet effet est considéré comme négligeable dans le volume d'un détecteur Ge ultra-pur.

Les charges piégées peuvent ne pas participer à l'identification des événements de surface car le temps du piégeage peut-être très supérieur aux temps caractéristiques de mesure ( $\tau_{he}$ ,  $\tau_{eph}$  ou  $\tau_{ft}$ ).

Si nous considérons qu'aucune charge n'est piégée dans le cas d'un événement de volume, elles dérivent jusqu'aux électrodes. Dans l'hypothèse où le piégeage de surface est faible, les porteurs se recombinent dans les électrodes. Ces dernières sont composites :

deux peignes imbriqués en niobium recouvert par du NbSi. Le niobium utilisé est supraconducteur autour de 4 à 5 K et le NbSi est, ici, dans l'état d'isolant d'Anderson (voir schéma 6.10), c'est-à-dire qu'il se comporte localement comme un métal avec un niveau de Fermi bien défini.

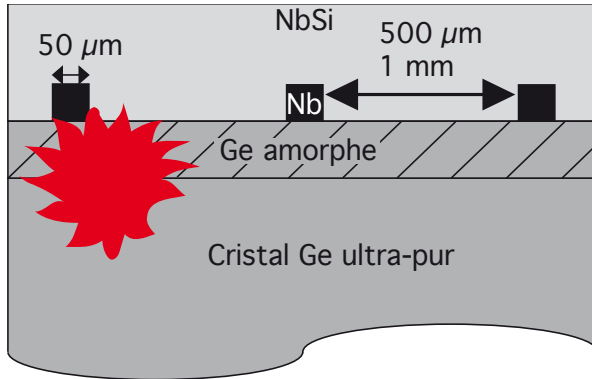


FIGURE 6.10 – Schéma en coupe d'un thermomètre-électrode d'un détecteur développé par le CSNSM. Les électrodes sont composées de niobium (noir), et de niobium-silicium (gris clair). En rouge, nous avons figuré le plasma écrantant le champ électrique pour un événement de surface. Nous pouvons en première approximation supposer que les porteurs de charges se recombinent avec les électrons du NbSi.

Les processus de relaxation lors de la recombinaison peuvent être de différentes natures. Dans tous les cas les électrons arrivant vont atteindre le niveau de Fermi du milieu, soit en émettant des phonons de haute énergie dont une part va interagir directement avec le bain d'électrons, soit en contribuant directement à l'élévation de température du bain d'électrons.

#### 6.4.2.1 Dépendance avec la position du niveau de Fermi de chaque électrode.

La position du niveau de Fermi du film de NbSi ou des électrodes de Nb n'est pas connue et n'a pas de raison de se situer au milieu de la bande interdite. Sa position induit une dépendance avec le type de porteur dans la restitution de l'énergie lors de la recombinaison. Dans le cas de la figure 6.11, les électrons apportent plus d'énergie au bain d'électrons du thermomètre où ils se recombinent que les trous au thermomètre opposé.

Ce phénomène implique la possibilité que, **même pour les événements de volume**, un des thermomètres aura une amplitude transitoire plus importante que l'autre thermomètre. Si nous appelons  $\Delta\eta_F = (\eta_F - \eta_G)/\eta_G$ , compris entre 0 et 1, la position du niveau de Fermi, alors pour  $\Delta\eta_F = 0,5$ , le niveau de Fermi est au milieu du gap du germanium.

Une électrode collecte les électrons (film A) et l'autre les trous (film B), la répartition de l'énergie entre les deux films est alors :

$$\text{film A : } \Delta\eta_F \times \eta_G,$$

$$\text{film B : } (1 - \Delta\eta_F) \times \eta_G.$$

Nous nous intéressons au partage des porteurs entre les deux électrodes dans le cas d'un événement de surface à collecte incomplète des charges, dans l'hypothèse de T. Shutt, où les deux types de porteurs rétrodiffusent dans l'électrode et se recombinent. Il y a N porteurs de chaque type, (1-Q) porteurs de chaque type se recombinent dans

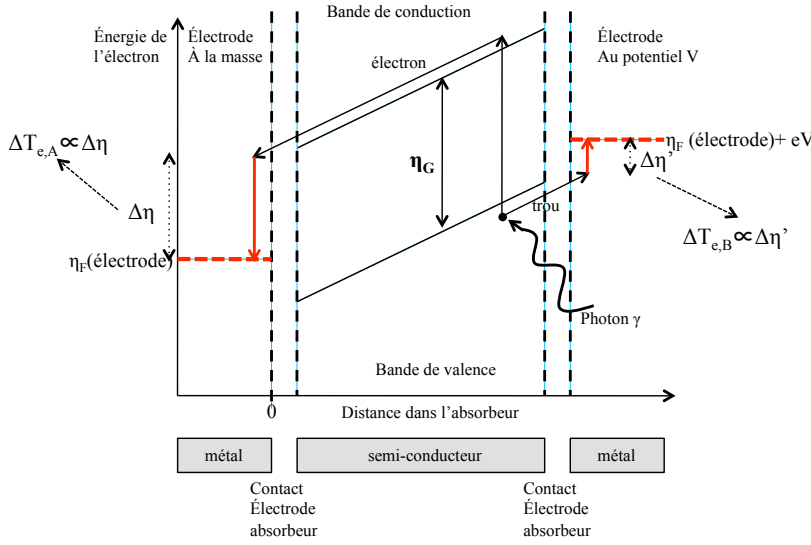


FIGURE 6.11 – Schéma de principe de la formation et du transport d'une paire électron-trou dans les détecteurs. Les électrons et les trous en se recombinant dans les électrodes vont peupler le niveau de Fermi de ces dernières et contribuent ainsi à l'augmentation de la température du bain d'électrons de chaque thermomètre.

l'électrode proche et  $Q$  dérivent dans le détecteur.

La répartition des porteurs se recombinant dans chaque thermomètre-électrode est alors :

- proche de l'impact :  $(1 - Q) + Q$ ,
- opposé à l'impact :  $Q$ .

La recombinaison des porteurs participe à l'augmentation du bain d'électrons de chacun des films. Nous faisons l'hypothèse que cette dernière est proportionnelle au nombre de porteurs se recombinant dans chaque film.

Cet effet vient s'ajouter à l'absorption des phonons de la première bouffée et du pseudo-gaz. Nous reprenons alors les équations (6.25) en tenant compte de la position du niveau de Fermi ( $\eta_F$ ) et de la collecte incomplète des charges des événements de surface :

$$\begin{aligned}
 (a_{ft,A} + a_{eph,A})(Volume) &= \frac{\eta_F \frac{\eta_G}{\eta} E_{part.} + (\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A}) \frac{\eta - \eta_G}{\eta} E_{part.}}{C_{e,A}} \\
 (a_{ft,B} + a_{eph,B})(Volume) &= \frac{(1 - \eta_F) \frac{\eta_G}{\eta} E_{part.} + (\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B}) \frac{\eta - \eta_G}{\eta} E_{part.}}{C_{e,B}} \\
 (a_{ft,A} + a_{eph,A})(Surface, A) &= \frac{((1 - Q) + Q\eta_F) \frac{\eta_G}{\eta} E_{part.} + (\varepsilon_{pb,A} + \varepsilon_{bal,A}) \frac{\eta - \eta_G}{\eta} E_{part.}}{C_{e,A}} \\
 (a_{ft,B} + a_{eph,B})(Surface, A) &= \frac{Q(1 - \eta_F) \frac{\eta_G}{\eta} E_{part.} + (\varepsilon_{pb,B} + \varepsilon_{bal,B}) \frac{\eta - \eta_G}{\eta} E_{part.}}{C_{e,B}}
 \end{aligned} \tag{6.36}$$

La somme des amplitudes, y compris pour les événements de volume, vérifie l'inégalité

entre les deux thermomètres :

$$a_{ft,A} + a_{eph,A} > a_{ft,B} + a_{eph,B} \quad (6.37)$$

Pour s'affranchir de cet effet, nous devons calibrer la réponse des deux thermomètres à partir des événements de volume et ensuite choisir les paramètres de rejet (présentés au chapitre 8).

Prenons en compte les contributions induisant une augmentation de la température du bain d'électrons d'un des thermomètres :

- la recombinaison des charges,
- les phonons athermiques de l'effet Luke,
- les phonons athermique de la particule.

Nous pouvons estimer, en reprenant les coefficients des équations (6.36) et (6.35), le rapport entre les deux thermomètres pour différentes situations :

	Volume	Surface
$\eta_F$	0,65	
$\varepsilon_{pb,A}$	5%	10%
$\varepsilon_{pb,B}$	5%	0
$\varepsilon_{pb,L,A}$	5%	5%
$\varepsilon_{pb,L,B}$	5%	5%
$\varepsilon_{bal,A}$	10%	10%
$\varepsilon_{bal,B}$	10%	10%
$\varepsilon_{bal,L,A}$	10%	10%
$\varepsilon_{bal,L,B}$	10%	10%

	$Q$	sans effet Luke	avec effet Luke	
			3V	6V
$\frac{a_{ft,A} + a_{eph,A}}{a_{ft,B} + a_{eph,B}}(Volume)$	1	1,4	1,2	1,18
$\frac{a_{ft,A} + a_{eph,A}}{a_{ft,B} + a_{eph,B}}(Surface)$	0,7	2,5	2,0	1,7
	0,5	2,9	2,4	2,1
	0,3	3,6	3,0	2,6

Cet exemple permet de mettre en évidence une augmentation du rapport d'amplitude athermique entre les deux thermomètres pour les événements de surface par rapport aux événements de volume lorsque le rendement de collecte diminue. Le rapport augmente d'environ 50 % lorsque  $Q$  passe de 0,7 à 0,3 pour une tension de collecte de 3 V. L'exemple illustre également l'affaiblissement de la qualité d'identification due à l'effet Luke de l'ordre de 15 % de 0 à 3V et 30 % de 0 à 6V.

## Conclusion

Le scénario sur lequel est basé notre modélisation est constitué de trois régimes de phonons, deux de phonons athermiques et un de phonons thermiques :

1. Le premier régime est la “première bouffée” de phonons provenant directement du point d’impact. La probabilité de transmission et d’absorption de ces phonons par les couches thermométriques dépend crucialement de la distance du point d’impact. Lorsque celui-ci a lieu à une distance inférieure au millimètre en ordre de grandeur ces phonons sont très efficacement absorbés (effet de “boule chaude”) par les bains d’électrons des thermomètres.
2. Le deuxième régime est dit de “pseudo-gaz de phonons balistiques” : les phonons hors équilibre ont un temps de vie long devant le temps nécessaire pour parcourir le cristal. Ils ont une forte probabilité de réflexion sur les surfaces et vont donc rapidement (quelques dizaines de micro-secondes) homogénéiser leur densité et leur direction de propagation, perdant toute mémoire du point d’impact. Ils sont progressivement absorbés par les bains d’électrons des surfaces métalliques (à ce titre les films de NbSi isolant d’Anderson sont des métaux). L’énergie relaxe ensuite vers le cristal par les divers couplages électron-phonon mettant ainsi fin au régime athermique.
3. Les phonons thermiques résultants, en équilibre thermodynamique dans un bolomètre devenu isotherme relaxent vers un bain froid par la fuite thermique.

Les détecteurs sont conçus en mode intégrateur c’est-à-dire que le temps de relaxation des phonons de haute énergie est très court devant les temps d’interaction électron-phonon qui sont eux-mêmes plus courts que le temps de dissipation par la fuite thermique.

Le maximum de l’amplitude du signal de chaque thermomètre dépend alors de la quantité d’énergie reçue sous forme de phonons athermiques et de phonons thermiques.

Pour un événement de surface, nous attendons donc sur le film proche un signal athermique plus grand et sur le film opposé un signal, au plus aussi grand que celui d’un événement de volume de même énergie.

Aux phonons de haute énergie produits par l’impact de la particule viennent s’ajouter ceux produits par effet Luke. Cet effet induit une diminution du pouvoir d’identification des événements de surface par un apport supplémentaire de phonons de haute énergie identique sur les deux thermomètres.

D’autre part, la production de phonons par les charges induit une dépendance à la nature de la particule : un neutron produit environ trois fois moins d’effet Luke qu’un électron ou un photon. Une conséquence possible est de rendre dépendant la qualité d’identification au type de particule (électron, photon vs neutron, WIMPs).

Nous avons vu que les phonons de la première bouffée interagissent directement avec les bains d’électrons, ce peut être également le cas des porteurs de charges se recombinaut dans les électrodes.

La recombinaison des charges dans les électrodes peut, suivant la position du niveau de Fermi, induire une dissymétrie entre les deux thermomètres, y compris, pour les événements de volume, sur la partie athermique du signal. Cet effet nécessite une calibration des critères de rejet (chapitre 8) par les événements de volume.

La collecte incomplète de charges, associée aux événements que nous souhaitons rejeter, affaiblit l'effet Luke et renforce donc la qualité de l'identification des événement de surface correspondant.

## 6.5 La géométrie en peigne

Nous mesurons la résistance  $R$  des thermomètres par la tension  $V$  résultant de l'application d'un courant constant  $I$ . Ce signal est relié à l'énergie déposée  $E$  par :

$$\frac{dV}{dE} = \frac{\alpha V}{T C} \quad (6.38)$$

$$\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (6.39)$$

L'amplitude des signaux est d'autant plus importante que la capacité calorifique  $C$  du thermomètre est petite et que la sensibilité électrique  $\alpha$  est grande.

L'identification des événements de surface sur le volume fiduciel du détecteur implique des thermomètres de grande surface. A contrario, une bonne résolution en énergie nécessite une petite chaleur spécifique.

Il est donc intéressant de diminuer l'épaisseur des couches de NbSi<sup>a</sup>. Les limites de cette démarche sont discutées ultérieurement.

La sensibilité  $\alpha$  pour un isolant d'Anderson pour lequel la résistivité  $\rho(T) = \rho_0 \exp(T_0/T)^n$  varie comme  $T_0^n$ .

On a donc intérêt à s'éloigner de la transition métal-isolant ( $T_0$  plus grand). L'utilisation d'électrodes de polarisation de la couche en peignes interdigités permet de rétablir la valeur souhaitée pour  $R$  ( $\approx 1 M\Omega$ ).

Nous verrons que cette géométrie, dans certaines conditions, peut amplifier le signal d'identification des événements de surface par un phénomène que nous appelons "sur-chauffe".

### 6.5.1 Variation de la résistance en fonction de la géométrie

Comparons les deux géométries suivantes (voir figure 6.12) :

- un volume  $V = l \times e \times d$  de niobium-silicium polarisé par un jeu de deux électrodes simples.

---

a. La puissance de polarisation  $P = RI^2$  est proportionnelle au volume et donc le signal à  $R$  fixée,  $V = (RP)^{1/2}$ , varie comme la racine carrée du volume. Il est donc toujours intéressant de ce point de vue d'augmenter le volume des thermomètres (point de vue qui ne tient pas compte de la capacité calorifique de l'absorbeur).

– un même volume  $V$  de niobium-silicium polarisé par deux électrodes imbriquées.

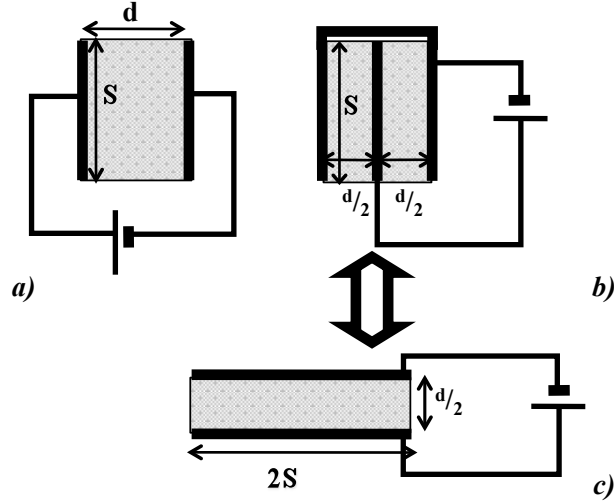


FIGURE 6.12 – **a)** Géométrie avec un jeu de deux électrodes, la résistance du film est donnée par  $R = (d/S) \cdot \rho$  où  $d$  est la distance entre les deux armatures et  $S = l \times e$  est la surface de l'armature. **b)** schéma de la géométrie peigne avec deux dents. La distance entre les deux armatures est  $d/2$  et la surface est  $2S$ . **c)** schéma d'équivalence entre les deux géométries. La résistance de la géométrie peigne est alors  $R = [(d/2)/(2S)] \cdot \rho_0 = 1/4 \times (d/S) \cdot \rho_0$ .

La résistance du film, en considérant  $N$  dents et un jeu de deux électrodes, est dans chacun des cas :

$$R(1) = \frac{d}{S} \rho \quad (6.40)$$

$$R(N) = \frac{1}{N^2} \times \frac{d}{S} \rho$$

La résistance diminue comme le carré du nombre de dents.

Les films minces thermométriques des détecteurs Ge/NbSi suivent une loi de résistance du type :

$$R = R_0 \cdot e^{\left(\frac{T_0}{T}\right)^n} \quad (6.41)$$

La sensibilité  $\alpha$ , définie par (6.39), s'exprime en fonction de la résistance  $R$  par :

$$\alpha = -n \ln \left( \frac{R}{R_0} \right) \quad (6.42)$$



La résistance dans chacune des géométries s'écrit :

$$R(1) = R_0 \cdot e^{\left(\frac{T_0(1)}{T}\right)^n} \quad (6.43)$$

$$R(N) = \frac{R_0}{N^2} \cdot e^{\left(\frac{T_0(N)}{T}\right)^n}$$

Comparons  $\alpha$  pour  $N = 1$  et  $N > 1$  avec une résistance totale  $R$  (imposée par l'électronique) qui peut être maintenue constante entre les deux géométries en jouant sur  $T_0$ . La résistance varie comme l'exponentielle de  $T_0/T$  et croît avec  $T_0$ . Si  $R(N) = R(1) = R$  alors  $T_0(N) > T_0(1)$ .

$$\Delta\alpha = \alpha(N = 1) - \alpha(N > 1) \quad (6.44)$$

$$= -n \left\{ \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) - \ln\left(\frac{R}{R_0 \cdot N^2}\right) \right\} \quad (6.45)$$

$$= 2n \ln(N) \quad (6.46)$$

**La sensibilité  $\alpha$  augmente comme le logarithme du nombre de dents.**

Nous présentons maintenant plus en détails le modèle de la pixellisation et le processus de l'amplification de la variation de résistance induite par les phonons hors équilibre.

### 6.5.2 Sensibilité à la surchauffe

Lorsqu'une particule interagit près d'une électrode, la première bouffée surchauffe localement le film. Le pas des peignes est choisi de telle sorte que l'espace entre deux dents soit approximativement de la taille de la première bouffée ( $\approx 1$  mm). On divise alors le film en pixels carrés dont le côté est égal à la distance entre deux dents des peignes.

Nous modélisons alors le film comme  $N$  résistances en parallèle, où chaque résistance est un pixel. La figure 6.13 illustre ce modèle de pixellisation des électrodes.

Le phénomène de surchauffe résulte de deux effets :

- i La concentration de l'énergie sur une petite surface, un ou quelques pixels, produit une élévation de température locale très importante comparée à celle produite par la même énergie déposée sur tout le film, d'où une très faible résistance des pixels touchés.
- ii La réponse  $R(T)$  globale résulte de la mise en parallèle de ce pixel touché avec les autres et cette relation varie plus vite que linéairement : schématiquement si la résistance d'un seul pixel tend vers zéro, la résistance globale tend vers zéro. **Il y a amplification de la réponse.**

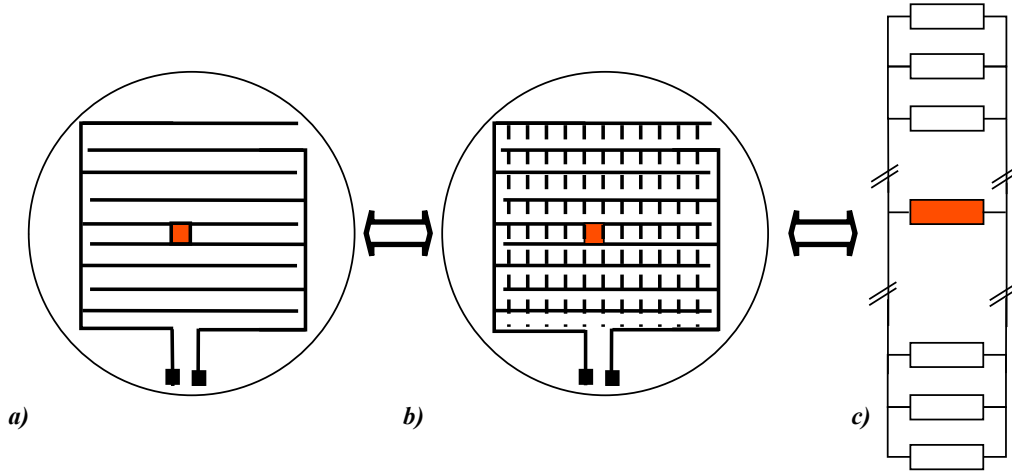


FIGURE 6.13 – Un événement de surface engendre une boule chaude de phonons athermiques qui surchauffe le film sur environ  $1 \text{ mm}^2$ . L'électrode est virtuellement découpée en pixels carrés. Ces pixels sont modélisés comme des résistances en parallèle.

### 6.5.2.1 Effet de la mise en parallèle des pixels

Si la variation de température d'un pixel est petite, alors sa résistance est petite et on l'approxime au premier ordre par  $r_{pixel} = r_{eq}(1 + o(T))$ . Cette hypothèse de petite variation de la résistance induit à approximer la courbe  $R(T)$  par une droite :

$$r_{pixel} \propto \Delta T \quad (6.47)$$

Si  $p$  pixels sont surchauffés de manière identique ( $\Delta T/p$ ) :

$$r_p = \frac{r_{eq}}{p}(1 + o(T)) \quad (6.48)$$

La résistance globale  $R$  du film est alors :

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^{N-p} \frac{1}{r_i} + \sum_{pixel=1}^p \frac{1}{r_{pixel}} \quad (6.49)$$

où  $r_i$  sont les résistances des autres pixels qui sont toutes égales ( $r_i = r_{eq} \forall i$ ). En considérant le développement limité au premier ordre de  $R$ , la variation de résistance  $\Delta R$  est :

$$\Delta R = R - R_{eq} = \frac{R_{eq}}{N} o(T) \quad (6.50)$$

**$\Delta R$  est indépendant du nombre de pixels concerné par la surchauffe.**

### 6.5.2.2 Effet de surchauffe important

Nous considérons le cas d'une forte variation de la résistance. Les  $N$  résistances sont en parallèle à une température d'équilibre ( $T_{eq}$ ). La résistance du film est notée  $R_{eq}$  et la résistance d'un pixel  $r_{eq}$ . Dans le cas où tous les pixels sont identiques et de même résistance :

$$R_{eq} = \frac{r_{eq}}{N} \quad (6.51)$$

Après l'impact, la fraction d'énergie mise en œuvre dans le régime transitoire peut être répartie de manière homogène sur l'ensemble du film, comme dans le cas d'un événement de volume. La résistance du film ( $R_N$ ) s'exprime alors en fonction des résistances de chaque pixel ( $r_N$ ) par :

$$R_N = \frac{r_N}{N} \quad (6.52)$$

Dans le cas où seuls  $p$  pixels sont chauffés parmi les  $N$ , la résistance du film ( $R_p$ ) s'exprime en fonction de la résistance des pixels chauffés ( $r_p$ ) par :

$$R_p = \frac{r_{eq} \cdot r_p}{p \cdot r_{eq} + (N - p) \cdot r_p} \quad (6.53)$$

La variation de résistance du film entre l'équilibre et après surchauffe, dans chacune des situations, est :

1.  $R_N - R_{eq} = \frac{r_N - r_{eq}}{N}$
2.  $R_p - R_{eq} = \frac{r_{eq} r_p}{p \cdot r_{eq} + (N - p) r_p} - \frac{r_{eq}}{N}$

Le rapport de ces variations est alors :

$$\boxed{\frac{R_p - R_{eq}}{R_N - R_{eq}} = \frac{r_p - r_{eq}}{r_N - r_{eq}} \frac{1}{1 + \left(\frac{N}{p} - 1\right) \frac{r_p}{r_{eq}}}} \quad (6.54)$$

La figure 6.14 - **b**) représente ce rapport dans le cas où  $p=1$  et pour différentes valeurs de  $N$  correspondant au nombre de pixels des Bolo Ge/NbSi développés. L'énergie déposée est totalement absorbée soit par un pixel soit par l'ensemble du film.

Le rapport  $(R_p - R_{eq}) / (R_N - R_{eq})$  converge vers 1 quand l'énergie déposée est petite ( $\sim 0,1$  keV). Les Bolo Ge/NbSi 213 et 212 (4000 pixels) ont une variation fortement non linéaire et une énergie de 1 keV dans un pixel donne un signal deux fois plus ample que pour un événement de volume.

Le tableau 6.1 présente les paramètres  $T_0$  et  $R_0$  pour les Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213. Ces valeurs ont été obtenues en ajustant les courbes de la résistance en fonction de la température par  $R = R_0 \times \exp(T_0/T)^n = 1$ .

TABLE 6.1 –  $R_0$  et  $T_0$  des Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213

	$R_0$	$T_0$	R à 45 mK
203	11,6 $\Omega$	480 mK	345 k $\Omega$
212	14,3 $\Omega$	403 mK	110 k $\Omega$
213	16,3 $\Omega$	487 mK	2120 k $\Omega$

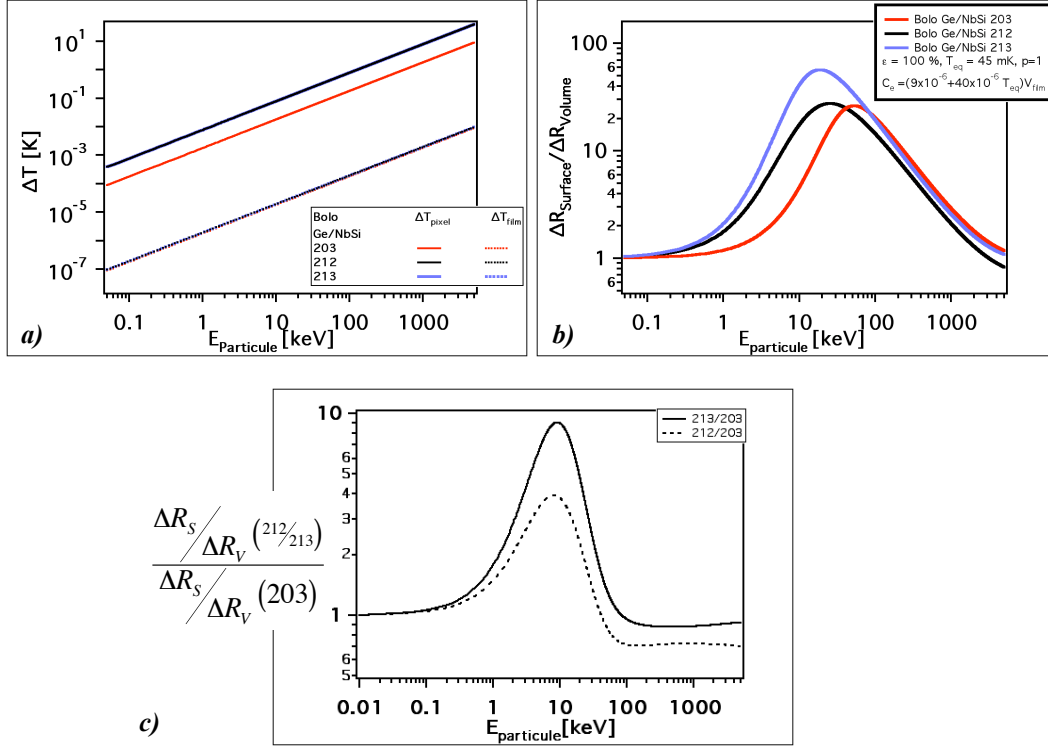


FIGURE 6.14 – **a)**  $\Delta T$  d'un pixel et de l'ensemble du film, **b)**  $\Delta R_p/\Delta R_N$  en fonction de l'énergie de la particule pour  $\epsilon_{\text{ath}} = 1$ . Les valeurs des  $R_0$  et  $T_0$  (voir tableau 6.1) sont celles des Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213 pour respectivement  $N = 1000$  (203) et 4000 (212 et 213) pour une température d'équilibre de 45 mK. La chaleur spécifique électronique est celle du niobium-silicium  $C_e = 9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} T_{\text{eq}}$  J/K/cm $^{-3}$  [1]. **c)** Rapport entre deux détecteurs du rapport  $\Delta R_{\text{Surface}}/\Delta R_{\text{Volume}}$  en fonction de l'énergie déposée par la particule.

La résistance du film pour chacun des trois situations, s'écrit :

$$\begin{aligned}
 R_{eq} &= R_0 \cdot \exp\left(\frac{T_0}{T_{eq}}\right)^n \\
 R_p &= R_0 \cdot \exp\left(\frac{T_0}{T_{eq} + \Delta T_p}\right)^n \\
 R_N &= R_0 \cdot \exp\left(\frac{T_0}{T_{eq} + \Delta T_N}\right)^n
 \end{aligned} \tag{6.55}$$

L'élévation de température dépend de la chaleur spécifique électronique de chaque pixel :

$$C_e = N \cdot C_{e,pixel} \quad (6.56)$$

$\Delta T_p$  et  $\Delta T_N$  s'expriment alors en fonction de la chaleur spécifique électronique ( $C_e$ ), de la fraction de l'énergie absorbée par les électrons ( $\varepsilon_{Ath}$ ), de l'énergie reçue par les  $p$  pixels ( $E_{part.}/p$ ) et de la température à l'équilibre ( $T_{eq}$ ) :

$$\Delta T_p = \frac{\varepsilon_{ath} \cdot \frac{E_{part.}}{p}}{\frac{C_e}{N}} \quad (6.57)$$

$$\Delta T_N = \frac{\varepsilon_{ath} \cdot E_{part.}}{C_e}$$

Le calcul de la variation de température se base sur l'hypothèse que la chaleur spécifique électronique est constante avec l'élévation de température.

L'hypothèse que les pixels sont des résistances montées en parallèle entraîne que la résistance d'un pixel est alors, en fonction de  $R_0$  et  $T_0$  :

$$\begin{aligned} r_{eq} &= R_0 \times N \cdot \exp\left(\frac{T_0}{T_{eq}}\right)^n \\ r_p &= R_0 \times N \cdot \exp\left(\frac{T_0}{T_{eq} + \Delta T_p}\right)^n \\ r_N &= R_0 \times N \cdot \exp\left(\frac{T_0}{T_{eq} + \Delta T_N}\right)^n \end{aligned} \quad (6.58)$$

La figure 6.14 - **b**) illustre, en fonction de l'énergie de la particule incidente, le rapport des variations  $\Delta R_p/\Delta R_N$  pour  $\varepsilon_{ath} = 1$ . À 45 mK le maximum de ce rapport de variation entre un événement de surface et un événement de volume, si toute l'énergie est absorbée par le film, est autour de 25 keV. On remarque que dans ce cas, un événement de 20 keV donne le même rapport qu'un événement de 80 keV pour le Bolo Ge/NbSi 203. La gamme d'intérêt pour l'expérience EDELWEISS se situe en dessous de 200 keV.

Dans l'exemple de la figure 6.14 - **c**) entre 10 et 100 keV, le rapport des sensibilités aux événements de surface entre les Bolo Ge/NbSi 213 et 203 varie de 10 à 1 et dans les conditions choisies diminue dans la gamme d'énergie compatible avec un WIMPs.

À haute énergie les rapports de résistances entre un événement de surface et de volume des figures 6.14 - **b**) et - **c**) sont plus petits que 1. Car l'énergie est telle que la résistance du pixel varie plus lentement que la résistance du film. De plus pour des énergies de l'ordre du MeV, la variation de température est de l'ordre du Kelvin, l'approximation sur une chaleur spécifique constante n'est alors peut être plus vérifiée.

Les figures 6.15 et 6.16 illustrent les quatre cas suivants :

1.  $C_e = (9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} T_{eq} + \frac{4 \times 10^{-8}}{T_{eq}^2}) \times V_{film}$
2.  $T_{eq} = 30 \text{ mK}$
3.  $\varepsilon_{Ath} = 20\%$
4.  $p = 4$

Nous allons les comparer au cas dit de “référence” illustré par la figure 6.14 où la chaleur spécifique n’a pas de terme en  $1/T^2$ , la température est de 45 mK,  $\varepsilon = 1$  et  $p = 1$ . Ces conditions ont été choisies pour illustrer l’effet de la variation de la chaleur spécifique, de la température, de la part des phonons athermiques absorbés et du nombre de pixels surchauffés sur la sensibilité aux événements de surface.

Nous voyons, sur l’ensemble des diagrammes de la variation de température du bain d’électron du film de NbSi en fonction de l’énergie de la particule incidente des figures 6.14 et 6.15, que dans la gamme d’énergie comprise entre 10 et 200 keV, elle varie de quelques microKelvin jusqu’à plusieurs Kelvins. Cette variation de température dépend de la quantité d’énergie absorbée et de sa concentration (toute l’énergie sur  $p$  pixels ou répartie sur l’ensemble du film) et de la capacité calorifique du film.

La différence de variation de résistance ( $\Delta R(\text{surface})/\Delta R(\text{volume})$ ) est fortement non linéaire et possède un maximum dont la position, dans les simulations faites, varie entre 10 keV et 500 keV, donc dans la gamme d’énergie d’intérêt de l’expérience EDELWEISS. D’autre part, les simulations prédisent une différence de variation de résistances entre les événements de surface et de volume jusqu’à un facteur 100.

La comparaison entre le cas de référence (figure 6.14), où nous considérons que la chaleur spécifique du NbSi est simplement celle du bain d’électrons, et celui de la figure 6.15 - **a**) qui prend celle du bain d’électrons additionnée à une chaleur spécifique, dite anormale, qui varie en  $1/T^2$ <sup>b</sup>, montre la dépendance de la variation de température et la différence de variation de résistance entre un événement de surface et de volume avec la chaleur spécifique du NbSi.

La variation de température ( $\Delta T_p$  ou  $\Delta T_N$ ) pour une énergie de particule donnée est sensiblement affectée par la chaleur spécifique du NbSi. Cette remarque conduit à ces deux autres :

- le modèle utilisé ne tient pas compte de la variation de la capacité calorifique avec la température qui peut dans certains cas être de plusieurs dizaines voire centaine de millikelvins. C’est là une limite de ce modèle.
- Nous estimons que le terme de la capacité calorifique du niobium supplémentaire, aux temps des processus athermiques, ne s’exprime pas. Ce qui va dans le sens d’une plus grande variation de température pour le film comme pour les pixels.

---

b. Ce terme proviendrait selon [1] du spin nucléaire du niobium.

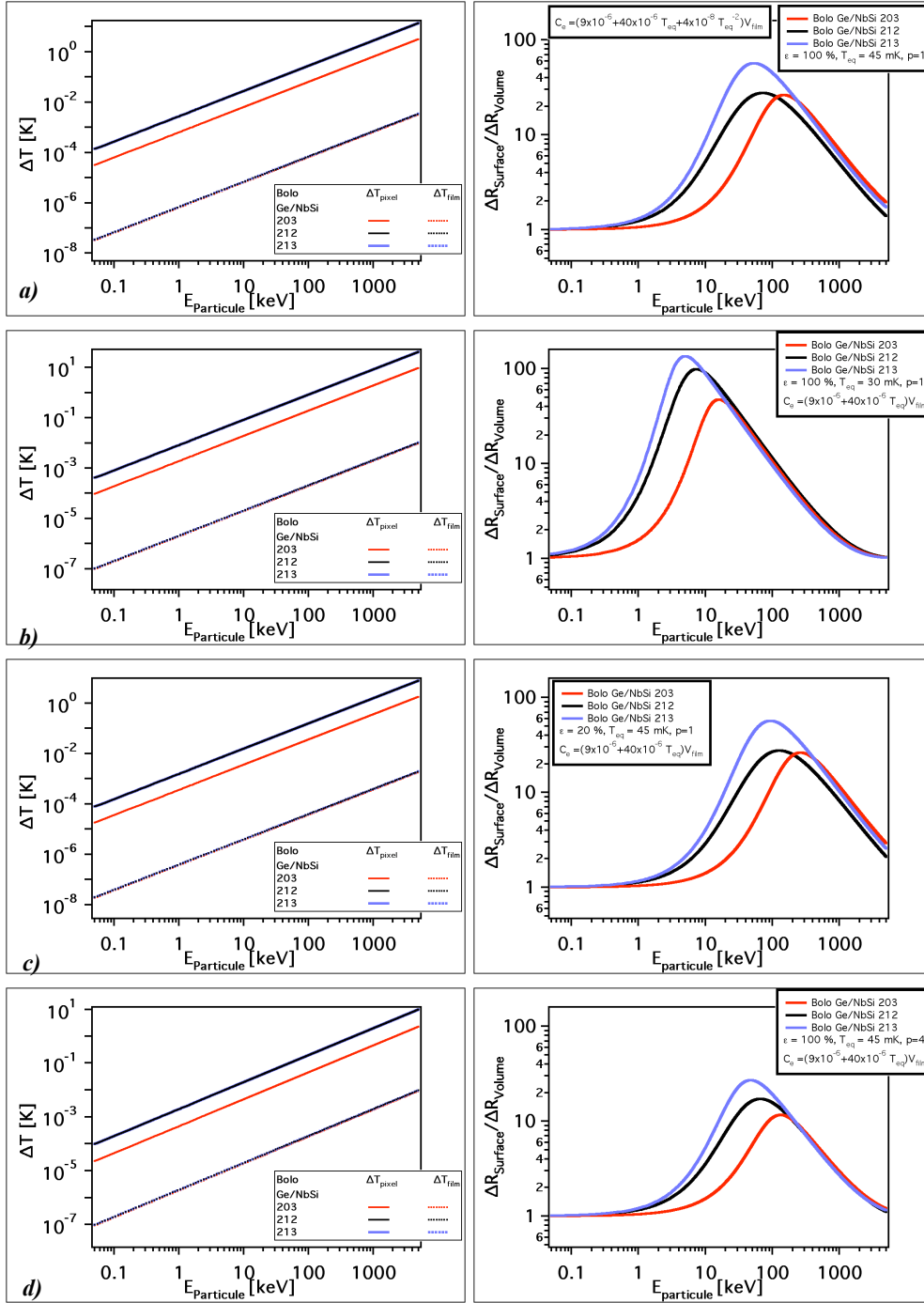


FIGURE 6.15 – Colonne de gauche, variation de la température pour les  $p$  pixels et pour l'ensemble du film en fonction de l'énergie, colonne de droite,  $\Delta R_p/\Delta R_N$  en fonction de l'énergie de la particule incidente : **a)**  $T_{eq} = 45 \text{ mK}$ ,  $p=1$ ,  $\varepsilon_{Ath} = 100 \%$ ,  $C_e = \left(9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} \cdot T_{eq} + \frac{4 \times 10^{-8}}{T_{eq}^2}\right) \cdot V_{film}$ ; **b)**  $T_{eq} = 30 \text{ mK}$ ,  $p=1$ ,  $\varepsilon_{Ath} = 100 \%$ ; **c)**  $T_{eq} = 45 \text{ mK}$ ,  $p=1$ ,  $\varepsilon_{Ath} = 20 \%$ ; **d)**  $T_{eq} = 45 \text{ mK}$ ,  $p=4$ ,  $\varepsilon_{Ath} = 100 \%$

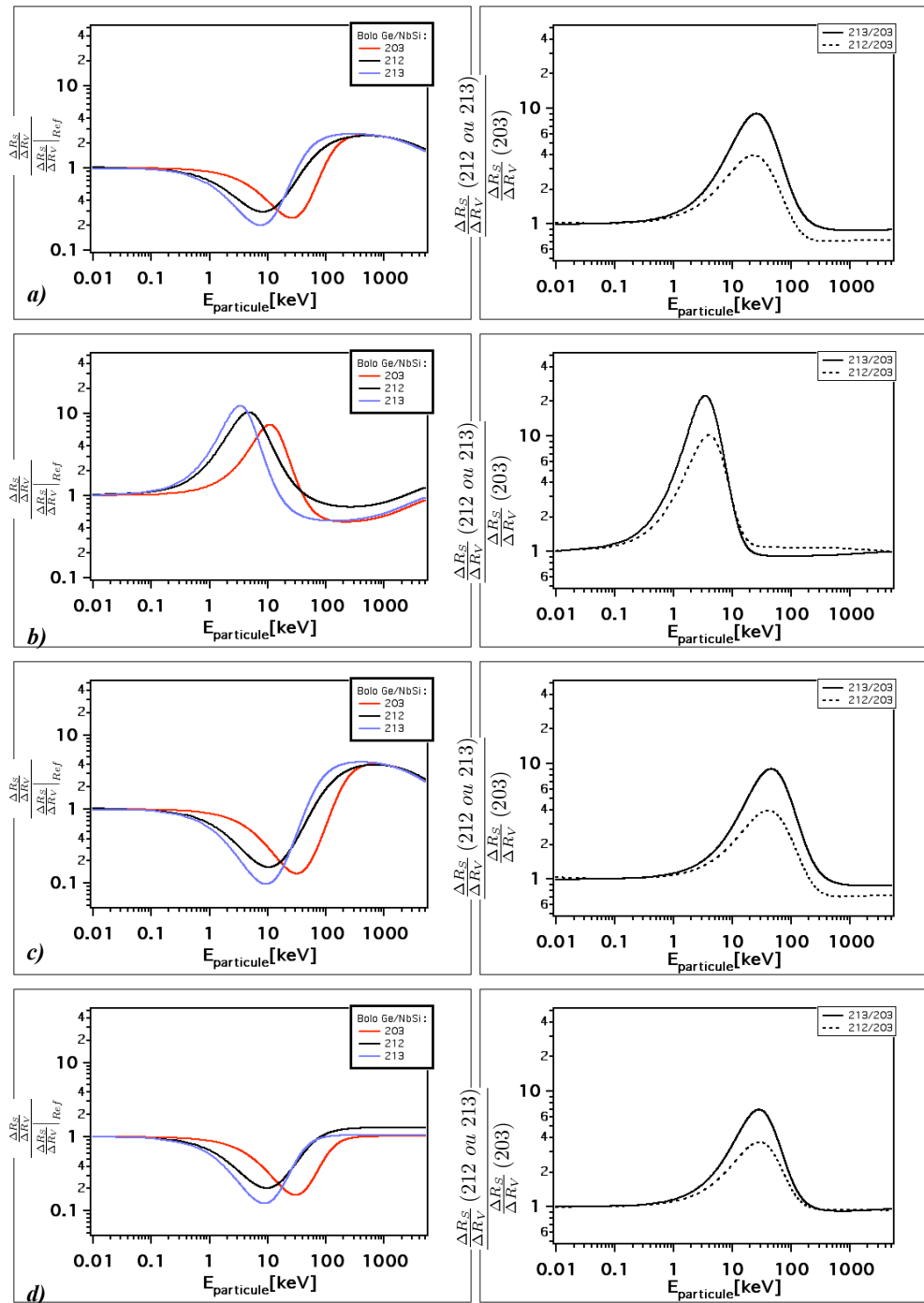


FIGURE 6.16 – À gauche, Rapport  $\Delta R_S/\Delta R_V$  de la figure 6.15 en fonction de  $\Delta R_S/\Delta R_V|_{Ref}$  de la figure 6.14. À droite comparaison des Bolo Ge/NbSi 212 et 213 en fonction du 203 des  $\Delta R_S/\Delta R_V$  de la figure 6.15.



Le rapport  $\Delta R_n/\Delta R_N$  en fonction de l'énergie admet un maximum dont la position varie en fonction de la température (voir figures 6.14 et 6.15 - **b**)), et de la fraction  $\varepsilon_{ath}$  des phonons athermiques absorbés (voir figures 6.14 et 6.15 - **c**)). Plus la fraction d'énergie est importante meilleure est l'identification.

La figure 6.16- **b**) illustre la dépendance de la sensibilité aux phonons de haute énergie à la température. La variation de température dépend de la température d'équilibre ( $T_{eq}$ ) au travers de la capacité calorifique. Dans l'hypothèse qu'il n'y a pas de contribution de la chaleur spécifique supplémentaire du niobium aux temps courts, plus la température est basse plus le système est sensible.

Dans le cas d'une absorption partielle des phonons de haute énergie par les électrons du film de NbSi (taux d'absorption  $\varepsilon < 1$ ), la variation de température ( $\Delta T_p$  et  $\Delta T_N$ ) est moindre. Le principal effet sur la courbe  $\Delta R(sur\ face)/\Delta R(volume)$  est de décaler le maximum vers les hautes énergies. Dans le cas de la figure 6.15- **c**), 20 % de l'énergie de la particule est absorbée par le film alors le maximum se décale vers les hautes énergies par rapport au cas de référence (figure 6.14,  $\lesssim 100\ keV \rightarrow \gtrsim 100\ keV$ ). Pour une énergie inférieure à 100 keV, le rapport des réponses entre un événement de surface et de volume croît avec l'énergie.

Les graphiques de la figure 6.16- **d**) montrent que plus le nombre de pixels qui absorbent les phonons athermiques est grand, moins la différence de variation de résistance entre un événement de surface et un événement de volume est importante.

Nous choisissons alors la taille des pixels de manière à ce que la première bouffée n'en sollicite qu'un. La taille caractéristique de celle-ci est de l'ordre du millimètre, la taille des pixels est choisie en conséquence : 1 mm pour le Bolo Ge/NbSi 203 et 0,5 mm pour les 212 et 213.

Le modèle mixte, c'est-à-dire la prise en compte de la capacité d'absorption des phonons athermiques par les films et de la pixellisation par le dispositif de lecture des films (peignes interdigités) est fondé sur le fait que la variation de résistance dépend de la variation de température de chaque pixel (locale) qui elle même dépend de l'énergie absorbée localement et de la capacité calorifique locale du film.

Les calculs numériques simples précédemment présentés montrent, qu'il y a une forte dépendance entre les différences de variation de résistance ( $\Delta R(sur\ face)/\Delta R(Volume)$ ) et l'énergie incidente. Le fait que seule une partie de l'énergie soit absorbée par les films sous forme de phonons athermique peut influencer sur le maximum de la courbe des différence de résistance.

Du fait de la dépendance avec la capacité calorifique, la température d'équilibre ( $T_{eq}$ ) revêt une importance capitale et doit être optimisée pour une plus grande sensibilité possible.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 6.16 (diagrammes de droites), les simulations font espérer un gain d'un facteur 2 à 10 entre la première et les générations suivantes de détecteurs, du fait de l'augmentation du nombre de pixels, sur la sensibilité au phonons

athermique pour des événements dont l'énergie est comprise entre 10 et 50 keV. Cependant, nous voyons qu'il peut y avoir une perte de sensibilité sur la gamme d'énergie intéressante ([10; 200] keV), en particulier si la capacité calorifique supplémentaire du niobium intervient.

Les calculs numériques précédents montrent que la conception des détecteurs était bien adaptée pour amplifier par "effet de surchauffe" le signal permettant d'identifier les événements de surface dans la gamme d'énergie intéressante.

Nous verrons (chapitre 13) que l'effet Luke et l'effet de recombinaison réduisent considérablement cette amplification, du fait de leur apport d'énergie au bain d'électrons du film de NbSi.

### 6.5.2.3 L'approximation linéaire de la courbe R(T)

Pour une faible variation de température ( $\varepsilon_{ath} \ll 1$ ), la variation de résistance est proportionnelle à la variation de température :

$$R_p \propto \frac{\varepsilon_{ath} N E}{p C_e} \quad (6.59)$$

Posons  $\Delta T = \frac{\varepsilon_{ath} N E}{C_e}$  et pour chacune des équations  $\Delta T \ll T_{eq}$

$$T_p = T_{eq} + \frac{\Delta T}{p} \quad (6.60)$$

$$T_N = T_{eq} + \frac{\Delta T}{N} \quad (6.61)$$

alors en faisant un développement au premier ordre :

$$r_p - r_e = \left. \frac{dr}{dT} \right|_{T_{eq}} (T_p - T_{eq}) = \frac{\alpha_e}{T_{eq}} r_e \frac{\Delta T}{p} \quad (6.62)$$

$$r_N - r_e = \left. \frac{dr}{dT} \right|_{T_{eq}} (T_N - T_{eq}) = \frac{\alpha_e}{T_{eq}} r_e \frac{\Delta T}{N} \quad (6.63)$$

D'après (6.62) :

$$r_p = r_e \left( 1 + \alpha_e \frac{\Delta T}{p} \right) \quad (6.64)$$

$$r_N = r_e \left( 1 + \alpha_e \frac{\Delta T}{N} \right) \quad (6.65)$$

La variation s'écrit alors dans le cas de l'approximation linéaire :

$$\boxed{\frac{R_p - R_e}{R_N - R_e} = \frac{1}{1 + \alpha_e \Delta T \left( \frac{N}{p} - 1 \right)}} \quad (6.66)$$

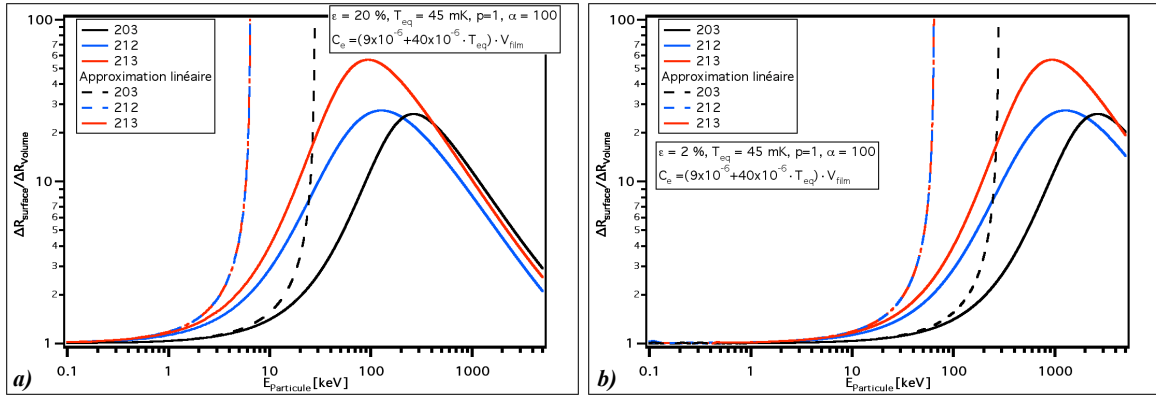


FIGURE 6.17 –  $\Delta R_n/\Delta R_N$  en fonction de l'énergie de la particule. L'énergie absorbée par un pixel représente : **a)** 20 %, **b)** 2 % de l'énergie de la particule, pour un  $\alpha_e$  de 100 du Bolo Ge/NbSi 203 (1000 pixels) et des Bolo Ge/NbSi 212 et 213 (4000 pixels).

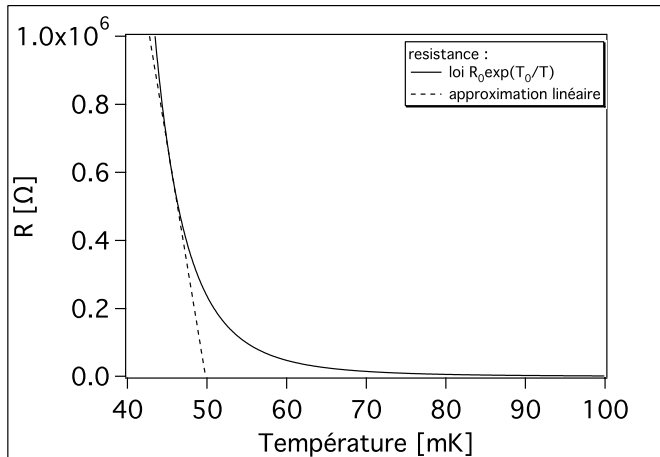


FIGURE 6.18 – Ajustement de la courbe de résistance en fonction de la température du Bolo Ge/NbSi 213 pour  $n = 1$  et approximation linéaire pour une élévation de 1 mK autour de  $T = 45$  mK.

La figure 6.17 montre le rapport des résistances d'un événement de surface et d'un événement de volume pour 2 % et 20 % de l'énergie absorbée sous forme de phonons athermiques. Nous remarquons que rapidement l'approximation linéaire n'est plus valide. La gamme d'énergie d'intérêt pour l'expérience EDELWEISS est comprise entre 10 keV et 200 keV. Pour une absorption de 20 % du signal, aucun film n'est dans l'approximation linéaire et pour 2 %, seul le film du Bolo Ge/NbSi 203 entre dans l'approximation linéaire jusqu'à 50 keV tandis que les Bolo Ge/NbSi 213 et 212 ne sont plus dans l'approximation linéaire dès 20 keV.

Nous voyons que l'approximation linéaire  $R(T) \propto T$  est assez rapidement divergente par rapport à la variation réelle de la résistance. L'approximation linéaire pour une grande variation de température surévalue les effets (figure 6.18). Cet effet est amplifié par la mise en parallèle des pixels.

## Conclusion

L'identification des événements de surface peut se faire par :

- une absorption accrue des phonons athermiques de la première bouffée par le thermomètre-électrode issu de l'impact proche : **effet d' $\varepsilon$** .
- une non linéarité de la variation de la résistance lors de la surchauffe par les phonons athermiques : **effet de non linéarité**.

Nous avons mis en évidence, au travers de différents exemples, ces effets.

L'effet d'épsilon se caractérise, sur les signaux, par une amplitude athermique qui varie en fonction :

- de la position de l'impact de la particule (effet de proximité),
- du nombre de porteurs qui dérivent dans le champ électrique (effet Luke),
- du nombre de charges qui se recombinent dans chaque électrode.

L'effet prédominant est l'absorption des phonons de haute énergie de la première bouffée, qui a une zone d'influence de l'ordre du millimètre, et du pseudo gaz de phonons balistique. Les phonons de haute énergie contiennent l'information sur la distance séparant l'impact du thermomètre.

L'effet de dérive des charges dans le champ électrique, appelé effet Luke, peut dans certaines conditions amoindrir de manière importante la sensibilité aux événements de surface.

La recombinaison des charges dans les électrodes est un phénomène encore mal connu, impliquant des processus physiques peu étudiés pour les détecteurs cryogéniques. Nous pensons qu'ils peuvent induire une dissymétrie dans la réponse des deux thermomètres lorsque les porteurs se recombinent dans les électrodes. Il est alors nécessaire de calibrer les critères de rejet avec les événements de volume.

Sous certaines conditions, l'effet de recombinaison peut aider à l'identification des événements de surface à collecte incomplète des charges.

La géométrie peigne, utilisant la réponse particulière du film à une surchauffe locale (non linéarité), est une possibilité complémentaire d'identification des événements de surface. Elle se caractérise par une dépendance de l'identification avec l'énergie de la particule passant par un maximum. Ce dernier dépend de la chaleur spécifique, de la température, du nombre de pixels concernés par la première bouffée et de la capacité des films à absorber les phonons.

Le modèle de la non linéarité explique un excès sur le thermomètre proche de l'impact par rapport à un événement de volume mais ne permet pas d'expliquer le déficit d'amplitude athermique sur le film opposé, entre un événement de surface et un événement de volume.

# Bibliographie

- [1] Stephanos Marnieros. Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 1998.
- [2] Alexandre Juillard. Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolants d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 1999.
- [3] Gael Marie-Magdeleine. Thermalisation de l'énergie dans un bolomètre pour la détection d'ions. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 2000.
- [4] Nader Mirabolfathi. Identification des événements de surface dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolants d'Anderson. Application à la détection directe de matière noire. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 2002.
- [5] Claire Akiko Marrache-Kikuchi. Effets dimensionnels dans un système désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 2006.
- [6] L. et al. Dumoulin. Nb-Si thin films as thermometers for low temperature bolometers. In *Journal of Low Temperature Physics (LTD 5)*, volume **93**, pages 301–306, 1993.
- [7] D. Yvon et al. Evidence for signal enhancement due to ballistic phonon conversion in NbSi thin films bolometers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **370** :200–202, 1996.
- [8] N. Mirabolfathi et al. Identification of near surface events in massive bolometers. In *Proceedings of Low Temperature Detectors 9*, pages 517–520, 2001.
- [9] E. T. Swartz and R. O. Pohl. Thermal boundary resistance. *Reviews of Modern Physics*, **61**(3), 1989.
- [10] K.M. Sundqvist and B. Sadoulet. Detectors of the Cryogenic Dark Matter Search : Charge Transport and Phonon Emission in Ge <100> Crystals at 40 mK. *Journal of Low temperature*, **151**(1/2), April 2008.
- [11] P. N. Luke. Voltage-assisted calorimetric ionization detector. *Journal of applied physics*, **64**(12) :6858, 1988.
- [12] T. Shutt et al. Studies of the dead layer in BLIP dark matter detectors. In Susan Cooper, editor, *Proceedings of the Seventh International Workshop on Low Temperature Detectors*. Max planck Institutue of Physics, 1997.
- [13] A. Juillard, A. Broniatowski, and B. Censier. Incomplete charge collection and the Luke effect in low-temperature germanium bolometer for dark matter search. *Nuclear*

*Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **520** :182–184, 2004.

- [14] T. Shutt et al. A solution to the dead-layer problem in ionization and phonon-based dark matter detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **444** :340–344, 2000.

# Chapitre 7

## Protocoles expérimentaux

### Sommaire

---

<b>7.1 Électronique</b>	<b>133</b>
7.1.1 Électronique associée à la thermométrie	134
7.1.2 Électronique de mesure des charges	135
7.1.3 Électronique complète d'un détecteur Bolo Ge/NbSi	136
7.1.4 Une petite vue d'ensemble	137
<b>7.2 Les expériences</b>	<b>139</b>
7.2.1 Les sources de calibration	139
7.2.2 Les Bolo Ge/NbSi 203, 205 et 206	141

---

## 7.1 Électronique

La spécificité des détecteurs équipés de films minces NbSi est de confondre électrode de collecte et thermomètre. Les détecteurs sont équipés de deux thermomètres-électrodes qui permettent d'appliquer un champ de collecte des charges, à travers l'absorbeur, et qui sont polarisés pour mesurer leur variation de résistance.

L'électronique associée permet de polariser chaque film à la fois pour la collecte des charges et la mesure de la résistance. Elle est conçue afin de dissocier, pour chaque film, le signal ionisation du signal chaleur. Pour la plupart des expériences, la mesure de la charge n'est effectuée que par un film. Nous appelons par convention le film qui mesure la charge film A et l'autre film B.

Dans un premier temps nous présentons l'électronique de chaque voie de mesure : thermométrie et mesure de la charge. Puis dans un second temps nous verrons comment nous corrigeons l'influence de l'une sur l'autre.

Enfin, nous présentons une vue générale de l'électronique d'acquisition, du détecteur à l'ordinateur.

### 7.1.1 Électronique associée à la thermométrie

La loi de variation de la résistance avec la température pour les isolants d'Anderson est donnée par :

$$R(T) = R_0 \cdot e^{\left(\frac{T_0}{T}\right)^n} \quad (7.1)$$

Elle diminue exponentiellement lorsque la température augmente.

En polarisant les films à tension constante, la puissance dissipée ( $P = V^2/R$ ) diverge, provoquant des risques d'instabilité. Le détecteur est plus lent à revenir à la température initiale. C'est pourquoi les mesures sont effectuées à courant constant. La puissance dissipée est alors proportionnelle à la résistance. Concrètement, un générateur de tension alternative est monté en série avec un condensateur.

La lecture de la variation de la résistance du film de niobium-silicium est schématisée sur la figure 7.1. La polarisation des films est assurée par un signal crête formé par dérivation d'un signal triangle à travers un condensateur. Le deuxième peigne est maintenu à un potentiel constant ( $V_0$ ).

Le potentiel au niveau de la gate du transistor est :

$$V = R_{NbSi}(T) \cdot i(t) + V_0 \quad (7.2)$$

La variation de la résistance du film entraîne alors une variation du courant drain-source du transistor.

La résistance optimale des films thermométriques est conditionnée par l'électronique, en particulier par les transistors J-FET utilisés qui ont une résistance équivalente de bruit élevée ( $\sim 1 \text{ M}\Omega$  à 30 mK) et un bruit en tension de l'ordre de  $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Ce bruit augmente à basse fréquence (au-dessous de 10 Hz).

Le bruit Johnson des films est donné par la relation :

$$v_b = \sqrt{4k_B T R} [V/\sqrt{\text{Hz}}] \quad (7.3)$$

Ce bruit dépend de la racine carrée de la température. La résistance augmente quand la température diminue. Pour une température de 30 mK, il est de l'ordre du  $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour une résistance de l'ordre du  $\text{M}\Omega$  et environ trois fois plus grand pour une résistance de  $10 \text{ M}\Omega$ . Pour une résistance inférieure au mégohm, le bruit serait dominé par celui des transistors, ce qui engendrerait une perte sur le rapport signal sur bruit.

La microphonie, qui produit des vibrations des fils de mesure, produit un bruit qui s'ajoute au bruit Johnson. Ce phénomène complexe dépend de la nature des fils, de leur longueur, de la qualité de l'installation... et de manière plus générale augmente avec la résistance de mesure. Dans les installations utilisées, nous ne gagnons plus en rapport signal sur bruit au dessus de quelques mégohm.



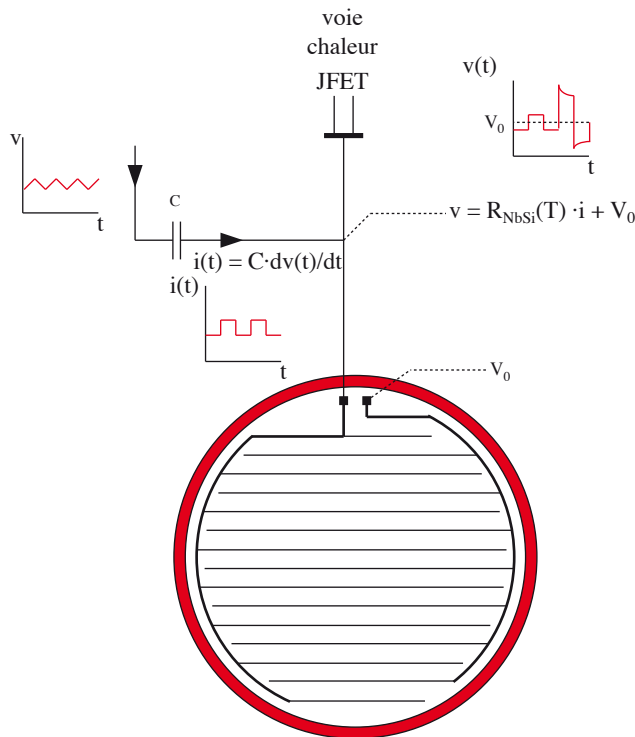


FIGURE 7.1 – Schéma de l'électronique de la voie chaleur.

Pour s'affranchir des bruits basses fréquences de l'électronique, les mesures sont faites en détection synchrone. Le signal est modulé par un signal en créneau dont la forme et la fréquence sont connus (nous l'appelons porteuse). La fréquence de la porteuse se trouve dans une zone favorable de bruit. La bande de fréquence utile est comprise entre  $\nu_0 - \delta\nu$  et  $\nu_0 + \delta\nu$  où  $\delta\nu$  est de l'ordre de 200 Hz pour les signaux athermiques et de 5 Hz pour la partie thermique à 45 mK.

Le signal de modulation utilisé est un signal créneau. Il permet d'avoir une puissance de polarisation constante dans le temps. Par contre sa décomposition de Fourier est assez compliquée. Un signal sinusoïdal a une fréquence bien déterminée mais engendre, s'il n'est pas assez rapide, des fluctuations de température du thermomètre au double de la fréquence de modulation.

### 7.1.2 Électronique de mesure des charges

L'impact de la particule dans le germanium produit des paires électron-trou. Les porteurs de charges dérivent sous l'influence d'un champ électrique de quelques volts par centimètre vers les électrodes. En utilisant un montage type amplificateur de charges "classique", nous obtenons un signal dont l'amplitude maximum est donnée par :

$$\Delta V = \frac{Q}{C_{FB}} \quad (7.4)$$

où  $C_{FB}$  est la capacité de contre-réaction (feed back en anglais).

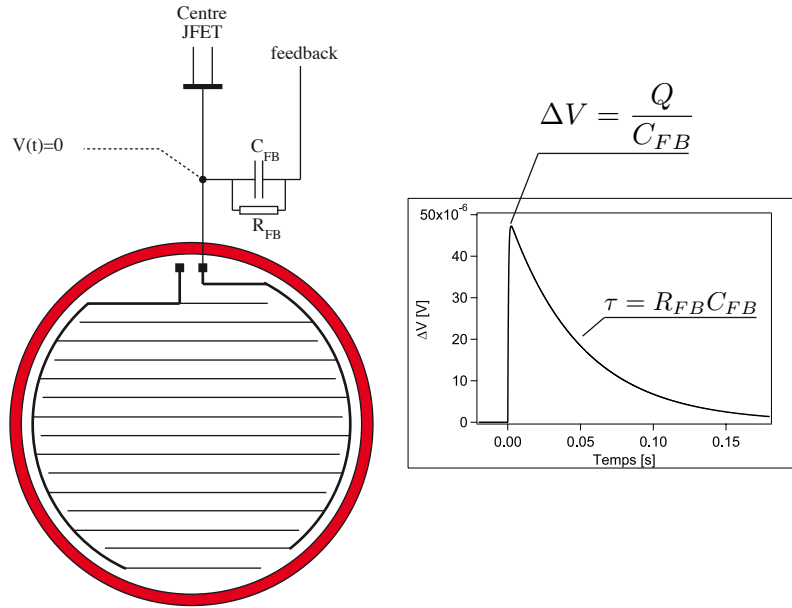


FIGURE 7.2 – Schéma du montage électronique de la voie ionisation.

Le front de montée du signal dépend de la bande de fréquence de l'électronique utilisée. Intrinsèquement il est de 200 ns, mais dans notre dispositif il est plutôt de l'ordre de la micro-seconde. Le signal de descente est exponentiel avec un temps caractéristique  $\tau = R_{FB}C_{FB}$ , qui produit des résistance et capacité de contre-réaction (figure 7.2). Pour notre montage,  $R_{FB} = 50 \text{ G}\Omega$  et  $C_{FB} = 1 \text{ pF}$ , le temps de descente est alors  $\tau = 50 \text{ }\mu\text{s}$ .

Le montage électronique associé à la mesure de la charge par les électrodes de garde est basé sur le même principe (figure 7.3).

### 7.1.3 Électronique complète d'un détecteur Bolo Ge/NbSi

Nous avons vu de manière séparée la mesure de la variation de résistance du film entraînée par l'augmentation de température et la mesure de la collecte des charges. Ces deux montages électroniques sont branchés sur chacun des peignes d'un même film.

La figure 7.3 présente l'étage d'entrée du signal. Cette électronique est interne au cryostat et froide. Les J-FET travaillent à 150 K.

L'ensemble du film de NbSi et des peignes collectent les charges. Celles collectées sur l'électrode reliée à l'amplificateur de la voie chaleur dérivent à travers le NbSi jusqu'au peigne collecteur relié à l'amplificateur de la voie ionisation. Cette dérive a un temps donné par  $R_{NbSi}C_{gate}$ . Pour une résistance de 1 M $\Omega$  et une capacité  $C_{gate}$  estimée à 100 pF (provenant comme nous l'avons vu du câble de liaison vers la "gate"), le temps de dérive est typiquement d'une centaine de micro-secondes. Cette dérive ralentit le temps de montée du signal ionisation et produit un signal résiduel parasite sur la voie chaleur. La voie chaleur est modulée pour la détection synchrone.

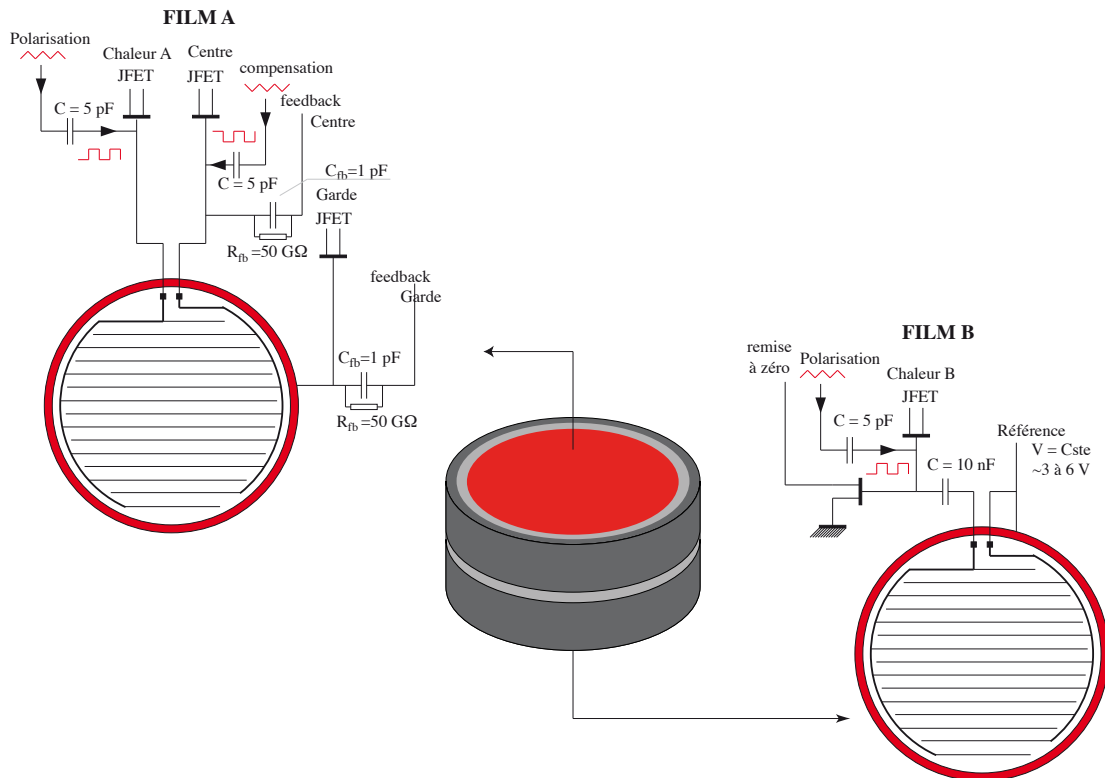


FIGURE 7.3 – Schéma de l'électronique d'entrée pour la mesure d'ionisation et de chaleur des bolomètres  $Ge/NbSi$ . On remarque la dissymétrie de l'électronique, du côté A on mesure à la fois la température et la charge collectée par les électrodes centre et garde. Du côté B, les électrodes centre et garde servent à imposer la tension de collecte, on mesure seulement l'élévation de température du film.

#### 7.1.4 Une petite vue d'ensemble

L'électronique d'acquisition comporte des composants qui fonctionnent à différentes températures (figure 7.5) : la température des détecteurs est de l'ordre de 30 à 45 mK, les résistances et capacités de contre-réaction et les capacités permettant la modulation à 4,2 K, les JFET fonctionnent à 150 K et les amplificateurs, convertisseurs analogique-numérique, ordinateurs à température ambiante.

Ces différences de température obligent à thermaliser les fils électriques, tout au long du cryostat, pour éviter l'apport de puissance parasite sur le détecteur, qui fonctionne à quelques dizaines de millikelvin. Ce sont aussi ces contraintes qui obligent à éloigner les transistors J-FET du détecteur, ce qui pénalise les performances des amplificateurs de charges.

Nous avons présenté l'électronique utilisée pour ces détecteurs. Nous présentons maintenant l'ensemble des expériences qui nous a permis de caractériser les détecteurs.

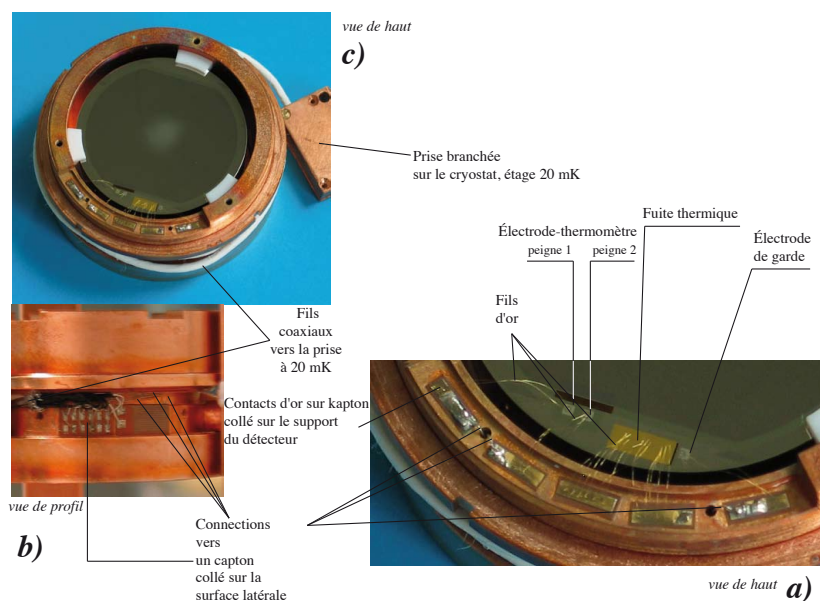


FIGURE 7.4 – Pour la prise des contacts du détecteur, nous avons utilisé des fils en or de  $25\ \mu\text{m}$  et des plots en cuivre doré sur un support en kaptons (photo a). Un circuit imprimé de cuivre sur du kapton est collé latéralement sur le support Bolo (photo b) sert de relais entre les câbles coaxiaux et le jeu de plots de cuivre. Une tresse de fils coaxiaux est reliée à une prise qui vient se brancher sur le cryostat (photo c). Nous avons également indiqué les branchements de la fuite thermique qui servent à refroidir le détecteur.

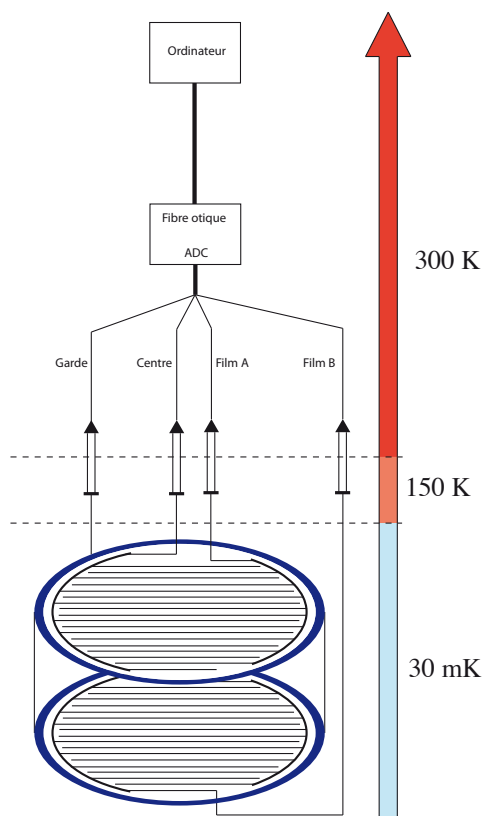


FIGURE 7.5 – Sur le bolomètre lui-même sont disposés des précontacts en or pour relier électriquement les peignes et l’anneau de garde à des relais (plots de cuivre doré sur un support en Kapton) collé sur le support et soudés à une tresse de câbles coaxiaux qui par l’intermédiaire d’un connecteur permet la liaison avec le reste du câblage. La liaison précontacts-plots sur un support en Kapton se fait par soudure aux ultrasons de fils d’or de  $25\ \mu\text{m}$ . La même technique relie le pavé d’or “fuite thermique” à d’autres plots collé sur un support en Kapton.

## 7.2 Les expériences

Pour caractériser les détecteurs nous utilisons des sources radioactives de calibration. Elles permettent d'étalonner en énergie la voie chaleur et la voie ionisation à partir de raies d'énergie connue. Elles sont également utilisées pour simuler le fond radioactif de l'expérience EDELWEISS qui est principalement composé de photons et d'électrons.

Les détecteurs sont exposés à ces sources. Pour toutes les expériences présentées, une source est placée d'un seul côté. Les détecteurs sont soumis à différentes tensions de collecte.

### 7.2.1 Les sources de calibration

Le tableau 7.1 donne les raies d'énergies des sources radioactives utilisées pour déterminer la résolution en énergie et également la capacité de rejet des détecteurs type Bolo Ge/NbSi :

particules	<sup>57</sup> Co		<sup>109</sup> Cd		<sup>241</sup> Am	
	E [keV]	I [%]	E [keV]	I [%]	E [keV]	I [%]
$\alpha$					5388	1,7
					5442	13,1
					5485	84,8
électrons de conversion	13,6	7,4	18,5	20,8		
	114,9	1,8	62,5	41,7		
	129,4	1,3	84,2	44,0		
			87,3	8,9		
			87,9	1,6		
$\gamma$	122,1	85,6	22,0	29,8	13,9	37
	136,5	10,7	22,2	56,1	26,3	2,3
			24,91	4,8	59,5	35,9
			24,94	9,2		
			24,5	2,3		
			88,0	3,7		

TABLE 7.1 –  
Énergie, intensité  
et dose des raies  
de décroissance ra-  
dioactive du <sup>57</sup>Co,  
<sup>109</sup>Cd et <sup>241</sup>Am.  
Source :[http://www.nndc.  
bnl.gov/chart/](http://www.nndc.bnl.gov/chart/)

TABLE 7.2 – Table des longueurs caractéristiques de pénétration des photons  $\lambda$  et  $\lambda_e$ , longueur pour laquelle l'énergie des électrons est 10 % de l'énergie initiale.

Énergie incidente	18 keV	62 keV	84 keV			
électrons de conversion ( $\lambda_e$ )	1,36 $\mu$ m	10 $\mu$ m	15 $\mu$ m			
Énergie incidente	22 keV	25 keV	60 keV	88 keV	122 keV	136 keV
photons ( $\lambda$ )	58 $\mu$ m	82 $\mu$ m	0,9 mm	2,5 mm	5,2 mm	6,4 mm

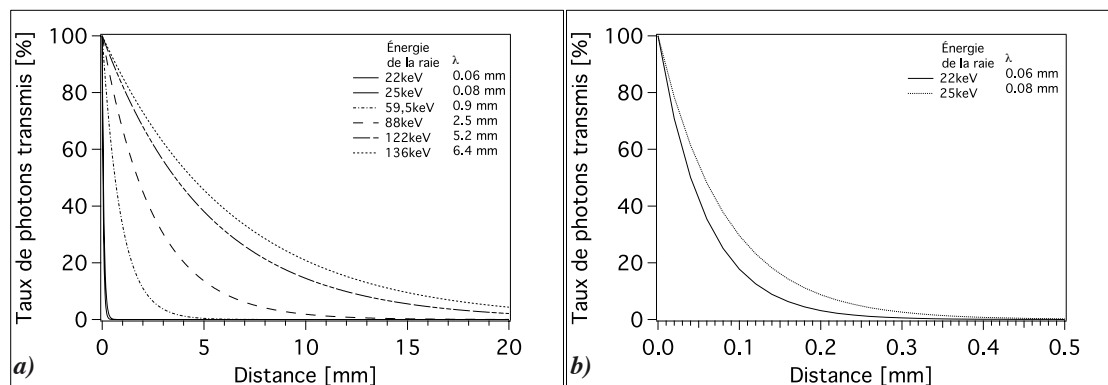


FIGURE 7.6 – Taux de photons transmis dans le germanium en fonction de la distance parcourue pour des photons de 22, 25, 60, 88, 122 et 136 keV. La distance de 20 mm correspond à la hauteur des cristaux. On ne considère que les interactions primaires entre les photons et la matière.

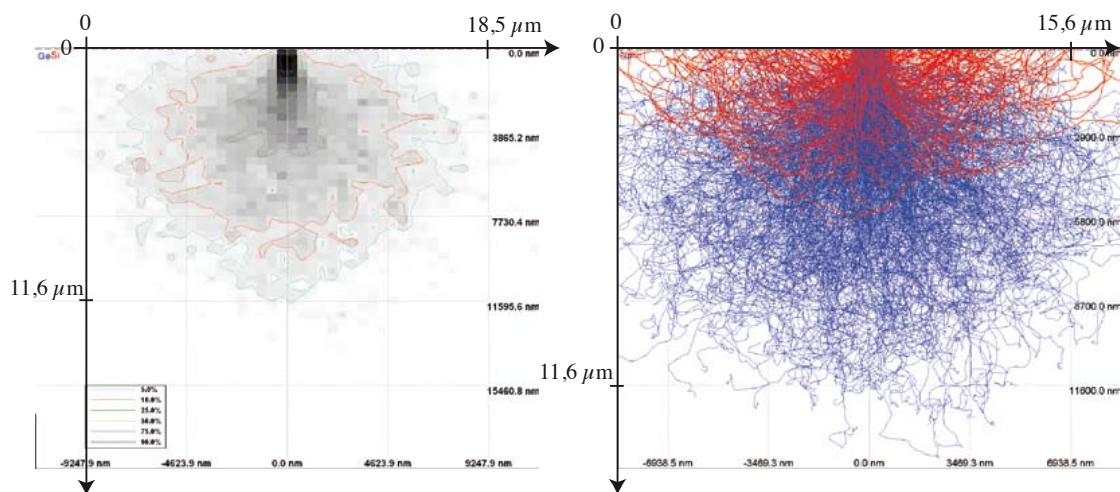


FIGURE 7.7 – Les graphiques représentent une simulation du parcours de 1000 électrons de 62 keV issus d'une source de 1  $\mu\text{m}$  de rayon, dans 65 nm de NbSi ( $x = 8,5\%$ ) évaporé sur 20 mm de germanium.

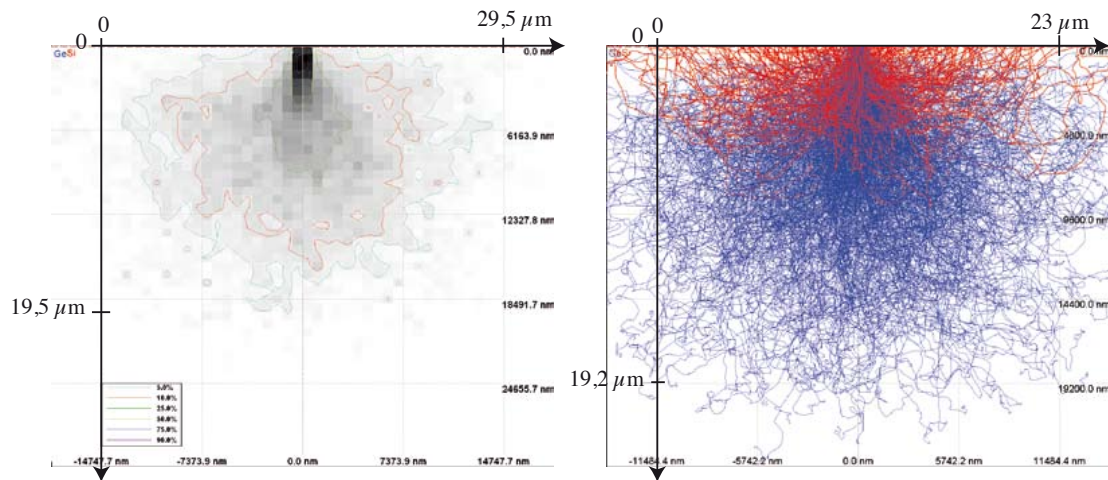


FIGURE 7.8 – Les graphiques représentent une simulation du parcours de 1000 électrons de 84 keV issus d'une source de 1  $\mu\text{m}$  de rayon, dans 65 nm de NbSi ( $x = 8,5\%$ ) évaporé sur 20 mm de germanium.

Le tableau 7.2 donnent les longueurs de pénétration des photons et les pertes en énergie des électrons pour les énergies considérées.

Les photons suivent une décroissance exponentielle de paramètre  $\lambda$  (voir figure 7.6).

La source de  $^{109}\text{Cd}$  permet de calibrer le rejet des événements de surface.

Nous présentons maintenant les diverses expériences qui nous ont permis d'optimiser les détecteurs.

Les figures 7.7 et 7.8 montrent que pour des électrons de 62 et 84 keV, l'énergie est complètement transférée au bout de 20  $\mu\text{m}$ .

## 7.2.2 Les Bolo Ge/NbSi 203, 205 et 206

En 2003, avant l'arrêt de la première phase de l'expérience EDELWEISS, il fut décidé de tester les trois détecteurs développés au CSNSM, dans les conditions de bas bruit radioactif. Cette campagne a eu lieu les trois premiers mois de 2004 au LSM.

Suite à cette campagne, une série d'expériences a été menée au CSNSM, avec un cryostat identique à celui utilisé au LSM. En juillet 2004, on a montré, avec le Bolo Ge/NbSi 203, qu'il était possible de travailler au niveau du sol (en ce qui concerne la R&D). En avril 2005, on a soumis ce même détecteur à une source radioactive  $\beta$  (rayonnement faiblement pénétrant) pour tester sa capacité d'identification des événements de surface.

### 7.2.2.1 Expériences au LSM janvier - mars 2004

Ces détecteurs ont été montés dans le cryostat à dilution  $^4\text{He}/^3\text{He}$  utilisé lors de la phase EDELWEISS I. Ce dernier ne permet d'étudier que trois détecteurs de ce gabarit. Ils étaient disposés (voir photo 7.9) les uns au-dessus des autres dans l'ordre suivant (du haut vers le bas) : Ge/NbSi 203, Ge/NbSi 205 et Ge/NbSi 206.

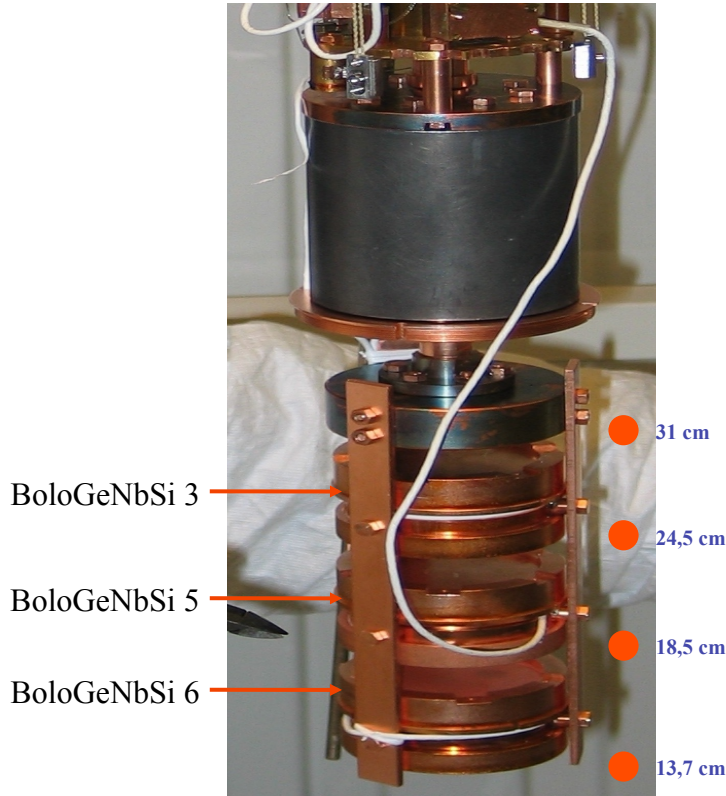


FIGURE 7.9 – Photo des trois bolomètres Ge/NbSi 203, 205 et 206 montés sur le cryostat utilisé lors de la phase EDELWEISS I. Un tube sur le côté permet de faire glisser une source radioactive accrochée à une corde à piano le long des détecteurs. Durant l'expérience on utilise trois types de source :  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  et une source de neutrons.

Le cryostat utilisé au LSM était équipé d'un dispositif permettant de glisser les sources le long de l'écran 4K. La source utilisée doit néanmoins émettre des photons d'énergie suffisante pour traverser les protections restantes (capots, écran 100 mK, écran 1K,...). Nous avons opté pour du  $^{57}\text{Co}$  qui a deux raies  $\gamma$  à 122 et 136 keV.

Pour solliciter chacun des films des trois détecteurs, la source a été montée sur un fil d'innox et descendue à proximité du film à caractériser (figure 7.9).

Les détecteurs ont été étudiés dans une gamme de température comprise entre 18 et 42 mK pour rechercher leur température optimale de fonctionnement. Une analyse succincte a été faite pour déterminer leur température optimale de fonctionnement et les temps caractéristiques ( $\tau_{e-ph}$  et  $\tau_{ft}$ ) des deux films de chacun des trois détecteurs. Nous présentons pour les détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 206, les acquisitions de calibration et de prise de données physiques analysées de manière plus approfondie respectivement à 35 mK et à 30 mK. Ces températures correspondent aux optimum de fonctionnement pour ces deux détecteurs.

TABLE 7.3 – Conditions de polarisation de la voie chaleur des deux détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 206.

Bolo Ge/NbSi	203 à 35 mK		206 à 30 mK	
	Film A	Film B	Film A	Film B
<b>Résistance</b>	1,26 M $\Omega$	198 k $\Omega$	34 k $\Omega$	6,9 M $\Omega$
<b>Intensité</b>	3,4 nA	15,5 nA	30 nA	750 pA
<b>tension</b>	9,78 mV	3,06 mV	1 mV	5 mV



Nous rappelons brièvement les conditions d'amplification et de polarisation des films (voir tableau 7.3).

Les gains des amplificateurs sont pour chacune des voies de mesure :

- ionisation centre 1000
- ionisation garde 400
- chaleur A 10 000 (9090 pour le bolo Ge/NbSi 203)
- chaleur B 10 000

La fréquence de la porteuse de modulation de la voie chaleur est de 714 Hz pour une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz. Les tensions de collecte ( $V_{diode}$ ) sont de 3V.

Les résultats de cette campagne, avec ces trois premiers prototypes, sont présentés au chapitre 9.

### 7.2.2.2 Expériences au CSNSM fin 2004 - 2005

Dans la continuité de la campagne de tests de ces trois détecteurs, le Bolo Ge/NbSi 203 a été étudié au CSNSM. Il a été mis en place dans un cryostat identique à celui utilisé au LSM.

Nous avons voulu savoir s'il était possible d'étudier des détecteurs de 200 g au niveau du sol. Le taux de rayons cosmiques ajouté au bruit de fond produit en effet des "empilements" d'événements sur la voie chaleur, très lente. Cette étude a été menée en juillet 2004, avec le Bolo Ge/NbSi 203.

Le détecteur a été exposé à une source de calibration de  $^{241}\text{Am}$ . Cette source est montée dans un dispositif qui permet de la collimater. Ce dispositif est ensuite vissé sur le support du détecteur en face de l'un des films thermométriques (voir figure 7.10 - 1)).

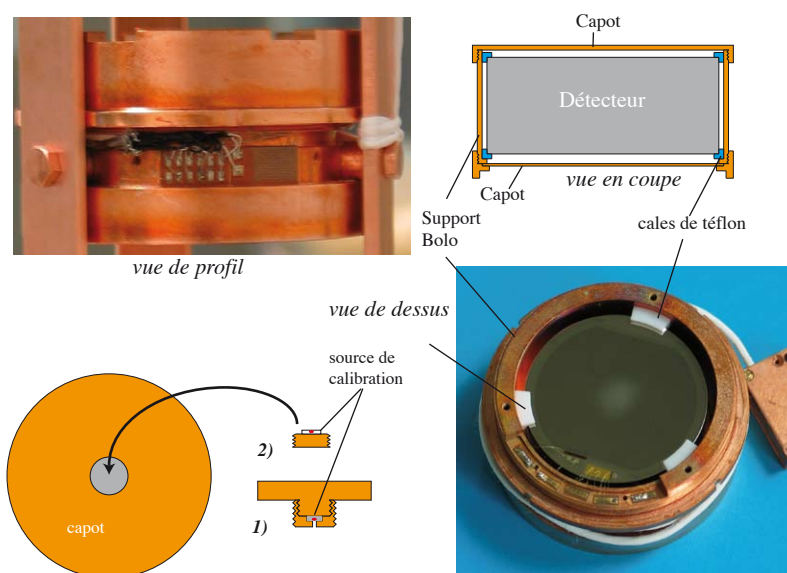


FIGURE 7.10 – Différentes vues du support d'un détecteur Bolo Ge/NbSi. La source de calibration peut être collimatée (1) ou simplement collée sur une vis (2).

Le Bolo Ge/NbSi 203 est étudié à 45 mK avec une source de  $^{241}\text{Am}$  (collimatée) ou de  $^{109}\text{Cd}$  (non collimatée) en face du film A.

TABLE 7.4 – Conditions de polarisation de la voie chaleur du Bolo Ge/NbSi 203 à 45 mK.

	Film A	Film B
<b>Résistance</b>	325 k $\Omega$	36,1 k $\Omega$
<b>Intensité</b>	20 nA	60 nA
<b>tension</b>	6,5 mV	2,1 mV

Les fréquences de modulation et d'échantillonnage sont les mêmes qu'au LSM. Les gains sont identiques excepté celui de la chaleur A qui est de 10000 (9090 au LSM).

Cette étude du Bolo Ge/NbSi 203 au CSNSM, nous a montré qu'on pouvait, sous certaines conditions, étudier en détail un tel détecteur au niveau du sol. Les autres bolomètres présentés dans cette thèse (207, 212 et 213) ont été étudiés dans les mêmes conditions que le 203.

Les résultats de ces différentes expériences sont présentés et discutés aux chapitres 9 à 12. Une discussion intergénérationnelle faite à partir des résultats de ces expériences est présentée au chapitre 13.

# Chapitre 8

## Traitement des données

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>146</b>
<b>8.2</b>	<b>Acquisition, stockage, bruit et filtrage</b>	<b>146</b>
8.2.1	Les sources de bruit et filtrage	147
8.2.2	Filtrage	147
<b>8.3</b>	<b>Traitement de la voie ionisation</b>	<b>148</b>
8.3.1	Filtres hors lignes	148
8.3.2	Recherche des événements	149
8.3.3	Ajustement avec un événement moyen	150
8.3.4	Calibration de la voie ionisation	151
<b>8.4</b>	<b>La voie chaleur</b>	<b>153</b>
8.4.1	Filtrage hors ligne	153
8.4.2	Détermination des amplitudes athermique et thermique	156
8.4.3	Amplitude athermique comme estimateur de l'énergie	158
8.4.4	Calibration de la voie chaleur avec la voie ionisation	159
8.4.5	Vérification des estimateurs de l'énergie	161
8.4.6	Détermination de la résolution en énergie	162
<b>8.5</b>	<b>Les critères d'identification des événements de surface</b>	<b>163</b>
8.5.1	Rapport des amplitudes athermiques	163
8.5.2	Rapport amplitude athermique sur thermique : $\kappa_{Th}$	165
8.5.3	Rapport amplitude athermique sur amplitude ionisation : $\kappa_{ion}$	165
<b>8.6</b>	<b>Quantification du rejet des événements de surface</b>	<b>166</b>
8.6.1	Le rejet passif	167
8.6.2	Le rejet actif : $\tau_{actif}$	168
8.6.3	Retour sur la relation entre $\tau_{rejet}$ , $\tau_{actif}$ et $\tau_{passif}$	168
8.6.4	$\tau_{actif}$ et $\tau_{passif}$ en fonction des objectifs de la R& D et des buts physiques	168
8.6.5	Remarque sur la détermination expérimentale des populations	169
8.6.6	Propagation des erreurs	170

<b>8.7</b>	<b>Volume fiduciel . . . . .</b>	<b>172</b>
8.7.1	Détermination du volume fiduciel avec une source de photons .	172
8.7.2	Détermination du volume fiduciel avec une source de neutrons	176
<b>8.8</b>	<b>Calcul de <math>\tau_{ft}</math>, <math>\tau_{e-ph}</math>, <math>\varepsilon</math> et <math>C_e</math>. . . . .</b>	<b>176</b>

---

## 8.1 Introduction

Au chapitre 7 a été présentée l'électronique d'acquisition des détecteurs Bolo Ge/NbSi permettant la double mesure de la chaleur et de l'ionisation par un même thermomètre-électrode. Cette partie est consacrée à la méthode de traitement des données : l'enregistrement des données, le filtrage et la détermination de l'énergie.

L'énergie est déterminée pour la voie ionisation et la voie chaleur. Le traitement de ces deux voies est séparé en deux parties du fait des particularités de leur électronique associée. Notamment, les méthodes de filtrages sont différentes.

Les signaux de la voie chaleur, comme il a été discuté au chapitre 6, ont deux parties : athermique et thermique. La partie thermique permet une mesure de l'énergie. La partie athermique dépend de la position de l'événement et sert à identifier les événements de surface. Cependant, pour les événements de volume, nous allons voir qu'il est possible d'utiliser ce signal athermique comme estimateur de l'énergie.

Nous présenterons à partir de la détermination de l'amplitude athermique pour chacun des bolomètres les critères de rejet des événements de surface qui seront utilisés pour caractériser le pouvoir de rejet des différentes générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi. Nous définissons le pouvoir de rejet et la méthode de sa mesure.

Le rejet des événements de surface engendre une perte de volume fiduciel (sous les électrodes), dont nous présentons en 8.7 les méthodes d'évaluation.

Au chapitre 5, nous avons discuté de l'évolution de la chaleur spécifique entre les différentes générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi. Nous présentons, en 8.8, sa méthode de détermination. Cette dernière permet également de déterminer le taux d'absorption des phonons athermiques par les films, les temps de relaxation électron-phonon ( $\tau_{e-ph}$ ) et de fuite thermique ( $\tau_{ft}$ ). Ces paramètres sont importants pour une compréhension plus approfondie des détecteurs.

## 8.2 Acquisition, stockage, bruit et filtrage

La très grande majorité des expériences présentées dans cette thèse sont effectuées avec une électronique d'acquisition permettant la mesure de quatre voies :

- une voie ionisation centre,

- une voie ionisation garde,
- deux voies chaleur.

Nous rappelons que le signal chaleur est une mesure par la technique de détection synchrone, c'est-à-dire que le signal est modulé par une porteuse à environ 1 kHz. La variation de tension  $\Delta V$  est numérisée sur deux octets pour une gamme en tension de 20 V.

### 8.2.1 Les sources de bruit et filtrage

Comme nous l'avons vu au chapitre 7, les voies chaleur et ionisation ont des modes différents d'acquisition.

La voie chaleur est modulée par une porteuse pour éviter le bruit en  $1/f$  et permettre néanmoins une mesure de type "continu".

La voie ionisation est corrigée par une compensation de ce signal modulé. Toutefois, cette correction n'est pas parfaite et le signal est légèrement pollué par cette modulation.

Pour corriger cette modulation, nous utilisons des filtres numériques. Dans le premier cas, c'est une méthode de démodulation et dans le second cas, une méthode de moyenne glissante (ces méthodes sont discutées plus loin dans ce chapitre).

Le cryostat a des fluctuations lentes de la température qui se traduisent par un bruit basse fréquence sur la ligne de base. Les vibrations des fils électriques sont telles que ces derniers se comportent comme de petits générateurs de courant (microphonie) et induisent des bruits basses fréquences.

Pour corriger ces bruits basses fréquences, nous utilisons, pour la voie ionisation, un filtre de Bessel passe bande. La voie chaleur est filtrée par un ajustement linéaire de la ligne de base extrapolé à l'ensemble de l'événement.

Le rejet des empilements est fait sur un critère de moindre carré déterminé par un ajustement linéaire avec un événement moyen sur la voie ionisation. La construction et l'utilisation d'un événement moyen sont présentées en 8.3.3. L'empilement est dû à l'interaction d'une ou plusieurs particules avant que le détecteur ne soit revenu à l'état initial après l'interaction d'une première particule.

### 8.2.2 Filtrage

Nous utilisons la moyenne glissante comme filtre passe bas avec l'avantage d'avoir un vrai "zéro" à la fréquence de modulation. Elle permet principalement de soustraire le signal parasite dû au résidu de la modulation de la chaleur.

Elle peut être également utilisée pour soustraire le bruit à 50 Hz. Ces filtres sont combinés des deux manières différentes suivantes :

- **voie ionisation**
  - ① moyenne glissante (correction porteuse - figure 8.1),
  - ② filtre numérique de Bessel passe-haut (figure 8.2).
- **voie chaleur**
  - ① démodulation (correction porteuse),

- ② moyenne glissante (correction porteuse),
- ③ trigger filtre (redressement de la ligne de base).

## 8.3 Traitement de la voie ionisation

### 8.3.1 Filtres hors lignes

#### 8.3.1.1 ① La moyenne glissante

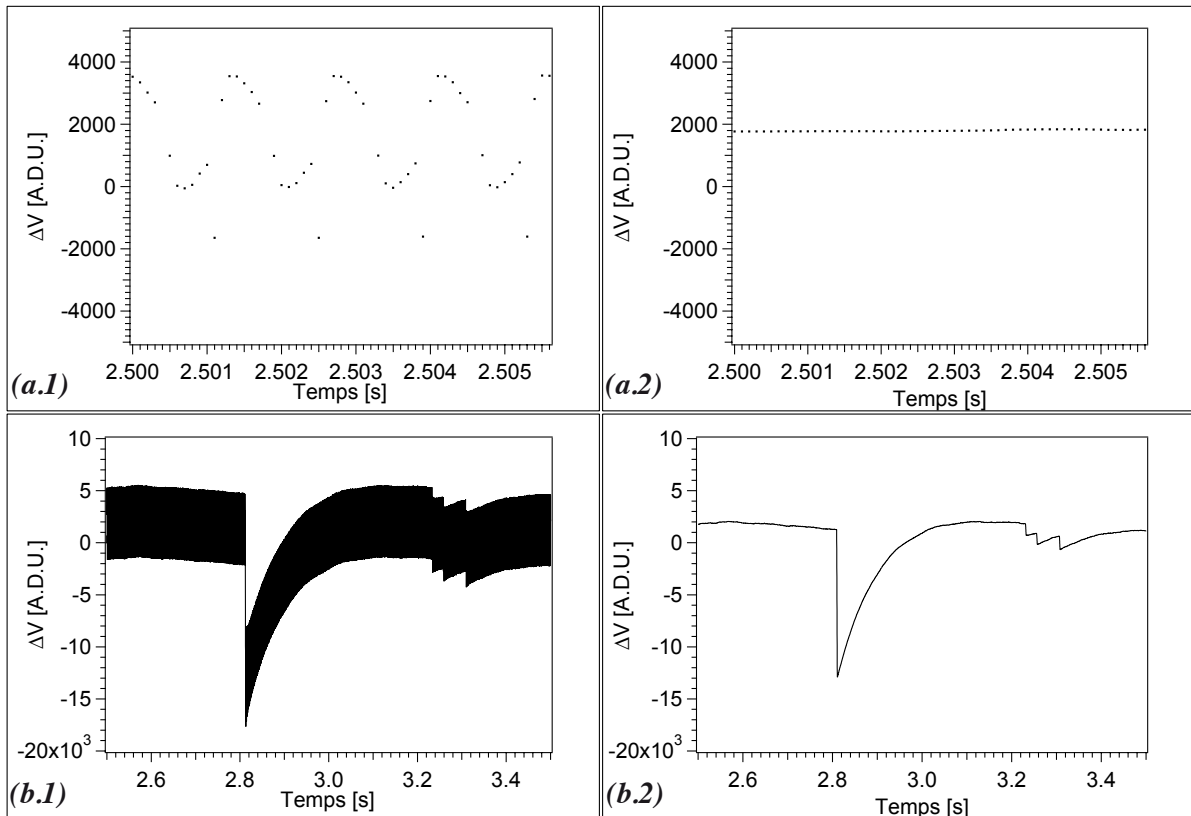


FIGURE 8.1 – **a)** Quatre périodes de la modulation ionisation **1)** données brutes, **2)** après une moyenne glissante sur une période. **b)** Signal sur 200 ms. Bolo Ge/NbSi 203 voie centre avec une tension de collecte de  $-3V$ .

Le principe de la moyenne glissante consiste à remplacer chaque point par la moyenne des  $N$  points précédents. Si le signal est périodique et que  $N$  correspond au nombre de points par période alors le signal de sortie est une constante (figure 8.1 - **a**). Ce filtre est également passe bas avec comme fréquence de coupure  $f_c = N \times f_{ech.}$  (où  $f_{ech.}$  est la fréquence d'échantillonnage).

Comme illustré par la figure 8.1 - **b**), la moyenne glissante ne permet pas de revenir rapidement (100 ms) à la ligne de base. Pour ce faire nous utilisons un filtre numérique

de Bessel.

### 8.3.1.2 ② Le filtre de Bessel

Le deuxième filtre utilisé est un filtre de Bessel passe haut qui permet de s'affranchir des dérives lentes. Le filtre de Bessel choisi est un filtre passe haut d'ordre 3 avec un seuil bas à 13 Hz. Ses coefficients ont été déterminés pour qu'un événement de 100 keV rejoigne la ligne de base en 100 ms à 45 mK.

La figure 8.2 montre les effets des différents filtres sur un événement et sur la ligne de base.

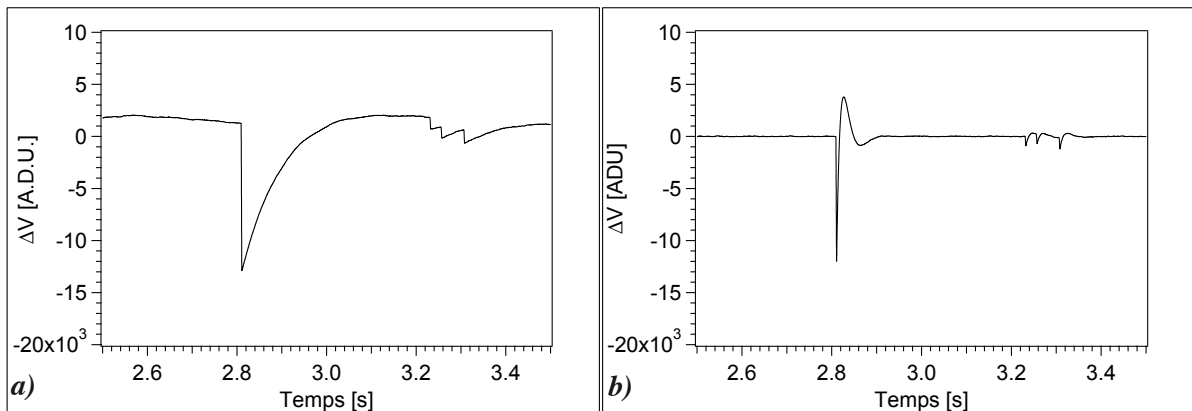


FIGURE 8.2 – Signal sur 200 ms **a)** après une moyenne glissante, **b)** après le filtre de Bessel. Bolo Ge/NbSi 203 voie centre avec une tension de collecte de -3V. Nous rappelons que l'ordre des filtres est pour l'ionisation : une moyenne glissante sur une période suivie d'un filtre de Bessel.

A partir des fichiers filtrés des voies ionisation, on recherche tous les événements qui correspondent à un dépôt d'énergie par une particule. Un événement ionisation est caractérisé par une croissance (décroissance) très rapide de son amplitude suivie d'un retour à la ligne de base en environ 100 ms. Dans l'exemple de la figure 8.2 - **b)** un événement ionisation typique est visible autour de 2,8 s.

## 8.3.2 Recherche des événements

Le bruit ligne de base étant meilleur pour l'ionisation que pour la chaleur, la recherche des événements se fait à partir de l'ionisation. Cette recherche se fait sur les fichier filtrés par détection de seuil.

Nous avons deux voies d'acquisition ionisation. Pour pouvoir maximiser la recherche d'événement, cette dernière est faite sur la somme des valeurs absolues des deux voies :  $|Centre| + |Garde|$ . Après dépassement du seuil une recherche de maximum est faite, en prenant la localisation du maximum de l'amplitude  $|Centre| + |Garde|$  comme temps de référence ( $t_0$ ) pour l'événement. Les amplitudes centre et garde sont alors respectivement l'amplitude de chaque signal à  $t_0$ .

### 8.3.3 Ajustement avec un événement moyen

Du fait de l'utilisation du filtre de Bessel, le temps mort est de 100 ms environ.

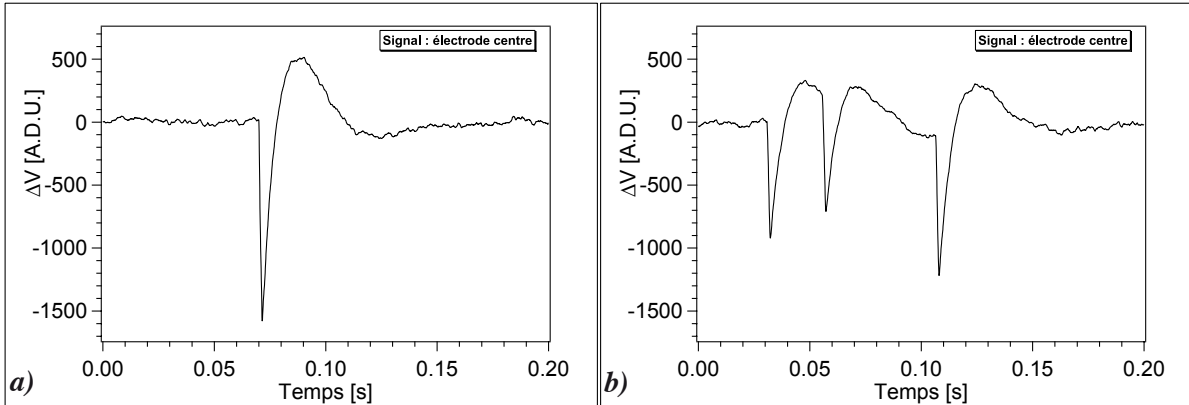


FIGURE 8.3 – **a)** “bon événement” : sur toute la fenêtre en temps de 200 ms il n’y a qu’un événement. **b)** sur une même fenêtre de 200 ms il y a 3 événements. Bolo Ge/NbSi 203 voie centre avec une tension de collecte de -3V.

Pour pouvoir s’affranchir de l’empilement nous utilisons un ajustement avec un événement moyen. Il est construit en sélectionnant des événements d’une raie en énergie sans empilement et sans bruit basse fréquence.

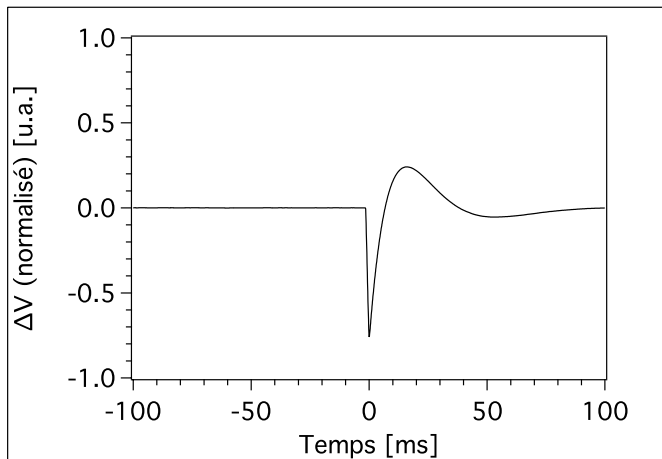


FIGURE 8.4 – Événement moyen formé à partir d’une cinquantaine d’événements de la raie de 88 keV du  $^{109}\text{Cd}$  de la voie ionisation centre du Bolo Ge/NbSi 203 à une tension de collecte de -3 V. **L’amplitude minimum-maximum est normalisée à 1.**

Afin de trouver le meilleur ajustement possible de l’événement par l’événement moyen, plusieurs décalages en temps sont testés, la position correspondant au minimum du moindre carré est conservée.

Nous déterminons alors un nouveau temps de référence et une nouvelle amplitude qui est le coefficient d’ajustement.

Nous enregistrons alors :

1. le numéro d’événement,
2. la position de l’événement,



3. l'amplitude centre,
4. la valeur du moindre carré (MSE) pour les événements centre,
5. l'amplitude garde,
6. la valeur du moindre carré (MSE) pour les événements garde.

Le rejet de l'empilement se fait sur le critère de moindre carré sur la voie centre et la voie garde (figure 8.5).

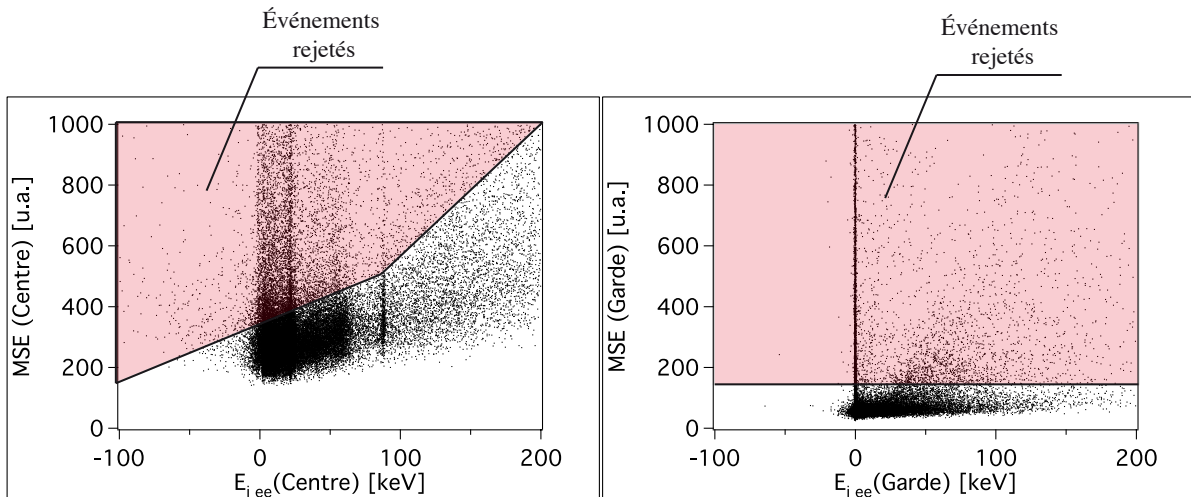


FIGURE 8.5 – **a)** Moindre carré (MSE) de l'ajustement de l'événement moyen centre avec les événements ionisation centre en fonction de l'énergie ionisation centre. **b)** Moindre carré (MSE) de l'ajustement de l'événement moyen centre avec les événements ionisation garde en fonction de l'énergie ionisation garde. Bolo Ge/NbSi 203 exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$  avec une tension de collecte de  $-3\text{ V}$ .

Rigoureusement, les événements de chaque voie devraient être ajustés par un événement moyen correspondant, mais en général, la garde n'a pas un nombre suffisant d'événements pour en constituer un et elle est aussi ajustée avec l'événement moyen centre.

Les amplitudes centre et garde sont mesurées par le coefficient directeur de l'ajustement linéaire entre l'événement moyen, normalisé à 1, et l'événement sélectionné.

### 8.3.4 Calibration de la voie ionisation

Nous avons déterminé l'amplitude des événements sur les deux voies ionisation. Nous pouvons alors tracer un diagramme ionisation centre en fonction de l'ionisation garde (figure 8.6 a)) où les échelles sont en unité arbitraire. À partir de ce graphique, nous pouvons isoler les événements centre et en faire le spectre (figure 8.6 b)).

Le détecteur est exposé à une source de calibration de raies d'énergies connues. Par identification de ces raies sur le spectre, nous calibrons la voie ionisation centre en ajustant le pic de la raie par une fonction Gaussienne dont la position du maximum correspond à l'énergie de la raie et la largeur à mi-hauteur à la résolution en énergie.

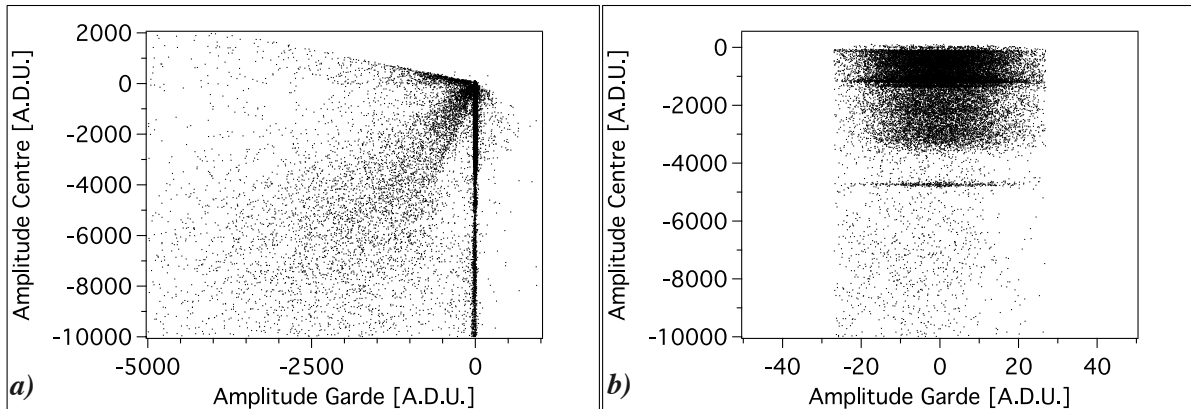


FIGURE 8.6 – Amplitude de la voie centre en fonction de l’amplitude de la voie garde déterminée à partir de l’ajustement d’un événement moyen. **b)** Sélection des événements de la voie centre. Bolo Ge/NbSi 203 avec une tension de collecte de  $-3V$  exposé à une source de calibration de  $^{109}Cd$ .

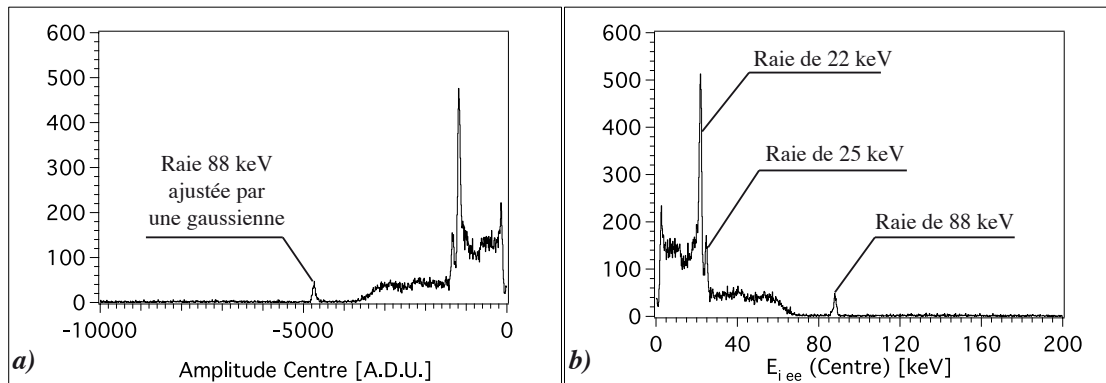


FIGURE 8.7 – Bolo Ge/NbSi 203 avec une tension de collecte de  $-3V$  exposé à une source de calibration de  $^{109}Cd$ . **a)** Spectre des amplitude ionisation de la voie centre avant calibration en keV. **b)** Spectre de l’énergie ionisation de la voie centre.

Dans la majorité des expériences analysées pendant cette thèse, soit la statistique est insuffisante, soit la dispersion des amplitudes (figure 8.6 - **a**)) est telle qu’aucun pic ne se dégage pour la raie sur la voie garde. La voie garde est alors calibrée en supposant que sa sensibilité est la même que celle de la voie centre corrigée de la différence de gain des amplificateurs.

Nous résumons le traitement complet des voies ionisation : en partant des données brutes qui sont filtrées par une moyenne glissante et un filtre de Bessel, nous faisons une recherche d’événement par seuil sur la somme des deux voies ( $|centre| + |garde|$ ). À partir de cette étape nous définissons un événement moyen d’énergie connue normalisé. Cet événement est ajusté par ajustement linéaire à tous les événements repérés *Centre + Garde*.

À partir de cet ajustement, également fait sur les événements Centre et Garde individuellement, nous déterminons les amplitudes sur ces deux voies ainsi qu’un paramètre de

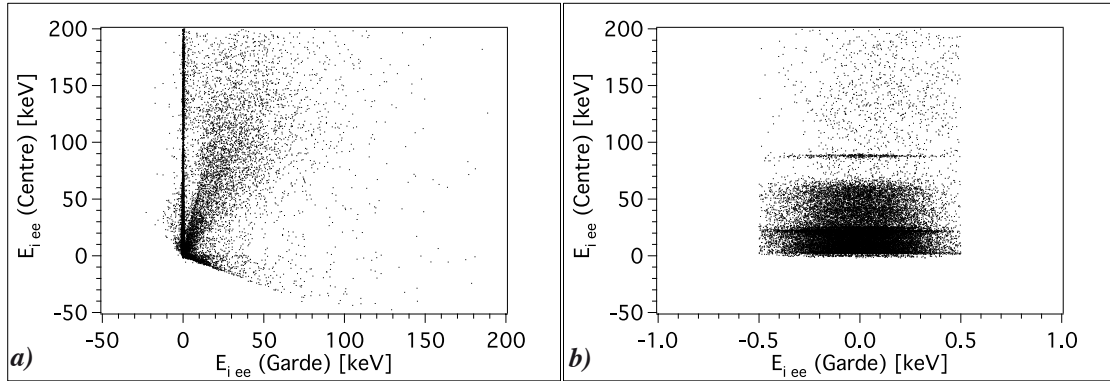


FIGURE 8.8 – **a)** Diagramme en énergie ionisation de la voie centre en fonction de la voie garde. **b)** isolation de la voie centre. Bolo Ge/NbSi 203 avec une tension de collecte de  $-3V$  exposé à une source de calibration de  $^{109}Cd$ .

moindre carré (MSE). Ce dernier permet de faire un rejet de l’empilement.

Enfin, par identification avec une raie d’une source de calibration, nous pouvons calibrer le spectre en énergie de chacune des deux voies.

Nous pouvons définir un événement “centre pur” et son énergie.

Nous allons, maintenant, présenter les différentes étapes des voies chaleur pour remonter à l’énergie chaleur et l’énergie de recul de chacun des événements à partir des données brutes.

## 8.4 La voie chaleur

### 8.4.1 Filtrage hors ligne

#### 8.4.1.1 La démodulation

Le signal chaleur est corrigé de la modulation par le logiciel d’acquisition. Nous utilisons les données enregistrées avec le Bolo Ge/NbSi 203 à 45 mK pour illustrer les étapes de la démodulation. La figure 8.9 présente les données brutes.

Le système a un temps de réponse lors du changement de signe du créneau. Il est donné par le système film-gate du transistor jouant le rôle d’un circuit RC avec un temps de chargement typique  $\tau = RC$ . Pendant ce temps, la sensibilité est faible (figure 8.10) car le film n’est pas totalement polarisé : on peut avoir intérêt pour des films résistifs à fréquence élevée à mettre des points morts pour optimiser le rapport signal sur bruit.

Nous appelons points morts, le nombre de point d’une demi-période qui seront mis à zéro. Dans l’exemple de la figure 8.10, les deux premiers points de la demi période sont des points morts, ils sont mis à zéro comme le montre la figure 8.11 - **a)**. Ils ne jouent alors aucun rôle lors de l’utilisation de la moyenne glissante (voir plus loin).

Pour tenir compte du changement de signe du créneau le signal est tout d’abord redressé (figure 8.11).

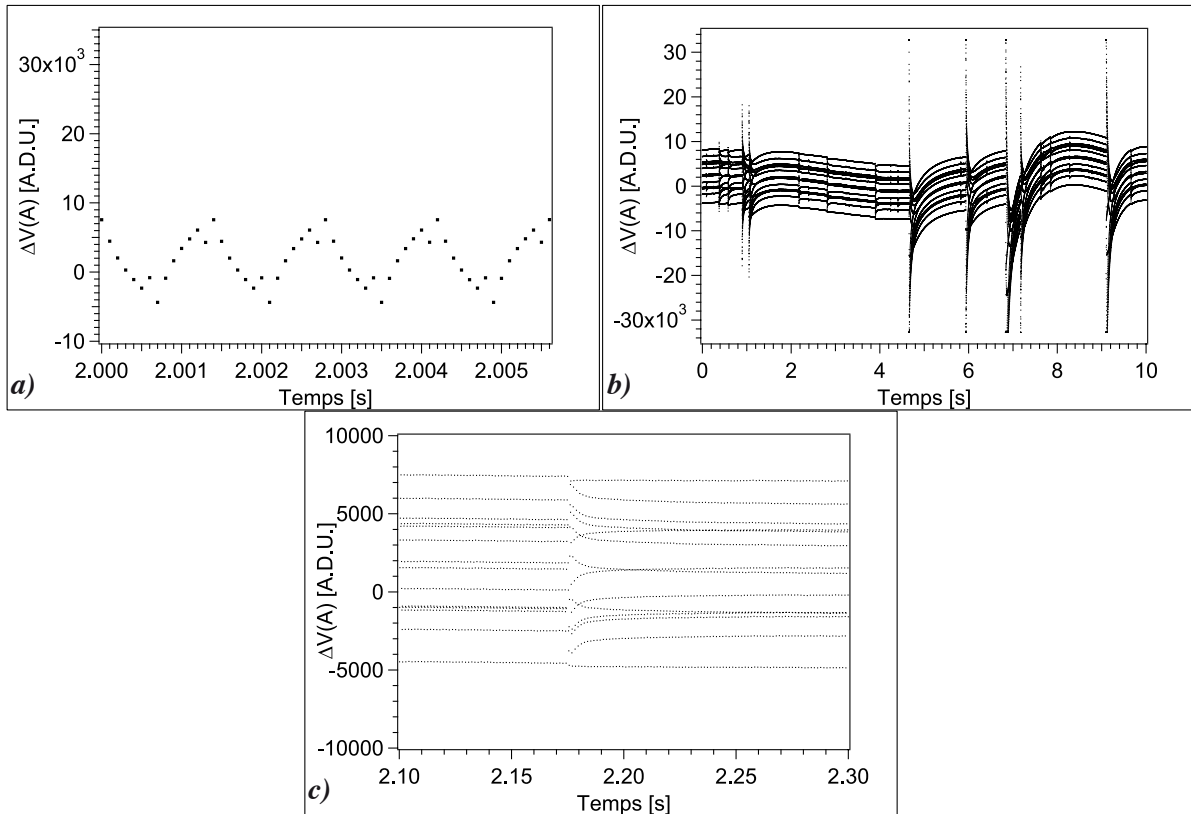


FIGURE 8.9 – Signal brut sur **a)** 4 périodes ou 5,6 ms, **b)** 10 s et **c)** un événement. Film A du Bolo Ge/NbSi 203 à 45 mK, la fréquence de la porteuse est de 714 Hz pour une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz.

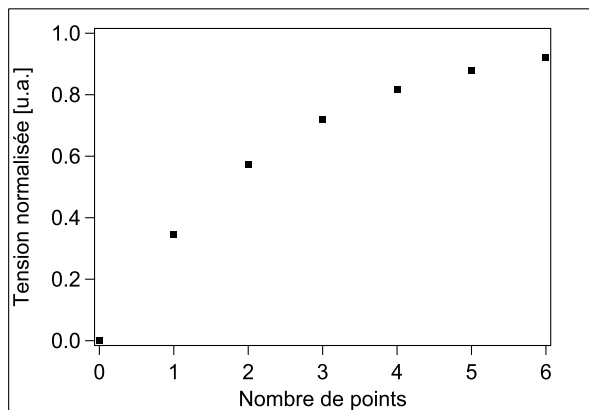


FIGURE 8.10 – Signal simulé pour le Bolo Ge/NbSi 203 avec une résistance à 45 mK de  $R=375 \text{ k}\Omega$  et la capacité parasite des fils estimée à  $C=100 \text{ pF}$ . Le temps caractéristique de charge de cette capacité parasite est  $\tau = RC$ . La fréquence de la porteuse est de 714 Hz pour une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz soit 7 points par demi-période. Les points morts, dans cet exemple, sont les 2 premiers.

Après le redressement du signal nous effectuons une moyenne glissante sur une période (figure 8.12), qui permet de rattraper les éventuelles asymétries de modulation et joue le rôle d'un filtre passe bas avec la fréquence de modulation comme fréquence de coupure et le rôle d'un filtre "parfait" à la fréquence de modulation. Cette méthode est plus efficace que la modulation minimum qui consiste à prendre la différence des moyennes de chaque

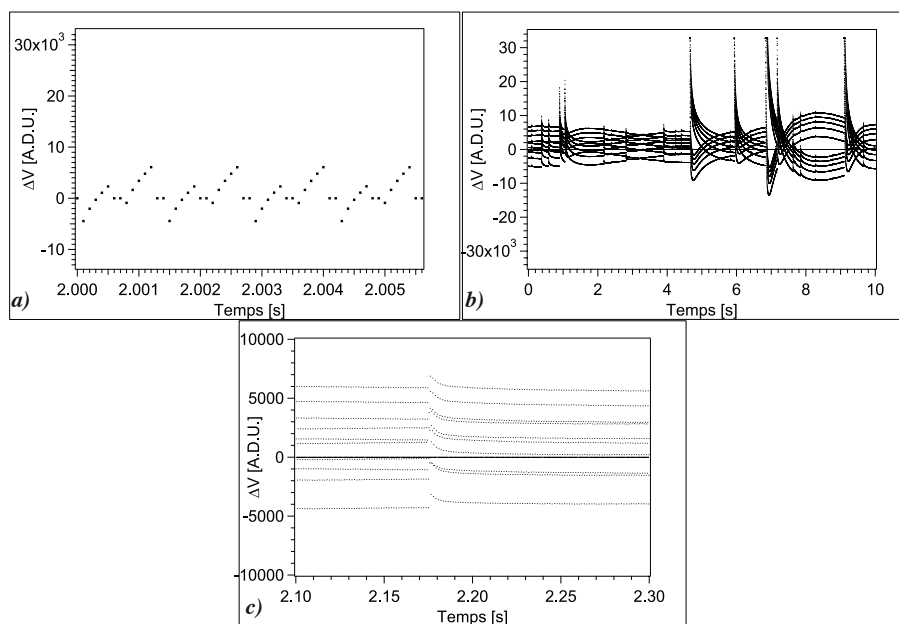


FIGURE 8.11 – Signal redressé avec 2 point morts par demi-période sur **a)** 4 périodes ou 5,6 ms, **b)** 10 s et **c)** un événement. Film A du Bolo Ge/NbSi 203 à 45 mK, la fréquence de la porteuse est de 714 Hz pour une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz.

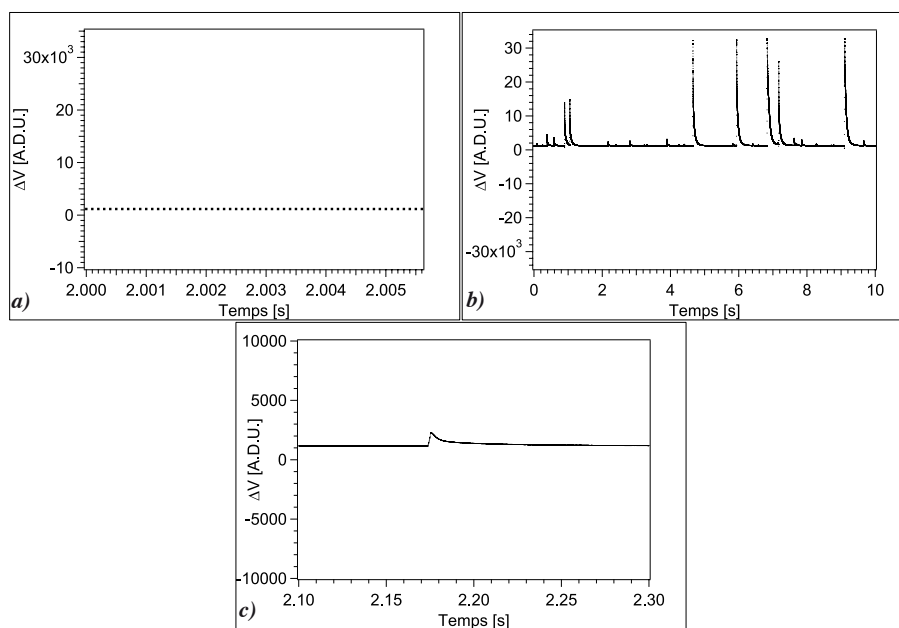


FIGURE 8.12 – Signal redressé et filtré par une moyenne glissante sur une demi-période sur **a)** 4 périodes ou 5,6 ms, **b)** 10 s et **c)** un événement. Film A du Bolo Ge/NbSi 203 à 45 mK, la fréquence de la porteuse est de 714 Hz pour une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz.

demi-période pour chaque période de la modulation.

#### 8.4.1.2 Moyenne glissante

Pour filtrer au deuxième ordre la modulation, après la démodulation une nouvelle moyenne glissante est utilisée sur une période de modulation.

### 8.4.2 Détermination des amplitudes athermique et thermique

Le filtrage des basses fréquences (dérive du cryostat, microphonie, queue des événement de très haute énergie. . .) est fait par ajustement de la ligne de base précédant l'événement par une droite. Il est discuté par la suite car il fait partie du même processus de détermination pour les amplitudes athermique et thermique.

Le processus de redressement et de correction de la ligne de base suit les étapes suivantes :

1. Ajustement linéaire de la ligne de base précédant l'événement,
2. Extrapolation de l'ajustement sur toute la fenêtre et soustraction de cette droite à l'événement,
3. Mise à zéro de la ligne de base par une moyenne sur la ligne de base précédant l'événement,
4. Moyennes sur la partie descendante du signal.

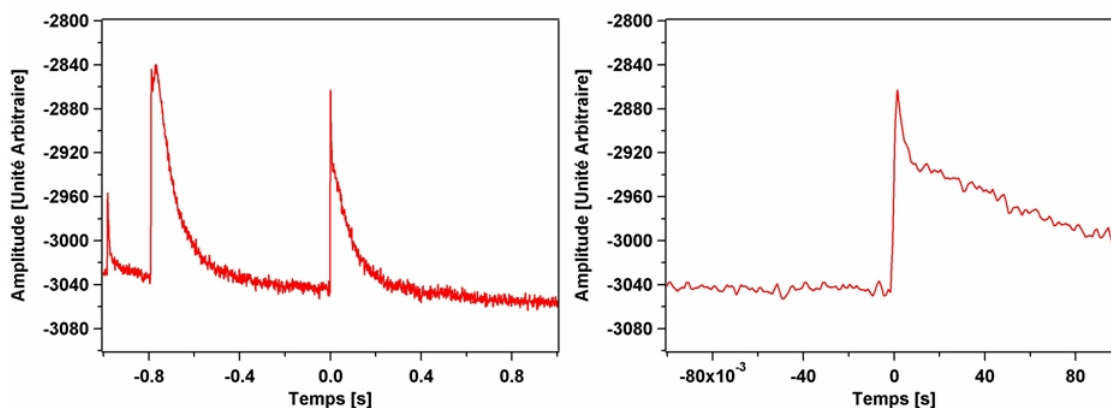


FIGURE 8.13 – Événement de 150 keV voie B du Bolo Ge/NbSi 213 au niveau du sol. L'événement est centré à  $t = 0$  à partir d'un trigger ionisation. La figure de gauche représente l'événement sur deux secondes, la figure de droite est un zoom entre  $-0,1$  et  $0,1$  s.

La figure 8.14 reproduit les étapes 1 et 2 du processus. La fenêtre de travail est un compromis entre une large fenêtre pour pouvoir extraire toute l'information nécessaire, c'est-à-dire pouvoir intégrer les deux parties du signal (athermique et thermique) et une

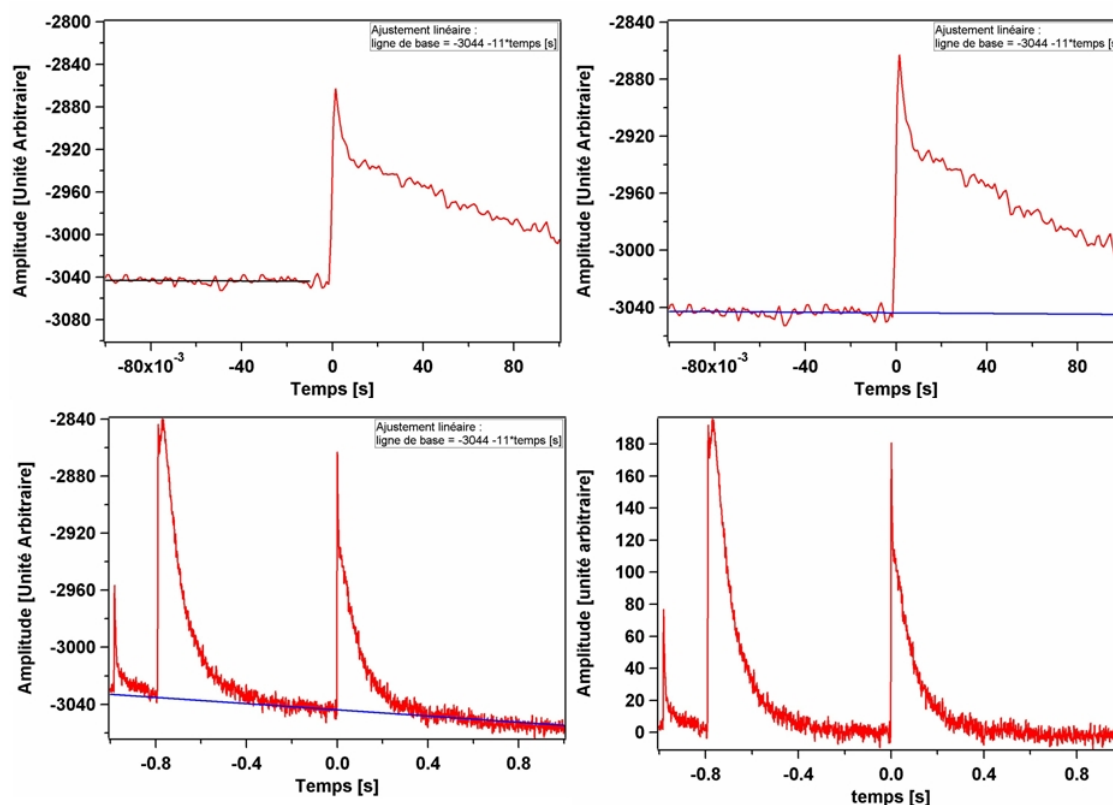


FIGURE 8.14 – L'événement est ajusté par une droite sur toute la ligne de base précédant l'événement (figure en haut à gauche). Cet ajustement est extrapolé sur toute la fenêtre de travail par une droite (figure en haut à droite et en bas à gauche) qui est soustraite à l'événement (figure en bas à droite).

fenêtre réduite pour rester au maximum dans l'approximation linéaire lors de l'extrapolation de l'ajustement.

La figure 8.15 reproduit les étapes 3 et 4 du processus de détermination des amplitudes. Ces deux étapes consistent à la mise à zéro de la ligne de base de l'événement et à la détermination proprement dite des amplitudes athermique et thermique en unité arbitraire.

L'intégration du signal athermique est décalée d'une période de la porteuse par rapport au trigger ionisation pour une double raison. La démodulation du signal agit comme un filtre passe-bas coupant tout sens physique au temps inférieur. Les charges lorsqu'elles arrivent dans le thermomètre-électrode chargent la capacité de la gate du transistor chaleur ce qui entraîne une variation de tension :

$$\Delta V = \frac{Q}{C_{parasite}} \quad (8.1)$$

qui vient s'ajouter au signal chaleur. Le temps typique de ce phénomène est de quelques centaines de micro-secondes. Cependant, du fait de la démodulation (chaque point est

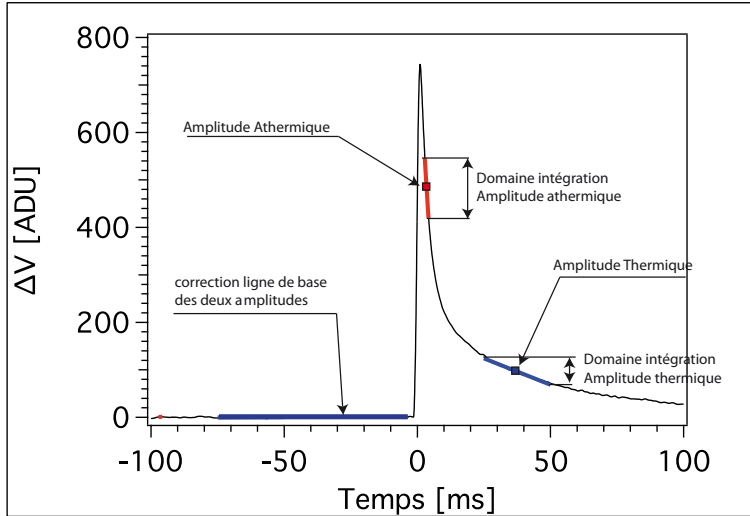


FIGURE 8.15 – La correction du zéro de la ligne de base se fait par une moyenne sur l'événement redressé sur une zone suffisamment proche de l'événement. Les amplitudes athermiques et thermiques sont ensuite déterminées par une moyenne sur le signal redressé et corrigé.

la moyenne sur la période précédant celui-ci) les effets de dérive des charges sont non négligeables pendant toute une période.

Pour déterminer les amplitudes athermique et thermique de la ligne de base, le processus utilisé est le même que ci-dessus avec les mêmes paramètres d'intégration (taille de la fenêtre, début des intégrations, zones d'intégration) mais décalé avant l'événement.

Les amplitudes sont alors exprimées en ADU (Amplitude Digital Unit). Pour avoir la correspondance entre ADU et l'énergie, il y a différentes possibilités et j'en évoque deux ici : soit l'utilisation du rapport Amplitude ionisation (exprimée en keV) sur l'amplitude chaleur (athermique ou thermique), soit l'utilisation du spectre chaleur avec isolation d'une raie d'énergie connue.

L'amplitude chaleur exprimée en ADU est reliée à la variation de tension par :

$$\Delta V = \frac{\text{Amplitude}[ADU] \times \text{Gamme de Tension}}{\text{Gamme Numérisation} \times \text{Gain de l'amplificateur}} \quad (8.2)$$

La numérisation se fait sur 2 octets, la gamme de numérisation est de  $2^{16}$  bit, la gamme de tension est de 20 V, le gain des amplificateur varie entre 10000 et 20000.

Comme l'énergie  $E_{part.}$  de l'événement est connue, nous mesurons la sensibilité du détecteur  $\Delta V(mesuré)/E_{part.}$  et la capacité calorifique du détecteur en connaissant la sensibilité électrique des films (voir chapitre 5).

### 8.4.3 Amplitude athermique comme estimateur de l'énergie

Les détecteurs de type Ge(NTD) n'ont qu'un signal thermique alors que les Ge/NbSi ont un signal athermique précédant le signal thermique. Le signal athermique devient négligeable par rapport au signal thermique après quelques dizaines de milliseconde. Durant ce temps, le signal thermique décroît également. Les détecteurs Ge/NbSi perdent donc sur le rapport signal sur bruit par rapport aux Ge/NTD qui permettent d'intégrer le signal dès le maximum. De plus, l'intégration aux temps plus longs revient à utiliser les



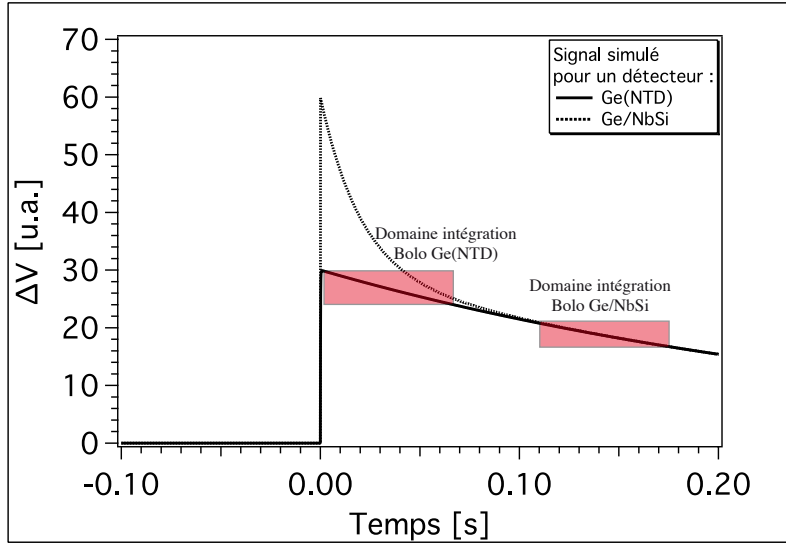


FIGURE 8.16 – Signaux chaleurs simulés pour deux détecteurs équipés soit d'un thermomètre de Ge(NTD), soit d'une couche mince thermométrique de NbSi sensible aux phonons athermiques.

parties basses fréquences du signal, pénalisées par la remontée en  $1/f$  des bruits propres des thermomètres. Ces raisons entraînent une perte de résolution en énergie.

Pour gagner sur le rapport signal sur bruit, nous utilisons le signal athermique, soit comme estimateur de l'énergie, soit pour corriger le signal thermique intégré le plus tôt possible.

#### 8.4.3.1 Signal thermique corrigé par le signal athermique comme estimateur de l'énergie

Cet estimateur n'est valable que pour les événements de volume. Nous avons un traitement en deux étapes, d'abord une estimation avec le signal thermique et un rejet des événements de surface, puis dans un second temps une estimation de l'énergie avec le signal athermique en utilisant soit le minimum du signal athermique entre les deux films, soit la moyenne entre les deux films.

Pour pouvoir gagner sur l'amplitude thermique, la solution adoptée est d'intégrer le signal thermique très près du signal athermique et de corriger par l'amplitude athermique maximum pondérée. Cette pondération est choisie de telle sorte que pour les événements d'une raie sélectionnée (par exemple 88 keV du  $^{109}\text{Cd}$ ), la dispersion de l'amplitude athermique corrigée soit minimale.

Concrètement l'estimateur de l'énergie est alors :

$$A_{Th}^* = A_{Th} - \eta \cdot A_{Ath}^{max} \quad (8.3)$$

#### 8.4.4 Calibration de la voie chaleur avec la voie ionisation

Nous calibrons les amplitudes de la voie chaleur déterminées précédemment, à partir de l'énergie ionisation calibrée préalablement avec une raie de la source de calibration.

Pour les événements de haute énergie qui sont considérés comme de volume, on calcule le rapport énergie mesurée par l'ionisation sur l'amplitude thermique. La figure 8.17 représente les amplitudes thermiques en fonction de l'énergie mesurée par la collecte des charges.

Le rapport  $E_{i\ ee}$  [keV]/Amplitude thermique [ADU] est ajusté avec une Gaussienne (figure 8.18), puis l'amplitude thermique est multipliée par le rapport moyen. Ce procédé permet d'obtenir une énergie dite "équivalente électron" et notée  $E_{ch\ ee}$ . Elle est déterminée de telle sorte que pour les événements bien collectés, le rendement de collecte des charges soit de 1 pour des particules incidentes comme des photons.

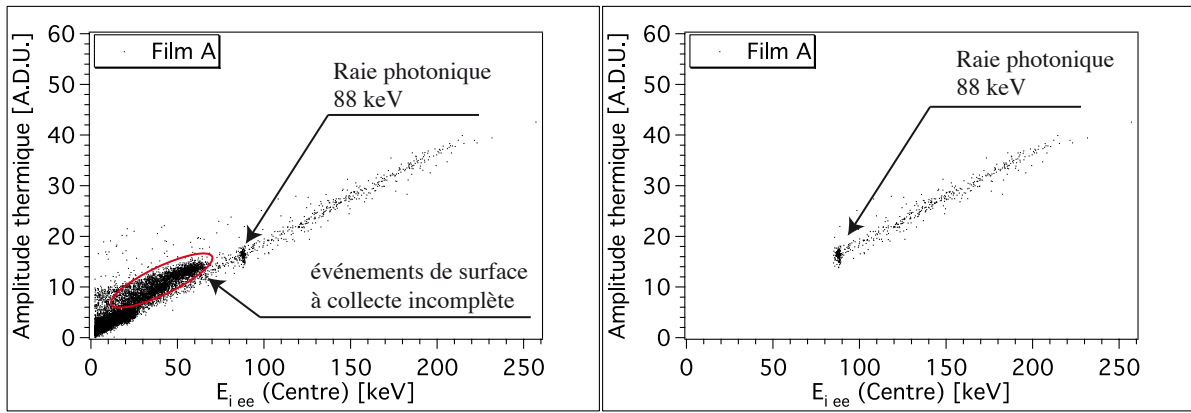


FIGURE 8.17 – Bolo Ge/NbSi 203 avec une source de  $^{109}\text{Cd}$  côté thermomètre A. Amplitude chaleur du thermomètre A en ADU en fonction de l'énergie ionisation. La calibration du signal chaleur par le signal ionisation utilise les événements dont l'énergie est supérieure à 85 keV. Ce choix permet de s'affranchir des événements à collecte incomplète tout en utilisant les événements à collecte complète le plus bas possible en énergie.

À partir de l'énergie chaleur équivalent électron ( $E_{ch\ ee}$ ), nous pouvons déterminer l'énergie de recul qui correspond à l'énergie déposée par la particule. Pour cela, il est nécessaire de corriger de l'effet Luke (voir chapitre 3) qui est l'énergie apportée par le travail du champ électrique de collecte sur les porteurs de charge. Cette énergie est proportionnelle au nombre de charges ( $E_{part}/\eta$ ) et à la tension de collecte ( $V$ ).

$$E_{recul} = \frac{E_{ch\ ee}(A) + E_{ch\ ee}(B)}{2} \left(1 + \frac{|V|}{\eta}\right) - \frac{|V|}{\eta} E_{i\ ee} \quad \text{Pour deux thermomètres}$$

$$E_{recul} = E_{ch\ ee} \left(1 + \frac{|V|}{\eta}\right) - \frac{|V|}{\eta} E_{i\ ee} \quad \text{Pour un thermomètre}$$

(8.4)

où  $\eta$  est l'énergie minimum de création de paire des photons, qui est de 3 eV dans le germanium.

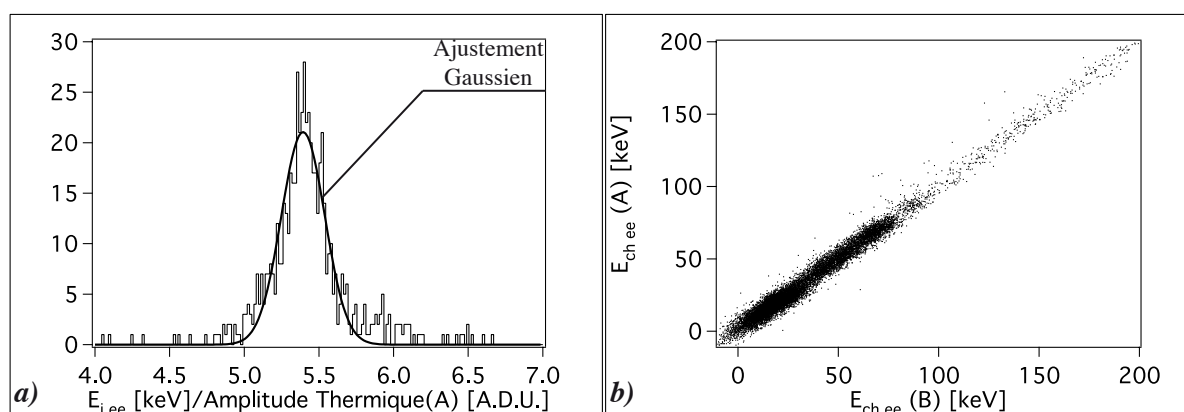


FIGURE 8.18 – **a)** Histogramme du rapport énergie ionisation sur l'amplitude thermique ( $E_{i\ ee}/\text{Amp}_{Th}(A)$ ) du film A du Bolo Ge/NbSi 203 exposé à une source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$ . **b)** énergie chaleur du thermomètre A en fonction de celle du thermomètre B.

Nous pouvons alors représenter les données du rendement d'ionisation ( $Q = E_{i\ ee}/E_{recul}$ ) en fonction de l'énergie de recul (figure 8.19).

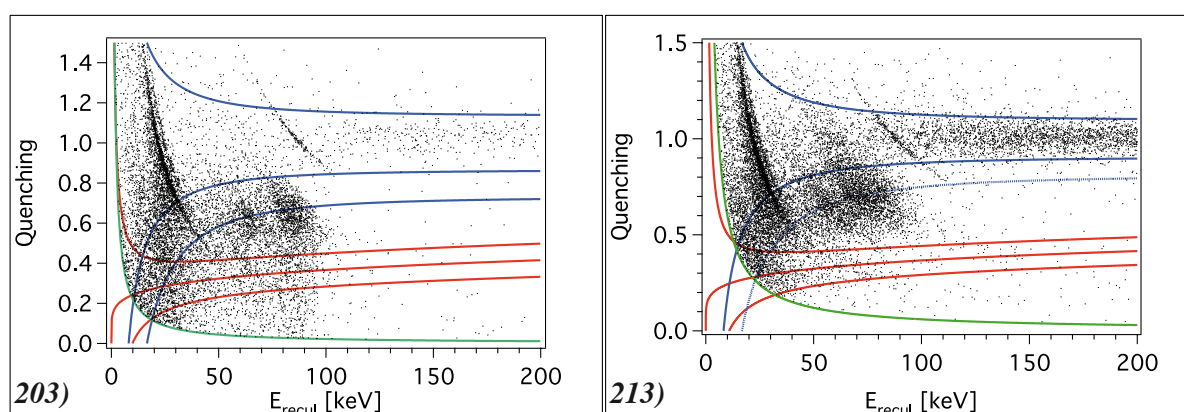


FIGURE 8.19 – Rendement d'ionisation  $Q$  en fonction de l'énergie de recul des Bolo Ge/NbSi 203 et 213.

Sur la figure 8.19, l'amplitude chaleur permettant de déterminer l'énergie  $E_{ch\ ee}$  est déterminée à partir de l'amplitude thermique pour le Bolo Ge/NbSi 203 et à partir de l'amplitude athermique corrigée pour le Bolo Ge/NbSi 213.

### 8.4.5 Vérification des estimateurs de l'énergie

La vérification de cet estimateur se fait par l'utilisation de deux sources d'étalonnage :

- une source de photons  $\gamma$  avec des raies déterminées,
- une source de neutron.

Un estimateur de l'énergie sera correcte si les barycentres de l'énergie de recul et du rendement d'ionisation de la ou des raies de photons sont à la bonne énergie et autour d'un rendement d'ionisation  $Q = 1$ , et si les neutrons sont bien dans la bande de recul nucléaire.

### 8.4.6 Détermination de la résolution en énergie

Nous déterminons la résolution en énergie chaleur de la ligne de base et de la raie d'une source de calibration.

La résolution de la ligne de base s'obtient en rééditant le processus de détermination de l'estimateur d'énergie sur des zones du signal où il n'y a pas d'événement.

Pour déterminer cette zone, nous faisons une sélection sur tous les événements entre 0 et 200 keV en énergie recul, dont la pente de l'ajustement par une droite de la ligne de base précédant l'événement n'est pas trop importante (en général de l'ordre de  $10^{-2}$ - $10^{-3}$ ) et qui ne soit pas saturé ou proche d'un événement saturé et sans empilement.

Alors nous sélectionnons les événements dont l'événement précédant est au-delà de deux fois l'intervalle temporel utilisé pour la détermination de l'énergie. À partir des amplitudes ainsi déterminées, nous obtenons la résolution chaleur ligne de base par un ajustement gaussien de l'histogramme des amplitudes. La résolution est alors la largeur à mi-hauteur.

Pour la détermination de la résolution chaleur de la raie d'une source de calibration, nous utilisons l'une des deux méthodes suivantes :

- Nous sélectionnons les événements de la raie à partir de l'ionisation. Puis nous ajustons par une gaussienne l'histogramme des amplitudes chaleur : la résolution est alors la largeur à mi-hauteur de l'ajustement.
- Si les raies sont bien identifiées sur le spectre en énergie déterminé à partir de la voie chaleur, nous ajustons par une gaussienne la raie sur ce spectre et déterminons la résolution chaleur.

Nous avons présenté jusqu'à présent la méthode de détermination des amplitudes athermique et thermique qui permet la mesure de l'énergie déposée par une particule. La partie athermique permet également l'identification des événements de surface. Celle-ci doit mener au rejet de ces derniers. Nous présentons en 8.5, les critères d'identification qui servent également comme critère de rejet. En 8.6, nous présentons la méthode de mesure du **taux d'événements de surface compatible avec un recul nucléaire<sup>a</sup> après rejet** par ces critères.

Le rejet des événements de surface induit une diminution du volume fiduciel sous les électrodes dont nous présentons en 8.7 les méthodes d'évaluation.

---

a. Par la suite nous noterons souvent taux d'événements de surface compatible avec un recul nucléaire : taux d'ESCRN

## 8.5 Les critères d'identification des événements de surface

Le principe de l'identification présentée au chapitre 6 est basé sur la comparaison de l'amplitude athermique des signaux de chacun des deux thermomètres. Nous présentons lors de ce paragraphe les différents rapports qui nous servent de critère de rejet. Chacun d'eux fait naturellement intervenir l'amplitude athermique, combinée soit avec l'amplitude athermique de l'autre thermomètre ( $\kappa_N$  et  $\kappa$ ), soit avec l'amplitude thermique d'un même thermomètre ( $\kappa_{Th}(A)$  et  $\kappa_{Th}(B)$ ).

Nous ne présenterons ici que le principe, les exemples concrets sont présentés lors des chapitres consacrés aux différentes générations de détecteurs (chapitres 9, 10, 11 et 12).

### 8.5.1 Rapport des amplitudes athermiques

#### 8.5.1.1 Rapport simple : $\kappa_N$

$\kappa_N$  est le rapport entre les amplitudes athermiques de chacun des deux films :

$$\kappa_N = \frac{Ath_A[ADU]}{Ath_B[ADU]} \quad (8.5)$$

où  $Ath_A$  et  $Ath_B$  est l'amplitude respective athermique du signal.

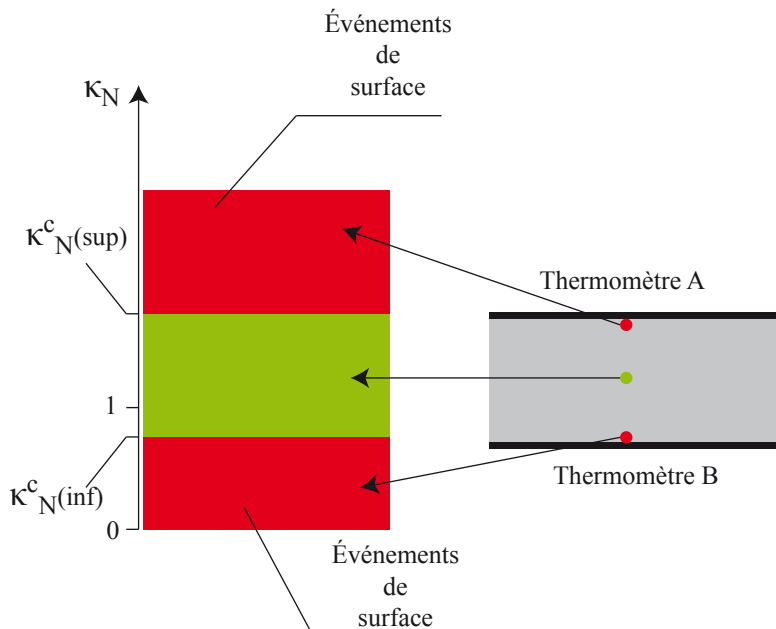


FIGURE 8.20 – Le rapport  $\kappa_N$  est le rapport des deux signaux athermiques.

Le schéma présenté sur la figure 8.20 présente le critère de rejet  $\kappa_N$ . Nous attendons trois populations, qui se schématisent, dans le cas de deux thermomètres identiques, par :

- Les événements proches du thermomètre A ont un rapport  $\kappa_N$  supérieur à 1,
- Les événements de volume ont un rapport  $\kappa_N$  de l'ordre de 1,

- Les événements proches du thermomètre B ont un rapport  $\kappa_N$  compris entre 0 et 1.

Nous définissons trois  $\kappa_N$  correspondant au :

- $\kappa_N$  moyen des événements de surface, noté  $\kappa_N^S$ ,
- $\kappa_N$  moyen des événements de volume, noté  $\kappa_N^V$ ,
- $\kappa_N$  au dessus duquel un événement est considéré comme étant de surface, noté  $\kappa_N^c$ .

### 8.5.1.2 Rapport des différences : $\kappa$

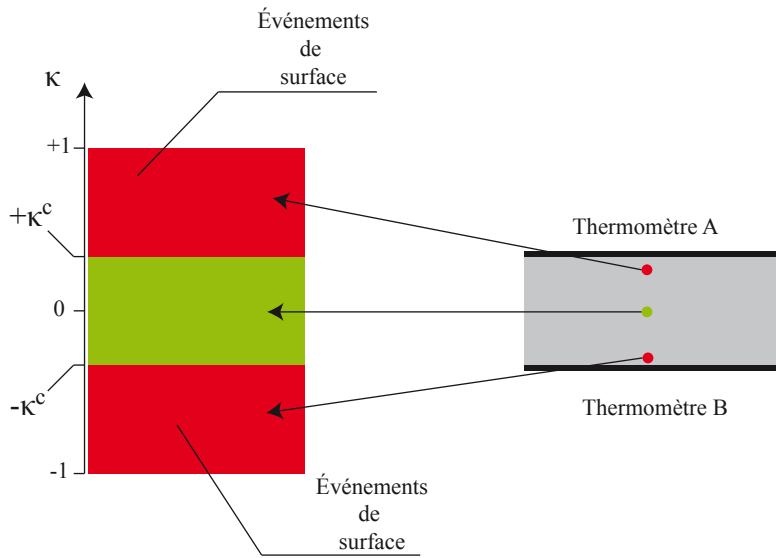


FIGURE 8.21 – Schéma d'un plot du paramètre  $\kappa$ . En abscisse seront représentés par la suite soit l'énergie ionisation, soit le rendement de collecte, soit l'énergie de recul.

Le paramètre  $\kappa$  est défini par :

$$\kappa = \frac{Ath_A - Ath_B}{Ath_A + Ath_B} \quad (8.6)$$

Ce rapport permet de symétriser les trois populations, dans le cas de deux thermomètres identiques :

- Les événements proches du thermomètre A ont un rapport  $\kappa \gtrsim 0$ ,
- Les événements de volume ont un  $\kappa \approx 0$ ,
- Les événements proches du thermomètre B ont un  $\kappa \lesssim 0$ .

Le schéma de la figure 8.21 présente graphiquement les trois populations attendues en fonction du rapport  $\kappa$ .

Un événement est identifié comme événement de surface si  $\kappa \notin [-\kappa^c; \kappa^c]$ . Comme pour  $\kappa_N$  nous définissons trois paramètres particuliers : deux sont les  $\kappa$  moyens des populations d'événements de surface et de volume, le troisième est le critère au delà duquel un événement est considéré comme étant de surface. Étant donnée la symétrie du critère  $\kappa$ , nous définissons  $\kappa_c$  par sa valeur absolue.

### 8.5.2 Rapport amplitude athermique sur thermique : $\kappa_{Th}$

Ce rapport est calculée pour chacun des deux thermomètres, c'est le quotient entre l'amplitude athermique et l'amplitude thermique, il est noté  $\kappa_{Th}$  :

$$\kappa_{Th} = \frac{Ath[ADU]}{Th[ADU]} \quad (8.7)$$

La figure 8.22 schématise la corrélation entre le rapport  $\kappa_{Th}$  et la position de l'impact. Si l'impact a lieu proche du thermomètre A alors le rapport  $\kappa_{Th}(A)$  présente un excès et  $\kappa_{Th}(B)$  un déficit par rapport aux événements de volume. La situation non représentée sur la figure 8.22 est évidemment exactement symétrique pour un événement près du film B.

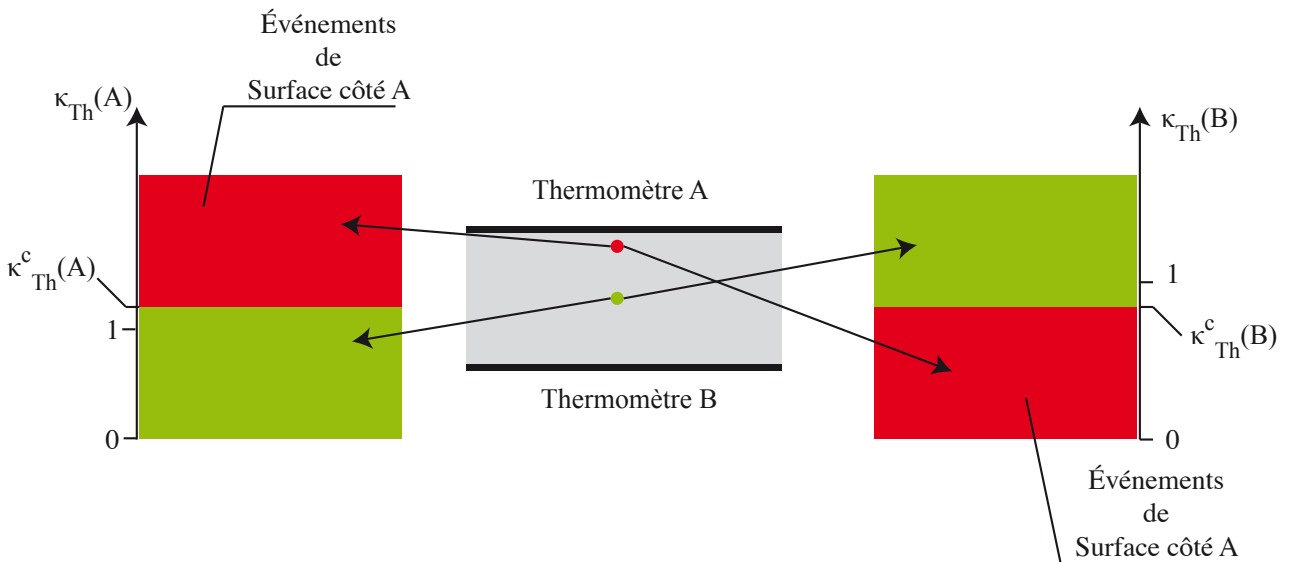


FIGURE 8.22 – Schéma illustrant le rapport  $\kappa_{Th}$  et la corrélation avec la position de l'impact.

Un événement sera considéré de surface près du film A si  $\kappa_{Th}(A) > \kappa_{Th}^c$  (excès) ou si  $\kappa_{Th}(B) < \kappa_{Th}^c$  (déficit). Et de même symétriquement pour un événement près du film B.

### 8.5.3 Rapport amplitude athermique sur amplitude ionisation : $\kappa_{ion}$

Ce rapport, déterminé pour chacun des thermomètres, est le rapport de l'amplitude athermique d'un thermomètre sur l'énergie d'ionisation :

$$\kappa_{ion}(film) = \frac{Amp_{Ath}}{E_{i\ ee}} \quad (8.8)$$

Ce rapport n'est pas utilisable comme paramètre de rejet des événements de surface. Pour les événements de surface à collecte incomplète de charges, l'énergie d'ionisation,

qui est proportionnelle au nombre de charges collectées, est inférieure à celle déterminée pour un événement de même énergie à collecte complète. De même, en prenant un photon et un neutron de même énergie de recul, l'énergie d'ionisation du premier est environ trois fois supérieure à l'énergie d'ionisation du second.

Faire une coupure sur le rapport  $\kappa_{ion}$  reviendrait donc non pas à rejeter uniquement les événements de surface mais également les neutrons et les WIMPs.

Ce rapport est néanmoins très utile pour étudier le comportement des détecteurs avec les événements provenant d'un même type de particule (électrons, photons / neutrons, WIMPs) à collecte complète de volume et de surface.

Nous avons défini les trois rapports utilisés pour identifier et rejeter les événements de surface, qui sont :

- $\kappa_N$
- $\kappa$
- $\kappa_{Th}(A)$  et  $\kappa_{Th}(B)$

Leur utilisation dépend du nombre de films utilisables. Pour le prototype étudié dans le cas idéal d'un détecteur ayant deux thermomètres avec des caractéristiques proches, nous utilisons, pour le rejet, le rapport  $\kappa$  qui intègre l'excès mais également le défaut de signal sur le thermomètre opposé. Il est graphiquement symétrique.

## 8.6 Quantification du rejet des événements de surface

À partir de la connaissance du fond radioactif des expériences, nous déterminons un taux  $\eta$  de particules par kilogramme jour susceptibles de donner des événements de surface. Pour une exposition totale ( $\Phi$ ), nous définissons le nombre d'événements de surface ( $N_s$ ) par :

$$N_s = \Phi \times \eta \quad (8.9)$$

Notons que cette définition du taux d'ESCRN après rejet est l'inverse de la notion qualitative de pouvoir de rejet ou de capacité de rejet. Dans l'exposé, nous utilisons ces termes indifféremment étant entendu que le paramètre utilisé est d'autant plus petit que le détecteur est plus performant.

Pour un fond radioactif donné, le taux d'ESCRN après rejet  $\tau_{rejet}$  est défini à partir des événements de surface à collecte incomplète de charges compatibles avec un recul nucléaire  $N_{rn}$  :

$$N_s \cdot \tau_{rejet} = N_{rn} \quad (8.10)$$

Pour atteindre une section efficace d'interaction entre les WIMPs et les nucléons de l'ordre de  $2 \times 10^{-8} \text{ pb}$  pour une masse du WIMPs de  $100 \text{ GeV}/c^2$ , l'expérience EDELWEISS II devra atteindre une exposition de  $\Phi \approx 1200 \text{ kg} \cdot \text{jour}$  d'exposition



sans événement dans la bande de recul nucléaire.

Le fond radioactif est de l'ordre de  $\eta = 2 \beta/kg/jour$  (chapitre 3), soit un nombre attendu d'événements de surface dû aux  $\beta$  de l'ordre de  $N_s \approx 2000$  événements.

Pour atteindre l'objectif d'EDELWEISS II, les détecteurs devront avoir, au minimum, une capacité de rejet des événements de surface de l'ordre de **un pour mille pour une énergie de recul comprise entre 30 et 200 keV**.

Expérimentalement, pour simuler le fond radioactif induisant des événements de surface, on utilise des sources émettrices de particules faiblement pénétrantes, comme des photons entre 10 et 30 keV, ou des électrons entre 30 et 100 keV. La population  $N_s$  des événements de surface est alors constituée par ces électrons et/ou ces photons.

Nous avons vu au chapitre 4 que les détecteurs utilisent souvent une combinaison de technologies : une dite passive qui vise à améliorer la collecte des charges et l'autre dite active qui vise à rejeter le volume sous les électrodes. Chacune de ces deux techniques contribue au rejet des événements de surface à collecte incomplète. Nous appelons le rejet associé à chaque technique respectivement rejet passif et rejet actif.

Le taux d'ESCRN après rejet est une combinaison du taux d'ESCRN après rejet actif  $\tau_{actif}$  et taux d'ESCRN après rejet passif  $\tau_{passif}$  qui dépend des mécanismes à l'origine des événements à collecte incomplète de charges. Dans les cas les plus simples, nous verrons qu'on peut supposer que :

$$\tau_{rejet} = \tau_{passif} \times \tau_{actif} \quad (8.11)$$

Pour exprimer les taux d'ESCRN après rejet à partir des populations d'événements de surface, nous considérons les populations suivantes :

1. La part de la population d'événements de surface compatible avec des reculs nucléaires avant rejet actif :  $N_{rn}^{passif}$
2. La part de la population d'événements de surface après rejet actif :  $N_s^{Actif}$ .

### 8.6.1 Le rejet passif

Le taux d'ESCRN après rejet passif est le rapport entre le nombre d'événements de la bande de recul nucléaire ( $N_{rn}^{passif}$ ) sur le nombre total d'événements de surface ( $N_s$ ) :

$$\tau_{passif} = \frac{N_{rn}^{passif}}{N_s} \quad (8.12)$$

Le rejet passif sera présenté aux chapitres 9 et 12 au travers de la comparaison entre les Bolo Ge/NbSi 203 et 213, où le dernier est équipé de sous-couches de germanium amorphe.

### 8.6.2 Le rejet actif : $\tau_{actif}$

Le taux d'ESCRN après rejet actif est le rapport du nombre d'événements de surface avant et après rejet actif :

$$\tau_{actif} = \frac{N_s^{actif}}{N_s} \quad (8.13)$$

### 8.6.3 Retour sur la relation entre $\tau_{rejet}$ , $\tau_{actif}$ et $\tau_{passif}$

Le taux d'ESCRN après rejet est défini en fonction de  $\tau_{actif}$  et  $\tau_{passif}$  par l'expression (8.11). Or cette relation n'est valable que dans l'hypothèse où le rejet est aussi efficace pour l'ensemble de la population des événements de surface que pour ceux compatibles avec un recul nucléaire.

$$\text{Hypothèse : } \frac{N_s^{actif}}{N_s} = \frac{N_{rn}}{N_{rn}^{passif}} \quad (8.14)$$

En intégrant cette hypothèse dans l'équation (8.10) on obtient :

$$\boxed{\tau_{rejet} = \frac{N_{rn}}{N_s}} \quad (8.15)$$

Introduisons  $N_{rn}^{passif}$  dans (8.10) :

$$\tau_{rejet} = \frac{N_{rn}}{N_{rn}^{passif}} \frac{N_{rn}^{passif}}{N_s} \quad (8.16)$$

En considérant l'hypothèse 8.14, l'équation précédente devient alors :

$$\tau_{rejet} = \frac{N_s^{actif}}{N_s} \frac{N_{rn}^{passif}}{N_s} \quad (8.17)$$

D'après les définitions de  $\tau_{actif}$  et  $\tau_{passif}$ , (8.17) et (8.11) sont identiques.

Expérimentalement, nous pouvons mesurer toutes les populations. Nous pouvons ainsi déterminer le taux d'ESCRN après rejet de deux manières différentes et vérifier la cohérence entre les mesures, ou encore vérifier la pertinence de l'hypothèse.

### 8.6.4 $\tau_{actif}$ et $\tau_{passif}$ en fonction des objectifs de la R& D et des buts physiques

L'objectif physique de l'expérience EDELWEISS II implique un taux d'ESCRN après rejet entre la population des événements de surface et les événements dans la bande de recul nucléaire de l'ordre de  $10^{-3}$ . La figure 8.23 présente le pouvoir de rejet actif en fonction du pouvoir de rejet passif calculé à partir de l'équation (8.11), pour  $\tau_{rejet} = 10^{-3}$ .

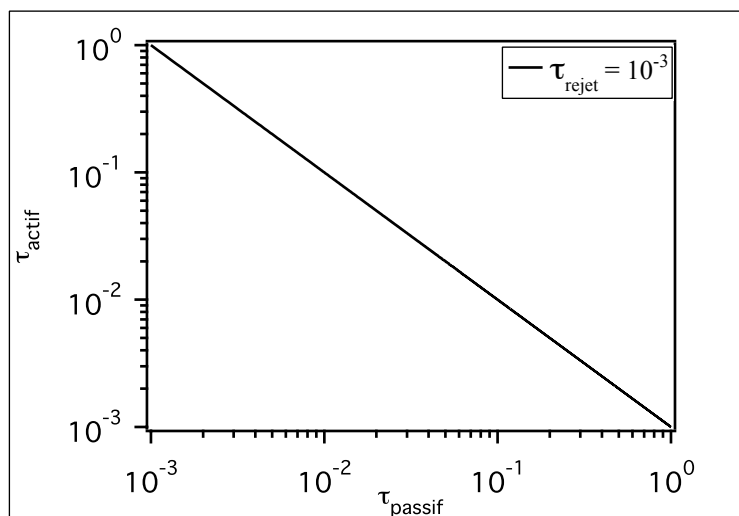


FIGURE 8.23 –  $\tau_{actif}$  en fonction de  $\tau_{passif}$  pour un  $\tau_{rejet}$  de  $10^{-3}$ .

### 8.6.5 Remarque sur la détermination expérimentale des populations

La source utilisée est du  $^{109}\text{Cd}$  (tableau 8.1), qui possède trois raies d'électrons de conversion à 62, 84 et 87 keV. La figure 8.24 présente le spectre en énergie d'ionisation de cette source mesurée par le Bolo Ge/NbSi 203, où nous remarquons que les raies électroniques ont de larges distributions dont la moyenne est inférieure à leur énergie.

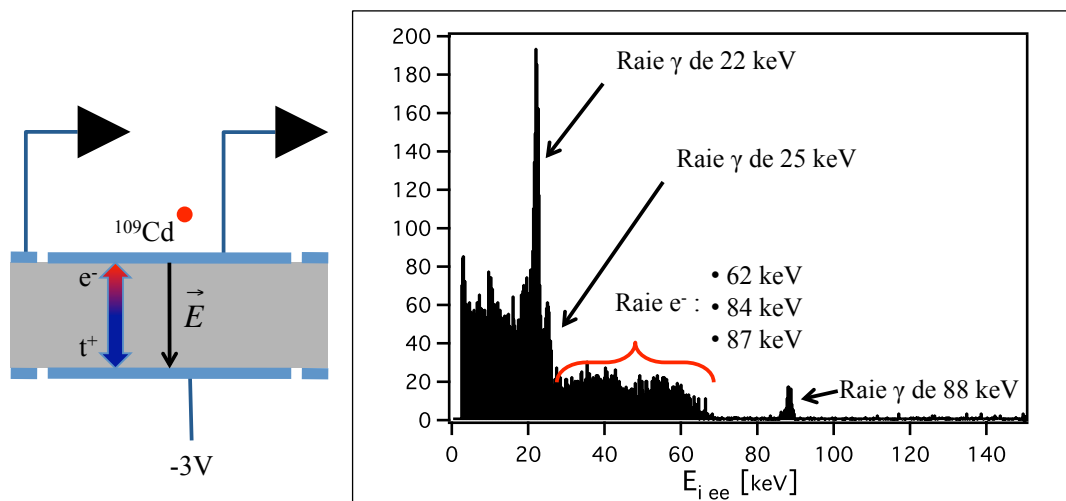


FIGURE 8.24 – a) Schéma du détecteur et de la position de la source. La tension appliquée est de  $-3\text{V}$ , les trous sont collectés pour mesurer la charge. b) Spectre en énergie de la source de  $^{109}\text{Cd}$  mesurée par la collecte des charges. Les raies électroniques de 62 et 84 keV ne sont pas collectées correctement contrairement aux raies photoniques de 22, 25 et 88 keV. On utilise cette dernière pour la calibration.

Une des difficultés est de déterminer précisément la population des événements de surface. Pour évaluer l'erreur systématique due à la détermination de cette population,

TABLE 8.1 – Longueurs d'absorption des raies photoniques et longueurs typiques du dépôt de 90 % de l'énergie des électrons, énergies et intensités relatives des photons et électrons de conversion émis par une source de  $^{109}\text{Cd}$ .

	énergie [keV]	longueurs [ $\mu\text{m}$ ]	I [%]
photons	22	60	85,7
	25	80	16,3
	88	2,5 mm	3,7
électrons	62	10	41,7
	84	15	44
	87,5	18	10,5

nous utilisons deux méthodes de dénombrement de cette population.

La première méthode se fait graphiquement à partir des Q-plot. Nous attendons les électrons à des énergies de recul comprises entre environ 50 et 120 keV pour des rendements de collecte entre 0 et 1,5. Nous réalisons une coupure sur les énergies d'ionisation supérieures à 85 keV pour s'affranchir de la raie X de 88 keV et inférieures à 27 keV pour les raies des X de 22 et 25 keV dans la bande de recul électronique (voir figure 12.2). Cette méthode tend à surestimer  $N$  car elle inclue des événements du fond radioactif. Elle sera pénalisante avec des sources de faible activité.

La deuxième méthode consiste à dénombrer le nombre d'événements de la raie de 88 keV sélectionnée à partir de l'ionisation ( $88 \text{ keV} \pm$  résolution en énergie). La population électronique est alors le produit du nombre d'événement de la raie par le rapport d'intensité entre les raies électronique et photonique du  $^{109}\text{Cd}$ .

$$N_{\beta}(62\text{keV}, 84\text{keV}, 87\text{keV}) = \frac{I_{\beta}}{I_{\gamma}} \times N_{88\text{keV}}^{\gamma} \quad (8.18)$$

$$= 27 \cdot N_{88\text{keV}}^{\gamma} \quad (8.19)$$

Le calcul numérique de  $I_{\beta}$  est la somme des intensités individuelles des trois raies électroniques et  $I_{\gamma}$  est l'intensité du pic de 88 keV. Les intensités sont données dans le tableau 8.1. Cette méthode à priori plus fiable est souvent pénalisée par les faibles statistiques dans les expériences étudiées.

### 8.6.6 Propagation des erreurs

Les expériences d'étude du pouvoir de rejet des événements de surface ont des expositions différentes, avec une même source dont l'activité décroît au cours du temps. Ces différences de populations impliquent une différence sur la précision de notre mesure du taux d'ESCRN après rejet.

De manière générale, nous exprimons le taux d'ESCRN après rejet global, passif ou actif à partir du rapport des deux populations  $N_1$  et  $N_2$  où  $N_1 < N_2$ . Par exemple  $N_2$  est le nombre total d'événements de surface et  $N_1$  est le nombre de ces événements de

surface dans la bande de recul nucléaire.

$$\tau = \frac{N_1}{N_2} \quad (8.20)$$

L'évaluation des populations  $N_1$  et  $N_2$  a deux types d'erreur :

1. une erreur systématique sur la population  $N_2$  discutée lors de la partie 8.6.5,
2. une erreur statistique, en considérant que les répartitions des populations suivent une distribution Poissonnienne de paramètres  $N_1$  et  $N_2$ .

L'erreur sur l'estimation de  $\tau$  est alors la somme de ces deux incertitudes.

### 8.6.6.1 L'erreur systématique

L'erreur systématique sur  $N_2$  engendre que l'incertitude  $\Delta_\tau^S$  vaut :

$$\Delta_\tau^S = \frac{\tau(N_2 + \Delta_S(N_2)) - \tau(N_2 - \Delta_S(N_2))}{2} \quad (8.21)$$

où  $\Delta_S(N_2)$  est l'erreur systématique estimée par la double mesure de la population.

Dans le cas où  $\tau$  est de la forme (8.20),  $\Delta_\tau^S$  s'exprime alors en fonction de  $N_2$  et  $N_1$  :

$$\Delta_\tau^S = \frac{N_1}{N_2} \frac{1}{2} \left( \frac{1}{1 - \Delta_S(N_2)} - \frac{1}{1 + \Delta_S(N_2)} \right) = \frac{N_1}{N_2} \times \left( \frac{\Delta_S(N_2)}{1 - \Delta_S(N_2)^2} \right) \quad (8.22)$$

### 8.6.6.2 L'erreur statistique

Nous utilisons la méthode des différentielles totales exactes. Dans le cas de deux variables aléatoires indépendantes, la variance de la fonction est la somme des variances pondérées par le carré de la dérivée de  $\tau$  en fonction de chaque variable aléatoire :

$$\sigma_\tau^2 = \left( \frac{\partial \tau}{\partial N_1} \right)^2 \sigma_{N_1}^2 + \left( \frac{\partial \tau}{\partial N_2} \right)^2 \sigma_{N_2}^2 \quad (8.23)$$

En intégrant l'expression de  $\tau$  (8.20) dans l'expression de  $d\tau$  (8.23) il vient :

$$\sigma_\tau = \sqrt{\left( \frac{1}{N_2} \right)^2 \sigma_{N_1}^2 + \frac{N_1}{N_2^2} \sigma_{N_2}^2} \quad (8.24)$$

Si nous intégrons de plus l'hypothèse d'une distribution Poissonnienne alors :

$$\sigma_{N_1} = \sqrt{N_1} \quad (8.25)$$

$$\sigma_{N_2} = \sqrt{N_2} \quad (8.26)$$

L'écart-type sur la détermination du taux d'ESCRN après rejet est alors donné par :

$$\sigma_\tau = \sqrt{\frac{N_1}{N_2^2} \left( 1 + \frac{N_1}{N_2} \right)} \quad (8.27)$$

Par la suite, nous noterons  $\sigma_\tau : \Delta_\tau^A$

### 8.6.6.3 Incertitude totale sur $\tau$

L'incertitude totale sur  $\tau$  est alors composée des deux contributions :

$$\Delta_\tau^A = \sqrt{\frac{N_1}{N_2^2} \left(1 + \frac{N_1}{N_2}\right)} \quad (8.28)$$

$$\Delta_\tau^S = \frac{N_1}{N_2} \times \left(\frac{\Delta_S(N_2)}{1 - \Delta_S(N_2)^2}\right) \quad (8.29)$$

Et nous exprimerons  $\tau$  comme :

$$(\tau \pm \Delta_\tau^A \pm \Delta_\tau^S) \quad (8.30)$$

Nous avons présenté la méthode de mesure du pouvoir de rejet des détecteurs ainsi que la manière dont se répercutent les erreurs d'estimation des populations. Un exemple de l'estimation des erreurs sur les populations et de leurs reports sur l'erreur sur le taux d'ESCRN après rejet est donné lors de la comparaison du rejet passif (chapitre 12).

## 8.7 Volume fiduciel

Le rejet des événements de surface sous les électrodes, comme le rejet des événements ayant lieu près des surfaces latérales, par les électrodes de garde, induit une réduction du volume fiduciel. Afin de mesurer la perte de volume engendrée par les rejets, nous utilisons principalement trois méthodes.

### 8.7.1 Détermination du volume fiduciel avec une source de photons

Pour déterminer la perte en volume avec une raie photonique, nous faisons l'hypothèse que le rapport entre le nombre d'événements dans la raie après et avant rejet est lié au taux de photons absorbés par les matériaux composant le détecteur sur la profondeur rejetée.

Nous plaçons alors une source de calibration en face de chaque thermomètre, nous isolons les événements de la raie photonique et nous les dénombrons avant et après rejet. Nous comparons alors le taux d'événements rejetés au taux d'absorption des photons de l'énergie considérée en fonction de la profondeur de pénétration dans le matériau de l'absorbeur.

## 8.7.1.1 Source collimatée à la normale du thermomètre

Le schéma de la figure 8.25 illustre le cas d'une source ponctuelle de  $^{109}\text{Cd}$  collimatée et placée au-dessus d'une des électrodes du détecteur. La raie d'étalonnage est celle de 88 keV. La profondeur de pénétration est reliée au taux d'événements rejetés par :

$$1 - \frac{N_{raie}(\text{après rejet})}{N_{raie}(\text{avant rejet})} = \int_0^{e^\perp} \frac{1}{\lambda_\gamma} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_\gamma}\right) dx \quad (8.31)$$

$$= 1 - \exp\left(-\frac{e^\perp}{\lambda_\gamma}\right)$$

où  $\lambda_\gamma$  est la longueur de pénétration des photons de la raie considérée (voir le tableau 8.2).

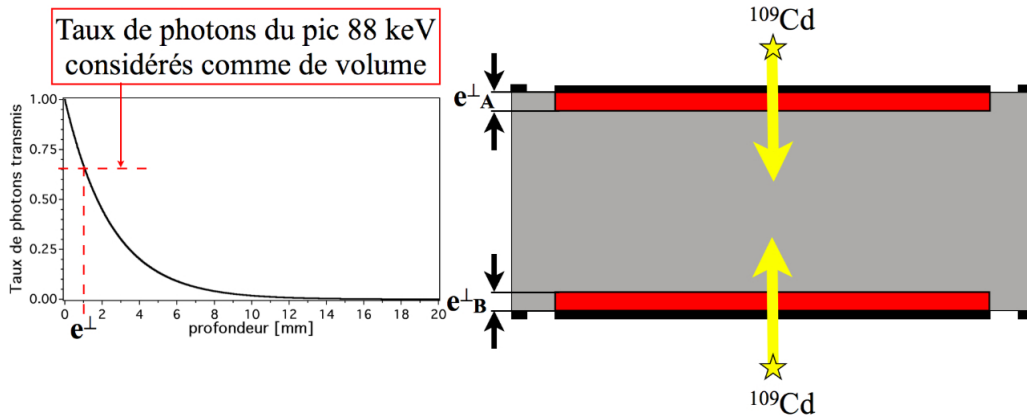


FIGURE 8.25 – a) Taux de photon transmis en fonction de la profondeur de germanium pour la raie de 88 keV du  $^{109}\text{Cd}$ . b) Schéma du dispositif expérimental. Nous présentons ici le rejet attendu pour une distance d'un millimètre sous les électrodes.

TABLE 8.2 – Les longueurs sont calculées pour le germanium, dont la masse volumique est de  $5,32 \text{ g/cm}^3$ , à partir de la formule de Bethe tabulée sur <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.

énergie [keV]	$\lambda_\gamma$ [cm <sup>2</sup> /g]	$\lambda_\gamma$ [mm]
22	32,5	0,06
25	22,9	0,08
59,5	2,07	0,9
88	0,75	2,5
122	0,363	5,2
136	0,295	6,4
356	0,1	18,8

L'épaisseur du volume rejeté ( $e^\perp$ ) est alors directement calculée à partir du taux de photons transmis au cours du temps tel que :

$$e^\perp = -\ln\left(\frac{N_{raie}(\text{après rejet})}{N_{raie}(\text{avant rejet})}\right) \times \lambda_\gamma \quad (8.32)$$

## 8.7.1.2 Source non collimatée à la normale du thermomètre

Lorsque la source n'est pas collimatée, nous devons prendre en compte l'angle solide d'exposition du détecteur. La figure 8.26 présente schématiquement le dispositif expérimental, la source n'est pas collimatée et arrose donc l'ensemble de la surface du détecteur avec une prédilection pour le centre.

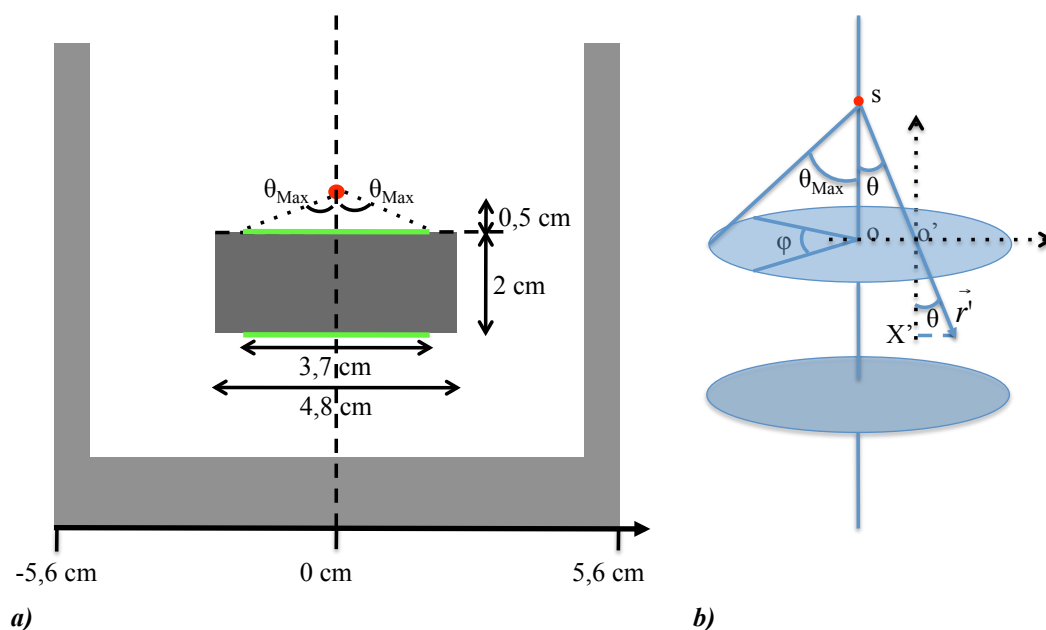


FIGURE 8.26 – Schéma du dispositif expérimental : la source est collée sur une vis du support du détecteur qui permet de placer la source face au centre du film.

Le long d'un axe faisant un angle  $\theta$ , la probabilité d'absorption après une longueur  $X$  est donnée par :

$$\begin{aligned}
 p_X &= \frac{X'}{\cos(\theta)} \int_0^{\frac{X'}{\cos(\theta)}} \frac{1}{\lambda_\gamma \cos(\theta)} \exp\left(-\frac{x'}{\lambda_\gamma \cos(\theta)}\right) dx' \\
 &= 1 - \exp\left(-\frac{X'}{\lambda_\gamma \cos^2(\theta)}\right)
 \end{aligned} \tag{8.33}$$



Nous intégrons ensuite sur l'angle solide correspondant au film thermomètre :

$$\begin{aligned}
 1 - \frac{N_{\text{raie}}(\text{après rejet})}{N_{\text{raie}}(\text{avant rejet})} &= \frac{1}{2\pi \times \omega_{\text{norm.}}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\text{Max}}} \left( 1 - \exp\left(-\frac{X}{\lambda_\gamma \cos^2(\theta)}\right) \right) \sin(\theta) d\varphi d\theta \\
 &= 1 - \frac{1}{\omega_{\text{norm.}}} \int_0^{\theta_{\text{Max}}} \exp\left(-\frac{X}{\lambda_\gamma \cos^2(\theta)}\right) \sin(\theta) d\theta
 \end{aligned} \tag{8.34}$$

où  $\omega_{\text{norm.}} = \int_0^{\theta_{\text{Max}}} \sin(\theta) d\theta$  et vaut 0,93.

$$\frac{N_{\text{raie}}(\text{après rejet})}{N_{\text{raie}}(\text{avant rejet})} \times 100 = \left( \frac{1}{0,93} \int_0^{\theta_{\text{Max}}} \exp\left(-\frac{X}{\lambda_\gamma \cos^2(\theta)}\right) \sin(\theta) d\theta \right) \times 100 \tag{8.35}$$

Nous résolvons numériquement cette intégrale et la figure 8.27 présente l'absorption des photons dans le détecteur dans le cas où la source ponctuelle est à l'infini et dans les conditions expérimentales.

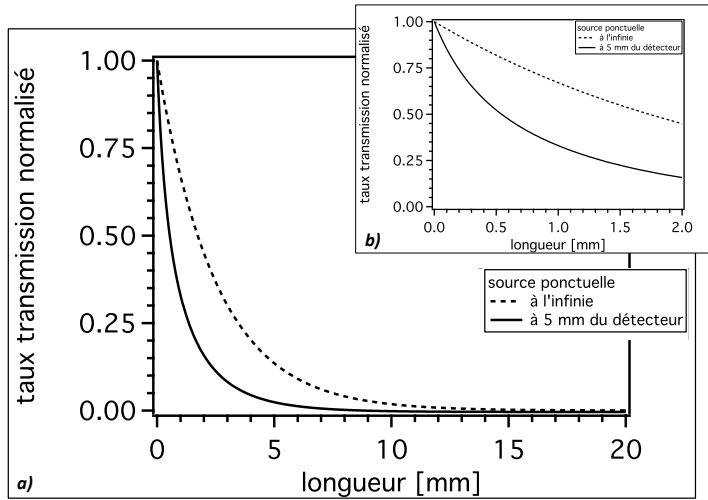


FIGURE 8.27 – Taux de photons de 88 keV transmis en fonction de la distance parcourue dans le germanium, dans le cas d'une source ponctuelle placée à l'infini et à 0,5 cm de la surface du film. Les dimensions sont données par la figure 8.26.

À partir de ce volume rejeté, nous définissons le volume fiduciel ( $V_f$ ) en fonction du volume total ( $V_T$ ) par :

$$V_f = \frac{X_A + X_B}{\text{hauteur de l'absorbeur}} \times V_T \tag{8.36}$$

où  $X_A$  et  $X_B$  sont les épaisseurs des volumes rejetés en plaçant respectivement la source du côté du thermomètre A et du thermomètre B.

### 8.7.1.3 Utilisation des événements de “volume”

Nous appelons événements de volume, ceux dont l'énergie est comprise entre 100 et 200 keV. Nous faisons l'hypothèse que ces événements sont répartis de manière homogène

dans tout le détecteur. Cette hypothèse est motivée par le fait que les événements de cette gamme d'énergie sont le plus souvent des événements Compton de plus haute énergie qui ont des longueurs de pénétration importantes par rapport aux dimensions du détecteur. La part du volume fiduciel perdu sous les électrodes est alors identifiée à la proportion des événements de volume rejetés à partir des critères de rejet.

### 8.7.2 Détermination du volume fiduciel avec une source de neutrons

Une seconde technique pour déterminer ce volume fiduciel  $V_{es}$  consiste à utiliser une source de neutrons qui donne une répartition homogène des événements dans le détecteur. Le taux d'événements neutrons rejetés correspond à la perte du volume fiduciel sous les deux électrodes soit :

$$V_{es} = (1 - \text{taux d'événements neutrons rejetés}) \cdot V_{absorbeur} \quad (8.37)$$

Cette technique est la plus fiable pour calibrer le volume fiduciel, car les neutrons interagissent de manière très homogène dans tout le détecteur et leur signature est la même que celles des WIMPs.

Plus nous rejetons d'événements, plus lourd est le tribut à payer en terme de volume fiduciel rejeté. Nous aurons à l'esprit ce compromis entre efficacité du rejet des événements de surface et réduction du volume fiduciel. **Un rejet d'événement de surface n'a de sens que par rapport à un volume fiduciel donné. Nous aurons comme objectif pour les détecteurs d'EDELWEISS II, un rejet de l'ordre de  $10^{-3}$  pour un volume fiduciel supérieur à 50 % du volume total.**

Nous avons discuté la manière de déterminer les amplitudes thermique et athermique pour la détermination de l'énergie et les critères de rejet. Ce rejet des événements de surface est mesuré par le taux d'ESCRN après rejet, qui est le produit du taux d'ESCRN après rejet actif induit par la sensibilité aux phonons athermiques, par le taux d'ESCRN après rejet passif, qui est la capacité du détecteur à collecter complètement les charges.

Ces paramètres (taux d'ESCRN après rejet) permettent de mesurer les performances des détecteurs en terme de rejet des événements de surface. Nous voulons aussi interpréter ces résultats à partir d'une compréhension plus fine du détecteur, pour cela nous devons mesurer les paramètres intrinsèques du détecteur comme sa capacité calorifique, les temps de relaxation  $\tau_{e-ph}$  et  $\tau_{ft}$  et le taux des phonons athermiques absorbés par les films NbSi.

## 8.8 Calcul de $\tau_{ft}$ , $\tau_{e-ph}$ , $\varepsilon$ et $C_e$ .

La modélisation présentée au chapitre 6 montre que la partie descendante d'un événement chaleur est décrite par une fonction double exponentielle :

$$\Delta T = a_{ft} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ft}}\right) + a_{e-ph} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{e-ph}}\right) \quad (8.38)$$

où  $\tau_{ft}$  est le temps de relaxation du détecteur,  $\tau_{e-ph}$  est le temps de relaxation électron-phonon,  $a_{ft}$  et  $a_{e-ph}$  sont les amplitudes et dépendent de l'énergie incidente :

$$a_{ft} + a_{e-ph} = \frac{\varepsilon \cdot E_{totale}}{C_e} \quad (8.39)$$

$$a_{ft} = \frac{E_{totale}}{2 \cdot C_e + C_a} \quad (8.40)$$

où  $C_e$  et  $C_a$  la chaleur spécifique respectivement d'un film et de l'absorbeur,  $E_{part.}$  est l'énergie de la particule et  $\varepsilon$  est le taux de phonons athermiques absorbés par un film,  $E_{Totale}$  est la somme de l'énergie de la particule  $E_{part.}$  et de l'effet Luke qui est proportionnelle à l'énergie de la particule ( $|V_{diode}|/\eta E_{part.}$ ).

$$E_{Totale} = \left(1 + \frac{|V_{diode}|}{\eta}\right) E_{part.} \quad (8.41)$$

où  $\eta$  est l'énergie de formation de paires électron-trou, qui vaut 3 eV pour un recul électronique et environ 9 eV pour un recul nucléaire.

En ajustant un événement moyen d'énergie connue (sélectionné à partir de l'ionisation) par une fonction double exponentielle, **nous mesurons directement les temps de relaxation électron-phonon  $\tau_{e-ph}$  et de fuite thermique  $\tau_{ft}$**  (figure 8.28).

Les amplitudes mesurées par cet ajustement sont les rapports  $\Delta V/\Delta E$  athermique et thermique. Nous pouvons alors remonter aux amplitudes  $a_{ft}$  et  $a_{ft} + a_{e-ph}$  à partir de la quantité  $\Delta T/\Delta V$ , elle-même déterminée à partir des courbes de la tension en fonction de l'intensité mesurées à différentes températures.

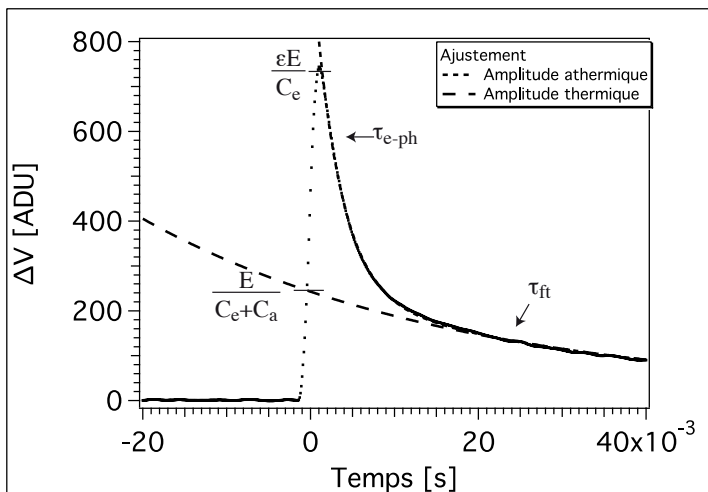


FIGURE 8.28 – Événement moyen de 150 keV dont la phase descendante est ajustée par une fonction double exponentielle :  $a_{e-ph} \exp(-t/\tau_{e-ph}) + a_{ft}^* \exp(-t/\tau_{ft})$ .

Pour déterminer la capacité calorifique, nous corrigeons l'effet Luke sur l'amplitude thermique.  $a_{ft}$  est la variation de température  $\Delta T$  thermique. Elle est la somme de deux

contributions : l'énergie de la particule et l'effet Luke.

$$2 \cdot C_e + C_a = \frac{E_{part.} \times \left(1 + \frac{|V_{diode}|}{\eta}\right)}{\Delta T(mesurée)} \quad (8.42)$$

où  $|V_{diode}|$  est la tension de collecte,  $C_e$  et  $C_a$  la chaleur spécifique respectivement du film et de l'absorbeur,  $E_{part.}$  l'énergie de la particule.

Le paramètre  $\varepsilon$  est mesuré à partir de la somme des coefficients  $a_{ft} + a_{e-ph}$  qui correspondent à la variation de "température" athermique  $\Delta T_{Ath.}$

$$\varepsilon = \frac{C_e \Delta T_{Ath}(mesurée)}{E_{part.} \left(1 + \frac{|V_{diode}|}{\eta}\right)} \quad (8.43)$$

Nous présentons maintenant la mesure de  $\Delta T/E_{part.}$  à partir de la variation de tension  $\Delta V$ .

Dans le cas de la mesure de la capacité calorifique du détecteur,  $\Delta V(mesurée)$  correspond à  $a_{ft}$ . Pour la mesure du taux d'absorption des phonons athermiques ( $\varepsilon$ ),  $\Delta V(mesurée)$  correspond à  $a_{ft} + a_{e-ph}$ .

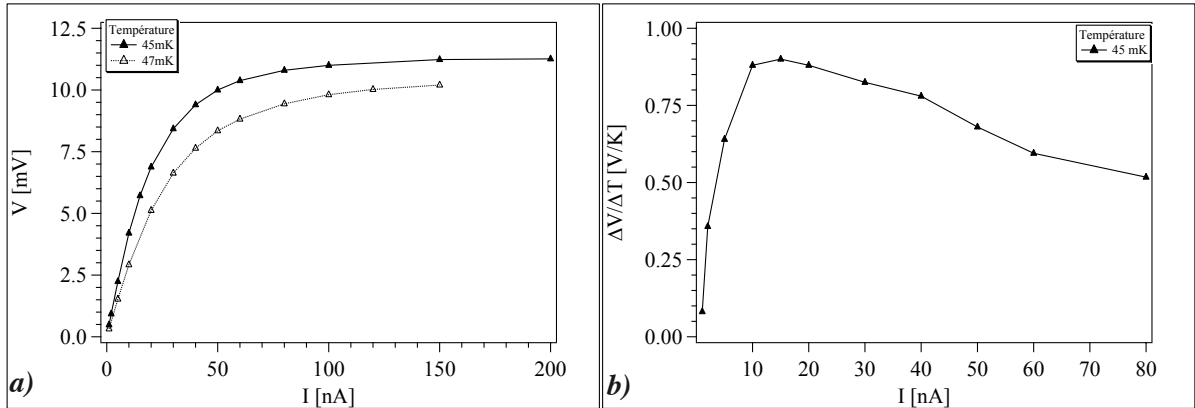


FIGURE 8.29 – **a)** Tension en fonction de l'intensité à 45 et 47 mK, **b)**  $\Delta V/\Delta T$  en fonction de l'intensité à 45 mK. Bolo Ge/NbSi 203 film A.

À partir des courbes déterminées expérimentalement de la tension en fonction de l'intensité à différentes températures, nous déterminons  $\Delta V/\Delta T$  en fonction de l'intensité. Dans l'exemple de la figure 8.29, qui présente ces deux représentations pour le Bolo Ge/NbSi 203 à 45 mK,  $\Delta V/\Delta T$  est déterminé à partir de la soustraction des deux courbes donnant la tension en fonction de l'intensité à 45 et 47 mK et divisé par la différence de température (2 mK).

Pour chaque tension, des événements moyens de volume, de surface et de garde sont ajustés par une fonction double exponentielle. Les amplitudes thermique  $a_{ft}$  et athermique  $a_{ft} + a_{e-ph}$  sont obtenues par l'extrapolation de cet ajustement à  $t = 0$ .

$$2C_e + C_a = \frac{\Delta V / \Delta T}{\Delta V(\text{mesuré}) / E_{part.}} (1 + |V_{diode}| / \eta) \quad (8.44)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta V(\text{mesuré}) / E_{part.}}{\Delta V / \Delta T} \frac{1}{(1 + |V_{diode}| / \eta)} C_e \quad (8.45)$$

Les mesures de la capacité calorifiques des différentes générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi sont présentées au chapitre 13.

## Conclusion

Pour développer les détecteurs Bolo Ge/NbSi, les acquisitions sont faites en continue (streaming). La méthode de filtrage et également la recherche des événements sont alors optimisées hors ligne. Nous maximisons ainsi l'efficacité de détection des détecteurs. Une méthode de filtrage des données brutes (binaires) fondée sur l'utilisation d'une moyenne glissante est optimisée pour l'acquisition avec l'électronique particulière de ces détecteurs du fait que les films mesurent simultanément la chaleur et la charge. L'amplitudes des signaux est obtenue par ajustement avec un canevas (événement moyen) pour la voie ionisation - ce qui permet également de rejeter l'empilement - et par intégration d'une partie du signal pour la voie chaleur. Cette méthode permet d'obtenir les meilleures résolutions en énergie (meilleure que par l'ajustement avec une double exponentielle pour la voie chaleur).

Nous avons déterminé trois amplitudes pour chaque interaction d'une particule dans le détecteur :

- une amplitude ionisation qui par calibration avec une source permet de mesurer l'énergie d'ionisation d'un événement,
- une amplitude thermique, par intégration longue et loin du maximum du signal chaleur, qui par calibration à partir de la voie ionisation permet de mesurer l'énergie chaleur,
- une amplitude athermique, par intégration courte et proche du maximum du signal chaleur, permet d'identifier la position de l'impact.

La détermination de ces trois amplitudes, nous donnent alors les outils pour déterminer les deux grandeurs physiques que sont le rendement d'ionisation  $Q$  et l'énergie de recul ( $E_r$ ) et d'ainsi avoir accès à la discrimination.

La différence normalisée des amplitudes athermiques  $\kappa$  est un outil d'identification des événement de surface puissant.

$$\kappa = \frac{Ath(A) - Ath(B)}{Ath(A) + Ath(B)}$$

où  $Ath(X)$  est l'amplitude athermique du thermomètre  $X$ .

D'autre part, soit parce qu'un seul film est exploitable, soit pour des raisons de résolution en énergie et pour pouvoir comparer les différents détecteurs entre eux, nous avons également développé les rapports  $\kappa_{ion}$  et  $\kappa_{Th}$ .

Ces deux critères sont les rapports de l'amplitude athermique avec respectivement de l'énergie d'ionisation et l'énergie chaleur. Ils permettent une étude des populations identifiées par les détecteurs comme événements de surface.

Les analyses réalisées sur les quatre générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi faisant l'objet des chapitres 9 à 12 sont faites par les méthodes de traitement des données présentées dans ce chapitre.

Ces rapports sont étudiés pour les quatre générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi dans le cadre des modèles, présentés au chapitre 6, au chapitre 13.

L'ajustement par une fonction double exponentielle de la phase décroissante des signaux chaleurs d'événements permet de mesurer les temps de relaxation des électrons vers les phonons de chaque film de NbSi ( $\tau_{e-ph}$ ) et le temps de relaxation des phonons du détecteur vers le bain du cryostat ( $\tau_{ft}$ ). Si de plus l'énergie de l'événement est connue, nous mesurons alors la sensibilité de chacun des films  $\Delta V/\Delta E$  et la capacité calorifique du détecteurs. Cette étude est présentée au chapitre 13.

# Chapitre 9

## 1<sup>re</sup> génération : les Bolos Ge/NbSi 203, 205 et 206

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>182</b>
<b>9.2</b>	<b>Description des détecteurs</b>	<b>183</b>
<b>9.3</b>	<b>La collecte des charges</b>	<b>187</b>
9.3.1	Effet des surfaces libres	187
9.3.2	Le rejet passif	188
<b>9.4</b>	<b>Identification des événements de surface</b>	<b>191</b>
<b>9.5</b>	<b>Rejet actif</b>	<b>193</b>
<b>9.6</b>	<b>Taux d'ESCRN après rejet</b>	<b>195</b>
<b>9.7</b>	<b>Étude de l'amplitude athermique des deux thermomètres</b>	<b>196</b>
9.7.1	Excès et déficit	196
9.7.2	Amplitude athermique centre-garde	198
<b>9.8</b>	<b>Temps caractéristiques</b>	<b>199</b>
9.8.1	Temps de relaxation du détecteur : $\tau_{ft}$	200
9.8.2	Temps de relaxation électron-phonon : $\tau_{e-ph}$	201
<b>9.9</b>	<b>Résolution en énergie</b>	<b>202</b>
9.9.1	Polarisation des thermomètres	202
<b>9.10</b>	<b>Conclusion : vers la 2<sup>e</sup> génération</b>	<b>205</b>

---

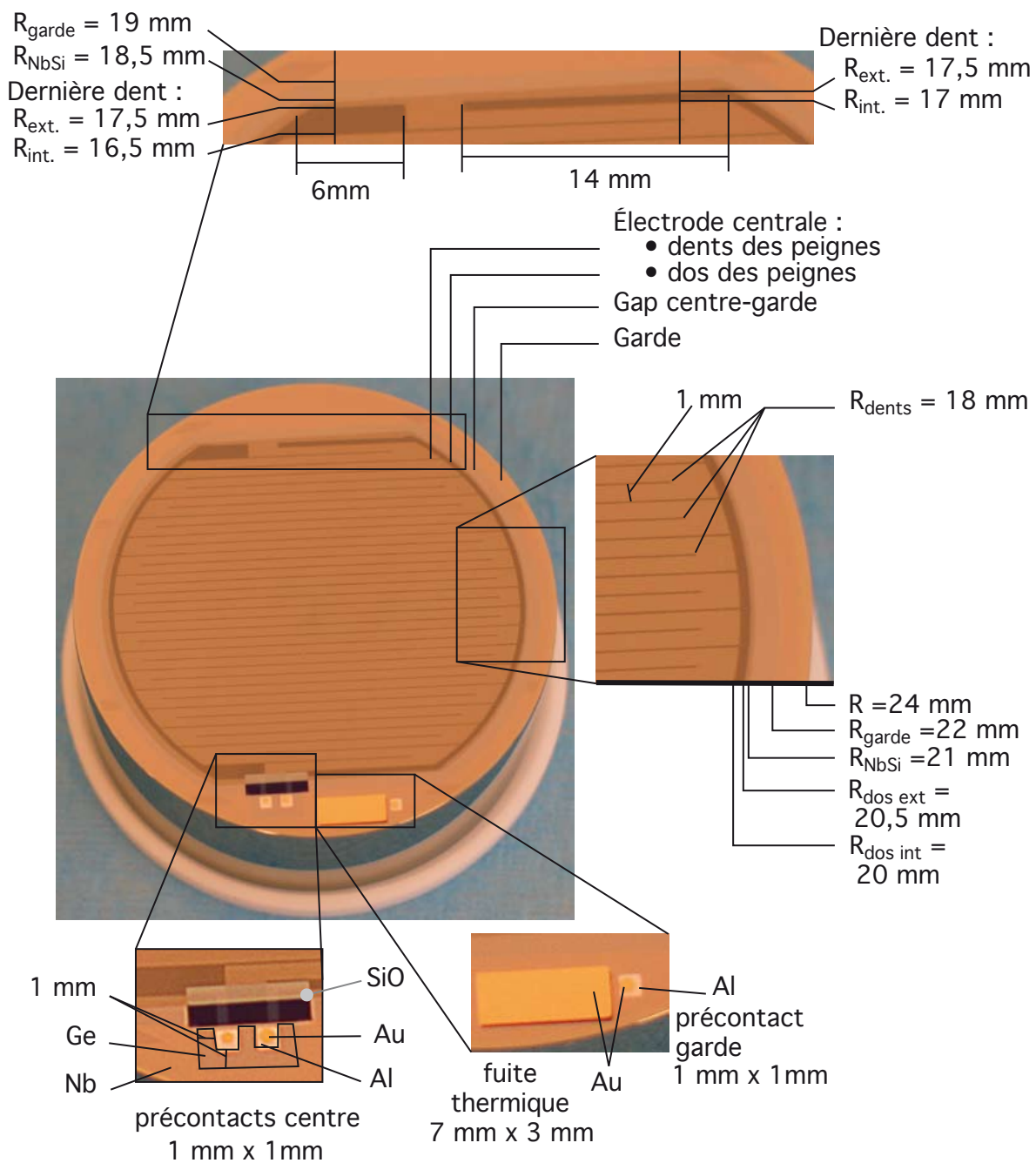


FIGURE 9.1 – Photographie du Bolo Ge/NbSi 203.

## 9.1 Introduction

Le chapitre 4 a introduit la problématique des événements de surface des détecteurs ionisation-chaleur et diverses solutions pour les rejeter. Une d'entre elles est l'utilisation



des phonons de haute énergie dont l'absorption par les films dépend de la distance à ceux-ci (chapitre 6).

Sur ce principe, les premiers détecteurs ont été fabriqués en 2003 - 2004 et étudiés dans le cadre de la phase de recherche et développement de l'expérience EDELWEISS. Le présent chapitre présente d'une part ces détecteurs et d'autre part une caractérisation de ces détecteurs.

La caractérisation de ces détecteurs se fait sur trois points :

1. la collecte des charges,
2. l'identification et le rejet des événements de surface,
3. la résolution en énergie de la voie chaleur.

Un paramètre important, à la fois pour l'identification des événements de surface et pour la résolution en énergie, est le temps de réponse du détecteur. Il se compose de deux temps caractéristiques, le temps  $\tau_{e-ph}$  qui est le temps typique de détermination de l'amplitude athermique et le temps  $\tau_{ft}$ , l'équivalent pour l'amplitude thermique.

## 9.2 Description des détecteurs

Chaque détecteur est formé d'un cylindre de germanium de 200 g ( $\varnothing = 48$  mm, h = 20 mm) avec sur chacune des faces un anneau de niobium entourant un thermomètre-électrode composé d'un film de NbSi couvrant deux électrodes en peignes interdigités en niobium (voir photo figure 9.1).

Les détecteurs de première génération se caractérisent par (voir figure 9.2) :

- un film de NbSi de 650 Å,
- un pas entre les peignes de 1 mm,
- un anneau de garde simple,
- pas de sous-couche amorphe.

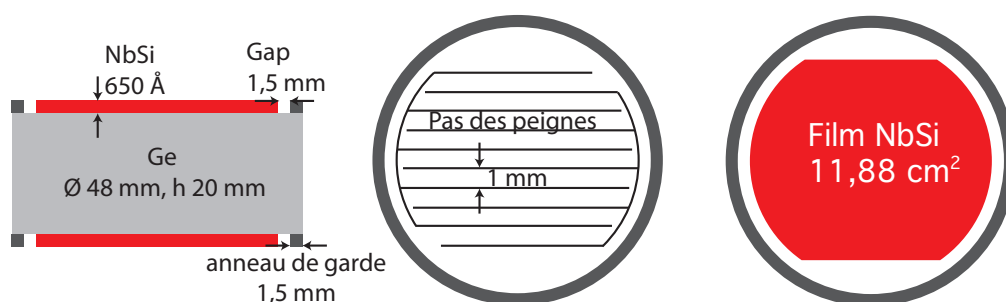


FIGURE 9.2 – Schéma des principales caractéristiques des détecteurs de première génération.

Les détecteurs sont fabriqués en plusieurs étapes par une technique d'évaporation avec des masques mécaniques sur le cristal (voir schémas figure 9.3).

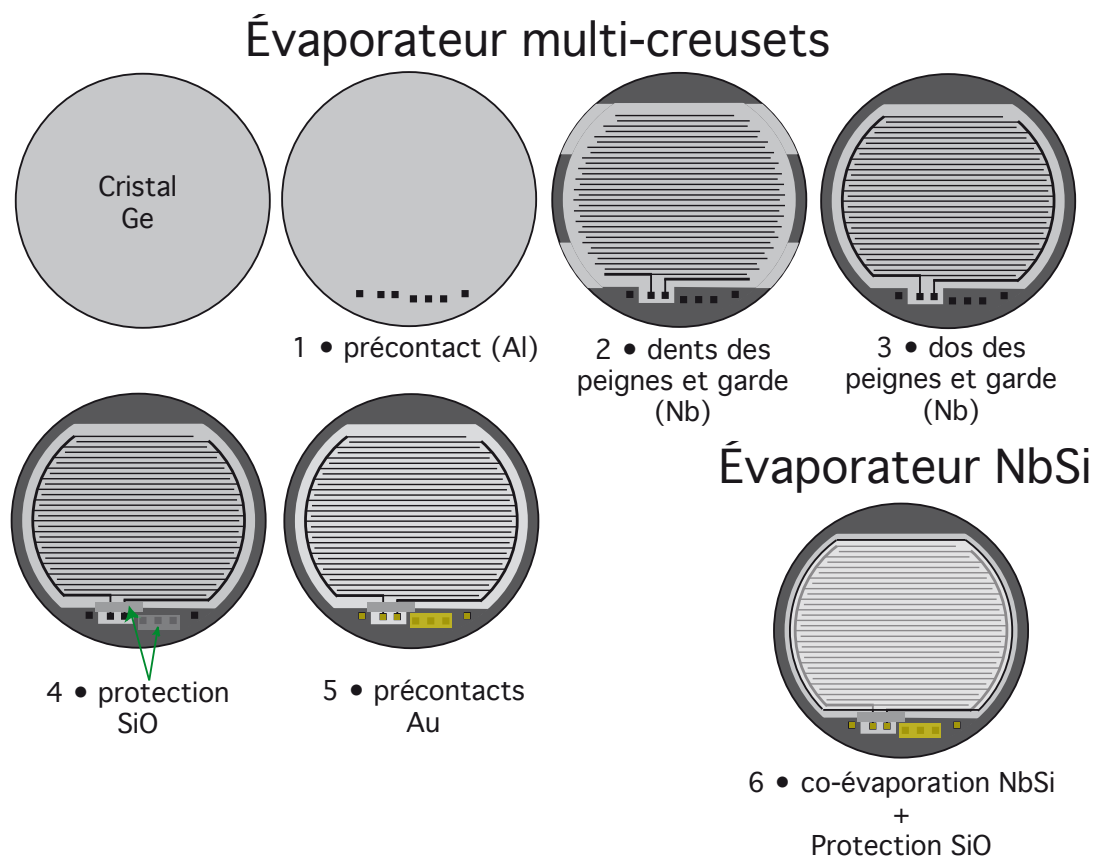


FIGURE 9.3 – Schéma des différentes étapes de fabrication d'un détecteur. Nous présentons les étapes pour une face, l'autre face est faite de manière identique.

Deux évaporateurs sont utilisés :

1. un évaporateur multi-creusets pour les électrodes de garde, les peignes interdigités et les précontacts,
2. un évaporateur dédié au NbSi et muni d'une source de SiO pour la couche de protection.

Cette première série utilise un changeur de masques "in situ" qui permet d'enchaîner les cinq premières étapes de la figure 9.3 sur une face du cristal sans ressortir l'échantillon. En revanche, il faut le faire pour changer d'évaporateur (6<sup>e</sup>étape) et pour retourner le cristal pour passer d'une face à l'autre. Le manque de reproductibilité des propriétés des couches de NbSi d'une face à l'autre peut provenir de cette remise à l'air de l'installation entre les deux opérations (par exemple oxydation des quartz piézoélectriques ou modification du vide résiduel).

En 2005, les évaporateurs ont été améliorés en insérant un sas permettant de retourner le détecteur sans casser le vide (cette amélioration ne sera effective qu'à partir de la génération suivante).

9.2.0.1 Les électrodes

TABLE 9.1 – électrodes

Bolo Ge/NbSi		203	205	206	
dents des peignes	matériau	Nb/Ir			
	épaisseur	côté 1	456 Å/49 Å	465 Å/ 50 Å	403 Å/38 Å
		côté 2	462 Å/45 Å	409 Å/ 42 Å	403 Å/38 Å
	largeur	50 µm			
pas entre deux dents	1 mm				
dos des peignes	matériau	Nb/Ir			
	épaisseur	côté 1	453 Å/50 Å	447 Å/50 Å	411 Å/41 Å
		côté 2	465 Å/48 Å	410 Å/40 Å	404 Å/38 Å
	largeur	0,5 mm			
gap centre/garde	largeur	1,5 mm			
garde	largeur	1,5 mm			

Le tableau 9.1 présente les différentes caractéristiques des électrodes de niobium des trois détecteurs. Elles sont évaporées avec deux masques :

1. les dents espacées de 1 mm et une première partie des anneaux de garde,
2. les dos des peignes et la partie complémentaire des anneaux de garde.

Entre l'électrode centrale et l'électrode de garde, il existe un gap de 1,5 mm.

9.2.0.2 Les précontacts et la fuite thermique

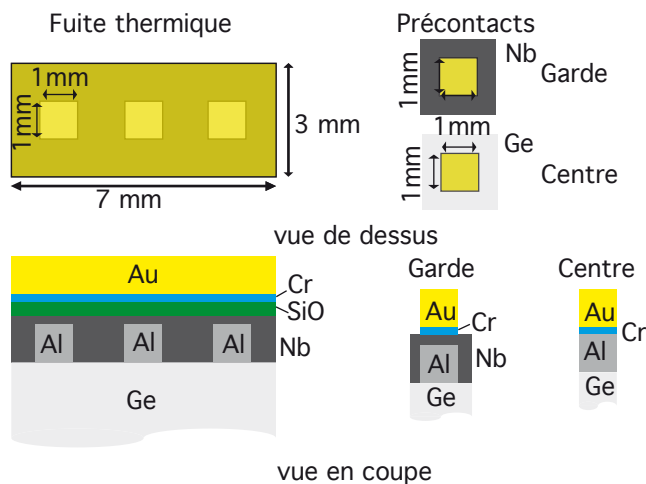


FIGURE 9.4 – Schéma en vue de dessus et en coupe de la fuite thermique et des précontacts des électrodes centre et garde

TABLE 9.2 – Précontacts. La figure 9.4 présente les différents éléments.

Bolo Ge/NbSi		203	205	206
<b>3 plots 1mm × 1mm fuite thermique</b>				
matériau		Al/SiO		
épaisseur	côté 1	4420 Å/525 Å	4680 Å/ 618 Å	4938 Å/713 Å
	côté 2	4782 Å/510 Å	4076 Å/ 717 Å	4500 Å/712 Å
<b>4 plots 1mm × 1mm précontacts centre et garde</b>				
matériau		Al		
épaisseur	côté 1	4420 Å	4680 Å	4938 Å
	côté 2	4782 Å	4076 Å	4500 Å
<b>précontacts et fuite thermique</b>				
matériau		Cr/Au		
épaisseur	côté 1	1780 Å	1600 Å	1505 Å
	côté 2	1878 Å	1990 Å	1505 Å
surface	précontacts	1 mm × 1 mm		
	fuite thermique	7 mm × 3 mm		

Tous les précontacts destinés au bounding (connexions électriques et fuite thermique) sont en Au sur une sous-couche d'accrochage de Cr. Pour éviter la formation de dislocations dans le Ge au moment du bounding, les précontacts se font sur des plots d'Al épais (400 nm) déposés directement sur le Ge.

Le niobium pur est supraconducteur en dessous de 9 K. Un métal (comme l'or), directement évaporé au contact, peut devenir, par effet de proximité, également supraconducteur. Sa conduction thermique devient alors quasi-nulle. Pour éviter cet effet de proximité entre l'or de la fuite thermique et le niobium de la garde, une couche de SiO est interposée entre ces deux matériaux sur toute la surface de la fuite thermique.

Les deux précontacts de l'électrode centrale sont localisés dans une enclave de la garde et donc totalement électriquement séparée de celle-ci. Les électrodes de Nb sont recouvertes d'une mince couche d'iridium pour les protéger contre l'oxydation lors du transfert d'un évaporateur à l'autre (entre les étapes 5 et 6 de la figure 9.3) et du retournement du détecteur.

### 9.2.0.3 Les films de NbSi

Les films de niobium-silicium sont évaporés sur les électrodes en peigne. L'électrode centrale est alors composée par les peignes interdigités et le film de NbSi. Ce film est également un thermomètre.

Afin d'éviter un court-circuit entre les deux peignes, la zone entre les plots de connexion et les jeux de dents, là où passera le bord du film de NbSi, est protégée par du SiO (petit pavé au dessus des précontacts centre sur la figure 9.1). En effet, la concentration en

Bolo Ge/NbSi	203	205	206
<b>Films</b>			
$x$	8,5 %	8,45 %	8,45 %
épaisseur	650 Å		
surface	11,88 cm <sup>2</sup>		
<b>Protection des films</b>			
matériau	SiO		
épaisseur	250 Å		

TABLE 9.3 – Films  $Nb_{1-x}Si_x$ 

niobium sur les bords des films peut être supérieure du fait d'un ombrage des masques qui ne sont pas plaqués sur le cristal de germanium. Le NbSi y est alors plus métallique. C'est également la raison pour laquelle le film de NbSi dépasse de 0,5 mm au-delà de l'électrode centrale (voir figure 9.1). Cette zone du film n'est pas polarisable et n'est donc pas utilisable pour les mesures.

Sur le film de niobium-silicium est évaporée une couche protectrice de monoxyde de Silicium (SiO).

La concentration du niobium dans le silicium place le composé proche de la transition métal/isolant (voir chapitre 5). Du point de vue de la collecte des charges, il se comporte comme un métal et pour la mesure de température, c'est un isolant de Mott-Anderson dont la résistance diminue exponentiellement lorsque la température augmente.

## 9.3 La collecte des charges

Avant l'identification des événements de surface à collecte incomplète des charges, nous nous intéressons à la capacité de ces détecteurs de première génération à collecter les charges. En particulier, l'utilisation d'anneaux de garde simple implique de larges surfaces latérales non recouvertes d'électrode, dont l'effet sur la collecte des charges est présenté dans la partie suivante. D'autre part pour les événements centres nous mesurons la capacité du détecteur à collecter complètement les charges (rejet passif).

### 9.3.1 Effet des surfaces libres

Sur le graphique de calibration de l'énergie centre-garde, les détecteurs Ge(NTD), qui ont une surface libre beaucoup plus limitée que les détecteurs Bolo Ge/NbSi, montrent deux populations bien délimitées le long des axes de la figure 9.5 - **b**). Or les détecteurs Bolo Ge/NbSi de première génération présentent une anomalie de la collecte des charges sur la garde. Le phénomène est reproductible d'un détecteur à l'autre comme le montrent les deux graphiques de l'énergie centre-garde des deux Bolo Ge/NbSi 203 et 206 de la figure 9.5, respectivement **c**) et **d**).

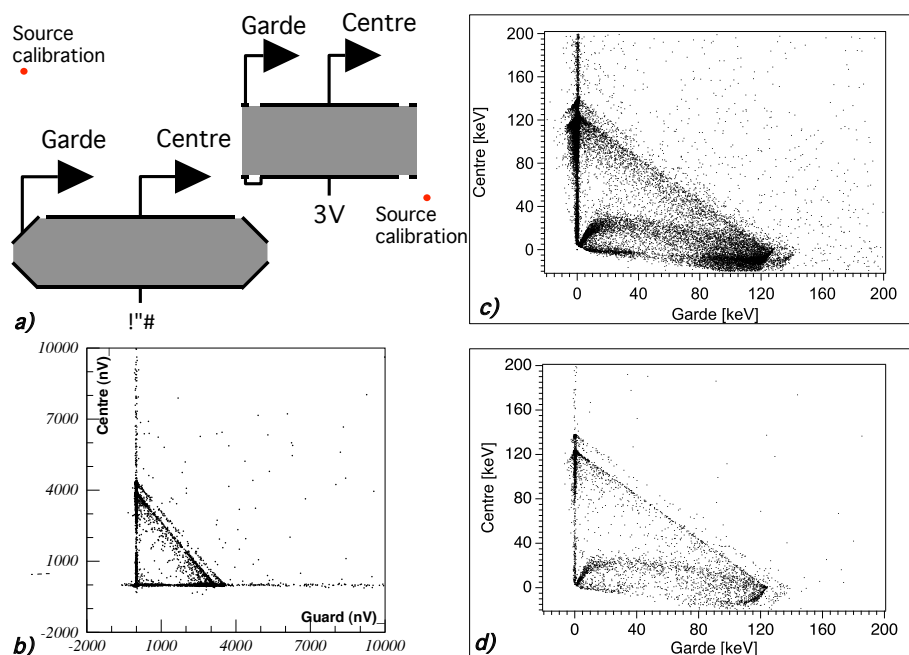


FIGURE 9.5 – **a)** Schéma des dispositifs expérimentaux. **b)** Énergie d’ionisation centre en fonction de l’énergie d’ionisation garde du Bolo Ge(NTD) GGA 3 exposé à une source de  $^{57}\text{Co}$  à 17 mK,  $V_{\text{collecte}} = -4\text{V}$  (extraite de [1]), **c)** Ge/NbSi 203 exposé à une source de  $^{57}\text{Co}$  à 35 mK,  $V_{\text{collecte}} = +3\text{V}$ , **d)** Ge/NbSi 206 exposé à une source de  $^{57}\text{Co}$  à 30 mK,  $V_{\text{collecte}} = +3\text{V}$ .

Deux “virgules” sont présentes : une vers le bas et une vers le haut. Elles ont été interprétées par A. Broniatowski et B. Censier (CSNSM) [2] comme étant dues au piégeage des porteurs sur les surfaces libres. Les simulations des lignes de champs dans la configuration des Bolo Ge/NbSi de première génération indiquent qu’une part d’entre elles aboutissent sur les surfaces libres.

L’un des effets de la mauvaise collecte de la garde est une perte de volume fiduciel. Afin d’éviter le piégeage des porteurs sur les surfaces latérales, les générations suivantes sont pourvues d’électrodes de garde couvrant en grande partie les surfaces latérales : “garde enveloppante”.

### 9.3.2 Le rejet passif

Afin de tester le rejet passif, nous avons procédé en deux étapes. La campagne au LSM de 2004 nous a donné une estimation qualitative du taux d’ESCRN<sup>a</sup> après rejet passif (voir figure 9.6 - **a)** et - **b)**). Une expérience au CSNSM avec une source de  $^{109}\text{Cd}$ , possédant deux raies d’électrons de conversion à 62 et 84 keV, qui ont une pénétration d’une dizaine de micro-mètres dans le germanium (voir tableau 7.1), en face de l’électrode

a. ESCRN : Événements de Surface Compatible avec un Recul Nucléaire.

collectrice, nous a permis de quantifier ce rejet.

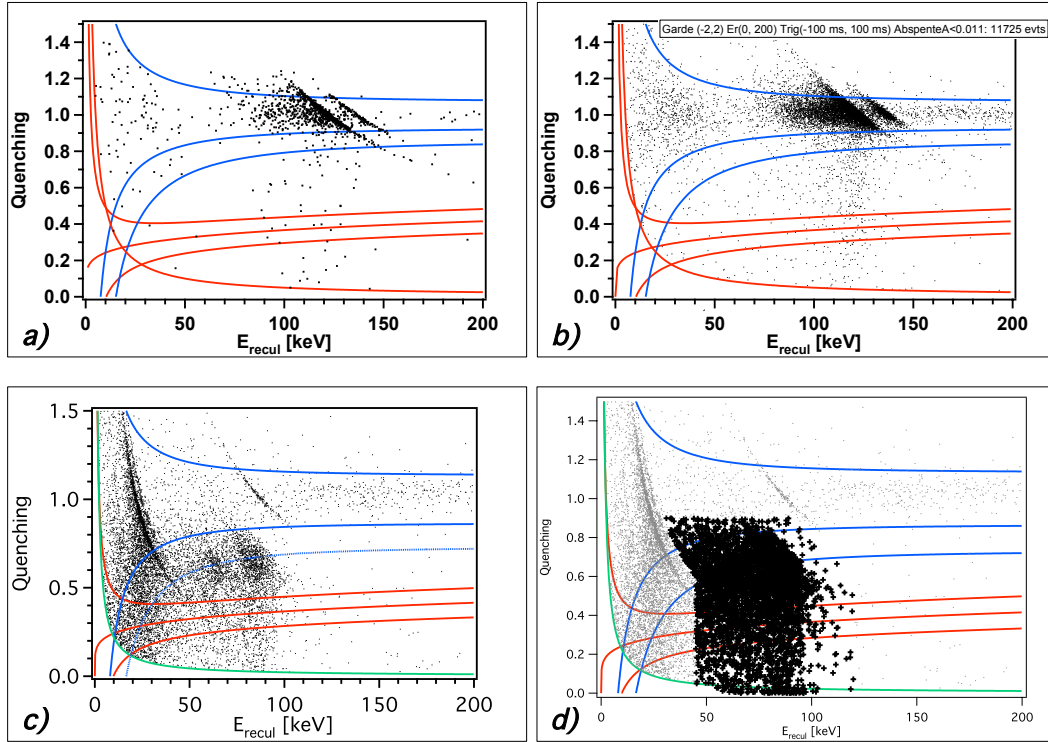


FIGURE 9.6 –  $Q$ -plots des Bolo Ge/NbSi **a)** 206 au LSM à 30 mK et **b)** 203 au LSM à 35 mK avec  $V_{collecte}=3$  V : cumul des acquisitions où la source de  $^{57}\text{Co}$  est placée de part et d'autre du détecteur, **c)** 203 au CSNSM à 45 mK avec  $V_{collecte}=3$  V, la source de  $^{109}\text{Cd}$  est placée face au thermomètre A, **d)** même expérience que précédemment où nous avons isolé les événements de surface.

Le  $Q$ -plot est la représentation du rapport  $Q = E_{ice}/E_{recul}$  en fonction de  $E_{recul}$ . Les événements comme les photons et les électrons sont par construction à  $Q = 1$  et les neutrons ou les WIMPs à environ  $Q = 1/3$ .

L'estimation qualitative du rejet passif consiste à comparer, pour les expériences du LSM, le nombre d'événements compatibles avec un recul nucléaire à l'ensemble des événements, dans la gamme d'énergie de recul comprise entre 30 keV et 200 keV.

L'estimation quantitative est faite en utilisant une source de  $^{109}\text{Cd}$  pour fournir des événements de surface. Nous faisons ici l'identification événement de surface/électron de conversion. Nous isolons la population des événements de surface que nous dénombrons par les deux méthodes présentées au chapitre 8 afin d'estimer l'erreur systématique dont nous rappelons ici les grandes lignes.

La première estimation consiste à considérer comme événement de surface tout événement dont l'énergie de recul est comprise entre 50 et 120 keV pour un rapport d'ionisation inférieur à 0,9. Pour s'affranchir des raies photoniques de 22-25 keV et 88 keV du  $^{109}\text{Cd}$ , nous faisons également une coupure sur l'énergie d'ionisation pour un rendement d'ionisation supérieur à la borne à 99,9 % en dessous de 27 keV et au-dessus de 85 keV.

La deuxième estimation consiste à dénombrer le nombre d'événements de la raie photoniques de 88 keV. La taille de la population des événements de surface est alors le produit de la population de la raie par le rapport des intensités d'émission des électrons de conversion sur celles des raies photoniques du  $^{109}\text{Cd}$ . Le rapport des intensités est, dans le cas du cadmium, de 26.

Le tableau 9.4 présente les deux estimations de la population des événements de surface.

TABLE 9.4 – Estimation de la taille de la population des événements de surface par les deux méthodes.

1 <sup>re</sup> méthode	(4078±65)
2 <sup>e</sup> méthode	(166±13)
$N_{88 \text{ keV}}$	(166±13)
$27 \times N_{88 \text{ keV}}$	(4482±351)

Les deux estimations sont compatibles : l'erreur systématique est au plus de l'ordre de grandeur de l'erreur statistique et seule cette dernière sera prise en compte.

TABLE 9.5 – A) Rejet passif des Bolos Ge/NbSi 203 et 206 avec une calibration au  $^{57}\text{Co}$ . B) Calibration du rejet des événements de surface du Bolo Ge/NbSi 203 avec du  $^{109}\text{Cd}$  et du GGA 1 avec un capot exposé volontairement à du radon.

A)		$N_{E_r > 30\text{keV}}$		rejet passif
		total	compatible recul nucléaire	
<b>EDELWEISS I</b>	<b>203</b>	(11205±106)	(78±9)	$(7 \pm 1) \times 10^{-3}$
	<b>206</b>	(1376±37)	(10±3)	$(7 \pm 2) \times 10^{-3}$
B)		$N_S$		
<b>EDELWEISS II</b>	<b>203(CSNSM)</b>	(4078±65)	(754±28)	$(0, 19 \pm 0, 01)$
	<b>GGA1 (LSM)</b>	-	-	$\approx 0, 03$

Les premières estimations tirées de la campagne du LSM montrent que les détecteurs de première génération ont un rejet passif proche (tableau 9.5 A)).

À titre de comparaison en ordre de grandeur sur la capacité de rejet passif, nous reprenons l'expérience (présentée au chapitre 4) où le support du détecteur GGA 1 a été volontairement pollué au radon. La décroissance radioactive de ce dernier produit du plomb 210 émetteurs d'électron de conversion de 30,15 et 42,5 keV (tableau 9.5 B) qui simulent le fond des événement de surface d'EDELWEISS II.

En comparant les détecteurs Ge(NTD) et Bolo Ge/NbSi exposés à des sources émettant des électrons induisant des événements de surface. Nous voyons que les premiers prototypes de Bolo Ge/NbSi ont un rejet passif moins bon que celui des détecteurs Ge(NTD). En effet, 20 % des événements de surface sont compatibles avec un recul nucléaire pour



le Bolo Ge/NbSi 203 contre environ 3 % pour GGA 1.

Les estimations quantitatives viennent confirmer les observations qualitatives des “Q-plots” : le Bolo Ge/NbSi 203 a un rejet passif moins bon que celui du détecteur GGA 1.

**Cet important écart sur le rejet passif incite à utiliser la technologie des sous-couches amorphes pour les prochaines générations.**

## 9.4 Identification des événements de surface

Pour pouvoir caractériser la capacité du détecteur à rejeter les événements de surface, nous commençons par étudier sa capacité à les identifier. Nous utilisons en particulier le rapport

$\kappa = (Amp_{Ath}(A) - Amp_{Ath}(B)) / (Amp_{Ath}(A) + Amp_{Ath}(B))$  où  $Amp_{Ath}$  est l’amplitude athermique de chacun des films (chapitre 8).

L’expérience qui nous a permis de quantifier le rejet passif est également utilisée pour quantifier le rejet actif. Nous commençons par déterminer le rapport  $\kappa$  du détecteur Bolo Ge/NbSi 203.

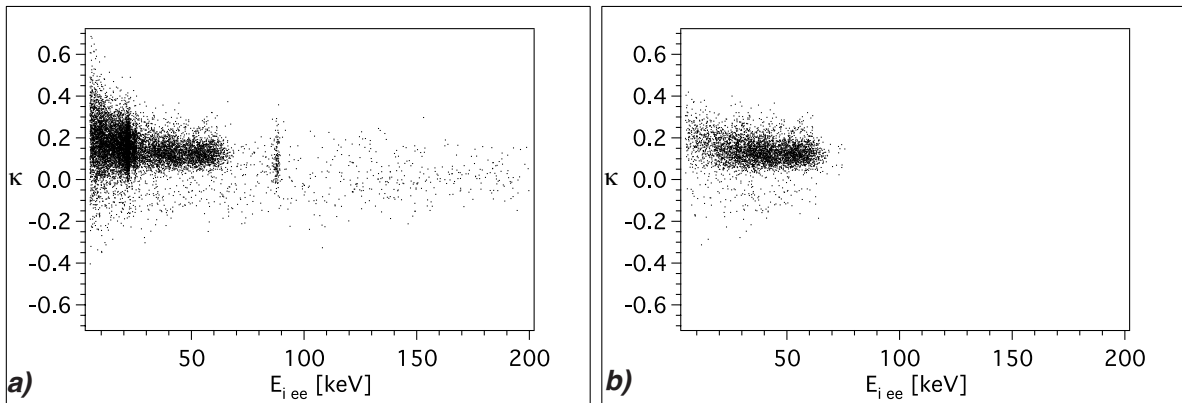


FIGURE 9.7 – Rapport  $\kappa$  du Bolo Ge/NbSi 203 avec une source  $^{109}\text{Cd}$  face au thermomètre A, en fonction **a)** de l’énergie d’ionisation comprise entre 0 et 200 keV et **b)** en ne gardant que les électrons de conversion.

Comparons la distribution en  $\kappa$  des événements de surface et de volume. Nous identifions comme événements de volume ceux dont l’énergie d’ionisation est comprise entre 100 et 200 keV. La sensibilité des sous couches est normalisée pour que la distribution des événements de volume soit centrée à zéro.

La figure 9.8 présente les deux histogrammes normalisés de ces distributions. Nous appelons  $\kappa_V$  et  $\sigma_{\kappa_V}$  respectivement la moyenne et l’écart type de l’ajustement par une gaussienne de la distribution des événements de volume. De même nous notons  $\kappa_S$  et  $\sigma_{\kappa_S}$  les équivalents pour la distribution des événements de surface. Le tableau 9.4 présente ces paramètres pour le Bolo Ge/NbSi 203.

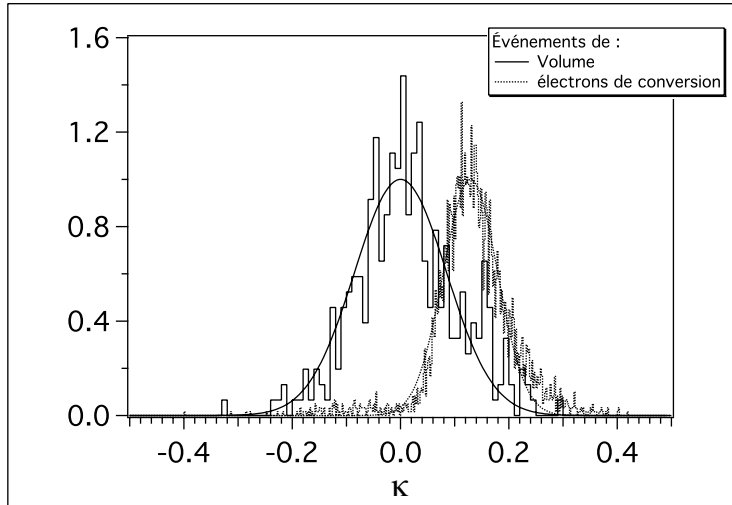


FIGURE 9.8 – Histogramme du rapport  $\kappa$  pour les événements de surface et de volume. La taille de la population des événements de surface est supérieure à celle des événements de volume. L’histogramme des événements de surface a un binning plus étroit pour des raisons statistiques.

TABLE 9.6 –  $(\kappa_V \pm \sigma_{\kappa_V})$  et  $(\kappa_S \pm \sigma_{\kappa_S})$

$\kappa_V$	$(0,0 \pm 0,09)$
$\kappa_S$	$(0,13 \pm 0,07)$

Nous voyons le large recouvrement des distributions entre les événements de surface et de volume et donc le faible pouvoir de discrimination entre ces deux populations pour le Bolo Ge/NbSi 203.

Nous allons voir lors de la partie suivante ce qu’il en est du pouvoir de rejet actif de ce détecteur.

Comme nous l’avons discuté au chapitre 8, le pouvoir de rejet peut être mesuré par le rapport entre le nombre d’événements de surface compatibles avec des reculs de noyau et le nombre total d’événements de surface identifié au nombre d’électrons de conversion de la source de  $^{109}\text{Cd}$ .

Le pouvoir de rejet passif  $\tau_{passif}$  est ce rapport avant toute utilisation de coupures. Il dépend de la qualité du détecteur et en particulier de la nature des électrodes de collecte.

Le pouvoir de rejet total  $\tau_{rejet}$  est ce même rapport après application de coupures basées sur une capacité d’identification des événements de surface et le choix d’un critère d’identification.

Le pouvoir de rejet actif est défini par :

$$\tau_{actif} = \frac{\tau_{rejet}}{\tau_{passif}} \quad (9.1)$$

On remarquera qu’ainsi définie la qualité du détecteur croît lorsque  $\tau$  décroît ce qui est l’inverse de ce que laisserait supposer le vocable “pouvoir de rejet”.

## 9.5 Rejet actif

Le Bolo Ge/NbSi 203 a un rejet passif de  $20 \times 10^{-2}$ . Pour répondre aux critères de l'expérience EDELWEISS II, le rejet actif devrait être de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$ . Étant donnée la faible capacité du détecteur à différencier les événements de surface de ceux de volume, nous pouvons penser a priori que la tâche est difficile. Nous verrons que le prix à payer pour atteindre ce rejet est un grande perte en volume fiduciel.

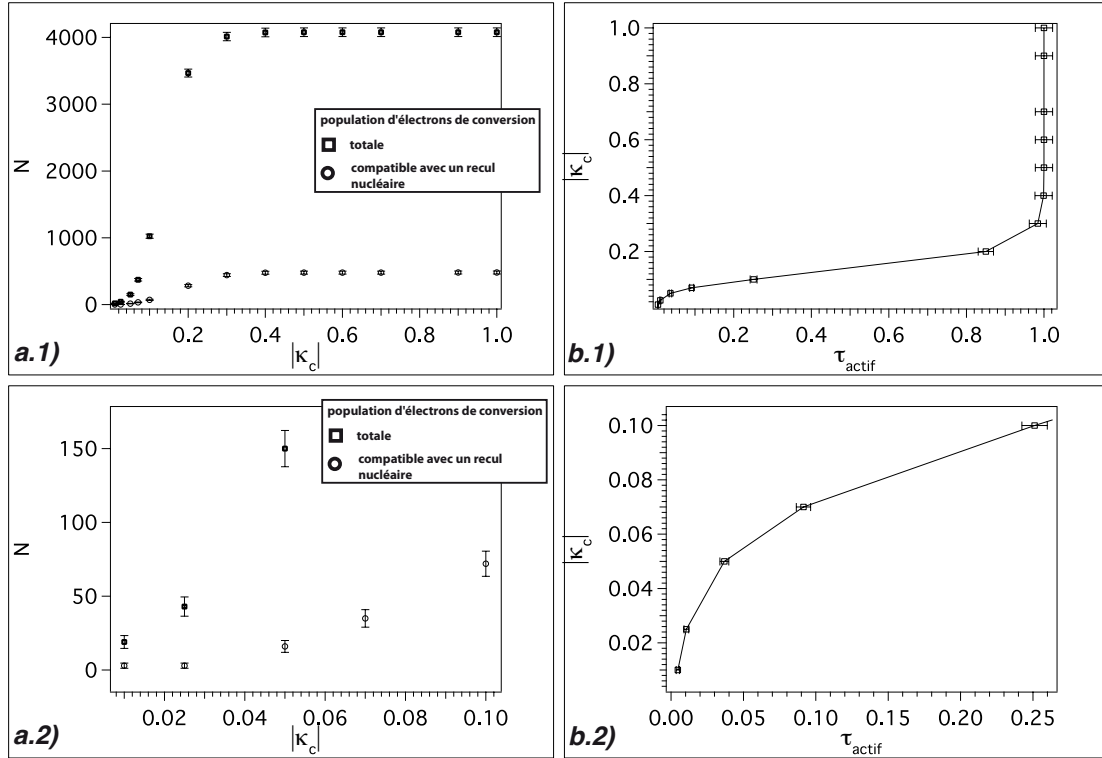


FIGURE 9.9 – **a)** Population des événements de surface en fonction du critère de rejet  $|\kappa_c|$ , **b)**  $\tau_{actif}$  en fonction du critère de rejet  $|\kappa|$ .

Au chapitre 8, nous avons introduit le critère de rejet  $|\kappa_c|$  au-delà duquel un événement est considéré comme de surface.

La figure 9.9 représente l'évolution de la population des événements de surface à collecte incomplète dans sa totalité ( $N_S$ ) et ceux compatibles avec un recul nucléaire ( $N_{SRN}$ ) en fonction du paramètre de rejet  $|\kappa_c|$ .

Le taux d'ESCRN après rejet actif est défini par (chapitre 8) :

$$\tau_{actif} = \frac{N_S(\text{après rejet})}{N_S(\text{avant rejet})} \quad (9.2)$$

Cette figure montre que pour atteindre l'objectif d'un  $\tau_{actif}$  de  $5 \times 10^{-3}$ , le critère de coupure est très proche de zéro. Ce qui implique que nous rejetons aussi beaucoup d'événements de volume. Pour quantifier l'effet des coupures sur le volume fiduciel, nous

études la population des événements de la raie X de 88 keV et utilisons la méthode décrite au chapitre 8.

La figure 9.10 montre que, pour un rejet actif de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$ , le rejet des événements de volume et de la raie X de 88 keV est supérieur à 80 %. Elle met en évidence de manière quantitative que la perte en volume fiduciel à payer est très élevée.

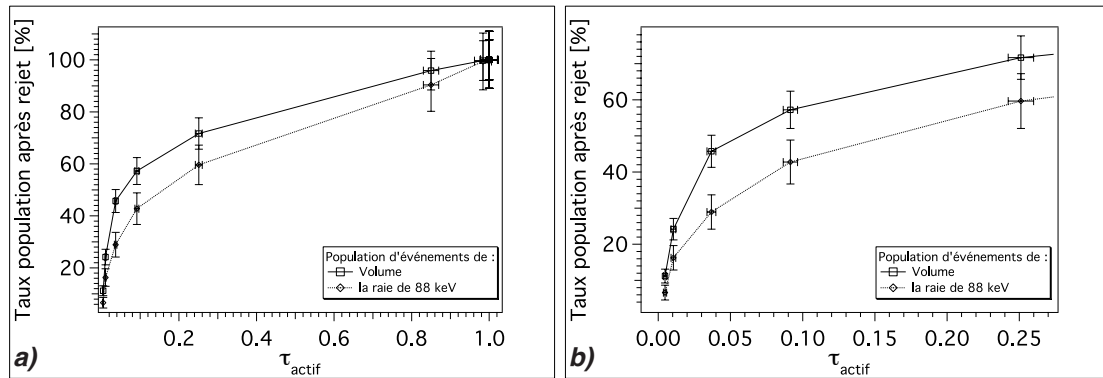


FIGURE 9.10 – Taux d'événements de volume ( $E_{recul} \in [130; 200]$  keV) et de la raie de 88 keV rejetés en fonction du taux d'ESCRN après rejet actif  $\tau_{actif}$ .

Il est impossible de quantifier précisément la perte du volume fiduciel car la population de la raie de 88 keV est trop faible ( $N_{raie\ 88keV}=149$  événements). Cependant, les événements de volume donnent une bonne indication du volume fiduciel perdu. Ces événements sont composés :

- des électrons Compton de l'interaction du rayonnement cosmique avec le dispositif expérimental,
- des photons émis par les éléments du dispositif expérimental.

D'autre part, il n'existe pas d'expérience avec une source de neutrons (qui interagissent de manière homogène dans le détecteur) réalisée avec ce détecteur dans les conditions de l'expérience avec la source de  $^{109}\text{Cd}$ .

Pour calculer précisément le volume fiduciel nous aurions eu besoin :

- soit de réaliser une expérience "neutron" dans les conditions de l'expérience "bêta",
- soit d'accumuler suffisamment de statistique pour avoir une population conséquente de la raie d'étalonnage (plusieurs milliers d'événements).

Pour améliorer  $\tau_{actif}$ , il faut améliorer la qualité de l'identification (figure 9.9). En 2005, l'idée retenue a été d'augmenter les mécanismes de surchauffe qui ont été décrits au chapitre 6. Pour cela, il faut augmenter la variation de résistance des pixels directement chauffés par un événement de surface. La piste suivie a été de diminuer leur capacité calorifique en diminuant leur surface (augmentation du nombre de dents des peignes) et leur épaisseur. Un choix d'un pas de 0,5 mm (au lieu de 1 mm) et d'une épaisseur de 125 Å (650 Å précédemment) a été fait pour la seconde génération : les Bolo Ge/NbSi 207 et 401.

## 9.6 Taux d'ESCRN après rejet

La partie précédente rend compte du rejet actif des détecteurs, c'est-à-dire de leur capacité à rejeter les événements de surface. Cette partie se focalise sur la capacité des détecteurs à rejeter les événements de surface compatibles avec un recul nucléaire. En particulier, nous comparons les résultats obtenus en laboratoire aux objectifs de l'expérience EDELWEISS.

Le taux d'ESCRN après rejet attendu pour l'expérience EDELWEISS est  $\tau_{rejet}$  de l'ordre de  $10^{-3}$ . Afin de mesurer le rejet des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203, nous utilisons le critère  $\tau_{rejet}$  qui est le rapport de la population d'électrons de conversion compatible avec un recul nucléaire sur la population totale d'électrons de conversion (voir chapitre 8) :

$$\tau_{rejet} = \frac{N_{SRN}(après\ rejet)}{N_S(avant\ rejet)} \quad (9.3)$$

L'évolution de ces deux populations en fonction du critère de rejet  $|\kappa_c|$  est présentée figure 9.9. Dès que  $|\kappa_c|$  est de l'ordre de 0,2, on note une baisse significative (diminution d'environ un facteur 2 par rapport à la population respective pour  $|\kappa_c| = 1$ ) de la population des événements de surface et des ESCRN. Ces deux populations semblent avoir un comportement parallèle par rapport à la diminution des deux populations.

Nous voyons d'après la figure 9.11 que pour atteindre les performances de l'expérience EDELWEISS, le critère  $|\kappa_c|$  doit être inférieur à 0,02, ce qui se traduit par le rejet d'un nombre important d'événements de volume et donc d'une perte conséquente du volume fiduciel.

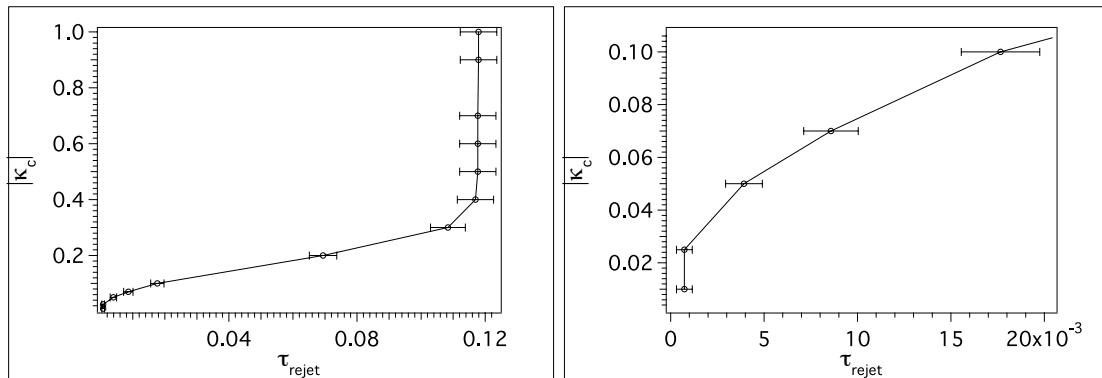


FIGURE 9.11 – Critère de rejet  $|\kappa_c|$  en fonction de  $\tau_{rejet}$  du Bolo Ge/NbSi 203 exposé à la source de  $^{109}\text{Cd}$  placée face au thermomètre A.

La figure 9.12 montre l'évolution de la population des événements de volume en fonction du taux d'ESCRN après rejet. Nous faisons l'hypothèse qu'en première approximation, leur répartition est homogène dans le détecteurs (comme pour les neutrons). La part de cette population conservée après rejet correspond grossièrement au volume fiduciel par rapport au volume total.

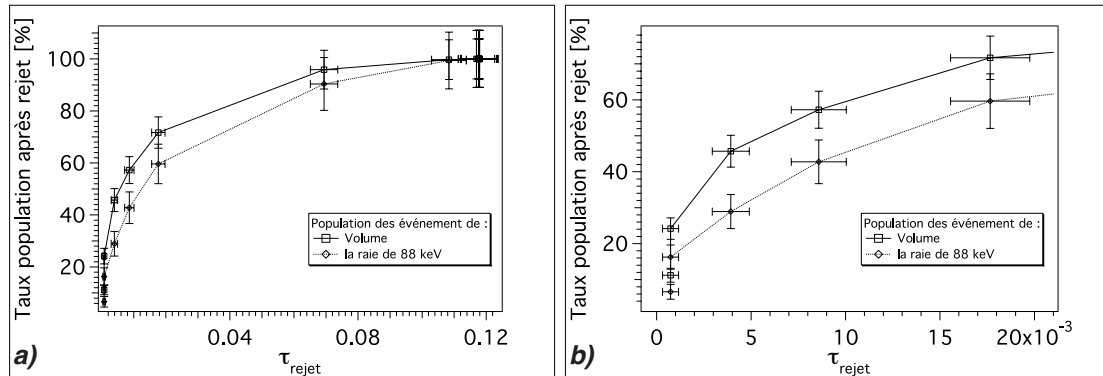


FIGURE 9.12 – Taux des populations de la raie de 88 keV et de volume en fonction du rejet total.

## 9.7 Étude de l’amplitude athermique des deux thermomètres

Cette partie est consacrée non plus à l’identification ou au rejet des événements de surface mais à l’“outil”, c’est-à-dire au comportement de chaque thermomètre du détecteur en terme de signal athermique. Cette étude permet de donner des pistes pour améliorer le détecteur afin de permettre une meilleure identification des événements de surface.

### 9.7.1 Excès et déficit

Les modèles expliquant les phénomènes d’identification des événements de surface, développés jusqu’à cette présente thèse, prévoient un excès du signal athermique du film proche duquel a eu lieu l’événement de surface, par rapport à un événement de volume de même énergie.

Cependant, comme le montre la figure 9.13 présentant le rapport  $\kappa_{Th} = Amp_{Ath}/Amp_{Th}$  (voir chapitre 8) des deux thermomètres du Bolo Ge/NbSi 203 :

**le rejet des événements de surface se fait autant sur l’excès de signal du thermomètre proche que sur le déficit du thermomètre opposé.**

Lorsque ce détecteur est exposé à la source de  $^{109}\text{Cd}$  en face du thermomètre A, nous observons également ce phénomène, comme nous pouvons le constater sur la figure 9.13 - 1).

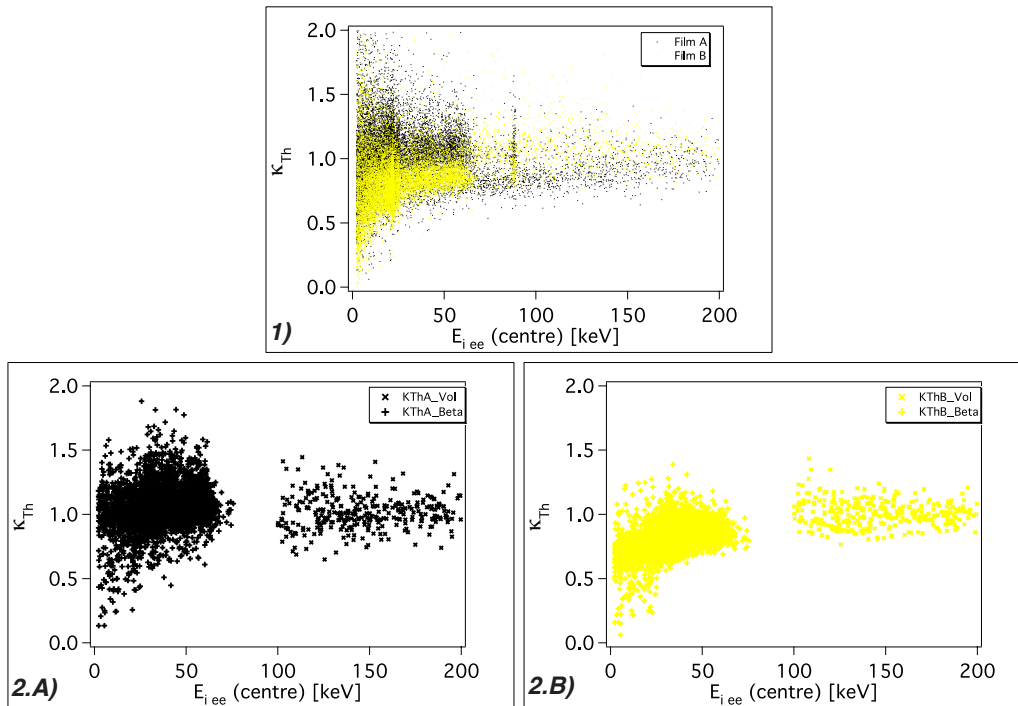


FIGURE 9.13 – Le Bolo  $Ge/NbSi$  203 avec la source d'étalonnage de  $^{109}Cd$  face au thermomètre A.1) Rapport  $\kappa_{Th}$  des films A et B en fonction de l'énergie d'ionisation. Rapports 2.A)  $\kappa_{Th}(A)$  et 2.B)  $\kappa_{Th}(B)$  en fonction de l'énergie d'ionisation centre des populations de volume et de surface.

Pour étudier l'évolution de ce rapport  $\kappa_{Th}$  en fonction de la longueur de pénétration et de l'énergie, nous avons sélectionné les quatre populations suivantes composées (voir tableau 9.7) :

- des événements de volume : événements dont l'énergie d'ionisation est comprise entre 100 et 200 keV et dont l'énergie de recul est inférieure à 200 keV,
- des événements des raies X de 22 et 25 keV bien collectés ( $\lambda \approx 60 \mu m$ ) : événements dont l'énergie d'ionisation est comprise entre 20 et 27 keV et dont l'énergie de recul est inférieure à 40 keV,
- des électrons de conversion de 62 et 84 keV (voir figure 9.6,  $\lambda_{10\%E_{init.}} \approx 10-20 \mu m$ ),
- des événements de la raie X de 88 keV ( $\lambda \approx 2,5 mm$ ) : événements dont l'énergie d'ionisation est comprise entre 85 et 91 keV et dont l'énergie de recul est inférieure à 150 keV.

TABLE 9.7 – Moyennes et écart-types des rapports  $\kappa_{Th}$  des films exposé (proche) et opposé à la source de calibration, des quatre populations énumérées ci-dessus.

	raies 22-25 keV	électrons de conversion	raies 88 keV	événements de volume
$\kappa_{Th}(\text{proche})$	$1,0 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$
$\kappa_{Th}(\text{opposé})$	$0,8 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$

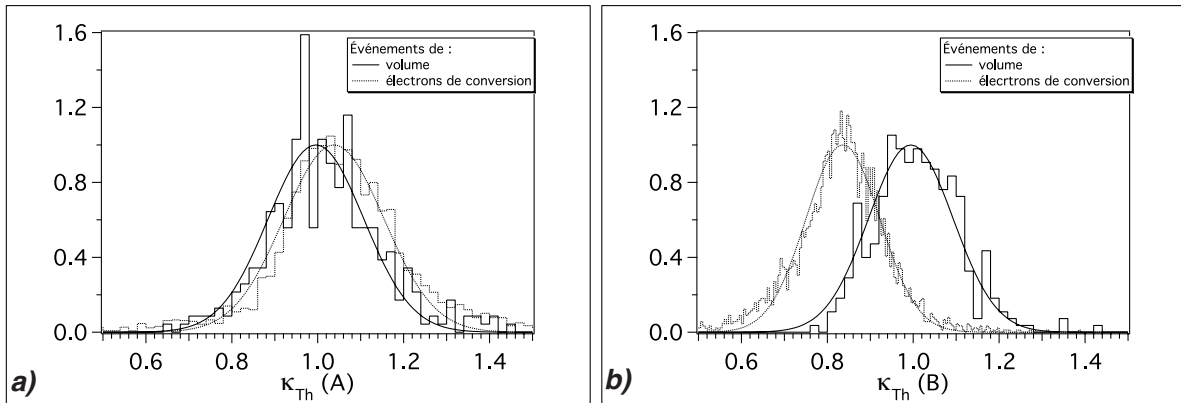


FIGURE 9.14 – Distributions des populations de volume et d'électrons de conversion du rapport  $\kappa_{Th} = \frac{Amp_{Ath}}{Amp_{PTh}}$  des thermomètres a) A et b) B du Bolo Ge/NbSi 203 avec la source de  $^{109}\text{Cd}$  placée en face du thermomètre A.

Les figures 9.13 et 9.14 montrent que :

Ce détecteur a un signal athermique sur le film opposé qui semble moins important pour un événement de surface que pour un événement de volume.

D'ailleurs le rejet par le critère  $\kappa_{Th}$  sur le film exposé est moins bon que le rejet par le critère  $\kappa$  bien que la résolution thermique soit très bonne (voir tableau 9.8). L'interprétation de ce phénomène repose sans doute sur l'analyse très détaillée du partage de l'énergie durant le régime transitoire. Nous n'avons pas retrouvé cet effet sur les autres générations ce qui semble montrer que ce bilan est indépendant de la configuration du bolomètre. Notons que le critère d'identification  $\kappa$  tire profit de cet effet comme de l'excès attendu sur la face exposée.

### 9.7.2 Amplitude athermique centre-garde

Nous nous intéressons ici au rapport  $\kappa_{Th}$  en fonction de la position centre ou garde des événements. Du fait de l'anomalie de la collecte des charges des événements garde due au piégeage sur les surfaces latérales, nous sélectionnons les événements de garde en prenant une énergie d'ionisation centre comprise entre 4 et 85 keV.

La figure 9.15 montre qu'à toute énergie, le rapport  $\kappa_{Th}(A)$  est plus grand pour un événement centre que pour un événement garde de même énergie. Nous n'observons pas ce phénomène sur le rapport  $\kappa_{Th}(B)$ .

Ces différentes observations semblent montrer une dépendance radiale du signal athermique en plus de sa dépendance verticale.



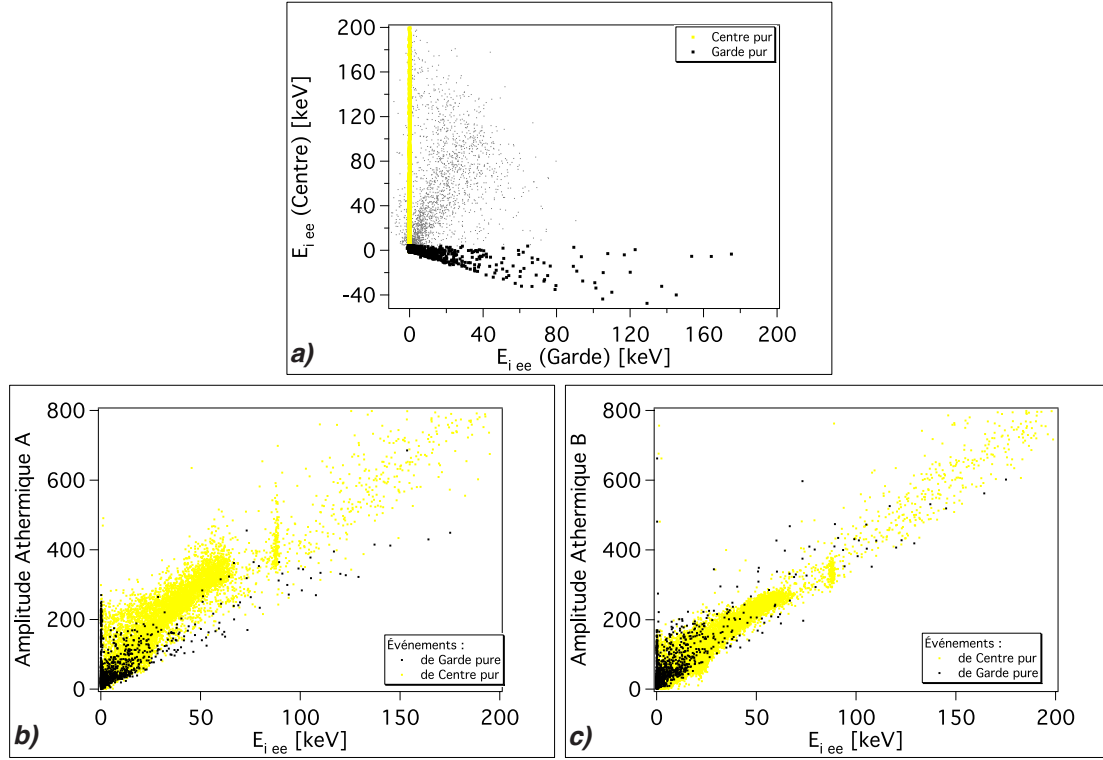


FIGURE 9.15 – **a)**  $E_{ice}(\text{centre})$  en fonction de  $E_{ice}(\text{garde})$ . Nous avons mis en évidence les populations d'événements centre et garde purs. Amplitudes athermiques du thermomètre **b)** A et **c)** B des événements centre et garde purs en fonction de l'énergie d'ionisation respectivement centre et garde. La source de  $^{109}\text{Cd}$  est placée en face du thermomètre A (au centre).

## 9.8 Temps caractéristiques

La variation de température engendrée par l'impact d'une particule est décrite par une fonction d'évolution au cours du temps qui est la somme de trois exponentielles. Ces trois exponentielles ont chacune un temps caractéristique. Le premier temps  $\tau_{he}$ , qui est le temps de relaxation des phonons athermiques, est trop court pour être mesurable avec l'électronique que nous utilisons. Nous étudierons les deux autres temps caractéristiques que sont  $\tau_{e-ph}$  et  $\tau_{ft}$  qui sont, respectivement, les temps de relaxation des électrons vers les phonons des films de NbSi et le temps de relaxation du détecteur.

$\tau_{e-ph}$  est le temps caractéristique de décroissance de la partie du signal qui donne l'amplitude athermique et  $\tau_{ft}$  celle qui permet de déterminer le signal thermique.

Au chapitre 6 présentant les principes de l'identification des événements de surface, nous avons introduit deux temps caractéristiques :  $\tau_{e-ph}$  et  $\tau_{ft}$ . Le premier temps traduit le couplage entre les électrons et les phonons du thermomètre, le deuxième est le temps de dissipation de la chaleur vers le cryostat.

Nous avons étudié, pour la première génération de détecteurs, l'évolution de ces temps caractéristiques en fonction de la température entre 18 mK et 45 mK.

Le temps  $\tau_{ft}$  dépend fortement du nombre de fils d'or reliant le détecteur au cryostat. La présentation faite ici n'est menée que pour illustrer les ordres de grandeur de ce temps pour les détecteurs de type Bolo Ge/NbSi de 200 g.

Le temps de relaxation électron-phonon est intrinsèque aux propriétés du NbSi. Son étude a déjà fait l'objet d'une attention particulière [3], [4] entre 35 mK et 230 mK, avec d'autres détecteurs utilisant le NbSi en couches minces. Nous présentons ici ces temps caractéristiques à plus basses températures.

### 9.8.1 Temps de relaxation du détecteur : $\tau_{ft}$

La figure 9.16 montre que le temps  $\tau_{ft}$  augmente quand la température diminue. Au premier ordre ce temps caractéristique est donné par :

$$\tau_{ft} = \frac{C_{Total}}{G_{ft}} \quad (9.4)$$

où  $C_{Total}$  est la chaleur spécifique du détecteur et  $G_{ft}$  est la constante de couplage de Kapitza entre le cristal de germanium et la fuite thermique qui varie en  $T^3$ .

À haute température, la chaleur spécifique est principalement la chaleur spécifique du germanium qui varie également en  $T^3$ , mais à basse température la chaleur spécifique du NbSi prend le dessus du fait du terme supplémentaire en  $1/T^2$  (voir chapitre 5). C'est ce terme supplémentaire de la chaleur spécifique du NbSi, qui expliquerait cette remontée vers les basses températures du temps de relaxation des phonons du détecteurs vers le bain du cryostat  $\tau_{ft}$ .

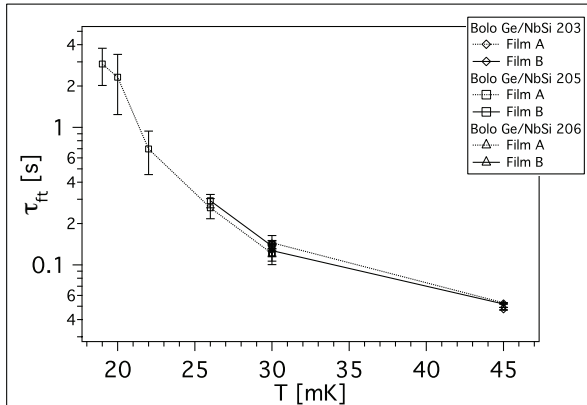


FIGURE 9.16 –  $\tau_{ft}$  en fonction de la température des Bolo Ge/NbSi 203, 205 et 206.

Au-dessus de la seconde, les bruits provenant de la micro-phonie (vibration de câbles, tubes, ...), des fluctuations du cryostat et des films eux-même (bruit en  $1/f$ ) deviennent importants. D'autre part, le signal thermique à temps court est dominé par le signal athermique.

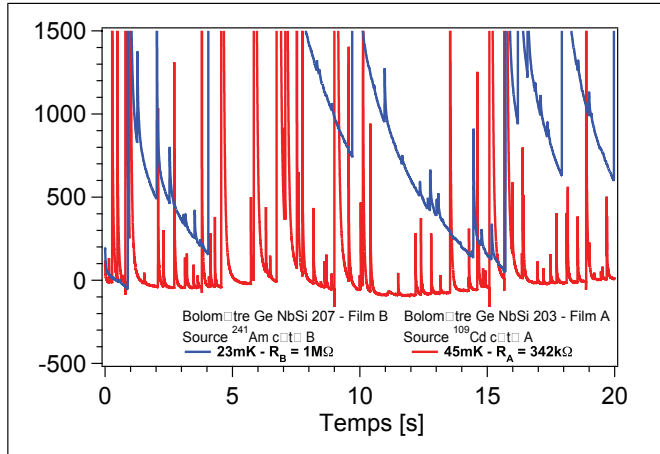


FIGURE 9.17 – Évolution de l'amplitude chaleur des Bolo Ge/NbSi 203 à 45 mK et 207 à 23 mK en fonction du temps.

La courbe montre qu'en-dessous de 30 mK, les détecteurs de type Ge/NbSi sont trop lents. Le rapport signal sur bruit est dégradé par les bruits de basses fréquences. Cette dégradation se traduit par une perte sur la résolution en énergie chaleur. De plus, la capacité calorifique des détecteurs (discutée au chapitre 5), présente un minimum entre 35 et 45 mK.

Nous allons pour optimiser la sensibilité des détecteurs, qui est inversement proportionnelle à la chaleur spécifique, travailler dans cette zone de température. Afin d'éviter l'empilement d'événements, nous préférons travailler plutôt autour de 45 mK lorsque l'expérience est menée en laboratoire au niveau du sol (voir figure 9.17).

L'expérience EDELWEISS II contient à la fois des détecteurs équipés de thermomètre Ge(NTD) et de thermomètres NbSi. Les températures de travail des deux types de thermomètres sont assez différentes : 20 mK pour les premiers, 45 mK pour les seconds. Afin de s'affranchir de cette différence, **les générations futures de Bolo Ge/NbSi sont équipées de chauffages.**

### 9.8.2 Temps de relaxation électron-phonon : $\tau_{e-ph}$

Dans l'approximation au premier ordre faite au chapitre 6, nous avons vu que le temps électron-phonon est :

$$\tau_{e-ph,A/B} \approx \frac{C_{e,A/B} C_a}{C_a + w C_e} \frac{1}{G_{e,A/B} - \alpha_{A/B} P_{polar,A/B}} \quad (9.5)$$

Ce temps décroît lorsque la température augmente comme l'illustrent les deux graphiques de  $\tau_{e-ph}$  en fonction de la température de la figure 9.18.

La courbe théorique donne le temps  $\tau_{e-ph}$  en fonction de la température dans le cas où  $w = 1$  et  $\alpha P_{polar} = 0$  (voir chapitre 6) :

$$\tau_{e-ph,A/B} = \frac{C_e \times C_a}{C_e + C_a} \cdot \frac{1}{G_{e-ph}}$$

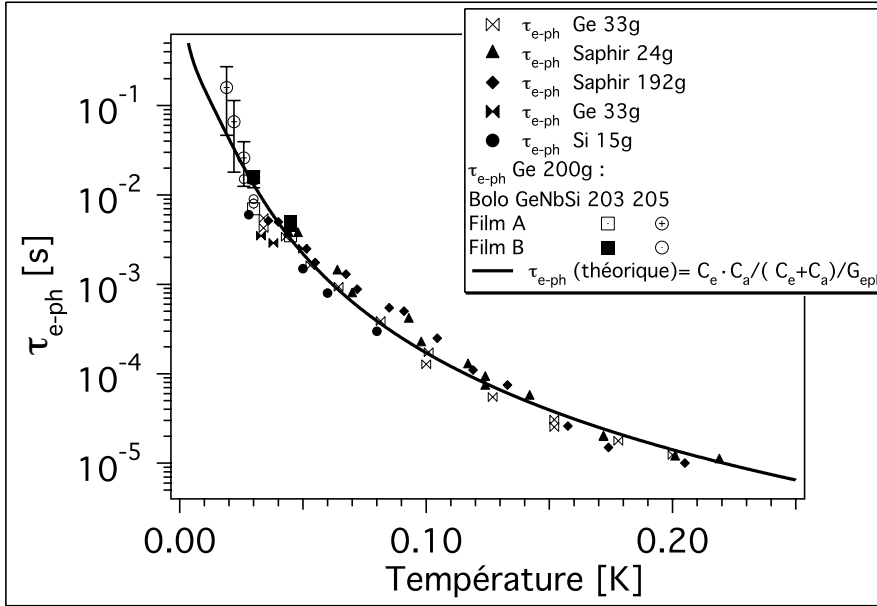


FIGURE 9.18 –  $\tau_{e-ph}$  en fonction de la température pour des bolomètres de différentes masses utilisant des couches minces thermométrique de NbSi. Les données pour les masses inférieures à 200 g sont issues de [3] et [4].

où :

$$C_{e-ph} = (9 \cdot 10^{-6} + 40 \cdot 10^{-6}T) \times \Omega_{film}$$

$$C_a = (2,7 \cdot 10^{-6}T^3) \times \Omega_{cristal}$$

$$G_{eph} = (5 \cdot 150 \cdot T^4) \times \Omega_{film}$$

où  $\Omega_{film}$  est le volume du film de NbSi et  $\Omega_{cristal}$  est le volume de l'absorbeur de germanium.

Cette courbe s'ajuste bien aux données expérimentales sur l'ensemble de la gamme de température.

À 45 mK, la partie thermique avec  $\tau_{ft}$  d'environ 50 ms est bien dissocié de la partie athermique avec un  $\tau_{e-ph}$  d'environ 4 ms. Pour une bonne séparation du signal thermique par rapport au signal athermique, il est intéressant de travailler à cette température. Ainsi, il est possible d'améliorer, par rapport à des températures inférieures, la résolution en énergie de la voie chaleur en intégrant tôt le signal thermique pour en déterminer son amplitude (voir chapitre 8).

## 9.9 Résolution en énergie

### 9.9.1 Polarisation des thermomètres

L'énergie chaleur est mesurée à partir de la variation de tension qui est proportionnelle à la variation de résistance (à intensité constante).

$$\frac{\Delta V}{\Delta E} = \frac{\frac{\Delta V}{\Delta T}}{C} \quad (9.6)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule,  $T$  la température du détecteur,  $V$  la tension de polarisation et  $C$  la capacité calorifique du détecteur.

Pour optimiser la température de travail et le courant de polarisation, nous utilisons les courbes de la tension en fonction de l'intensité pour différentes températures. Du fait du découplage électron-phonon et de la fuite thermique ces courbes sont non-ohmiques. À partir de ces courbes, nous pouvons déterminer la sensibilité électrique  $\Delta V/\Delta T$ , qui présente un maximum, pour chacun des thermomètres en fonction de l'intensité de polarisation (figure 9.19 - *b*) et *d*)).

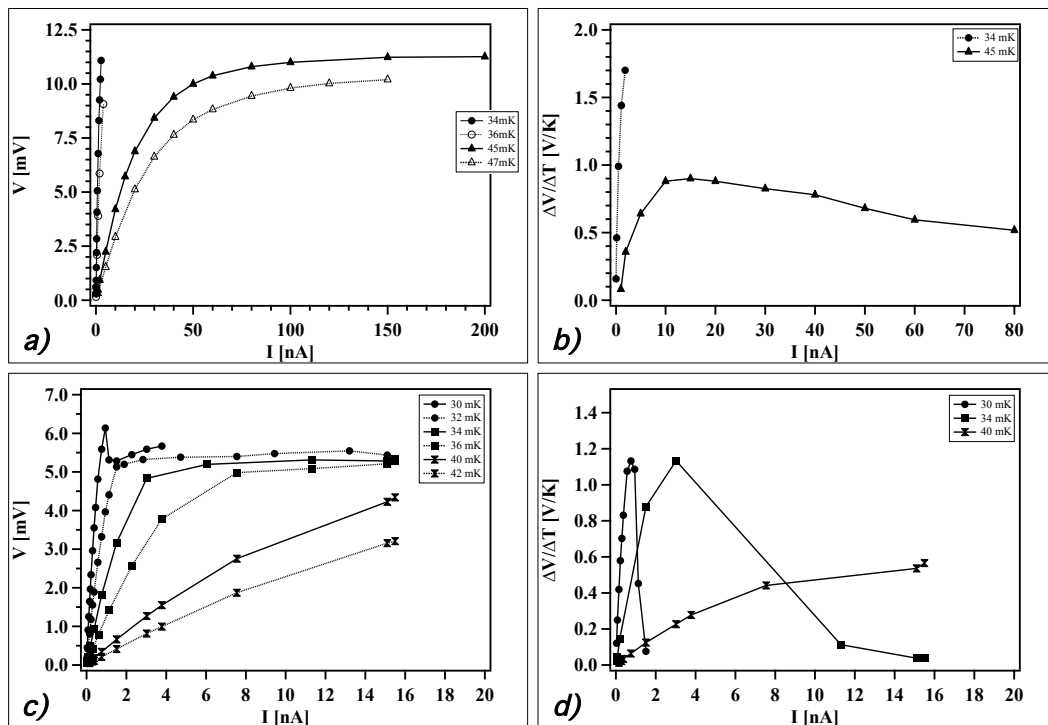


FIGURE 9.19 – Tension de polarisation en fonction de l'intensité d'un thermomètre des Bolo Ge/NbSi a) 203 et c) 206 à différentes températures.  $\Delta V/\Delta T$  en fonction de l'intensité des Bolo Ge/NbSi b) 203 et d) 206 à différentes températures.

La figure 9.19 *c*) montre, à 30 mK, un point d'instabilité de la courbe de la tension en fonction de l'intensité autour de 1 nA. Au-delà de cette intensité, la sensibilité  $\Delta V/\Delta T$  est presque nulle.

Nous attribuons cette instabilité au fait que, sous l'effet de l'augmentation de température par l'apport de puissance de polarisation, une zone du film de NbSi entre deux dents voit sa résistance chuter et devient un chemin privilégié du courant. Il est important de noter que la géométrie peigne est équivalente à la mise en parallèle de sous-ensemble (pixels ou groupe de pixels selon le modèle du chapitre 6) soumis à la même tension  $V$ . Un échauffement local abaisse la résistance et donc augmente la puissance ( $V^2/R$ ) dissipée. Le dispositif est intrinsèquement instable dès lors que les fluctuations locales ne sont pas

relaxées par des mécanismes de conductivité thermique, ce qui se produit forcément au dessus d'une polarisation seuil  $V_c$ . Celle-ci peut être dramatiquement abaissée par des inhomogénéités accidentelles de la couche thermométrique.

Pour pouvoir travailler, le point de fonctionnement doit être suffisamment éloigné du point d'instabilité. D'autre part, l'électronique est optimisée pour une résistance de l'ordre du mégohm.

Les points de fonctionnement optimaux des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 206 (voir la figure 9.19) sont pour une température de 45 mK autour d'une intensité  $I = 10$  nA pour le premier, soit  $\Delta V/\Delta T \approx 1$  V/K et à 35 mK à  $I = 3$  nA pour le second, soit  $\Delta V/\Delta T \approx 1$  V/K, ces sensibilités sont comparables à celles obtenues avec des thermomètres de type Ge(NTD).

Pour une chaleur spécifique du Bolo Ge/NbSi 203 de 10 nJ/keV (voir chapitre 5), la sensibilité électrique  $\Delta V/\Delta E$  est de 23 nV/keV à 35 mK.

Les sensibilités présentées ci-dessus correspondent, en terme d'énergie chaleur, à une résolution en énergie chaleur ligne de base de  $\Delta E_{ch\ ee} = 5,5$  keV (voir tableau 9.8).

TABLE 9.8 – Résolution en énergie d'ionisation ( $\Delta E_{i\ ee}$ ) et chaleur ( $\Delta E_{ch\ ee}$ ) des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 206. La raie X de 88 keV est celle de la source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$  et celle de 122 keV est celle de la source de  $^{57}\text{Co}$ .

Détecteurs Bolo Ge/NbSi	tempé- rature	Résolution en énergie			
		ionisation	chaleur		
		ligne de base	ligne de base	raie X de 88 keV	raie X de 122 keV
203	35 mK	2 keV	5 keV	-	8 keV
	45 mK	1,5 keV	5,5 keV	10 keV	-
206	30 mK	2 keV	7 keV	-	12 keV

Si l'on compare les sensibilités de cette première série NbSi avec les bolomètres standards d'EDELWEISS, équipés d'un thermomètre Ge(NTD) sans signal athermique et optimisé pour 17 mK, on peut noter que :

- les thermomètres ont des sensibilités électriques  $dV/dT$  comparables,
- mais les couches thermométriques apportent une capacité calorifique additionnelle qui croît quand la température décroît au dessous de 35 mK,
- l'exploitation du signal thermique ne peut se faire qu'après relaxation du signal athermique et utilise le spectre basse fréquence du signal où apparaissent les divers bruits en  $1/f$ .

## 9.10 Conclusion : vers la 2<sup>e</sup>génération

Les détecteurs de première génération sont limités par un faible rejet passif, un rejet actif accompagné d'une grande perte du volume fiduciel, une résolution en énergie de la voie chaleur faible devant celle des détecteurs équipés d'un thermomètre Ge(NTD) et de larges surfaces libres impliquant un piégeage des porteurs importants.

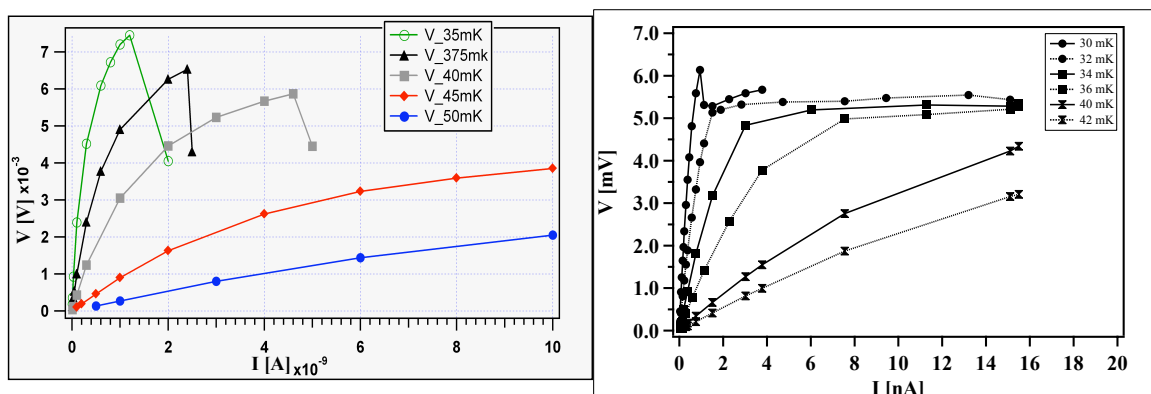


FIGURE 9.20 – Tension en fonction de l'intensité **a)** d'un échantillon de 125 Å et **b)** d'un film du Bolo Ge/NbSi 203.

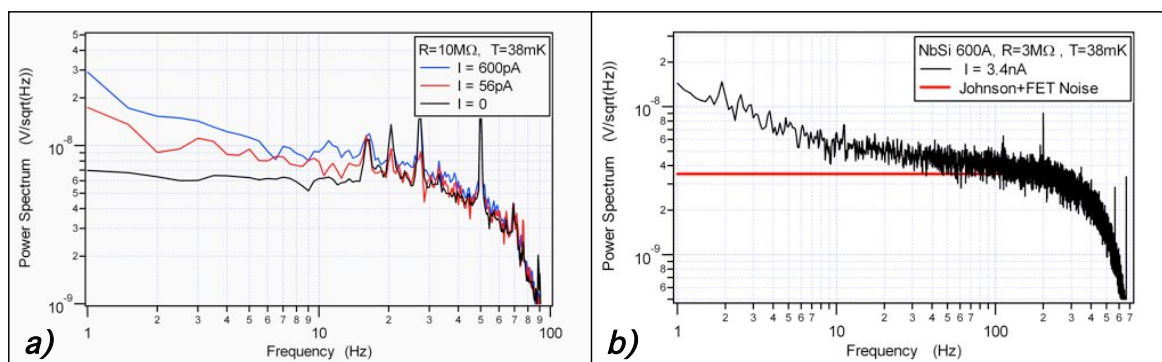


FIGURE 9.21 – Bruit en tension en fonction de la fréquence d'échantillons **a)** de 125 Å sur une surface de 1cm<sup>2</sup> et de **b)** de 600 Å sur une surface de 12cm<sup>2</sup>.

Afin d'améliorer le rejet passif, nous introduirons une sous-couche amorphe entre les électrodes et le cristal de germanium. Pour éviter le piégeage des porteurs sur les surfaces libres, les électrodes de gardes vont couvrir en grande partie la surface latérale du cristal (gardes enveloppantes).

Pour améliorer le rejet actif des événements de surface, le pas des peignes passe de 1 mm à 0,5 mm. Cette réduction permet de multiplier le nombre de pixels par 4 tout en divisant leur surface du même facteur.

Le travail de C. Marrache [5] au sein de l'équipe du CSNSM, sur des échantillons de 125 Å et 600 Å de NbSi, montre qu'il est possible de polariser ces films très minces et d'atteindre des sensibilités  $\Delta V/\Delta T$  semblables à celle de la première génération (voir figure 9.20). De plus, cette réduction d'épaisseur des films induit une chaleur spécifique 4 fois plus petite et un gain espéré sur la sensibilité  $dV/dE$  d'au moins autant.

Il montre également que le bruit intrinsèque de ces films reste de l'ordre de celui des films plus épais (voir figure 9.21).

Les échantillons étudiés par C. Marrache ont des surfaces bien moindres que celles des détecteurs Bolo Ge/NbSi (1 cm<sup>2</sup> contre 10 cm<sup>2</sup>) et d'autre part les géométries des électrodes de polarisation sont très différentes (électrodes simples - électrodes en peignes interdigités).

La variation de tension en fonction de la température des détecteurs est donnée par :

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} = \alpha \frac{V}{T} \quad (9.7)$$

où  $\alpha$  est la sensibilité électrique sans dimension du film définie par  $\alpha = T/R \partial R/\partial T$  (chapitre 5).

La dissipation de la puissance de polarisation du bain de phonons vers le bain d'électrons est :

$$P_{polar.} = V^2/R = g_{e-ph} \Omega (T_e^5 - T_{ph}^5) \quad (9.8)$$

où  $\Omega$  est le volume du film,  $T_e$  la température des électrons,  $T_{ph}$  celle des phonons,  $g_{e-ph}$  la constante de couplage électron-phonon,  $V$  la tension de polarisation et  $R$  la résistance du film.

L'équation (9.7) est alors :

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} = \frac{\alpha}{T} \sqrt{R \cdot g_{e-ph} (T_e^5 - T_{ph}^5)} \cdot \sqrt{\Omega_{film}} \quad (9.9)$$

où  $\Omega_{film}$  est le volume du film de NbSi.

L'équation (9.9) montre que la variation de la résistance en fonction de la température est proportionnelle à la racine carrée du volume du film. Donc, le fait de passer de 1 cm<sup>2</sup> à 10 cm<sup>2</sup> devrait faire gagner en sensibilité.



# Bibliographie

- [1] Simon Fiorucci. Acquisition et Analyse des données pour l'expérience de recherche de matière noire EDELWEISS. *Thèse, Université de Paris-Sud 11*, 2005.
- [2] Benjamin Censier. Étude et optimisation de la voie ionisation dans l'expérience EDELWEISS de détection directe de la matière noire. *Thèse, Université de Paris-Sud 11*, 2006.
- [3] Stéfanos Marnieros. Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température. *Thèse, Université de Paris-Sud 11*, 1998.
- [4] Alexandre Juillard. Résolution dans des bolomètres équipés de couches minces d'isolants d'Anderson pour des événements impliquant des recul de noyaux. *Thèse, Université de Paris-Sud 11*, 1999.
- [5] C. A. Marrache-Kikuchi et al. Properties of thermometric NbSi thin films and application to detection in astrophysics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **559**(2) :579–581, 2006.



# Chapitre 10

## 2<sup>e</sup> génération : le Bolo Ge/NbSi 207

### Sommaire

---

<b>10.1 Introduction</b>	<b>209</b>
<b>10.2 Description et fabrication</b>	<b>210</b>
10.2.1 Sous-couches amorphes et garde latérale	213
10.2.2 Électrodes	214
10.2.3 Précontacts, fuite thermique et chauffage	215
10.2.4 Films NbSi	216
<b>10.3 La collecte des charges</b>	<b>217</b>
10.3.1 Effet des gardes enveloppantes	217
10.3.2 Le rejet passif	217
<b>10.4 Identification des événements de surface</b>	<b>218</b>
10.4.1 Identification à partir du critère $K_{ion} = Amp_{Ath}(excès)/E_{i\ ee}$	218
<b>10.5 Étude du signal athermique.</b>	<b>220</b>
10.5.1 Différence centre-garde	220
<b>10.6 Résolution en énergie et sensibilité chaleur</b>	<b>221</b>
10.6.1 La résolution en énergie chaleur	221
10.6.2 La sensibilité thermique	221

---

### 10.1 Introduction

Cette seconde génération de détecteur a été conçue dans la recherche d'un maximum de performances tant sur le rejet des événements de surface que sur la résolution en énergie de la voie chaleur.

Le design et le mode de fabrication de ces détecteurs (partie 10.2) ont entraîné de multiples améliorations sur les évaporateurs.

Ces améliorations, additionnées à la technique de base de fabrication, constituent la technique de fabrication définitive utilisée pour les générations suivantes de détecteurs étudiés dans cette thèse.

Ces détecteurs n'ont cependant pas pu être étudiés en terme de rejet des événements de surface car la résolution en énergie n'était pas suffisante. Il n'est présenté ici que leur capacité d'identification.

## 10.2 Description et fabrication

Le Bolo Ge/NbSi 207 est le détecteur constituant la deuxième génération de détecteurs équipé de deux couches minces de NbSi associés à des électrodes en peignes interdigités et un absorbeur de germanium de 200 g ( $\varnothing = 48$  mm,  $h = 20$  mm).

Les principaux changements, par rapport à la première génération, sont les réductions de l'épaisseur des films à 125 Å et du pas des peignes à 500  $\mu\text{m}$ , l'introduction d'une sous-couche de germanium amorphe (entre les électrodes - centre et garde - et le cristal de germanium) et d'une garde enveloppante, et l'ajout de chauffages (voir schémas de la figure 10.1).

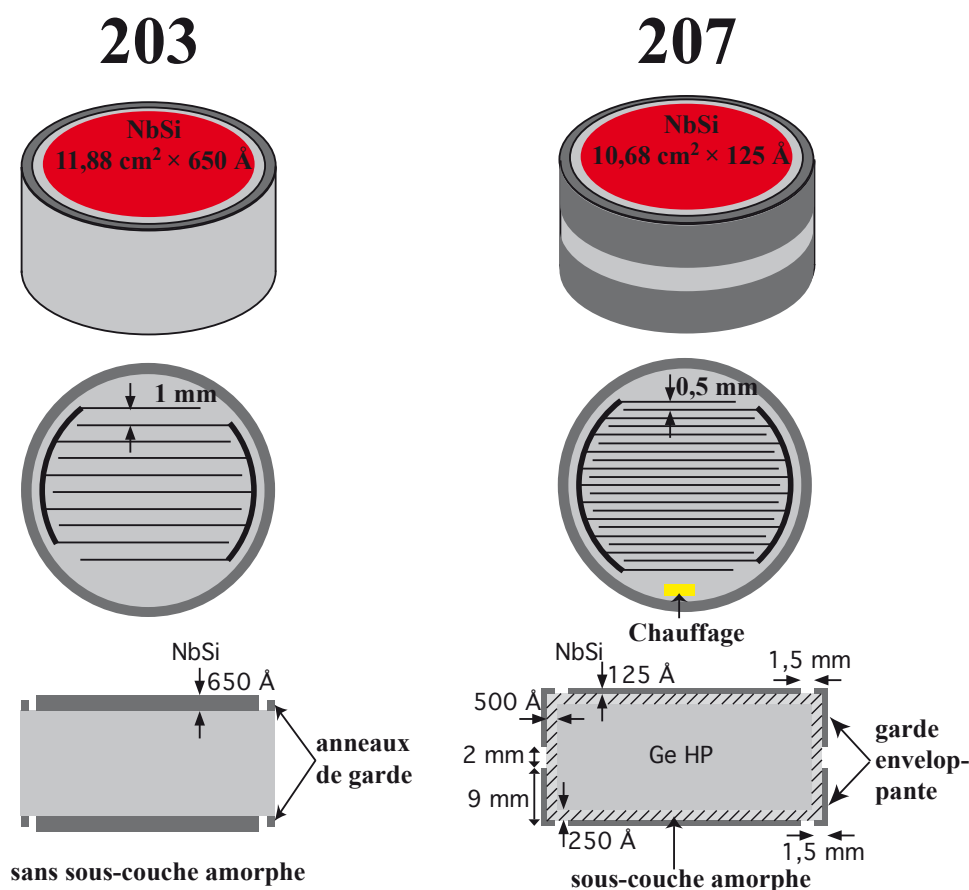


FIGURE 10.1 – Description des principales évolutions entre les 1<sup>re</sup> et 2<sup>e</sup> générations de détecteurs.

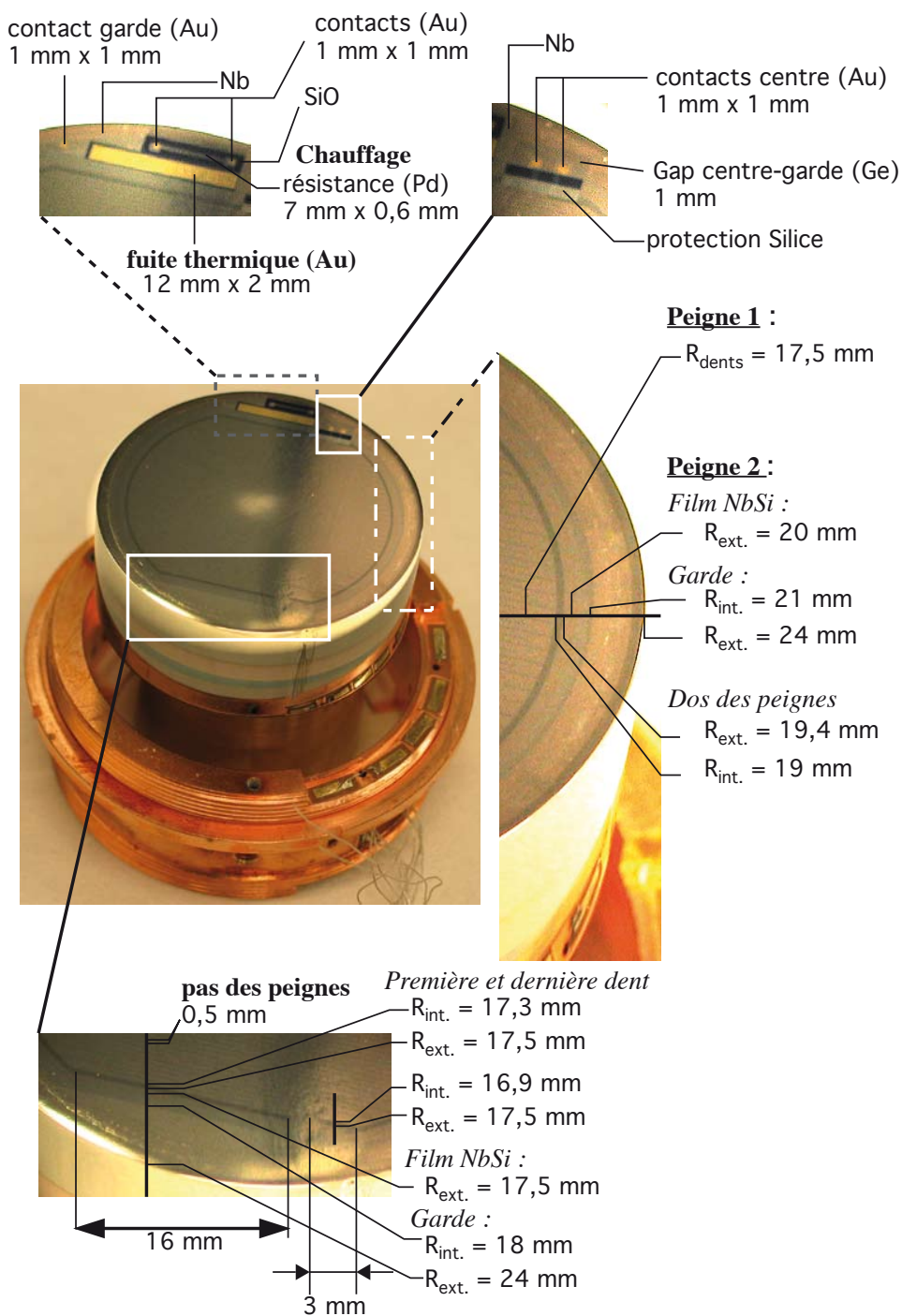


FIGURE 10.2 – Photographie du détecteur Bolo Ge/NbSi 207.

La figure 10.2 présente une photographie du Bolo Ge/NbSi 207, où nous répertorions différentes côtes.

Comme pour la première génération, les détecteurs sont fabriqués en plusieurs étapes, avec la même technique de masques et deux évaporateurs.

La fabrication des détecteurs suit schématiquement la chronologie suivante :

1. face latérale
2. face plane 1
3. face plane 2

Les deux faces sont identiques. Mais seul un des deux chauffages est utilisé. La fuite thermique, constituée par des fils d'or reliant le cryostat aux pavés d'or, utilise un seul pavé.

Pour évaporer sur la surface latérale, l'évaporateur est équipé d'un dispositif à 45° (voir figure 10.3 - **a**)).

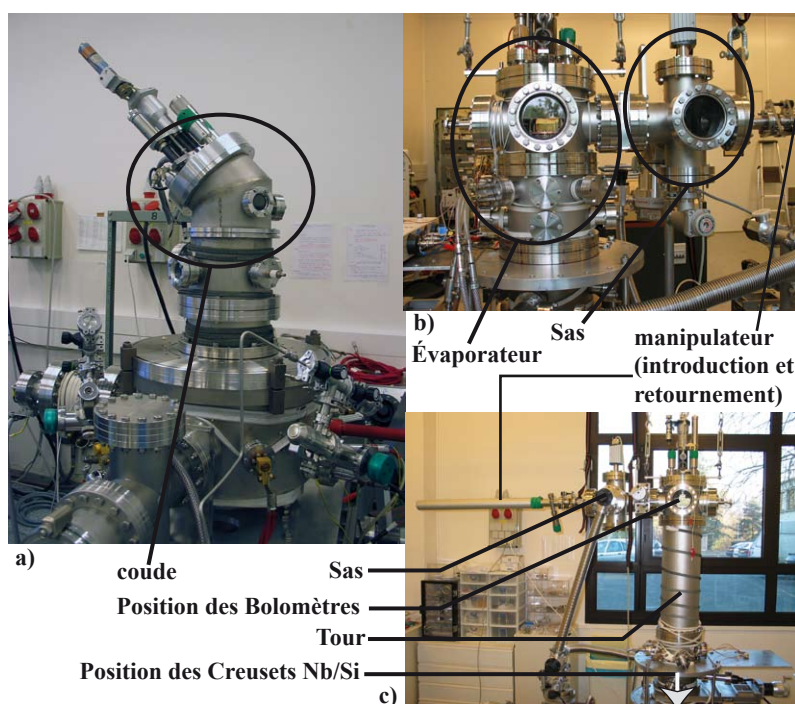


FIGURE 10.3 – Photos des nouveaux dispositifs d'évaporation. **a)** et **c)** évaporateur dédié au niobium-silicium. **b)** évaporateur multi-creusets. Les éléments comme la tour et le sas ont été conçus afin de pouvoir s'adapter sur les deux évaporateurs.

Le détecteur est retourné dans un sas, ce qui permet de préserver le vide à l'intérieur de l'enceinte d'évaporation (voir figure 10.3 - **b**)). La "tour" (voir figure 10.3 - **c**)) sert à éloigner le détecteur des creusets d'évaporation afin de mieux contrôler le taux d'évaporation des films de faible épaisseur.

## 10.2.1 Sous-couches amorphes et garde latérale

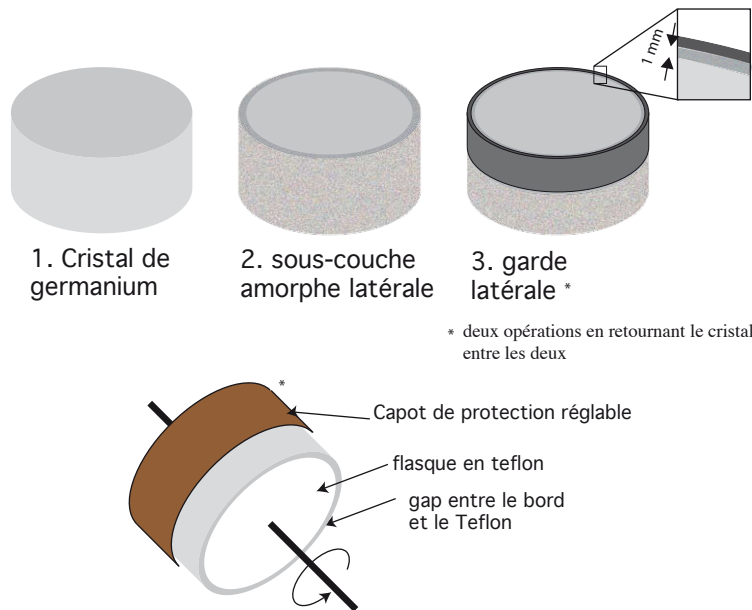


FIGURE 10.4 – Étapes de fabrication de la face latérale. Le détecteur est maintenu à  $45^\circ$  par deux flasques en Teflon. Un système de deux capots permet d'évaporer chaque garde latérale sans démonter le dispositif hors de l'évaporateur. Le Teflon des flasques laisse libre environ 1 mm où le germanium est exposé aux évaporations.

Le cristal est “coincé” entre deux flasques en téflon appliquées sur ses faces planes et de diamètre inférieur au diamètre du cristal, laissant libre le pourtour de la face plane sur 1 mm environ. Le cristal peut tourner sur son axe à  $45^\circ$  de l'axe vertical de l'évaporateur. On peut ainsi déposer simultanément sur la face latérale et sur le pourtour de la face plane.

Le cristal est ensuite retourné “in situ” pour traiter symétriquement la face opposée. Le jeu des deux capots coulissants suivant l'axe du cristal permet de masquer tout ou une partie de la surface latérale (réglable “in situ”).

On peut ainsi ajuster le gap entre les deux électrodes enveloppantes. Il est de 4 à 6 mm.

Chronologiquement, la sous-couche amorphe est d'abord évaporée sur toute la surface latérale et sur la partie extérieure des faces planes (figure 10.4), suivie par l'évaporation des électrodes de garde latérale.

Les dépôts ultérieurs sur les faces planes compléteront chaque anneau de garde en veillant à un bon contact électrique entre les deux parties (protection du Nb par de l'Ir).

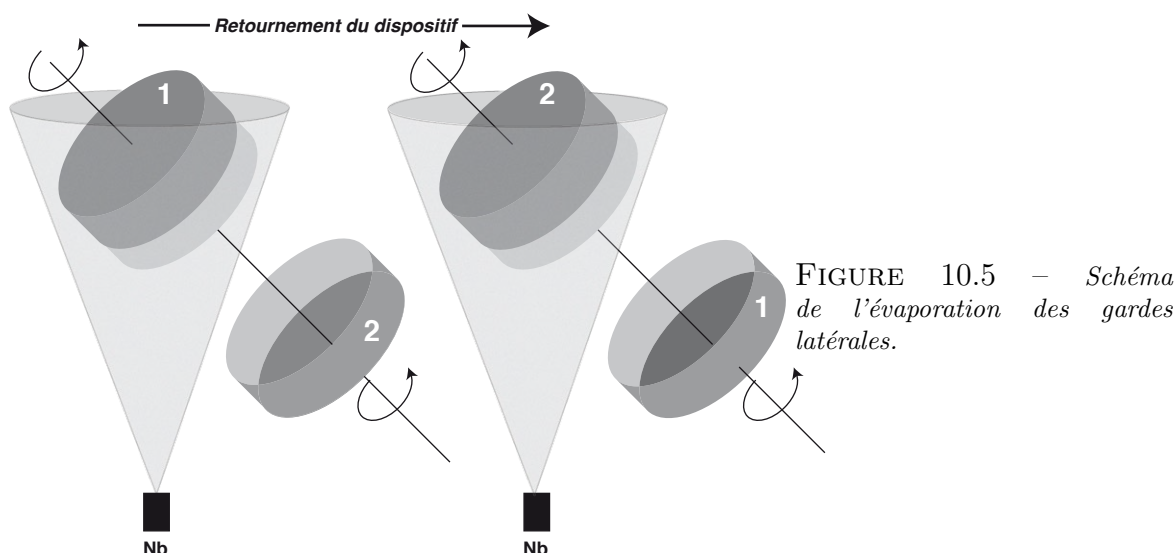
Pendant l'évaporation sur la face latérale du germanium amorphe, les capots sont totalement ouverts. La face latérale reçoit donc deux fois plus de germanium que le bord des faces planes (voir tableau 10.1).

TABLE 10.1 – Sous-couches amorphes de germanium hydrogéné du Bolo Ge/NbSi 207.

	face 1	face 2
latérale	308 Å	333 Å
plane	515 Å	516 Å

La figure 10.5 illustre le processus de fabrication des gardes latérales : le cristal tourne à  $45^\circ$  de la direction d'évaporation. Il est retourné dans l'évaporateur pour fabriquer

l'autre garde latérale. Le jeu des capots réglables permet, soit de libérer totalement la surface latérale (Ge amorphe), soit d'en masquer une partie pour évaporer une garde enveloppante (Nb) de taille ajustée.



Les capots sont séparés de 0,5 mm du détecteur. L'effet d'ombrage est alors de l'ordre de 0,5 mm, dont il faut tenir compte pour l'ajustement du gap souhaité entre les deux gardes.

TABLE 10.2 – Gardes latérales du Bolo Ge/NbSi 207.

		face 1	face 2
<b>garde latérale</b>	matériaux	Nb/Ir	
	épaisseur	380 Å / 20 Å	380 Å / 22 Å
<b>gap garde/garde</b>		6 mm	

Une fois les gardes latérales confectionnées, les sous-couches amorphes des faces planes sont évaporées avec un autre dispositif et un système de masques protégeant *le pré-anneau*.

### 10.2.2 Électrodes

Les électrodes et les précontacts suivent le même processus de fabrication que la première génération. Les masques permettant de confectionner l'anneau de garde sont prévus pour que ce dernier recouvre l'anneau périphérique déjà réalisé dans l'opération précédente.

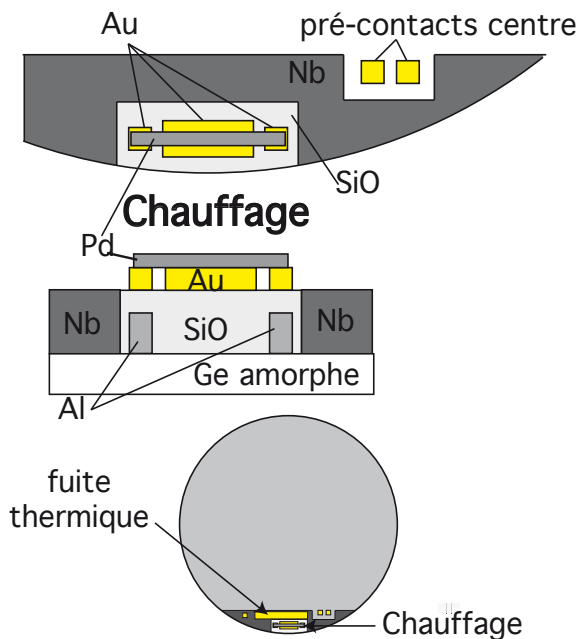


TABLE 10.3 – *Électrodes centres et gardes du Bolo Ge/NbSi 207.*

		face 1	face 2
<b>anneau</b>	largeur	2 mm	
<b>gap</b>	centre/garde	1,7 mm	
<b>dents des peignes</b>	matériaux	Nb/Ir	
	épaisseur	407 Å / 41 Å	406 Å / 40 Å
	pas	0,5 mm	
<b>Dos des peignes</b>	matériaux	Nb/Ir	
	épaisseur	412 Å / 41 Å	417 Å / 43 Å

### 10.2.3 Précontacts, fuite thermique et chauffage

À partir de cette génération, les détecteurs sont équipés de petits chauffages qui permettent de régler la température optimale de fonctionnement (voir discussion au chapitre 9). Les précontacts et la fuite thermique sont identiques à ceux de première génération.

FIGURE 10.6 – *Schéma du chauffage sur le détecteur, en vue de dessus et en coupe.*

L'introduction du chauffage implique qu'une partie de la garde n'est pas recouverte de niobium. Il est remplacé par de la silice qui permet d'éviter le contact électrique entre le chauffage et le cristal de germanium (voir figure 10.6).

TABLE 10.4 – Les précontacts et chauffages du Bolo Ge/NbSi 207.

		face 1	face 2
<b>Plots</b> <b>1 mm × 1 mm</b>	matériaux	Al/Cr+Au	
	épaisseurs	4500 Å / 77 Å	4500 Å / 78 Å
<b>SiO</b>	épaisseur	512 Å	512 Å
<b>Fuite thermique</b> <b>précontacts</b>	surface	12 mm × 3 mm	
	surface	1 mm × 1 mm	
	matériaux	Cr/Au	
	épaisseur	24 Å / 2014 Å	24 Å / 2016 Å
<b>chauffage</b>	surface	7 mm × 0,6 mm	
	matériaux	Cr/Ir	
	épaisseur	78 Å	77 Å

### 10.2.4 Films NbSi

Comme pour la première génération, les films NbSi sont évaporés par un évaporateur dédié au NbSi (voir figure 10.7). Pour assurer une bonne homogénéité du niobium dans le silicium, les détecteurs ont été éloignés des creusets de niobium et silicium par une "tour" (voir photo 10.3 - c)).

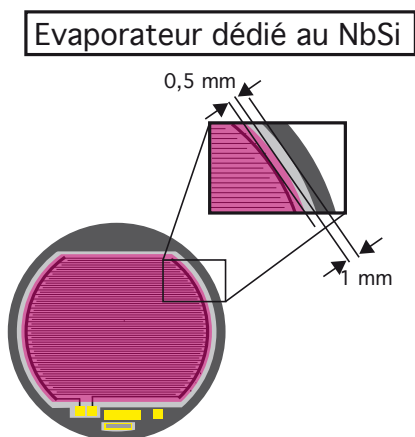


FIGURE 10.7 – Schéma de la dernière étape : l'évaporation des films de  $Nb_xSi_{1-x}$  dont les caractéristiques sont données dans le tableau 10.5 du Bolo Ge/NbSi 207

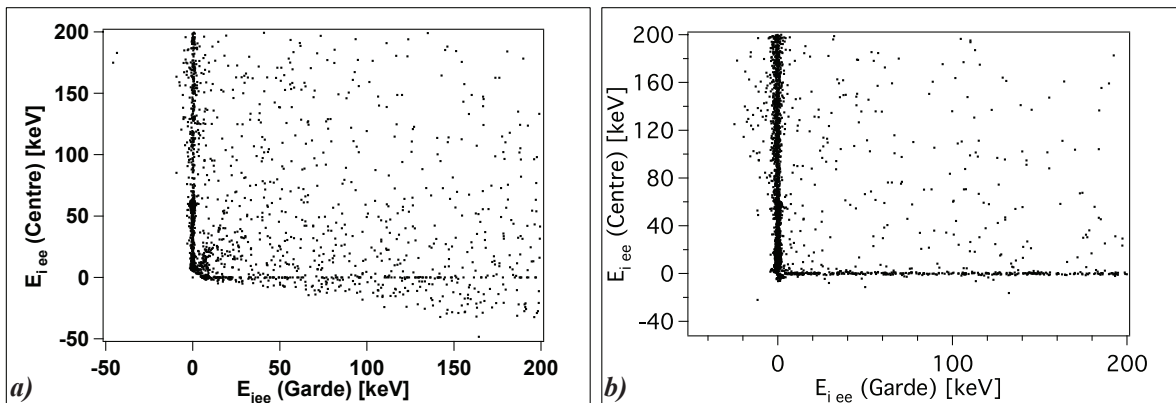
TABLE 10.5 – Caractéristiques des films de  $Nb_xSi_{1-x}$  du Bolo Ge/NbSi 207

	face 1	face 2
$x$	9,8 %	9,8 %
épaisseur	125 Å	125 Å
<b>protections</b>		
matériaux	SiO	
épaisseur	250 Å	

## 10.3 La collecte des charges

### 10.3.1 Effet des gardes enveloppantes

La première génération de détecteurs avec un anneau de garde simple présente un piégeage important sur les surfaces libres (événements garde avec une amplitude centre négative sur la figure 10.8), c’est pourquoi à partir de cette génération, les détecteurs sont équipés d’électrodes de garde enveloppante.

FIGURE 10.8 – Énergie d’ionisation centre en fonction de l’énergie d’ionisation garde pour les détecteurs Bolo Ge/NbSi a) 203 et b) 207 exposés à une source de  $^{241}\text{Am}$ .

L’amélioration de la collecte des événements de garde par la garde enveloppante est très nette comme l’illustre la figure 10.8.

Les “virgules” discutées au chapitre 9 disparaissent et on a une signature claire entre événements garde et événements centre.

### 10.3.2 Le rejet passif

Les détecteurs de la première génération présentent un mauvais rejet passif de l’ordre de 80 %. Afin d’améliorer la collecte des charges, nous avons utilisé une sous-couche de germanium amorphe hydrogéné d’environ 500 Å.

La figure 10.9 montre que l’ajustement gaussien est meilleur pour le Bolo Ge/NbSi 207

que pour le 203 vers les basses énergies. Cet effet est dû aux événements de surface à collecte incomplète plus important pour le 203 que pour le 207.

La figure 10.9 et le tableau 10.6 montrent également l'amélioration de la résolution en énergie d'ionisation.

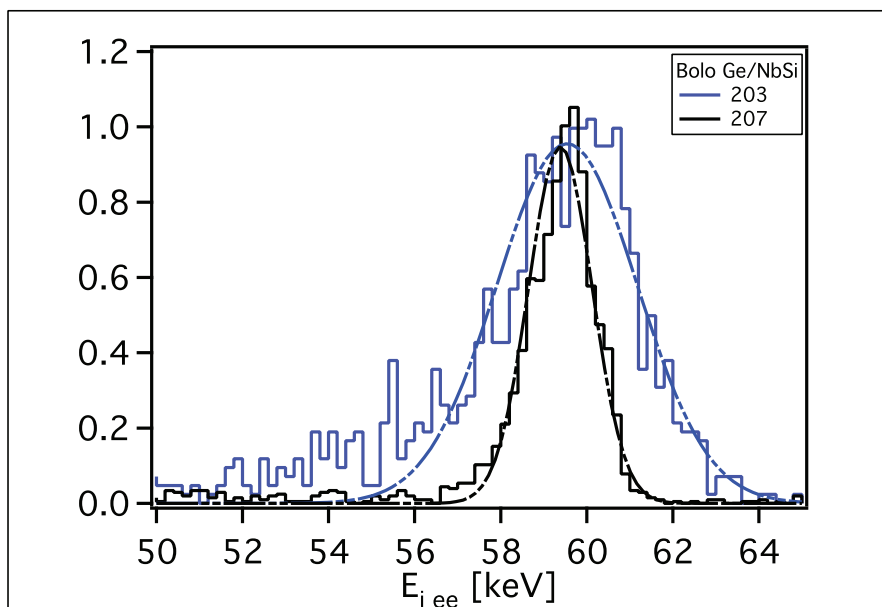


FIGURE 10.9 – Spectre en énergie d'ionisation des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 207 autour de la raie de 59,5 keV du  $^{241}\text{Am}$ .

TABLE 10.6 – Résolution en énergie d'ionisation de la raie de 59,5 keV du  $^{241}\text{Am}$

Détecteur	Bolo Ge/NbSi 203	Bolo Ge/NbSi 207
<b>FWHM</b>	3,8 keV	1,7 keV

La sous-couche amorphe a un effet bénéfique sur la collecte des charges. Elle permet également une amélioration du rejet passif.

## 10.4 Identification des événements de surface

### 10.4.1 Identification à partir du critère $\kappa_{ion} = \text{Amp}_{Ath}(\text{excès})/E_{i\ ee}$

De manière qualitative, l'amélioration de l'identification des événements de surface peut être mise en évidence en utilisant le rapport  $\kappa_{ion} = \text{Amp}_{Ath}(\text{excès})/E_{i\ ee}$  de l'amplitude athermique sur l'énergie d'ionisation pour les Bolo Ge/NbSi 203 et 207 exposés à une source de  $^{241}\text{Am}$ , qui possède une raie X à 59,5 keV dont la longueur typique de pénétration est de  $\lambda_\gamma = 0,9$  mm.

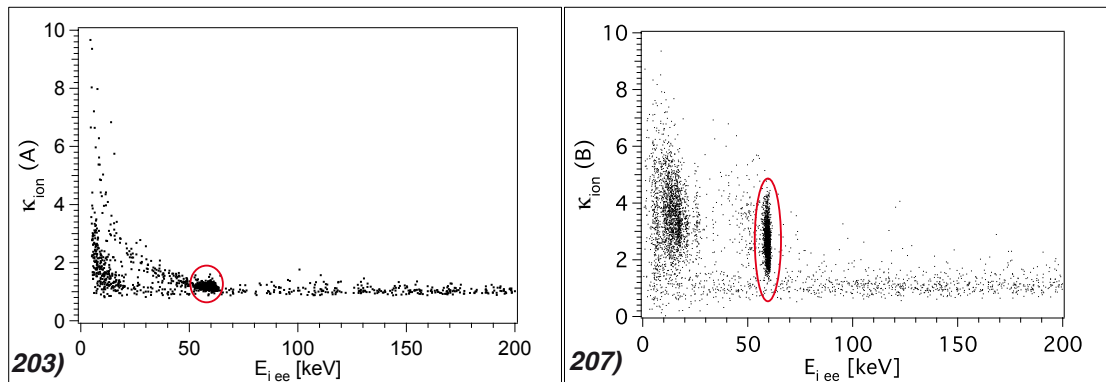


FIGURE 10.10 – Rapport  $\kappa_{ion}$  en fonction de l'énergie ionisation des Bolo Ge/NbSi 203 et 207. Ce rapport est normalisé à 1 par les événements dont l'énergie d'ionisation est comprise entre 100 et 200 keV (événements de volume).

Le diagramme du rapport  $\kappa_{ion}$  en fonction de l'énergie ionisation du détecteur Bolo Ge/NbSi 203 de la figure 10.10 - **a**) montre qu'entre les événements complètement collectés de la raie (proches de la surface) et ceux de volume ( $E_{i\ ee} \in [100; 200]$  keV), ce rapport diffère peu. Alors que le même graphique pour le Bolo Ge/NbSi 207 montre une claire séparation des événements de la raie par rapport aux événements de volume.

Nous étudions la distribution de ce rapport  $\kappa_{ion}$  de ces deux populations.

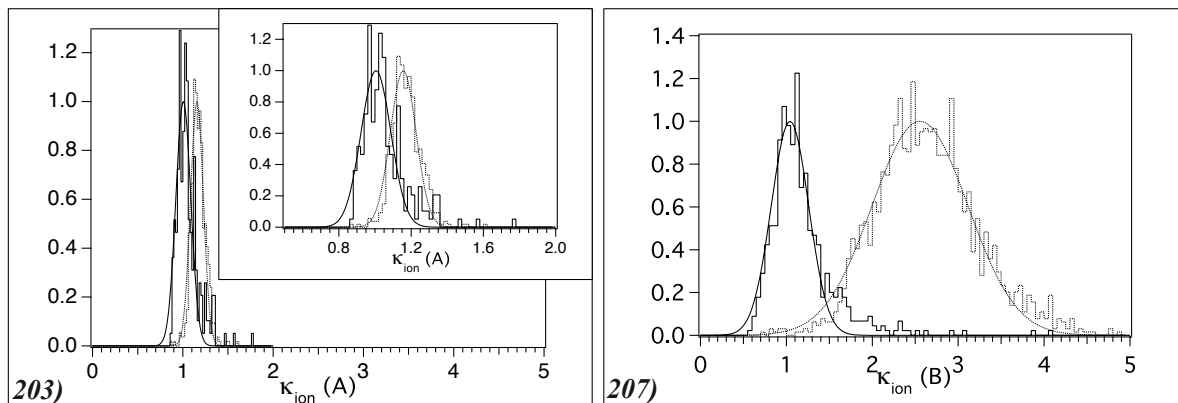


FIGURE 10.11 – Distribution du rapport  $\kappa_{ion}$  des populations de volume et de la raie X à 59,5 keV des Bolo Ge/NbSi 203 et 207. Les événements de la raie X de 59,5 keV sont des événements de surface ( $\lambda \lesssim 1$  mm) au sens de l'identification mais sont majoritairement à collecte complète des charges.

La figure 10.11 et le tableau 10.7 montrent une nette amélioration de l'identification des événements de surface entre les détecteurs Bolo Ge/NbSi 207 et 203.

**La deuxième génération de détecteur permet une meilleure identification des événements de surface.**

TABLE 10.7 – Moyenne et écart-type du rapport  $\kappa_{ion}$  des événements de volume et de la raie de 59,5 keV (bien collectés) des Bolo Ge/NbSi 203 et 207.

Détecteur	Bolo Ge/NbSi 203	Bolo Ge/NbSi 207
<b>Volume</b>	(1, 0 ± 0, 07)	(1, 0 ± 0, 2)
<b>Raie 59,5 keV</b>	(1, 15 ± 0, 07)	(2, 6 ± 0, 6)

Cependant la quantification du pouvoir de rejet actif n'est pas possible du fait de la très mauvaise résolution en énergie chaleur du Bolo Ge/NbSi 207 (voir discussion de la partie 10.6 et figure 10.13), car un seul film de NbSi est utilisable, l'autre ayant une impédance trop faible. Sa résistance ( $R \approx 10k\Omega$  à 35 mK) n'est pas compatible avec l'électronique d'acquisition et aurait de toute façon une sensibilité trop faible.

Sur la figure 10.10, une partie de la population des événements de la raie de 59,5 keV remonte à basse énergie : ce sont les événements de surface à collecte incomplète de la raie. Cette population est plus marquée pour le Bolo Ge/NbSi 203 que pour le 207. L'hypothèse de l'amélioration de la collecte des charges par la sous-couche amorphe, que montrait déjà le résultat présenté figure 10.9, est bien illustrée ici.

## 10.5 Étude du signal athermique.

### 10.5.1 Différence centre-garde

Nous étudions l'amplitude athermique du film exposé à la source de  $^{241}\text{Am}$  en fonction de la position centre ou garde de l'événement.

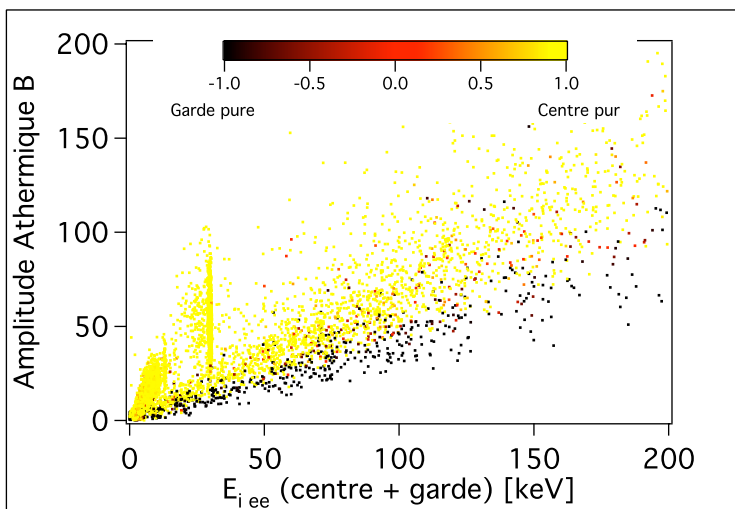


FIGURE 10.12 – Amplitude athermique du thermomètre exposé à la source de  $^{241}\text{Am}$  en fonction de l'énergie ionisation (centre+garde). Un événement est dit de garde si le rapport  $\kappa_{CG} = (E_{ion}(\text{Centre}) - E_{ion}(\text{Garde})) / (E_{ion}(\text{Centre}) + E_{ion}(\text{Garde}))$  est de -1 et de Centre si ce rapport est de +1.

La figure 10.12 montre que les événements de garde ont une amplitude athermique moins importante que ceux de centre. Nous ne pouvons pas étudier cet effet sur le film opposé, qui n'est pas utilisable.

## 10.6 Résolution en énergie et sensibilité chaleur

### 10.6.1 La résolution en énergie chaleur

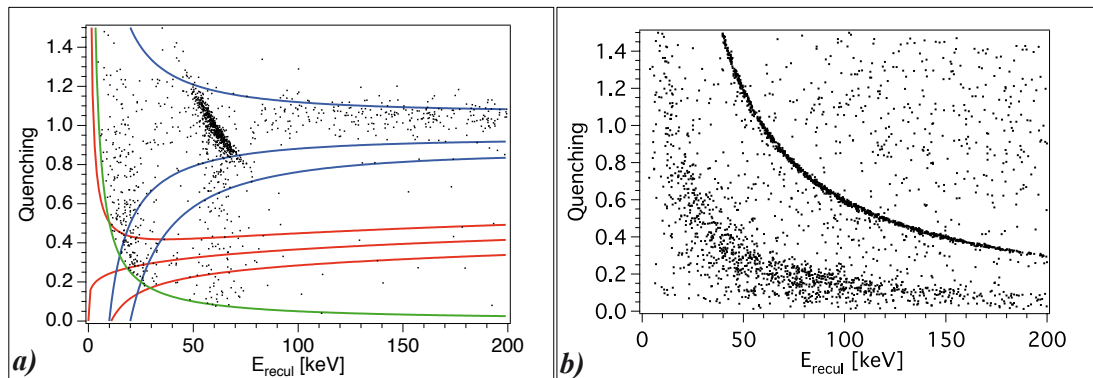


FIGURE 10.13 – *Q-plots des Bolo Ge/NbSi a) 203 à 45 mK avec une tension de collecte de -3 V, la source de  $^{241}\text{Am}$  est placée en face du thermomètre A et b) 207 à 35 mK avec une tension de collecte de +3 V, la source est placée proche du thermomètre B. Sur le *Q-plot b)*, nous ne représentons pas les courbes correspondant aux intervalles de confiance pour la discrimination particule-à-particule du fait de la très mauvaise résolution en énergie chaleur du détecteur.*

De manière qualitative, la figure 10.13 montre la dégradation de la résolution en énergie chaleur du Bolo Ge/NbSi 207 par rapport au 203.

Pour déterminer la résolution en énergie chaleur de manière quantitative, nous utilisons les méthodes présentées partie 8.4.6, en prenant comme estimateur de l'énergie la partie thermique du signal. Il n'était pas encore question, en 2005, d'utiliser le signal athermique comme estimateur de l'énergie. Et par la suite l'étude des autres générations de détecteurs n'a pas permis de revenir sur l'étude de celui-ci.

La figure 10.14 présente les spectres en énergie chaleur des deux détecteurs et le tableau 10.8 les résolutions ligne de base et de la raie X de 59,5 keV.

### 10.6.2 La sensibilité thermique

La différence de résolution entre les deux détecteurs provient de la faible sensibilité  $dV/dE$  des films du Bolo Ge/NbSi 207. Il y a en effet un facteur 15 entre ces deux sensibilités! (1,2 nV/keV à 35 mK pour le Bolo Ge/NbSi 207 contre 23 nV/keV à 35 mK pour le 203).

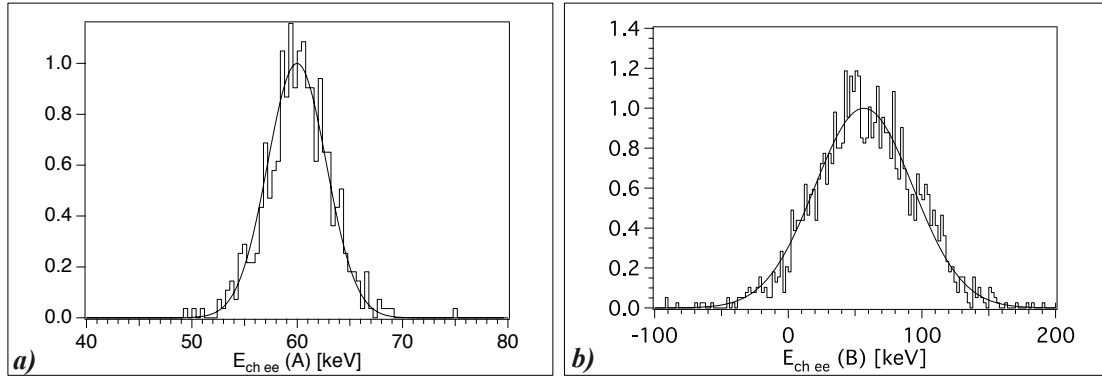


FIGURE 10.14 – Spectre en énergie chaleur de la raie photonique de 59,5 keV de  $^{241}\text{Am}$  sélectionnée à partir de l'ionisation du Bolo Ge/NbSi **a)** 203 et **b)** 207.

TABLE 10.8 – Résolution en énergie chaleur de la ligne de base et de la raie de 59,5 keV de la source de  $^{241}\text{Am}$ .

	Bolo Ge/NbSi 203	Bolo Ge/NbSi 207
Résolution à 0 keV	5 keV	
Résolution à 59,5 keV	6,5 keV	85 keV

La sensibilité d'un détecteur est reliée à la capacité calorifique et à la sensibilité  $\Delta V/\Delta T$  par :

$$\frac{dV}{dE} = \frac{\Delta V}{\Delta T} \frac{\Delta T}{C} \quad (10.1)$$

Le facteur 15 provient pour un facteur d'environ 2 de la capacité calorifique comme nous le verrons ci-dessous, mais essentiellement pour un facteur 5 à 10 de  $\Delta V/\Delta T$ . Ce dernier est limité par la tension optimale de polarisation, ce qui est évident si on compare les figures 9.19 - **a)** et 10.15 - **a)**. Comme discuté au paragraphe 9.10, la tension critique peut être abaissée par des défauts du film et il ne serait pas étonnant qu'un film très mince soit plus sensible, par exemple, à la rugosité de la surface.

Mais cette faible valeur de  $\Delta V/\Delta T$  peut aussi être liée à un effet de champ électrique.

En effet, pour une même tension de polarisation, la géométrie peigne au pas de 0,5 mm (207) conduit à des champs plus élevés que les peignes au pas de 1 mm (203) et bien plus élevés que pour l'échantillon test de la figure 9.20 - **a)**.

Nous n'avons pas pu vérifier ces hypothèses en revenant par exemple à des peignes au pas de 1 mm avec des couches très minces.

La capacité calorifique de ce détecteur est également très importante (voir tableau 10.9).



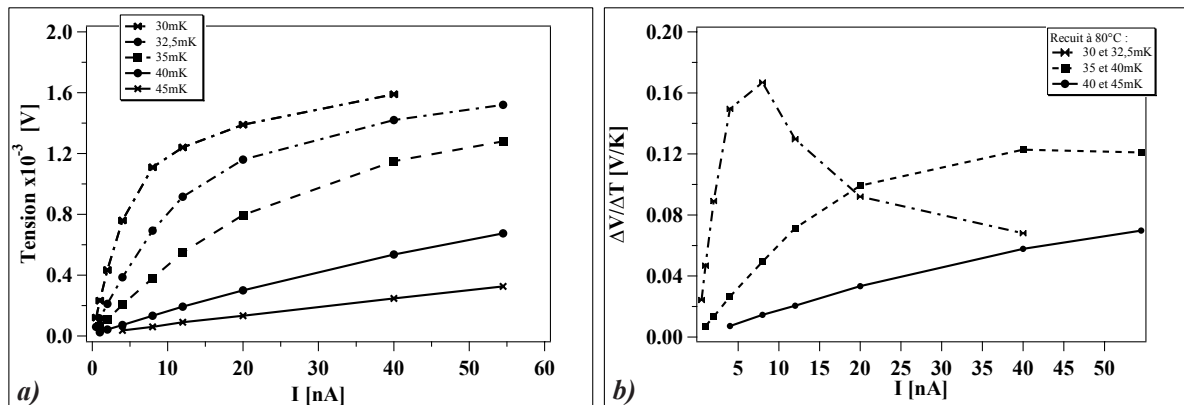


FIGURE 10.15 – Graphiques de **a)** la tension et **b)** de la sensibilité  $\Delta V/\Delta T$  en fonction de l'intensité de polarisation du Bolo Ge/NbSi 207 à différentes températures.

Nous ne constatons pas la réduction attendue par la réduction de l'épaisseur et la capacité calorifique semble même supérieure à celle du Bolo Ge/NbSi 203.

TABLE 10.9 – Capacité calorifique des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 207 à 35 mK

Détecteur	Bolo Ge/NbSi 203	Bolo Ge/NbSi 207
$C_{Total}(Théorique)$	11 nJ/K	5,5 nJ/K
$C_{Total}(Mesurée)$	10 nJ/K	17 nJ/K

Le tableau 10.9 montre que la chaleur spécifique mesurée du Bolo Ge/NbSi 207 est supérieure à celle du 203. Si nous prenons en compte des biais de mesure avec une erreur de 50 % sur sa détermination, elle est de l'ordre de celle du 203. Elle reste supérieure à sa valeur théorique. Nous voyons qu'il y a un apport supplémentaire de chaleur spécifique.

Les différences qui sont le plus probablement décisives à l'origine de cet apport de chaleur spécifique, sont : la sous-couche amorphe et les électrodes de garde latérales par les larges surfaces ( $\approx 24 \text{ cm}^2/\text{film NbSi} \approx 22 \text{ cm}^2$ ) qu'elles recouvrent. Nous verrons par la suite que l'origine de cette chaleur spécifique additionnelle est la garde enveloppante de niobium qui couvre une large surface.

## Conclusion

La deuxième génération de détecteurs Ge/NbSi a permis de mettre en évidence l'amélioration de :

- l'identification des événements de surface,
- la collecte des charges par l'utilisation d'une sous-couche amorphe.

L'utilisation d'hydrogène dans les sous-couches amorphes semble faire évoluer la résistance des films (voir chapitre 5). Les sous-couches amorphes des détecteurs suivants seront désormais sans hydrogène.

La réduction de l'épaisseur des films aurait dû s'accompagner d'une diminution de la chaleur spécifique, mais cet effet a été masqué par une autre source de capacité calorifique, due à la garde ou à la sous-couche amorphe.

La capacité calorifique n'ayant pas diminuée et le fait que nous ne pouvons pas polariser convenablement les films (voir chapitre 5), entraîne que les générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi suivantes seront donc équipées de films de 650 Å, mais en conservant un pas entre les peignes de 0,5 mm.

# Chapitre 11

## 3<sup>e</sup> génération : le Bolo Ge/NbSi 212

### Sommaire

---

<b>11.1 Introduction</b>	<b>225</b>
<b>11.2 Description et fabrication</b>	<b>226</b>
11.2.1 Sous-couche amorphe	227
11.2.2 Électrodes centre et garde	227
11.2.3 Les précontacts, fuites thermiques et chauffages	228
11.2.4 Les films de NbSi	228
<b>11.3 Identification et rejet des événements de surface</b>	<b>228</b>
11.3.1 Identification des événements de surface	228
11.3.2 Rejet des événements de surface.	233
<b>11.4 Différence centre-garde de l'amplitude athermique</b>	<b>237</b>
<b>11.5 La résolution en énergie chaleur</b>	<b>237</b>

---

### 11.1 Introduction

La troisième génération de détecteurs conserve le pas des peignes de 0,5 mm, la sous-couche de germanium et les gardes enveloppantes par rapport à la deuxième génération. Pour pouvoir les polariser convenablement, les films ont une épaisseur de 650 Å.

Après une description du détecteur Bolo Ge/NbSi 212, nous discuterons sa capacité d'identification des événements de surface à collecte complète en utilisant le rapport  $\kappa_{ion}$  et pour ceux à collecte incomplète avec le rapport  $\kappa$  (voir chapitre 8).

À partir de l'identification des événements de surface, nous présenterons les résultats en terme de rejet de ces derniers. Nous étudierons le rejet actif qui caractérise la technique d'identification par la sensibilité aux phonons athermique. Puis nous étudierons la capacité de rejet des événements de surface compatibles avec un recul nucléaire.

Nous étudierons, pour la modélisation discutée au chapitre 6, l'amplitude athermique de chacun des films de quatre populations : les événements de volume, de surface à collecte complète, à collecte incomplète et de garde.

Enfin, nous verrons que l'augmentation des films a permis d'améliorer la résolution en énergie qui reste néanmoins insuffisante du fait d'une chaleur spécifique trop importante.

## 11.2 Description et fabrication

Le Bolo Ge/NbSi 212 est équipé de films thermométriques de NbSi de 650 Å et d'électrodes de garde enveloppantes en niobium. Le pas des peignes est de 0,5 mm. La sous-couche amorphe est en germanium non hydrogéné.

La figure 11.1 présente les principales évolutions de la première à la troisième génération.

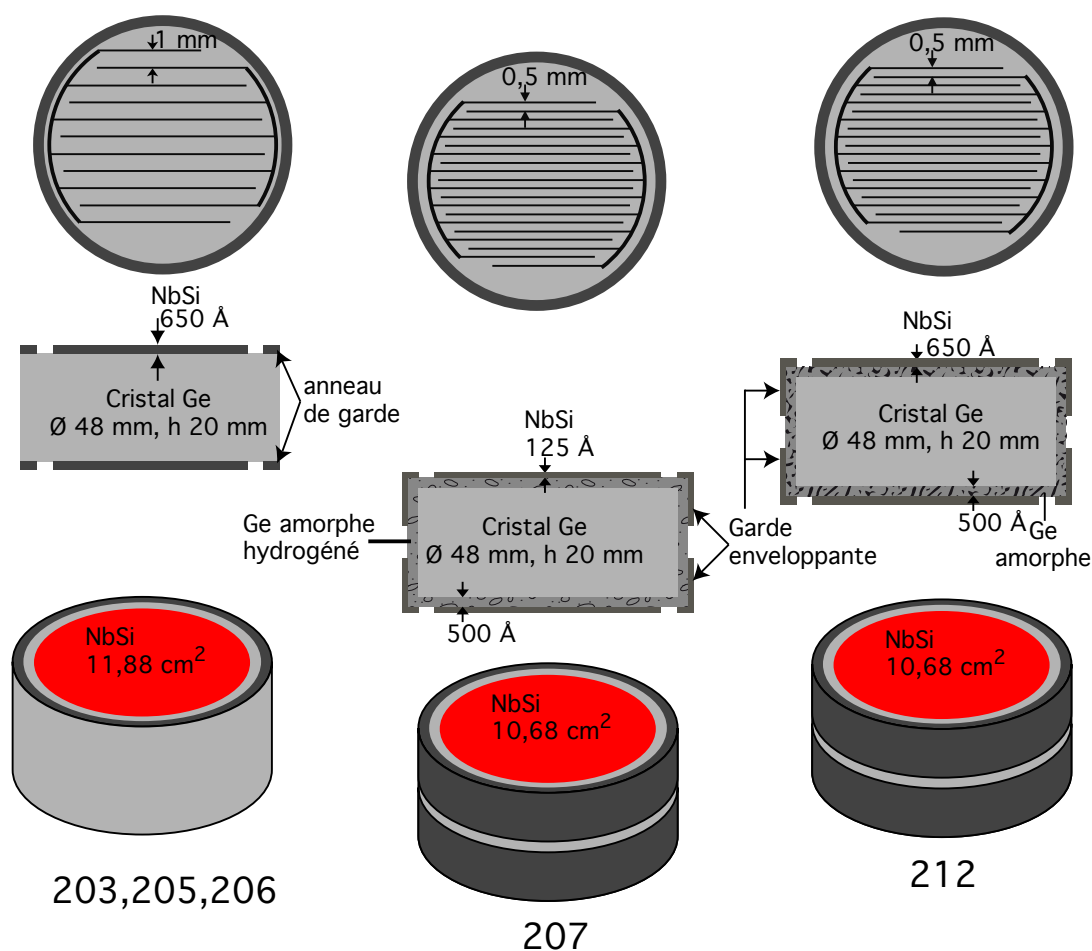


FIGURE 11.1 – Comparaison des trois premières générations des détecteurs Bolo Ge/NbSi.

Le Bolo Ge/NbSi 212 suit les mêmes étapes de fabrication que le Bolo Ge/NbSi 207 à l'exception de l'évaporation des films de NbSi pour laquelle la "tour" n'est pas utilisée étant donné l'épaisseur des films. En effet le temps d'évaporation d'une couche de 650 Å de

NbSi avec la “tour” est de plus d’une demi heure, alors que sans cette dernière il est de moins de 5 minutes. Ce que l’on gagnerait en homogénéité de l’évaporation de NbSi par des effets d’angle solide serait annulé du fait que l’on serait plus sensible aux variations éventuelles des taux d’évaporation dans le temps.

Les tableaux suivants présentent les épaisseurs et matériaux des différents constituants évaporés sur le cristal de germanium. Les côtes sont les mêmes que celles du Bolo Ge/NbSi 207 présentées sur la figure 10.2 page 211.

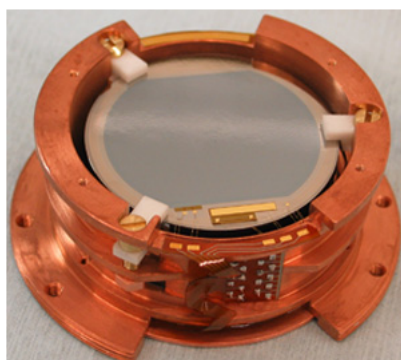


FIGURE 11.2 – Photo du Bolo Ge/NbSi 212.

### 11.2.1 Sous-couche amorphe

TABLE 11.1 – La sous-couche amorphe de germanium du Bolo Ge/NbSi 212.

		face 1	face 2
matériaux		Ge amorphe	
épaisseur	latérale	301 Å	301 Å
	face	501 Å	502 Å

### 11.2.2 Électrodes centre et garde

TABLE 11.2 – Électrodes centre et de garde du Bolo Ge/NbSi 212.

		face 1	face 2
<b>Dents des peignes</b>	matériaux	Nb/Ir	
	épaisseur	414 Å/40 Å	412 Å/ 40 Å
<b>Dos des peignes</b>	matériaux	Nb/Ir	
	épaisseur	418 Å/ 40 Å	412 Å/ 40 Å
<b>Pas des peignes</b>		0,5 mm	
<b>Gap centre/garde</b>		2 mm	
<b>Gardes latérales</b>	matériaux		
	épaisseurs	407 Å/ 40 Å	405 Å/ 40 Å
<b>Gap gardes latérales</b>		5 mm	

### 11.2.3 Les précontacts, fuites thermiques et chauffages

TABLE 11.3 –  
Les précontacts,  
fuites thermiques et  
chauffages du bolo  
Ge/NbSi 212.

	face 1	face 2
Al	3012 Å	3032 Å
SiO	334 Å	337 Å
Ir	40 Å	40 Å
Cr/Au	24 Å / 2004 Å	24 Å / 2002 Å
Cr/Pd	18 Å / 2004 Å	18 Å / 2002 Å

### 11.2.4 Les films de NbSi

TABLE 11.4 – Films  $Nb_xSi_{1-x}$  du Bolo Ge/NbSi 212

	face 1	face 2
<b>x</b>	8,49 %	
<b>matériaux</b>	SiO/NbSi	
<b>épaisseur</b>	250 Å / 650 Å	

## 11.3 Identification et rejet des événements de surface

### 11.3.1 Identification des événements de surface

#### 11.3.1.1 Identification sur le critère $\kappa_{ion} = Amp_{Ath}(excès)/E_{i\ ee}$

Nous allons montrer que le Bolo Ge/NbSi 212 a une bonne identification des événements de surface comme le 207. Pour cela nous utilisons le rapport  $\kappa_{ion} = Amp_{Ath}(excès)/E_{i\ ee}$  sur une sélection d'événement de surface à collecte complète de charge. Rappelons que  $\kappa_{ion}$  n'a pas de sens pour les événements à collecte incomplète.

$\kappa_{ion}$  est le rapport de l'amplitude athermique sur l'énergie d'ionisation déterminée à partir du nombre de charges collectées. Il n'est pas valable pour l'identification des événements à collecte incomplète, comme la très grande majorité des électrons de conversion de 62 et 84 keV, qui présentent un rapport nettement supérieur du fait de l'amplitude athermique, mais également d'une mesure systématiquement trop petite de l'énergie ionisation.

Nous sélectionnons, à partir d'une acquisition faite avec une source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$ , deux populations dont l'une est composée d'événements de volume d'énergie d'ionisation comprise entre 100 et 200 keV et l'autre d'événements de surface à collecte complète de charges des raies photoniques de 22 et 25 keV (voir figure 11.3). Leur rendement d'ionisation  $Q$  est dans la bande de recul électronique, limitée par la courbe à 99 %

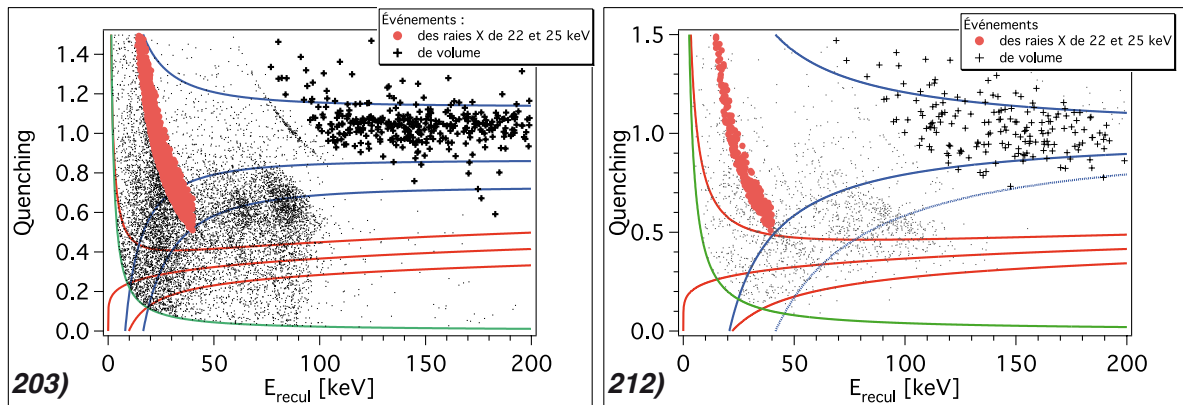


FIGURE 11.3 –  $Q$ plots des détecteurs Bolo Ge/NbSi **203** et **212** exposés à une source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$ . Les temps d'exposition sont respectivement de  $0,04 \text{ kg}\cdot\text{jour}$  et de  $0,015 \text{ kg}\cdot\text{jour}$ . Nous avons mis en évidence les deux populations d'événements de surface à collecte complète et de volume.

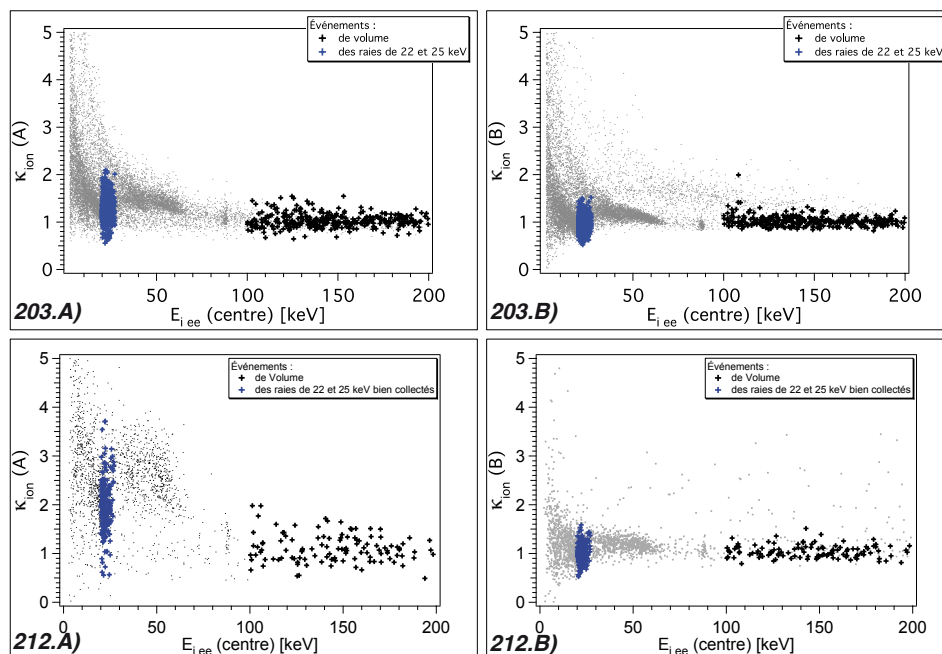


FIGURE 11.4 – Rapport  $\kappa_{ion}$  en fonction de l'énergie d'ionisation des thermomètres **A** et **B** des Bolo Ge/NbSi **203** et **212**. Pour les deux détecteurs, la source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$  est placée du côté du film **A**.

de confiance calculée à partir des résolutions en énergie ionisation et chaleur.

Les graphiques de  $\kappa_{ion}$  en fonction de l'énergie d'ionisation des deux détecteurs montrent une plus nette séparation entre les raies X de 22 et 25 keV et les événements de volume pour le Bolo Ge/NbSi 212.

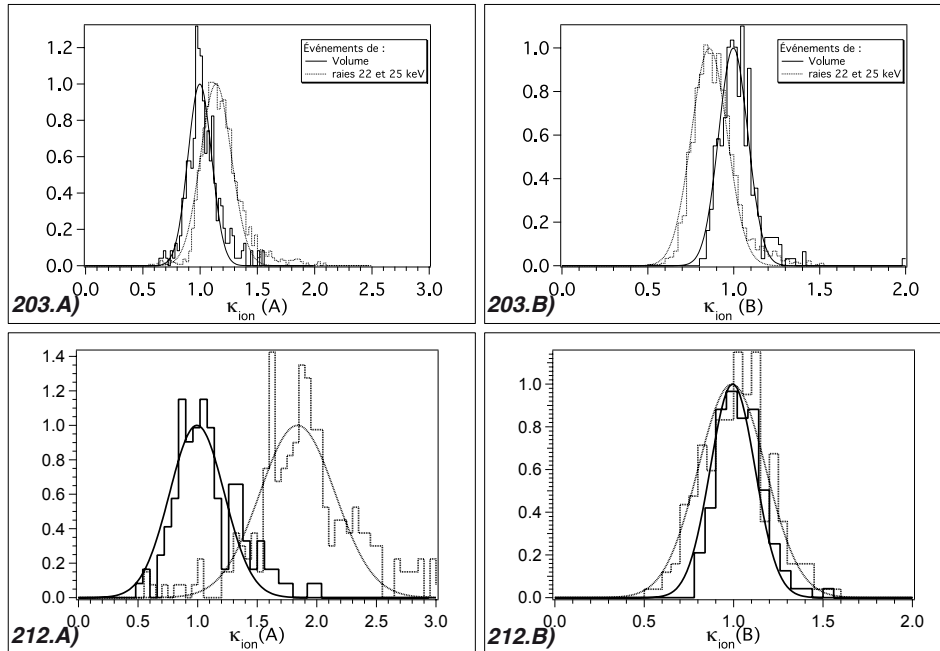


FIGURE 11.5 – Distribution du rapport  $\kappa_{ion}$  des populations des événements de volume et des raies X de 22 et 25 keV complètement collectés des thermomètre **A** et **B** des Bolo Ge/NbSi **203** et **212**. La source de  $^{109}\text{Cd}$  est placée en face du thermomètre **A**.

TABLE 11.5 – Moyenne et écarts types du rapport  $\kappa_{ion}$  des populations d'événements de surface à collecte complète et de volume.

Bolo Ge/NbSi	203		212	
Film	A	B	A	B
$\bar{\kappa}_{ion,22keV} \pm \sigma_{\kappa_{ion,22keV}}$	$1,1 \pm 0,2$	$0,86 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$
$\bar{\kappa}_{ion,V} \pm \sigma_{\kappa_{ion,V}}$	$1,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,1$
$\sigma(\kappa_{ion,V}(A) + \kappa_{ion,V}(B))/2$	0,03		0,14	

### 11.3.1.2 Détermination et dénombrement de la population des électrons de conversion

Pour déterminer la taille de la population des événements de surface, induite par les électrons de conversion de 62 et 84 keV de la source de  $^{109}\text{Cd}$ , nous utilisons les deux méthodes présentées au chapitre 8.

Pour le détecteur Bolo Ge/NbSi 212, un événement est identifié comme électron de conversion si pour un rendement d'ionisation supérieur à la ligne à 99,9 % de confiance,



l'énergie d'ionisation est comprise entre 27 et 84 keV, et si pour un rendement de collecte inférieur à cette ligne, l'énergie de recul est comprise entre 50 et 120 keV (voir figure 11.6). Rappelons que l'autre méthode est basée sur l'utilisation de la raie photonique de 88 keV de la source de  $^{109}\text{Cd}$ .

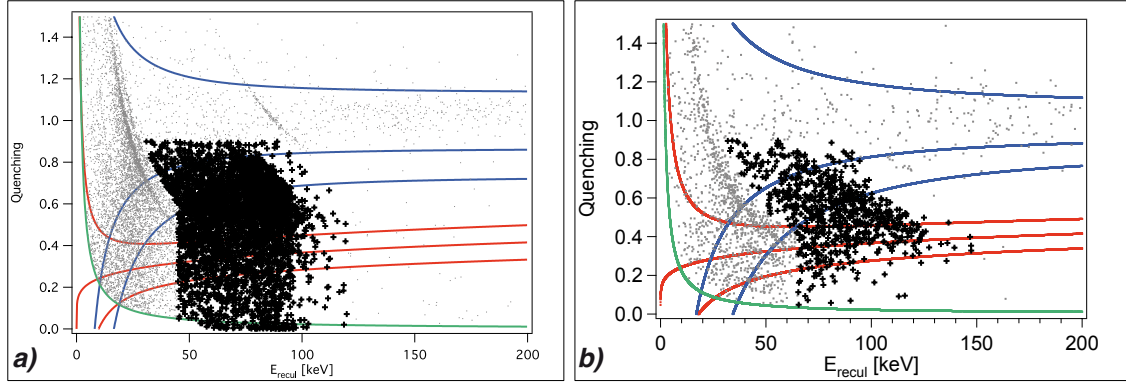


FIGURE 11.6 – *Qplots des Bolo Ge/NbSi a) 203 et b) 212 exposés à la même source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$  à deux ans d'écart, où nous avons mis en évidence la population des événements de surface provenant des électrons de conversion de 62 et 84 keV. La sélection des événements de surface du Bolo Ge/NbSi 203 est détaillée au chapitre 9.*

Le tableau 11.6 permet de voir que les deux méthodes donnent des tailles de population compatibles et montre que nous faisons une erreur systématique négligeable devant l'erreur statistique.

TABLE 11.6 – *Taille de la population des électrons de conversion en fonction de la méthode de dénombrement.*

méthode	①		②	
	203	212	203	212
$N_\gamma @ 88\text{keV}$	-	-	(166±13)	(31±6)
$N_S$	(4078±65)	(757±28)	(4316±338)	(806±162)

### 11.3.1.3 Identification sur le critère $\kappa = \frac{Amp_{Ath}(A) - Amp_{Ath}(B)}{Amp_{Ath}(A) + Amp_{Ath}(B)}$

Nous rappelons que le critère  $\kappa$  est le paramètre de rejet pour les détecteurs avec les deux films utilisables comme le Bolo Ge/NbSi 212. Il est le rapport de la différence des amplitudes athermiques des deux films sur la somme de ces mêmes amplitudes athermiques :

$$\kappa = \frac{Amp_{Ath}(A) - Amp_{Ath}(B)}{Amp_{Ath}(A) + Amp_{Ath}(B)} \quad (11.1)$$

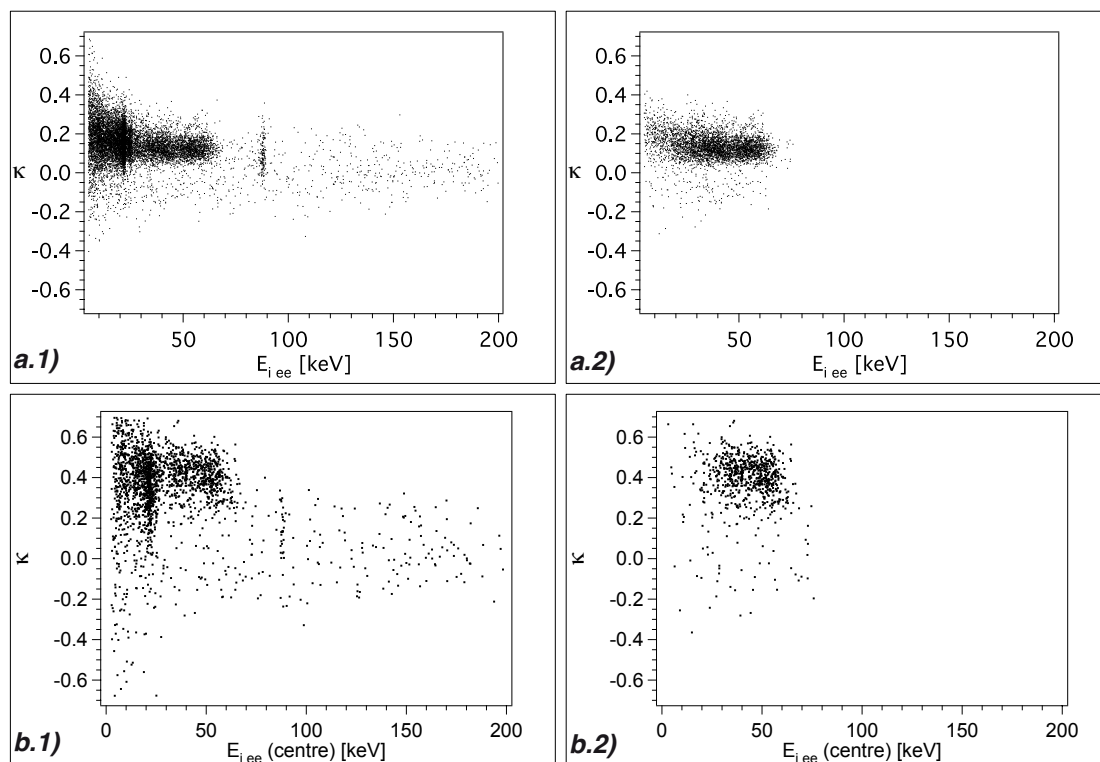


FIGURE 11.7 –  $\kappa$  en fonction de l'énergie ionisation, des Bolo Ge/NbSi .1) 203 et .2) 212, a) de l'ensemble du spectre en énergie de 0 à 200 keV et b) de la population d'électrons de conversion.

Pour pouvoir identifier les événements de surface nous utilisons le rapport  $\kappa$  présenté au chapitre 8. Sur la figure 11.7, nous voyons que l'identification de ces événements par ce rapport est, qualitativement, supérieure pour le Bolo Ge/NbSi 212 que pour le 203.

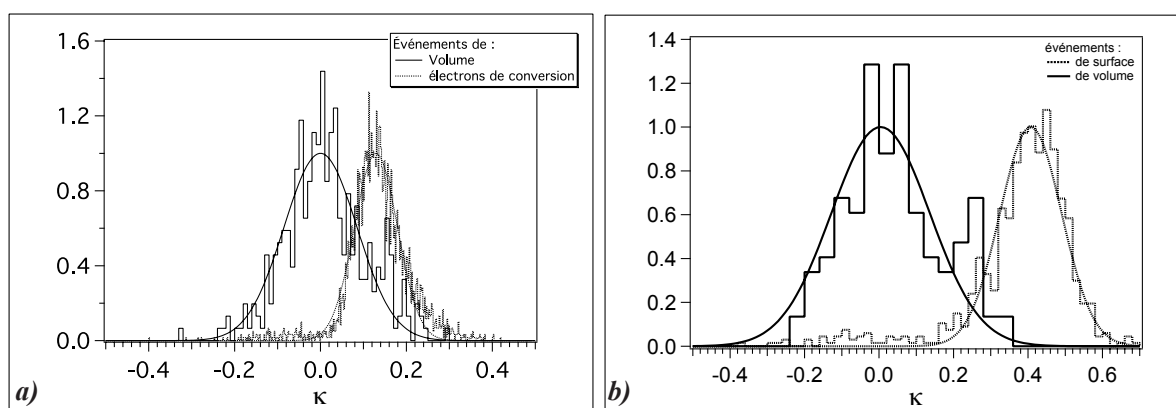


FIGURE 11.8 – Distributions du rapport  $\kappa$  pour les événements de volume et de surface des Bolo Ge/NbSi a) 203 et b) 212.

Le tableau 11.7 et la figure 11.8 montrent des écarts types plus important pour le Bolo

Ge/NbSi 212 que pour le 203, mais la séparation des valeurs moyennes des populations des événements de surface et de volume permet une meilleure identification.

TABLE 11.7 – Moyenne du rapport  $\kappa$  de la population d'événements de surface et écarts types pour les deux populations des Bolo Ge/NbSi 203 et 212.

Bolo Ge/NbSi	203	212
$\bar{\kappa}_S$	0,13	0,29
$\sigma_{\kappa_S}$	0,07	0,08
$\sigma_{\kappa_V}$	0,13	0,2

**L'identification des événements de surface est améliorée entre la première et la troisième génération.**

Les deux détecteurs n'ont pas été étudiés dans les mêmes conditions, le Bolo Ge/NbSi 203 a été étudié à 45 mK et le 212 à 36 mK, mais l'effet de température ne nous semble pas être à l'origine de l'amélioration de l'identification. Car comme nous le verrons au chapitre 12, lorsqu'il est étudié à 45 mK comme le 203, l'identification des événements de surface est encore améliorée pour le 212.

Entre la première et la troisième génération, les changements pouvant induire une meilleure identification sont :

- la réduction du pas des peignes et une augmentation de l'effet de pixellisation (ou surchauffe - voir chapitre 6),
- la garde enveloppante,
- les sous-couches amorphes.

Ce point est discuté en détails au chapitre 13.

Nous avons discuté l'identification des événements de surface en utilisant l'amplitude des signaux athermiques des deux films par le paramètre  $\kappa = (Amp_{Ath}(A) - Amp_{Ath}(B)) / (Amp_{Ath}(A) + Amp_{Ath}(B))$ . Le rejet de ces événement se traduit concrètement par un volume rejeté sous chacune des électrodes.

Pour mesurer l'efficacité du rejet, nous utilisons deux outils de mesure :  $\tau_{actif}$  qui mesure le rejet uniquement par la sensibilité aux phonons athermiques et  $\tau_{rejet}$  qui mesure le rejet par l'ensemble des techniques (sensibilités aux phonons athermiques et rejet passif).

### 11.3.2 Rejet des événements de surface.

Pour mesurer  $\tau_{actif}$  nous faisons le rapport du nombre des événements de surface après et avant rejet. Les figures 11.9 - a) et b) montrent ce rapport et la population  $\beta$  restante après coupure en fonction du critère de rejet  $|\kappa_c|$ .

Sur cette figure est également représentée l'évolution de la taille de population des électrons de conversion compatibles avec un recul nucléaire qui permet de déterminer  $\tau_{rejet}$ , rapport de cette population sur la population totale des électrons de conversion avant coupure.

#### 11.3.2.1 Rejet actif

Nous représentons sur la figure 11.9 l'évolution du paramètre  $\tau_{actif}$  en fonction du critère de rejet  $|\kappa_c|$ . Nous rappelons que les événement de volume sont centrés à  $\kappa = 0$

avec une dispersion sur ce critère de l'ordre de 0,2. Plus le critère  $|\kappa_c|$  est proche de zéro, plus le nombre d'événement de volume rejeté est grand.

En considérant que les événements de volume sont répartis de manière homogène dans le détecteur, il y a une identification du taux de volume rejeté avec le taux d'événements de volume rejeté.

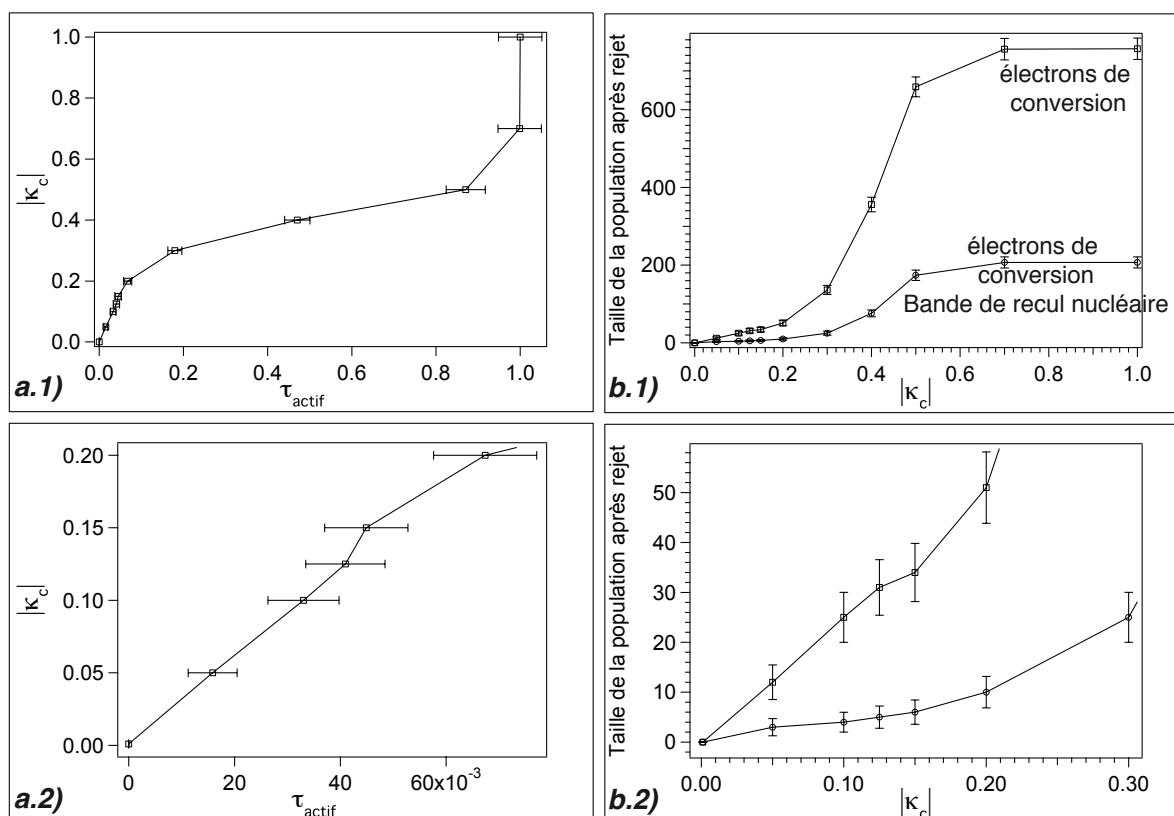


FIGURE 11.9 – **a)**  $\tau_{actif}$  en fonction du critère de rejet  $|\kappa_c|$  du Bolo Ge/NbSi 212 exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$  face au thermomètre A. **b)** évolution des populations d'électrons de conversion en fonction du critère de rejet  $\kappa_c$ . **2** est un agrandissement de **1** près de l'origine.

Pour quantifier le rejet actif du détecteur, nous étudions la population d'électrons de conversion en fonction de la valeur absolue du critère de rejet  $\kappa$ . Pour mesurer la conséquence sur le volume fiduciel, nous étudions l'évolution des populations des événements de volume en fonction du taux d'ESCRN<sup>a</sup> après rejet actif (voir figure 11.9).

La mauvaise résolution en énergie chaleur du Bolo Ge/NbSi 212 empêche une mesure correcte du rejet passif, en comparant la part de la population d'électrons de conversion compatibles avec un recul nucléaire à sa totalité.

Comme nous en avons discuté, la sous-couche de germanium amorphe améliore ce rejet passif de manière importante. Au chapitre suivant, nous présentons une mesure du rejet passif et montrons son amélioration avec le Bolo Ge/NbSi 213 (voir chapitre 12). Si

a. ESCRN : Événements de Surface Compatible avec un Recul Nucléaire.

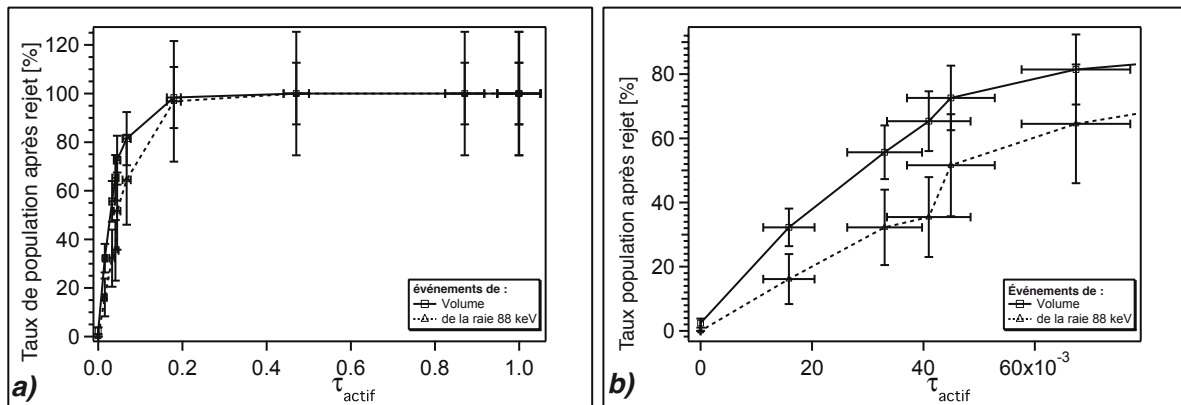


FIGURE 11.10 – **a)** Taux d'événements restants après coupure rapporté à leur population initiale pour les événements de volume et les  $\gamma$  de 88 keV. **b)** zoom vers les petites valeurs du taux d'ESCRN après rejet actif  $\tau_{actif}$ .

nous utilisons cette valeur  $\tau_{passif} = (7,8 \pm 0,7) \times 10^{-2}$  alors le taux d'ESCRN après rejet actif compatible avec les objectifs de l'expérience EDELWEISS II vaut  $\tau_{actif} = 2 \times 10^{-2}$ . Le taux d'ESCRN après rejet de l'expérience EDELWEISS est  $\tau_{rejet} = 10^{-3}$ , ce taux est également le produit des taux d'ESCRN après rejet actif ( $\tau_{actif}$ ) et passif ( $\tau_{passif}$ ).

La source de  $^{109}\text{Cd}$  a une demi-vie de 461,4 jours. Les expériences des deux détecteurs sont espacées d'environ 2 ans (avril 2005/fin février 2007). L'activité de la source est donc moindre pour le Bolo Ge/NbSi 212 que pour le 203.

La figure 11.11 montre l'effet d'une coupure à  $\tau_{actif} = 0,045$  ( $|\kappa_c| = 0,15$ ) sur la population des événements "électrons de conversion". Les événements restants peuvent s'interpréter comme des événements  $\gamma$  pour ceux tels que le rendement d'ionisation est supérieur à la limite de la bande des reculs électroniques à 90 % de confiance, et comme des neutrons du fond du laboratoire pour ceux qui sont dans la bande de recul nucléaire. La statistique est donc insuffisante pour donner quantitativement l'efficacité de la coupure.

D'après 11.9 - **b)**, cette coupure conserve 75 % des événements "centre" (38 % du volume total si l'on compte que l'élimination des événements "garde" a coûté 50 % du volume total). Ce chiffre est bien supérieur aux 40 % obtenus avec le Bolo Ge/NbSi 203 avec le même rejet (voir figure 9.12).

**Le Bolo Ge/NbSi 212, pour un même rejet actif, permet de conserver un plus grand volume fiduciel.**

Comme le montrent les diagrammes de la figure 11.11, les événements restants après un rejet actif de 0,045 sont principalement des photons dans la bande de recul électronique (seulement 9 événements sur 47 sont en-deçà de la limite à 90 %).

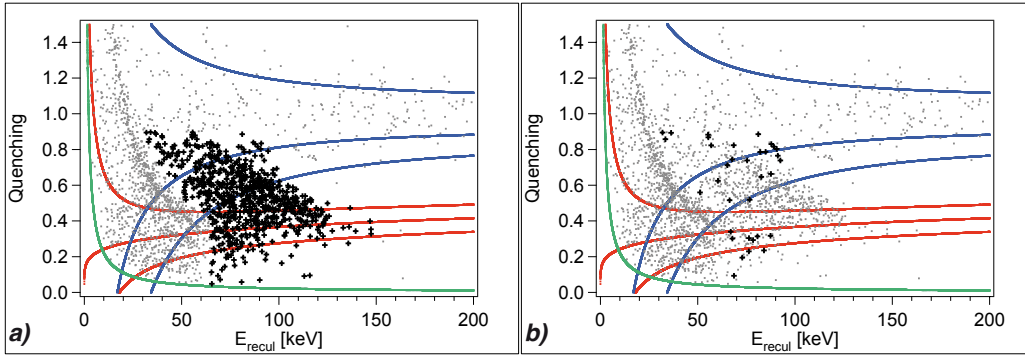


FIGURE 11.11 – *Qplot du Bolo Ge/NbSi 212 exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$ . La population des événements que nous avons identifiés comme électrons de conversion a) totale et b) après un taux d'ESCRN après rejet actif de 0,045 ( $|\kappa_c| = 0,15$ ).*

### 11.3.2.2 Rejet total

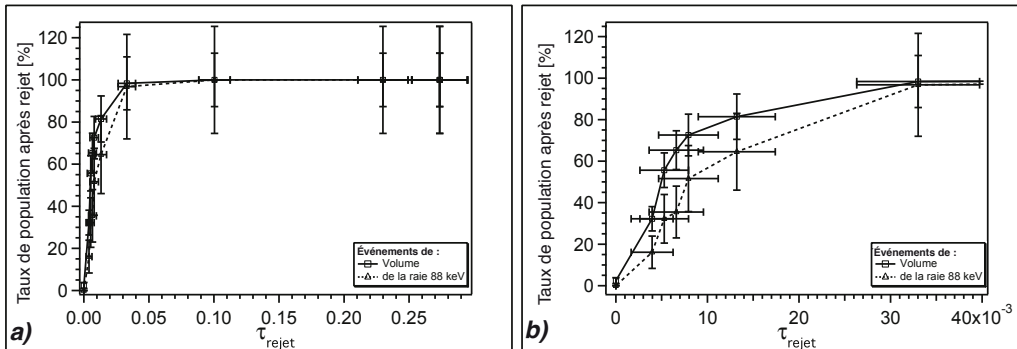


FIGURE 11.12 – *Taux de la population d'événements de volume et de la raie de 88 keV en fonction de  $\tau_{rejet}$  a) sur toute la gamme, b) pour  $\tau_{rejet} < 0,04$ .*

Nous discutons maintenant du rejet total, qui est mesuré par le rapport du nombre d'événements de surface à collecte incomplète de charge compatible avec un recul nucléaire en fonction de l'ensemble des événements de surface. Nous utilisons ici la population des électrons de conversion et nous regardons l'évolution de leur sous-population compatible avec un recul nucléaire en fonction du rejet à partir du critère  $\kappa_c$ .

Les conditions expérimentales (faibles statistiques, fond neutrons inconnu...) ne permettent pas d'aller étudier un  $\tau_{rejet}$  de l'ordre de  $10^{-3}$ . Cependant la figure 11.12 montre que le rejet est d'au moins  $10^{-2}$  pour un volume fiduciel de plus de 75 % (38 % du volume total en prenant en compte la garde).

## 11.4 Différence centre-garde de l'amplitude athermique

Nous avons quantifié l'identification et le rejet des événements de surface. Nous discutons la dépendance du signal athermique sur les deux films en fonction de la position radiale (centre-garde) de l'événement. Cette étude sera reprise de manière transverse au chapitre 13.

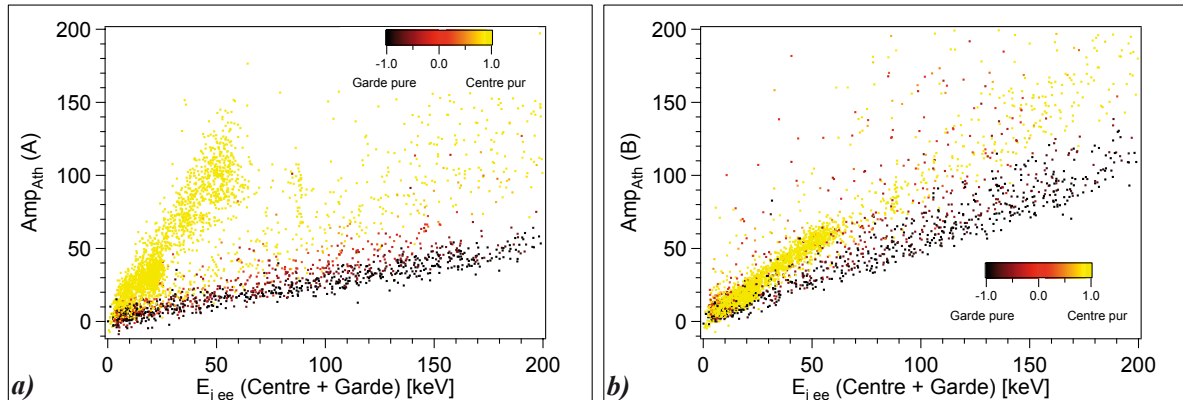


FIGURE 11.13 – Amplitude athermique du : **a)** thermomètre A et **b)** thermomètre B, en fonction de l'énergie ionisation à partir de la somme centre et garde. La source de  $^{109}\text{Cd}$  est placée face au thermomètre A. Un événement est identifié comme centre pur si le rapport  $\kappa_{CG} = \frac{\text{centre} - \text{garde}}{\text{centre} + \text{garde}}$  est  $+1$  et comme garde pure pour  $-1$ .

Nous voyons une différence du signal athermique en fonction de la distribution centre-garde. Les événements centre ont, à toute énergie, un signal athermique plus important que ceux de la garde (voir figure 11.13). Mais cet effet est évidemment nettement plus marqué pour la face A à côté de la source.

## 11.5 La résolution en énergie chaleur

La résolution en énergie chaleur est relativement faible par rapport à celle des détecteurs de première génération (voir tableau 11.8) mais une amélioration par rapport à la deuxième génération.

TABLE 11.8 – Résolution en énergie chaleur des trois premières générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi.

Génération Bolo Ge/NbSi	Ligne de base	Raie X de 88 keV
1 <sup>re</sup>	5 keV	10 keV
2 <sup>e</sup>	50 keV	-
3 <sup>e</sup>	17 keV	30 keV

L'amélioration de la résolution en énergie chaleur entre la deuxième et la troisième génération est attribuée à l'augmentation de l'épaisseur des films de NbSi (voir discussion ci-dessous sur la sensibilité du détecteur).

La sensibilité  $dV/dE$  de ce détecteur reste de l'ordre de 3 à 4 nV/keV à 35 mK (23 nV/keV pour le 203 à 35 mK). Elle est liée à la chaleur spécifique du détecteur  $C$  et à la sensibilité  $\Delta V/\Delta T$  par :

$$\frac{dV}{dE} = \frac{\Delta V}{\Delta T} \quad (11.2)$$

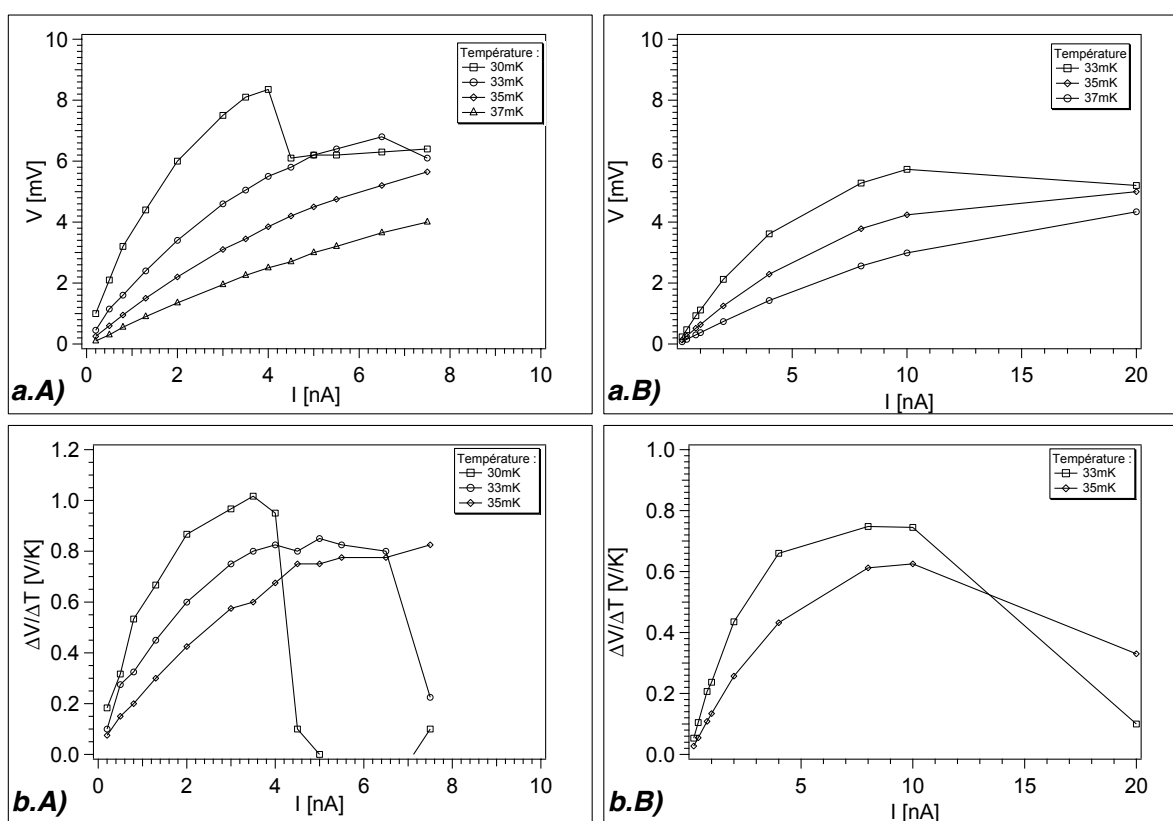


FIGURE 11.14 – **a)** Tension en fonction de l'intensité et **b)**  $\Delta V/\Delta T$  des thermomètres **A** et **B** du Bolo Ge/NbSi 212

Nous avons attribué la mauvaise résolution du Bolo Ge/NbSi 207 principalement au fait qu'il ne supporte qu'une faible polarisation. De fait, l'augmentation de l'épaisseur des films du Bolo Ge/NbSi 212 permet d'accroître la polarisation des films de manière à avoir des sensibilités thermiques  $\Delta V/\Delta T$  de l'ordre de 0,8 V/K à 35 mK pour des résistances de l'ordre de 1 M $\Omega$  (voir figure 11.14). Ces performances sont compatibles avec celles des détecteurs de 1<sup>re</sup> génération. Le Bolo Ge/NbSi 203 à 35 mK a une sensibilité de 1,4 V/K.



En fait, le détecteur Bolo Ge/NbSi 212 présente une capacité calorifique élevée d'environ 40 nJ/K (10 nJ/K pour le 203 et 12 nJ/K en théorie) et c'est ce point qui explique sa faible sensibilité en énergie  $dV/dE$ . Or les films sont identiques à ceux du 203. Les deux possibilités d'apport d'une telle capacité calorifique sont la garde enveloppante de niobium et la sous-couche de germanium amorphe.

Pour améliorer la résolution de la voie chaleur en réduisant la chaleur spécifique du détecteur, la quatrième génération de détecteurs est équipée d'un anneau de garde enveloppante en aluminium et d'une sous-couche de germanium amorphe sous les électrodes centrales.

Le fait d'utiliser une garde en aluminium permet de s'affranchir de la capacité calorifique hypothétique du niobium de la garde. Et le fait de réduire le volume de la sous-couche amorphe est également dans le but de réduire la chaleur spécifique du détecteur.

## Conclusion

La troisième génération de détecteurs présente un rejet des événements de surface compatible avec les objectifs de l'expérience EDELWEISS II avec un volume fiduciel raisonnable. Cependant, il présente une mauvaise résolution en énergie chaleur du fait d'une capacité calorifique trop importante que nous pensons être due au niobium de la garde enveloppante présentant une chaleur spécifique anormale.

La prochaine génération de détecteur sera donc équipée de garde enveloppante en aluminium, en conservant un pas de peignes de 0,5 mm.



# Chapitre 12

## 4<sup>e</sup> génération : le Bolo Ge/NbSi 213

### Sommaire

---

<b>12.1 Introduction</b>	<b>241</b>
<b>12.2 Description et fabrication</b>	<b>242</b>
12.2.1 Sous-couches amorphes	242
12.2.2 Les électrodes	243
12.2.3 Les Pré-contacts, fuite thermiques et chauffages	243
12.2.4 Les films NbSi	243
<b>12.3 Identification et rejet des événements de surface</b>	<b>244</b>
12.3.1 Rejet passif	244
12.3.2 Identification des événements de surface	246
12.3.3 Rejet actif	248
12.3.4 Rejet total	252
<b>12.4 Amplitude athermique Centre-Garde</b>	<b>253</b>
<b>12.5 Résolution en énergie</b>	<b>254</b>
<b>12.6 Conclusion : les futurs détecteurs.</b>	<b>255</b>

---

### 12.1 Introduction

À partir de la troisième génération, le rejet des événements de surface, dans la limite des expériences au niveau du sol (fond neutron...), est satisfaisant. Par contre la résolution en énergie est problématique. Étant donnée la sensibilité  $\Delta V/\Delta T$  de la génération précédente, la faible résolution ne provient pas de la capacité des films à être polarisé mais plutôt de la capacité calorifique importante. Les soupçons portent sur la garde latérale de niobium ou sur les sous-couches amorphes qui occupent un volume important. La conception de cette quatrième génération tient compte de ces hypothèses : nous changeons alors la garde de niobium en aluminium et les sous-couches amorphes sont positionnées uniquement sous les électrodes centrales.

Nous allons voir que ce détecteur permet une meilleure identification des événements de surface. Il permet également de gagner en résolution en énergie sur la voie chaleur.

## 12.2 Description et fabrication

Le détecteur Bolo Ge/NbSi 213 constitue la quatrième génération. L'absorbeur est un cristal de germanium de 200 g ( $\varnothing = 48$  mm,  $h = 20$  mm). Il est fabriqué en deux temps : d'abord les faces - de la sous-couche amorphe au film NbSi - puis l'électrode de garde latérale. Cette dernière, en aluminium, n'est pas séparée par une sous-couche amorphe du cristal de germanium.

La figure 12.1 présente les différences principales entre la première, la troisième et la quatrième génération.

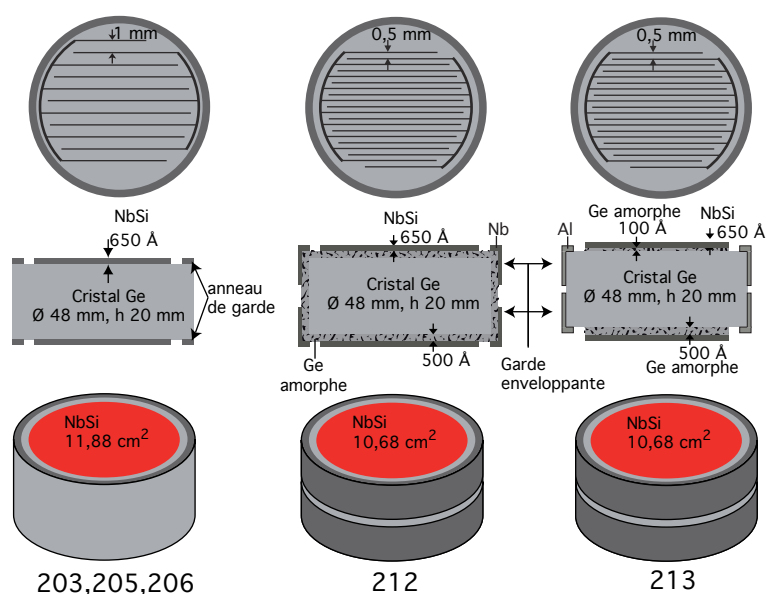


FIGURE 12.1 – Comparaison des géométries des première, troisième et quatrième générations.

### 12.2.1 Sous-couches amorphes

TABLE 12.1 – Les sous-couches amorphes en germanium du Bolo Ge/NbSi 213.

Face	1	2
épaisseur	101 Å	498 Å

TABLE 12.2 – Les électrodes du Bolo Ge/NbSi 213.

Face	1	2
<b>dents des peignes</b>		
matériaux	Nb/Ir	
épaisseur	403 Å/ 39 Å	404 Å/ 41 Å
<b>dos des peignes</b>		
matériaux	Nb/Ir	
épaisseur	402 Å/ 38 Å	404 Å/ 40 Å
Gap Centre-garde	1,5 mm	
<b>Garde latérale</b>		
matériaux	Al	
épaisseur	599 Å	586 Å
Gap Garde 1-Garde 2	6 mm	

### 12.2.2 Les électrodes

### 12.2.3 Les Pré-contacts, fuite thermique et chauffages

TABLE 12.3 – Les Pré-contacts, fuites thermiques et chauffages du Bolo Ge/NbSi 213.

Face	1	2
<b>8 précontacts 1 mm × 1 mm et fuite thermique</b>		
matériaux	Au/Cr/Al	
épaisseur	2000 Å	2000 Å
	24 Å	24 Å
	3510 Å	3525 Å
<b>SiO</b>		
épaisseur	350 Å	355 Å
<b>Chauffage</b>		
matériaux	Cr/Pd	
épaisseur	17 Å/ 60 Å	17 Å/ 66 Å

### 12.2.4 Les films NbSi

TABLE 12.4 – Les films  $Nb_{1-x}Si_x$  du Bolo Ge/NbSi 213.

Face	1	2
épaisseur NbSi/SiO	650 Å/ 250 Å	
x	8,48 %	8,48 %

## 12.3 Identification et rejet des événements de surface

### 12.3.1 Rejet passif

Comparons le rejet passif des deux détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 213. Les Q-plots de la figure 12.2 montrent une collecte qualitativement meilleure, y compris pour les événements de surface (moins de traînée vers le bas), du 213 par rapport au 203.

Le traitement de la calibration de l'énergie chaleur diffère entre les deux détecteurs (voir chapitre 8). L'estimateur de l'énergie pour le 203 est l'amplitude déterminée par l'intégrale aux temps longs (signal thermique pur) et calibrée en keV avec l'énergie d'ionisation entre 80 et 200 keV.

L'estimateur du Bolo Ge/NbSi 213 résulte d'une analyse plus complexe de l'ensemble du signal, décrite au paragraphe 8.4.3, qui améliore la résolution de la mesure de l'énergie déposée.

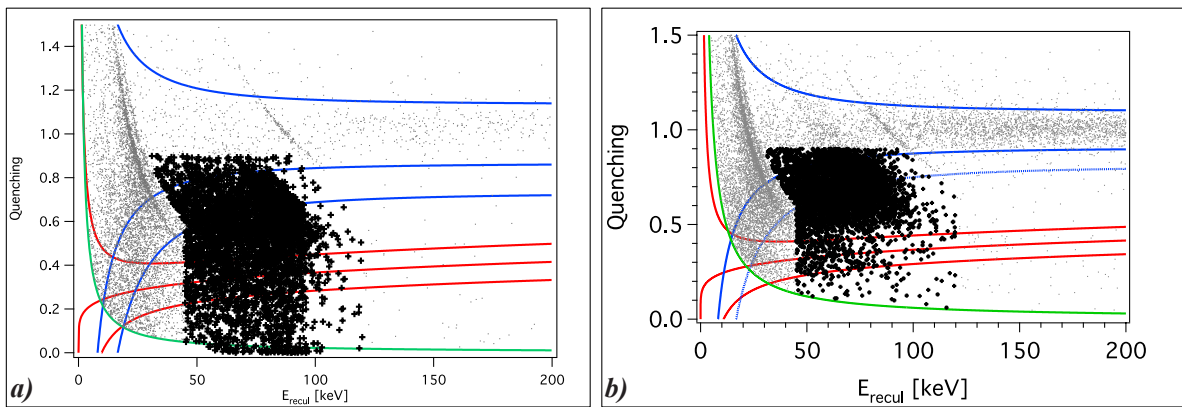


FIGURE 12.2 – Q-plot des Bolos Ge/NbSi **a)** 203 et **b)** 213, exposés à une source de  $^{109}\text{Cd}$  respectivement côté A et B, où la population des électrons de conversion de 62 et 84 keV est mise en évidence.

Sur la figure 12.2 sont présentés les Q-plot des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 212 exposés à une source émettrice d'électrons de conversion de 62 et 84 keV. Ces événements sont majoritairement à collecte incomplète et, pour certains d'entre eux, ont un rendement d'ionisation  $Q$  compatible avec un WIMP ou un neutron.

Le rejet passif, qui est lié à la capacité du détecteur à collecter complètement les charges, se mesure par le rapport du nombre d'événements de surface (électrons de conversion) compatibles avec un recul nucléaire sur le nombre total d'événement de surface.

La taille de la population des événements de surface du Bolo Ge/NbSi 213 est déterminée comme pour les détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 212, par les deux méthodes présentées au chapitre 8.

Pour la méthode par identification, un événement est considéré comme étant de surface si, pour un rendement d'ionisation supérieur à la limite à 99,9 % de confiance, l'énergie d'ionisation est comprise entre 27 et 84 keV et pour un rendement d'ionisation inférieur

à cette limite, l'énergie de recul est comprise entre 50 et 120 keV (voir figure 12.2). La deuxième méthode est basée sur l'analyse des photons de la raie de 88 keV.

TABLE 12.5 – *Dénombrement de la population des électrons de conversion de 62 et 84 keV des Bolos Ge/NbSi 203, 212 et 213 exposés à une source de  $^{109}\text{Cd}$ .*

Bolo Ge/NbSi	203	212	213
$N_S$	(4078±65)	(757±28)	(5443±74)
$N_{88\text{keV}}$	(166±13)	(31±5)	(250±16)
$N_{S,88\text{keV}}$	(4316±338)	(806±162)	(6500±420)

Le tableau 12.5 montre que l'erreur systématique est au plus de l'ordre de l'erreur statistique. Il illustre également l'écart des tailles de population entre les Bolo Ge/NbSi 203, 213 et le 212 dans les expériences que nous allons analyser.

Sur la figure 12.2, pour une même population d'événements de surface, nous remarquons que le fond radioactif - le nombre d'événements dans la bande de recul électronique - est nettement plus important pour le Bolo Ge/NbSi 213 que pour le 203. La source est moins active. L'erreur sur la détermination de la population des événements de surface avec le 213 est plus grande que celle avec le 203.

TABLE 12.6 – *Rejet passif des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 213.*

Bolo Ge/NbSi	203	213
$N_S$	4078 ± 65	5443 ± 74
$N_{rn}^{\text{passif}}$	754 ± 27	425 ± 21
$\tau_{\text{passif}}$	(18,5 ± 0,7) %	(7,8 ± 0,4) %

Rappelons que les détecteurs deuxième et troisième générations du fait de l'introduction d'une sous-couche amorphe présentent, qualitativement, une amélioration du rejet passif par rapport aux détecteurs de première génération.

**La comparaison entre les Bolos Ge/NbSi 203 et 213 vient, de manière quantitative, confirmer que les sous-couches amorphes améliorent le rejet passif.**

Le rejet passif du Bolo Ge/NbSi 213, exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$ , est de l'ordre de celui du détecteur GGA 1 exposé à un capot volontairement pollué avec du radon (voir chapitre 4).

## 12.3.2 Identification des événements de surface

### 12.3.2.1 Identification par le critère $\kappa_{ion}$ du thermomètre exposé à la source

Comme pour les Bolo Ge/NbSi 203 et 212, nous isolons les événements des raies de 22 et 25 keV complètement collectés et les événements de volume du 213 (voir figure 12.3). Nous comparons les distributions du rapport  $\kappa_{ion}$  de ces deux populations des trois détecteurs (voir figure 12.4).

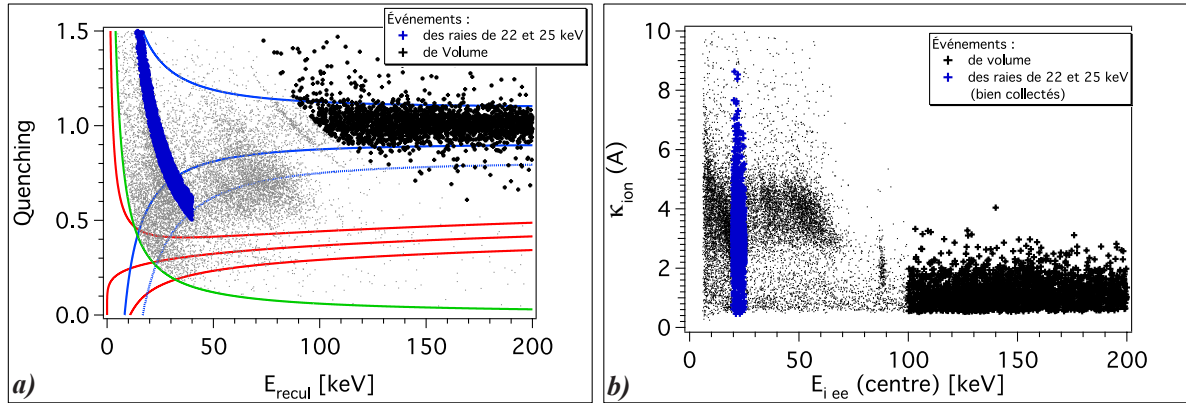


FIGURE 12.3 – a) Q-plot du Bolo Ge/NbSi 213 exposé à une source de  $^{109}\text{Cd}$  en face du thermomètre B. b) Rapport  $\kappa_{ion}$  en fonction de l'énergie d'ionisation. Mise en évidence des populations des raies de 22 et 25 keV bien collectées et d'événements de volume.

Le Bolo Ge/NbSi 213 montre une meilleure identification des événements de surface que les générations précédentes. En ajustant les distributions de  $\kappa_{ion}$  de chacune des populations de chaque détecteur, nous voyons que le Bolo Ge/NbSi 213 a une meilleure séparation entre les  $\bar{\kappa}_{ion}$  des événements de volume par rapport à celui des événements de surface. Comme le montre l'écart type, la dispersion est plus grande pour ce détecteur que pour la première génération (voir tableau 12.7).

TABLE 12.7 – Moyenne et écart type du paramètre  $\kappa_{ion}$  du thermomètre exposé à la source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$  des distributions des populations des événements de 22 et 25 keV bien collectés et des événements de volume des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213 (voir figure 12.4).

Bolo Ge/NbSi	203	212	213
<b>Raies</b>	(1,1 ± 0,2)	(1,6 ± 0,3)	(2,8 ± 0,4)
<b>Volume</b>	(1,0 ± 0,1)	(1,0 ± 0,2)	(1,0 ± 0,4)

Le tableau 12.7 montre que lorsqu'on passe de la première à la quatrième génération, il y a augmentation de la moyenne du rapport  $\kappa_{ion}$  (*excès*) des événements de surface mais il y a également une augmentation de l'écart-type des distribution des populations de volume et de surface. Nous discuterons ce point au chapitre 13.



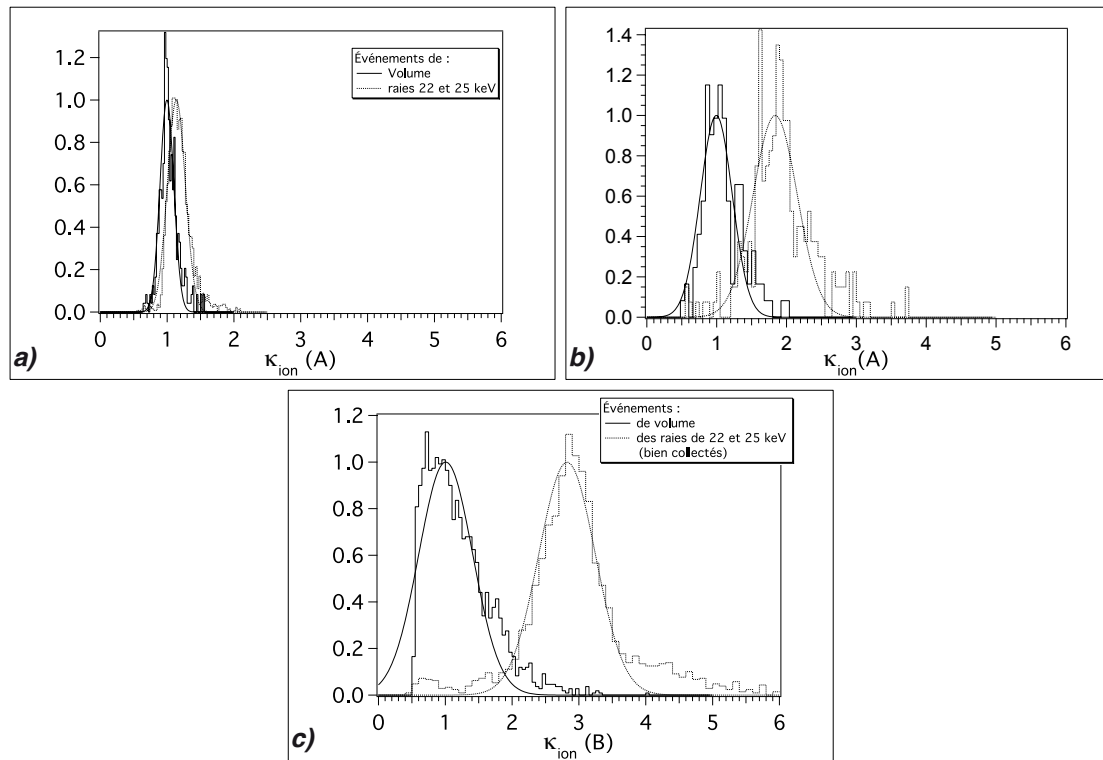


FIGURE 12.4 – Distribution du rapport  $\kappa_{ion}$  pour les populations des raies de 22 et 25 keV bien collectées et d'événements de volumes des Bolos Ge/NbSi a) 203, b) 212 et c) 213.

### 12.3.2.2 Identification par le critère $\kappa_{Th}$ du film exposé à la source de calibration.

Pour étudier l'amélioration de l'identification des événements de surface à collecte incomplète nous utilisons le rapport  $\kappa_{Th} = Amp_{Ath}/E_{ch\ ee}$  où  $Amp_{Ath}$  est l'amplitude athermique et  $E_{ch\ ee}$  est l'énergie chaleur. Le deuxième film a une impédance de l'ordre de 10 k $\Omega$  à 45 mK alors que l'électronique est optimisée pour 1 M $\Omega$ . Ce film ne permet donc pas d'avoir un signal suffisant pour déterminer ni l'énergie ni une amplitude athermique. Nous ne pouvons donc pas utiliser le critère  $\kappa$ , qui est le rapport des amplitudes athermiques des deux films.

De plus, le critère  $\kappa_{ion}$  n'a pas de sens pour les événements à collecte incomplète des charges.

Nous étudions donc le rapport  $\kappa_{Th}$  pour les populations des événements de surface, que nous assimilons à la population d'électrons de conversion de 62 et 84 keV du  $^{109}\text{Cd}$ , et des événements de volume des trois détecteurs.

Le rapport  $\kappa_{Th}$  du thermomètre exposé à la source pour les événements de surface est plus du double de celui des événements de volume pour le détecteur Bolo Ge/NbSi 213, alors que pour le 212, il n'est que 50 % plus important. Le Bolo Ge/NbSi 213 montre également bien sûr une meilleure identification des événements de surface que le 203 et confirme l'amélioration déjà observée avec le Bolo Ge/NbSi 212.

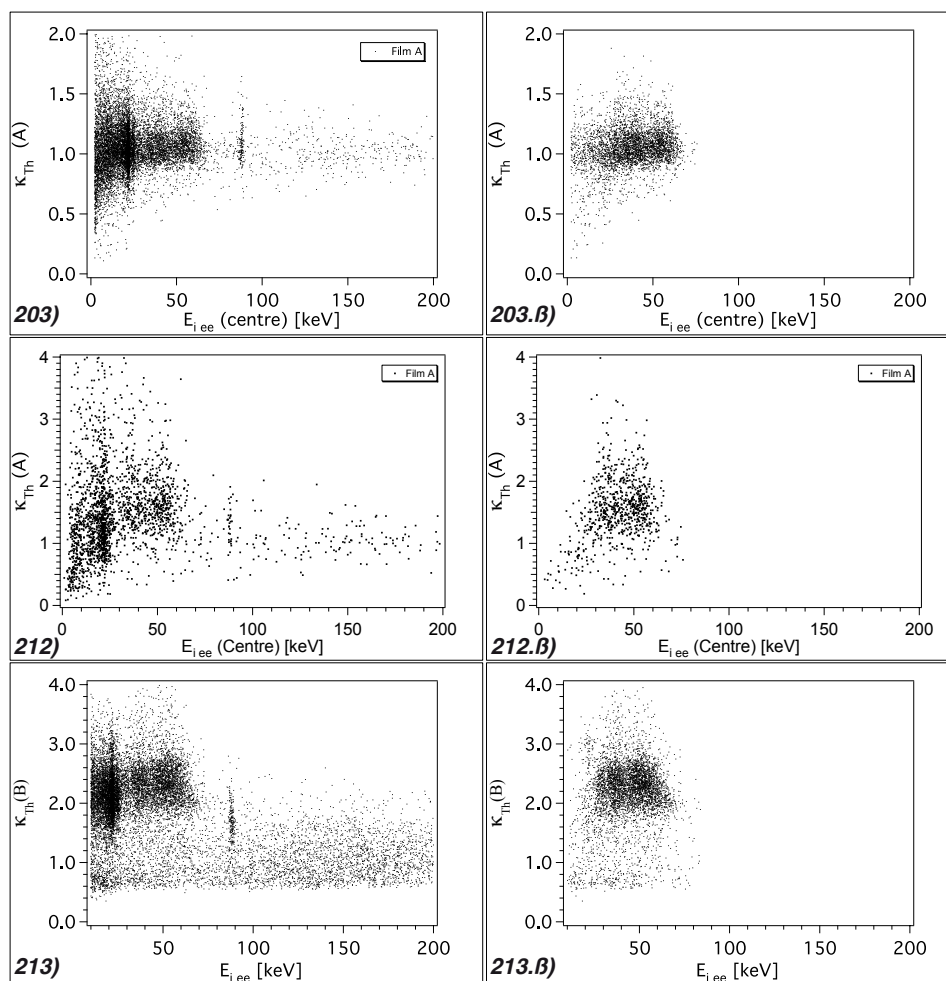


FIGURE 12.5 – Rapport  $\kappa_{Th}$  du thermomètre exposé à la source de calibration de  $^{109}Cd$ , en fonction de l'énergie d'ionisation des Bolo Ge/NbSi a) 203, b) 212 et c) 213 exposés à la même source de  $^{109}Cd$ .

TABLE 12.8 – Moyenne et écarts types de  $\kappa_{Th}$ , du thermomètre exposé à la source de calibration de  $^{109}Cd$ , des populations d'événements de surface et de volume des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213 exposés à une source de  $^{109}Cd$ .

Bolo Ge/NbSi	203	212	213
Surface	$(1,0 \pm 0,1)$	$(1,5 \pm 0,4)$	$(2,3 \pm 0,3)$
Volume	$(1,0 \pm 0,1)$	$(1,0 \pm 0,2)$	$(1,0 \pm 0,3)$

### 12.3.3 Rejet actif

Rappelons que le rejet actif du Bolo Ge/NbSi 213 ne peut être quantifié qu'à partir du critère  $\kappa_{Th}$  du thermomètre exposé à la source de calibration du fait de l'impossibilité d'utiliser le thermomètre opposé. Nous venons de voir que le Bolo Ge/NbSi 213 présente une meilleure identification des événements de surface à partir de ce critère  $\kappa_{Th}$  que le

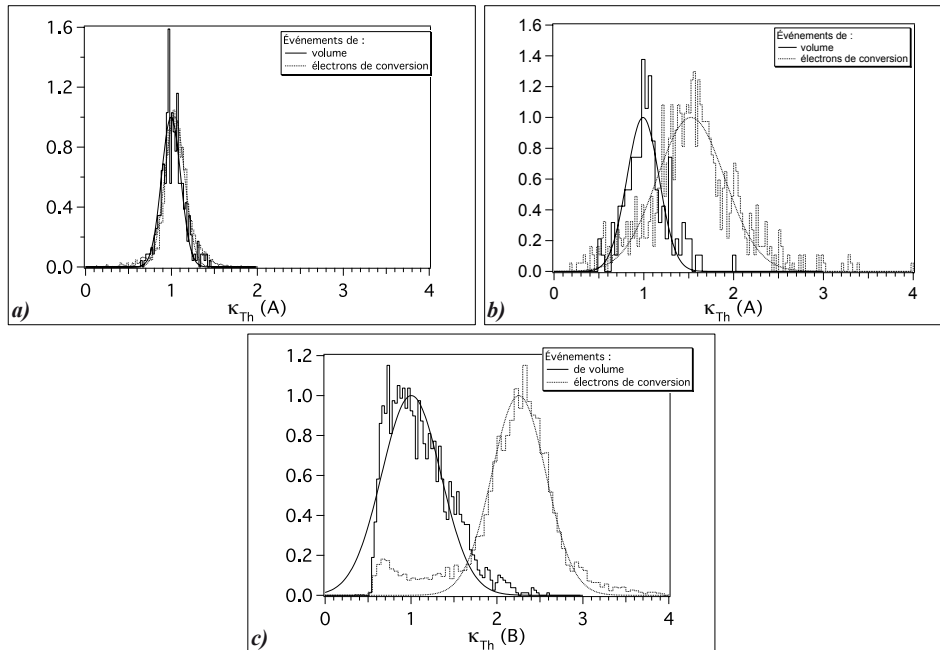


FIGURE 12.6 – Distribution de  $\kappa_{Th}$  du thermomètre exposé à la source de calibration de  $^{109}Cd$ , des événements de volume et de surface des détecteurs Bolo Ge/NbSi a) 203, b) 212 et c) 213.

Bolo Ge/NbSi 212. Nous présentons maintenant la caractérisation du rejet actif de ce détecteur à partir de ce même critère. Nous comparons également ce rejet avec ceux des générations précédentes.

Dans un premier temps, nous utilisons la population des électrons de conversion présentée sur la figure 12.3. La mesure du taux d'ESCRN après rejet actif  $\tau_{actif}$  est plutôt pessimiste, car pour avoir une population d'événements d'électrons de conversion conséquente (plusieurs milliers) l'exposition est longue du fait de l'activité de la source de  $^{109}Cd$ , et le fond radioactif devient très important y compris devant le nombre des électrons de conversion.

C'est pourquoi, dans un deuxième temps, nous présenterons une estimation optimiste du  $\tau_{actif}$  en faisant un coupure plus stricte pour sélectionner les électrons de conversion.

### 12.3.3.1 Première estimation de $\tau_{actif}$

La figure 12.7 présente l'évolution, d'une part du taux d'ESCRN après rejet actif  $\tau_{actif}$  avec le critère  $\kappa_{Th}^c$  et d'autre part de la population des événements de volume et de 88 keV avec le  $\tau_{actif}$ .

$\kappa_{Th}$  est normalisé à 1 pour les événements de volume. Les événements de surface ont un rapport plus grand que 1. Plus le critère de rejet  $\kappa_{Th}^c$  est proche de 1, plus le nombre d'événements de volume rejetés est important.

Comme nous l'avons discuté au paragraphe 8.7.1, nous faisons l'hypothèse d'une

répartition homogène dans le détecteurs des événements de volume. On peut alors identifier le taux des événements de volume rejetés par la coupure  $|\kappa_{Th}^c|$  et la fraction du volume du détecteur rejeté.

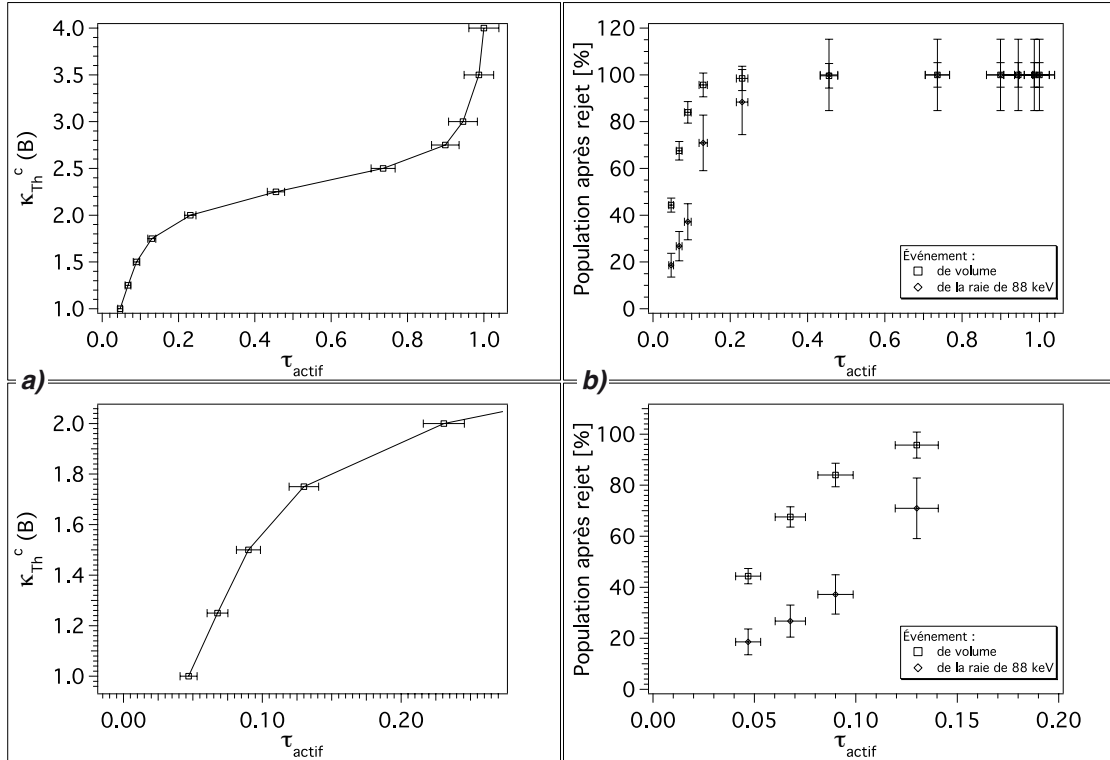


FIGURE 12.7 – **a)** Rapport  $\kappa_{th}^c$  en fonction du taux d'ESCRN après rejet actif  $\tau_{actif}$ , **b)** taux des populations des événements de volume et de la raie X de 88 keV après rejet en fonction de  $\tau_{actif}$ . Les barres d'erreurs sont déterminées à partir des tailles des populations (voir chapitre 8). Les figures du bas sont des "zooms" des figures du haut.

La figure 12.7 montre que pour un critère de rejet  $\kappa_{Th}^c = 1, 2$ , on obtient  $\tau_{actif} = 0, 07$  et le volume rejeté sous les électrodes est de moins de 70 %. Par rapport aux objectifs de l'expérience EDELWEISS II, pour un rejet passif de 0,08 le rejet actif devrait être de  $10^{-2}$ .

Cette mesure pessimiste donne un rejet actif de  $7 \times 10^{-2}$  pour un volume fiduciel de 30 % du volume total du détecteur (incluant le rejet par la garde d'environ 50 % du volume total).

### 12.3.3.2 Deuxième estimation de $\tau_{actif}$

Nous rappelons que la première méthode de détermination graphique des événements de surface à collecte incomplète était :

- une énergie d'ionisation comprise entre 27 et 85 keV, si le rendement d'ionisation  $Q$  est supérieur à la bande de recul électronique à 99,9 % de confiance,

- une énergie de recul comprise entre 50 et 120 keV, si le rendement d'ionisation  $Q$  est inférieur à la bande de recul électronique à 99,9 % de confiance.

Pour cette deuxième mesure du  $\tau_{actif}$ , nous définissons comme événement de surface un événement dont l'énergie d'ionisation est comprise entre 30 et 84 keV, l'énergie de recul est inférieure à 120 keV, et le rendement d'ionisation  $Q$  est compris entre la ligne inférieure de la bande de recul électronique à 90 % de confiance et  $Q = 0,5$  (figure 12.8 - a)).

Le taux de rejet actif est alors recalculé par le rapport des tailles de cette population avant et après rejet.

La figure 12.9 montre qu'une estimation optimiste du taux de rejet actif est de l'ordre de 0,03 pour un volume rejeté de moins de 20 % du volume total du détecteur.

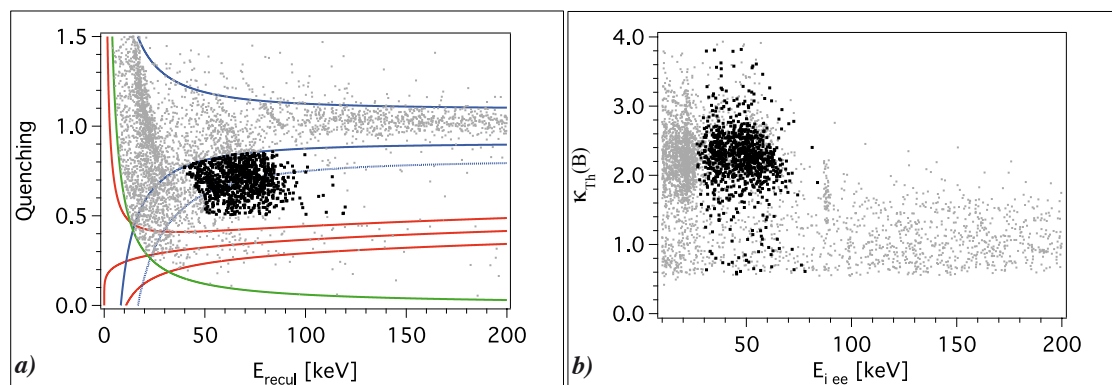


FIGURE 12.8 – a)  $Q$ -plot et b) rapport  $\kappa_{Th}$  du thermomètre exposé à la source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$ , en fonction de l'énergie ionisation du Bolo  $\text{Ge}/\text{NbSi}$  213. Mise en évidence de la population de surface redéfinie.

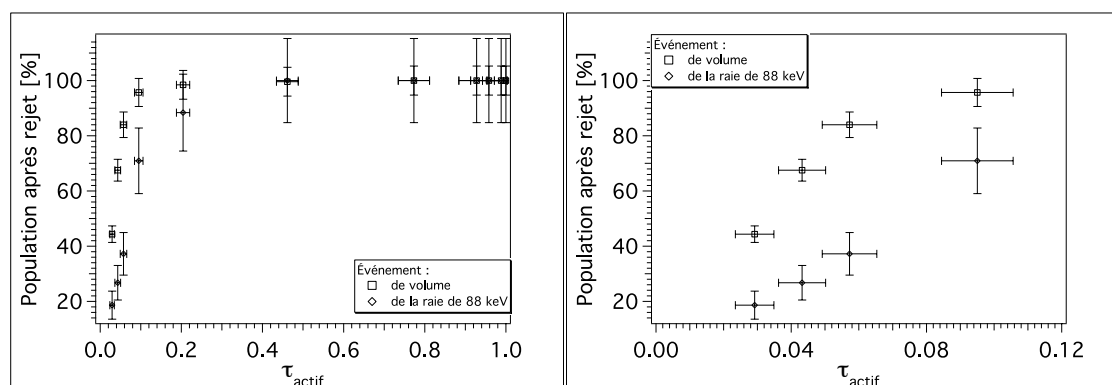


FIGURE 12.9 – Taux de la population des événements de volume après rejet en fonction de  $\tau_{actif}$ .

Nous avons présenté deux estimations du rejet actif, l'une pessimiste et l'autre optimiste. Le rejet actif est mesuré par le rapport de la taille de la population des événements de surface avant et après rejet. Le taux de rejet total est lui mesuré par le rapport de la taille de la population des événements de surface compatibles avec un recul nucléaire sur celle de tous les événements de surface.

La manière dont est déterminée la population des événements de surface pour la deuxième mesure de  $\tau_{actif}$  nous interdit de mesurer  $\tau_{rejet}$ . Pour estimer ce dernier pour cette population, nous reprenons la définition de  $\tau_{rejet}$  :

$$\tau_{rejet} = \tau_{actif} \times \tau_{passif} \quad (12.1)$$

### 12.3.4 Rejet total

Nous avons vu au chapitre 8 que la relation (12.1) est vraie sous l'hypothèse que le rejet des événements de surface à collecte incomplète soit homogène, c'est-à-dire :

$$\frac{N_{BRN}(après\ rejet)}{N_{BRN}(avant\ rejet)} = \frac{N_S(après\ rejet)}{N_S(avant\ rejet)} \quad (12.2)$$

où  $N_{BRN}$  est la taille de la population des événements de surface à collecte incomplète compatible avec des reculs nucléaires et  $N_S$  est la taille de la population des événements de surface à collecte incomplète totale.

Nous nous proposons de vérifier cette hypothèse dans le cas de ce détecteur.

#### 12.3.4.1 Estimation directe de $\tau_{rejet}$

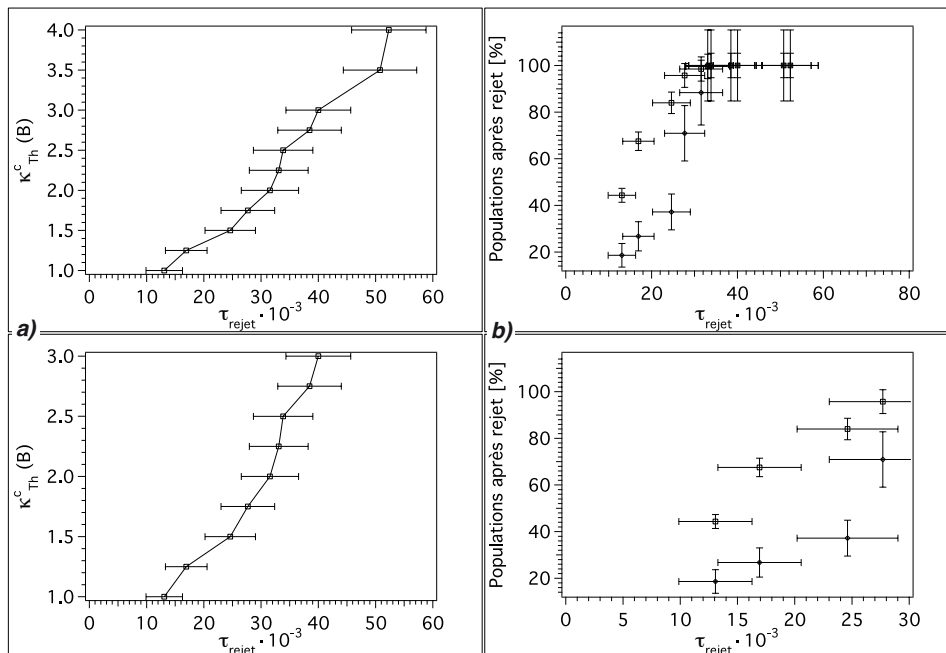


FIGURE 12.10 – a) Rapport  $\kappa_{th}^c$  en fonction du taux d'ESCRN après rejet  $\tau_{rejet}$ , b) Taux des populations des événements de volume et de la raie photonique de 88 keV après rejet en fonction de  $\tau_{rejet}$ . Les barres d'erreurs sont déterminées à partir des tailles des populations (voir chapitre 8).

Le rejet du détecteur, présenté sur la figure 12.10, est comme pour le rejet actif déterminé à partir du critère  $\kappa_{Th}$ . Une mesure pessimiste du taux de rejet est un  $\tau_{rejet}$  de l'ordre de  $5,6 \times 10^{-3}$  pour un volume fiduciel d'environ 35 % du volume total (rejet par la garde compris).

#### 12.3.4.2 Estimation de $\tau_{rejet}$ par le produit $\tau_{actif} \times \tau_{passif}$

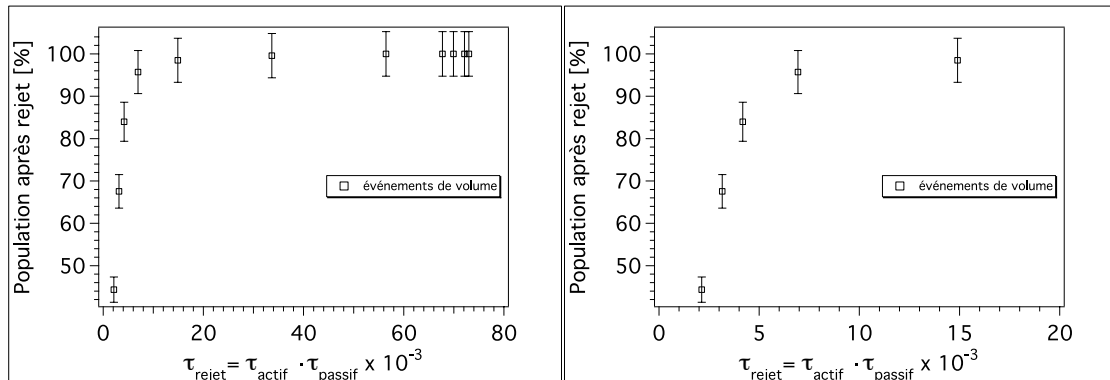


FIGURE 12.11 – Taux de la population des événements de volume en fonction du taux de rejet déterminé à partir de la définition rappelée par l'équation (12.1).

Une mesure optimiste du taux d'ESCRN après rejet est  $\tau_{rejet} = 5 \times 10^{-3}$  pour un volume fiduciel de plus de 45 % du volume total (rejet par la garde compris). Ce résultat est compatible avec les objectifs de l'expérience EDELWEISS II.

Nous voyons également que l'hypothèse de l'homogénéité du rejet se vérifie assez bien.

## 12.4 Amplitude athermique Centre-Garde

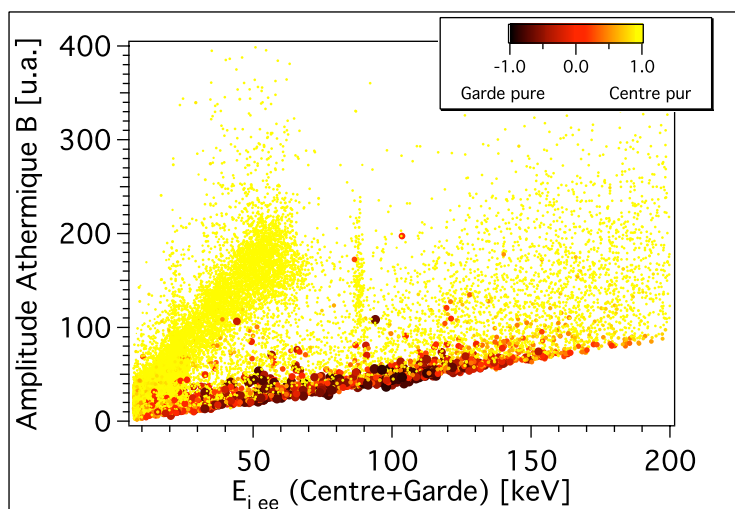


FIGURE 12.12 – Amplitude athermique du thermomètre A - côté de la source - en fonction de l'énergie d'ionisation Centre + garde. Le rapport  $\kappa_{CG} = \frac{E_{i\ ee}(\text{centre}) - E_{i\ ee}(\text{garde})}{E_{i\ ee}(\text{centre}) + E_{i\ ee}(\text{garde})}$  est de -1 pour les événements garde purs et +1 pour les centre purs.

Comme les précédentes générations, le détecteur Bolo Ge/NbSi 213 présente ce phénomène d'une amplitude athermique des événements garde purs inférieure à celle des événements centre purs (voir figure 12.12).

## 12.5 Résolution en énergie

Le détecteur Bolo Ge/NbSi 213 présente une amélioration de la résolution en énergie chaleur par rapport à celle du Bolo Ge/NbSi 212 (3<sup>e</sup> génération). D'autre part, la résolution en énergie chaleur des détecteurs Bolo Ge/NbSi 213 et 203 sont proches (voir tableau 12.9).

TABLE 12.9 – Résolution en énergie chaleur des quatre générations de détecteurs Bolo Ge/NbSi.

Génération de détecteurs	Ligne de base	Raie X de 88 keV
1 <sup>re</sup>	5 keV	10 keV
2 <sup>e</sup>	50 keV	-
3 <sup>e</sup>	17 keV	30 keV
4 <sup>e</sup>	5 keV	9 keV

D'ailleurs les sensibilités  $dV/dE$  des détecteurs Bolo Ge/NbSi 203 et 213, respectivement 10 nV/keV et 11 nV/keV, sont proches.

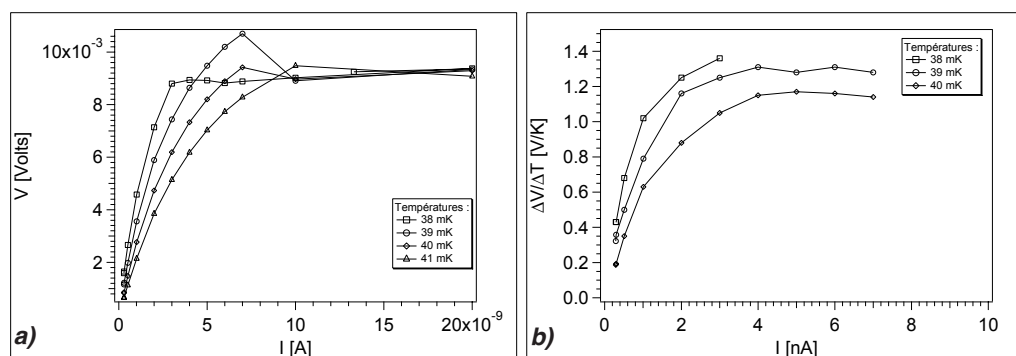


FIGURE 12.13 – Détecteur Bolo Ge/NbSi 213 : a) Tension en fonction de l'intensité à différentes températures. b) Sensibilité  $\Delta V/\Delta T$  en fonction de l'intensité à différentes températures.

Les diagrammes de la figure 12.13 montrent que la polarisation des films du Bolo Ge/NbSi 213 est également proche de celle du 203, qui a une sensibilité  $\Delta V/\Delta T$  de l'ordre de 1,4 V/K à 35 mK et 0,5 V/K à 40 mK. Le Bolo Ge/NbSi 213 présente une sensibilité de 1,2 V/K à 40 mK.

D'autre part, l'utilisation de garde enveloppante d'aluminium a permis d'abaisser la chaleur spécifique du Bolo Ge/NbSi 213 à une valeur proche de celle du 203 (respectivement 11 nJ/K et 14 nJ/K à 45 mK).



## 12.6 Conclusion : les futurs détecteurs.

Le rejet des événements de surface avec les détecteurs de 4<sup>e</sup> génération semble prometteur pour atteindre les objectifs de l'expérience EDELWEISS II. Il est au mieux de  $5 \times 10^{-3}$  pour un volume fiduciel de 45 % du volume total du cristal. Ce rejet a été analysé en utilisant un seul thermomètre et pourrait être amélioré par l'utilisation de deux films (mais l'expérience reste à faire).

La quatrième génération présente donc des performances compatibles avec les objectifs de l'expérience EDELWEISS II. Les performances ont été jugées suffisamment proches pour que la conception de cette dernière génération soit appliquée à des détecteurs de 400 g.

Afin de continuer la modélisation et de connaître la capacité de rejet des événements de surface des détecteurs de 400 g, le Bolo Ge/NbSi 402 est également étudié au LSM depuis mai 2008, avec un support qui a été exposé à une atmosphère saturée au radon.

Sur le même principe, quatre détecteurs de 400 g ont été fabriqués en gardant les électrodes latérales en aluminium, un pas de peigne de 0,5 mm et une épaisseur de 650 Å. Cependant, la sous-couche amorphe a été modifiée, les quatre détecteurs sont recouverts d'une sous-couche amorphe hydrogénée sur les surfaces latérales et non hydrogénée sur les faces planes.

Ces quatre détecteurs sont testés au LSM depuis avril 2008.

Un effort doit être fourni pour améliorer la résolution en énergie de la voie chaleur qui est actuellement au mieux de 4 - 5 keV (ligne de base) avec les détecteurs de 200 g et de 5 - 6 keV (ligne de base) avec ceux de 400 g utilisant la technologie des couches minces de NbSi, alors qu'on veut plutôt une résolution en énergie de l'ordre du keV.

Les voies qui peuvent être suivies sont soit de remplacer le niobium par un matériau ne présentant pas une remontée de sa capacité calorifique vers les basses températures comme par exemple l'yttrium, soit d'utiliser le signal athermique comme estimateur de l'énergie des événements de volume. Chacun des deux thermomètres devront alors être segmentés en deux, comme nous le montrerons au chapitre 13, la collecte des charges et la mesure de la chaleur par un même film sont incompatibles avec une bonne résolution en énergie chaleur. Sur une face, un thermomètre servira pour l'identification des événements de surface, l'autre pour la mesure de l'énergie.



# Chapitre 13

## Bilan général

### Sommaire

---

<b>13.1 Introduction</b>	<b>257</b>
<b>13.2 Mesure de la sensibilité</b>	<b>260</b>
13.2.1 Mesure de la capacité calorifique	260
13.2.2 Mesures de résistance des films NbSi	262
13.2.3 Les irradiations et recuits	265
13.2.4 Le cyclage thermique	268
<b>13.3 Rapports <math>\kappa_{ion}</math> et <math>\kappa_{Th}</math> de différentes populations</b>	<b>270</b>
<b>13.4 Mesure des paramètres <math>\varepsilon</math> et <math>\tau_{e-ph}</math> des différentes générations</b>	<b>273</b>
13.4.1 Mesure de $\varepsilon$	273
13.4.2 Résumé sur la différence amplitude athermique centre-garde	275
13.4.3 Mesure de $\tau_{e-ph}$	276
<b>13.5 Interprétation</b>	<b>277</b>
13.5.1 Interprétation à partir d'un modèle d'epsilon	277
13.5.2 Un troisième réservoir à phonons	285
13.5.3 Interprétation avec un modèle de pixellisation engendré par un effet d'epsilon	287
<b>13.6 Conclusion</b>	<b>291</b>

---

### 13.1 Introduction

La stratégie de fabrication des détecteurs Bolo Ge/NbSi se fait sur deux plans : la recherche et le développement de détecteurs capables d'identifier les événements de surface et la production de ces derniers. Cette double activité implique un compromis entre désir d'approfondissement de la compréhension des phénomènes physiques et le besoin de détecteurs pour l'expérience.

Cette stratégie n'a pas permis une étude systématique des détecteurs. Nous nous proposons, à partir du recoupement des résultats expérimentaux obtenus avec les détecteurs

des différentes générations, de présenter, lors de ce chapitre, une description cohérente des processus physiques impliqués dans l'amplitude du signal athermique.

Les détecteurs sont équipés de couches thermométriques minces de NbSi, leur sensibilité dépend de deux grandeurs : la capacité calorifique et la sensibilité électrique. Ces trois grandeurs sont liées par la relation suivante (voir chapitre 5) :

$$\left. \frac{dV}{dU} \right|_I = \frac{1}{C} \times \left. \frac{dV}{dT} \right|_I \quad (13.1)$$

où  $C$  est la capacité calorifique et  $dV/dT|_I$  la sensibilité électrique.

La capacité calorifique a, à priori, essentiellement deux contributions : l'absorbeur de germanium et les films de NbSi.

La sensibilité électrique dépend de la variation de résistance des films. Comme le NbSi est un isolant d'Anderson à la transition métal isolant, sa résistance varie exponentiellement avec la température. Le paramètre de décroissance  $T_0$  dépend du désordre et de l'homogénéité de la concentration du niobium dans le silicium. Un ajustement de la résistance des thermomètre est possible soit par recuit, soit par irradiation par un faisceau d'ion, qui jouent sur l'augmentation du désordre et sur l'homogénéisation des couches de NbSi. Nous présentons lors de ce chapitre une brève étude sur la résistance des films de NbSi, en particulier sur la reproductibilité des films.

À partir des résultats des détecteurs exposés à une source de calibration de  $^{241}\text{Am}$  ou de  $^{109}\text{Cd}$ , Nous proposons une modélisation fondée sur les deux spécificités de ces détecteurs :

- la capacité des films à absorber les phonons de haute énergie,
- la structure des électrodes en peignes imbriqués.

Nous étudions plus spécifiquement la raie photonique de 59,5 keV du  $^{241}\text{Am}$  et les raies photoniques de 22 et 25 keV du  $^{109}\text{Cd}$  ainsi que ses électrons de conversion de 62 et 84 keV.

Les événements de 22 et 25 keV ont lieu préférentiellement proche des surfaces (tableau 7.2) et sont majoritairement à collecte complète. Les électrons de conversion de 62 et 84 keV sont de surface et à collecte incomplète. Ils permettent de simuler le fond radioactif susceptible d'engendrer des événements à collecte incomplète de l'expérience EDELWEISS II, qui est composé principalement d'électrons.

Le Bolo Ge/NbSi 207 n'a pu être exposé qu'à une source de  $^{241}\text{Am}$  et les Bolos Ge/NbSi 212 et 213 uniquement au  $^{109}\text{Cd}$ .

Le tableau 13.1 précise de quel côté est placée la source.

Comme nous l'avons signalé au cours des chapitres consacrés à chaque génération, seuls les Bolos Ge/NbSi 203 et 212 ont leurs deux films exploitables.

Nous avons utilisé les rapports  $\kappa_{Th}$  et  $\kappa_{ion}$  pour apprécier l'évolution de l'identification des événements de surface d'une génération à l'autre. Nous reprenons, pour les événements de surface et de volume, les résultats des ajustements des distributions par une gaussienne. Nous voulons comparer, de manière transverse entre les générations,

TABLE 13.1 – *Film exposé à la source de calibration. Entre les différentes générations, nous utilisons les mêmes sources de  $^{109}\text{Cd}$  et  $^{241}\text{Am}$ . Nous indiquons entre parenthèses le temps qui sépare l'utilisation de la source de  $^{109}\text{Cd}$ , dont la demi-vie est d'environ 400 jours, par rapport à sa première utilisation*

<b>Bolo Ge/NbSi</b>	203		207	212	213
<b>source</b>	$^{241}\text{Am}$	$^{109}\text{Cd}$	$^{241}\text{Am}$	$^{109}\text{Cd}$ (1 an)	$^{109}\text{Cd}$ (2 ans)
<b>Film exposé</b>	A	A	B	A	B

l'évolution des distributions de l'amplitude athermique.

De même, nous étudions le taux d'absorption  $\varepsilon$  des phonons par les films de NbSi et le temps de relaxation des électrons vers les phonons  $\tau_{e-ph}$ .

Nos modèles d'identification sont basés sur la capacité des films à absorber les phonons athermiques. L'étude du paramètre  $\varepsilon$  nous permet de comprendre le lien entre identification et absorption des phonons.

La mesure du temps de relaxation des électrons vers les phonons du thermomètre de NbSi ( $\tau_{e-ph}$ ) est présentée sur une large gamme de température et de détecteurs au chapitre 9. Les mesures effectuées avec les détecteurs de 2<sup>e</sup>, 3<sup>e</sup> et 4<sup>e</sup> générations sont présentées dans ce chapitre. Elles présentent un écart important (valeurs plus élevées) par rapport au temps  $\tau_{e-ph}$  intrinsèque du NbSi [1]. Cet écart est interprété par le fait que dans le dispositif complexe qu'est un bolomètre complet, les temps associés à la décroissance du signal athermique, que nous continuons d'appeler  $\tau_{e-ph}$  pour simplifier, sont dus à d'autres processus de relaxation, plus lents que le simple couplage électron-phonon dans le NbSi.

Au chapitre 6, nous avons développé deux modèles :

1. Le modèle de pixellisation : le film est modélisé par des pixels qui sont autant de résistances montées en parallèle. L'augmentation de température, provoquée par la proximité de l'impact, induit une variation de résistance locale telle que l'approximation linéaire n'est plus valable.  
La différence d'amplitude athermique entre un événement de surface et de volume provient de la différence du nombre de pixels concernés par les phonons athermiques.
2. Le "modèle d'épsilon" se base sur le fait que la réponse de la résistance est linéaire et que le coefficient d'absorption  $\varepsilon$  effectif est différent entre un événement de surface (distance inférieure à environ 1 mm) et de volume. Cette différence est liée à la composition spectrale des phonons de la "première bouffée" qui varie rapidement avec le temps, donc avec la distance à la surface.

À ces deux modèles viennent s'ajouter la dérive des porteurs de charges dans un champ de collecte dans l'absorbeur et leur recombinaison dans les thermomètre-électrodes.

Lors de leur dérive, les charges émettent des phonons athermiques qui suivent, par hypothèse, la même évolution que ceux engendrés par la particule : c'est l'effet Luke. Pour

cet effet, on doit aussi admettre deux régimes pour la contribution du signal : le millimètre sous chaque électrode et le reste du détecteur. Pour chaque film, les phonons émis dans le millimètre mitoyen sont identiques aux phonons de la ‘‘première bouffée’’ émis par un événements de surface. Les phonons émis dans le reste du détecteur sont identiques à ceux d’un événements de volume.

Le deuxième effet est la recombinaison. Nous ne connaissons pas bien les processus microscopiques de recombinaison des porteurs dans un amorphe comme le NbSi à la transition métal-isolant. Nous ferons l’hypothèse qu’il est proportionnel au nombre de porteurs de charges qui se recombinent, et que l’énergie par porteur est celle du gap du germanium pondérée par le niveau de Fermi du NbSi. Rappelons qu’à petite échelle (inférieure à la longueur de localisation), un isolant d’Anderson a le comportement d’un métal.

Cette étude permet d’isoler des comportements que nous essaierons de relier aux modèles et à la configuration du détecteur lors de l’interprétation des données.

## 13.2 Mesure de la sensibilité

Comme rappeler dans l’introduction la sensibilité des détecteurs dépend de la capacité calorifique, qu’on cherchera la plus petite possible, et de la sensibilité électrique. Cette dernière sera la plus grande possible et dépend de la variation de résistance lorsqu’on polarise les films à courant constant.

Nous rappelons que nous faisons l’hypothèse, qui semble vérifiée expérimentalement, que la sensibilité aux phonons de haute énergie dépend de la capacité calorifique des films, alors que la sensibilité aux phonons thermique dépend de la capacité calorifique de l’ensemble du détecteur.

Pour de meilleures résolution en énergie et identification des événements de surface, il est important que les deux films aient une sensibilité similaire, en particulier une sensibilité électrique. Cette similitude passe par des résistances identiques pour les deux films. Pour obtenir des résistances identiques, leur procédé de fabrication doit être le plus reproductible possible. Malgré les efforts faits pour garantir cette reproductibilité, des différences, parfois importantes, sont apparues. Pour amoindrir ces différences et ajuster la résistance des films autour de  $1\text{ M}\Omega$  (optimum pour le montage électrique) les films ont souvent été recuits et certains d’entre eux irradiés par faisceau d’ions.

### 13.2.1 Mesure de la capacité calorifique

Nous mesurons la capacité calorifique en exposant les détecteurs Ge/NbSi 203, 205, 206 (1<sup>e</sup> génération), 207 (2<sup>e</sup> génération), 212 (3<sup>e</sup> génération) et 213 (4<sup>e</sup> génération) à des sources de calibration de  $^{109}\text{Cd}$  (avec une raie photonique de 88 keV), de  $^{57}\text{Co}$  (raie photonique de 122 keV) ou de  $^{241}\text{Am}$  (raie photonique de 59,5 keV) à différentes températures.

Nous mesurons la capacité calorifique du bolomètre en l’irradiant avec des particules

d'énergie connue  $E$ . L'analyse des signaux (qui sera détaillée au chapitre 13) permet d'en déduire la réponse thermique  $\Delta T$  et :

$$C_{bolo} = \frac{E}{\Delta T} \quad (13.2)$$

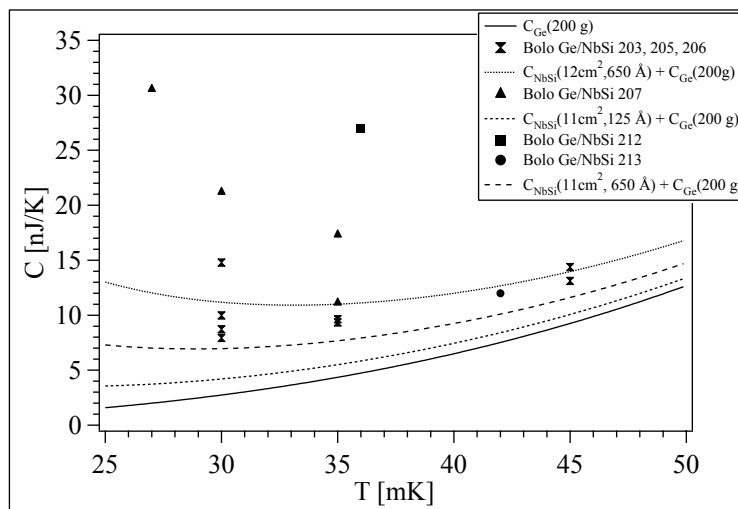


FIGURE 13.1 – Capacité calorifique des détecteurs Bolo Ge/NbSi avec un absorbeur de germanium de 200 g des quatre générations de détecteurs. Les capacités calorifiques des détecteurs sont calculées à partir des équations (5.37) et (5.44). La ligne continue correspond à la capacité calorifique du cristal de germanium de 200g. Les lignes en pointillée correspondent aux capacités calorifiques d'un cristal de germanium de 200 g et de deux films de NbSi. La différence entre ces courbes dépend de l'épaisseur et du volume des films de NbSi. La première génération a la capacité calorifique la plus élevée, la deuxième génération la plus basse et les troisième et quatrième générations ont la même capacité calorifique attendue. Les points présentés sur le diagramme sont des mesures faites par les différentes générations de détecteurs.

La capacité calorifique attendue est la somme de celle de l'absorbeur et des deux films de NbSi donnée par l'équation (5.44). Le bon ajustement avec les valeurs mesurées (figure 13.1) par les détecteurs de première (203, 205 et 206) et quatrième (213) générations montre que les autres contributions sont négligeables (tels que celles des chauffages, fuites thermiques, etc...).

Les deuxième (207) et troisième (212) générations ont une valeur supérieure à la capacité calorifique attendue. Nous avons fait de gros efforts pour comprendre l'origine de cet excès de capacité calorifique.

La première génération n'a ni garde latérale, ni sous-couche amorphe et la quatrième a des gardes latérales en aluminium et une sous-couche amorphe (sous les électrodes centrales). La première et la quatrième générations ont des capacités calorifiques proches, ce qui exclut la sous-couche amorphe comme origine principale de la capacité calorifique supplémentaire.

Les détecteurs de deuxième et troisième générations sont équipés d'électrodes de garde en niobium et de sous-couches amorphes (intégrales). Par comparaison avec la première et la quatrième génération, nous pensons que **le terme de capacité calorifique supplémentaire provient principalement de la garde latérale en niobium.**

Des études sont en cours pour comprendre l'origine de cette contribution dans des couches de niobium supraconducteur au dessus de 50 mK.

### 13.2.2 Mesures de résistance des films NbSi.

Les courbes de résistance en fonction de la température sont obtenues à faible polarisation où les bains d'électrons et de phonons sont isothermes et analysées à partir de la formule :

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^n \quad (13.3)$$

Sur la gamme restreinte de température étudiée il n'est pas possible de déterminer les trois paramètres  $R_0$ ,  $T_0$  et  $n$  avec une précision qui permette de discuter les propriétés physiques fondamentales. Les ajustements permettent de comparer les films entre eux et d'optimiser la température de fonctionnement.

#### 13.2.2.1 La 1<sup>re</sup> génération

Les détecteurs de première génération ont une concentration de 8,5 % de niobium pour une épaisseur de 650 Å. Ils ont un comportement 3D (épaisseur des films supérieure à la longueur de localisation des électrons pour un isolant d'Anderson), la concentration les place près de la transition métal-isolant légèrement isolant.

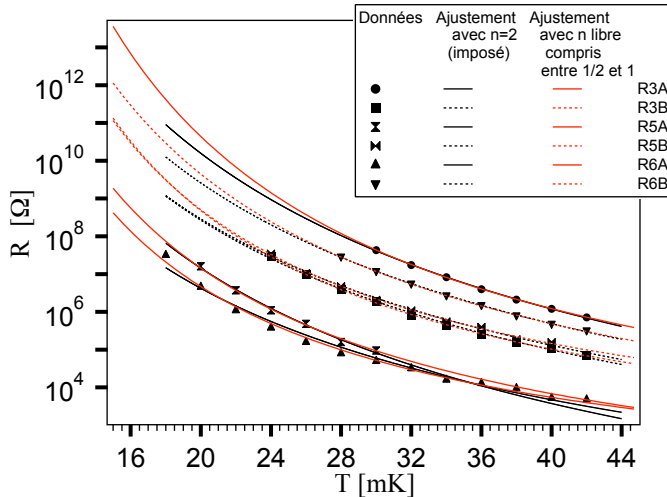


FIGURE 13.2 – Courbe de résistance en fonction de la température. Les ajustements sont faits en fixant  $n$  à  $1/2$  et en le laissant libre mais compris entre  $1/2$  et  $1$ . Les paramètres sont donnés dans chacun des cas par le tableau 13.2. L'électronique d'acquisition et d'asservissement est optimisée pour  $R = 1\text{M}\Omega$ . L'objectif était donc d'atteindre cette résistance entre 20 et 40 mK.

La figure 13.2 montre une grande dispersion des résistances. Ces différences existent entre deux détecteurs différents mais également entre deux faces d'un même détecteur.

Le tableau 13.2 reprend les différentes mesures des coefficients  $T_0$  et  $R_0$  par ajustement des courbes présentées figure 13.2. Des ajustements aussi bons peuvent être obtenus en acceptant des valeurs de  $n > 1/2$ . On a alors des valeurs de  $R_0$  quasi-constantes.

Les résistances entre deux films peuvent différer de trois ordres de grandeur à 30 mK. Les différences d'un bolomètre à l'autre peuvent être accommodées en ajustant la température de fonctionnement de chaque bolomètre. En revanche, une différence de plus



TABLE 13.2 – Coefficients d’ajustement des résistances en fonction de la température pour chacun des films des trois Bolos Ge/NbSi 203, 205 et 206 avec  $n = 1/2$  imposé ou libre.

Bolo Ge/NbSi	Film A						Film B					
	$n$	$R_0$ [ $\mu\Omega$ ]	$T_0$ [K]	$n$	$R_0$ [ $\Omega$ ]	$T_0$ [mK]	$n$	$R_0$ [ $\mu\Omega$ ]	$T_0$ [K]	$n$	$R_0$ [ $\Omega$ ]	$T_0$ [mK]
<b>203</b>	1/2	136	21	0,91	8	610	1/2	500	15	1	22	338
<b>205</b>	1/2	1095	16	0,9	1	450	1/2	14	8	1	42	326
<b>206</b>	1/2	496	17	1	6,4	270	1/2	352	11	0,8	2,2	922

d’un ordre de grandeur entre les résistances des deux faces empêche d’optimiser les sensibilités pour les deux faces.

Ces détecteurs sont sortis de l’évaporateur pour être retournés entre l’évaporation des deux faces. Cette manipulation n’est pas favorable à la reproductibilité (modification du vide dans l’évaporateur, oxydation au remplacement des quartz de contrôle, etc.).

### 13.2.2.2 La 2<sup>e</sup> génération

Les détecteurs de deuxième génération ont une épaisseur de 136 Å pour une concentration de 9,55 % de niobium, pour atteindre une résistance de l’ordre du mégohm autour de 35 mK. Le comportement est quasi 2D, la résistance varie fortement avec l’épaisseur. Ceci explique le comportement isolant recherché pour une composition ( $> 9\%$ ) qui donnerait un métal à 3D.

Le Bolo Ge/NbSi 401 présente des résistances entre les deux films relativement proches (voir figure 13.3 - **b**). À la différence, le Bolo Ge/NbSi 207 présente des résistances très différentes d’un film à l’autre (voir figure 13.3 - **a**) en dépit des efforts faits pour améliorer la reproductibilité. De plus un des films est très peu résistif (moins de 10 k $\Omega$  à 35 mK) et n’est pas exploitable.

Ces films sont des couches très minces avec une rugosité difficile à maîtriser. La résistance est très dépendante des rugosités, ce qui peut expliquer une telle différence entre les deux films.

Afin de corriger ces différences entre films et d’ajuster l’impédance des films, nous avons tenté de recuire le Bolo Ge/NbSi 207 puis d’irradier sa face la moins impédante (voir 13.2.3).

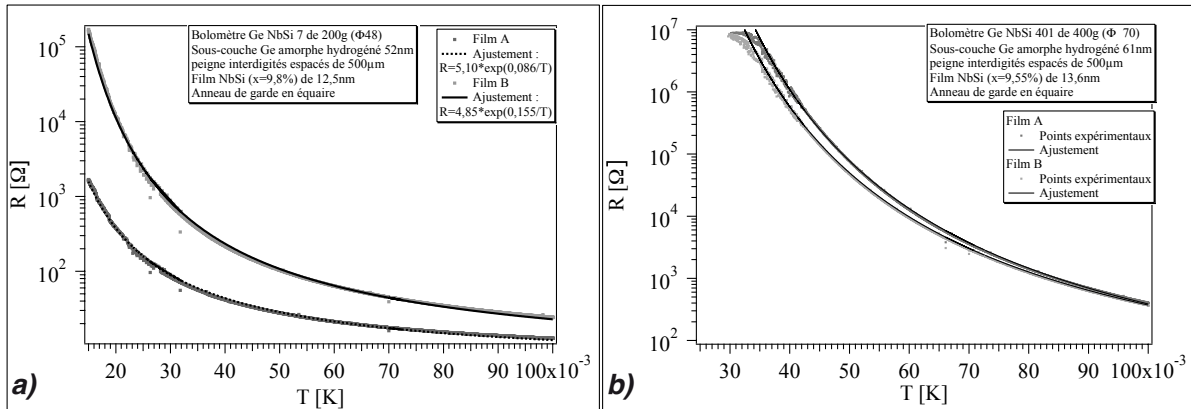


FIGURE 13.3 – Résistance en fonction de la température de chacun des films du Bolo Ge/NbSi **a)** 207 et **b)** 401. L’ajustement est fait à partir du logarithme de la résistance en fonction de  $1/T$ , les paramètres  $R_0$  et  $T_0$  sont donnés par le tableau 13.3.

TABLE 13.3 – Coefficients  $R_0$  et  $T_0$  des films des détecteurs de 2<sup>e</sup> génération déterminés pour  $n=1$ .

Bolo Ge/NbSi	Film A		Film B	
	$T_0$ [mK]	$R_0$ [Ω]	$T_0$ [mK]	$R_0$ [Ω]
<b>207</b>	86	5,1	155	4,9
<b>401</b>	530	1,9	490	2,8

### 13.2.2.3 3<sup>e</sup> génération et 4<sup>e</sup> génération

Les détecteurs de 3<sup>e</sup> et 4<sup>e</sup> génération ont des films de NbSi de 650 Å avec une concentration de 8,5 % de niobium. Le Bolo Ge/NbSi 212 possède des films avec des résistances relativement proches (figure 13.4 - **a**)) tandis qu’elles sont très différentes pour le 213 (figure 13.4 - **b**)). Un des films du Bolo Ge/NbSi 213 est inutilisable ( $10\text{ k}\Omega$  à  $37\text{ mK}$ ).

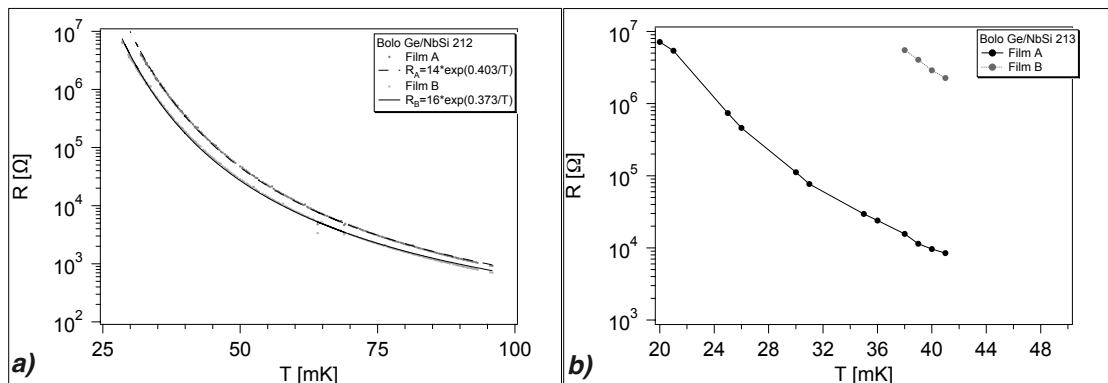


FIGURE 13.4 – Résistance en fonction de la température des détecteurs Bolo Ge/NbSi **a)** 212 et **b)** 213.

Le problème de la reproductibilité des films, non seulement d'un détecteur à l'autre mais surtout d'une face sur l'autre, est une limite de ces détecteurs. Les détecteurs suivants ont une bonne reproductibilité de la résistance due à l'amélioration et à la stabilisation du processus de fabrication (figure 13.5). Ces derniers détecteurs sont le résultat du travail de cette thèse.

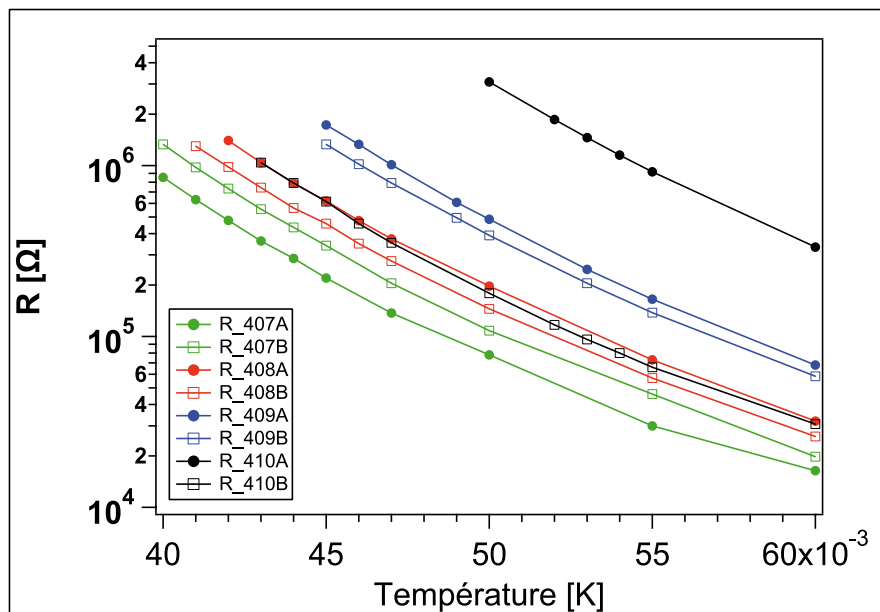


FIGURE 13.5 – Diagrammes de la résistance en fonction de la température des deux films de NbSi des Bolo Ge/NbSi 407, 408, 409 et 410 de 400 g (diamètre = 70 mm, hauteur = 20 mm).

### 13.2.3 Les irradiations et recuits

La différence de résistance entre les deux films peut-être diminuée par recuit ou irradiation, qui permettent l'augmentation de la résistance.

Le recuit consiste à chauffer uniformément le détecteur dans une étuve sous atmosphère d'azote. L'effet est d'augmenter la résistance. Les mécanismes de cet effet sont complexes : le recuit induit de faibles réarrangements atomiques qui modifient les interférences quantiques à l'origine de la localisation. Le recuit fait évoluer les deux films. Nous l'avons limité à 100 ° C pour limiter la diffusion de polluant dans le cristal de Ge ultra-pur. Au dessus de 130 ° C, le film de NbSi montre des effets de ségrégation.

L'irradiation consiste à bombarder une face avec un faisceau d'ion silicium (accélérateur IRMA du CSNSM). Ce bombardement provoque également une augmentation de résistance. Elle permet de faire évoluer un seul film, et d'ajuster la résistance en ajustant la dose et l'énergie du faisceau.

Cette technique est relativement nouvelle et une étude systématique n'a pas encore été menée.

### 13.2.3.1 Recuit

Le Bolo Ge/NbSi 207 présente de faibles résistances par rapport au mégohm à 45 mK, nous avons tenté de les augmenter avec deux recuits :

1. 68°C pendant 1 nuit,
2. 80°C pendant 2 heures,

La figure 13.6 montre les évolutions de la résistance de chacun des films après chaque opération.

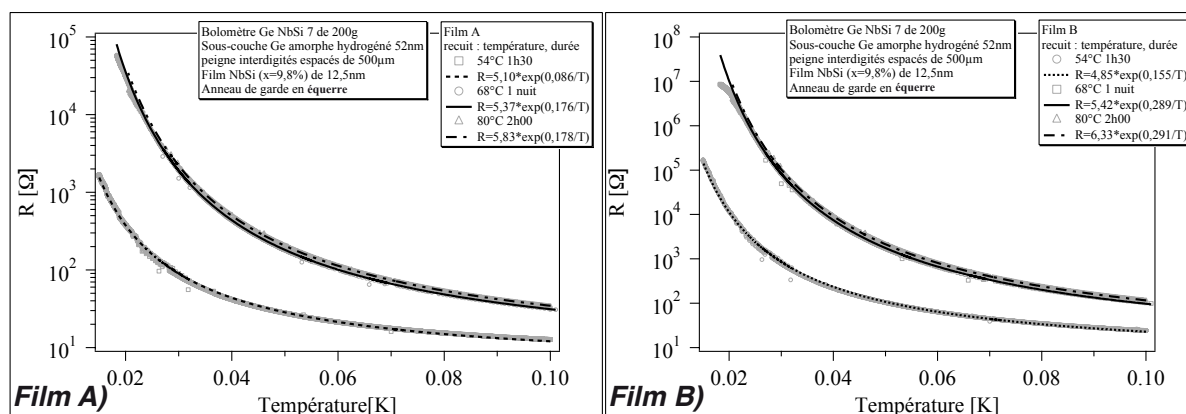


FIGURE 13.6 – Courbes de la résistance en fonction de la température du bolo Ge/NbSi 207 des films **A** et **B**. Les ajustements sont faits à partir du logarithme Népérien de la résistance en prenant  $n = 1$  dans l'expression de la résistance en fonction de la température.

Le recuit montre un effet important sur le paramètre  $T_0$  qui augmente. Le Bolo Ge/NbSi 207 montre une saturation après le premier recuit, ce qui n'est pas le comportement avec des couches plus épaisses.

TABLE 13.4 – Le tableau donne l'évolution des paramètres  $R_0$  et  $T_0$  en fonction des recuits.

Température recuit [ ° C]	durée recuit	Film A		Film B	
		$R_0$ [Ω]	$T_0$ [mK]	$R_0$ [Ω]	$T_0$ [mK]
54	1 h 30 min	5,1	86	4,9	155
68	1 nuit	5,4	176	5,4	289
80	2 h 00	5,8	178	6,3	291

Comme pour la génération précédente, les deux films ont une résistance très différente. Après le recuit, le Bolo Ge/NbSi 207 présente encore des différences importantes entre les deux films. Pour tenter d'amoinrir cette différence, sa face la moins impédante a été irradiée.

La partie suivante traite des essais d'irradiation faits sur les deux détecteurs Bolo Ge/NbSi 206 et 207.

## 13.2.3.2 Irradiation

Les effets d'irradiation ont été étudiés sur des couches minces de test [2]. L'irradiation permet d'augmenter la résistance des films de manière contrôlée (par la fluence). Elle permet de gagner 1 à 2 ordres de grandeur sur la résistance à 30 mK. Le Bolo Ge/NbSi 206 fut le premier détecteur sur lequel on a tenté cette technique.

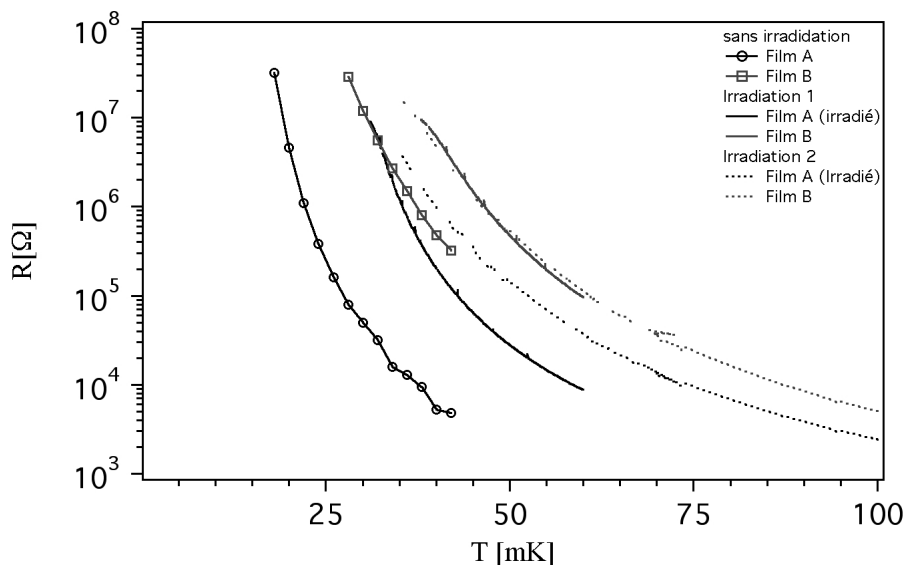


FIGURE 13.7 – Résistance en fonction de la température du Bolo Ge/NbSi 206. La mesure avant irradiation a été prise au LSM en janvier 2004, les mesures après les deux irradiation ont été effectuées au CSNSM. L'irradiation était faite pour ajuster le film A.

Les mesures avant irradiation ont été effectuées au LSM. Il n'y a pas eu de mesure témoin au CSNSM avant irradiation.

Après la première irradiation, les deux films ont évolué (figure 13.7) par rapport aux mesures effectuées au LSM. Le film A (irradié) augmente de deux ordres de grandeur. Dans le même temps, l'autre film augmente d'un ordre de grandeur. Cet effet surprenant ne peut pas être attribué à l'irradiation mais sans doute à une évolution (cyclage thermique, vieillissement...) entre la mesure au LSM et la nouvelle mesure après irradiation au CSNSM.

Après la seconde irradiation, dans les même conditions, le film opposé n'évolue pas, alors que le film irradié gagne un ordre de grandeur.

Le Bolo Ge/NbSi 207 a également été irradié après avoir subi deux recuits.

TABLE 13.5 – Le tableau donne les paramètres  $R_0$  et  $T_0$  en fonction de l'irradiation de la face la moins résistive du Bolo Ge/NbSi 207.

	Film A		Film B	
	$R_0$ [Ω]	$T_0$ [mK]	$R_0$ [Ω]	$T_0$ [mK]
<b>avant</b>	5,8	178	6,3	291
<b>après</b>	16,2	206	7,3	340

L'irradiation n'a pas permis d'atténuer de manière satisfaisante la différence entre les deux films. De plus, après celle-ci le film non irradié a évolué, ce que nous ne comprenons

pas.

Ce détecteur présente des évolutions au cyclage thermique, qui pourraient être à l'origine de cette évolution ou tout au moins y participer. L'hydrogène dans les sous-couches amorphes peut diffuser dans le NbSi et changer ses propriétés résistives. Cette hypothèse n'a pas été testée mais elle nous a conduit à supprimer l'hydrogène dans les sous-couches amorphes des électrodes des troisième et quatrième générations.

Le bilan sur l'ajustement par irradiation n'est pas satisfaisant, à l'issue de cette thèse, car l'irradiation d'une face est accompagné par l'évolution de l'autre face (comme pour le bolo Ge/NbSi 206 lors de sa première irradiation).

Une étude plus approfondie est à mener pour comprendre ce comportement (évolution des deux films après irradiation) et pouvoir ajuster la résistance des films indépendamment l'un de l'autre.

La combinaison recuit et irradiation, lorsqu'elle sera bien maîtrisée, permettra de pallier dans une large mesure aux difficultés de reproductibilité des co-évaporations NbSi.

### 13.2.4 Le cyclage thermique

Une évolution, non souhaitée et non contrôlable, survient lors des cyclages thermiques. En effet à chaque mise en froid-réchauffement, nous constatons une évolution dont l'amplitude semble dépendre de multiples paramètres.

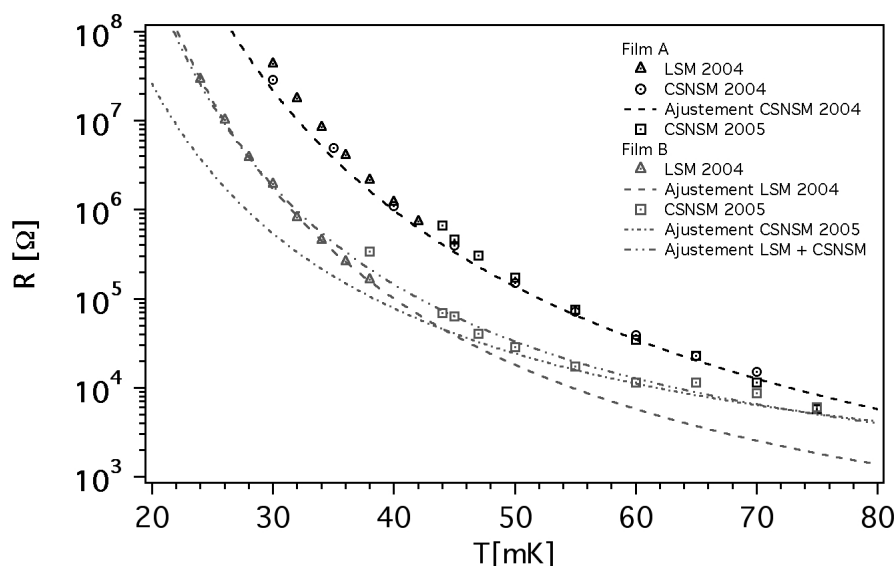


FIGURE 13.8 – Résistance en fonction de la température du Bolo Ge/NbSi 203 effectuée pendant deux mise en froid différentes.

Des mesures faites avec le Bolo Ge/NbSi 203 au LSM et au CSNSM montrent une évolution des courbes de résistance en fonction de la température (figure 13.8). Entre ces deux prises de mesures le détecteur a subi plusieurs cyclages thermiques et un voyage entre les deux laboratoires.

Le tableau 13.6 donne les différentes valeurs trouvées par le meilleur ajustement des trois paramètres  $R_0$ ,  $T_0$  et  $n$ .

TABLE 13.6 – Coefficient des ajustement du logarithme de la résistance en fonction de l'inverse de la température.

Film	Données	$R_0[\Omega]$	$T_0[K]$	$n$
A	LSM 2004	4,2	1,3	0,87
	CSNSM 2004	4,4	1	0,78
B	LSM 2004	17	0,355	0,99
	CSNSM 2005	217	0,243	0,99
	CSNSM + LSM	194	0,213	1,13

Les autres générations de détecteurs équipés de couches minces présentent également une évolution de leur résistance d'un cyclage thermique à l'autre. Nous ne savons pas s'il y a un nombre seuil de cyclages thermiques au bout duquel les films n'évoluent plus.

**Cette évolution va systématiquement vers une augmentation de la résistance d'une mise en froid à une autre (voir figure 13.9).**

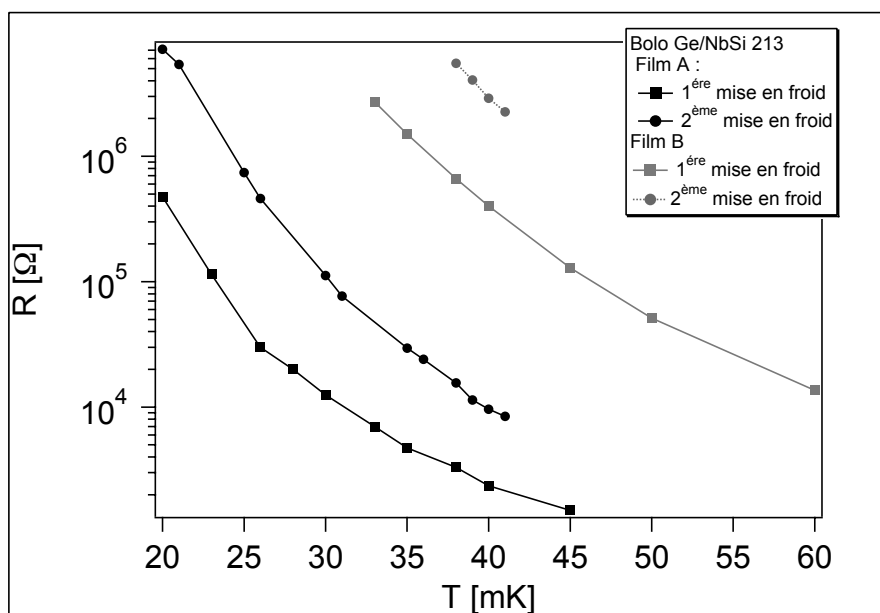


FIGURE 13.9 – Évolution de la résistance en fonction de la température avec les mises en froid du Bolo Ge/NbSi 213.

Pour les Bolos Ge/NbSi 401 et 207, équipés de sous-couches de germanium hydrogéné (voir chapitre 10), il est possible que l'hydrogène migre dans les films et les fasse évoluer.

Pour chercher à diminuer la chaleur spécifique des détecteurs, la couche protectrice de  $SiO$  a été remplacée par du silicium pour les troisième et quatrième générations (Bolo Ge/NbSi 212 et 213). Quatre détecteurs à l'essai au LSM depuis avril 2008 utilisent à nouveau du  $SiO$  en protection et ne semblent pas avoir évolué.

L'évolution des détecteurs, au cours des cyclages thermiques, est un vrai problème qui doit être étudié : rôle des sous-couches, stabilisation par des recuits, cyclages préalables si comme nous l'espérons l'évolution sature,...

Les quatre détecteurs Bolo Ge/NbSi 407, 408, 409 et 410 présentent une évolution au niveau du cyclage thermique de 1 mK/cyclage (c'est-à-dire qu'ils ont la même résistance - 1 M $\Omega$  - pour un millikelvin plus élevé). Ce résultat permet l'utilisation des détecteurs pour moins d'une dizaine de cyclage thermiques.

Nous devons donc améliorer cette stabilité au cyclage thermique et vérifier s'il n'y a pas un effet de seuil, c'est-à-dire un nombre de cyclages thermiques au bout duquel les films n'évoluent plus.

La sensibilité est le produit de la capacité calorifique dans le cas du signal thermique de l'ensemble du détecteur et dans le cas du signal athermique celui du film concerné. La sensibilité électrique est la même dans les deux cas. Nous avons présenté les performances des différentes générations.

L'identification des événements de surface dépend de la sensibilité des thermomètres aux phonons athermiques. D'une part des paramètres présentés précédemment mais également de la capacité des couches minces thermométriques d'absorber les phonons athermiques. À partir de l'étude transverse sur les quatre générations de détecteur, en particulier, de l'amplitude athermiques du signal de différentes populations d'événements différant par la position de leur point d'impact, nous présentons une modélisation de la physique sous-jacente à l'identification des événements de surface.

### 13.3 Rapports $\kappa_{ion}$ et $\kappa_{Th}$ de différentes populations

Le rapport  $\kappa_{ion} = Amp_{Ath}/E_{iee}$  ( $Amp_{Ath}$  est l'amplitude athermique d'un film et  $E_{iee}$  l'énergie d'ionisation) permet une étude des événements de surface à collecte complète de charges (CCC). Le rapport  $\kappa_{Th} = Amp_{Ath}/E_{ch}$  ( $Amp_{Ath}$  et  $E_{ch}$  sont mesurées par le même film) permet une étude des événements de surface à collecte incomplète de charges (CIC).

L'énergie d'ionisation pour les événements à collecte complète (identifiés par le fait qu'ils sont dans la raie) est un bon estimateur de l'énergie, y compris pour les événements de surface. Par contre, pour les événements à collecte incomplète, il est délicat d'utiliser le critère  $\kappa_{ion}$  car  $E_{iee}$  n'est plus égale à l'énergie déposée.

Les distributions des événements de volume des rapports  $\kappa_{ion}$  (tableau 13.7) et  $\kappa_{Th}$  (tableau 13.8) ont une valeur moyenne, par construction, égale à 1.

Le tableau 13.7 montre que pour les événements de volume, les distributions s'élargissent sensiblement entre la première et les générations suivantes. L'élargissement ne peut être imputé à la résolution en énergie d'ionisation qui est de l'ordre de 2 keV. De même, les distributions des événements de surface à collecte complète présentent une augmentation du rapport moyen mais également un élargissement, qui est principalement dû à l'élargissement de la distribution des amplitude athermiques.



TABLE 13.7 – Moyenne ( $\overline{\kappa_{ion}}$ ) et écart type ( $\sigma_{\kappa_{ion}}$ ) de la distribution de  $\overline{\kappa_{ion}}$  des quatre générations de détecteurs exposés à une source de calibration. Les événements de surface sont ceux de la ou des raies dont l'énergie est reportée dans le tableau. Les événements de volume sont les photons dont l'énergie est comprise entre 100 et 200 keV. Le film souligné est exposé à la source.

Bolo Ge/NbSi	203			207	212		213
raies	59,5 keV	22 - 25 keV		59,5 keV	22 - 25 keV		22 - 25 keV
Film	<u>A</u>	<u>A</u>	B	<u>B</u>	<u>A</u>	B	<u>B</u>
Surface (CCC)							
$\overline{\kappa_{ion}}$	1,15	1,1	0,9	2,6	1,6	1,0	2,8
$\sigma_{\kappa_{ion}}$	0,07	0,2	0,1	0,6	0,3	0,2	0,4
Volume							
$\sigma_{\kappa_{ion}}$	0,07	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,4
$\sigma_{[(\kappa_{ion}(A)+\kappa_{ion}(B))/2]}$	-	0,03		-	0,14		-

TABLE 13.8 – Moyenne ( $\overline{\kappa_{Th}}$ ) et écart type ( $\sigma_{\kappa_{Th}}$ ) de la distribution de  $\overline{\kappa_{Th}}$  des Bolos Ge/NbSi 203 et 213 exposés à une source de calibration. Les événements de surface sont les électrons de conversion de 62 et 84 keV, et les événements de volume sont les photons dont l'énergie est comprise entre 100 et 200 keV.

Bolo Ge/NbSi	203		213
Film	A	B	B
Surface (CIC)			
$\overline{\kappa_{Th}}$	1,0	0,8	2,3
$\sigma_{\kappa_{Th}}$	0,1	0,1	0,3
Volume			
$\sigma_{\kappa_{Th}}$	0,1	0,1	0,3
$\sigma_{(\kappa_{Th}(A)+\kappa_{Th}(B))}$	0,1		-

Nous retrouvons ce même comportement sur le rapport  $\kappa_{Th}$  du thermomètre exposé à une source de calibration de  $^{109}\text{Cd}$ , pour les détecteurs de première et quatrième génération (tableau 13.8).

Cet élargissement ne peut pas être expliqué en considérant seulement les fluctuations dans le partage entre les deux thermomètres absorbant les photons athermiques émis lors de l'impact de la particule.

Au LSM, lors de la campagne de 2004, les trois Bolos Ge/NbSi 203, 205 et 206, présentaient un rapport  $\kappa_{Th}$  peu différent entre les événements de volume et de surface sur le film proche de l'impact. Par contre, le film opposé présentait un rapport inférieur pour ces même événements de surface par rapport aux événements de volume. D'ailleurs, le rejet des événements de surface était plus basé sur le déficit que sur l'excès [3]. Nous entendons par déficit, le fait que les événements de surface ont une amplitude du signal

athermique moins grande, en moyenne, que pour les événements de volume sur le thermomètre opposé.

Nous retrouvons ce résultat avec le détecteur Bolo Ge/NbSi 203 exposé à la source de  $^{109}\text{Cd}$ . Le rapport  $\kappa_{Th}(A)$  pour les événements de surface (CIC) ne permet pas de les distinguer des événements de volume. Le seul effet est visible sur le rapport  $\kappa_{Th}(B)$  (tableau 13.8) du thermomètre opposé.

Par contre, le Bolo Ge/NbSi 212 ne présente pas ce déficit comme le montre les rapports  $\kappa_{ion}(A)$  et  $\kappa_{ion}(B)$  de la population d'événements de surface de 22 et 25 keV (voir tableau 13.7).

Rappelons que nous avons proposé au chapitre 6 que les événements de surface se distinguent des événements de volume par une absorption accrue des phonons par le film de cette surface.

Les observations précédentes sont à priori en contradiction avec ce modèle. Nous verrons en 13.5.1 une interprétation possible.

Nous voyons que l'étude des distributions des rapports  $\kappa_{Th}$  et  $\kappa_{ion}$  des différentes populations montre que :

1. La valeur moyenne de ces rapports pour les événements de surface augmente entre la première et les générations suivantes. **Elle est à l'origine de l'amélioration de l'identification.** Néanmoins, cette amélioration s'accompagne d'un élargissement des distributions des amplitudes athermiques des événements de volume (voir tableau 13.7).
2. L'élargissement des distributions de ces rapports, en particulier l'élargissement sur la moyenne des signaux sur les deux thermomètres, pour les événements de volume suggère qu'**il existe, en plus des deux films, un élément qui absorbe les phonons de haute énergie pendant un temps au moins aussi grand que  $\tau_{e-ph}$ .**

Le taux d'absorption des phonons de haute énergie  $\varepsilon$  est à priori indépendant de l'énergie de l'événement, qui est très supérieure à  $\hbar\omega_D$  ( $\omega_D$  est la fréquence de Debye); il rend compte de la capacité des films à absorber les phonons athermiques. C'est un paramètre important pour la compréhension des différences des amplitudes des signaux athermiques entre génération.

Sa mesure permet de confronter les modèles dit d'"epsilon", l'effet Luke et les effets de recombinaison, et donc d'analyser finement les mécanismes à la base de l'identification des événements de surface.

La mesure du temps de relaxation des électrons vers les phonons  $\tau_{e-ph}$  se place dans la même perspective. Le temps de relaxation effectif peut être, comme nous l'avons dit en 13.1, différent du temps électron-phonon intrinsèque au NbSi et ces écarts sont corrélés aux mesure d' $\varepsilon$ .

## 13.4 Mesure des paramètres $\varepsilon$ et $\tau_{e-ph}$ des différentes générations

### 13.4.1 Mesure de $\varepsilon$

La variation de température due aux phonons hors équilibre est donnée par (figure 13.10) :

$$\Delta T = \frac{\varepsilon \cdot \Delta E}{C_e} \quad (13.4)$$

où  $\varepsilon$  est le taux d'absorption des phonons athermiques,  $\Delta E$  est l'énergie déposée par la particule et  $C_e$  est la chaleur spécifique du bain d'électrons du film, qui a été établie en fonction de la température pour le NbSi :

$$C_e = (9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} \cdot T) \times V_{film} \quad (13.5)$$

Nous ne prenons pas en compte la chaleur spécifique nucléaire qui ne s'exprime pas à des temps aussi courts (chapitre 5) [1].

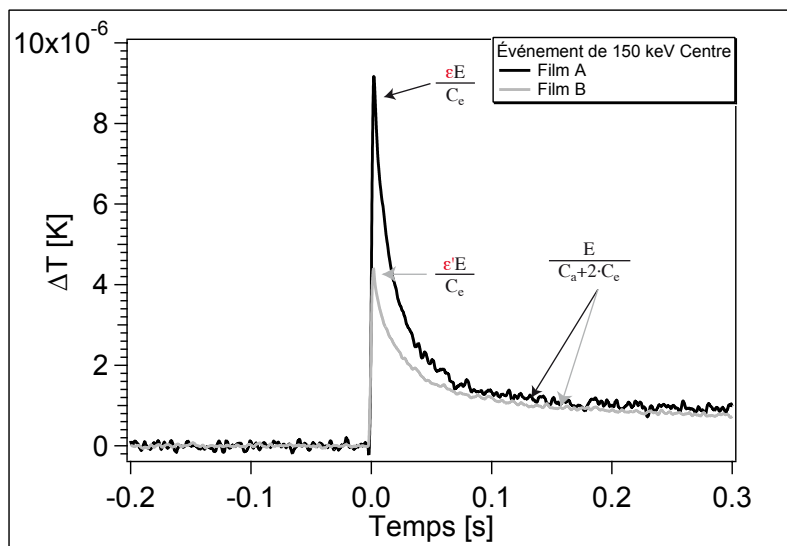


FIGURE 13.10 – Événement moyen de 150 keV du Bolo Ge/NbSi 212 des voies chaleurs A et B.

La détermination du taux d'absorption des phonons athermiques ( $\varepsilon$ ) s'obtient à partir de l'expression de la variation de température (13.4) et (13.5) :

$$\varepsilon = \frac{\Delta T}{\Delta E} \cdot C_e \quad (13.6)$$

La méthode de détermination de  $\Delta T$  est expliquée au chapitre 8.

TABLE 13.9 –  $\varepsilon$  d'un événement de volume (150 keV) et de garde (50 keV) pour les Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213 pour une tension de collecte de 3V.

Bolo Ge/NbSi	T	énergie événement moyen	$\varepsilon_{\text{Volume}}$		$\varepsilon_{\text{Garde}}$	
			Film A	Film B	Film A	Film B
203	45 mK	[50 – 100] keV	37 %	27 %	-	-
		150 keV	32 %	28 %	-	-
212	36 mK	[50 – 100] keV	12,5 %	5,5 %	-	-
		50 keV	-	-	2,8 %	-
		150 keV	14,5 %	5,5 %	-	-
213	45 mK	150 keV	-	8 %	-	-

Le Bolo Ge/NbSi 203 présente une légère asymétrie film A - film B sur la détermination du taux d'absorption ( $\varepsilon$ ), avec une valeur mesurée plus importante pour le film exposé à la source (film A dans les deux cas). Pour un événement de volume, la première bouffée de phonons balistiques peut être dissymétrique pour des raisons simples de distance entre le film et le point d'impact, ou de différences d'interfaces film-absorbeur.

Les résultats du tableau 13.9 nous ont particulièrement surpris sur trois points :

1. Le Bolo Ge/NbSi 212 présente une asymétrie importante film A - film B, avec une valeur mesurée du paramètre  $\varepsilon$  plus grande d'un facteur 2 - 3 entre le film exposé et le film opposé. Ce phénomène a besoin d'être confirmé par l'étude sur un autre détecteur ayant la même conception car nous ne pouvons pas exclure un possible artefact (mauvaise interface entre un film et l'absorbeur, . . .) du fait de la fabrication et donc inhérent à ce détecteur. Le Bolo Ge/NbSi 203 est de conception différente et les différences observées ne varient pas autant.  
Si ce phénomène est avéré, sa compréhension nécessite une étude plus approfondie sur le passage d'interface et l'absorption des phonons de haute énergie.
2. Le taux d'absorption des phonons athermiques moyen est plus grand pour un événement de volume que pour un événement de garde (Bolo Ge/NbSi 212). Les événements de volume comme ceux de garde sont loin des films ( $> 1$  mm). En considérant uniquement une absorption accrue des phonons de la première bouffée par les films, cette différence d' $\varepsilon$  est inexpliquée. Ce comportement indique que  $\varepsilon$  est différent suivant que :
  - le film reçoit les charges ou non,
  - il existe ou non une garde enveloppante.
3. Le Bolo Ge/NbSi 203 a un taux d'absorption moyen des phonons athermiques d'environ 30 % sur les deux films alors qu'il n'est que de 5 à 15 % pour les Bolos Ge/NbSi 212 et 213. **Il y a une baisse significative de l'absorption des phonons athermiques par les films, possiblement due à une absorption de**

ces phonons par les gardes enveloppantes.

### 13.4.2 Résumé sur la différence amplitude athermique centre-garde

Nous avons vu au cours des précédents chapitres (10, 11 et 12) que tous les détecteurs Ge/NbSi, à partir de la deuxième génération, présentent des signaux avec une amplitude athermique moindre pour les événements de garde que pour ceux de centre.

Afin de chiffrer approximativement la différence centre-garde d'absorption des phonons athermiques par les films, nous sélectionnons les populations de volume et de garde. Sur le graphique de l'amplitude athermique en fonction de l'énergie d'ionisation (centre+garde), nous déterminons une droite dont le coefficient directeur est proportionnel à  $\varepsilon/C_e$ .

TABLE 13.10 – *Rapport des pentes de la droite de l'amplitude athermique en fonction de l'énergie d'ionisation (centre+garde) des événements complètement collectés de surface, de volume et de garde des détecteurs des quatre générations.*

Bolo Ge/NbSi	$a_{\text{Volume}}/a_{\text{Garde}}$		$a_{\text{Surface}}/a_{\text{Garde}}$	
	Film A	Film B	Film A	Film B
<b>203</b>	1,3	0,9	1,3	0,9
<b>207</b>	-	1,6	-	4,4
<b>212</b>	2,5	1,5	5	1,5
<b>213</b>	-	2	-	4,6

Le tableau 13.10 présente les rapports entre le coefficient directeur déterminée pour les événements de volume et de surface (CCC) sur celui des événements de garde. Ces rapports donnent des indications sur les taux d'absorption des phonons athermiques absorbés par chacun des films.

L'utilisation du rapport permet de s'affranchir de la chaleur spécifique et donc de réduire les biais potentiels.

Le Bolo Ge/NbSi 203 a une différence centre-garde sur le taux d'absorption des phonons athermiques très peu marquée. Les valeurs mesurées par le Bolo Ge/NbSi 203 sont compatibles avec un. **Le film reçoit transitoirement l'énergie par les phonons athermiques de la même manière pour ces deux types d'événements.**

Le Bolo Ge/NbSi 212 marque une nette différence, environ un facteur 2. **Le film reçoit transitoirement plus d'énergie par les phonons athermiques pour un événement "centre" de volume que pour un événement "garde".**

### 13.4.3 Mesure de $\tau_{e-ph}$

La mesure de ce temps caractéristique est importante pour comprendre les processus de relaxation des phonons athermiques.

Il se fait à partir d'un ajustement par une fonction double exponentielle d'un événement moyen à une énergie donnée.

TABLE 13.11 – Temps électron-phonon  $\tau_{e-ph}$  à différentes températures des Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213. Le Bolo Ge/NbSi 213 a été fabriqué en deux étapes : une première avec un anneau de garde simple (A.G.) et une seconde avec une garde enveloppante d'aluminium (G.E.). Le temps  $\tau_{e-ph}$  (théorique) est déterminé par la formule (13.7).

Bolos Ge/NbSi	T	énergie événement moyen	$\tau_{e-ph}$		
			Film A	Film B	théorique
<b>203</b>	35 mK	122 keV	<b>7 ms</b>		<i>7,8 ms</i>
	45 mK	[50 : 100] keV	<b>3,3 ms</b>	<b>3,7 ms</b>	<i>3,2 ms</i>
		150 keV	<b>3,3 ms</b>	<b>3,7 ms</b>	
<b>212</b>	36 mK	[50 : 100] keV	<b>16 ms</b>	<b>26 ms</b>	<i>7,2 ms</i>
		150 keV	<b>18 ms</b>	<b>24 ms</b>	
<b>213</b>					
	<b>A.G.</b>	42 mK	-	<b>5,8 ms</b>	<i>4,2 ms</i>
<b>G.E.</b>	42 mK	150 keV	-	<b>13 ms</b>	

Le temps électron-phonon du Bolo Ge/NbSi 203, comme le montre la figure 9.18 (page 202), est bien ajusté par la loi :

$$\tau_{e-ph,A/B} \approx \frac{C_{e,A/B} C_a}{C_a + w C_e G_{e,A/B} - \alpha_{A/B} P_{polar,A/B}} \quad (13.7)$$

où  $C_{e,A/B}$  est donné par l'équation (13.5),  $C_a$  varie en  $T^3$ ,  $G_{e,A/B} = 150 \times V_{film} (T_e^5 - T_{ph}^5)$ ,  $w \approx 1$  et  $\alpha_{A/B} P_{polar} \approx 0$  ("electrodynamic feedback" négligeable). Ces valeurs de  $C_e$  et de  $G_e$  sont les valeurs intrinsèques du NbSi déterminées par des mesures directes [1].

Le tableau 13.11 montre que les deux détecteurs sans garde enveloppante (203 et 213) ont un temps  $\tau_{e-ph}$  compatible avec celui de la valeur théorique du temps  $\tau_{e-ph}$  théorique.

Les Bolos Ge/NbSi 212 et 213 avec une garde enveloppante présentent un temps caractéristique  $\tau_{e-ph}$  mesuré supérieur au temps prédit par l'équation (13.7). Nous interprétons cet écart par le fait que :

**le temps de relaxation est dominé par un mécanisme plus lent que le temps intrinsèque électron-phonon du NbSi (absorption par les gardes latérales...).**

D'autre part, les temps caractéristiques mesurés par chacun des films du Bolo Ge/NbSi 212 sont significativement différents. Nous devons, comme pour le taux d'absorption, vérifier que ce phénomène est reproductible sur un autre détecteur de même conception ou s'il s'agit d'un problème de fabrication propre à ce détecteur.

## 13.5 Interprétation

Nous avons présenté jusqu'à présent une compilation des mesures des paramètres permettant une comparaison transverse entre les générations. Cette partie a pour objectif d'intégrer ces résultats à une description cohérente des processus physiques. Pour ce faire, nous allons interpréter les données par rapport aux modèles et aux différences de conception des détecteurs.

La stratégie de développement des détecteurs est de maximiser les effets conduisant à l'identification des événements de surface. C'est pour cette raison qu'entre la première et la deuxième génération, nous avons assez largement changé la conception du détecteur. Ensuite, les évolutions ont été réalisées plus pas à pas.

Les quatre différences importantes de constitution entre les différentes générations de détecteurs sont :

1. la réduction de l'épaisseur des films de 650 Å à 125 Å,
2. la réduction du pas des peignes de 1 mm à 0,5 mm,
3. l'ajout de la sous-couche amorphe (hydrogénée ou non),
4. la garde enveloppante.

Les Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213 ont des épaisseurs et des compositions du niobium dans le silicium de leur film identiques. Qualitativement, il y a amélioration de l'identification des événements de surface.

Sur le rôle de l'épaisseur des films par rapport à l'identification des événements de surface, une indication est donnée par la comparaison des Bolo Ge/NbSi 212 et 207 qui ont la même géométrie à l'exception de l'épaisseur des films.

Le potentiel d'identification des événements de surface est donné par le rapport  $A_{th}(surface)/A_{th}(Volume)$ . Ce rapport est nettement meilleur pour le 207 ( $d = 125 \text{ \AA}$ ) que pour le 212 ( $d = 650 \text{ \AA}$ ) montrant le rôle de l'épaisseur des films.

Du fait du nombre de changements dans la conception des détecteurs d'une génération à l'autre et comme dans l'exemple ci-dessus, il nous est rarement possible d'évaluer le facteur déterminant. Cependant nous présentons dans cette partie quelques recoupements de résultats permettant une première approche des phénomènes physiques.

### 13.5.1 Interprétation à partir d'un modèle d'épsilon.

Le modèle d'épsilon est indépendant de l'énergie de l'événement. Il se base sur la capacité des films à absorber les phonons athermiques. Dans ce modèle, la variation de

température engendrée est petite. La variation de la résistance est alors linéaire, au premier ordre, avec l'énergie transitoirement absorbée.

La variation de la température d'un événement (équation 13.4) dépend de l'énergie et de la chaleur spécifique mais également du taux d'absorption des phonons de haute énergie  $\varepsilon$ .

Nous pouvons décomposer ce dernier paramètre en trois termes selon l'origine de l'énergie absorbée :

1. les phonons de haute énergie émis lors de l'impact de la particule,
2. les phonons athermiques émis lors de la dérive des porteurs de charges dans le champ de collecte : effet Luke,
3. la recombinaison des porteurs dans les thermomètres-électrodes : effet de recombinaison.

$$\varepsilon E_{total} = \varepsilon_{ph} \frac{\eta - \eta_G}{\eta} E_{part.} + \varepsilon_L \frac{|V_{diode}|}{\eta} Q E_{part.} + \varepsilon_R \eta_F \frac{\eta_G}{\eta} E_{part.} \quad (13.8)$$

où  $\eta_G$  est la taille du gap du germanium,  $\eta$  est l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou,  $\eta_F$  est la position du niveau de Fermi par rapport au gap du germanium  $\eta_G$ ,  $(1 - Q)$  est le taux de paires se recombinant par retrodiffusion (hypothèse de Shutt - chapitre 4),  $V_{diode}$  est la tension de collecte et  $E_{part}$  est l'énergie de la particule,  $\varepsilon_{ph}$  est la part des phonons athermiques émis par la particule et absorbés par le film,  $\varepsilon_L$  est la part des phonons émis par l'effet Luke et absorbés par le film, et  $\varepsilon_r$  est la part d'énergie de la recombinaison absorbée par le film. Nous voyons que chaque terme dépend de l'énergie de la particule.

L'énergie  $E_{total}$  est la somme de l'énergie de la particule et de l'effet Luke, qui est lui-même proportionnel à l'énergie de la particule, pour un événement à collecte complète :

$$E_{total} = \left( 1 + \frac{|V|}{\eta} \right) E_{part.} \quad (13.9)$$

Nous rappelons que lors de l'impact, l'énergie nécessaire en moyenne pour former une paire électron-trou est  $\eta$ , qui est la somme de l'énergie du gap du matériau semi-conducteur  $\eta_G$  et de l'énergie déposée sous forme de phonons  $\eta - \eta_G$ .

Le terme d'effet Luke est proportionnel au nombre de charges accélérées, qui vaut  $E_{part.}/\eta$  au total, et qui dans le cas d'un événement à collecte incomplète dans l'hypothèse de rétrodiffusion dans les électrodes vaut  $Q E_{part.}/\eta$  ( $Q \in [0 : 1]$ ). L'effet d'absorption accrue des phonons de l'effet Luke dans le millimètre sous les électrodes, dans la notation de l'équation 13.8, est intégré dans le facteur  $\varepsilon_L$ .

La recombinaison des porteurs dans les électrodes est proportionnel au nombre de charges. Dans le cas d'un événement de surface à collecte incomplète, et à collecte complète pour le film à proximité, le nombre de porteurs se recombinant est  $E_{part.}/\eta$ . Les électrodes de



NbSi sont comparables à un métal avec un niveau de Fermi inférieur au gap du semi-conducteur, avec  $\eta_F \in [0; 1]$  est la “distance” aux bords du gap.

Pour faire le lien avec les notations des modèles du chapitre 6, nous donnons les formes des  $\varepsilon$  et de l'énergie associée pour chacune des trois contributions dans le cas d'un événement à collecte complète des charges (surface, volume, garde) :

$$\varepsilon_{ph} \frac{\eta - \eta_G}{\eta} E_{part.} = (\varepsilon_{pb,part.} + \varepsilon_{bal,part.}) \frac{\eta - \eta_G}{\eta} E_{part.} \quad (13.10)$$

$$\varepsilon_L \frac{|V_{diode}|}{\eta} Q E_{part.} = ({}^{1/h[mm]}\varepsilon_{pb,L} + [(1 - \varepsilon_{pb,L})^{1/h[mm]} + (1 - {}^{1/h[mm]})] \varepsilon_{bal,L}) \frac{|V_{diode}|}{\eta} Q E_{part.}$$

où  $h[mm]$  est la hauteur totale du cristal (20 millimètres pour les Bolo Ge/NbSi),  $\varepsilon_{pb}$  est la part de phonons de la première bouffée absorbés par un film,  $\varepsilon_{bal}$  est la part des phonons du pseudo-gaz absorbés par un film.

La contribution des phonons athermiques est composée de la première bouffée et du pseudo-gaz de phonons. Le taux d'absorption des phonons athermiques de l'effet Luke possède deux parties : les phonons du millimètre sous le film sont identiques à ceux de la première bouffée et les phonons émis au-delà participent au pseudo-gaz. Les phonons du premier millimètre qui ne sont pas absorbés participent également au pseudo-gaz. Ces équations ne tiennent pas compte de l'absorption des phonons du film opposé et donc ne permettent pas de rendre compte d'un déficit éventuel.

À partir de cette distinction, nous pouvons étudier les effets de chaque contribution. Un événement garde a lieu loin ( $> 1,5$  mm) des films, les phonons de la première bouffée dont la taille est de l'ordre du millimètre sont donc peu absorbés. Les porteurs de charges dérivent vers les électrodes de garde :

- les phonons de la première bouffée de l'effet Luke ( $\approx 1$  mm) ne sont pas ou peu absorbés par les films de NbSi,
- les charges ne se recombinent pas dans les films.

### 13.5.1.1 Détermination des $\varepsilon$

Nous intégrons les coefficients donnés par l'équation (13.10) dans le développement de  $\varepsilon E$  en trois termes. Nous voyons alors qu'il convient de différencier le type de particule (neutron, électron et photon) qui n'engendre pas le même nombre de porteurs de charges dont dépend l'effet Luke et la recombinaison. D'autre part nous rappelons que l'effet Luke est proportionnel à la tension de collecte et que la recombinaison dépend de la position du niveau de Fermi par rapport au gap du germanium, que nous avons fixé à  $1/2$  (interface

des films identiques) pour les équations (13.11).

<b>électrons, photons :</b>		
$\varepsilon(\text{volume})E_{total}$	$= \varepsilon_{ph}(\text{volume})\frac{2,3}{3}E_{part.} + \varepsilon_L(\text{volume})\frac{ V_{diode} }{3}E_{part.}$	
	$+ \varepsilon_R\frac{0,35}{3}E_{part.}$	
$\varepsilon(\text{surface})E_{total}$	$= \varepsilon_{ph}(\text{surface})\frac{2,3}{3}E_{part.} + \varepsilon_L(\text{volume})\frac{ V_{diode} }{3}E_{part.}$	
	$+ \varepsilon_R\frac{0,35}{3}E_{part.}$	
$\varepsilon(\text{garde})E_{total}$	$= \varepsilon_{ph}(\text{garde})\frac{2,3}{3}E_{part.} + \varepsilon_L(\text{garde})\frac{ V_{diode} }{3}E_{part.}$	(13.11)
<b>neutron :</b>		
$\varepsilon_n(\text{volume})E_{total}$	$= \varepsilon_{ph}(\text{volume})\frac{\eta_n - \eta_G}{\eta_n}E_{part.} + \varepsilon_L(\text{volume})\frac{ V_{diode} }{\eta_n}E_{part.}$	
	$+ \varepsilon_R\frac{0,35}{\eta_n}E_{part.}$	
$\varepsilon_n(\text{garde})E_{total}$	$= \varepsilon_{ph}(\text{surface})\frac{\eta_n - \eta_G}{\eta_n}E_{part.} + \varepsilon_L(\text{volume})\frac{ V_{diode} }{\eta_n}E_{part.}$	

où  $\eta_n = 0,16 \cdot E_{part.}^{0,18}$  est l'énergie de création de paires électron-trou des neutrons, que nous approximerons à 9 eV.

Nous avons étudié le Bolo Ge/Nbsi 212 avec des sources de calibration émettant des neutrons et des photons de 22 - 25 keV à différentes polarisations. Nous isolons les différentes populations composées des événements de volume, de surface et de garde pour déterminer les différents epsilons.

Pour déterminer ce jeu ( $\varepsilon_{ph}$ ,  $\varepsilon_L$ ,  $\varepsilon_R$ ), nous utilisons le même processus que celui présenté en partie 13.4.1. Pour chaque population est construit un événement moyen qui est ajusté par une fonction double exponentielle. L'amplitude thermique est corrigée de l'effet Luke. Puis  $\varepsilon E_{total}$  est déterminé à partir de l'amplitude athermique extrapolée à temps nul.

La variation de température  $\Delta T$  est proportionnelle à  $\varepsilon E$  et inversement proportionnelle à la chaleur spécifique du film. Nous ne pouvons pas mesurer directement cette dernière. Pour s'en affranchir, nous prendrons le rapport entre deux populations des ajustements de la partie athermique :

$$\frac{Ath_{Population\ 1}}{Ath_{Population\ 2}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (13.12)$$

Pour pouvoir effectuer un calcul numérique des paramètres  $\varepsilon_{ph}$ ,  $\varepsilon_L$  et  $\varepsilon_R$ , nous utilisons les variables intermédiaires  $\varepsilon_V$ ,  $a$  et  $\varepsilon_R$  dans les approximations suivantes :

1.  $\varepsilon_V$  est le taux de phonons athermiques du pseudo-gaz absorbés (pour l'effet Luke comme pour la particule),
2.  $a\varepsilon_V$  est le taux de phonons athermiques de la première bouffée et du pseudo-gaz absorbés (pour l'effet Luke comme pour la particule),
3.  $\varepsilon_R$  est la part de la recombinaison.

La correspondance avec  $\varepsilon_{ph}$ ,  $\varepsilon_L$  et  $\varepsilon_R$  et  $\varepsilon_V$ ,  $a$  et  $\varepsilon_R$  est alors la suivante :

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{ph} &= \varepsilon_V && \text{pour un événement de volume} \\
 &= a\varepsilon_V && \text{pour un événement de surface} \\
 \varepsilon_L &= \frac{a\varepsilon_V}{20} + \left(1 - \frac{1}{20}\right) \varepsilon_V && \text{pour un événement de volume} \\
 &= \varepsilon_V && \text{pour un événement garde} \\
 \varepsilon_R &= \varepsilon_R
 \end{aligned} \tag{13.13}$$

Nous comparons les rapport des taux d'absorption donnés par l'équation (13.12) dans les quatre situations explicitées par la figure 13.11.

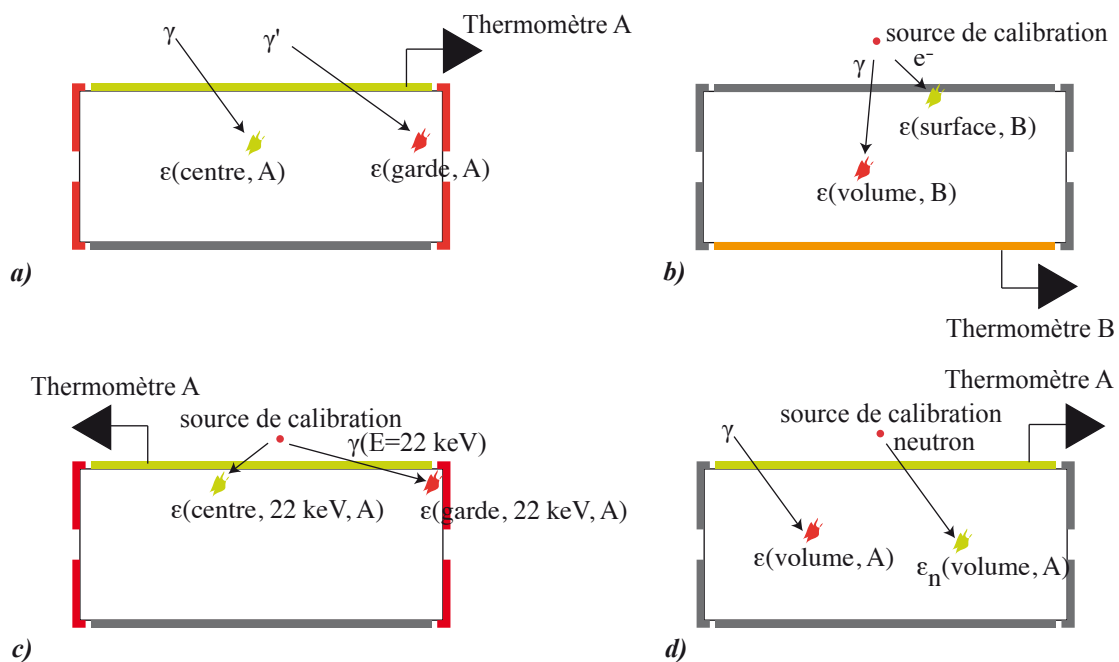


FIGURE 13.11 – Schéma en coupe d'un détecteur. Les populations d'événements sont sélectionnées par différents critères (énergie, profondeur de pénétration, nature de la particule, position de l'interaction,...). Les équations (13.14), (13.15), (13.16), (13.17) correspondent, respectivement, au populations schématisées sur les figures **a**), **b**), **c**) et **d**). L'amplificateur représente le film utilisé pour la détermination des amplitudes athermique et thermique.

$$\frac{\varepsilon(\text{centre, A})}{\varepsilon(\text{garde, A})} = \frac{\frac{2,3}{3}\varepsilon_V + \frac{V_{diode}}{3} \cdot \left(1 + \frac{a-1}{20}\right)\varepsilon_V + \frac{0,35}{3}\varepsilon_R}{\varepsilon_V \cdot \frac{2,3}{3} + \varepsilon_V \cdot \frac{V_{diode}}{3}} \quad (13.14)$$

$$\frac{\varepsilon(\text{surface, B})}{\varepsilon(\text{volume, B})} = \frac{(1 - \varepsilon_V(a-1))\frac{2,3}{3}\varepsilon_V + \varepsilon_V \frac{V_{diode}}{3} \cdot \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) + \frac{0,35}{3}\varepsilon_R}{\varepsilon_V \cdot \frac{2,3}{3} + \varepsilon_V \cdot \frac{V_{diode}}{3} \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) + \frac{0,35}{3}\varepsilon_R} \quad (13.15)$$

$$\frac{\varepsilon(\text{centre, 22keV, A})}{\varepsilon(\text{garde, 22keV, A})} = \frac{a\varepsilon_V \cdot \frac{2,3}{3} + \varepsilon_V \cdot \frac{V_{diode}}{3} \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) + \frac{0,35}{3}\varepsilon_R}{\varepsilon_V \frac{2}{3} + \varepsilon_V \frac{V_{diode}}{3}} \quad (13.16)$$

$$\frac{\varepsilon_n(\text{volume, A})}{\varepsilon(\text{volume, A})} = \frac{\varepsilon_V \frac{8,3}{9} + \varepsilon_V \frac{V_{diode}}{9} \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) + \frac{0,35}{9}\varepsilon_R}{\varepsilon_V \frac{2,3}{3} + \varepsilon_V \frac{V_{diode}}{3} \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) + \frac{0,35}{3}\varepsilon_R} \times \frac{1 + \frac{V_{diode}}{3}}{1 + \frac{V_{diode}}{9}} \quad (13.17)$$

où  $V_{diode}$  est la tension de collecte.

Rapport	$V_{diode}$	mesure
$\frac{\varepsilon(\text{centre, A})}{\varepsilon(\text{garde, A})}$	-3V	1
$\frac{\varepsilon(\text{surface, B})}{\varepsilon(\text{volume, B})}$	-3V	2,5
$\frac{\varepsilon(\text{centre, 22keV, A})}{\varepsilon(\text{garde, 22keV, A})}$	-3V	7
	-1V	14
$\frac{\varepsilon_n(\text{volume, A})}{\varepsilon(\text{volume, A})}$	-3V	0,9

TABLE 13.12 – Résultats expérimentaux des rapports d' $\varepsilon$ .

Nous résolvons numériquement les systèmes qui correspondent à différentes situations expérimentales :

① (13.14)( $V_{diode}=3V$ ) = 2,5, (13.15)( $V_{diode}=3V$ ) = 1 et (13.16)( $V_{diode}=3V$ ) = 7

② (13.14)( $V_{diode}=3V$ ) = 2,5, (13.15)( $V_{diode}=3V$ ) = 1 et (13.16)( $V_{diode}=1V$ ) = 14

Les paramètres  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_R$  et  $a$ , qui sont solutions de ces systèmes, sont donnés par le tableau 13.13.

TABLE 13.13 – Résultat de la résolution numérique des systèmes d'équations des rapports d' $\varepsilon$ .

systeme	①	②
$\varepsilon_V$	1,6 %	0,9 %
$\varepsilon_R$	21 %	10 %
<b>a</b>	11	16

Ces mesures sont faites pour donner une idée des ordres de grandeur de chaque effet. Les écarts importants des valeurs entre les deux mesures montrent qu'il y a un travail de compréhension plus approfondi à effectuer.

Les systèmes, combinant l'équation (13.17), ne permettent pas de reproduire correctement le rapport  $\varepsilon_n/\varepsilon$  mesuré (=0,9). Comme nous pouvons le voir sur la figure 13.12, pour les paramètres déterminés à partir des trois autres rapports, nous ne retrouvons pas les valeurs calculées, qui sont inférieures y compris quand  $a$  est nul.

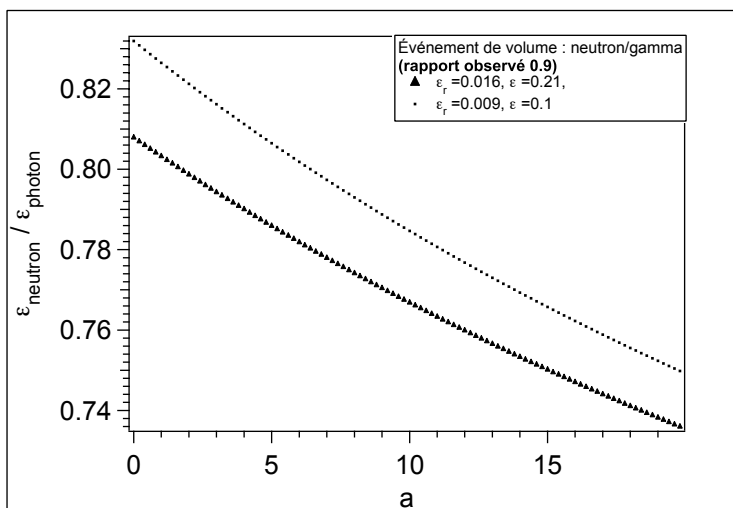


FIGURE 13.12 – Rapport  $\varepsilon_n/\varepsilon$  en fonction du paramètre  $a$  pour  $V_{diode} = 3V$  et les  $\varepsilon$  et  $\varepsilon_R$  sont ceux du tableau 13.13. Nous rappelons que  $a = 11$  pour  $\varepsilon_V = 1,6$  % et  $\varepsilon_R = 21$  % (triangles) et  $a = 16$  pour  $\varepsilon_V = 0,9$  % et  $\varepsilon_R = 10$  % (points), ce qui équivaut à un rapport  $\varepsilon_n/\varepsilon \approx 0,77$ .

Nous avons étendu cette étude en regardant la variation du paramètre  $\varepsilon$  pour les détecteurs Bolos Ge/NbSi 203, 212 et 213 exposés à une source de calibration. Nous étudions particulièrement le film exposé à cette source.

Pour déterminer les taux d'absorption des phonons athermiques (et recombinaison des charges) de chacune des variations de température, nous utilisons la mesure du paramètre  $\varepsilon$  pour un événement de volume du tableau 13.9 pour le film exposé à la source

et les rapports des coefficients directeurs des amplitudes athermiques des événements de volume et de surface sur celui des événements de garde (tableau 13.10).

Nous résolvons pour chacun des trois détecteurs le système de trois équations suivant :

$$\begin{aligned}\varepsilon(\text{volume}, A) &= \frac{2,3}{6} \cdot \varepsilon_V + \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) \frac{|V_{diode}|}{6} \cdot \varepsilon_V + \frac{0,35}{6} \cdot \varepsilon_R \\ \frac{\varepsilon(\text{centre}, A)}{\varepsilon(\text{garde}, A)} &= \frac{2,3 \cdot \varepsilon_V + \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) |V_{diode}| \cdot \varepsilon_V + 0,35 \cdot \varepsilon_R}{2,3 \cdot \varepsilon_V + |V_{diode}| \cdot \varepsilon_V} \\ \frac{\varepsilon(\text{surface}, \text{centre}, A)}{\varepsilon(\text{volume}, \text{garde}, A)} &= \frac{2,3 \cdot a \cdot \varepsilon_V + \left(1 + \frac{a-1}{20}\right) |V_{diode}| \cdot \varepsilon_V + 0,35 \cdot \varepsilon_R}{2,3 \cdot \varepsilon_V + |V_{diode}| \cdot \varepsilon_V}\end{aligned}\tag{13.18}$$

TABLE 13.14 – *Mesure des  $\varepsilon$ ,  $a$  et  $\varepsilon_R$  du Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213 des films exposés à la source en fonction de la position de l'événement. Les événements de surface sont à collecte complète.*

Bolo Ge/NbSi	203 - A	212 - A	213 - B
$\varepsilon_V$	28 %	6,5 %	4,5 %
$a$	1	7	8
$\varepsilon_R$	100 %	100 %	55 %

Les mesures des paramètres  $\varepsilon_V$  et  $a$  du Bolo Ge/NbSi 212 du tableau 13.14 montrent les mêmes tendances que celles du tableau 13.13, c'est-à-dire un  $\varepsilon_V$  de moins de 10 %, un facteur  $a$  aux environs de 10. Nous voyons qu'il existe une grosse incertitude sur la mesure de  $\varepsilon_R$ . Les processus de recombinaison sont encore très préliminaires et demandent une étude à part entière pour leur compréhension.

Pour revenir aux modèles à partir des mesures des paramètres  $\varepsilon_V$ ,  $a$  et  $\varepsilon_R$  nous déterminons les paramètres  $\varepsilon_{ph}$ ,  $\varepsilon_L$  et  $\varepsilon_R$  à partir des équations (13.13).

Les Bolos Ge/NbSi 213 et 212 montrent des comportements similaires, alors que le Bolo Ge/NbSi 203 a une absorption accrue des phonons athermiques ( $\varepsilon_{ph}$  d'environ 30 % pour un événement de volume).

Le Bolo Ge/NbSi 203 présente des  $\varepsilon_{ph}$  et  $\varepsilon_L$  constants entre les événements de garde, de volume et de surface, et très supérieurs à ceux des Bolo Ge/NbSi 212 et 213 pour les événements de garde et de volume. Les Bolo Ge/NbSi 212 et 213 ont leur paramètre  $\varepsilon_{ph}$  qui augmente entre un événement de volume et un événement de surface.

TABLE 13.15 – *Mesure des  $\varepsilon_{ph}$ ,  $\varepsilon_L$  et  $\varepsilon_R$  du Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213 des films exposés à la source en fonction de la position de l'événement. Les événements de surface sont à collecte complète.*

$\varepsilon_{ph}$			
Bolo Ge/NbSi	203 - A	212 - A	213 - B
Volume	28 %	1 % - 6,5 %	4,5 %
Garde	28 %	1 % - 6,5 %	4,5 %
Surface	28 %	14 % - 45,5 %	36 %
$\varepsilon_L$			
Bolo Ge/NbSi	203 - A	212 - A	213 - B
Volume	28 %	1,5 % - 9 %	6 %
Garde	28 %	1 % - 6,5 %	4,5 %
Surface	28 %	1,5 % - 9 %	6 %
$\varepsilon_R$			
Bolo Ge/NbSi	203 - A	212 - A	213 - B
Volume	100 %	10 % - 100 %	55 %
Garde	0 %	0 %	0 %
Surface	100 %	10 % - 100%	55 %

Nous voyons qu'il existe une grande incertitude sur la détermination de  $\varepsilon_R$ . En effet, les mécanismes de recombinaison dans un film de NbSi avec ces électrodes interdigités sont inconnus et nécessitent de plus amples investigations.

### 13.5.2 Un troisième réservoir à phonons

L'élargissement des distributions des rapports  $\kappa_{ion}$  et  $\kappa_{Th}$  pour les événements de volume entre la première et les générations suivantes peut être interprété par le fait qu'en plus des deux films, un troisième élément absorbe les phonons hors équilibre et les relâche avec un temps plus long que le temps électron-phonon  $\tau_{e-ph}$ .

La mesure du temps électron-phonon par les détecteurs de troisième et quatrième génération, est deux fois supérieure à la valeur prédite par la théorie et mesurée par les détecteurs de première génération.

Les deux candidats possibles pour expliquer ce phénomène sont la sous-couche amorphe ou les gardes enveloppantes :

- 203 pas de sous-couche amorphe et un anneau de garde simple,
- 212 sous-couche amorphe intégrale et garde enveloppante en niobium,
- 213 sous-couche amorphe uniquement sous les films et garde enveloppante en aluminium.

Toutefois le 213 a été fabriqué en deux étapes :

1. Dans un premier temps, la garde n'est composée que d'un anneau simple. Le temps électron-phonon (voir tableau 13.11) est compatible avec les valeurs théoriques et les mesures faites avec ceux de première génération.
2. Dans un deuxième temps, la garde latérale d'aluminium est évaporée directement sur le cristal de germanium (pas de sous-couche amorphe). La mesure du temps

électron-phonon à 45 mK est alors compatible avec celle du Bolo Ge/NbSi 212 à 36 mK.

Une interprétation possible est la suivante :

À quelques dizaines de milli-Kelvins, les gardes latérales sont supraconductrices. Les phonons de haute énergie sont absorbés par celles-ci où ils créent des quasi-particules (ils cassent les paires de Cooper). Ces quasi-particules en se désexcitant (retour vers un appariement) émettent des phonons et l'appariement proprement dit est accompagné par l'émission de phonons mono-énergétiques de la taille du gap. Cette phase de réappariement a un temps de vie des quasi-particules. La mesure du temps électron-phonon ( $\tau_{e-ph}$ ) par les Bolos Ge/NbSi 212 et 213 correspondrait à ce temps.

Les taux d'absorption des phonons athermiques, entre les Bolo Ge/NbSi 203 et 212, passent de 30 % à moins de 10 % (soit une diminution d'un facteur 3). Nous pouvons penser que ce sont surtout les phonons du pseudo-gaz qui sont absorbés car ils parcourent plusieurs fois le cristal et "testent" ainsi plusieurs fois les électrodes métalliques latérales.

**La garde, dans tout les cas, joue un rôle important dans l'identification des événements de surface, en absorbant massivement les phonons athermiques du pseudo-gaz. Ce qui permet de mettre en exergue l'absorption de la première bouffée et de la boule chaude par le film.**

L'identification par le déficit sur le Bolo Ge/NbSi 203 peut être interprété par le fait que les phonons du pseudo-gaz, qui ne sont absorbés que par les deux films, viennent masquer l'effet de l'absorption accrue. Par contre le déficit reste apparent par le fait que le film opposé reçoit moins d'énergie des phonons athermiques de la particule (déjà absorbé lors de la première bouffée et boule chaude par l'autre film).

Nous avons mentionné en 13.4.1 que la différence des taux d'absorption des phonons athermiques, entre un événement centre et garde, pourrait provenir soit de l'influence des charges sur les films (recombinaison et effet Luke), soit du fait que la garde enveloppante absorberait plus les phonons pour un événement garde que pour un événement de volume (centre).

Aux chapitres 11 et 12, les figures (pages 237 et 253) des amplitudes athermiques des événements centre et garde en fonction de l'énergie d'ionisation montrent que les événements de garde ont une distribution des amplitudes athermiques plus étroite que les événement de volume (centre). Cette distribution, pour les événements de volume, s'élargit lorsque l'énergie augmente.

La dispersion des amplitudes entre les événements centre et garde pourrait être due à l'absorption plus importante des phonons de la première bouffée des événements garde. Cependant, cette hypothèse se base sur la forte capacité du niobium ou de l'aluminium (supraconducteur) de la garde latérale à absorber cette première bouffée. Pour le niobium-silicium (métallique), elle n'est que de quelques pour-cents.

Dans le cas d'une absorption importante, l'énergie des phonons du gap supraconducteur est mono-énergétique, donc les phonons réémis sont toujours athermiques et avec une énergie déterminée. Et, donc une moindre dispersion de l'amplitude athermique pour



les événements de garde par rapport à ceux de volume (centre).

Dans le cas où l'absorption est de quelques pourcents, cette différence de dispersion centre-garde dépend alors de l'influence des charges sur les films. Les électrodes de garde sont loins ( $> 1$  mm) des films et sont insensibles aux phonons athermiques. Pour un événement garde, les films de NbSi ne sont concernés que par les phonons du pseudo-gaz (pas de recombinaison, pas de "première bouffée").

Pour un événement de volume (centre), dans la détermination du taux d'absorption de l'effet Luke, nous prenons comme hypothèse que les porteurs sont accélérés de la même manière par un potentiel constant. Nous ne tenons pas compte des inhomogénéités du champ électrique près des surfaces.

Une autre incertitude pouvant intervenir provient des processus de recombinaison des porteurs de charges dans les films de NbSi qui sont encore mal connus.

La combinaison de toutes ces incertitudes ne nous permet pas d'exclure que ces phénomènes - effet Luke et recombinaison - induisent un élargissement de la distribution des taux d'absorption mesurés des événements de volume (centre) par rapport aux événements garde.

Nous reprenons la modélisation de pixellisation en considérant les effets d'epsilon, c'est-à-dire que nous faisons comme hypothèse que toute l'énergie ne participe pas à l'échauffement local. Nous prenons également en compte les effets Luke et de recombinaison.

### 13.5.3 Interprétation avec un modèle de pixellisation engendré par un effet d'epsilon

Le modèle de pixellisation décrit un film comme un circuit de  $N$  résistances en parallèles. Nous faisons l'hypothèse que le pseudo-gaz de phonons interagit de manière homogène avec l'ensemble du film. Les phonons de la première bouffée, de l'effet Luke du millimètre sous les électrodes, et de la recombinaison des charges ne concerne qu'un pixel.

L'élévation de température de chacun des pixels est alors pour un événement de volume et de surface :

**événement de volume**

$$\Delta T_{pixel,V} = \left( a \cdot \varepsilon_V \frac{1}{h[mm]} \frac{|V|}{\eta} + \varepsilon_r \right) \frac{E}{C_{e,1 \text{ pixel}}} \quad (13.19)$$

$$\Delta T_{film,V} = \left( \varepsilon_V + \left( 1 - \frac{1}{h[mm]} a \cdot \varepsilon_V \right) \frac{|V|}{\eta} \varepsilon_V \right) \frac{E}{C_{e,film}}$$

**événement de surface**

$$\Delta T_{pixel,S} = \left( a \cdot \varepsilon_V + a \cdot \varepsilon_V \frac{1}{h[mm]} \frac{|V|}{\eta} + \varepsilon_r \right) \frac{E}{C_{e,1\ pixel}} \quad (13.20)$$

$$\Delta T_{film,S} = \left( (1 - a \cdot \varepsilon_V) \varepsilon_V + \left( 1 - \frac{1}{h[mm]} a \cdot \varepsilon_V \right) \varepsilon_V \right) \frac{E}{C_{e,film}}$$

où  $\varepsilon$  est la part des phonons athermiques du pseudo-gaz absorbée par le film,  $a \cdot \varepsilon$  est la part des phonons athermiques du pseudo-gaz et de la première bouffée absorbée par le film,  $\varepsilon_r$  est la part d'énergie lors de la recombinaison des charges absorbée par le film,  $\eta$  est l'énergie de création de paire électron-trou (3 eV pour les photons et les électrons dans le germanium),  $C_e$  est la chaleur spécifique :

$$\begin{aligned} C_{e,film} &= (9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} T) \cdot S_{film} \times e_{film} \\ C_{e,1\ pixel} &= (9 \times 10^{-6} + 40 \times 10^{-6} T) \cdot S_{pixel} \times e_{film} \end{aligned} \quad (13.21)$$

où  $S_{pixel}$  est la surface d'un pixel : 1 mm<sup>2</sup> pour le Bolo Ge/NbSi 203 et 0,025 mm<sup>2</sup> pour les 212 et 213,  $e_{film}$  est l'épaisseur du film et  $S_{film}$  sa surface, donnés dans le tableau 13.16.

La résistance de chaque pixel est donnée par :

$$r = r_0 \cdot \exp \left( \frac{T_0}{T_{eq} + \Delta T} \right)^n \quad (13.22)$$

où  $r_0 = R_0 \times N$ ,  $R_0$  et  $n$  étant les paramètres déterminés à partir des courbes de résistance en fonction de la température.

La résistance totale du film ( $R$ ) en fonction des résistances de chaque pixel ( $r$ ) pour chacun des cas (événement de surface et de volume) est donnée par :

$$\begin{aligned} R_S &= \frac{r_{pixel,S} \times r_{film,S}}{(N-1)r_{pixel,S} + r_{film,S}} \\ R_V &= \frac{r_{pixel,V} \times r_{film,V}}{(N-1)r_{pixel,V} + r_{film,V}} \end{aligned} \quad (13.23)$$

Le rapport entre événements de surface et de volume s'écrit :

$$\frac{R_{eq} - R_S}{R_{eq} - R_V} = \frac{R_{eq} - \frac{r_{pixel,S} \times r_{film,S}}{(N-1)r_{pixel,S} + r_{film,S}}}{R_{eq} - \frac{r_{pixel,V} \times r_{film,V}}{(N-1)r_{pixel,V} + r_{film,V}}} \quad (13.24)$$

La figure 13.13 présente ce rapport  $(R_{eq}-R_S)/(R_{eq}-R_V)$ , pour une tension de collecte de 3 V pour les trois détecteurs Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213.

Pour déterminer l'élévation de température du pixel et du film avec les équations (??),

nous utilisons pour les trois détecteurs les paramètres  $\varepsilon$ ,  $a$  et  $\varepsilon_R$  du tableau 13.14. Pour la détermination des résistances, nous utilisons les paramètres des films  $R_0$  et  $T_0$  mesurés à partir des courbes de résistance en fonction de la température en imposant  $n = 1$  (tableau 13.16).

TABLE 13.16 – Paramètres utilisés pour la modélisation mixte.

Bolo Ge/NbSi	203	212	213
Film NbSi			
Surface	11,88cm <sup>2</sup>	10,68cm <sup>2</sup>	11,88cm <sup>2</sup>
Épaisseur	650 Å		
$R_0$	11,6 Ω	14,3 Ω	16,3 Ω
$T_0$	480 mK	403 mK	487 mK
N	1000	4000	4000

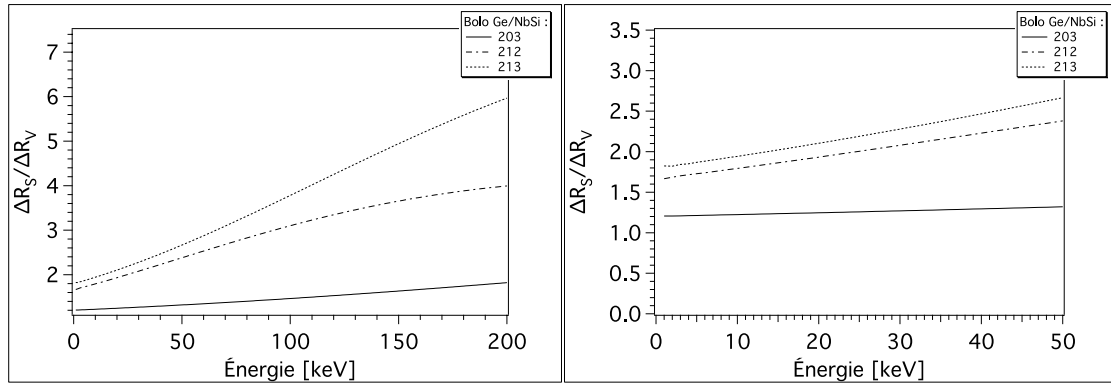


FIGURE 13.13 – Simulation avec un modèle mixte de pixel et d'epsilon de la variation de résistance des événements de surface (CCC) et de volume à 45 mK pour une tension de collecte de 3 Volt.

Le modèle de pixellisation induit une variation  $\Delta R_{Surface}/\Delta R_{Volume}$  qui dépend de l'énergie et d' $\varepsilon$ . Sur la figure 13.13, où nous avons représenté le rapport des résistances en fonction de l'énergie de la particule pour les Bolo Ge/NbSi 203, 212 et 213, nous voyons que ce rapport varie lentement, ce qui peut expliquer qu'avec la dispersion des populations, les critères d'identification ( $\kappa$ ,  $\kappa_{Th}$ ...) semblent ne pas varier avec l'énergie.

Le rapport  $\Delta R_S/\Delta R_V$  à basse énergie rejoint le cas linéaire. Comme le montre la figure 13.13 vers 22 - 25 keV, le Bolo Ge/NbSi 203 est franchement linéaire et les 212, 213 sont dans une bonne approximation linéaire. La comparaison entre le rapport  $\Delta R_{Surface}/\Delta R_{Volume}$  et le rapport des paramètres  $\kappa_{ion}$  des événements de volume et des

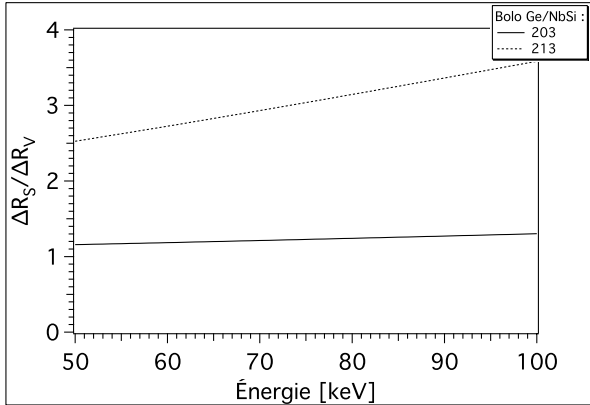


FIGURE 13.14 – Simulation avec un modèle mixte de pixel et d'epsilon de la variation de résistance des événements de surface à collecte incomplète  $Q = 0,6$  et de volume.

raies de 22 - 25 keV, pour chacun des Bolos Ge/NbSi 203, 212 et 213 (tableau 13.7), ne permet pas de trancher sur l'importance de la non linéarité.

Nous comparons aussi ce rapport  $\Delta R_S/\Delta R_V$  pour les événements de surface à collecte incomplète en prenant un rendement de collecte  $Q = 0,6$ . Dans le système d'équations (13.18), pour les événements de surface, le terme de l'effet Luke est multiplié par le rendement de collecte  $Q$ . Dans le film proche tous les porteurs se recombinent mais seulement  $Q$  porteurs de charges dérivent dans le détecteur.

La comparaison de  $\Delta R_S/\Delta R_V$  avec le rapport  $\kappa_{Th}(surface)/\kappa_{Th}(volume)$  pour les électrons de conversion de 62 et 84 keV, qui est de 2,3, montre que le modèle de pixellisation est un peu élevé puisqu'il est de l'ordre de 3.

Cependant dans la détermination des résistances des pixels, nous prenons comme paramètres d'entrée la résistance  $R_0$  et la température  $T_0$  des courbes de résistance en fonction de la température prise avec un courant de polarisation très faible (quelques centaines de pico-ampère), alors que l'acquisition se fait avec des films polarisés avec un courant de l'ordre du nano voire de quelques dizaines de nano-ampère. Les courbes de résistance en fonction de la température sont alors atténuées.

Le modèle de non linéarité de la résistance reproduit le comportement général de l'évolution de la capacité d'identification entre la première, la deuxième et la troisième génération. Il vient s'ajouter à l'effet d'absorption par la garde. L'étude des  $\varepsilon$  et des temps caractéristiques montre l'existence d'un troisième réservoir et l'importance de ce phénomène par rapport à l'effet de pixellisation ( $\varepsilon : 30 \% (203) \rightarrow 10 \% (212)$ ).

L'effet de pixellisation n'est pas mis en évidence de manière indiscutable mais en revanche il est clair que s'il existe :

1. il est moindre que l'effet d'absorption par la garde,
2. il contribue à une meilleure identification des événements de surface.

Une expérience, qui va être menée, est l'étude avec une source de Cl, qui émet des électrons sur une large gamme d'énergie (10 keV - 500 keV). Placée des deux côtés de détecteurs avec différents pas de peignes, elle peut permettre de confirmer et quantifier

l'effet de la non linéarité.

## 13.6 Conclusion

Comme nous l'avons dit, la stratégie a visé à obtenir rapidement les meilleures performances en terme de rejet des événements de surface qui limitent les performances des détecteurs ionisation-chaueur. Il y a, de fait, un progrès considérable sur ce point entre la première génération (le Bolo Ge/NbSi 203) et la quatrième génération (le Bolo Ge/NbSi 213). Mais il manque dans la série un certain nombre de prototypes qui auraient permis d'analyser sans ambiguïté les paramètres déterminants ou de mieux quantifier le rôle de chacun.

Nous pensons cependant pouvoir dégager les grandes lignes suivantes :

1. **La présence d'une garde enveloppante** crée un troisième centre d'absorption des phonons balistiques qui a pour conséquence :
  - a) de diminuer la fraction d'énergie athermique arrivant sur les thermomètres pour des événements de volume mais pas pour les événements de surface, dominés par la "première bouffée". Il s'ensuit :
    - une réduction du  $\varepsilon$  effectif pour les événements de volume et un élargissement des distributions,
    - une exaltation de la différence entre les événements de surface et les événements de volume qui va dans le sens du but recherché.
  - b) un allongement du temps de relaxation du signal transitoire qui est pénalisant pour l'analyse, mais qui semble dépendre du matériau de l'anneau de garde enveloppante (Nb ou Al) et est donc susceptible d'une optimisation.
2. L'augmentation du signal transitoire pour des événements de surface par rapport aux événements de volume a à priori deux explications :
  - a) la "surchauffe" du ou des pixels frappés par la "première bouffée", qui du fait de la non linéarité de la résistance en fonction de la température, conduit à une amplification de la variation de résistance (modèle de pixellisation). Dans ce modèle, la géométrie des peignes et de l'épaisseur des films sont importantes et l'effet dépend de l'énergie (il décroît avec l'énergie à basse énergie).
  - b) Une absorption accrue des phonons hors équilibre de la "première bouffée" par le film de NbSi, du fait des particularités de fréquence et de polarisation de ces phonons lorsque la "boule chaude" intercepte les surfaces.

Le fait que la signature des événements de surface dépende peu de l'énergie semble montrer l'importance du deuxième effet. **C'est d'ailleurs la grande force de la méthode d'offrir une discrimination indépendante de l'énergie donc efficace jusqu'au seuil**, à la différence des méthodes d'analyse de forme, tributaires du rapport signal/bruit et qui perdent leurs performances à basse énergie.

3. La complexité apportée par la collecte des charges sur les thermomètres.

Les phonons créés par la dérive des charges (effet Luke) et par la recombinaison des porteurs dans les électrodes compliquent singulièrement l'analyse, comme nous l'avons vu dans notre tentative de détermination quantitative des divers coefficients  $\varepsilon$ .

Il reste néanmoins que le fait de collecter les charges dégrade la détermination de l'énergie déposée que pourrait fournir le signal hors équilibre par ailleurs bien meilleur - en terme de rapport signal/bruit - que le signal thermique.

Ce point n'a pu être approfondi dans le cadre de ce travail mais nous a suggéré de nouvelles conceptions de détecteurs.

# Bibliographie

- [1] Stéfanos Marnieros. Couches minces d'isolants d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température. *Thèse, Université Paris-Sud 11*, 1998.
- [2] Émilie Dressaire. Modification de la résistance d'un isolant de Mott-Anderson par implantation ionique. *Rapport de stage, E.S.P.C.I. Paris*, 2004.
- [3] A. Juillard, S. Marnieros, Y. Dolgorouky, L. Berge, L., S. Collin, S. Fiorucci, F. Lalu, and L. Dumoulin. Development of Ge/NbSi detectors for EDELWEISS-II with identification of near-surface events. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **559**(2) :393–395, 2006.





# Chapitre 14

## Conclusion

Le défi majeur des expériences de détection directe de WIMPs comme composants possibles de la matière noire galactique est de discerner les événements rares attendus (moins de  $10^{-2}$  événement/kg/jour) du bruit de fond radioactif résiduel, après que le maximum de protections ait été mis en œuvre (100 événements/kg/jour dans l'expérience EDELWEISS II).

Les détecteurs ionisation-chaleur permettent de discriminer les événements recherchés (recoil de noyaux) du fond hors neutron (recoil d'électrons) avec un taux de rejet satisfaisant, sauf pour les événements proches des électrodes qui donnent une collecte incomplète des charges.

Dans l'expérience EDELWEISS II, ces événements sont essentiellement des bêtas provenant de diverses pollutions des surfaces (2 bêtas/kg/jour).

Nous avons développé dans cette thèse une méthode d'identification des événements proches de la surface des électrodes, en utilisant pour celles-ci des couches thermométriques de NbSi sensibles aux phonons hors équilibre du régime athermique. La signature d'un événement de surface est un signal athermique accru. Elle est donc efficace jusqu'au seuil en énergie du détecteur.

Les différentes étapes de développement de ces détecteurs, décrites et analysées dans ce travail, nous ont conduit à des prototypes ayant un rejet des événements de surface d'au moins  $5 \times 10^{-3}$  pour un volume fiduciel de 45 % du volume total du détecteur. Ce résultat ne peut être aisément affiné dans un laboratoire au niveau du sol, mais il approche d'ores et déjà les objectifs d'EDELWEISS II.

Au cours de ce travail et de la modélisation conduite en parallèle, nous avons considérablement amélioré notre compréhension des phénomènes mis en jeu et repéré les points clés qui permettent d'améliorer l'identification des événements de surface. Il s'agit notamment de la mise en évidence du rôle d'une électrode de garde de grande surface, du pas des peignes des électrodes centrales et de l'épaisseur des couches de NbSi.

Nous pensons que les bolomètres à couches minces NbSi peuvent apporter l'amélioration

du pouvoir de rejet requise pour l'expérience EDELWEISS, sont en conservant des volumes fiduciaux intéressants.

Les signaux d'ionisation (garde et centre) obtenus sur les prototypes sont également satisfaisants, notamment après l'amélioration apportée par l'usage de sous-couches de germanium amorphe sous les électrodes.

En revanche, ces détecteurs ont une résolution en énergie chaleur insuffisante (5 keV au mieux pour 1 keV souhaité). Nous avons analysé les deux méthodes de détermination du signal chaleur à partir des signaux donnés par les couches minces thermométriques :

- i) la partie thermique du signal est pénalisée par l'excès de chaleur spécifique à basse température du NbSi et par la rémanence du signal athermique aux temps courts à basse température (inférieure à 40 mK),
- ii) la partie athermique du signal présente un bien meilleur rapport signal sur bruit mais souffre d'une forte dispersion dans le volume fiduciaux. Nous avons identifié des causes possibles de cette dispersion liée à l'effet Luke et à la recombinaison des charges dans les électrodes. Ces observations donnent des pistes pour des améliorations. L'une d'elles consisterait à sectoriser les électrodes et à utiliser le signal athermique du secteur qui ne collecte par les charges.

Par ailleurs, notre travail a fait apparaître la nécessité d'une étude approfondie des mécanismes de relaxation des phonons hors équilibre dans l'ensemble des couches déposées sur le cristal de germanium. Une telle étude et les nouvelles configurations de détecteurs qu'elle induira est sans doute de nature à permettre, par la combinaison des signaux athermiques des différents films thermométriques, une bien meilleure détermination du signal chaleur.

Enfin, notre travail suggère l'étude d'autres matériaux, aussi bien pour les couches des anneaux de garde que pour les couches thermométriques elle-mêmes. Le NbSi a permis de mettre en évidence une solution possible pour les détecteurs de WIMPs. Il reste sans aucun doute des marges de progression à explorer.

# Annexe A

## Equations différentielles - un thermomètre

$$\varepsilon_{pb}P_0\tau_{he}\delta(t) + \varepsilon_{bal}P_0e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} = C_e\frac{d\Delta T_e}{dt} + (G_e - \alpha_0P_{polar})\Delta T_e - G_{ph}\Delta T_a \quad (\text{A.1})$$

$$(1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})P_0e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} = C_a\frac{d\Delta T_a}{dt} + G_3\Delta T_a - G_e\Delta T_e \quad (\text{A.2})$$

où :

- $P_0 = \frac{E}{\tau_{he}}$
- $G_e = G_{e \rightarrow ph}$  et  $G_{ph} = G_{ph \rightarrow e}$
- $G_3 = G_{ph} + G_{ft}$
- $a_{pb} = \frac{\varepsilon_{pb}P_0}{C_e\tau_{he}}$

$$\Delta T_e = a_a \cdot e^{-\frac{t}{\tau_a}} + a_e \cdot e^{-\frac{t}{\tau_e}} - (a_a + a_e - a_{pb}) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \quad (\text{A.3a})$$

$$\Delta T_a = b_a \cdot e^{-\frac{t}{\tau_a}} + b_e \cdot e^{-\frac{t}{\tau_e}} - (b_a + b_e) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \quad (\text{A.3b})$$

$$\frac{d\Delta T_e}{dt} = -\frac{a_a}{\tau_a} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_a}} - \frac{a_e}{\tau_e} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_e}} + \frac{a_a + a_e - a_{pb}}{\tau_{he}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \quad (\text{A.4a})$$

$$\frac{d\Delta T_a}{dt} = -\frac{b_a}{\tau_a} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_a}} - \frac{b_e}{\tau_e} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_e}} + \frac{b_a + b_e}{\tau_{he}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \quad (\text{A.4b})$$

En insérant (A.3a), (A.3b) et (A.4a) dans (A.1) :

$$\varepsilon_{pb}P_0\tau_{he}\delta(t) + \varepsilon_{bal}P_0e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} = \left[ \left( -\frac{C_e}{\tau_a} + G_e - \alpha_0 P_{polar} \right) a_a - G_{ph}b_a \right] e^{-\frac{t}{\tau_a}} \quad (\text{A.5a})$$

$$+ \left[ \left( -\frac{C_e}{\tau_e} + G_e - \alpha_0 P_{polar} \right) a_e - G_{ph}b_e \right] e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad (\text{A.5b})$$

$$+ \left[ \left( \frac{C_e}{\tau_{he}} - G_e + \alpha_0 P_{polar} \right) (a_a + a_e - a_{pb}) + G_{ph}(b_a + b_e) \right] e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \quad (\text{A.5c})$$

En insérant (A.3b), (A.3a) et (A.4b) dans (A.2) :

$$(1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})P_0e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} = \left[ \left( -\frac{C_a}{\tau_a} + G_3 \right) b_a - G_e a_a \right] e^{-\frac{t}{\tau_a}} \quad (\text{A.6a})$$

$$+ \left[ \left( -\frac{C_a}{\tau_e} + G_3 \right) b_e - G_e a_e \right] e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad (\text{A.6b})$$

$$+ \left[ \left( \frac{C_a}{\tau_{he}} - G_3 \right) (b_a + b_e) + G_e(a_a + a_e - a_{pb}) \right] e^{-\frac{t}{\tau_{he}}} \quad (\text{A.6c})$$

Par une identification terme à terme des équations (A.5) et (A.6) :

$$(\text{A.5a}) \rightarrow \left( -\frac{C_e}{\tau_a} + G_e - \alpha_0 P_{polar} \right) a_a - G_{ph}b_a = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$(\text{A.5b}) \rightarrow \left( -\frac{C_e}{\tau_e} + G_e - \alpha_0 P_{polar} \right) a_e - G_{ph}b_e = 0 \quad (\text{A.8})$$

$$(\text{A.5c}) \rightarrow \left( \frac{C_e}{\tau_{he}} - G_e + \alpha_0 P_{polar} \right) (a_a + a_e - a_{pb}) + G_{ph}(b_a + b_e) = \varepsilon_{bal}P_0 \quad (\text{A.9})$$

$$(\text{A.6a}) \rightarrow \left( -\frac{C_a}{\tau_a} + G_3 \right) b_a - G_e a_a = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$(\text{A.6b}) \rightarrow \left( -\frac{C_a}{\tau_e} + G_3 \right) b_e - G_e a_e = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$(\text{A.6c}) \rightarrow \left( \frac{C_a}{\tau_{he}} - G_3 \right) (b_a + b_e) + G_e(a_a + a_e - a_{pb}) = (1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})P_0 \quad (\text{A.12})$$

De l'équation (A.7) :

$$G_{ph}b_a = \left( -\frac{C_e}{\tau_a} + G_e - \alpha_0 P_{polar} \right) a_a$$

En le réinjectant dans (A.10) :

$$\frac{\left(-\frac{C_a}{\tau_a} + G_3\right) \cdot \left(-\frac{C_e}{\tau_a} + G_e - \alpha_0 P_{polar}\right)}{G_{ph}} a_a - G_e a_a = 0$$

On obtient alors une équation du second degré en  $\tau_a$  :

$$(G_3(G_e - \alpha_0 P_{polar}) - G_e G_{ph}) \cdot \tau_a^2 - (C_e G_3 + C_a(G_e - \alpha_0 P_{polar})) + C_a C_e = 0 \quad (\text{A.13})$$

En écrivant  $G_3$  explicitement :

$$\beta = \frac{C_a(G_e - \alpha_0 P_{polar}) + C_e(G_{ft} + G_{ph})}{G_{ft}(G_e - \alpha_0 P_{polar}) - G_{ph}\alpha_0 P_{polar}} \quad (\text{A.14a})$$

$$\gamma = \frac{C_a C_e}{G_{ft}(G_e - \alpha_0 P_{polar}) - G_{ph}\alpha_0 P_{polar}} \quad (\text{A.14b})$$

L'équation (A.13) s'écrit alors :

$$\tau_a^2 - \beta \cdot \tau + \gamma = 0$$

Lorsqu'on fait de même avec les équations (A.8) et (A.11), on obtient pour  $\tau_e$  la même équation :

$$\tau_e^2 - \beta \cdot \tau_e + \gamma = 0$$

Les deux temps sont donc les deux racines de cette équation, et on fait comme hypothèse que  $\tau_e < \tau_a$ , soit :

$$\tau_a = \frac{1}{2}(\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\gamma}) \quad (\text{A.15a})$$

$$\tau_e = \frac{1}{2}(\beta - \sqrt{\beta^2 - 4\gamma}) \quad (\text{A.15b})$$

Des équations (A.9), (A.7) et (A.8) :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{bal} P_0 + \left(\frac{C_e}{\tau_{he}} - G_e + \alpha_0 P_{polar}\right) \frac{\varepsilon_{pb} P_0 \tau_{he}}{C_e} = \\ \left[ \left(\frac{C_e}{\tau_{he}} - G_e + \alpha_0 P_{polar}\right) + \left(G_e - \alpha_0 P_{polar} - \frac{C_e}{\tau_a}\right) \right] a_a \\ + \left[ \left(\frac{C_e}{\tau_{he}} - G_e + \alpha_0 P_{polar}\right) + \left(G_e - \alpha_0 P_{polar} - \frac{C_e}{\tau_e}\right) \right] a_e \quad (\text{A.16}) \end{aligned}$$

soit :

$$\varepsilon_{bal}P_0 + \left( \frac{C_e}{\tau_{he}} - G_e + \alpha_0 P_{polar} \right) \frac{\varepsilon_{pb}P_0\tau_{he}}{C_e} = \left[ \frac{C_e}{\tau_{he}} - \frac{C_e}{\tau_a} \right] a_a + \left[ \frac{C_e}{\tau_{he}} - \frac{C_e}{\tau_e} \right] a_e \quad (\text{A.17})$$

Des équations (A.11), (A.9) et (A.10) :

$$\frac{(1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})P_0}{G_e} + \frac{\varepsilon_{pb}P_0\tau_{he}}{C_e} = \left[ \frac{\frac{C_a}{\tau_{he}} - G_3}{G_3 - \frac{C_a}{\tau_a}} + 1 \right] a_a + \left[ \frac{\frac{C_a}{\tau_{he}} - G_3}{G_3 - \frac{C_a}{\tau_e}} + 1 \right] a_e \quad (\text{A.18})$$

soit :

$$\frac{(1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})P_0}{G_e} + \frac{\varepsilon_{pb}P_0\tau_{he}}{C_e} = \left[ \frac{1}{\tau_a} - \frac{1}{\tau_{he}} \right] a_a + \left[ \frac{1}{\tau_e} - \frac{1}{\tau_{he}} \right] a_e \quad (\text{A.19})$$

On obtient un système de deux équations du type :

$$\begin{cases} s_1 = c_{11}a_a + c_{12}a_e \\ s_2 = c_{21}a_a + c_{22}a_e \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

où :

$$\begin{aligned} c_{11} &= C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_a^{-1}) \\ c_{12} &= C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_e^{-1}) \\ c_{21} &= (\tau_a^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1} \\ c_{22} &= (\tau_e^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1} \\ s_1 &= \varepsilon_{bal}P_0 + (C_e\tau_{he}^{-1} - G_e + \alpha_0 P_{polar}) C_e^{-1}\tau_{he}\varepsilon_{pb}P_0 \\ s_2 &= (1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})G_e^{-1}P_0 + C_e^{-1}\tau_{he}\varepsilon_{pb}P_0 \end{aligned}$$

La solution de ce système est :

$$a_a = \frac{c_{12}s_2 - c_{22}s_1}{c_{12}c_{21} - c_{11}c_{22}} \quad (\text{A.21a})$$

$$a_e = \frac{c_{11}s_2 - c_{21}s_1}{c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21}} \quad (\text{A.21b})$$

En remplaçant les coefficients par leurs valeurs :

$$\begin{aligned} a_a &= \frac{[C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_e^{-1})] \cdot [(1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})G_e^{-1}P_0 + C_e^{-1}\tau_{he}\varepsilon_{pb}P_0]}{[C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_e^{-1})] \cdot [(\tau_a^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}] - [C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_a^{-1})] \cdot [(\tau_e^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}]} \\ &- \frac{[(\tau_e^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}] \cdot [\varepsilon_{bal}P_0 + (C_e\tau_{he}^{-1} - G_e + \alpha_0 P_{polar}) C_e^{-1}\tau_{he}\varepsilon_{pb}P_0]}{[C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_e^{-1})] \cdot [(\tau_a^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}] - [C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_a^{-1})] \cdot [(\tau_e^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}]} \end{aligned}$$

$$\boxed{a_a = \frac{(G_3C_a^{-1} - \tau_a^{-1})}{(\tau_{he}^{-1} - \tau_a^{-1})(\tau_e^{-1} - \tau_a^{-1})} \frac{P_0}{C_e} \cdot \left\{ C_e G_e^{-1}(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1}) + \varepsilon_{bal}(1 - C_e G_e^{-1}(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})) \right.}$$

$$\left. + \varepsilon_{pb}(1 + (\tau_{he} - C_e G_e^{-1})(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1}) + \tau_{he}\alpha_0 P_{polar} C_e^{-1} - \tau_{he} G_e C_e^{-1}) \right\}$$

(A.22a)

$$a_e = \frac{[C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_a^{-1})] \cdot [(1 - \varepsilon_{pb} - \varepsilon_{bal})G_e^{-1}P_0 + C_e^{-1}\tau_{he}\varepsilon_{pb}P_0]}{[C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_a^{-1})] \cdot [(\tau_e^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}] - [C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_e^{-1})] \cdot [(\tau_a^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}]} - \frac{[(\tau_a^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}] \cdot [\varepsilon_{bal}P_0 + (C_e\tau_{he}^{-1} - G_e + \alpha_0P_{polar})C_e^{-1}\tau_{he}\varepsilon_{pb}P_0]}{[C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_a^{-1})] \cdot [(\tau_e^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}] - [C_e(\tau_{he}^{-1} - \tau_e^{-1})] \cdot [(\tau_a^{-1} - \tau_{he}^{-1})(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1})^{-1}]}$$

$$a_e = \frac{(\tau_e^{-1} - G_3C_a^{-1})}{(\tau_{he}^{-1} - \tau_e^{-1})(\tau_e^{-1} - \tau_a^{-1})} \frac{P_0}{C_e} \cdot \left\{ G_e^{-1}C_e(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1}) + \varepsilon_{bal}(1 - G_e^{-1}C_e(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1})) + \varepsilon_{pb}(1 + (\tau_{he} - G_e^{-1}C_e)(\tau_a^{-1} - G_3C_a^{-1}) + \tau_{he}\alpha_0P_{polar}C_e^{-1} - \tau_{he}G_eC_e^{-1}) \right\} \quad (\text{A.22b})$$

Le bolomètre est conçu en mode intégration c'est-à-dire que  $\tau_{he} \ll \tau_e < \tau_a$ . Les coefficients ci-dessus se développent alors au premier ordre :

$$\tau_e = \frac{C_e C_a}{\omega \cdot C_e + C_a} \frac{1}{G_e - \alpha P_{polar}} \quad (\text{A.23})$$

$$\tau_a = \frac{C_a + \omega C_e}{G_{ft} - \omega \alpha P_{polar}} \quad (\text{A.24})$$

$$\text{où } \omega = \frac{G_{ph}}{G_e - \alpha P_{polar}}$$

$$a_e + a_a = (\varepsilon_{pb} + \varepsilon_{bal}) \frac{E}{C_e} \quad (\text{A.25})$$

$$a_a = \frac{E}{C_a + C_e} \quad (\text{A.26})$$





## Annexe B

# Chaînes de décroissance radioactive du $^{232}\text{Th}$ et du $^{238}\text{U}$

VIII ANNEXE B. CHAÎNES DE DÉCROISSANCE RADIOACTIVE DU  $^{232}\text{Th}$  ET DU  $^{238}\text{U}$

TABLE B.1 – Chaîne du  $^{232}\text{Th}$

Nucléides	Demi-vie	Radiation $\gamma$ majoritaire énergie [keV] et intensité [%]	
$^{232}_{90}\text{Th}$   $\alpha$ $^{228}_{88}\text{Ra}$	$1,41 \times 10^{10}$ ans		
$^{228}_{88}\text{Ra}$   $\beta^-$ $^{228}_{89}\text{Ac}$	5,75 ans		
$^{228}_{89}\text{Ac}$         $\beta^-$                 	6,15 heures	099,6 (D)	1,37
		129,1	2,45
		209,3	3,88
		270,2	3,43
		328,0	2,95
		338,3	11,25
		409,5	1,94
		463,0	4,44
		772,4(D)	1,58
		794,9	4,34
		835,7	1,68
		911,2	26,60
		964,8	5,11
		969,0	16,17
	1588,2	3,27	
	1630,6	1,60	
$^{228}_{90}\text{Th}$   $\alpha$ $^{224}_{88}\text{Ra}$	1,910 ans	84,37	1,6
$^{224}_{88}\text{Ra}$   $\alpha$ $^{220}_{86}\text{Rn}$	3,64 jours	216,0	0,3
$^{220}_{86}\text{Rn}$   $\alpha$ $^{216}_{84}\text{Po}$	55 secondes	241	3,97
$^{216}_{84}\text{Po}$   $\alpha$ $^{212}_{82}\text{Pb}$	0,15 seconde	549,7	0,1
$^{212}_{82}\text{Pb}$   $\beta^-$ $^{212}_{83}\text{Bi}$	10,64 heures		
$^{212}_{83}\text{Bi}$           	60,6 minutes	238,6	43,6
		300,1	3,34
		39,86	1,10
		288,1	0,34
		452,8	0,36
		727,3	6,65
		785,4	1,11
	1620,6	1,51	
(64,0 %) $\beta^-$   (36,0 %) $\alpha$ $^{212}_{84}\text{Po}$   $^{208}_{81}\text{Tl}$   $\alpha$   $\beta^-$	304 ns	277,4	6,31
$^{208}_{82}\text{Pb}$	3,05 minutes	510,8	22,60
		583,2	84,50
		860,6	12,42
		2614,5	99,20
$^{208}_{82}\text{Pb}$	stable		

TABLE B.2 – Chaîne du  $^{238}\text{U}$ 

Nucléides	Demi-vie	Radiation $\gamma$ majoritaire énergie [keV] et intensité [%]	
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,51 \times 10^9$ ans		
$\alpha$ $^{234}_{90}\text{Th}$	24,1 jours	63,3	4,49
$\beta^-$ $^{234}_{91}\text{Pa}$	1,17 minutes	92,6	5,16
$\beta^-$ (99,87 %)   $IT$ (0,13 %)		766,6	0,21
$^{234}_{91}\text{Pa}$		1001,4	0,59
$\beta^-$ $^{234}_{91}\text{Pa}$	6,75 heures	131,2	20,0
		226,8	11,4
		569,3	13,5
		882,0	28,0
		926,4	24,9
		946,0	12,0
$\alpha$ $^{234}_{92}\text{U}$	$2,47 \times 10^5$ ans	53,2	0,12
$\alpha$ $^{230}_{90}\text{Th}$	$8,0 \times 10^4$ ans	67,7	0,38
$\alpha$ $^{226}_{88}\text{Ra}$	1602 ans	143,9	0,05
$\alpha$ $^{222}_{86}\text{Rn}$	3,823 jours	186,1	3,5
$\alpha$ $^{218}_{84}\text{Po}$	3,05 minutes		
$\alpha$ (99,98 %)   $\beta^-$ (0,02 %)			
$^{214}_{82}\text{Pb}$	26,8 minutes	241,9	7,46
$\beta^-$		295,2	19,20
$\alpha$ $^{218}_{85}\text{At}$	$\sim 2$ secondes	351,9	37,1
$^{214}_{83}\text{Bi}$	19,9 minutes	609,3	46,10
		768,4	4,88
		934,0	3,16
		1120,3	15,00
		1238,1	5,92
		1377,6	4,02
$\beta^-$ (99,98 %)   $\alpha$ (0,02 %)		1408,0	2,48
$^{214}_{84}\text{Po}$		1729,6	3,05
$\alpha$		1764,5	15,90
$\beta^-$ $^{210}_{81}\text{Tl}$	164 $\mu\text{s}$	2204,1	4,99
	1,3 minutes	799,7	0,01
		296,0	79,16
		795,0	98,95
		1060,0	12,37
		1210,0	16,82
		1310,0	20,78
$\beta^-$ $^{210}_{82}\text{Pb}$	22,3 ans	46,5	4,05
$\beta^-$ $^{210}_{83}\text{Bi}$	5,01 jours		
$\beta^-$ ( $\sim 100$ %)   $\alpha$ (0,00013 %)		1377,6	4,02
$^{210}_{84}\text{Po}$	138,4 jours	803,0	0,0011
$\alpha$ (5,3 MeV)   $\beta^-$	4,19 minutes		
$^{206}_{82}\text{Pb}$	stable		

## Résumé :

Pour la recherche de la matière noire sous forme de WIMPs l'expérience EDELWEISS utilise des détecteurs ionisation-chauffeur qui permettent de les discriminer du fond radioactif. Cette méthode est limitée par les événements à collecte incomplète de charge qui ont lieu près des électrodes. Dans le but d'identifier et rejeter ces événements, des détecteurs équipés de couches minces servant à la fois de thermomètres, sensibles au régime thermique transitoire (régime athermique), et d'électrodes de collecte sont développés. Leur optimisation en terme de rejet des événements de surface et la modélisation des processus physiques permettant cette identification font l'objet de cette thèse. L'optimisation doit conserver une résolution en énergie qui conduise à un seuil de l'ordre de 30 keV et un volume fiduciel de détecteur maximal. Ce travail explore quatre générations de détecteurs qui correspondent à des évolutions successives de leur conception. Dans tous les cas l'électrode-thermomètre est une couche mince de NbSi amorphe de type isolant d'Anderson polarisée par deux peignes interdigités en Niobium. En dépit des progrès réalisés la génération la plus aboutie ne présente pas les performances requises pour l'expérience EDELWEISS II. L'étude menée a montré la difficulté de la modélisation des signaux thermique transitoires car la collecte des charges y apporte des contributions complexes. Des pistes émergent de ce travail pour explorer de nouvelles configurations de ces détecteurs afin d'exploiter mieux le régime athermique pour améliorer le pouvoir de rejet et la résolution.

## Abstract :

The EDELWEISS experiment aims at the direct detection of WIMPs as possible candidates for dark matter. It uses heat-and-ionization detectors that can discriminate these particles from the radioactive background. To date, this method is limited by events with incomplete charge collection that occur just beneath the detectors electrodes. In order to identify and reject these undesirable events, we have developed detectors equipped with thin films used both as thermometers – and hence sensitive to the transient athermal regime – and as electrodes for the charge collection. This thesis focuses on the optimization of such thin films regarding surface events rejection and on the modelling of the physical processes enabling this identification. The optimization must both maximize the fiducial volume and conserve an energy resolution such that the recoil energy threshold is of the order of 30 keV. Our work explores four generations of detectors each of which corresponds to successive evolutions in their conception. In all cases, the electrode-thermometer is an amorphous Anderson insulator NbSi thin film polarized by two interleaved comb-shaped niobium electrodes. In spite of constant progress in the successive detectors performances, the latest generation does not display the performances required for the EDELWEISS II experiment. Our work has shown the difficulty of the transient thermal signal modelling due to the complex contribution of the charge collection. This work has led to new ideas regarding the detectors configuration, so that the athermal regime can be optimized to enhance both the rejection capability and the resolution.