



Recherche de matière sombre légère avec des CCDs de l'expérience DAMIC à Snolab

João Miguel da Rocha

► To cite this version:

João Miguel da Rocha. Recherche de matière sombre légère avec des CCDs de l'expérience DAMIC à Snolab. Astrophysique [astro-ph]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : 2019SORUS517 . tel-03000897

HAL Id: tel-03000897

<https://theses.hal.science/tel-03000897>

Submitted on 12 Nov 2020

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.



SORBONNE UNIVERSITÉ
École doctorale des Sciences de la Terre et de l'environnement et
Physique de l'Univers, Paris (ED 560)

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies

Recherche de matière sombre légère avec des CCDs de l'expérience DAMIC à Snolab

Présenté par

João Miguel DA ROCHA

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES - SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité

PHYSIQUE DE L'UNIVERS

Dirigée par

Antoine LETESSIER SELVON

Presentée et soutenue publiquement le 7 novembre 2019 devant le jury composé de :

M.	LETESSIER SELVON Antoine	Directeur de thèse	Directeur de Recherche
Mme	BERAT Corinne	Rapporteuse	Directeur de Recherche
M.	DELIGNY Olivier	Rapporteur	Chargé de Recherche
M.	PRIVITERA Paolo	Examineur	Professeur
M.	CIRELLI Marco	Examineur	Directeur de Recherche
M.	BALLAND Christophe	Examineur	Professeur



SORBONNE UNIVERSITÉ
École doctorale des Sciences de la Terre et de l'environnement et
Physique de l'Univers, Paris (ED 560)

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies

Looking for light Dark Matter with CCDs in the DAMIC experiment

Presented by

João Miguel DA ROCHA

Submitted in fulfillment of the requirements for the degree of

DOCTEUR EN SCIENCES - SORBONNE UNIVERSITÉ

Speciality

PHYSICS OF THE UNIVERSE

Directed by

Antoine LETESSIER SELVON

Presented and defended on the 6th november 2019 in front of the committee :

Mr	LETESSIER SELVON Antoine	Ph.D.advisor
Mrs	BERAT Corinne	Referee
Mr	DELIGNY Olivier	Referee
Mr	PRIVITERA Paolo	Examiner
Mr	CIRELLI Marco	Examiner
Mr	BALLAND Christophe	Examiner

Résumé

De nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques tendent à favoriser le fait que 80% de la matière de l'Univers est constitué d'une matière inconnue et interagissant peu avec la matière ordinaire, la matière sombre. Cependant sa nature reste une des inconnues de la physique moderne. Actuellement la vaste majorité des expériences de détection directe de matière sombre n'ont encore rien détecté. L'expérience Dark Matter In CCDs (DAMIC) à SNOLAB est l'une d'entre elles et utilise des Charged Coupled Devices (CCDs, semi-conducteurs en silicium, comme détecteur. Mon travail au sein de la collaboration DAMIC a été centré sur la production d'un modèle de bruit de fond radioactif à l'aide de l'outil GEANT4. On commencera par introduire l'expérience DAMIC à SNOLAB pour présenter la simulation de l'expérience, de la génération des isotopes radioactifs à la simulation de la réponse du détecteur aux dépôts d'énergies des particules simulées. J'exposerais ensuite les origines et caractéristiques des différents isotopes présents dans l'expérience, informations que l'on a obtenues grâce à des mesures dites de screening, des publications et analyses. Pour terminer je présenterais le modèle de bruit de fond radioactif issu de l'ajustement des simulations aux données et la sensibilité de l'expérience DAMIC.

Mots-clés : Astroparticules, Matière sombre, Détection Directe, DAMIC, CCD, Radioactivité

Abstract

A large number of astrophysical and cosmological observations promote the fact that 80% of the matter in the Universe is made of an unknown dark matter weakly interacting with the ordinary matter, the dark matter. However little is known about it, and its nature remains one of the unknown of modern physics. Nowadays the vast majority of the direct detection dark matter experiments didn't detect anything. The Dark Matter In CCDs (DAMIC) experiment at SNOLAB is one of them, and uses Charged Coupled Devices, silicon semi-conductors, as detectors. My work within the DAMIC collaboration was mainly focused on the construction of the radioactive background model with the GEANT4 toolkit. To start we will introduce the DAMIC at SNOLAB experiment and present the simulation of the experiment, from the generation of primary particle to the simulation of the detector behavior to the energy deposit of the particles simulated. Then I will show you the origins and characteristics of the different radioactive isotopes present in the experiment, information that we retrieved from papers, screening measurement and analysis. To finish I will present the radioactive background model coming from the fit of the simulations to the data and the sensibility of the DAMIC experiment.

Key-Words : Astroparticles, Dark Matter, Direct detection, DAMIC, CCD, Radioactivity

Table des matières

1	Introduction à la matière sombre	24
1.1	La nécessité d'une matière sombre non-baryonique	25
1.1.1	La cinématique des galaxies	25
1.1.2	Amas de galaxies et lentilles gravitationnelles	26
1.1.3	Cosmologie et matière sombre	27
1.2	Candidats à la matière sombre	30
1.2.1	Les axions	31
1.2.2	Les WIMPS	33
1.2.3	Le secteur caché [26]	34
1.3	Détection indirecte de matière sombre et recherche dans les accélérateurs	35
1.3.1	Détection indirecte [106]	36
1.3.2	Recherches dans les accélérateurs	39
1.4	Détection directe de matière sombre	39
1.4.1	Calcul du taux de reculs nucléaires induit par un WIMP[72] .	40
1.4.2	Etat de l'art et perspectives pour la recherche directe de WIMP	44
2	DAMIC : DARK Matter In CCDs	48
2.1	Présentation de l'expérience DAMIC	49
2.1.1	DAMIC à SNOLAB	49
2.1.2	Présentation d'un CCD de DAMIC	52
2.2	Fonctionnement d'un CCD et bruit de lecture	54
2.2.1	Fonctionnement d'un CCD	54
2.2.2	Les bruits de lecture des CCDs	56
2.3	Prise de données et Traitement des images	59
2.3.1	Diminution du bruit de lecture et égalisation des images . . .	62
2.3.2	Production d'un masque	63
2.3.3	Reconstructions des amas de pixels	65
2.3.4	Estimation du <i>Dark current</i>	68
2.4	Caractéristiques physiques du CCD	69
2.4.1	Reconstruction de la position des interactions	69
2.4.2	Propriétés physiques des CCDs : Linéarité de la réponse des CCDs et facteur Fano	72
2.4.3	Ionisation produite par des reculs nucléaires dans les CCDs . .	74

3	DAMIC et GEANT4	77
3.1	La Physique de GEANT4	78
3.1.1	Principes de la simulation d'une particule dans GEANT4 . . .	78
3.1.2	Bibliothèques générales : Interactions électromagnétiques de l'ordre de l'eV et du keV	80
3.1.3	MicroElectronics : Bibliothèque pour la simulation de particules chargées dans le silicium	81
3.2	Géométrie implémentée dans la simulation GEANT4	82
3.2.1	Description générale des volumes intégrés à la simulation . . .	82
3.2.2	Intégration des CCDs	83
3.3	De la génération de particules jusqu'aux amas simulés	84
3.3.1	Le générateur de particules	85
3.3.2	Le fichier de sortie de la simulation GEANT4	87
3.3.3	Diffusion des dépôts d'énergie de GEANT4 et simulation des bruits électroniques	87
3.4	Choix de la bibliothèque de physique et validations des paramètres de la simulation	93
3.4.1	Reproduction des résultats du papier MicroElectronics de GEANT4[96]	93
3.4.2	Validation des coupures de production de particules secondaires	96
3.5	Exemple d'utilisation : estimation de la taille de la partie morte supérieure des CCDs avec du tritium	97
4	Bruit de fond radioactif : Origines, Mesures, Simulations et Modèle	102
4.1	Origines des isotopes radioactifs composant le bruit de fond de DAMIC	103
4.1.1	Isotopes primordiaux et chaînes de désintégrations	103
4.1.2	Isotopes cosmogéniques	105
4.1.3	Isotopes simulés dans l'expérience	105
4.1.4	Mesures de l'activité des bruits de fond radioactifs	106
4.1.5	Détails sur le bruit de fond radioactif du CCD	108
4.2	Analyse des coïncidences spatiales	110
4.2.1	Les chaînes de désintégrations du ^{32}Si et du ^{210}Pb	112
4.2.2	Algorithme de corrélation spatiale	113
4.2.3	Critères de sélections des amas de pixels	114
4.2.4	Efficacité Spatiale : Production d'images simulées de ^{32}Si - ^{32}P et de ^{210}Pb - ^{210}Bi	116
4.2.5	Estimation de l'efficacité temporelle et Coïncidences fortuites .	121
4.2.6	Résultats	122
4.3	Neutrons et caractérisation du blindage de DAMIC-SNOLAB	125
4.3.1	Description de la simulation	126
4.3.2	Spectre de neutrons simulés	126
4.3.3	Interactions Neutrons Polyéthylène	127
4.3.4	Interactions avec le plomb	128
4.3.5	Effet attendu sur les CCDs	129

5	Matière sombre et modèle de bruit de fond radioactif	132
5.1	Mise en place des coupures : réduction du bruit de fond électronique .	133
5.1.1	Coupures initiales	133
5.1.2	Coupure à partir de la contamination par le courant de fuite .	134
5.1.3	Coupure en ΔLL et efficacité de reconstruction	136
5.2	Modèle de bruit de fond radioactif : production	136
5.2.1	Sélection des données	136
5.2.2	Spectres des simulations	138
5.2.3	Procédure d'ajustement des simulations aux données	139
5.3	Résultat et discussion sur le modèle de bruit de fond radioactif	144
5.3.1	Erreurs systématiques dues à la localisation du ^{210}Pb	144
5.3.2	Erreurs systématiques et biais du procédé utilisé	145
5.3.3	Précision sur les résultats	146
5.4	Test de découverte de matière sombre	147
5.4.1	Mise en place de la fonction de vraisemblance	147
5.4.2	Génération des distributions f_b et f_s	148
5.4.3	Test de découverte et limites	151
5.4.4	Nombre d'amas de pixels produits par le bruit de fond radioactif	152
5.4.5	Sensibilité	153
A	Tableaux des volumes de la simulation DamicSimu	159
B	Tableaux des différents isotopes simulés pour le modèle bruit de fond radioactif	164

Table des figures

1.1	Courbe de la vitesse rotation en fonction de la distance radiale pour <i>M31</i> ou Andromède prise dans [100]. La figure montre une combinaison des mesures optiques et des mesures de la raie de l'hydrogène à $21cm$. Elles montrent que la vitesse de rotation est constante pour des distances supérieures à ~ 10 kpc.	26
1.2	A gauche l'Amas de la Balle vu en visible par le télescope Magellan, et a droite vu par le satellite Chandra dans le domaine des rayons-X. Sur les deux figures, les contours du potentiel gravitationnel sont représentés par des lignes vertes. Les figures ont été extraites du papier [39]	27
1.3	Figure représentant les différents candidats de la matière sombre en fonction de leur masse et de leur section efficace d'interaction avec la matière ordinaire. En bleu, rose et rouge, les candidats de la matière sombre, froide, tiède et chaude respectivement. Les neutralinos font partis de la matière sombre froide. [25]	31
1.4	Limites sur la masse et la constante de couplage $G_{A\gamma\gamma}$ de l'axion [55]. Cette figure date de 2018. <i>KSVZ</i> et <i>DFSZ</i> sont deux modèles historiques des axions [105][46]	32
1.5	Évolution de la densité comobile de WIMP n_χ en fonction de m_χ/T dans l'Univers primordial au moment du découplage des WIMP [63]. Le trait plein représente l'évolution de la densité comobile lorsque le taux d'annihilation est plus grand que le taux d'expansion. Les traits pointillés représentent l'inverse pour différentes valeurs du taux d'annihilation.	33
1.6	Ce diagramme illustre les trois voies pour la recherche de matière sombre.	36
1.7	Un schéma des échelles d'énergie explorées par différentes expériences dont un des objectifs est de détecter une signature de matière sombre. De haut en bas, on a les détecteurs à rayons cosmiques, les télescopes à neutrinos, télescopes à photons dans les domaines radio et micro-ondes, UV, rayons X et gamma.	37

1.8	Contraintes sur la section efficace d'annihilation en fonction de la masse de la matière sombre de PLANCK [8]. Les courbes solides de différentes couleurs représentent différents canaux possibles de la désintégration de la matière sombre, détaillés dans la légende. La courbe en tirets représente la valeur de la section efficace d'annihilation en fonction de la masse de la matière sombre dans le cas du scénario du découplage thermique de la matière sombre. Elle est calculée à partir de la densité relique de la matière sombre.	38
1.9	Schéma de la diffusion élastique matière sombre-noyau	40
1.10	Contraintes sur la section efficace d'interaction élastique de la matière sombre avec un noyau en fonction de la masse de la matière sombre[37].	43
1.11	Schéma du principe d'une TPC à deux phases de Xenon. Dans la partie haute on a du Xenon sous forme de gaz et dans le reste du Xenon liquide. Les interactions des particules avec la partie liquide produisent de la scintillation ultraviolette et des ionisations. Cette scintillation s'appelle le signal $S1$. Les particules chargées vont être diffusées vers le haut de la TPC, et vont interagir avec le gaz de Xenon. La scintillation produite lors de cette interaction correspond au signal $S2$. Pour un recul nucléaire et un recul électronique la différence temporelle entre les signaux $S1$ et $S2$ est différente. En caractérisant ces différences temporelles, on peut séparer en partie le signal issu d'un recul électronique, d'un recul nucléaire.	47
2.1	Trois images prises par des CCDs. La première a été prise en surface, la seconde à 200 mètres sous terre et la troisième à 200 mètres sous terre avec un blindage en plomb entourant le CCD. Entre la première et seconde image on remarque la diminution de traces rectilignes représentant les muons. Entre la seconde et troisième image on observe une diminution importante du nombre d'amas de pixels. Les amas de pixels ressemblant à des points sont produits par des particules de basse énergie ou des neutrons. On s'attend à ce que la matière noire produise ce type d'amas	50
2.2	Photos de l'expérience DAMIC à SNOLAB. a) Photo de la boîte en cuivre contenant les différents modules en cuivre et deux blocs de plomb. b) Photo d'un module de silicium, au centre on a un CCD $4k \times 4k$ utilisé dans DAMIC. c) Photos du blindage de polyéthylène et de plomb avec un membre de DAMIC, J.Zhou. d) Image du blindage interne de plomb et de la boîte en cuivre. e) Centre du blindage externe de plomb. Le récipient en cuivre est introduit à cet endroit. .	51
2.3	Image de l'expérience DAMIC, des plans mécaniques en trois dimensions. De l'extérieur à l'intérieur, on voit précisément les couches de l'expérience, permettant de diminuer le bruit de fond radioactif. On a le polyéthylène à l'extérieur, le blindage en plomb, le récipient en cuivre.	52

- 2.4 Schéma de l'arrangement des CCDs dans la boîte en cuivre de DAMIC à SNOLAB. Les CCDs sont représentés en Jaune et gris. L'extension ou CCD 5 ne fonctionne pas et n'est pas prise en compte dans les analyses. L'extension 2 a recommencé à fonctionner au bout de 6 mois de prises de données suite à une coupure de courant. Nous ne connaissons pas la raison de son dysfonctionnement et de sa réanimation 53
- 2.5 Image représentant la structure d'un pixel dans un CCD. On peut y retrouver la structure présentée dans le texte, avec les trois *gates* en jaune, orange noir, le *P-channel* en beige clair, la partie sensible en vert, et le *Gettering Layer* et la partie basse en bleu clair où est appliquée la tension inverse. 54
- 2.6 Image représentant le système de lecture d'un CCD. (1) Les électrons sont transmis de pixels en pixels grâce aux *gates*, les *channel stop* permettent d'éviter la transmission des électrons entre les registres. (2) Les paquets de charges contenus dans chaque registre sont transmis au registre horizontal. (3) Grâce aux horloges horizontales, on transmet les pixels jusqu'au *summing well*. Ainsi on peut faire la somme des charges provenant de différents registres afin de varier le format de lecture des images.(5) et (6), les électrons sont transmis au pré-amplificateur. 55
- 2.7 Schéma électronique d'un pré-amplificateur standard d'un CCD. Les charges provenant de la *Sens Node* sont stockées au niveau du condensateur. Le transistor de sortie lit la tension aux bornes du condensateur et produit un signal vidéo. Pour réinitialiser la tension aux bornes du condensateur, on utilise le *reset transistor* qui sert d'interrupteur. 56
- 2.8 (a) L'image représente la décomposition du signal de lecture du CCD, en plusieurs parties. Comme expliqué, dans le texte il y a le bruit blanc, le bruit en $1/f$, et le bruit de lecture provenant de la fluctuation de charges aux bornes du condensateur. (b) L'image représente le signal de lecture du CCD. On peut voir qu'il se décompose en 3 étapes : ré-initialisation, lecture du piédestal, lecture du piédestal avec les charges des pixels. 58
- 2.9 Frise chronologique de la prise des données de DAMIC à SNOLAB. De temps en temps, la prise de données a dû être interrompue. Cela est montré en jaune et en rouge représentant les prises d'images avec une LED (voir partie 2.4) pour le calibrage des CCDs et des problèmes avec le cryoréfrigérateur ou le fait que la bonbonne d'azote se soit vidée. . On appelle la prise de donnée *open*, les images sur lesquelles les analyses ont été construites et *closed* les images qui ont été utilisées par la suite dans l'objectif d'augmenter notre statistique. 59

2.10	Spectre des amas de pixels de <i>l'IDM data set</i> entre 0.5keV et 14keV . On peut apercevoir plusieurs pics d'énergie : 0.846keV la fluorescence de l'atome de Neon provenant de la désintégration du ^{22}Na , 1.8keV la fluorescence de l'atome de silicium, 8keV la fluorescence du cuivre, et à 11keV et 13keV la fluorescence du ^{210}Bi provenant de la désintégration du ^{210}Pb	61
2.11	Schéma des différentes parties d'une image. L'image réelle est comprise entre $x \in [4273, 8388]$	62
2.12	Valeurs du piédestal estimées dans une image. A gauche et à droite on retrouve les valeurs pour les lignes et les colonnes respectivement ; on remarque bien la présence d'une discontinuité au centre due à l'utilisation des deux pré-amplificateurs.	62
2.13	Écart-type des valeurs des pixels des différentes images de notre prise de données après égalisation et soustraction du bruit corrélé. Après les redémarrages la valeur <i>dark current</i> était plus élevée que la moyenne, mais se stabilisait par la suite autour des valeurs moyennes.	64
2.14	Les <i>Iron Mask</i> pour toutes les CCDs. En rouge et bleu les pixels inclus et exclus respectivement dans l'analyse.	65
2.15	Image d'un amas de pixels reconstruite avec avec le <i>seed clustering</i> . On remarque que les pixels centraux sont presque saturés. L'énergie de cet amas de pixels est de 29.91 keV	66
2.16	Comparaison de l'efficacité des deux algorithmes à partir de simulations. On remarque bien qu'à partir de 0.4 keV , l'efficacité du <i>likelihood clustering</i> est plus importante que celle du <i>seed clustering</i>	67
2.17	Valeurs moyennes des pixels par ligne d'une partie des images de <i>l'IDM data set</i> . La figure 2.17a représente celles obtenues avec le CCD numéro 4, le moins contaminé par le <i>dark current</i> . La figure 2.17b représente celles du numéro 12, le plus contaminé. Dans les deux figures la ligne en noir délimite les deux parties de l'image. Les traits rouges représentent la valeur $10^{-3}\text{ e}^-\cdot\text{pix}_{1\times 1}^{-1}\cdot\text{j}^{-1}$ de <i>dark current</i> en <i>ADU</i>	69
2.18	La figure du haut représente une trace de muon dans un CCD de $675\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. A gauche et à droite on retrouve la distribution des charges dans une coupe perpendiculaire à la trace et proche la partie haute et basse du CCD, respectivement. On remarque bien que la diffusion est plus importante dans la partie basse que dans partie haute.	70
2.19	Distribution σ_{max} (gauche) et a (droite) issues de l'ajustement sur plusieurs traces de muons.	71
2.20	Distribution de σ_x des amas de pixels de <i>l'IDM dataset</i> . La droite en rouge représente l'évolution de σ_{max} en fonction de l'énergie. L'étoile bleue représente la valeur obtenue avec les traces de muons.	71

2.21	A gauche le spectre en énergie des CCDs de DAMIC exposé à une source de ^{55}Fe . On remarque la présence des fluorescences K_α et K_β du Manganèse provenant de la désintégration du ^{55}Fe . A droite l'énergie reconstruite de certaines fluorescences en fonction de l'énergie de ces dernières. Il est important de noter que les CCDs utilisés pour cette mesure ont une partie haute plus fine que celle utilisée dans l'expérience actuelle, ce qui permet à la fluorescence du Carbone d'être détectée. Avec les CCDs utilisés actuellement dans DAMIC, cette fluorescence n'est pas détectée car absorbée dans la partie haute.	72
2.22	Constante de calibrage k en fonction de l'énergie du signal du CCD. Les valeurs de k sont comparées à sa valeur mesurée à 5.9keV . Les calibrations produites aux énergies de l'ordre du kiloélectron-volt ont été effectuées avec des rayons-X. Les calibrations aux énergies de l'ordre de la dizaine d'électron-volt ont été produites en utilisant des photons optiques provenant d'une LED. La linéarité est démontrée jusqu'à 40eV .	73
2.23	Schéma de l'expérience qui a eu lieu à l'Université de Chicago. Le compteur d' ^3He a été positionné à différents endroits afin de valider la simulation du flux de neutrons. b) Un schéma de la source $^{124}\text{Sb} - ^9\text{Be}$ utilisée pour la production de neutrons.	75
2.24	A gauche le spectre d'ionisation induit par les reculs nucléaires de neutrons de la source $^{124}\text{Sb} - ^9\text{Be}$. Les marqueurs représentent les données et la ligne le meilleur ajustement aux données. Les meilleurs paramètres de la fonction spline sont donnés dans la légende. A droite l'énergie d'ionisation en fonction de l'énergie du recul nucléaire. La courbe rouge représente les résultats obtenus avec l'ajustement de la courbe de spline, et les marqueurs noirs les résultats obtenus avec la seconde méthode.	75
2.25	Énergie d'ionisation en fonction de l'énergie du recul nucléaire dans le silicium. La bande grise représente l'incertitude à 1σ de la mesure présentée. Les résultats obtenus dans de précédentes expériences ainsi que le modèle de Lindhard[73] sont montrés à titre de référence.	76
3.1	Schéma représentant le fonctionnement des simulations GEANT4. Une simulation de GEANT4 consiste en un <i>Run</i> , de N <i>Events</i> . Chaque <i>Event</i> est composé de plusieurs <i>Tracks</i> composés de plusieurs <i>Steps</i> comme illustré dans l'encadré.	79
3.2	3.2a Vue générale de la géométrie de DAMIC à SNOLAB dans la simulation GEANT4. 3.2b Représentation de la boîte en cuivre et des différents modules. Le plomb est en noir, le cuivre en rosé et le kapton en orange. Le nombre de modules est de 9 mais l'un d'eux est vide et sert de soutien au bloc de plomb	82
3.3	Schéma représentant les différentes couches composant le CCD dans la simulation	84
3.4	Figure représentant la fonction de distribution des contaminants en fonction de la profondeur.	86

3.5	Macro utilisée pour simuler des désintégrations de ^{210}Pb sur la surface inférieure du <i>SubLayerBotPV</i> (Partie Morte basse du CCD). Les 5 premières commandes permettent de configurer GEANT4. La commande 6 correspond au choix de la racine aléatoire. La commande 7-8 le choix de la particule primaire à simuler. Les commandes 9, 10-13 et 14-19 permettent de choisir l'énergie, la direction et la position de la particule primaire, respectivement. La dernière commande sert à choisir le nombre de désintégrations à simuler.	87
3.6	Images représentant un électron simulé à l'intérieur du CCD en format 1×1 . L'image de gauche a été produite à partir des dépôts sans application de la diffusion. L'image de droite a été produite à partir des dépôts avec application de la diffusion.	88
3.7	Images représentant le même électron que sur la figure 3.6, simulé à l'intérieur du CCD en format 1×100 . Sur l'image de droite la saturation a été appliquée avec une baseline à 8000 ADU et un bruit blanc de $2e^-$ ce qui équivaut à ~ 26 ADU.	89
3.8	Spectres du ^{60}Co et de ^{210}Pb après pixélisation. En haut le spectre du ^{60}Co et en bas celui du ^{210}Pb . Le spectre du ^{60}Co correspond à un spectre de photons de haute énergie interagissant dans le CCD par effet Compton principalement. On peut remarquer pour le ^{210}Pb les différents composants de la désintégration : les fluorescences du Bismuth (pics à $\sim 12\text{keV}$), les électrons provenant de la désexcitation du noyau ($\sim 30\text{keV}$ - $\sim 42\text{keV}$ - $\sim 45\text{keV}$).	90
3.9	Spectres du ^{60}Co et de ^{210}Pb après modification du format en 1×100 et ajout du bruit blanc. En haut le spectre du ^{60}Co et en bas celui du ^{210}Pb . On remarque que les spectres sont quasi-identiques par rapport aux spectres de la figure 3.8. On peut calculer la différence entre les histogrammes en utilisant la distance χ^2 . Cette dernière donne comme valeur pour un χ^2 à un degré de liberté, 0.001 et 0.009 pour le ^{60}Co et le ^{210}Pb respectivement.	91
3.10	Spectres du ^{60}Co et de ^{210}Pb après rajout de la saturation. En haut le spectre du ^{60}Co et en bas celui du ^{210}Pb . On remarque l'apparition d'un pic à $\sim 16\text{keV}$ qui provient de la saturation d'un pixel avec une modification du spectre en énergie. Ce pic apparaît aussi dans le spectre du ^{60}Co . On peut calculer la différence de nos histogrammes avec ceux de la figure 3.9 en utilisant la distance χ^2 . Cette dernière donne comme valeur pour un χ^2 à un degré de liberté, 0.087 et 0.22 pour le ^{60}Co et le ^{210}Pb respectivement.	92
3.11	Spectres de la désintégration de Tritium sur la surface haute des CCDs. On remarque qu'il y a beaucoup plus d'amas produits par évènement avec la bibliothèque MicroElectronics. Les électrons ont plus de chance de passer la partie morte et donc de produire un amas dans le CCD.	94

3.12	La figure montre la distance parcourue projetée sur la direction initiale d'électrons dans du silicium en fonction de leur énergie initiale. La courbe noire, les points rouges, bleus et noirs, représentent les valeurs obtenues avec le modèle d' Akkerman et al.'s [20], le modèle Everhart and Hoff's [52], la bibliothèque <i>MicroElectronics</i> et la bibliothèque <i>Livermore</i> , respectivement. Comme on peut le voir pour des électrons dont l'énergie initiale est inférieure à 1 keV, la distance parcourue projetée sur la direction initiale obtenue avec <i>Livermore</i> est plus grande que celle obtenue avec les autres modèles. Cette figure provient de la publication [96]	94
3.13	Distance projetée sur la direction initiale des électrons avec <i>Livermore</i> et <i>MicroElectronics</i> pour des électrons de 10keV	95
3.14	Spectres de la désintégration de Tritium sur la surface haute des CCDs. Suite à la correction du fichier corrompu, les résultats sont identiques	95
3.15	Énergie la plus probable en fonction de la coupure sur la production de particules secondaires déposée par des électrons de 5 keV. Les points correspondent aux diverses simulations réalisées	98
3.16	Énergie la plus probable en fonction de la coupure sur la production de particules secondaires déposée par des électrons de 15 keV. Les points correspondent aux diverses simulations réalisées	98
3.17	Schéma de l'expérience de tritium. Une source de tritium est placée en face de la partie morte haute du CCD. Cette source est déposée sur une plaque d'aluminium.	99
3.18	Figure représentant le spectre provenant de la source. En noir les données, les autres courbes sont des simulations. On remarque bien que les simulations avec une partie morte d'épaisseur 1.9 μm et 2.0 μm sont les plus proches des données.	100
4.1	Chaîne de désintégration de l'Actinium 4.1a, de l'Uranium 4.1b et du Thorium 4.1c.	104
4.2	Schéma des simulations produites pour le CCD. Au total 8 simulations spécifiques ont été produites dans les CCDs, en complément des simulations communes aux autres éléments de l'expérience. Les lignes oranges représentent les densités du ^{210}Pb et ^{210}Bi en fonction de la profondeur par rapport à la surface. La densité a été présentée au chapitre précédent, 50 nm correspond à la longueur caractéristique de la fonction modélisant la densité.	109
4.3	Résultats de l'analyse SIMS, de la partie basse d'un CCD. On remarque bien les structures de la partie basse du CCD.. Comme on peut le voir à partir du <i>Gettering Layer</i> , à $\sim 1.5\mu\text{m}$ le taux d'atomes d'hydrogène augmente considérablement.	110
4.4	Schéma des désintégrations du ^{32}Si et du ^{32}Ph	112
4.5	Schéma des désintégrations du ^{210}Pb et du ^{210}Bi	112

4.6	Distribution jointe du nombre de pixels saturés et du nombre de pixels total d'un amas de pixels, dans nos données et dans la simulation de la désintégration du ^{210}Bi , aux surfaces de la partie sensible. Les points noirs et bleus représentent nos données. Les bleus correspondent aux amas de pixels tel que N_{sat} , le nombre de pixels saturés dans l'amas, soit supérieur à 27 et les noirs l'opposé. Ces points sont superposés à un histogramme représentant les simulations.	116
4.7	La figure 4.7a montre l'efficacité de l'algorithme de production de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{32}Si pour les 5 recherches en fonction de la coupure $N_{pixMax/X}$. La figure 4.7b montre l'efficacité de l'algorithme de production de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{210}Pb pour la recherche 3, et les différentes localisations.	118
4.8	Efficacité du procédé de production de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{210}Pb pour les recherches 4 et 5, et les différentes localisations en fonction de la coupure $N_{pixMax/X}$. Les figures 4.8a et 4.8b représentent les efficacités pour les recherches 4 et 5 respectivement. .	119
4.9	ϵ_{decay} de l'analyse des coïncidences pour les recherches 1 et 2 présentées en 4.9a et 4.9b respectivement. Chaque ligne bleue correspond aux valeurs P_i représentant la probabilité que la seconde désintégration ait lieu pendant notre exposition.	120
4.10	ϵ_{decay} de l'analyse des coïncidences pour les recherches 3-4-5 pour les chaînes du ^{32}Si et ^{210}Pb présentées en 4.10a et 4.10a respectivement. Chaque ligne bleue correspond aux valeurs P_i représentant la probabilité que la seconde désintégration ait lieu pendant notre exposition.	121
4.11	Résultats de l'analyse de coïncidences pour les recherches 1 et 2 présentées en 4.11a, et 4.11b respectivement. Dans les 2 cas en rouge on a l'efficacité de détection de l'algorithme, en bleu les paires fortuites et en noir les paires trouvées dans les données.	123
4.12	Résultats de l'analyse de coïncidences pour la recherche 3. En rouge on a le nombre de paires de la chaîne radioactive du ^{32}Si estimées, en bleu les paires issues de corrélations fortuites, et en noir les paires trouvées dans les données.	124
4.13	Résultats de l'analyse de coïncidences pour les recherches 4 et 5 présentées en 4.13a, et 4.13b respectivement. Dans les 2 cas en rouge on a le nombre de paires de la chaîne radioactive du ^{32}Si estimées, en bleu les paires fortuites, et en noir les paires trouvées dans les données	125
4.14	Schéma de la simulation permettant de caractériser le blindage de l'expérience DAMIC. Dans un premier temps on effectue la simulation de neutrons à travers 42 cm de polyéthylène. En utilisant les spectres résultant de la première simulation, on simule les différentes particules à travers 21 cm de plomb.	127
4.15	Spectre des neutrons de SNOLAB simulés. On distingue deux spectres de neutrons. Les neutrons issus des réactions d'atomes avec des alphas et les neutrons issus de la fission de l'Uranium.	128

4.16	Spectre des différentes particules issues de la simulation des neutrons de SNOLAB. On remarque que le bruit principal provient des photons issus de la capture des neutrons par les noyaux du polyéthylène notamment l'hydrogène.	129
4.17	Spectres des différentes particules issues de la simulation des neutrons dans le plomb. Comme attendu le plomb n'est pas très efficace en ce qui concerne la diminution du nombre de neutrons, en comparaison avec le polyéthylène.	130
4.18	Spectres des différentes particules issues de la simulation des neutrons à travers le blindage de DAMIC à SNOLAB.	131
5.1	Distribution en ΔLL des amas de pixels reconstruits dans nos images avant la mise en place d'une coupure sur le courant de fuite des images. En orange on a la distribution des amas de pixels des <i>blanks</i> et en bleu celle des images. On remarque bien un excès d'amas de pixels dans les images en comparaison aux <i>blanks</i>	134
5.2	Nombre d'amas de pixels reconstruit en fonction du taux de courant de fuite de l'image. On remarque bien le changement de variation vers $10 \text{ ADU} \cdot \text{pixels}_{1 \times 100}^{-1} \cdot \text{image}^{-1}$. La valeur du courant de fuite à l'intersection des deux droites est utilisée comme valeur de coupure pour les images.	135
5.3	La figure montre la distribution en ΔLL des amas de pixels reconstruits dans nos images après la mise en place d'une coupure sur le courant de fuite des images. En orange on a la distribution des amas de pixels des <i>blanks</i> et en bleu celle des images. En comparant à l'image 5.1, on remarque une diminution importante des amas de pixels provenant des données suite à la coupure.	136
5.4	La courbe bleue représente le ratio du nombre d'amas de pixels reconstruits dans les images sur celui des <i>blanks</i> en fonction de la coupure émise sur le courant de fuite. La courbe rouge représente l'exposition relative à l'exposition totale en fonction de la coupure émise sur le courant de fuite. On remarque que la valeur optimale se trouve aux alentours de $10 \text{ ADU} \cdot \text{pixels}_{1 \times 100}^{-1} \cdot \text{image}^{-1}$ afin d'avoir le moins possible d'amas de pixels issus du courant de fuite mais en gardant un maximum d'exposition.	137
5.5	Efficacité de reconstruction pour différentes coupures en ΔLL . L'efficacité verte pour $\Delta LL = -22$ représente l'efficacité finale utilisée.	137
5.6	Résultat de l'ajustement effectué en énergie. Les points noirs représentent les données et la courbe bleue les simulations. Les autres courbes de différentes couleurs représentent différents couples région-chaînes. Comme expliqué la fluorescence de cuivre est masquée lors de l'ajustement.	142
5.7	Résultat de l'ajustement effectué en σ_x . Les points noirs représentent les données et la courbe bleue les simulations.	142

5.8	Comparaison de l'extrapolation et l'ajustement effectif entre 6 keV et 20 keV, aux données d'énergie inférieure à 6 keV avec les données. Les points noirs représentent les données en-dessous de 0.5 keV ne seront présentées que dans la prochaine section.	143
5.9	Comparaison de l'ajustement en σ_x , pour des amas de pixels d'énergie inférieure à 6 keV avec les données. Les points noirs représentent les données et la courbe bleue les simulations. Les données en-dessous de 0.5 keV ne seront présentées que dans la prochaine section.	143
5.10	Spectre des chaînes de désintégrations du ^{210}Pb et du tritium <i>Gettering Layer</i> . L'intégrale de tous ces histogrammes vaut 1 afin de pouvoir les comparer. On remarque bien que les spectres en énergie des chaînes du ^{210}Pb sont semblables, même s'il y a quelques différences dues notamment à la saturation.	145
5.11	Distribution en σ_x des chaînes de désintégrations du ^{210}Pb et du tritium dans le <i>Gettering Layer</i> respectivement. L'intégrale de tous ces histogrammes vaut 1 afin de pouvoir les comparer. Les désintégrations qui ont lieu dans la partie haute du CCD exhibent un pic vers $\sigma_x \simeq 0.1$. A contrario celles qui ont lieu dans la partie basse exhibent un pic vers $\sigma_x \simeq 0.94$ sans la correction pour σ_{max}	146
5.12	Distributions des ratios $R_{i,C}$ des différents paramètres des ajustements. On remarque que les distributions pour les paramètres représentant les chaînes de désintégrations du ^{210}Pb et du ^3H sont ceux dont les erreurs systématiques et biais sont les plus importantes.	147
5.13	La densité de probabilité du bruit de fond radioactif de DAMIC produite à partir des résultats obtenus à partir du modèle de bruit de fond radioactif. Les couleurs de l'axe z, représentent le nombre d'évènements par jour dans chaque bin. $z = 0$ représente le haut de la partie sensible et $z = 0.0675$ le bas de la partie sensible. On peut observer les différentes fluorescences du bismuth, du cuivre, du silicium. On observe de même que la contamination est plus importante dans la surface du bas que dans la surface du haut	149
5.14	La figure montre la distribution f_b . Les points noirs sont les données. Comme on peut le voir on a deux régions dominantes dans nos données. L'une d'elle pour $\sigma_x \simeq 0.9$ est expliquée par le modèle de bruit de fond radioactif.	150
5.15	La figure montre la distribution f_u . Les points noirs sont les données.	151
5.16	Sensibilité de l'expérience DAMIC en utilisant la totalité de nos données. Elle est comparée aux limites supérieures d'autres expériences, citées dans le texte.	154
5.17	Contraintes sur la section efficace d'interaction élastique de la matière sombre avec un noyau en fonction de la masse de la matière sombre. La courbe de DAMIC-M représente une prédiction des résultats obtenus par l'expérience. La courbe de DAMIC à SNOLAB est de même une prédiction.	158

Liste des tableaux

1.1	Valeurs actuelles des différents paramètres de densité [8]	30
2.1	Tableau du nombre d'amas par extension en unité de dru. 1 dru équivaut à 1 amas de pixel par jour par keV (Entre $0.5keV$ - $14.5keV$).	60
2.2	Tableau donnant le nombre de pixels, la fraction et la masse de CCD utilisée dans les différentes analyses après application de l' <i>Iron Mask</i> . Comme on peut le voir sur la figure 2.14, la majorité des pixels masqués, $\sim 6\%$, proviennent des côtés du CCD. Cela veut dire que moins de $\sim 1\%$ des pixels sont des pixels chauds, ce qui est attendu pour des CCDs de qualité scientifique.	66
2.3	Tableau donnant les valeurs moyennes du <i>dark current</i> des CCDs de DAMIC, calculées à partir d'images de l' <i>IDM data set</i> . Les CCDs 2 et 12 sont les plus contaminées par le <i>dark current</i> avec une instabilité notoire pour le CCD 12.	68
2.4	Valeurs des paramètres de la diffusion	72
2.5	Constante de calibration des différents CCDs utilisés dans l'expérience de DAMIC.	74
3.1	Constante de calibration des différents CCDs utilisés dans l'expérience de DAMIC.	89
4.1	Activités radioactives en desintegrations.j ⁻¹ .kg ⁻¹ , utilisées pour contraindre la concentration des différents isotopes radioactifs non-produits par la spallation dans chaque élément de volume. Ici la valeur de contamination du ⁶⁰ Co ne provient pas de la spallation des rayons cosmiques avec les volumes en cuivre de l'expérience, mais de restes dans les roches ayant servi à produire le volume en question.	107
4.2	Valeurs de saturation en $\mu\text{Bq.kg}^{-1}$ et temps de demi-vie en jours des différents isotopes produits par spallation et contraints par la formule 4.1 dans l'ajustement. Ces nombres proviennent des références citées[35], [67] et [78].	108
4.3	Tableau présentant les caractéristiques des noyaux radioactifs constituant la chaîne du ³² Si.	112
4.4	Tableaux présentant les caractéristiques des noyaux radioactifs constituant la chaîne du ²¹⁰ Pb. EC est l'abréviation pour <i>Électron Capture</i>	113

4.5	Tableau résumant les 5 recherches de coïncidences effectuées. Les deux premières concernent la chaîne du ^{32}Si et les 3 dernières la chaîne du ^{210}Pb . Lors des recherches de coïncidences du ^{210}Pb , on trouvera des paires d'amas provenant de la chaîne de ^{32}Si , qu'il sera nécessaire de prendre en compte pour estimer le nombre de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{210}Pb . Pour une chaîne radioactive dont le second isotope à un temps de demi-vie τ , la probabilité que deux amas de pixels séparés de plus 5τ proviennent de cette chaîne est de 0.03 dans la cas où la prise de données serait continue. C'est pourquoi on peut considérer que dans la recherche 2, qu'il n'y aura pas de reconstruction d'une paire provenant de la chaîne du ^{210}Pb	115
4.6	Efficacités du procédé pour la chaîne de désintégration du ^{32}Si dans les 5 recherches pour $N_{pix/x} \leq 3$. La seconde recherche représente le cas où il n'y a pas de coupures dans les simulations. On remarque que l'efficacité est de 0.82 ce qui est une très bonne reconstruction, sachant que $\sim 8.2\%$ des désintégrations ont lieu en dehors de la partie sensible. En considérant que ces dernières ont 50% de probabilités d'être détectées, il y a 25% de probabilité de détecter ces paires. Suite à l'ajout du masque, $\sim 7\%$ du CCD est perdu (voir chapitre 2), on peut donc dire que $\sim 7\%$ des paires ne sont pas prises en compte. L'efficacité maximale théorique est alors 87.15	120
4.7	Efficacités du procédé pour la chaîne de désintégration du ^{210}Pb dans les 3 recherches pour $N_{pix/x} \leq 3$	120
4.8	Efficacités temporelles pour les chaînes de désintégrations du ^{32}Si et ^{210}Pb	122
4.9	Tableau représentant les résultats obtenus dans les recherches 1 et 2. N_{rate} est donné en desintegrations.kg ¹ .j ⁻¹ , N_p est le nombre de paires trouvées, et N_{for} le nombre de paires issues de corrélations fortuites estimé. Toutes les erreurs sont statistiques.	123
4.10	Tableau représentant les résultats obtenus dans les recherches 3-4-5. N_p est le nombre de paires trouvées, N_{for} le nombre de corrélations fortuites, $N_{p,Pb}$ et $N_{p,Si}$ le nombre de paires estimé des chaînes radioactives du ^{210}Pb et du ^{32}Si respectivement.	124
4.11	Tableau montrant les énergies caractéristiques des photons produits par la capture d'un neutron[117]. Les énergies sont données en MeV, le nombre entre parenthèses correspond à la probabilité en pourcentage de générer le photon suite à une réaction (n, γ).	128
4.12	Tableau représentant la probabilité de retrouver à la sortie du polyéthylène une particule (Neutrons, Gammas..) par neutron avec des énergies initiales différentes. 10^8 neutrons ont été simulés pour le spectre de SNOLAB, et 10^7 pour les autres	129
4.13	Tableau représentant la probabilité de retrouver à la sortie du plomb une particule(neutrons, gammas ..) par particule simulée suivant le spectre de sortie des simulations neutrons-polyéthylène. 10^8 particules primaires ont été générées pour chaque simulation	130

4.14	Tableau contenant les flux de particules traversant le blindage de DAMIC en nombre de particules par jour. Le flux au niveau des CCDs est sur-estimé par le fait que l'on ne prend pas en compte le reste du détecteur dans le calcul.	131
5.1	Tableaux représentant l'évolution des paramètres de l'ajustement en fonction de différents paramètres initiaux, "-" veut dire que la valeur du paramètre est imposée et égale à 0. La première colonne <i>Libres</i> , correspond au résultat de l'ajustement lorsque les 8 paramètres sont libres. La colonne <i>Meilleur</i> correspond au résultat avec les paramètres du meilleur ajustement. Pour <i>Substrat Nul</i> la concentration de ^{210}Pb à la surface du substrat est nulle. Pour la colonne ^{210}Pb , on impose que les chaînes du ^{210}Pb soient concentrées dans le CCD. <i>Surface CCD</i> corresponde à notre ancien modèle, lorsqu'on ne considérait pas que le ^{210}Pb soit possiblement aux surfaces de la partie sensible. Pour terminer, dans la colonne <i>Coïnci Libres</i> on rajoute un paramètre libre qui est le nombre de coïncidences.	146
5.2	Tableau donnant les résultats finaux du modèle de bruit de fond. L'activation CCD correspond à la contamination en ^3H et ^{22}Na produits par spallation dans les CCDs. ^{210}Pb Surface correspond à la contamination en ^{210}Pb dans la surface basse de la partie sensible, les autres étant nulles.	148
A.1	Tableau des différents volumes composant le CCD	160
A.2	Tableau des différents volumes composants le blindage en plomb à l'intérieur du récipient	160
A.3	Tableau des différents volumes composant l'intérieur de la boîte en cuivre. Les matériaux avec un "*" sont électroformés	161
A.4	Tableau des différents volumes composant le module. Les matériaux avec un "*" sont électroformés	161
A.5	Tableau des différents volumes composant la boîte en cuivre	162
A.6	Tableau des différents volumes composant le blindage en plomb à l'extérieur du récipient	163
B.1	Table of the different radioactive isotopes simulated in the Uranium-Thorium-Actinium series	165
B.2	Table of the different radioactive isotopes present in copper and in epoxy	166
B.3	Table of the different radioactive isotopes present in silicon	166

Introduction

Depuis quelques décennies, plusieurs expériences ont été inventées avec comme finalité de détecter des interactions de particules de matière sombre avec la matière ordinaire dans l'objectif de résoudre l'une des questions non résolues de la physique moderne, quelle est la nature de la matière sombre. Plusieurs observations astrophysiques et cosmologiques ont mis en évidence l'existence de la matière sombre, cependant elle peut toujours être remise en question, tant que sa nature reste indéfinie.

La sensibilité des expériences visant à détecter des particules de matière sombre s'est améliorée très rapidement, notamment grâce à un développement conséquent des détecteurs et des méthodes d'analyse.

Bien que certaines expériences aient annoncé des possibles découvertes d'un signal de matière sombre, la majorité d'entre elles n'ont encore rien détecté.

L'expérience DAMIC (Dark Matter In CCDs) consiste à utiliser des CCDs (Charged Coupled Devices) pour détecter des interactions de particules de matière sombre. Les deux principaux avantages de ces CCDs sont :

- leur sensibilité qui est d'une paire électron-trou par pixel. Chaque paire électron-trou mesurée correspond à une énergie de 3.7eV . À cause du bruit de lecture électronique de ~ 2 paires électron-trou par pixel, le seuil de détection de DAMIC est de $\sim 50\text{eV}$. Cependant ce seuil reste l'un des plus bas de tous les détecteurs existants ;
- la reconstruction spatiale permettant d'identifier certaines interactions de particules de matière ordinaire avec les CCDs. Ces particules proviennent de la désintégration de noyaux radioactifs qui se situent dans les différents composants de l'expérience.

Cette thèse est consacrée à l'étude des résultats expérimentaux de l'expérience DAMIC. Nous discuterons principalement de la production du modèle de bruit de fond radioactif grâce à des simulations, analyses et mesures. Il a pour objectif de comprendre les données obtenues par l'expérience et par conséquent déterminer si certaines d'entre elles représentent des interactions de particules de matière sombre avec les CCDs.

Le premier chapitre de la thèse est consacré à la justification de l'existence de la matière sombre à différentes échelles de l'Univers et à l'introduction du cadre théorique de la détection directe. Dans le cadre de la relativité générale, nous verrons que l'introduction de la matière sombre est indispensable à la mise en place du modèle λ CDM, modèle dominant permettant d'expliquer l'évolution de notre Univers et ses propriétés. Nous discuterons de deux candidats possibles aux particules de matière sombre, et introduirons une 5^{ème} force fondamentale permettant d'ouvrir le champ des possibilités quant aux caractéristiques des particules la constituant. Par la suite nous verrons en détail le calcul du taux d'interactions des particules de matière sombre avec un détecteur, et enfin, pour terminer nous présenterons l'état de l'art des détections directes et indirectes de la matière sombre.

Dans le second chapitre, nous introduirons l'expérience DAMIC à SNOLAB et les CCDs. On commencera par décrire le blindage entourant les détecteurs et son rôle vis-à-vis du bruit de fond radioactif. Puis nous expliquerons le fonctionnement des CCDs et l'origine du bruit de lecture électronique de ces dernières. Enfin nous présenterons la prise de données de DAMIC à SNOLAB, et détaillerons :

- le traitement des images obtenues dans l'objectif de réduire le bruit de lecture ;
- la production d'un masque permettant de faire fi de pixels chauds ;
- la reconstruction des amas de pixels représentant les interactions de particules avec le CCD ;
- l'estimation du courant de fuite.

Pour terminer nous caractériserons les CCDs : nous présenterons les propriétés physiques des CCDs comme la linéarité de la réponse, le facteur de Fano et le facteur de *quenching*.

Pour produire un spectre de bruit de fond radioactif, nous avons mis en place une simulation en utilisant l'outil GEometry ANd Tracking 4 (GEANT4). Nous présenterons cette simulation dans le chapitre 3. On commencera par décrire l'outil GEANT4 et les bibliothèques de physiques disponibles pour la simulation de particules dans le silicium pour ensuite présenter la géométrie implémentée. Nous pourrons enfin décrire la simulation des particules dans la simulation jusqu'à la reproduction de la réponse du détecteur. Suite à cela nous détaillerons le choix des bibliothèques de physique utilisées et validerons les coupures sur la production de particules dites secondaires. Pour conclure ce chapitre nous donnerons un exemple d'application de la simulation.

Pour réaliser un spectre du bruit de fond radioactif, produire des simulations n'est pas suffisant. Il est au préalable impératif d'obtenir des informations sur les isotopes présents dans DAMIC à SNOLAB et une estimation de l'activité de ces derniers. Le chapitre 4 regroupe la totalité des informations que nous avons engrangées sur les contaminants radioactifs présents dans l'expérience. On commencera par présenter

leur origine et les estimations de l'activité de certains d'entre eux. Elles ont été obtenues par le biais de mesures dites de *screening*, bibliographies et analyses.

Par la suite deux analyses seront présentées :

- l'analyse de coïncidences spatiales dont l'objectif est de tirer parti de la résolution spatiale des CCDs pour mesurer l'activité de la chaîne radioactive du ^{32}Si et du ^{210}Pb ;
- la caractérisation du blindage de DAMIC à SNOLAB permettant d'écarter la possibilité d'observer les interactions de neutrons avec les détecteurs.

Le chapitre clôturant cette thèse regroupe les deux analyses permettant d'obtenir, les deux résultats les plus importants de DAMIC à SNOLAB : le spectre de bruit de fond radioactif et l'analyse de matière sombre. La première partie de ce chapitre est centrée sur la sélection des données et la suppression des amas de pixels provenant de bruit de fond électronique. Ensuite nous traiterons de la production du modèle de bruit de fond et présenterons les résultats de celui-ci constituant le résultat final de ma thèse. Pour achever ce manuscrit, nous détaillerons l'analyse de matière sombre et présenterons la sensibilité de l'expérience DAMIC.

Chapitre 1

Introduction à la matière sombre

Contents

1.1	La nécessité d'une matière sombre non-baryonique . . .	25
1.1.1	La cinématique des galaxies	25
1.1.2	Amas de galaxies et lentilles gravitationnelles	26
1.1.3	Cosmologie et matière sombre	27
1.2	Candidats à la matière sombre	30
1.2.1	Les axions	31
1.2.2	Les WIMPS	33
1.2.3	Le secteur caché [26]	34
1.3	Détection indirecte de matière sombre et recherche dans les accélérateurs	35
1.3.1	Détection indirecte [106]	36
1.3.2	Recherches dans les accélérateurs	39
1.4	Détection directe de matière sombre	39
1.4.1	Calcul du taux de reculs nucléaires induit par un WIMP[72]	40
1.4.2	Etat de l'art et perspectives pour la recherche directe de WIMP	44

C'est dans l'objectif d'expliquer les caractéristiques dynamiques des systèmes astrophysiques et cosmologiques à toutes les échelles, dans le cadre de la relativité générale, que la matière sombre a été postulée.

Depuis le milieu du 20^{ème} siècle, plusieurs observations ont mis en évidence l'existence d'une matière sombre froide, non-lumineuse et non-baryonique, cependant la nature de cette dernière reste encore indéfinie. Les principaux candidats sont des particules qui interagiraient de manière gravitationnelle avec la matière baryonique, et probablement par le biais d'une autre force. En général ces particules sont issues de théories qui ont comme premier objectif de résoudre des problèmes aux frontières du modèle standard. Dans un second temps elles sont postulées comme étant des candidats potentiels à la matière sombre. C'est pourquoi, grâce à la détection d'une

particule de matière sombre, il serait possible de mettre en-avant une théorie de nouvelle physique.

Ce chapitre est une introduction courte à la matière sombre¹. En premier lieu nous relaterons les observations astrophysiques qui ont permis de mettre en évidence l'existence de celle-ci. Ensuite nous présenterons 2 candidats potentiels, les WIMPs pour Weakly Interactive Massive Particles et les axions. Puis nous examinerons brièvement les détections indirectes et par production dans les accélérateurs, pour terminer par une présentation de la détection directe.

1.1 La nécessité d'une matière sombre non-baryonique

1.1.1 La cinématique des galaxies

La première observation mettant en avant l'hypothèse d'une matière sombre nous vient de l'astrophysicien Suisse, Fritz Zwicky [126]. Il remarqua que la vitesse de rotation d'une nébuleuse dans l'amas de galaxies Coma était particulièrement importante par rapport à ce qui était attendu en analysant la luminosité de la nébuleuse.

Plus tard en 1978, Vera C. Rubin observa la vitesse de rotation d'une galaxie grâce aux étoiles qui la constituent. Elle étudia le profil de vitesse en fonction de la distance des étoiles au centre de la galaxie. C'est elle qui a introduit le terme de matière sombre [100]. Effectuant d'autres observations publiées en 1983, elle montra que ce phénomène était commun dans l'Univers [99].

Comme on peut l'observer dans les galaxies, les étoiles rentrent très rarement en collision, leur mouvement est donc expliqué par l'interaction gravitationnelle. D'après la théorie de la gravité, la vitesse v_c d'une étoile est donnée par :

$$v_c(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1)$$

avec r la distance au centre de la galaxie, $M(r)$ la masse de la galaxie à l'intérieur de la sphère de rayon r , et G la constante gravitationnelle.

D'après les observations des galaxies, pour des distances éloignées du disque galactique, $M(r)$ devrait être quasi-constante car toute la masse lumineuse est concentrée à l'intérieur de ce disque. D'après l'équation 1.1, on a $v_c(r) \propto r^{-\frac{1}{2}}$. Or selon les observations de Vera C. Rubin présentées dans la figure 1.1 pour la galaxie Andromède, la distribution v_c est constante pour des distances supérieures à ~ 10 kpc.

Pour l'expliquer, toujours d'après l'équation 1.1 on doit avoir $M(r) \propto r$, et donc $\rho(r) \propto r^{-2}$, ce qui correspond à une densité sphérique symétrique par rapport au centre de la galaxie. Cela veut dire qu'il existerait une matière sombre formant des

1. Plus d'informations peuvent être trouvées dans [70], [55].

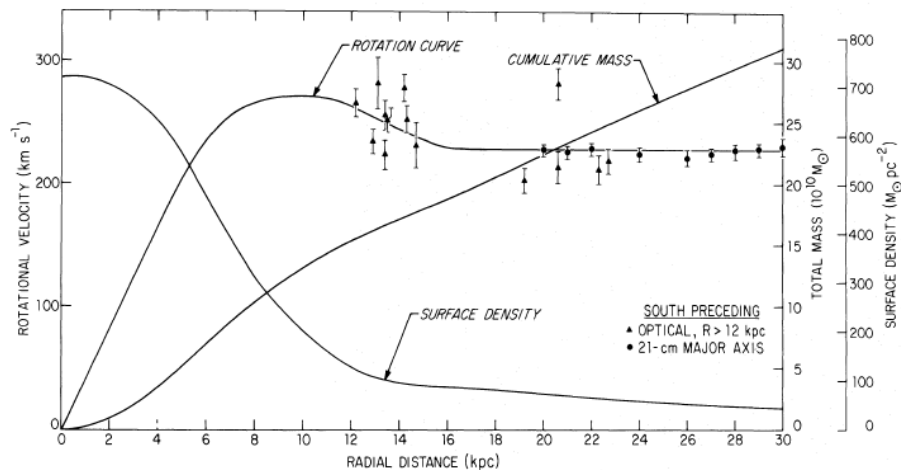


FIGURE 1.1 – Courbe de la vitesse rotation en fonction de la distance radiale pour *M31* ou Andromède prise dans [100]. La figure montre une combinaison des mesures optiques et des mesures de la raie de l’hydrogène à 21cm. Elles montrent que la vitesse de rotation est constante pour des distances supérieures à ~ 10 kpc.

halos sphériques autour du centre de la galaxie.

Les étoiles et les gaz sont concentrés dans une sphère à cause de la dissipation de l’énergie et des interactions électromagnétiques et fortes[74]. A contrario la matière noire forme des halos. Cela pourrait s’expliquer par le fait qu’elle ne perd pas, ou très peu, d’énergie. Elle devrait donc interagir très peu de manière générale, que ce soit avec la matière baryonique ou elle-même.

D’autres chercheurs ont essayé de trouver une explication aux différentes observations de Zwicky et Rubin en modifiant la théorie de la relativité générale, ce sont les Modified Newtonian Dynamics (MOND) [82].

1.1.2 Amas de galaxies et lentilles gravitationnelles

En 2006 des observations sur l’Amas de la Balle² sont publiées remettant en cause les théories modifiant les lois de la gravité [39][32]. L’Amas de la Balle est un amas de galaxies constitué de deux sous-amas entrés en collision. La figure 1.2 présente l’amas observé dans le domaine du visible par le télescope Hubble, et dans le domaine des rayons-X par le satellite Chandra. Sur les deux figures sont superposés les contours du potentiel gravitationnel reconstruit à partir de mesures de l’effet de lentille gravitationnelle dans l’Amas de la Balle.

On remarque dans la figure de droite que les barycentres des potentiels gravitationnels et de la distribution de la matière observée en X ne coïncident pas. Cela veut dire que la majorité de la masse des deux sous-amas ne rayonne pas et est non-collisionnelle. Cette masse serait la matière sombre introduite auparavant pour expliquer la cinématique des galaxies.

2. *bullet cluster* en anglais

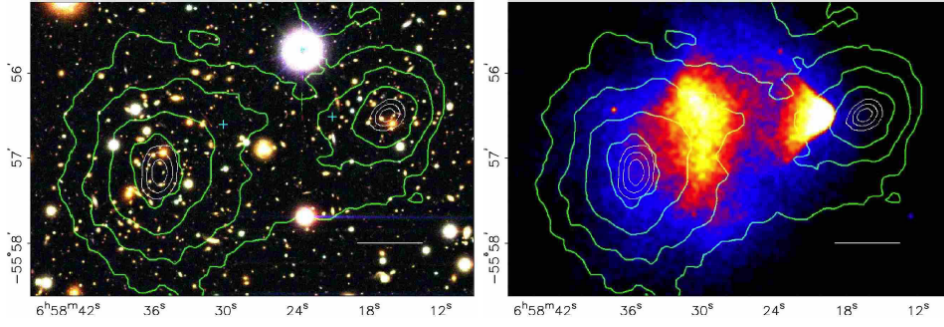


FIGURE 1.2 – À gauche l’Amas de la Balle vu en visible par le télescope Magellan, et à droite vu par le satellite Chandra dans le domaine des rayons-X. Sur les deux figures, les contours du potentiel gravitationnel sont représentés par des lignes vertes. Les figures ont été extraites du papier [39]

D’autres observations similaires démontrant l’existence d’une composante non collisionnelle ont été réalisées pour d’autres amas de galaxies [76] [40] [81].

À partir de ces résultats et grâce à des modèles théoriques et des simulations, il a été possible de mettre une limite supérieure sur la section efficace de la diffusion élastique entre deux particules de matière sombre [98] :

$$\frac{\sigma_{diff\chi}}{m_\chi} < \sim 0.7 \text{ barn} \cdot \text{GeV}^{-1}, \quad (1.2)$$

avec $\sigma_{diff\chi}$ la section efficace de la diffusion élastique entre deux particules de matière sombre et m_χ la masse de la particule de matière sombre.

En 2019 deux groupes de chercheurs ont observé des galaxies qui ne seraient pas constituées de matière sombre. Cela était attendu dans le cas où la matière sombre serait bel et bien une masse manquante et non une faille dans la relativité générale [44][49].

1.1.3 Cosmologie et matière sombre

Le principe cosmologique se base sur le fait qu’à grande échelle, notre univers serait homogène et isotrope, c’est à dire qu’il n’y a pas de centre et qu’aucune direction n’est privilégiée. À partir des équations d’Einstein et de ce postulat on obtient les équations de Friedman-Le Maître qui décrivent l’évolution de l’univers en fonction du facteur d’échelle $a(t)$ [47] :

$$3(H^2 + \frac{K}{a^2}) = 8\pi G\rho_T, \quad (1.3)$$

où G est la constante de Newton, $H = \frac{\dot{a}}{a}$ le taux d’expansion qui se réfère au taux auquel se produit l’expansion de l’univers, K , la courbure, ρ la densité d’énergie et a le facteur d’échelle de l’univers [47].

On appelle la constante de Hubble $H_0 = 67.74 \pm 0.46 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, le taux d'expansion de l'univers actuel.

Actuellement le modèle standard de la cosmologie est appelé $\Lambda - CDM$ pour énergie sombre et matière sombre froide. Ce modèle stipule que notre univers est constitué de 4 composantes :

$$\rho_T = \rho_b + \rho_{cdm} + \rho_r + \rho_\Lambda, \quad (1.4)$$

avec ρ_b la densité de matière baryonique, ρ_{cdm} la densité de matière sombre froide, ρ_r la densité de matière relativiste et de rayonnement et ρ_Λ la densité d'énergie sombre³.

On définit ρ_c la densité critique, c'est à dire la densité nécessaire afin d'avoir un univers homogène, isotrope, de courbure nulle à grande échelle. Elle est liée à H par la relation suivante :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.5)$$

Actuellement la densité critique est estimée à $\rho_{c,0} = (8.62 \pm 0.12) \times 10^{-27} \text{ kg.m}^{-3} \simeq 6 \text{ protons.m}^{-3}$.

On normalise l'équation 1.3 avec cette densité calculée actuellement. On appelle le rapport des densités avec la densité critique les paramètres de densité Ω_i . On a :

$$\frac{K}{H^2 a^2} = \Omega_{cdm} + \Omega_b + \Omega_\Lambda + \Omega_r - 1 \quad (1.6)$$

Le fond diffus cosmologique (CMB) est le rayonnement fossile isotrope qui fait suite au découplage matière-rayonnement qui a eu lieu 380000 années après le Big-Bang. Les observations sur le CMB associées à d'autres mesures sur des phénomènes physiques comme le *lensing*, les oscillations acoustiques de baryon (*BAO*, *Baryon Accoustic Oscillation*) ou la nucléo-synthèse primordiale permettent d'émettre des contraintes sur ces paramètres de densité Ω .

Au premier ordre le rayonnement du CMB présente un spectre de corps noir à $2.726 \pm 0.010 \text{ K}$ [79]. Au second ordre on remarque des anisotropies d'environ $10 \mu\text{K}$ [8], provenant du gel des ondes acoustiques qui avant le découplage se propageaient dans le plasma primordial. On décompose ces anisotropies dans la base des harmoniques sphériques dans l'objectif de construire un spectre en puissance de ces dernières. Ce spectre est indirectement dépendant des paramètres de densité énoncés.

Le télescope Planck est le dernier télescope ayant sondé le fond diffus cosmologique ce qui a permis d'estimer les paramètres du modèle cosmologique avec une erreur relative de l'ordre de 1%.

Intéressons nous à la densité de matière : $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{cdm}$. Les photons issus du CMB parcourent tout l'Univers observable avant d'être observés par nos expériences. Leur chemin est modifié lorsque ces derniers passent au voisinage des grandes masses,

3. L'énergie sombre est de nature inconnue. Elle a été introduite dans le modèle afin d'expliquer l'observation de l'expansion de l'univers [93]. Elle permet de contrebalancer les effets de la gravitation.

c'est le phénomène de lentille gravitationnelle. Cette modification produit des effets au niveau du spectre de puissance du CMB, comme le lissage des pics du spectre en puissance [8].

En combinant ces mesures à celles obtenues par les oscillations acoustiques des baryons⁴[92] et des supernovas de type Ia⁵[29] on arrive à contraindre Ω_m . La valeur actuelle de Ω_m est 0.308 ± 0.012 [8].

Pour contraindre Ω_b , en plus du CMB, on peut se baser sur le phénomène de nucléosynthèse primordiale [41]. Lorsque la température de l'univers a atteint ~ 1 MeV, les réactions permettant de garder un équilibre entre le nombre de neutrons et protons ont cessé. Cela a permis le début de la synthèse d'éléments légers tels que le deutérium (D), l'Hélium-3 (3He), l'Hélium-4 (4He) et le Lithium-7 (7Li). Ces noyaux sont produits à partir des réactions nucléaires du type $X(n, \gamma)Y$, avec X et Y étant les noyaux cités auparavant et démarrant par l'Hydrogène. Le rapport des noyaux produits par nucléosynthèse avec l'hydrogène permet d'émettre des limites supérieures et inférieures sur le nombre de baryons constituant l'Univers. En effet comme $\frac{Y}{H}$ est proportionnel au rapport du nombre de baryons et du nombre de photons $\eta = \frac{n_b}{n_\gamma}$ [41] lors du découplage, on peut émettre à partir de $\frac{Y}{H}$ actuellement des limites sur η . Connaissant n_γ grâce au CMB, on peut alors estimer n_b .

Parmi les noyaux provenant de la nucléosynthèse primordiale, le deutérium est celui qui permet d'avoir la mesure la plus précise de η_b . Dans les sources de nucléosynthèse non-primordiales, il est très difficile de produire du deutérium et il est facile de le détruire. C'est pourquoi la fraction $\frac{D}{H}$ mesurée actuellement devrait être très proche ou inférieure à celle de l'univers après la nucléosynthèse primordiale. Cette mesure permet d'émettre une limite inférieure à η_b . Pour émettre une limite supérieure à η_b , on utilise le rapport $\frac{D+He}{H}$ [41]. À partir des contraintes sur η_b , on peut donner des contraintes sur Ω_b .

Les mesures sur le spectre en puissance des anisotropies du CMB permettent, elles aussi de contraindre Ω_b [8]. En combinant ces résultats on peut estimer $\Omega_b = 0.0486 \pm 0.0010$. Comme $\Omega_m > \Omega_b$, il est nécessaire d'introduire une matière non-baryonique caractérisée par $\Omega_{cdm} = 0.2589 \pm 0.0057$ [8]. Les valeurs actuelles de ces paramètres sont montrées dans la table 1.1 :

4. Les sur-densités du plasma primordial ont laissé une empreinte à grande échelle qui se retrouve sur la distribution des galaxies. On peut caractériser l'évolution de ces sur-densités en observant les zones de sur-densité dans notre galaxie.

5. Les supernovas thermonucléaires proviennent de la mort stellaire de certaines naines blanches. La connaissance du processus engendrant une supernova permet de reconstruire de manière optimale sa luminosité. En étudiant le *red-shift* de ces chandelles, on peut donner une mesure de la constante de Hubble H_0 et on montre que l'expansion de l'univers s'accélère. Cela permet alors de donner une estimation de Ω_Λ .

	Ω_{cdm}	Ω_b	Ω_Λ	Ω_r
Ω	0.2589 ± 0.0057	0.0486 ± 0.0010	0.6911 ± 0.0062	$\sim 5.46 \times 10^{-5}$

TABLE 1.1 – Valeurs actuelles des différents paramètres de densité [8]

1.2 Candidats à la matière sombre

Des analyses et simulations de la formation de notre Univers indiquent qu’une grande partie de la matière sombre devrait être *froide*, c’est à dire que lors du découplage de la matière baryonique et de la matière sombre, cette dernière était non-relativiste [85].

D’après ces simulations, si la matière sombre avait été principalement *chaude*, l’univers ne serait pas majoritairement composé de petites structures telles que les galaxies. Pour expliquer cette prolifération de petites structures dans notre univers suite au CMB, il est nécessaire d’introduire une matière sombre froide. Dernièrement certains modèles prédisent une matière sombre tiède, ou un mélange de matière sombre chaude et froide [30].

Les principaux candidats à la matière sombre doivent satisfaire quelques conditions :

- Être stables avec un temps de vie supérieur à celui de l’Univers actuel, autrement ils se seraient déjà désintégrés ;
- Interagir très peu avec les radiations électromagnétiques, dans le cas contraire on aurait déjà détecté la matière sombre ;
- Une densité relique correspondant à celle mesurée par la matière sombre $\Omega_c h^2 = 0.02233 \pm 0.00015$.

La figure 1.3 montre les différents candidats potentiels de la matière sombre et comme on le remarque, mis à part les neutrinos, la totalité des candidats ne font pas partie du modèle standard de la physique. Les seuls candidats potentiels non-présents sur cette figure sont les trous noirs primordiaux qui se seraient formés avant le découplage matière-radiation. En utilisant des méthodes de lentilles gravitationnelles des contraintes importantes sur leur masse ont déjà été mises en place [34].

Bien que les neutrinos leptoniques soient des candidats naturels dû au fait que ce sont des particules neutres et stables, ils ne sont pas assez massifs pour composer la totalité de la matière sombre ; lors du découplage de la matière sombre avec la matière baryonique les neutrinos étaient des particules relativistes. De plus leur densité relique a été estimée et est bien plus petite que celle mesurée pour la matière sombre. Néanmoins l’hypothétique neutrino stérile, plus massif que ses trois confrères à saveur leptonique, pourrait être un candidat possible [48].

Dans les prochaines lignes nous allons discuter de deux candidats : l’axion et le WIMP. Par la suite nous énumérerons de nouvelles théories de la matière sombre, telles que la théorie du secteur caché ou la matière sombre asymétrique.

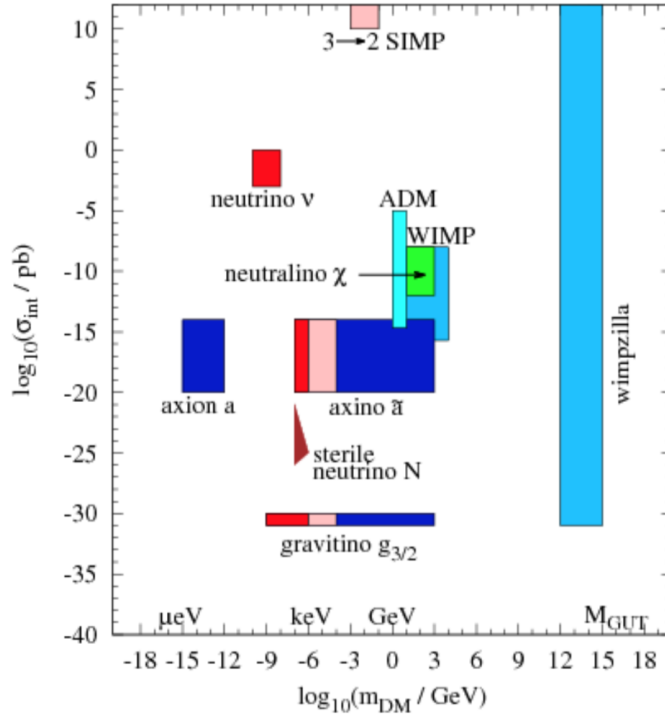


FIGURE 1.3 – Figure représentant les différents candidats de la matière sombre en fonction de leur masse et de leur section efficace d’interaction avec la matière ordinaire. En bleu, rose et rouge, les candidats de la matière sombre, froide, tiède et chaude respectivement. Les neutralinos font partis de la matière sombre froide. [25]

1.2.1 Les axions

Le lagrangien de la QCD inclut un terme brisant la symétrie CP :

$$\mathcal{L}_\Theta = -\Theta \frac{\alpha_s}{8\pi} \mathcal{G}^{\mu\nu a} \mathcal{G}_{\mu\nu}^a, \quad (1.7)$$

avec $\Theta \in [-\pi, \pi]$ un paramètre provenant de la masse des quarks, α_s la constante de couplage de l’interaction forte, $G^{\mu\nu a}$ le tenseur du champs de la couleur et $\mathcal{G}_{\mu\nu}^a$ son dual.

Ce terme suppose que le neutron a un moment dipolaire électrique directement lié à la valeur Θ . D’après les récentes tentatives de mesure de ce moment, on a $\Theta < 10^{-8}$ [90]. Les physiciens cherchent à comprendre le fait que cette valeur $\Theta < 10^{-8}$ soit très petite, alors que rien dans la QCD ne l’implique. C’est le *Problème CP*.

En 1970, Peccei et Quinn introduisent une nouvelle symétrie spontanément détruite $U(1)_{PQ}$ [89] permettant de résoudre ce problème. L’axion est alors le boson de Nambu-Goldstone de cette symétrie. En incluant $U(1)_{PQ}$ dans la QCD, le terme brisant la symétrie devient :

$$\mathcal{L}_\Theta = \left(\frac{\Phi_A}{f_A} - \Theta \right) \frac{\alpha_s}{8\pi} \mathcal{G}^{\mu\nu a} \mathcal{G}_{\mu\nu}^a, \quad (1.8)$$

où Φ_A est le champ de l’axion et f_A est la largeur de désintégration de l’axion. A des températures supérieures à la phase de transition de la QCD, c’est à dire

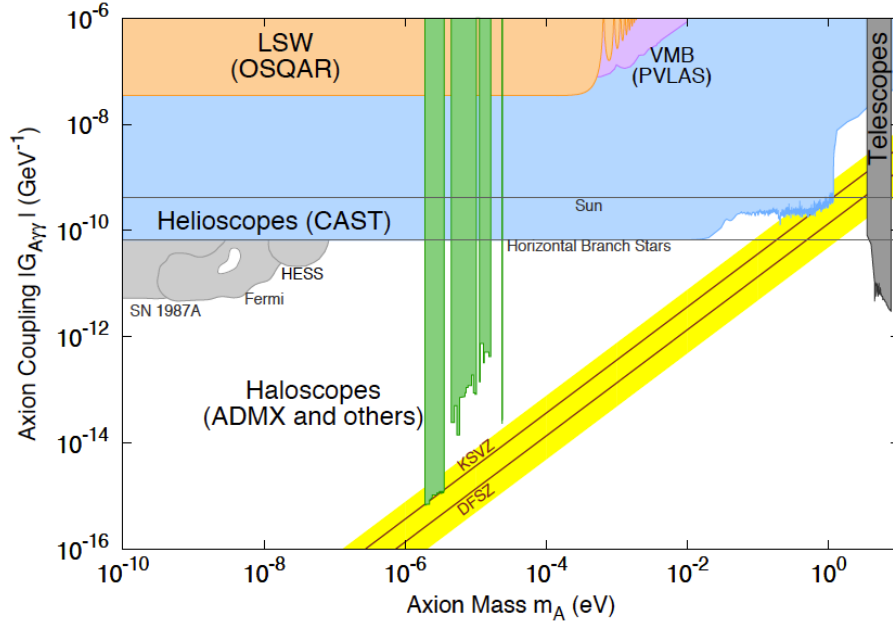


FIGURE 1.4 – Limites sur la masse et la constante de couplage $G_{A\gamma\gamma}$ de l'axion [55]. Cette figure date de 2018. *KSVZ* et *DFSZ* sont deux modèles historiques des axions [105][46]

lors du passage de plasma gluon-quark à un gaz de hadrons, le champ ϕ_A fluctue et l'axion n'a alors pas de masse. Lorsqu'on atteint une température proche de celle de la transition de QCD, le champ Φ_A est à son minimum pour $\Phi_A = \Theta \times f_A$, le terme de la QCD brisant la symétrie est alors nul, la symétrie CP est restaurée et l'axion développe une masse $m_A \simeq \frac{f_\pi m_\pi}{f_a}$ avec $f_\pi \simeq 92$ MeV et $m_\pi \simeq 135$ MeV la largeur de désintégration, et la masse du pion respectivement.

Suite à ce procédé la densité relicue de l'axion peut être calculée comme :

$$\Omega_a h^2 = \kappa_a \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{1.175} \Theta^2, \quad (1.9)$$

avec $\kappa_a \simeq 0.5$ un facteur numérique. Pour f_a proche de $\nu_{weak} = 247$ GeV, l'échelle de la brisure de la symétrie électro-faible, on remarque que les axions doivent avoir une masse proche de quelques meV.

Dans l'objectif de détecter des axions ADMX[51], une expérience située à l'Université de Washington utilise le fait que ce boson pourrait possiblement se convertir en photon dans un champ magnétique intense. Cette interaction est modélisée par le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{A\gamma\gamma} = G_{A\gamma\gamma} \vec{E} \cdot \vec{B} \phi_A, \quad (1.10)$$

avec E et B des champs électriques et magnétiques et $G_{A\gamma\gamma}$ la constante de couplage. La figure 1.4 montre le graphe d'exclusion de 2018 des axions [55].

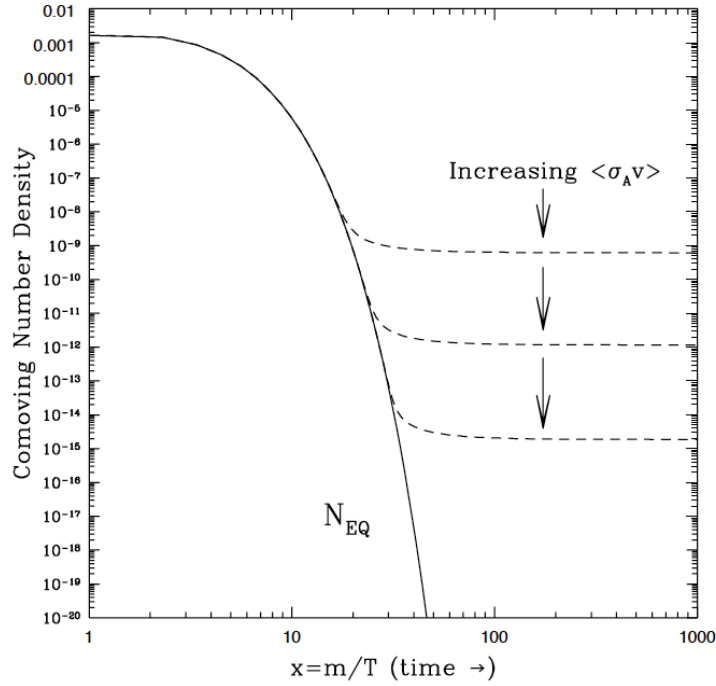


FIGURE 1.5 – Évolution de la densité comobile de WIMP n_χ en fonction de m_χ/T dans l’Univers primordial au moment du découplage des WIMP [63]. Le trait plein représente l’évolution de la densité comobile lorsque le taux d’annihilation est plus grand que le taux d’expansion. Les traits pointillés représentent l’inverse pour différentes valeurs du taux d’annihilation.

1.2.2 Les WIMPS

En considérant que dans les premiers instants de l’Univers la matière sombre se trouvait à l’équilibre thermique et chimique avec la matière ordinaire, le taux d’annihilation et le taux de création de matière sombre à partir de la matière ordinaire sont quasi égaux. Dès que $k_B T$ est inférieur à m_χ , l’annihilation de particules ordinaires ne peut pas créer des particules de matière sombre par manque d’énergie. L’évolution de la matière sombre est alors donnée par l’équation de Boltzmann suivante :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - \langle \sigma_A v \rangle \times (n_\chi^2 - n_{\chi,eq}^2), \quad (1.11)$$

avec $n_{\chi,eq}$ la densité comobile de matière sombre à l’équilibre chimique, H le taux d’expansion de Hubble et $\sigma_A v$ la section efficace d’annihilation de la matière sombre intégrée sur la distribution des vitesses.

La figure 1.5 montre l’évolution de la densité comobile de matière sombre en fonction de m_χ/T . Comme on peut le voir l’évolution de la densité dépend de la compétition entre expansion de l’univers et la section efficace d’annihilation de la matière sombre.

Lorsque le taux d’annihilation est très inférieur au taux d’expansion de l’univers, l’annihilation cesse et la densité comobile va tendre vers une constante, la densité

relique de la matière sombre est alors découplée du reste de l'univers. On parle de gel de la matière sombre, ou *freeze-out*.

La section efficace d'annihilation est reliée à la densité relique par la relation :

$$\langle \sigma_A v \rangle = \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\Omega_c h^2} \simeq 2.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.12)$$

On remarque alors que cette valeur est très proche de la section efficace typique de l'interaction faible $\sigma_{weak} \simeq \frac{\alpha_{weak}^2}{m_W^2}$, avec α_{weak} et m_{weak} la constante de couplage de l'interaction faible et la masse du boson W respectivement.

Cette coïncidence laisse suggérer que la matière sombre pourrait interagir par le biais de l'interaction faible ; c'est le **miracle WIMPS**, pour Weakly Interacting Massive Particle.

La super-symétrie propose un candidat naturel au WIMP, le neutralino. Cette théorie a été écrite dans l'objectif de résoudre le problème de hiérarchie⁶[63] et d'unification des constantes de couplage⁷[63].

La super-symétrie consiste en une symétrie boson-fermion, qui associe à tout état fermionique un état bosonique super-partenaire et inversement. Dans l'extension minimale super-symétrique du modèle standard, toutes les particules du modèle standard ont un partenaire super-symétrique.

Les partenaires super-symétriques des bosons B , W , H_u , H_d , et les fermions $\tilde{B}$, $\tilde{W}$, $\tilde{H}_u$, $\tilde{H}_d$ se mélangent pour donner les états propres de masse, les neutralinos $\chi_1, \chi_2, \chi_3, \chi_4$. D'après ce modèle le neutralino χ_1 est le moins massif de tous les partenaires super-symétriques, avec une masse allant de l'ordre du GeV au TeV, ce qui correspond à la masse attendue du WIMP. De plus, d'après le MSSM, cette super-particule est stable. La théorie MSSM impose la création d'une nouvelle quantité R_p afin que le proton soit stable, $R_p = 1$ ou -1 pour des particules standards et super-symétriques respectivement. La conservation de la quantité R_p a pour conséquence d'interdire la désintégration de la particule super-symétrique la plus légère, le neutralino χ_1 .

Ces deux caractéristiques font du neutralino un candidat naturel à la matière sombre.

1.2.3 Le secteur caché [26]

Avec les dernières contraintes émises sur les WIMPs ainsi que l'absence de signal de super-symétrie dans les expériences auprès des accélérateurs, de nouveaux modèles de matière noire commencent à prendre de l'ampleur. Ces derniers sont

6. Le modèle standard de la physique ne permet pas d'estimer la masse du Higgs. Cependant si une future théorie devrait apparaître permettant l'unification des 4 forces, la masse du Higgs pourrait être de l'ordre de l'échelle de Planck $\sim 10^{18} \text{ GeV}$. Mais cette dernière a été mesurée à 125 GeV au LHC. Grâce à la super-symétrie on introduit des corrections au lagrangien du modèle standard permettant de corriger la masse du Higgs.

7. Le modèle standard ne permet pas l'unification des forces électromagnétique, forte et faible. La super-symétrie permet l'unification de ces forces à 10^{16} GeV , l'échelle de Grande Unification.

basés sur le fait que les particules provenant de la matière sombre seraient neutres par rapport aux forces du modèle standard, mais chargées par rapport à une nouvelle force, qui n'aurait pas encore été découverte et provenant d'un secteur dit caché, *Hidden Sector*.

Par définition les particules du secteur caché pourraient n'avoir aucune interaction avec les particules du modèle standard, mais le médiateur de la nouvelle force pourrait se coupler avec elles. Cela permet d'introduire d'une nouvelle façon la matière sombre.

Production quasi-thermale de la matière sombre [125]

Dans le cas d'une matière sombre produite par *freeze-out*, telle que le WIMP, on a vu que les densités de matière sombre et matière baryonique peuvent être liées par un équilibre chimique. On aurait alors $\Omega_{cdm} \simeq r\Omega_b \frac{m_\chi}{m_p}$, avec r un nombre dépendant du couplage entre les deux matières, et m_p la masse du proton. Dans le cas de la production par *freeze-out*, r serait de l'ordre de l'unité.

La matière sombre asymétrique consiste à supposer qu'il existe une asymétrie comme celle pour les baryons. Lors du couplage des deux matières, si une asymétrie est produite dans l'une des deux, elle a alors pu être transférée à l'autre. A partir du découplage des deux matières, l'évolution du nombre de particules de matière sombre pourrait ne pas suivre l'équation de Boltzmann 1.11 et r pourrait alors être plus grand, permettant à la masse de la matière sombre d'être plus petite.

Production par *freeze in*

La matière sombre pourrait être très peu couplée aux particules du modèle standard et pourrait ne jamais être thermalisée avec ces dernières. Même dans ce cas là, dans les premiers instants de l'Univers pour des températures supérieures à m_χ , il serait possible que la matière ordinaire s'annihile pour produire de la matière sombre. Lorsque la température décroît et passe en-dessous de m_χ , le nombre de particules de matière sombre est alors fixé. C'est le phénomène de *freeze in*.

Ce procédé de production est d'une certaine façon l'inverse de la production par *freeze out*. En effet $\Omega_{cdm} \propto \frac{1}{\langle \sigma_{Av} \rangle}$ dans le cas du *freeze-out* alors que $\Omega_{cdm} \propto \langle \sigma_{Av} \rangle$ dans celui du *freeze-in*. Ainsi plus la section efficace d'annihilation est importante, plus la densité relique de matière sombre est importante. Plus d'information sur le *freeze-in* peuvent être trouvées dans la référence [56].

1.3 Détection indirecte de matière sombre et recherche dans les accélérateurs

La figure 1.6 montre un diagramme schématisant les trois manières de détecter la matière sombre : la détection par production auprès des collisionneurs, la détection indirecte et la détection directe. Ces trois stratégies de détection sont complémentaires et permettent de contraindre les propriétés de la matière sombre.

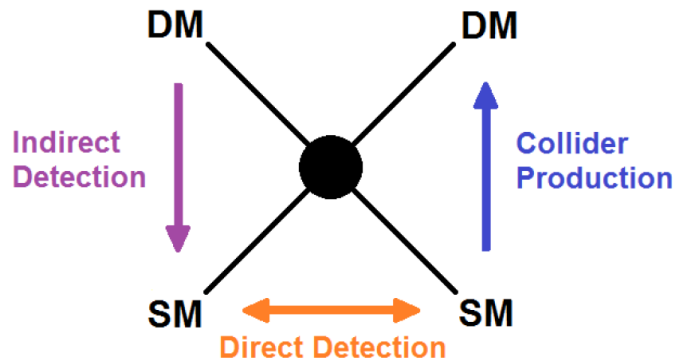


FIGURE 1.6 – Ce diagramme illustre les trois voies pour la recherche de matière sombre.

1.3.1 Détection indirecte [106]

La détection indirecte de matière sombre se base sur l'hypothèse que cette dernière puisse s'annihiler en produisant des particules du modèle standard telles que des photons, neutrinos, leptons ou hadrons. Dans ce cas on pourrait détecter directement le produit de cette annihilation, notamment dans le cas où les particules produites sont des photons. Mais on pourrait aussi chercher une distribution de photons/rayons cosmiques dont l'*end-point* serait lié à la masse de la matière sombre[106].

La figure 1.7 montre suivant les particules détectées, les intervalles d'énergie balayés par différentes expériences. Comme on peut le remarquer, la recherche de matière sombre s'effectue à toutes les énergies possibles notamment pour les photons.

Je vais présenter brièvement quelques sondes d'observation de la matière sombre.

Fond diffus Cosmologique

Lors du découplage matière-rayonnement, l'Univers était constitué d'atomes provenant de la nucléosynthèse primordiale et majoritairement d'hydrogène. Les premières étoiles ne se sont pas encore constituées, ainsi le seul rayonnement présent est le rayonnement fossile. On appelle cette période de l'Univers l'âge sombre et il prend fin avec la formation des premières étoiles qui vont peu à peu illuminer l'Univers et commencer à former des éléments lourds.

On peut supposer que les particules provenant de la désintégration ou de l'annihilation de matière sombre pendant l'âge sombre auraient ionisé les atomes d'hydrogène. Les électrons libres résultant pourraient alors interagir avec les photons du CMB et modifier les anisotropies de ce dernier [38].

Le CMB offre les contraintes les plus importantes sur la masse de la matière sombre lorsque les produits de l'annihilation sont difficilement observables comme les électrons, les positrons de basse énergie déviés par le vent solaire, et les photons de basse énergie absorbés facilement par le bruit de fond astrophysique trop important.

Les derniers résultats de la collaboration *PLANCK* sont montrés sur la figure 1.8, accompagnés de certains résultats ayant potentiellement découvert un signal de

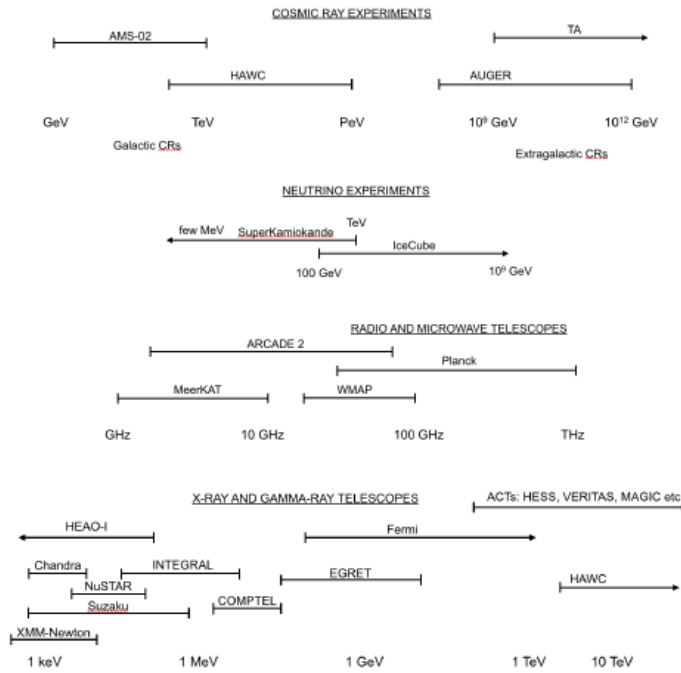


FIGURE 1.7 – Un schéma des échelles d'énergie explorées par différentes expériences dont un des objectifs est de détecter une signature de matière sombre. De haut en bas, on a les détecteurs à rayons cosmiques, les télescopes à neutrinos, télescopes à photons dans les domaines radio et micro-ondes, UV, rayons X et gamma.

matière sombre [8].

On remarque que l'hypothèse WIMP issue d'un découplage thermique a déjà été contrainte pour des masses inférieures à ~ 10 GeV

Rayons gamma

Dans le domaine des rayons gamma, en dessous de 100 GeV les meilleures contraintes sur la section efficace d'annihilation et la masse de la matière sombre proviennent des observations de galaxies naines autour de la voie lactée effectuées par *Fermi*[5]. Ce satellite pourrait détecter des photons pouvant provenir directement de l'annihilation de la matière sombre, ou produit par les particules issues de cette dernière. Dans le cas des rayons gamma dont l'énergie est supérieure à 100 GeV, les télescopes Cherenkov, tel que H.E.S.S., produisent les meilleures contraintes en raison de leur surface effective. En dessous de cette énergie, les particules de la cascade issues de ces rayons gamma dans l'atmosphère ne produisent plus assez de lumière Cherenkov et la largeur des cascades est restreinte, réduisant l'avantage de la surface effective. Trois signaux potentiellement issus de l'annihilation de la matière sombre ont été détectés.

- Un pic de photons à 3.5 keV a été découvert par l'expérience *XMM-Newton* [60][33] en scannant plusieurs amas de galaxies. Ce pic pourrait provenir de la matière sombre, notamment des axions, tout comme des lignes de fluorescence

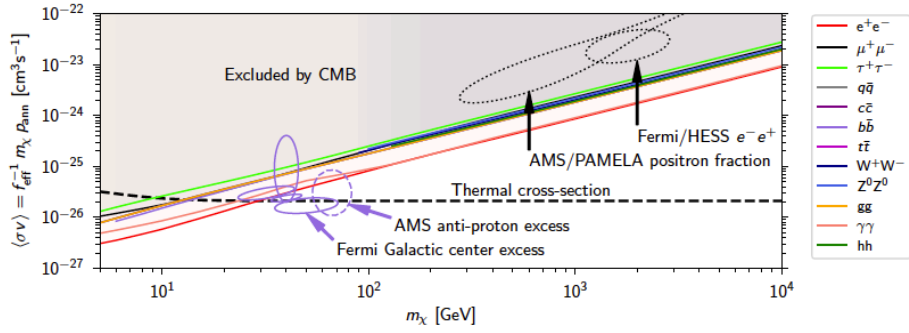


FIGURE 1.8 — Contraintes sur la section efficace d’annihilation en fonction de la masse de la matière sombre de PLANCK [8]. Les courbes solides de différentes couleurs représentent différents canaux possibles de la désintégration de la matière sombre, détaillés dans la légende. La courbe en tirets représente la valeur de la section efficace d’annihilation en fonction de la masse de la matière sombre dans le cas du scénario du découplage thermique de la matière sombre. Elle est calculée à partir de la densité relique de la matière sombre.

produites par certains atomes ;

- Un signal provenant de l’excès de photons de l’ordre du GeV lors des observations du centre de notre galaxie. Ici à la différence de la première observation, les sources de bruit de fond sont très importantes, telles les rayons cosmiques interagissant avec le gaz, produisant des photons de haute énergie, des électrons interagissant avec des photons, des photons provenant de pulsars, ou de restes de supernovas. Cet excès a été découvert par deux physiciens analysant les données du télescope Fermi. Dernièrement la collaboration *Fermi* a publié une étude de ses données après avoir modélisé le bruit de fond d’une manière différente, ils retrouvent le même excès[4] ;
- Le dernier signal provient d’une ligne à 511 keV résultant de l’annihilation de deux particules de matière sombre en un positron et un électron, détecté par INTEGRAL [61]. Cette ligne provient de l’annihilation d’un électron et d’un positron formant un positronium.

Rayons cosmiques

Dans les rayons cosmiques les canaux de détection les plus importants sont les positrons et les anti-protons. Cependant ces recherches sont entâchées d’erreurs systématiques associées à la propagation des rayons cosmiques par les effets du champ magnétique solaire par exemple.

De potentiels signaux de matière sombre ont été découverts dans les canaux d’anti-protons et positrons. Une augmentation du ratio positrons-électrons à des énergies proches de 10 GeV a été pour la première fois détectée par PAMELA[7] en 2008. Cet excès a depuis été confirmé par *Fermi*[86] et AMS-02[12]. Cet excès pourrait être expliqué par l’annihilation de matière sombre en positrons, mais aussi par la production de positrons par des pulsars.

1.3.2 Recherches dans les accélérateurs

Le LHC pour Large Hadron Collider est le plus grand accélérateur construit à ce jour. C'est un accélérateur circulaire de Hadrons (protons et noyaux lourds). Les objectifs du LHC sont :

- L'étude et le test du modèle standard de la physique des particules. On peut notamment citer la découverte du boson de Higgs-Englert-Brout en 2012 grâce aux expériences ATLAS et CMS. Elle a permis de valider le modèle standard ;
- La violation CP avec LHCb ;
- l'étude des plasmas quark-gluon avec Alice ;
- La découverte de nouveaux états liés de quarks tels que les pentaquark découverts en 2015 et celui découvert en 2019, par LHCb. Ce dernier avait été prédit par Gell-Man en 1964 ;
- La recherche de physique au-delà du modèle standard.

Au-delà du modèle standard, le LHC teste la super-symétrie et permet de produire des limites sur la masse des super-partenaires. Aucun super-partenaire n'a été découvert à ce jour.

Lors des collisions au LHC, il serait possible de produire des particules de matière sombre. Ces particules ne seraient pas détectées par les différents détecteurs. Cependant on aurait une énergie manquante dans la reconstruction d'une collision qui pourrait être associée à la production de particules de matière sombre.

1.4 Détection directe de matière sombre

Dans cette section nous allons discuter de la détection directe de matière sombre. De manière générale la stratégie de détection de matière sombre consiste à étudier l'interaction matière sombre - matière baryonique modélisée par une collision élastique d'une particule de matière sombre sur un noyau. Une partie de l'énergie cinétique de la particule est alors transférée au noyau, qui va alors se déplacer. Ce phénomène est appelé recul nucléaire. L'énergie cinétique emmagasinée par le noyau est alors redistribuée selon trois canaux : ionisation, scintillation et excitations. La différence entre l'énergie de recul et l'énergie d'ionisation ou de scintillation est appelée facteur de *quenching*.

Dans la détection directe de matière sombre, les détecteurs ont pour objectif de mesurer les reculs nucléaires produits par des particules de matière sombre à partir d'un ou plusieurs canaux. Cette mesure permettra alors d'émettre des contraintes sur les propriétés du WIMP.

Ces mesures sont toutes dominées par le bruit de fond de particules provenant de la radioactivité ambiante. C'est pourquoi toutes les expériences de ce domaine mettent en place des stratégies permettant de différencier le signal WIMPs de celui produit par d'autres particules telles que les neutrons, photons ou électrons.

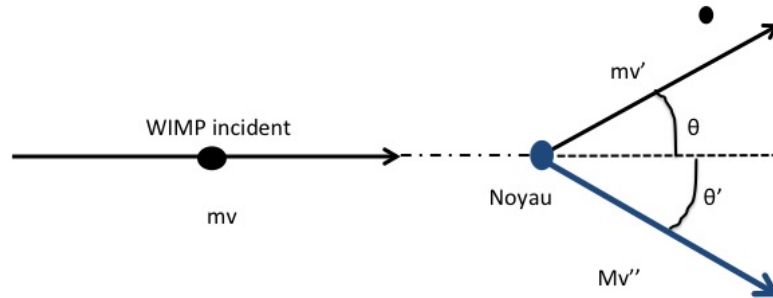


FIGURE 1.9 – Schéma de la diffusion élastique matière sombre-noyau

Parmi ces stratégies la connaissance parfaite du bruit de fond et la production d'un modèle de ce dernier est commune et "obligatoire" pour toutes les expériences dont l'objectif est de détecter la matière sombre directement. Certaines expériences vont réussir à différencier des signaux provenant de reculs nucléaires et de reculs électromagnétiques, afin de distinguer l'interaction de particules neutres des particules électromagnétiques. D'autres vont même mesurer la direction du recul nucléaire dans l'objectif de distinguer les reculs nucléaires de neutrons ou de neutrinos, de reculs de particules de matière sombre. Les reculs des neutrons sont attendus isotropes, à l'inverse ceux de la matière sombre et des neutrinos ont une direction privilégiée. En effet les neutrinos proviennent du milieu ambiant des détecteurs, alors que les neutrinos proviennent majoritairement du soleil et la matière sombre tourne autour de la galaxie. La direction privilégiée de la matière sombre est celle du halo de matière sombre.

Dans le cas de longues prises de données, de l'ordre de plusieurs années, on peut aussi utiliser le fait que le signal provenant de la matière sombre inclut une modulation annuelle due à la révolution de la Terre autour du Soleil et donc de la modification dans le référentiel terrestre de la vitesse de la matière sombre.

Dans un premier temps nous établirons l'équation permettant de donner le nombre de reculs nucléaires attendu par l'interaction de la matière sombre avec les détecteurs. Puis nous ferons un court bilan de l'état de l'art de la détection directe de WIMPs.

1.4.1 Calcul du taux de reculs nucléaires induit par un WIMP [72]

De nombreuses observations physiques motivent l'existence d'un halo de particules de matière sombre englobant la Voie Lactée. Le système solaire voyagerait à travers le halo avec une vitesse avoisinant les 250 km.s^{-1} [84]. Ce mouvement induit-

rait un flux de matière sombre de l'ordre de $10^5 \times \frac{100 \text{ GeV}}{m_\chi} \text{ cm}^{-2}$ dans un détecteur terrestre. Dans le référentiel du laboratoire la vitesse de la matière sombre serait de l'ordre de 330 km.s^{-1} au maximum⁸; la matière sombre est alors considéré comme une particule non-relativiste.

Pour une collision élastique non relativiste, représentée dans la figure 1.9, l'énergie transférée au noyau est donnée par l'équation :

$$E_R = 2v^2 \frac{\nu_R^2}{m_N} \cos^2(\theta_R), \quad (1.13)$$

avec $\nu_r = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$ la masse réduite du système, m_N la masse du noyau, m_χ la masse de la matière sombre, v la vitesse des particules de matière sombre dans le référentiel du laboratoire, et θ_R l'angle de déviation de la particule de matière sombre. Les reculs nucléaires vont de quelques keV à quelques MeV en fonction de la masse de la matière sombre et du noyau cible. Dans le cas du silicium pour une particule de matière sombre de masse $m_\chi = 6 \text{ GeV}$, on a $E_r \simeq 1 \text{ keV}$ en moyenne.

Le taux d'événements par unité de masse du détecteur est alors donné par :

$$dR = \frac{\rho_0}{m_\chi} \times \frac{1}{m_N} \times \frac{d^2\sigma_{\chi-N}}{dE_R d\Omega_R} \times v f(\vec{v}) \times d^3v dE_R d\Omega_R, \quad (1.14)$$

avec $\frac{\rho_0}{m_\chi}$ le nombre de particule par unité de masse locale de matière sombre, $\sigma_{\chi-N}$ la section efficace de la diffusion élastique, $f(\vec{v})$ la distribution de vitesse des particules de matière sombre, et Ω_R l'angle solide de déviation. Il est intéressant de noter que le taux d'événements est inversement proportionnel à la masse de la matière sombre, ce qui permet à des détecteurs de quelques grammes mais dont le seuil de détection est proche de l'eV de détecter la matière sombre.

En intégrant sur la distribution des vitesses de la matière sombre, on obtient le taux différentiel en fonction de l'énergie et de l'angle solide de déviation :

$$\frac{d^2R}{dE_R d\Omega_R} = \frac{\rho_0}{m_\chi} \times \frac{1}{m_N} \int \frac{d^2\sigma_{\chi-N}}{dE_R d\Omega_R} v f(\vec{v}) d^3v. \quad (1.15)$$

On peut simplifier $d\Omega_R$ par $2\pi d\cos\theta$ du fait de la symétrie azimutale de la diffusion autour du vecteur vitesse de la matière sombre. De plus la conservation de l'impulsion impose une relation entre l'angle de recul θ_R et le moment transféré 1.13. Pour un couple (E_R, v) , l'angle θ_R ne peut prendre qu'une seule valeur. On peut donc imposer cette contrainte au travers d'une distribution de Dirac donnée par :

$$\delta(\cos\theta_R - \frac{q}{2\nu_R v}) = v \delta(v \cos\theta_R - v_{min}) \quad (1.16)$$

avec $v_{min} = \sqrt{\frac{E_R m_N}{2\nu_R^2}}$ la vitesse minimale nécessaire à une particule de matière sombre pour créer un recul nucléaire d'énergie E_R .

8. Ceci lorsque le mouvement de la Terre dans le référentiel héliocentrique est colinéaire avec le mouvement du Soleil par rapport au centre de la Voie Lactée.

On obtient donc pour l'équation 1.15 :

$$\frac{d^2 R}{dE^R d\Omega_R} = \frac{\rho_0}{m_\chi} \times \frac{1}{m_N} \int \frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R} v^2 \delta(v \cos \theta_R - v_{min}) f(\vec{v}) d^3 v. \quad (1.17)$$

Le calcul de la section efficace $\sigma_{\chi-N}$ doit prendre en considération plusieurs paramètres de la collision élastique entre une particule de matière sombre et un noyau. Ces paramètres proviennent de la physique des particules et de la physique nucléaire. La distribution des quarks dans le nucléon et la distribution des nucléons dans le noyau interviennent dans le calcul de la section efficace $\sigma_{\chi-N}$. De manière générale, l'interaction matière sombre-noyau peut se séparer en deux composantes, une composante dite spin-indépendant (SI), et une autre spin-dépendante (SD). On a donc :

$$\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R} = \left(\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R}\right)_{SI} + \left(\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R}\right)_{SD} = \frac{m_N}{2\nu_N^2 v^2} \times (\sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) + \sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R)), \quad (1.18)$$

avec $\sigma_0^{SI/SD}$ et $F_{SI/SD}(E_R)$ les sections efficaces à moment transféré nul et les facteurs de forme nucléaire dépendants et indépendants du spin, respectivement. Les facteurs de forme permettent de prendre en considération la structure du noyau.

Effectuons une petite digression sur l'estimation de σ_0^{SI} et $F_{SI}(E_R)$. Dans le cas de DAMIC les détecteurs de silicium sont principalement composés de l'isotope ^{28}Si de spin 0, c'est pourquoi nous ne discuterons que de la partie indépendante du spin. La section efficace à moment transféré nul peut être donnée par la formule suivante :

$$\sigma_0(A, Z) = \frac{4\nu_N^2}{\pi} (Zf_p + (A - Z)f_n)^2, \quad (1.19)$$

avec A et Z le nombre de masse et le numéro atomique respectivement, et $f_{p/n}$ les amplitudes de diffusion du matière sombre sur le proton et le neutron. Ces mêmes amplitudes sont obtenues en sommant les couplages de la matière sombre avec chaque quark. En général on suppose que la diffusion est dominante sur les quarks de la mer, ce qui impose que $f_p \sim f_n$. On a donc

$$\sigma_0(A) = \frac{4\nu_N^2}{\pi} (Af_p)^2. \quad (1.20)$$

Cette formule montre que dans le cas des collisions indépendantes du spin, la section efficace $\sigma_0(A)$ est proportionnelle au carré du nombre de nucléons du noyau cible. Il est donc préférable pour la détection indépendante du spin d'utiliser un noyau cible à grand nombre de nucléons afin de maximiser la section efficace.

Concernant le facteur de forme il est défini comme étant la transformée de Fourier de la distribution de la densité $\rho(\vec{r})$ du noyau. Il existe plusieurs modèles afin d'estimer cette densité. On peut notamment citer le modèle de sphère solide du noyau gaussien. Pour une solution approchée on peut utiliser la théorie d'Hartree-Fock sur les quarks. Tous ces modèles sont basés sur le fait que l'on a une symétrie

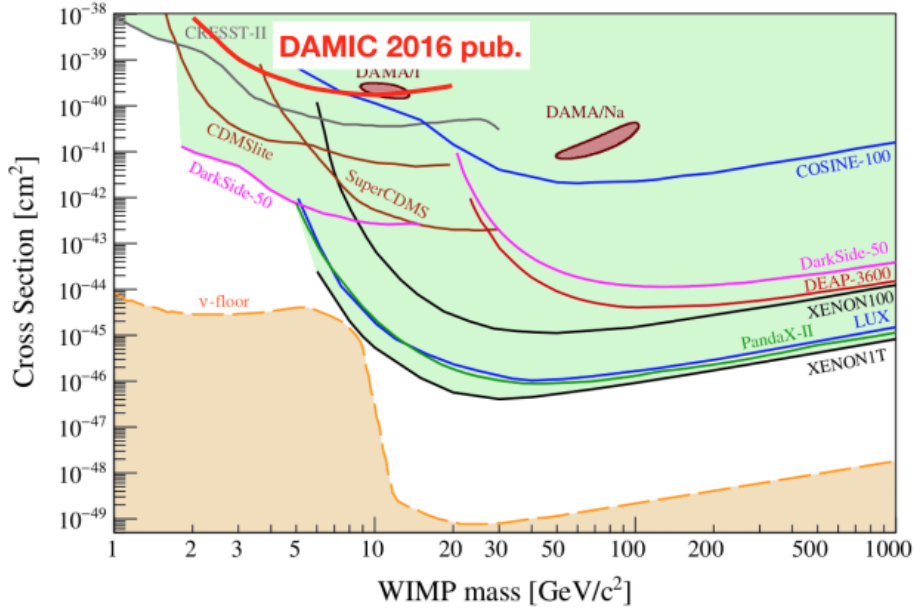


FIGURE 1.10 – Contraintes sur la section efficace d’interaction élastique de la matière sombre avec un noyau en fonction de la masse de la matière sombre[37].

sphérique.

Revenons à l’équation du taux d’évènements. D’après la simplification utilisée pour la section efficace, on a :

$$\frac{d^2 R}{dE_R d\Omega_R} = \frac{\rho_0}{4\pi m_\chi \nu_N^2} \sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) \tilde{f}(v_{min}, \vec{q}) \quad (1.21)$$

avec $\tilde{f}(v_{min}, \vec{q})$ la transformée de Radon[45]. Grâce à ses propriétés on peut intégrer l’expression sur toutes les directions de la vitesse des WIMPs, et on a :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{2m_\chi \nu_N^2} \sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R) \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3v \quad (1.22)$$

Cette formule donne le taux d’évènements de matière sombre classique. Bien que la section efficace augmente en fonction du nombre de nucléons du noyau, on remarque que l’énergie de recul diminue au carré en fonction de la masse du noyau, et donc du nombre de nucléons.

Cette formule dépend de différentes grandeurs qui sont déterminées dans des domaines physique différents tel que l’astrophysique, la physique des particules et la physique nucléaire au travers de la densité locale de matière sombre, des sections efficaces et des facteurs de formes respectivement.

1.4.2 Etat de l’art et perspectives pour la recherche directe de WIMP

Il y a plusieurs types de détecteurs permettant de détecter la matière sombre, chacun ayant ses avantages et inconvénients. On présentera ici trois catégories, TPCs pour les Time Projection Chambers, les détecteurs à scintillations solides et les semi-conducteurs.

Les Time Projection Chamber

Ce sont sûrement les expériences les plus connues dans le domaine de la détection directe, notamment par le fait que ce soient de très grandes collaborations et que les contraintes obtenues par ces dernières sont les plus compétitives pour des masses de WIMPs supérieures à 10 GeV⁹. Dernièrement c’est même l’expérience DarkSide50[9] qui a publié les contraintes les plus importantes entre 1 GeV et 10 GeV¹⁰.

Les TPCs consistent à appliquer un champ électrique dans un volume de gaz ou liquide ou les deux¹¹. Les gaz et liquides utilisés sont en général des gaz nobles tels que le Xenon ou l’Argon.

La figure 1.11 représente la TPC *Xenon* et son fonctionnement. L’objectif est de détecter des signaux lumineux, provenant de la scintillation ou de l’électroluminescence, produits par les reculs nucléaires issus de la matière sombre. Ces signaux sont détectés par des photo-multiplicateurs.

Les avantages de ces détecteurs sont :

- leur très grande taille, on parle de dizaines à centaines de kilogrammes pour les détecteurs actuels et de plusieurs tonnes pour les détecteurs de la prochaine décennie. Cela permet aux TPCs d’avoir plus de cibles potentielles que d’autres expériences ;
- la séparation entre le signal produit par un recul électronique, et un recul nucléaire.

Ils ont un seuil de détection qui est de l’ordre du keV, ce qui ne permet pas, en général, d’être compétitif à basse masse. *DarkSide* utilise l’argon comme gaz noble dans sa TPC. Dans l’argon la discrimination entre les reculs nucléaires et les reculs électroniques est bien supérieure aux TPCs utilisant du xenon. Cette caractéristique permet à l’expérience *DarkSide* d’être compétitive à basse masse. Les principales collaborations utilisant des TPCs sont *XENON* [24], *DarkSide* [9], *Lux* [18], *XMASS* [2].

Les détecteurs à scintillations solides

Les détecteurs à scintillation solides se basent sur le même fonctionnement physique des TPCs. De manière générale ce sont plusieurs cristaux de *NaI(Tl)*, auxquels

9. Les particules de matière sombre au-dessus de 10 GeV sont dit à haute masse

10. Les particules de matière sombre en-dessous de 10 GeV sont dit à basse masse

11. On appelle ces TPCs, les *Dual Phase TPCs*

on impose un champ électrique. Grâce à des photo-multiplicateurs, on détecte les scintillements et l'électroluminescence produits par l'ionisation du cristal par les particules chargées éjectées suite à un recul nucléaire.

Tout comme les TPCs, ces détecteurs arrivent à distinguer entre un recul nucléaire et un recul électronique, mais avec un seuil de détection légèrement inférieur. Cela permet à aux détecteurs à scintillations d'être compétitifs pour la matière sombre à basse masse par rapport aux TPC.

Le fait que ces cristaux soient coûteux et longs à produire, font que les expériences de détecteurs à scintillation solides seront de l'ordre de la dizaine de kilogramme dans les prochaines années.

Parmi ces expériences basées sur des détecteurs à scintillation solides on peut citer *LIBRA* de la collaboration *DAMA*, utilisant des $NaI(Tl)$. L'expérience est l'une des seules ayant annoncé avoir détecté un signal pouvant provenir d'une particule de matière sombre [28]. Cette découverte est basée sur une collecte de données de plus de 14 ans, et sur l'observation d'une modulation annuelle d'un signal de matière sombre à 5σ . Dans les prochaines années de nouvelles expériences¹² utilisant des cristaux de $NaI(Tl)$ vont tester les résultats obtenus par *LIBRA*, en ayant plus de masse et en réduisant les bruits de fond radioactifs.

Les détecteurs à semi-conducteurs

Les premiers détecteurs ayant été utilisés pour la détection de matière sombre ont été des semi-conducteurs. Ils ont permis de produire les premières contraintes sur la détection de la matière sombre. Ils étaient utilisés car ils avaient une très bonne résolution en énergie et des seuils de détection de l'ordre du keV [55], leur principal défaut étant de ne pas pouvoir distinguer les reculs nucléaires des reculs électroniques.

Depuis le début de la décennie, de nouvelles expériences ont vu le jour, permettant d'utiliser les propriétés des semi-conducteurs, avec deux choix de développement possibles :

- diminuer la température des semi-conducteurs jusqu'à des températures de l'ordre du mK dans l'objectif de mesurer les variations de température provenant de la vibration du cristal suite à des reculs nucléaires. Il est alors possible de distinguer les reculs nucléaires, des reculs électroniques.
- utiliser des semi-conducteurs plus sophistiqués permettant de réduire le seuil de détection.

Dans le premier cas, on peut citer des expériences telles que celles produites par les collaborations de *EDELWEISS*[102] ou *CDMS*[11] qui utilisent des semi-conducteurs de Germanium et de Silicium. *CDMS-Si*, une des expérience de la collaboration

12. *SABRE*[104], *COSINE*[6]

CDMS, a potentiellement détecté un signal de matière sombre. Les prochaines expériences se basent sur la diminution de la température des semi-conducteurs et l'augmentation du nombre de détecteurs.

Dans le second cas on peut citer les expériences de la collaboration DAMIC [17][15][37][14][13] que l'on présentera dans cette thèse. DAMIC utilise des CCDs pour Charged Coupled Devices de Silicium. Un seuil d'énergie de l'ordre de la dizaine d'électron-volt fait de DAMIC sa spécificité, permettant de balayer les masses en dessous de 10 GeV. Dans les prochaines années DAMIC a l'intention d'atteindre des seuils de détection de l'ordre de l'électron-volt en utilisant des CCDs plus sophistiqués[113].

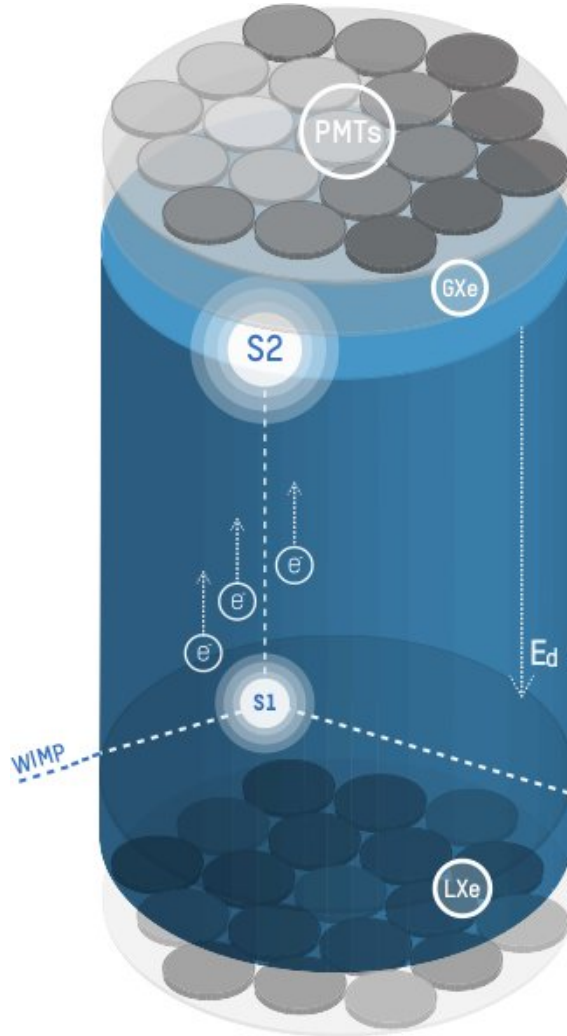


FIGURE 1.11 – Schéma du principe d’une TPC à deux phases de Xenon. Dans la partie haute on a du Xenon sous forme de gaz et dans le reste du Xenon liquide. Les interactions des particules avec la partie liquide produisent de la scintillation ultraviolette et des ionisations. Cette scintillation s’appelle le signal $S1$. Les particules chargées vont être diffusées vers le haut de la TPC, et vont interagir avec le gaz de Xenon. La scintillation produite lors de cette interaction correspond au signal $S2$. Pour un recul nucléaire et un recul électronique la différence temporelle entre les signaux $S1$ et $S2$ est différente. En caractérisant ces différences temporelles, on peut séparer en partie le signal issu d’un recul électronique, d’un recul nucléaire.

Chapitre 2

DAMIC : DArk Matter In CCDs

Contents

2.1	Présentation de l'expérience DAMIC	49
2.1.1	DAMIC à SNOLAB	49
2.1.2	Présentation d'un CCD de DAMIC	52
2.2	Fonctionnement d'un CCD et bruit de lecture	54
2.2.1	Fonctionnement d'un CCD	54
2.2.2	Les bruits de lecture des CCDs	56
2.3	Prise de données et Traitement des images	59
2.3.1	Diminution du bruit de lecture et égalisation des images .	62
2.3.2	Production d'un masque	63
2.3.3	Reconstructions des amas de pixels	65
2.3.4	Estimation du <i>Dark current</i>	68
2.4	Caractéristiques physiques du CCD	69
2.4.1	Reconstruction de la position des interactions	69
2.4.2	Propriétés physiques des CCDs : Linéarité de la réponse des CCDs et facteur Fano	72
2.4.3	Ionisation produite par des reculs nucléaires dans les CCDs	74

Les CCDs pour Charged Coupled Devices ou Dispositif à Transfert de Charges ont été inventés par Willard Boyle et George E. Smith lorsqu'ils travaillaient pour AT&T Bell Labs[31] en 1969. Ils ont reçu en 2009 le prix Nobel de physique pour l'invention du concept de CCD.

Initialement les CCDs ont été pensés pour être utilisés comme appareils à stockage de données. En effet le CCD est constitué de plusieurs *condensateurs* permettant de conserver la charge électrique. Comme son nom l'indique l'avantage du CCD vient du fait qu'il permet de transférer les charges entre chaque *condensateur*. Les CCDs sont alors une suite de condensateurs produits sur un semi-conducteur de silicium, ce qui forme un registre.

En 1971, un autre ingénieur d'AT&T Bell Labs Michael Tompsett, utilisera pour la

première fois les CCDs pour prendre des images [114]. Grâce à ce travail d'autres entreprises commencèrent à en fabriquer, développant ainsi des CCDs bidimensionnels permettant de prendre des images.

Le premier appareil photo digital utilisant un CCD fut créé en 1975 par Kodak. Ce dernier était composé de 100×100 *condensateurs* ou *pixels* dans le domaine de l'imagerie.

Dans le domaine scientifique, et plus précisément de l'astrophysique les CCDs ont été utilisés pour la première fois en 1976 pour prendre des images de Jupiter, Saturne et Uranus par J. Janesick et B. Smith [59], le CCD étant alors attaché au plan focal d'un télescope. Depuis, grâce à des améliorations comme l'augmentation du nombre de pixels et l'amélioration du système de lecture, les CCDs sont massivement utilisés dans l'imagerie astrophysique.

Récemment, l'amélioration de la pureté du silicium permet la fabrication de CCDs avec une épaisseur plus importante, passant de moins d'un gramme à quelques grammes. Les CCDs peuvent alors être utilisées pour la détection de particules telles que des chambres à brouillards ou à bulles modernes. DAMIC, pour DARK Matter In CCDs utilise 8 CCDs¹ avec 4116×4128 pixels, dont l'objectif est de détecter la matière sombre. Chaque pixel fait $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$. Les CCDs ont une épaisseur totale d'environ $\sim 683 \mu\text{m}$, ce qui fait des CCDs d'environ 5.9 g.

Dans ce chapitre on commencera par présenter l'expérience DAMIC à SNOLAB. Ensuite nous verrons le fonctionnement des CCDs ainsi que les caractéristiques électroniques de ces derniers, ce qui amène à la présentation d'un bruit de fond dans nos images dit bruit de fond électronique. Nous étudierons ensuite le traitement des images utilisées dans DAMIC dans l'objectif de diminuer le bruit de fond électronique et de construire des amas de pixels représentant les interactions de diverses particules avec les CCDs. Pour terminer nous verrons les différentes caractéristiques physiques des CCDs, telles que la résolution en énergie, et le facteur d'étouffement, dit de *quenching*.

2.1 Présentation de l'expérience DAMIC

2.1.1 DAMIC à SNOLAB

DARK Matter In CCDs[17][15][37][14][13] est une expérience dont l'objectif principal est de détecter la matière sombre. La collaboration est formée de 13 équipes provenant de 13 laboratoires dans le monde. L'expérience se situe à *SNOLAB*[107], un laboratoire souterrain situé à 2 km sous terre, dans la mine de *Vale Creighton*² proche de Sudbury, Ontario au Canada.

La figure 2.1 est constituée de 3 images de CCDs contenant des amas de pixels représentant l'interaction de particules avec les CCDs. Pour détecter la matière

1. En réalité uniquement 7 CCDs sont en état de fonctionnement
2. Une mine active de Nickel

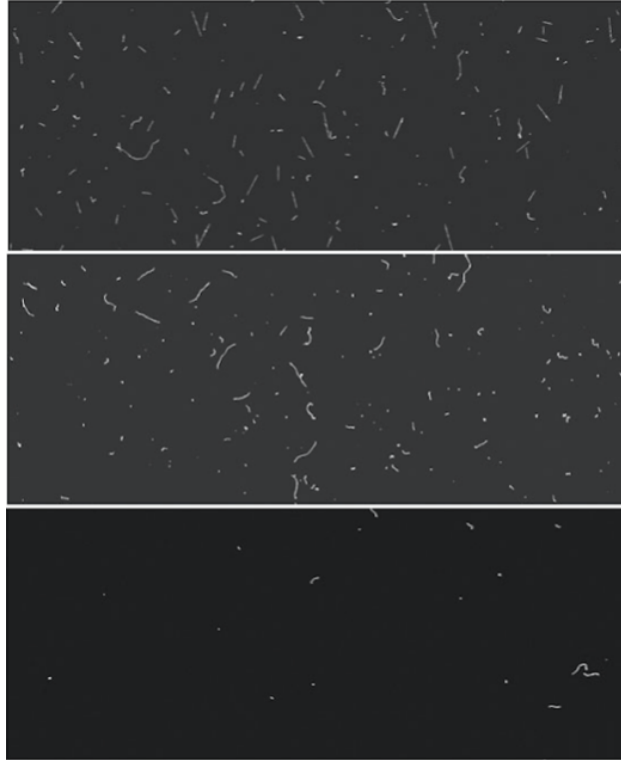


FIGURE 2.1 – Trois images prises par des CCDs. La première a été prise en surface, la seconde à 200 mètres sous terre et la troisième à 200 mètres sous terre avec un blindage en plomb entourant le CCD. Entre la première et seconde image on remarque la diminution de traces rectilignes représentant les muons. Entre la seconde et troisième image on observe une diminution importante du nombre d’amas de pixels. Les amas de pixels ressemblant à des points sont produits par des particules de basse énergie ou des neutrons. On s’attend à ce que la matière noire produise ce type d’amas

sombre, il est nécessaire de diminuer le bruit de fond (radioactivité ambiante et rayons cosmiques) autour du CCD dans car autrement le signal serait complètement noyé dans les autres. C’est pourquoi, pour protéger les CCDs des rayons cosmiques et de la radioactivité ambiante l’expérience se déroule à 2 km sous terre et les CCDs sont protégés par un blindage constitué de polyéthylène et de plomb.

La figure 2.2 montre les différents composants de l’expérience de DAMIC à SNO-LAB et l’image 2.3 une coupe de cette dernière à partir d’un dessin mécanique en trois dimensions.

L’installation a été pensée dans le but de réduire au maximum la radioactivité ambiante autour des CCDs et de diminuer le nombre de particules de bruit de fond interagissant avec les CCDs. Les différents composants de l’expérience DAMIC sont ³ :

1. Un blindage en polyéthylène qui est utilisé pour thermaliser et capturer les neutrons provenant des roches constituant les murs de SNOLAB. Dans la partie 4.3 je montrerai une caractérisation du blindage en polyéthylène que

3. De l’extérieur vers l’intérieur

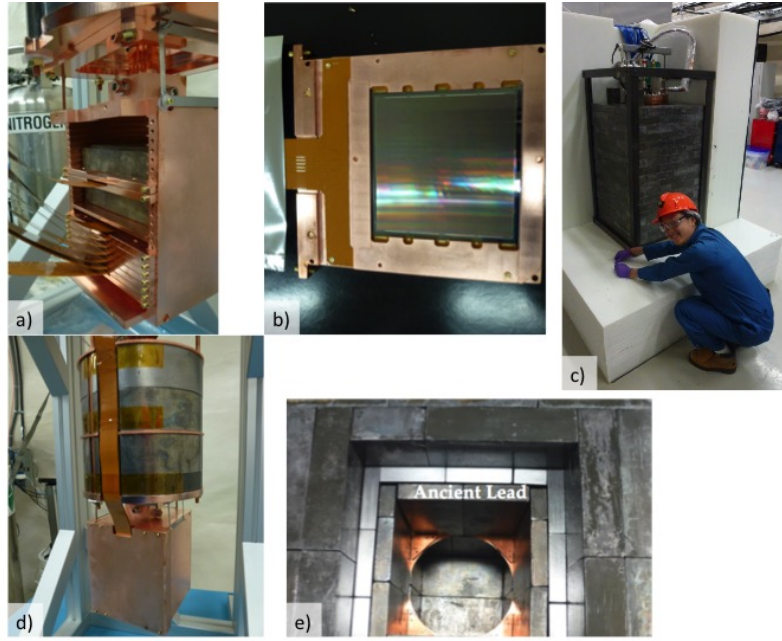


FIGURE 2.2 — Photos de l'expérience DAMIC à SNOLAB. a) Photo de la boîte en cuivre contenant les différents modules en cuivre et deux blocs de plomb. b) Photo d'un module de silicium, au centre on a un CCD $4k \times 4k$ utilisé dans DAMIC. c) Photos du blindage de polyéthylène et de plomb avec un membre de DAMIC, J.Zhou. d) Image du blindage interne de plomb et de la boîte en cuivre. e) Centre du blindage externe de plomb. Le récipient en cuivre est introduit à cet endroit.

j'ai produite. L'épaisseur du blindage en polyéthylène est de 42 cm.

2. Une boîte permettant de faire tenir le blindage de plomb, mais aussi de contenir de l'azote. Ce dernier est injecté dans la boîte pour qu'autour du détecteur l'air ne soit pas contaminé par l'air de la grotte contenant du radon, un gaz radioactif. L'azote est utilisé car il n'a pas d'isotope radioactif naturel.
3. Un blindage externe en plomb est constitué de plomb très peu radioactif dit "ancien" dont la valeur de contamination est inférieure à 0.02 Bq.kg^{-1} . Ce plomb provient de bateaux romains et espagnols qui ont coulé lors du 2^{ème} et 16^{ème} siècles après JC. Le plomb étant protégé par l'eau, il n'a pas été activé pendant plusieurs années par les rayons cosmiques⁴. De plus il n'a pas été en contact avec la poussière qui peut aussi transporter des isotopes radioactifs.
4. Un récipient en cuivre où sont situés les CCDs. Grâce à une pompe à vide et un cryostat, les CCDs sont utilisés à une pression avoisinant les 10^{-6} mbar et des températures allant de 120 K à 170 K.
5. Un blindage interne en plomb. Tout comme le plomb externe il est composé de plomb contenant très peu de radioactivité ;

4. Voir partie 4.1 pour plus d'explication sur le phénomène de spallation

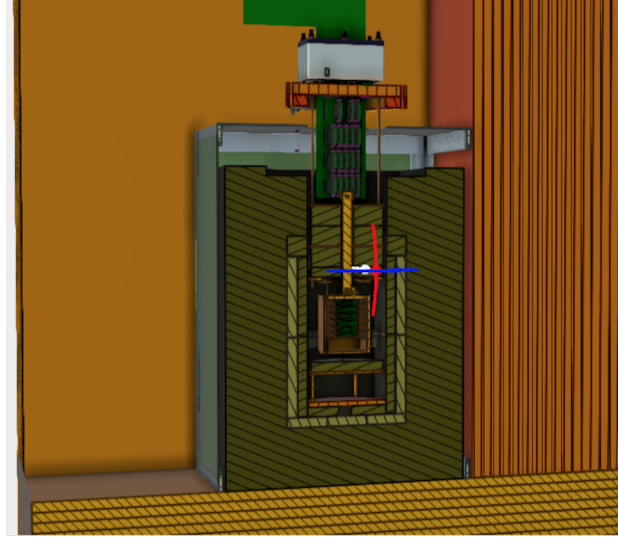


FIGURE 2.3 – Image de l’expérience DAMIC, des plans mécaniques en trois dimensions. De l’extérieur à l’intérieur, on voit précisément les couches de l’expérience, permettant de diminuer le bruit de fond radioactif. On a le polyéthylène à l’extérieur, le blindage en plomb, le récipient en cuivre.

6. Une boîte en cuivre contenant les différents modules en cuivre contenant eux mêmes les CCDs.
7. Dans l’expérience il y a 8 CCDs, dont un est stocké entre deux blocs de plomb ancien. Les modules sont faits de cuivre, et les CCDs sont déposés sur un substrat de silicium. Le module du CCD stocké entre deux blocs de plomb ancien est fait de cuivre électroformé [80]. L’image 2.4 est un schéma de la disposition des CCDs dans la boîte en cuivre. Pour nommer les CCDs, on utilise aussi le terme extension.

2.1.2 Présentation d’un CCD de DAMIC

Les CCDs utilisés dans DAMIC ont été produits au Lawrence Berkeley National Laboratory Microsystems Laboratory [57]. Les CCDs sont composés de plusieurs parties :

- Une partie que l’on appellera *haute* où se situent les *gates*, des électrodes en polycristal de Silicium, dont l’objectif est de déplacer les charges. Elles sont au nombre de 3, c’est pourquoi on parle dans nos CCDs d’un système de lecture en 3 phases, Three Phase CCD Clocking en anglais. L’épaisseur de ces électrodes est en moyenne de $1.6\ \mu\text{m}$.
- Toujours dans la partie haute, deux couches d’isolants : une couche de Nitrate de Silicium (Si_2N_3) et d’Oxyde de Silicium (SiO_2). Ces couches permettent de séparer la partie centrale de silicium semi-conductrice, des *gates*. L’épaisseur de ces parties est de 100 nm et 300 nm respectivement.

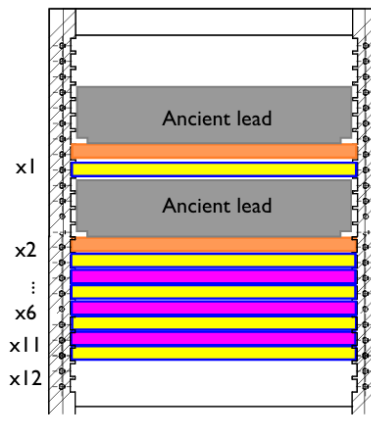


FIGURE 2.4 – Schéma de l'arrangement des CCDs dans la boîte en cuivre de DAMIC à SNOLAB. Les CCDs sont représentés en Jaune et gris. L'extension ou CCD 5 ne fonctionne pas et n'est pas prise en compte dans les analyses. L'extension 2 a recommencé à fonctionner au bout de 6 mois de prises de données suite à une coupure de courant. Nous ne connaissons pas la raison de son dysfonctionnement et de sa réanimation .

- La partie centrale est une diode. On y retrouve une couche d'un cristal de Silicium dopé-P, ou *P-channel*, au Bore située juste en dessous des isolants, et un substrat de Silicium dopé-N au Phosphore. Cette partie est généralement de $675\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Les substrats proviennent de l'entreprise *TOPSIL*[115].
- La couche dénommée *Gettering Layer*, formée de Silicium, ayant une densité inférieure à la partie centrale du CCD. Lors de la production du CCD, dans l'objectif d'améliorer la pureté du cristal de silicium dopé-N, on chauffe le CCD jusqu'à des températures avoisinant $1100\text{ }^{\circ}\text{C}$ [27] pour permettre à des métaux comme le cobalt, le cuivre, le fer ou le nickel présents dans la partie centrale de diffuser jusqu'au *gettering layer*, où ils sont stockés.
- Une partie basse constituée d'une couche de Nitrate de Silicium de 100 nm d'épaisseur, suivie de 3 couches d'Oxyde de Silicium et 3 couches d'un polycristal de Silicium d'épaisseur 300 nm et 400 nm respectivement.

La figure 2.5 est un schéma d'un pixel de notre CCD, montrant les différentes parties du CCD.

Nos CCDs ont pour particularité d'être épais par rapport aux CCDs traditionnels dont l'épaisseur est en général $\sim 100\mu\text{m}$. Ils sont de même peu dopés, permettant d'avoir une résistance importante, entre $10\text{k} - 20\text{k}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^{-1}$, ce qui équivaut à une densité de phosphore proche de $\sim 10^{11}\text{ cm}^{-3}$. À titre de comparaison, dans l'industrie les substrats utilisés ont une concentration allant de $\sim 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ à $\sim 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ de phosphore.

Cette petite densité de phosphore permet de créer une zone désertée ou déplétée, de la taille du substrat du CCD après application d'une tension inverse réduite ($\sim 70\text{ V}$). La zone déplétée correspond à la région qui apparaît dans une jonction

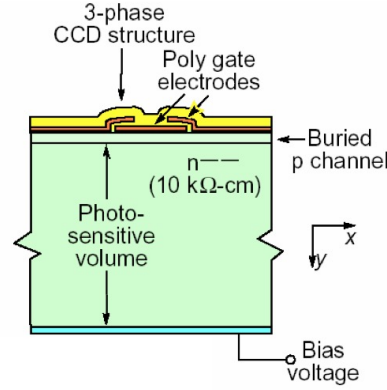


FIGURE 2.5 – Image représentant la structure d'un pixel dans un CCD. On peut y retrouver la structure présentée dans le texte, avec les trois *gates* en jaune, orange noir, le *P-channel* en beige clair, la partie sensible en vert, et le *Gettering Layer* et la partie basse en bleu clair où est appliquée la tension inverse.

P-N, entre la zone dopée N et la zone dopée P. Elle est dépourvue de charges libres. Lorsqu'une tension inverse est appliquée, la taille de cette zone augmente. Lorsque la tension appliquée dépasse une certaine valeur appelée tension de claquage, le courant traverse le CCD et le détruit.

2.2 Fonctionnement d'un CCD et bruit de lecture

2.2.1 Fonctionnement d'un CCD

Une particule dont l'énergie E_γ est plus grande que l'énergie band-gap du silicium E_{bg} ⁵ peut produire une paire électron-trou dans la zone déplétée du CCD. L'énergie de production d'une paire électron-trou dans le silicium est $E_{e-t} = 3.65$ eV.

Les particules ayant une énergie supérieure à E_{e-t} peuvent produire plusieurs paires électron-trou dont le nombre moyen est $\overline{N_{e-t}} = \frac{E_\gamma}{E_{e-t}}$.

La tension inverse appliquée au substrat du CCD fait que les électrons et les trous produits vont diffuser vers la partie basse du CCD et la partie haute du CCD, respectivement. Les trous seront stockés juste en dessous du *P-channel* grâce au potentiel produit par ce dernier, quant aux électrons ils sont stockés au niveau de la partie basse.

Afin de mesurer le nombre de porteurs de charges positifs ou paquet de charges, les trous doivent être transférés ligne après ligne puis colonne après colonne jusqu'à un étage d'amplification comme montré dans la figure 2.6.

Le transfert des charges dit vertical est réalisé en polarisant de manière adéquate et séquentielle les *gates* P_i (avec $i \in 1, 2, 3$) des registres verticaux ⁶. Ces signaux

5. L'énergie du band gap du silicium est 1.17 eV à 0 K et 1.11 eV à 300 K[120]

6. Une ligne de pixel est un registre vertical

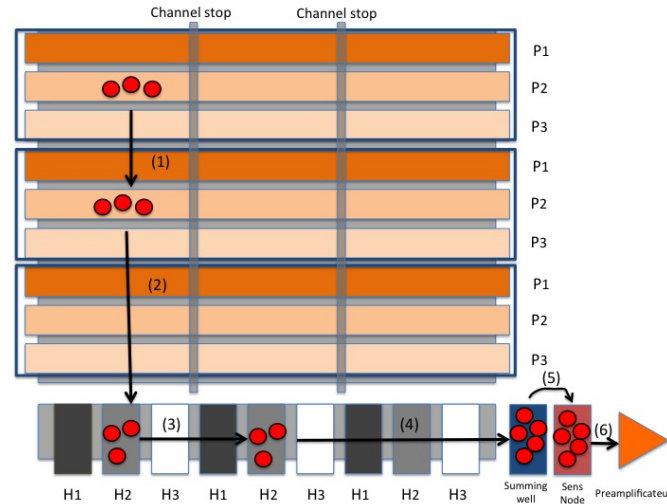


FIGURE 2.6 – Image représentant le système de lecture d'un CCD. (1) Les électrons sont transmis de pixels en pixels grâce aux *gates*, les *channel stop* permettent d'éviter la transmission des électrons entre les registres. (2) Les paquets de charges contenus dans chaque registre sont transmis au registre horizontal. (3) Grâce aux horloges horizontales, on transmet les pixels jusqu'au *summing well*. Ainsi on peut faire la somme des charges provenant de différents registres afin de varier le format de lecture des images. (5) et (6), les électrons sont transmis au pré-amplificateur.

sont appelés des horloges. Chaque P_i des différents pixels est connecté à la même horloge. Ainsi, dans le cas des CCDs à trois phases, il y a au moins 3 signaux d'horloges verticales. Le contenu du dernier registre vertical est transféré dans une ligne spéciale, dénommée registre horizontal.

Une fois les charges dans le registre horizontal, elles doivent être transférées pour être amplifiées par un amplificateur intégré au CCD. Pour cela, une seconde série de 3 horloges, dites horizontales, est mise en action. Elles fonctionnent de la même manière que les horloges verticales.

Avant d'être lues par l'amplificateur, les charges sont déposées sur une électrode nommée *Summing Well*. Elle permet de sommer les paquets de charges collectés dans différents registres pour lire le contenu de plusieurs registres en une seule fois. On fait ainsi varier le format des images issues de la lecture du CCD. Les paquets de charges sommés sont ensuite transmis à un autre registre, appelé *Sens Node*. À partir de ce dernier, le signal passe par le pré-amplificateur. Dans un CCD il peut y avoir plusieurs pré-amplificateurs.

Dans l'expérience DAMIC on utilise deux formats de lectures :

- 1×1 qui correspond au cas où le contenu de chaque registre du CCD est stocké séparément dans le *Summing well* avant d'être transféré dans le *Sens Node* ;
- 1×100 qui correspond au cas où le contenu de 100 registres est stocké dans le *Summing well* avant d'être transféré dans le *Sens Node*.

La figure 2.7 montre le schéma électronique d'un pré-amplificateur standard pour CCDs. On peut voir qu'il est composé de deux transistors et d'un condensateur. Le

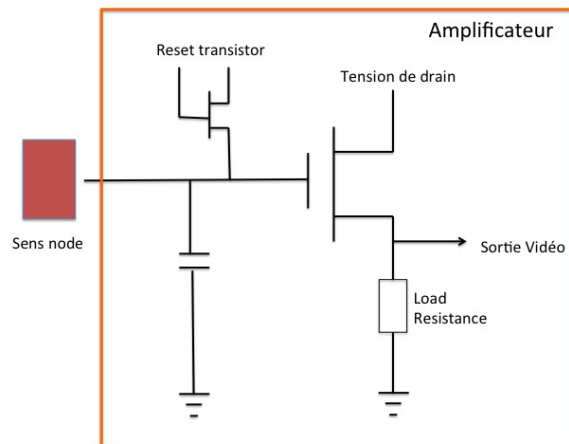


FIGURE 2.7 – Schéma électronique d'un pré-amplificateur standard d'un CCD. Les charges provenant de la *Sens Node* sont stockées au niveau du condensateur. Le transistor de sortie lit la tension aux bornes du condensateur et produit un signal vidéo. Pour réinitialiser la tension aux bornes du condensateur, on utilise le *reset transistor* qui sert d'interrupteur.

condensateur récupère les charges stockées dans la *Sens Node*, puis on amplifie le signal contenu dans le condensateur grâce au transistor de sortie. Afin de réinitialiser le condensateur, on utilise un autre transistor dit *reset transistor*. Il est utilisé comme interrupteur.

Suite à la première amplification dans le CCD, le signal est transmis à d'autres amplificateurs et à un ADC⁷, pour produire un signal numérique : les images. L'ADC utilisé est un 16-bit ADC. Cela veut dire qu'il convertit le signal analogique provenant des différents amplificateurs en un signal numérique à 16 bits. L'image est alors composée de pixels dont la valeur en ADU⁸ est comprise entre 0 et $2^{16} = 65536$. Lorsque la valeur des pixels lus atteint ce seuil, on parle de saturation du pixel.

2.2.2 Les bruits de lecture des CCDs

Lors de la lecture des paquets de charges, différents bruits vont venir contaminer le signal et par conséquent la valeur des pixels de l'image.

Courant de fuite ou *dark current*

Le *Dark current* ou courant de fuite est le bruit généré par l'agitation thermique. Il s'accroît lorsqu'il y a des défauts dans le cristal de Silicium de la partie déplétée ou à la surface de la partie centrale avec le haut du CCD. Ces défauts vont créer des *band gaps* d'énergie intermédiaire et faciliter la production de paires électrons-trous.

7. Analog to Digital Converter, produit des valeurs Digitales du paquet de charges. L'unité de la valeur est l'ADU pour Analog To Digital Units

8. Analog to digital units

Pour réduire ce bruit on doit utiliser d'avoir des CCDs dont le cristal est le plus parfait possible et de diminuer la température à laquelle les CCDs opèrent. Les pixels présentant des défauts ne sont en général pas pris en compte dans les analyses, ce sont des pixels chauds.

Le transfert des paquets de charges

Lors de la transmission des charges, il est possible que ces dernières ne soient pas transmises correctement, c'est à dire qu'il y ait une perte d'une ou plusieurs unités de charge lors du transfert. On appelle cet effet le transfert inefficace de charges. Pour des CCDs de qualité scientifique, le transfert inefficace est en général inférieur à 10^{-7} [59] à chaque transfert. Par lecture d'image, le nombre de transferts de charges est de 64 milliards pour des CCDs 4 k×4 k.

Le bruit de lecture ou *readout noise*

Le bruit provient de la chaîne de lecture du signal, du pré-amplificateur jusqu'à l'ADC. On ne s'intéressera qu'au bruit produit par le pré-amplificateur du CCD, qui est le bruit dominant dans notre cas. Il y a dans le pré-amplificateur trois sources de bruit.

L'une provient du transistor de sortie. C'est un bruit thermique appelé *white noise* ou bruit blanc provenant de la résistance du transistor et qui suit l'équation suivante :

$$\sigma_{white} = \frac{\sqrt{4kTBR_{out}}}{S_{amp} \times A_{Amp}}, \quad (2.1)$$

avec σ_{white} l'erreur sur le nombre d'électrons, k la constante de Boltzmann en J.K^{-1} , T la température en Kelvin, B la bande passante du transistor, R_{out} l'impédance en ohms, S_{amp} la sensibilité de l'amplificateur et A_{amp} le gain de ce dernier.

Le second bruit à prendre en considération est le *flicker noise* ou le bruit en $1/f$, dû à sa dépendance qui est approchée par une fonction inverse de la fréquence de lecture des pixels T_{int} ou temps d'intégration du paquet de charges. Celui-ci a des origines très variées. Il peut provenir des impuretés des matériaux et sa valeur croît avec l'augmentation du courant traversant le transistor de sortie par exemple.

Le dernier bruit de l'amplificateur provient du duo *reset transistor* et condensateur. On l'appelle le *Reset Noise*. Ce bruit est la composante la plus importante du bruit de lecture. Il provient de la variation thermodynamique du nombre de charges au niveau du condensateur. Avant chaque lecture de pixel, le condensateur est réinitialisé à une valeur de référence V_{reset} ou piédestal. Du bruit est généré par une incertitude sur le niveau de la tension de référence V_{reset} . L'incertitude suit l'équation 2.2 :

$$\sigma_{reset} = \frac{\sqrt{kTC}}{q} = \frac{\sqrt{4kTBR}}{q}, \quad (2.2)$$

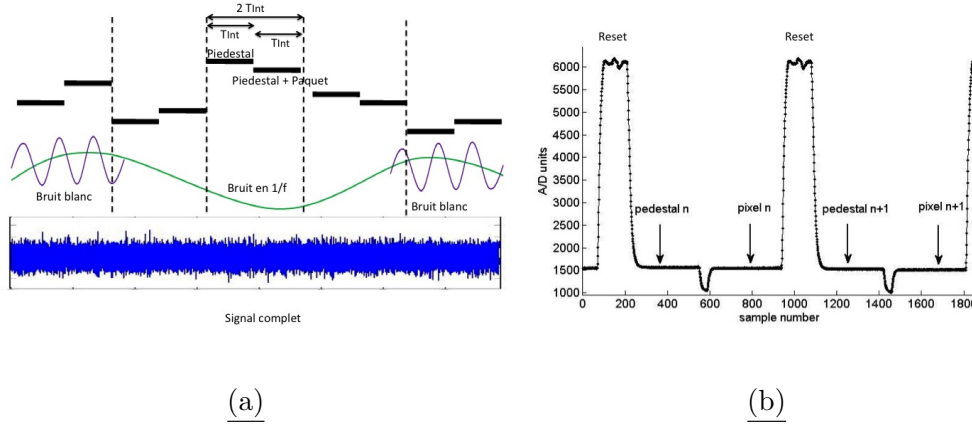


FIGURE 2.8 – (a) L'image représente la décomposition du signal de lecture du CCD, en plusieurs parties. Comme expliqué, dans le texte il y a le bruit blanc, le bruit en $1/f$, et le bruit de lecture provenant de la fluctuation de charges aux bornes du condensateur. (b) L'image représente le signal de lecture du CCD. On peut voir qu'il se décompose en 3 étapes : ré-initialisation, lecture du piédestal, lecture du piédestal avec les charges des pixels.

avec σ_{reset} l'erreur sur le nombre d'électrons, k la constante de Boltzmann en $J.K^{-1}$, T la température en Kelvin, C la capacité en farad, et q la valeur fondamentale de la charge d'un électron en coulomb, R l'impédance du transistor et B la bande passante.

Pour réduire ce bruit on pourrait diminuer la valeur de résistance interne du transistor, mais si cette dernière est trop faible, la valeur du piédestal peut varier pendant le temps d'intégration du pixel. Dans le but d'obtenir le signal le moins bruité possible, pour un temps d'intégration du paquet de charges T_{int} donné, il est préférable d'avoir une résistance importante pour que la valeur du piédestal reste constante pendant le temps d'intégration du pixel et traiter la fluctuation grâce au *Correlated Double Sampling* (CDS). Le CDS consiste à

1. stocker la valeur de la charge contenue dans le condensateur ;
2. stocker la charge contenue dans le condensateur en incluant le paquet de charge provenant du *Summing Well* ;
3. effectuer la différence des deux valeurs.

Ce procédé permet de réduire le *reset noise* lors de la lecture du CCD.

La figure 2.8 montre un signal obtenu par le CCD et la décomposition de ce signal en différentes composantes. Comme on peut le voir la réduction du bruit par le CDS est dépendante du temps d'intégration T_{int} . Si le temps d'intégration est trop court, le bruit blanc n'est pas correctement corrigé, si le temps d'intégration est trop long, le bruit en $1/f$ devient majoritaire.

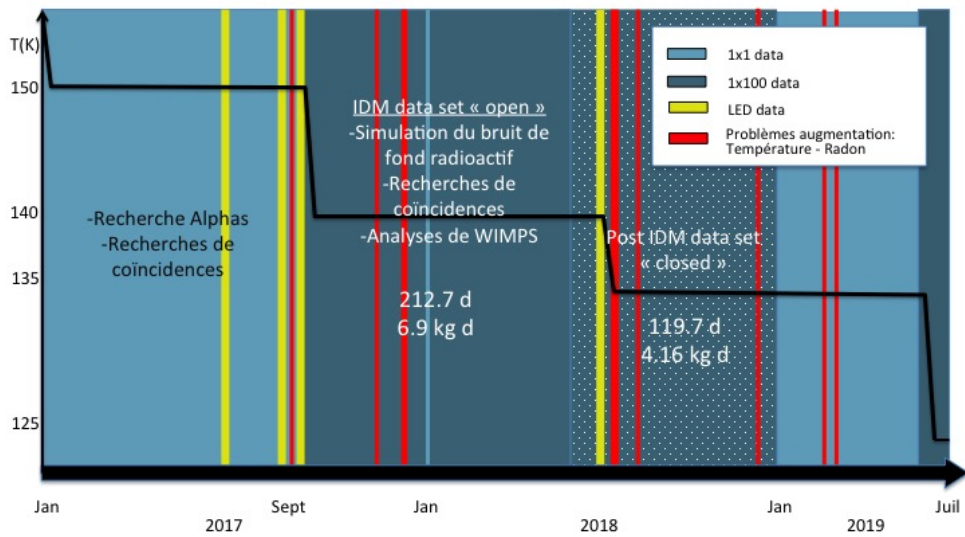


FIGURE 2.9 – Frise chronologique de la prise des données de DAMIC à SNOLAB. De temps en temps, la prise de données a dû être interrompue. Cela est montré en jaune et en rouge représentant les prises d’images avec une LED (voir partie 2.4) pour le calibrage des CCDs et des problèmes avec le cryoréfrigérateur ou le fait que la bonbonne d’azote se soit vidée. . On appelle la prise de donnée *open*, les images sur lesquelles les analyses ont été construites et *closed* les images qui ont été utilisées par la suite dans l’objectif d’augmenter notre statistique.

2.3 Prise de données et Traitement des images

La prise de données de DAMIC à SNOLAB a débuté en Février 2017 et est actuellement encore en cours. Comme le montre la frise chronologique sur la figure 2.9, de Février 2017 à Septembre 2017 nous avons acquis des images en format 1×1 . Sur les 8 CCDs installés à SNOLAB, 6 d’entre eux étaient en état de fonctionnement : 1,3,4,6,11,12. À partir d’octobre 2017 jusqu’à décembre 2018, nous avons acquis des images en format 1×100 en utilisant 7 CCDs, l’extension 2 étant *revenue à la vie* suite à une coupure de courant. Depuis nous avons pris des images en 1×1 et en 1×100 pour compléter la première prise de données et pour évaluer le courant de fuite⁹ du CCD en fonction de la température.

Les deux formats de lecture permettent d’effectuer des analyses différentes. Le format 1×100 est notamment utilisé dans l’analyse de la matière sombre car il permet d’avoir une meilleure sensibilité à basse énergie. En dessous de 100 eV le principal bruit dans nos données est le bruit de lecture. Lorsqu’une particule dépose de l’énergie sur plusieurs pixels N_{pix} , lors de la lecture de l’image on n’introduit un bruit de lecture pour chacun de ces pixels. En sommant les paquets de charges de plusieurs pixels avant la lecture on introduit qu’une seule fois le bruit de lecture. On a donc $\sigma_{E_{1 \times 1}} > \sigma_{E_{1 \times 100}}$, l’erreur sur la valeur du dépôt de l’énergie avec des images en format lecture 1×1 et 1×100 .

9. Dark Current en anglais, voir partie 2.2

A contrario, en utilisant le format 1×100 , on perd de l'information sur la position du dépôt. A partir de 15 keV par pixel, on va de même mal reconstruire l'énergie du dépôt à cause du phénomène de saturation¹⁰.

Dans cette thèse nous discuterons essentiellement du traitement et des résultats obtenus avec les images en format 1×100 , le traitement en 1×1 est essentiellement le même.¹¹ Nos données sont constituées de 864 images par CCD et 864 *blanks*, pour un total de 332.5 jours d'exposition et 13.3 kg.j^{-1} de données. Suite à la lecture de d'un pixel, on relit une seconde fois le pixel de la même façon, mais sans les paquets de charges pour produire les *blanks*. C'est pourquoi ces images ne contiennent pas des amas de pixels provenant de l'interaction de particules avec le CCD ou de courant de fuite. Les *blanks* sont utilisées pour produire des images simulées et pour étudier le taux d'amas de pixels provenant du courant de fuite.

Une partie des images prises lors de la période d'exposition n'est pas incluse dans cet ensemble car elles ne sont pas utilisables. Parmi les 52 paquets d'images¹² retirées, 32 ont été prises juste après le redémarrage de la prise de données car elles ont une accumulation de *dark current*, 10 parce qu'elles sont *visuellement mauvaises*, et les autres car le *dark current* est élevé.

Une partie des images en format 1×1 , 213.7 jours d'exposition, forme l'*IDM dataset*¹³. Cet ensemble d'images a été utilisé pour la mise en place des différentes analyses présentées dans ce manuscrit : mise en place du modèle de bruit de fond radioactif¹⁴, analyse des coïncidences spatiales¹⁵, analyse des amas en-dessous de 200 eV¹⁶ et mise en place d'une limite ou découverte de la matière sombre¹⁷. Dans un second temps, le reste des images, 119.7 jours d'exposition, est utilisé afin d'améliorer le résultat de ces analyses. Les résultats complets seront présentés en conclusion. Le nombre d'amas par extension et le spectre en énergie des amas de pixels dans la totalité des images en format 1×100 utilisées pour les analyses, sont montrés dans le tableau 2.1 et la figure 2.10 respectivement.

Ext	1	2	3	4	5	6	7
Total/dru	6.3 ± 0.5	16.3 ± 0.8	9.7 ± 0.6	11.4 ± 0.7	12.1 ± 0.7	11.4 ± 0.7	14.2 ± 0.8

TABLE 2.1 – Tableau du nombre d'amas par extension en unité de dru. 1 dru équivaut à 1 amas de pixel par jour par keV (Entre 0.5 keV - 14.5 keV).

Les images en format de lecture 1×100 , sont constituées de 8544 pixels en x et 193 en y . Or le CCD n'a que 4116 pixels en x et 4128 pixels en y , ce qui fait normalement

10. Voir partie 2.2

11. Lorsque l'on discutera des résultats obtenus avec le format 1×1 , cela sera indiqué

12. Chaque paquet d'image est composé de 7 images, une pour chaque CCD.

13. IDM pour Identification of Dark Matter est une conférence qui a eu lieu en juillet 2018.

14. Partie 5.2

15. Partie 4.3

16. Partie 5.1

17. Partie 5.4

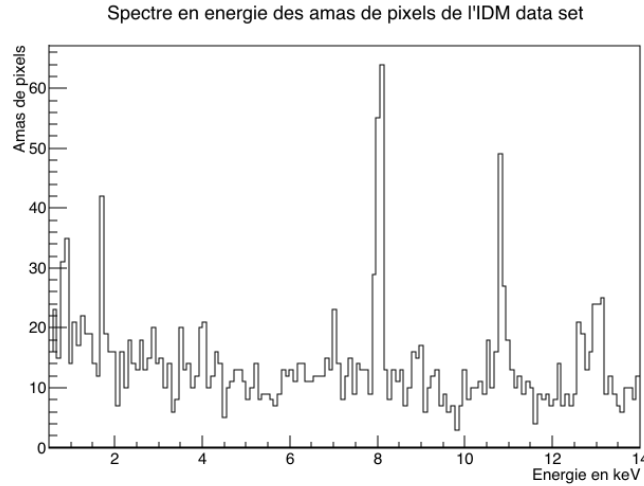


FIGURE 2.10 — Spectre des amas de pixels de l'*IDM data set* entre 0.5keV et 14keV . On peut apercevoir plusieurs pics d'énergie : 0.846keV la fluorescence de l'atome de Neon provenant de la désintégration du ^{22}Na , 1.8keV la fluorescence de l'atome de silicium, 8keV la fluorescence du cuivre, et à 11keV et 13keV la fluorescence du ^{210}Bi provenant de la désintégration du ^{210}Pb .

42 pixels attendus dans l'image en format 1×100 . L'image est constituée de plus de pixels que de registres dans le CCD. Ces pixels supplémentaires sont utilisés lors de l'évaluation et la suppression des bruits de fonds électroniques du CCD.

L'image est organisée en plusieurs parties :

- Les paquets de charges contenus dans le CCD sont représentés par les pixels dans l'intervalle $[4273, 8388]$ en x et $[2, 43]$ en y . La dernière ligne ne contient que les charges des lignes $[4101, 4128]$;
- Les pixels dans l'intervalle $[8389, 8544]$ en x et $[44, 193]$ en y sont des pixels d'*overscan*. Après la lecture des paquets de charges, on continue à lire la tension aux bornes du condensateur. Les valeurs de ces pixels reflètent le bruit de lecture. Ils permettent d'améliorer les estimations du piédestal et du bruit électronique lors du traitement des images ;
- La ligne 1 représente les charges contenues dans le registre horizontal. Avant d'effectuer la lecture des pixels, on lit le registre horizontal dans l'objectif de le vider de toutes les charges susceptibles d'avoir été stockées à l'intérieur ;
- Les pixels contenus dans l'intervalle $[1, 4272]$ en x sont produits par un pré-amplificateur différent de celui utilisé pour la lecture des paquets de charge. On appellera $R_i(x, y)$ les pixels contenus dans l'intervalle $[4273, 8544]$ et $L_i(8544 - x + 1, y)$ les pixels contenus dans l'intervalle $[1, 4272]$ en x provenant des pré-amplificateurs R et L respectivement. Après l'étape de pré-amplification, les deux signaux lus au même instant subissent les mêmes transformations. Cela veut dire les valeurs du piédestal de R et de L sont modifiées de la même manière. Le signal provenant du pré-amplificateur L est utilisé pour réduire le

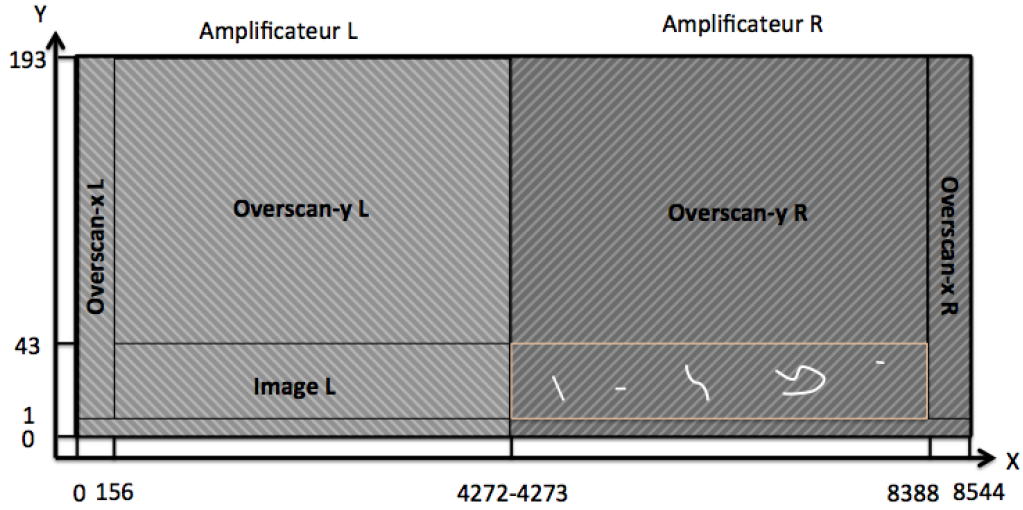


FIGURE 2.11 – Schéma des différentes parties d'une image. L'image réelle est comprise entre $x \in [4273, 8388]$

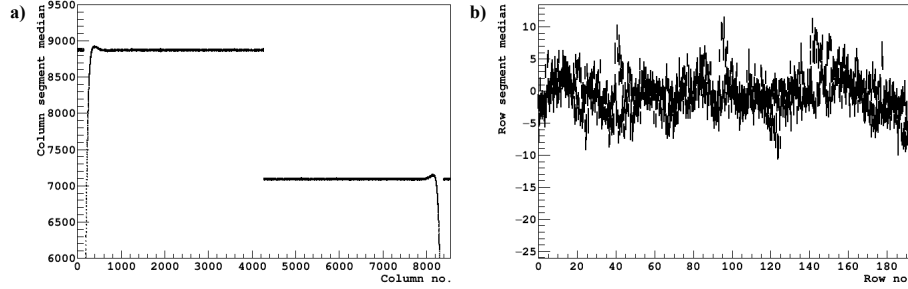


FIGURE 2.12 – Valeurs du piédestal estimées dans une image. À gauche et à droite on retrouve les valeurs pour les lignes et les colonnes respectivement ; on remarque bien la présence d'une discontinuité au centre due à l'utilisation des deux pré-amplificateurs.

bruit de lecture et prendre en compte une éventuelle modification du signal. On appelle ce bruit le bruit corrélé. Dans DAMIC, comme tous les CCDs sont lus en même temps, les signaux peuvent subir les mêmes transformations au même instant. On a donc du bruit corrélé entre les différents détecteurs.

La figure 2.11 est un schéma représentant les différentes parties des images.

2.3.1 Diminution du bruit de lecture et égalisation des images

Dans l'objectif d'analyser les images et de réduire les différents bruits électroniques, on doit les égaliser, c'est à dire soustraire les valeurs du piédestal aux différents pixels, puis retirer le bruit corrélé. Pour égaliser les images, on effectue cette procédure en deux temps :

1. Toutes les colonnes c_i avec $i \in [1, 8544]$ ont été divisées en 4 parties de même longueur $c_{i,j}$ avec $j = 1, 2, 3, 4$, pour prendre en considération l'évolution du piédestal avec le temps. À partir de chaque sous-colonne $c_{i,j}$ on estime une

valeur du piédestal $\nu_{i,j,1}$ en prenant la médiane de la valeur des pixels. On soustrait aux valeurs des pixels du segment $c_{i,j}$ la valeur du piédestal estimée $\nu_{i,j,1}$. La moyenne n'est pas un bon estimateur car elle pourrait être biaisée par des pixels dont les valeurs sont importantes, en raison la présence d'un dépôt d'énergie ou d'un pixel chaud ;

2. Toutes les lignes l_k , avec $k \in [1, 193]$, sont séparées en 8 parties distinctes de même taille $l_{k,m}$ avec $m = 1, 2, \dots, 8$. On estime pour chaque $l_{k,m}$ une valeur du piédestal en ajustant une gaussienne aux valeurs des pixels de la ligne $l_{k,m}$. La valeur moyenne de la gaussienne $\nu_{k,m,2}$ est la valeur du piédestal estimée qui est ensuite soustraite aux valeurs des pixels de la ligne $l_{k,m}$. Les parties R et L de l'image sont traitées séparément puisque la valeur du piédestal est dépendante du pré-amplificateur utilisé.

Chaque sous-colonne $c_{i,j}$ est constituée de ~ 50 pixels, c'est pourquoi on n'effectue pas une estimation par ajustement comme avec les lignes, où le nombre de pixels est de ~ 2000 . L'image 2.12 montre les différentes valeurs de $\nu_{i,j,1}$, $\nu_{i,j,2}$ pour une image de notre prise de données.

Comme expliqué, le bruit corrélé provient d'une transformation du signal provenant des différents pré-amplificateurs des CCDs à travers le reste de l'électronique de lecture. Soit R_i , avec $i \in [1, N_{CCD} = 7]$, la partie de l'image contenant l'information sur les paquets de charges des CCDs et L_i l'autre partie. Pour chaque CCD, on reproduit une nouvelle partie de l'image $\hat{R}_i$ en utilisant les L_i de toutes les CCDs tel que :

$$\hat{R}_i = R_i - \left(\sum_{j=1}^{N_{CCD}} a_j L_j \right) \quad (2.3)$$

Les coefficients a_j sont calculés en minimisant la variance de la valeur des pixels provenant de l'image $\hat{R}_i$. Ces images $\hat{R}_i$ sont utilisées dans les différentes analyses. À la suite de ces différentes étapes, on estime que le bruit restant dans les images $\hat{R}_i$ provient du bruit blanc de l'*output transistor*. Ce bruit est estimé en ajustant une gaussienne centrée en 0 à la valeur des pixels des images. La figure 2.13 montre les différentes valeurs du bruit électronique dans les différentes images de l'*IDM data set*.

2.3.2 Production d'un masque

Des défauts localisés des CCDs peuvent produire des pixels dits chauds. Ces pixels sont caractérisés par une valeur importante sur plusieurs images et peuvent produire des amas d'électrons que l'on peut confondre avec d'autres produits par des particules. Ces pixels ne sont pas pris en compte dans l'analyse, on dit qu'ils sont masqués.

On divise notre prise de données en plusieurs sous-groupes. Pour produire un masque standard d'un de ces derniers, on calcule la médiane et l'écart-type médian ou *median absolute deviation (MAD)* de chaque pixel des différentes images du sous-groupe considéré. Dans chaque sous-groupe d'images, on masque deux types de pixels :

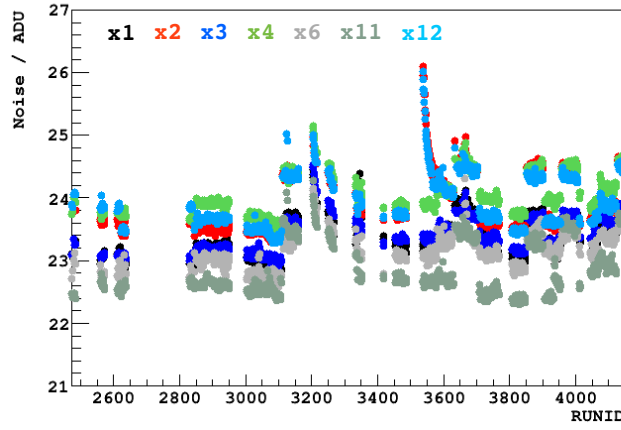


FIGURE 2.13 – Écart-type des valeurs des pixels des différentes images de notre prise de données après égalisation et soustraction du bruit corrélé. Après les redémarrages la valeur *dark current* était plus élevée que la moyenne, mais se stabilisait par la suite autour des valeurs moyennes.

- Les pixels dont la valeur dans 50% des images est supérieure à $3MAD$. Cela permet de supprimer les pixels qui ne sont pas stables, c'est à dire que leur valeur varie entre les différentes images ;
- Les pixels dont la médiane ou le MAD sont supérieurs à 5σ de la moyenne de ces variables dans le sous-groupe considéré.

On appelle notre masque l'*Iron Mask*. Il est présenté sur la figure 2.14 pour tous les CCDs utilisés. Ce dernier est produit à partir de 3 masques :

- Le masque 1×100 : Provient de l'union de 10 masques générés par 10 sous-groupes d'images provenant de nos images utilisées pour l'analyse de matière noire ;
- Le masque chaud : Provenant d'images que l'on a prises lorsque les CCDs étaient à une température de 170 K¹⁸ ;
- Le masque 1×1 : Le masque provient de l'union de 25 masques utilisant 25 sous-groupes d'images en format de lecture 1×1 . Le masque est modifié en format 1×100 .

Les pixels masqués uniquement dans le masque chaud ou le masque 1×1 et qui ne sont pas au voisinage d'un pixel masqué, c'est à dire à ± 10 pixels en x et ± 1 pixel en y , dans un des trois masques sont appelés des pixels isolés. Ces derniers ne sont pas masqués dans l'*Iron Mask*. Les bords des images¹⁹ sont masqués en raison de la présence de défauts aux bords des images. Le tableau 2.2 donne le nombre de pixels et la masse de CCD utilisée dans les différentes analyses après application de l'*Iron Mask*.

18. Normalement la température des CCDs dans DAMIC est comprise entre 130 K et 150 K

19. $x \leq 4400$ et $x \geq 8250$

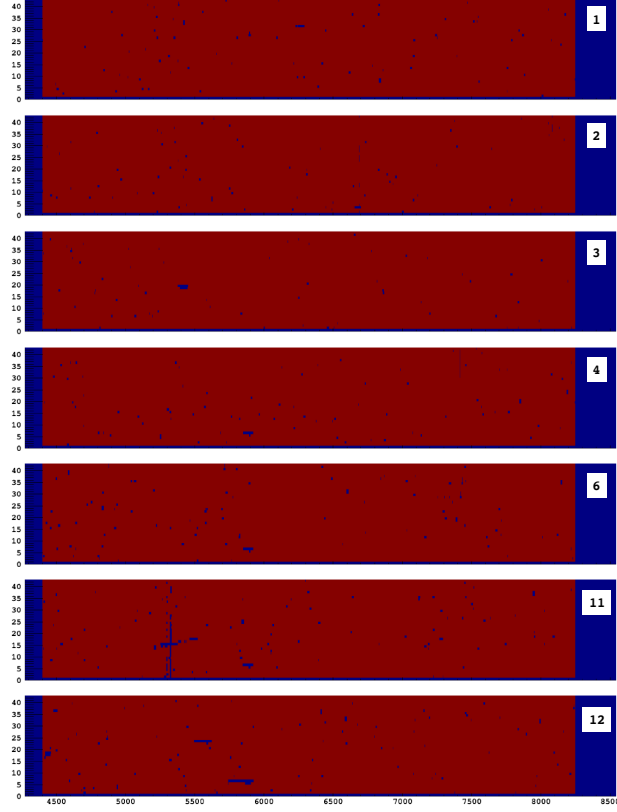


FIGURE 2.14 – Les *Iron Mask* pour toutes les CCDs. En rouge et bleu les pixels inclus et exclus respectivement dans l’analyse.

2.3.3 Reconstructions des amas de pixels

Suite à l’application de l’*Iron Mask* aux images égalisées et sans bruit corrélé, on peut utiliser un algorithme permettant de reconstruire des amas de pixels potentiellement produits par des particules chargées. Deux algorithmes sont utilisés : l’algorithme dit *seed clustering* et l’algorithme dit *LL clustering* qui est plus précis que le premier à basse énergie.

Le *seed clustering* est utilisé en premier afin de trouver rapidement les différents amas de pixels. Voici l’algorithme :

1. Trouver tous les pixels P_1 ayant une valeur supérieure à 4 fois l’écart-type du piédestal de chaque image : $V_{p_1} > 4\sigma_{ped}$.
2. On regroupe les pixels P_1 adjacents jusqu’à ce qu’il n’y ait plus de pixels dont la valeur est supérieure à 4 fois l’écart-type du piédestal, non regroupés.

A partir des amas trouvés, on calcule plusieurs quantités utilisées dans l’analyse :

- *ChargeTotal* E_{ADU} , la somme des valeurs des pixels composant l’amas en ADU.
- *SizeNpixel* N_{pix} , le nombre de pixels composant l’amas
- *ChargeMeanX* $(Y) E_{mean}$, la moyenne des valeurs des pixels sur le long de l’axe $x(y)$.

Extension	1	2	3	4	6	11	12
Nombres de pixels valides	160872	161050	161112	160880	160619	159964	160221
Fraction de pixels valides	93.05%	93.16%	93.19%	93.06%	92.91%	92.53%	92.68%
Masse des CCDs (g)	5.596	5.602	5.604	5.596	5.587	5.565	5.573

TABLE 2.2 – Tableau donnant le nombre de pixels, la fraction et la masse de CCD utilisée dans les différentes analyses après application de l’*Iron Mask*. Comme on peut le voir sur la figure 2.14, la majorité des pixels masqués, $\sim 6\%$, proviennent des côtés du CCD. Cela veut dire que moins de $\sim 1\%$ des pixels sont des pixels chauds, ce qui est attendu pour des CCDs de qualité scientifique.

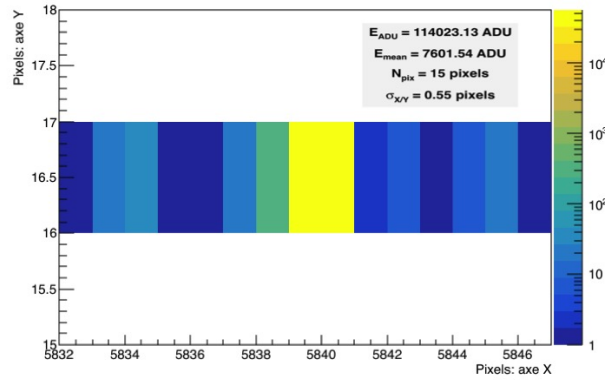


FIGURE 2.15 – Image d’un amas de pixels reconstruite avec avec le *seed clustering*. On remarque que les pixels centraux sont presque saturés. L’énergie de cet amas de pixels est de 29.91 keV.

- $ChargeSigmaX(Y) \sigma_{X/Y}$, l’écart-type des valeurs des pixels sur le long de l’axe $x(y)$.
- Les coordonnées du pixel le plus énergétique.

L’image 2.15 montre un amas de pixels reconstruit avec le *seed clustering* ainsi que les quantités mentionnées.

Par la suite le *LL clustering* est utilisé sur tous les amas de pixels ayant une énergie inférieure à 10 keV. Ces électrons déposent de l’énergie sur moins de $2\mu\text{m}$. Cette taille étant inférieure à 7 fois la taille de nos pixels, on peut faire l’hypothèse que les interactions sont ponctuelles. La recherche est effectuée de gauche à droite et ligne par ligne :

1. On recherche sur une ligne les pixels ayant les valeurs les plus élevées. On appelle x_{max} la position d’un de ces pixels.
2. A partir de ces pixels, dans l’ordre décroissant, on recherche deux minima à gauche et à droite de ces derniers avec comme condition que l’amas de pixels

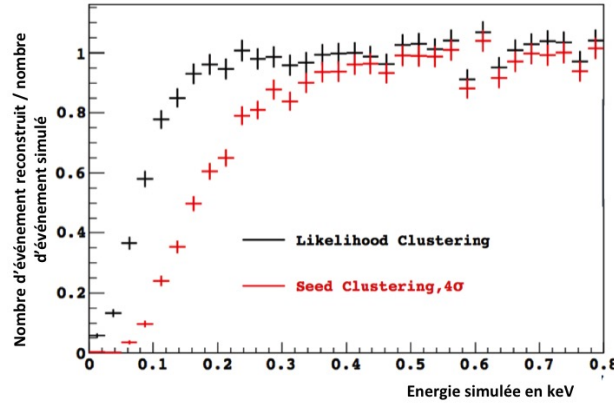


FIGURE 2.16 — Comparaison de l’efficacité des deux algorithmes à partir de simulations. On remarque bien qu’à partir de 0.4 keV, l’efficacité du *likelihood clustering* est plus importante que celle du *seed clustering*.

soit au minimum de 5 pixels et au maximum de 11 pixels pour des énergies inférieures à 10 keV.

3. On calcule $\mathcal{L}_n$, la fonction de vraisemblance telle que les valeurs des pixels soient décrites par du bruit blanc :

$$\mathcal{L}_n = \sum_1^{N_{pix}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{white}^2}} \times e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{white}^2}} \quad (2.4)$$

4. On calcule $\mathcal{L}_g$, la fonction de vraisemblance telle que les valeurs des pixels soient décrites par du bruit blanc avec la déposition d’un dépôt d’énergie décrite par une distribution gaussienne f_G (voir équation 2.5) d’intégrale N_E , le nombre de porteurs de charges, de moyenne ν_x , la coordonnée du pixel central de l’amas et d’écart-type σ_x , la dispersion de l’amas qui est liée à la profondeur de l’interaction.
5. On effectue un ajustement de la différence des logarithmes de $\mathcal{L}_n$ et $\mathcal{L}_g$, ΔLL , telle que montré dans l’équation 2.6. N_e , ν_x et σ_x sont des paramètres libres de l’ajustement et on maximise $\mathcal{L}_g$.
6. Lorsque ΔLL est inférieur à -4 , on identifie un amas potentiellement produit par une particule²⁰. ΔLL peut atteindre -10000 pour les amas de pixels les plus énergétiques.

La figure 2.16 montre une comparaison entre les deux algorithmes de reconstruction des amas. Le *seed clustering* est moins performant que le *likelihood clustering*. Cependant à partir d’un dépôt d’énergie supérieur à 10 keV, l’hypothèse selon laquelle

20. On verra dans la partie 5.1 qu’une très grande partie des amas reconstruits entre $-4 > \Delta LL > -22$ sont des amas de pixels provenant de bruit blanc

l'interaction est ponctuelle, n'est plus valable et le modèle utilisé pour construire le *likelihood clustering* n'est pas adéquat. C'est pourquoi dans un premier temps on utilise le *seed clustering* pour reconstruire les dépôts d'énergies supérieurs à 10 keV, puis le *likelihood clustering*.

$$f_G(x, \nu_x, \sigma_x) = N_e \times \text{Gaus}(x, \mu_x, \sigma_x,) \quad (2.5)$$

$$\Delta LL = -\ln \left[\frac{\text{Max}(\mathcal{L}_G)}{\mathcal{L}_n} \right], \quad (2.6)$$

2.3.4 Estimation du *Dark current*

Nous avons vu précédemment qu'à cause de l'agitation thermique des porteurs de charges, il est possible de produire des paires électrons-trous. Ces paires électrons-trous ajoutées à la fluctuation des valeurs du bruit-blanc peuvent produire des amas de pixels, que l'on peut confondre avec des amas de pixels produits par l'interaction de particules.

Dans l'objectif d'estimer le *dark current* dans les images après égalisation et réduction du bruit corrélé on met en place la procédure suivante :

1. On masque les pixels ayant une valeur supérieure à $6\sigma_{white}$ dans toutes les images de notre prise de données ;
2. Pour chaque CCD et chaque image, on effectue la moyenne des valeurs des pixels dans chaque ligne de la partie de l'image contenant les paquets de charges et de *l'overscan* en y . On calcule la moyenne de ces valeurs pour *l'overscan* en y et pour la partie de l'image contenant les paquets de charges ;
3. Comme dans *l'overscan*, on ne lit pas de paquets de charges, la différence des deux moyennes donne une estimation du *dark current*.

Les figures 2.17 montrent la moyenne des valeurs des différentes lignes de la partie de l'image contenant les paquets de charges et de *l'overscan* en y pour les CCDs 4 et 12. Le tableau 2.3 donne les différentes valeurs moyennes par extension du *dark current* dans une partie des images de *l'IDM data set*.

CCD	1	2	3	4	6	11	12
<i>Dark Current ADU</i>	1.53	4.61	1.05	0.98	1.16	2.81	8 – 16
<i>Dark Current</i> $10^{-3}e^{-}.pix_{1 \times 1}^{-1}.j^{-1}$	0.95	2.64	0.63	0.58	0.71	1.64	4.7 – 9.4

TABLE 2.3 – Tableau donnant les valeurs moyennes du *dark current* des CCDs de DAMIC, calculées à partir d'images de *l'IDM data set*. Les CCDs 2 et 12 sont les plus contaminées par le *dark current* avec une instabilité notoire pour le CCD 12.

Afin de diminuer le nombre de charges produites par le *dark current* dans nos images, on limite le temps d'exposition de ces dernières. Pour les images de *l'IDM data set*, on a choisi un temps d'exposition de 8 heures, ce qui permet de limiter

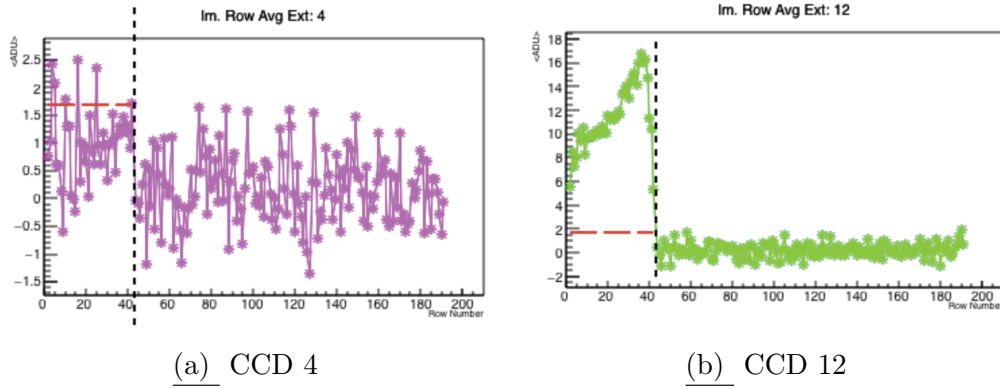


FIGURE 2.17 – Valeurs moyennes des pixels par ligne d’une partie des images de *l’IDM data set*. La figure 2.17a représente celles obtenues avec le CCD numéro 4, le moins contaminé par le *dark current*. La figure 2.17b représente celles du numéro 12, le plus contaminé. Dans les deux figures la ligne en noir délimite les deux parties de l’image. Les traits rouges représentent la valeur $10^{-3} \text{ e}^- \cdot \text{pix}_{1 \times 1}^{-1} \cdot \text{j}^{-1}$ de *dark current* en ADU.

le *dark current* tout en ayant un temps d’exposition long permettant de limiter les temps morts entre chaque lecture d’image, mais surtout le nombre d’amas de pixels pouvant provenir de bruit-blanc dans nos données ²¹.

2.4 Caractéristiques physiques du CCD

2.4.1 Reconstruction de la position des interactions

Comme expliqué lors de la production de paires électrons-trous suite à une interaction de particules sur le CCD, les trous sont diffusés à partir du point d’interaction jusqu’à la surface entre le substrat et le *P-channel*. La diffusion résulte en un étalement des charges dans différents pixels qui dépend de la profondeur z du point d’interaction. On peut montrer [64] que la diffusion des trous au niveau du *P-channel* peut être modélisée par une gaussienne avec $\sigma = \sqrt{2Dt_{tr}}$, avec D le coefficient de diffusion et t_{tr} le temps caractéristique de dérive des trous. À partir de σ on peut estimer la profondeur de l’interaction z grâce à la formule suivante [64] :

$$\sigma^2(z) = -A \ln(1 - bz), \quad (2.7)$$

avec A et b deux coefficients basés sur des paramètres physiques du CCD :

$$A = \frac{2\epsilon_{Si}k_B T}{\rho_n e}, \quad b = \left(\frac{\epsilon_{Si}V_b}{\rho_n z_D} + \frac{z_D}{2} \right)^{-1}, \quad (2.8)$$

21. Plus on a d’images, plus la quantité d’amas de pixels reconstruits pouvant provenir de bruit blanc est importante.

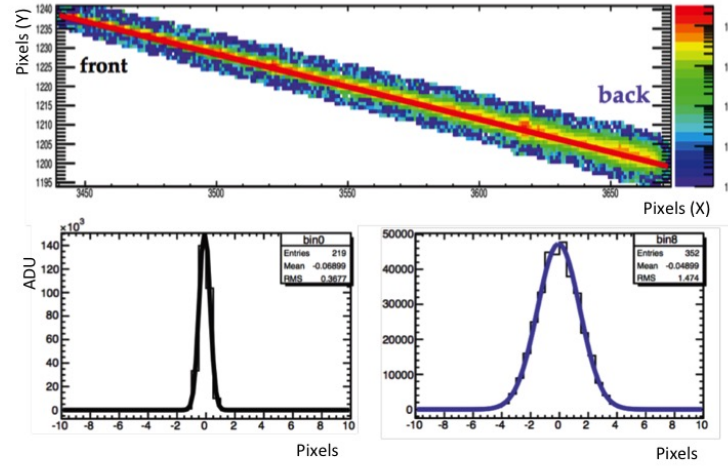


FIGURE 2.18 – La figure du haut représente une trace de muon dans un CCD de $675 \mu\text{m}$ d'épaisseur. A gauche et à droite on retrouve la distribution des charges dans une coupe perpendiculaire à la trace et proche la partie haute et basse du CCD, respectivement. On remarque bien que la diffusion est plus importante dans la partie basse que dans partie haute.

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin, q la charge élémentaire, ϵ_{si} la permittivité du silicium, ρ_D la concentration de phosphore dans la partie centrale, V_b la tension inverse du CCD, et z_D l'épaisseur du CCD.

Afin d'avoir une estimation des paramètres A et b , on effectue un ajustement par maximum de vraisemblance sur des traces de muons cosmiques. Les muons traversent les CCDs en produisant des amas de pixels ressemblant à des traces rectilignes dont les extrémités de la trace correspondent aux entrées/sorties du muons. Comme on peut faire l'hypothèse que les muons déposent une quantité constante d'énergie par distance parcourue dans nos CCDs, $dE/dl = cst$, on peut pour chaque pixel estimer z . on effectue l'estimation des paramètres sur des images en format 1×1 des amas de pixels produit par ces muons. La figure 2.18 montre une image de muons ainsi que la distribution des charges entre les différents pixels près du haut et du bas du CCDs. La fonction ajustée est la suivante :

$$\log \mathcal{L}_{Diffusion}(A, b | \vec{r}, \vec{q}, \vec{m}) = \sum_{i=0}^N \log(f_q(r_i, q_i | A, b, \vec{m})), \quad (2.9)$$

avec $\vec{r}$ la position (x, y, z) d'un pixel de la trace, q_i la charge mesurée dans ce pixel, $\vec{m}$ la direction du muon (estimée à partir d'une régression linéaire de la position des différents pixels composant la trace de muon pondérée par l'énergie), et $f(r_i, q_i)$ la distribution de la valeur du pixel en fonction de la position r_i à partir d'une gaussienne centrée sur la direction du muon avec une variance σ_{xy} . On ajuste deux

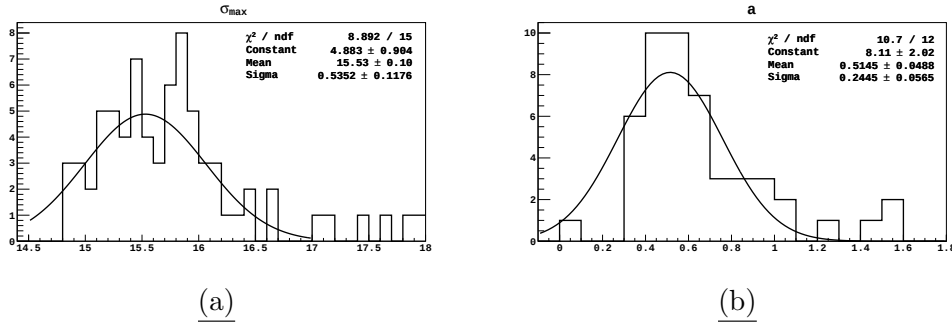


FIGURE 2.19 – Distribution σ_{max} (gauche) et a (droite) issues de l’ajustement sur plusieurs traces de muons.

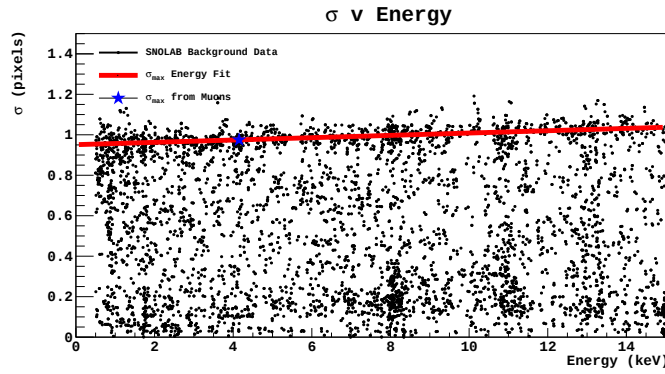


FIGURE 2.20 – Distribution de σ_x des amas de pixels de *l'IDMdataset*. La droite en rouge représente l’évolution de σ_{max} en fonction de l’énergie. L’étoile bleue représente la valeur obtenue avec les traces de muons.

paramètres qui sont σ_{max} et a donnés par les équations suivantes :

$$b = \frac{e^{-a}}{z_D}, \quad (2.10)$$

$$A = \frac{-\sigma_{max}^2}{\ln(1 - bz_D)}.$$

Les résultats de l’ajustement sont montrés dans les figures 2.19. Comme on peut le voir dans nos données en format 1×100 sur la figure 2.20, σ_{max} est dépendant de l’énergie de l’amas de pixels. Cela pourrait s’expliquer par un transfert inefficace de charges entre les colonnes qui augmenterait l’étalement des charges. Pour prendre en considération cette évolution de σ_{max} en fonction de l’énergie, on introduit un paramètre linéaire α dans notre modèle :

$$\sigma_{xy}(z, E) = \sigma_{xy}(z, E = 0) \left(1 + \frac{\alpha E}{\sigma_{xy}(z = z_D, E = 0)} \right) \quad (2.11)$$

$$\sigma_{xy}(z, E = 0) = \sqrt{-A \ln(1 - bz)}$$

On reproduit l’ajustement en rajoutant le paramètre α . Les valeurs des paramètres finaux sont montrés dans le tableau 2.4.

Parameter	Value
A	$216.2 \pm 23.3 \mu\text{m}^2$
b	$(8.86 \pm 0.37) \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$
α	$0.086 \pm 0.006 \mu\text{m}.\text{keV}^{-1}$

TABLE 2.4 – Valeurs des paramètres de la diffusion

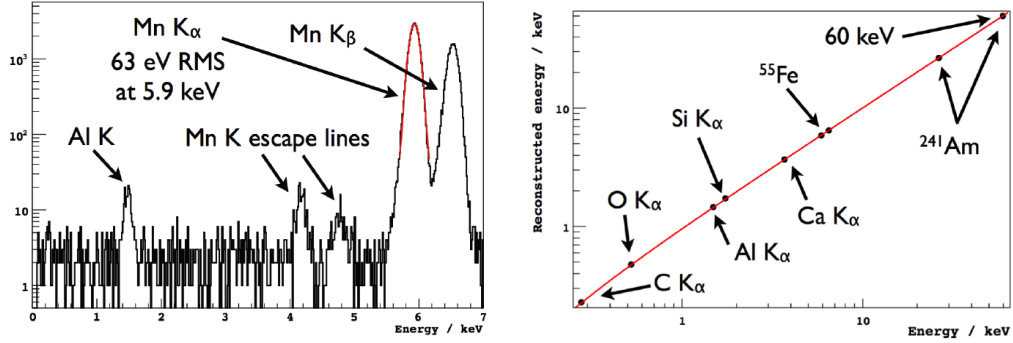


FIGURE 2.21 – A gauche le spectre en énergie des CCDs de DAMIC exposé à une source de ^{55}Fe . On remarque la présence des fluorescences K_α et K_β du Manganèse provenant de la désintégration du ^{55}Fe . A droite l'énergie reconstruite de certaines fluorescences en fonction de l'énergie de ces dernières. Il est important de noter que les CCDs utilisés pour cette mesure ont une partie haute plus fine que celle utilisée dans l'expérience actuelle, ce qui permet à la fluorescence du Carbone d'être détectée. Avec les CCDs utilisés actuellement dans DAMIC, cette fluorescence n'est pas détectée car absorbée dans la partie haute.

2.4.2 Propriétés physiques des CCDs : Linéarité de la réponse des CCDs et facteur Fano

Pour produire un spectre d'énergie à partir des images de DAMIC, on doit convertir les valeurs des pixels données en ADU en unité d'énergie. Les signaux produits par des reculs d'électrons, qui perdent leur énergie par ionisation, sont proportionnels au nombre de charges produites. En moyenne, pour chaque 3.77eV déposés, une paire électron-trou est produite [101].

Dans l'objectif de calibrer nos CCDs, on les expose à des fluorescences de divers atomes : Oxygène, Aluminium, Silicium, Chrome, Manganèse et Fer. Les figures 2.21 montrent le spectre d'un des CCDs exposé à une source de ^{55}Fe et les énergies reconstruites²² en fonction de l'énergie des fluorescences des atomes énoncés précédemment. Cette mesure démontre que l'énergie déposée par un recul d'électron est proportionnelle à l'énergie reconstruite du CCD : $E_{rec} = k \times E_{ADU}$ avec k une constante dont la valeur est calculée grâce aux calibrations²³, E_{rec}/ADU l'énergie reconstruite en keV et ADU respectivement. Avec ces données, on peut aussi mesurer le facteur de Fano[116], qui est le coefficient de variation représentant la fluctuation du nombre de charges produites dans le CCD pour une énergie donnée. Dans tous

²². Avec *LL-clustering*

²³. Peut varier en fonction des CCDs, des réglages électroniques et physiques (ex : température, tension inverse)

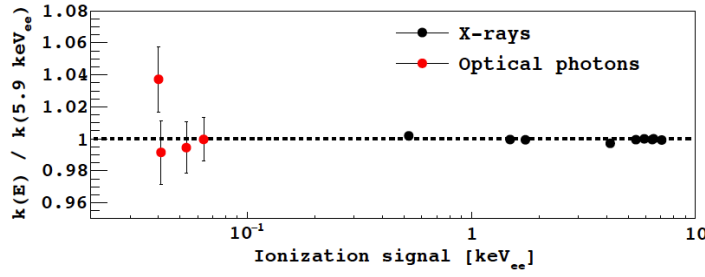


FIGURE 2.22 – Constante de calibrage k en fonction de l'énergie du signal du CCD. Les valeurs de k sont comparées à sa valeur mesurée à 5.9keV . Les calibrations produites aux énergies de l'ordre du kiloélectron-volt ont été effectuées avec des rayons-X. Les calibrations aux énergies de l'ordre de la dizaine d'électron-volt ont été produites en utilisant des photons optiques provenant d'une LED. La linéarité est démontrée jusqu'à 40eV .

les détecteurs, une fluorescence apparaît telle une gaussienne à cause de cette fluctuation. On appelle σ_E et ν_E les paramètres de cette gaussienne. Le facteur Fano F est :

$$F = \frac{\sigma_{charges}^2}{\nu_{charges}}, \quad (2.12)$$

avec $\sigma_{charges} = \frac{\sigma_E}{E_{e-h}}$ et $\nu_{charges} = \frac{\nu_E}{E_{e-h}}$ ²⁴. Le facteur Fano mesuré dans nos CCDs pour une résolution de 54 eV ²⁵ à 5.9 keV est de $(0.133 \pm 0.005)\text{ keV}$.

Afin de montrer que la relation $E_{rec} = k \times E_{ADU}$ est toujours utilisable en dessous de 100 eV , on a mis en place une procédure utilisant une Diode Électro Luminescente (LED ou DEL). La diode est installée à l'intérieur du récipient en cuivre. Lorsque cette diode émet des photons optiques²⁶, ces derniers interagissent avec le CCD et ont une probabilité non-nulle de produire des paires électron-trou.

En prenant plusieurs images avec plusieurs temps d'exposition t_{exp} , on peut estimer k pour différentes énergies. Pour un pixel, le nombre de charges attendues suit une loi de Poisson. La moyenne $\nu_l(t_{exp})$ et la variance $\sigma_l(t_{exp})$ sont reliées à la constante k par la relation :

$$k = \frac{\sigma_l^2}{3.77\text{eV} \times \nu_l}. \quad (2.13)$$

A partir de cette équation on peut alors estimer la constante de calibration en dessous de 100 eV . La figure 2.22 montre la réponse linéaire des CCDs jusqu'à 40 eV .

Pour estimer k dans les différents CCDs utilisés dans l'actuel DAMIC, il est nécessaire de produire une calibration pendant la prise de données. Une LED est installée dans le récipient actuel contenant les CCDs. En utilisant la même procédure, on obtient des valeurs k pour chaque CCD. Dans l'objectif d'améliorer l'estimation,

24. Rappel : $E_{e-h} = 3.65\text{ eV}$ est l'énergie de production d'une paire électron-trou dans le CCD.

25. Après soustraction du bruit blanc

26. La diode émet des photons rouges dont l'énergie est d'environ 1.7eV

on produit un ajustement des fluorescences du Cuivre K_α ²⁷ et Bismuth $L_{\alpha/\beta}$ ²⁸. Le tableau 2.5 présente les différentes valeurs de la constante de calibration k pour les différents CCDs de l'expérience.

Extension	1	2	3	4	6	11	12
$k / (2.6 \times 10^{-4} \frac{\text{keV}}{\text{ADU}})$	1.009	0.956	0.979	0.984	1.010	0.969	0.999

TABLE 2.5 – Constante de calibration des différents CCDs utilisés dans l'expérience de DAMIC.

2.4.3 Ionisation produite par des reculs nucléaires dans les CCDs

Lorsqu'un noyau de silicium subit une collision élastique avec un neutron, ou potentiellement avec une particule de matière sombre, ce dernier acquiert une énergie E_r . On parle de recul nucléaire. Cette énergie est alors transmise de deux façons : sous forme d'ionisation E_e (production de paires électrons-trou) ou au cristal E_{pho} (phonons)[73][124]. Lorsque l'énergie de recul E_r est supérieure au MeV, presque la totalité de l'énergie est déposée sous forme d'ionisation. A l'inverse, plus l'énergie de recul est petite, plus la proportion d'énergie transférée au cristal est importante. Ainsi on a $E_e = \Gamma(E_r)$, avec Γ la fonction appelée facteur de *quenching* qui avait été mesurée pour le silicium jusqu'à des reculs nucléaire d'énergie 3 keV_{nr}²⁹ [50]. Comme avec DAMIC nous sommes sensibles à des énergies d'ionisation allant jusqu'à 40eV_{ee}, il est nécessaire de produire des mesures du facteur de *quenching* pour des énergies de recul nucléaire inférieures à 3 keV_{nr}. Une partie de la collaboration a présenté des résultats pour des énergies de recul nucléaire allant de 0.7 à 2.3 keV_{nr} [36].

L'expérience consiste à exposer un CCD à une source de neutrons produite à partir d'un système $^{124}\text{Sb} - ^9\text{Be}$. Lorsque les noyaux de ^{124}Sb se désintègrent, ils produisent des photons d'énergie $E_{Sb} = 1691$ keV[87]. Ces derniers vont alors interagir avec un noyau de ^9Be produisant alors une source de neutrons presque monochromatique d'énergie $E_{nBe} = 24$ keV. La figure 2.23 est un schéma de l'installation. Comme montré dans ce schéma, dans l'objectif de mesurer directement le flux de neutrons, un compteur ^3He a été rajouté à l'expérience. Grâce aux mesures prises par ce compteur, une simulation de l'installation a été testée et validée³⁰. Pour estimer le bruit de fond produit sur les données provenant de la radioactivité ambiante ou de la désintégration du ^{124}Sb , le BeO a été remplacé par de l'aluminium. Aucun

27. La fluorescence provient de l'interaction de particule avec le cuivre présent dans l'expérience

28. Le ^{210}Pb , un isotope radioactif du plomb très présent dans notre expérience, se désintègre en ^{210}Bi . Les fluorescences $L_{\alpha/\beta}$ du bismuth font partie des produits de la désintégration

29. *nr* pour *nuclear recoil* ce qui équivaut à une énergie transmise par ionisation de $\sim 800\text{eV}_{ee}$. *ee* pour énergie d'ionisation

30. La simulation a été effectué avec MCNP[112]

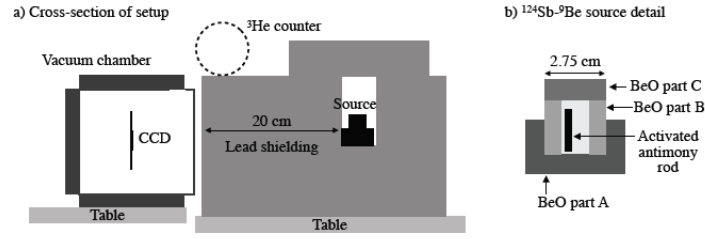


FIGURE 2.23 – Schéma de l'expérience qui a eu lieu à l'Université de Chicago. Le compteur d' ^3He a été positionné à différents endroits afin de valider la simulation du flux de neutrons. b) Un schéma de la source $^{124}\text{Sb} - ^9\text{Be}$ utilisée pour la production de neutrons.

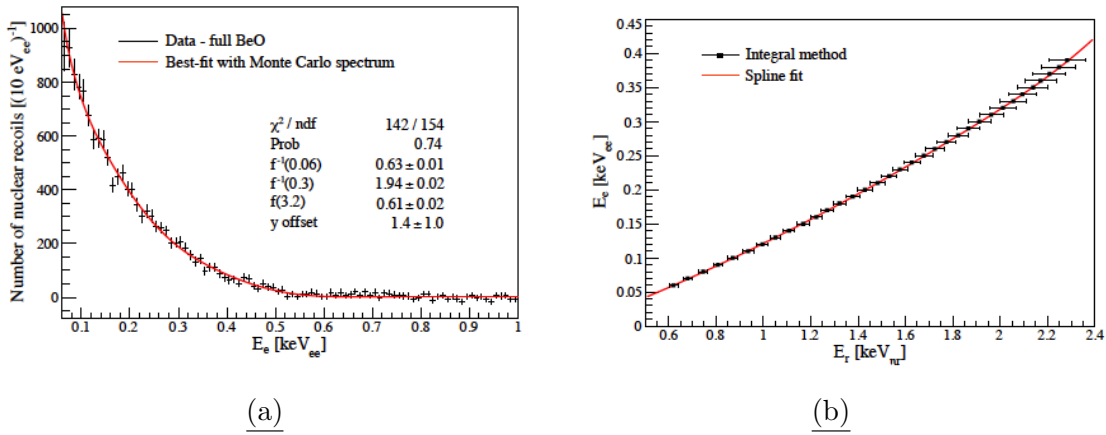


FIGURE 2.24 – A gauche le spectre d'ionisation induit par les reculs nucléaires de neutrons de la source $^{124}\text{Sb} - ^9\text{Be}$. Les marqueurs représentent les données et la ligne le meilleur ajustement aux données. Les meilleurs paramètres de la fonction spline sont donnés dans la légende. A droite l'énergie d'ionisation en fonction de l'énergie du recul nucléaire. La courbe rouge représente les résultats obtenus avec l'ajustement de la courbe de spline, et les marqueurs noirs les résultats obtenus avec la seconde méthode.

neutron n'est alors produit. De plus comme les valeurs d'atténuation de photons sont quasi-identiques pour les deux matériaux, l'aluminium est le parfait candidat.

Le facteur de quenching a été estimé grâce à deux méthodes. Dans la première méthode, l'énergie déposée par recul nucléaire sous forme d'ionisation E_e est modélisée en fonction de l'énergie du recul nucléaire E_r par une fonction de spline³¹ f cubique à trois paramètres. On ajuste un spectre E_e aux données obtenues à partir de la fonction f appliquée à un spectre E_r simulé. Les résultats sont montrés sur la figure 2.24a.

La seconde méthode consiste à partir de l'hypothèse que le nombre d'évènements dans les données au-dessus d'une valeur E_e^* du spectre d'ionisation par recul nucléaire est égal au nombre d'évènement simulés du spectre du recul nucléaire au-dessus

31. Une fonction de spline est une fonction par morceaux constituée d'un polynôme sur chaque intervalle

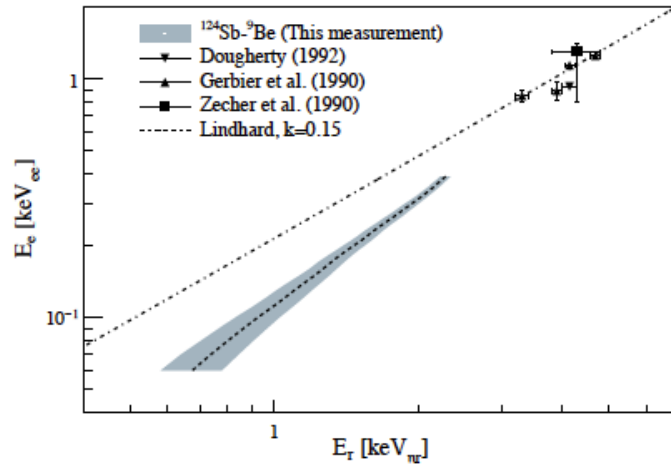


FIGURE 2.25 – Énergie d’ionisation en fonction de l’énergie du recul nucléaire dans le silicium. La bande grise représente l’incertitude à 1σ de la mesure présentée. Les résultats obtenus dans de précédentes expériences ainsi que le modèle de Lindhard[73] sont montrés à titre de référence.

d’une valeur E_r^* . L’ensemble des paires (E_e^*, E_r^*) produites permettent d’établir une estimation du facteur de *quenching*. Les résultats de cette méthode sont montrés sur la figure 2.24b.

A partir de ces deux méthodes, on peut établir une mesure du facteur de quenching dans le silicium entre $0.7 \text{ keV}_{\text{nr}}$ et $2.3 \text{ keV}_{\text{nr}}$, montrée sur la figure 2.25. Pour de plus amples informations sur les sources d’erreurs de cette analyse, voir le papier cité en référence [50] ou la thèse de Jing Zhou citée en référence [122].

Chapitre 3

DAMIC et GEANT4

Contents

3.1	La Physique de GEANT4	78
3.1.1	Principes de la simulation d'une particule dans GEANT4	78
3.1.2	Bibliothèques générales : Interactions électromagnétiques de l'ordre de l'eV et du keV	80
3.1.3	MicroElectronics : Bibliothèque pour la simulation de particules chargées dans le silicium	81
3.2	Géométrie implémentée dans la simulation GEANT4 . .	82
3.2.1	Description générale des volumes intégrés à la simulation	82
3.2.2	Intégration des CCDs	83
3.3	De la génération de particules jusqu'aux amas simulés .	84
3.3.1	Le générateur de particules	85
3.3.2	Le fichier de sortie de la simulation GEANT4	87
3.3.3	Diffusion des dépôts d'énergie de GEANT4 et simulation des bruits électroniques	87
3.4	Choix de la bibliothèque de physique et validations des paramètres de la simulation	93
3.4.1	Reproduction des résultats du papier MicroElectronics de GEANT4[96]	93
3.4.2	Validation des coupures de production de particules secondaires	96
3.5	Exemple d'utilisation : estimation de la taille de la partie morte supérieure des CCDs avec du tritium	97

Dans le but de comprendre notre bruit de fond radioactif dans DAMIC, il est nécessaire de produire des simulations des contaminants radioactifs présents dans les différents volumes de l'expérience. Ces simulations serviront à produire un spectre de fond radioactif en vue de l'utiliser pour la mise en place d'une limite supérieure

sur la détection de la matière sombre¹. Par rapport à ce qui a été montré au chapitre précédent sur le bruit de fond électronique, les simulations doivent être capables de simuler des dépôts d'énergie d'au minimum 50 eV, correspondant à $\sim 7\sigma_{ped}$. En effet, en-dessous de 50 eV, les amas de pixels reconstruit seront principalement issus du bruit électronique, ce qui ne permettra pas de les distinguer d'amas de pixels issus de l'interaction d'une particule avec les CCDs.

La simulation de l'expérience a été produite en utilisant GEometry ANd Tracking 4 (GEANT4), qui est un outil développé pour simuler le passage des particules à travers la matière, par la méthode Monte-Carlo [22]. Le logiciel open-source est utilisé par différentes organisations dans le monde académique telles que la NASA, l'ESA ou le CERN. Depuis le début de la décennie, la collaboration de GEANT4 s'est principalement concentrée sur le développement des interactions physiques à basse énergie (en dessous du MeV)[21]. On citera GEANT4-DNA[58] pour la radiobiologie et MicroElectronics[96] pour les interactions électromagnétiques des électrons, protons et ions dans le silicium à basse énergie.

Ce chapitre débute par une introduction à la physique de GEANT4 mettant en place des éléments de terminologie et présentant les différentes bibliothèques de physique utilisées lors de l'élaboration de la simulation. Ensuite nous nous attarderons sur la géométrie implémentée. Nous verrons en détail tout le processus de simulation, de la génération de la particule primaire (un noyau radioactif dans le cas de notre bruit de fond) jusqu'à la production d'amas de pixels simulés dans les CCDs. Enfin, suite à cet exposé, nous terminerons par la validation des bibliothèques de physique, des coupures sur la production de particules secondaires et montrerons quelques exemples d'utilisation de la simulation autres que la simulation de bruit de fond radioactif.

3.1 La Physique de GEANT4

3.1.1 Principes de la simulation d'une particule dans GEANT4

Une simulation consiste à générer une ou plusieurs particules dites primaires sous certaines conditions initiales et suivre les interactions produites par ces dernières et ses particules filles dans la matière pour enfin reproduire la réponse du détecteur suite à l'interaction avec une particule suivie.

On appelle conditions initiales, la position initiale, la quantité de mouvement et la définition/nature de la particule primaire. Plusieurs simulations de particules primaires identiques sont appelées des *Run*. Chaque simulation est appelée un *Event*. La position et la quantité de mouvement initiales de la particule primaire peuvent changer entre chaque *Event*. Le chemin² parcouru par une particule est appelé *Track* et chaque partie de ce chemin est un *Step*. A chaque *Step* correspond un unique dépôt d'énergie.

1. Travail présenté dans les chapitres 4 et 5.

2. Il est important de voir ce chemin en 4 dimensions en incluant le temps

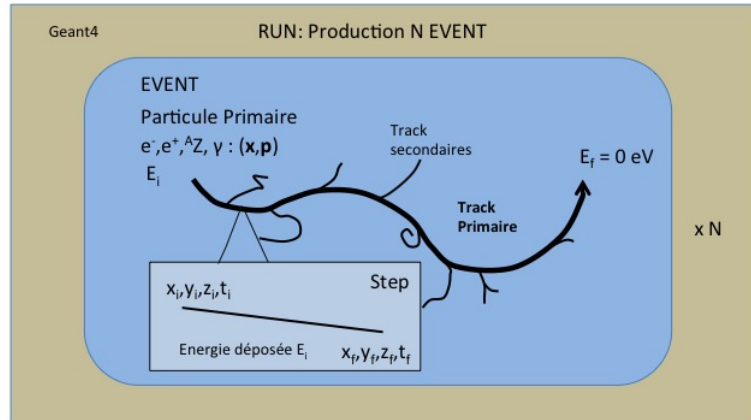


FIGURE 3.1 — Schéma représentant le fonctionnement des simulations GEANT4. Une simulation de GEANT4 consiste en un *Run*, de *N Events*. Chaque *Event* est composé de plusieurs *Tracks* composés de plusieurs *Steps* comme illustré dans l’encadré.

Un *Process* est une classe C++ permettant de décrire l’interaction d’une particule avec la matière le long d’un *Track*. Les *Process* sont divisés en 3 étapes pour décrire une interaction :

1. Lorsque la particule est au repos. Exemple : désintégration ;
2. Lors d’un *Step* . Exemple : Ionisation modélisée de façon continue, Bremsstrahlung modélisé de façon continue ;
3. À la fin d’un *Step* . Exemple : Ionisation modélisée de façon discrète, effet Compton...

L’implémentation des détails d’une interaction, comme la cinématique, est régie par les *Models*. Plusieurs *Models* peuvent être assignés à un *Process*.

Prenons l’exemple d’un électron. Pour décrire l’ionisation en dessous du MeV dans le silicium on peut utiliser différents *Process* :

- `G4eIonisation[GEANT4PhyRef]` : Ionisation par une perte d’énergie continue pendant un *Step* et production de particules secondaires à la fin d’un *Step*. Plusieurs modèles sont disponibles : *G4LivermoreIonisationModel*, *G4PenelopeIonisationModel*.
- `G4MicroElecInelastic[96]` : Ionisation discrète et production d’une particule secondaire effectuées en même temps à la fin d’un *Step* . Un seul *Model* est disponible.

La figure 3.1 est un schéma résumant le fonctionnement de GEANT4.

La distance parcourue lors d'un *Step* est échantillonnée au hasard à partir des libres parcours moyens des différents *Process* imposés à la particule ou des limitations imposées par l'utilisateur³. La plus petite distance calculée à partir des différents *Process*, définit la nouvelle distance parcourue par la particule lors du prochain *Step*. Le libre parcours moyen ou longueur d'interaction est donné par :

$$\lambda(E) = \left(\sum_i n_i \sigma(Z_i, E) \right)^{-1}, \quad (3.1)$$

où $\sigma(Z_i, E)$ est la section efficace totale par atome. n_i est le nombre d'atomes par volume calculé à partir de la formule suivante :

$$n_i = \frac{\mathcal{N} \rho w_i}{A_i}, \quad (3.2)$$

avec $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro, w_i proportion de la masse de l'élément i , ρ la masse volumique du matériaux et A_i la masse d'une mole de l'élément i .

3.1.2 Bibliothèques générales : Interactions électromagnétiques de l'ordre de l'eV et du keV

Afin de simuler correctement les interactions et calculer les libres parcours moyens pour les photons, hadrons, électrons et ions à basse énergie, la collaboration GEANT4 a développé plusieurs bibliothèques de physique, c'est à dire un ensemble de *Process* et *Models*. Il existe deux bibliothèques générales, le terme général décrivant le fait que ces bibliothèques soient utilisables pour tous les matériaux possibles, pour peu que les données des différents paramètres utilisés dans les calculs de sections efficaces des atomes composant le matériau soient intégrées à GEANT4. Elles se nomment *Livermore* et *Penelope*.

Ces bibliothèques de basse énergie prennent en compte les effets des couches électroniques sur les sections efficaces. Des interactions à basse énergie sont rajoutées telles que l'effet photoélectrique, l'effet Rayleigh, et les désexcitations atomiques (fluorescences et électrons Auger). La bibliothèque *Livermore* utilise des données qui permettent le calcul des sections efficaces et d'échantillonner/sélectionner l'état final d'une interaction jusqu'à 10 eV :

- EPDL97 (Evaluated Photons Data Library)[43] ;
- EPICS2014 (Electrons and Photons Interaction Cross Section)[42] ;
- EEDL (Evaluated Electrons Data Library)[108] ;
- EADL (Evaluated Atomic Data Library) [109] ;
- La base de donnée Scofield pour les énergies de liaisons atomiques[103].

3. Dans le cas d'ionisation continue d'un muon dans un CCD, on peut imposer à ce muon de parcourir au maximum 15 μm par *Step* dans l'objectif de reproduire correctement les dépôts d'énergies dans chaque pixels

Penelope est une alternative à *Livermore* et est basée sur des modèles analytiques pour calculer les sections efficaces des interactions [91]. Les résultats sont valides jusqu'à 100eV. *Penelope* est notamment utilisée dans MCNP [112], un autre outil de simulation d'interactions de particules dans la matière.

Dans l'objectif de simuler le passage de particules chargées dans la matière ces deux bibliothèques proposent des approches dites condensées. Lors d'un pas d'intégration (*Step* dans GEANT4), plusieurs interactions sont regroupées. Pour simuler la perte d'énergie due aux interactions inélastiques et élastiques des particules chargées, ces bibliothèques utilisent des modèles basés sur le pouvoir d'arrêt et sur la théorie de la diffusion respectivement. Ces approximations diminuent la précision à basse énergie (en-dessous du keV), mais améliorent la rapidité d'exécution de la simulation et la possibilité d'utiliser les mêmes modèles pour plusieurs matériaux.

Pour améliorer la précision, on peut ajouter aux bibliothèques *Livermore* et *Penelope*, des bibliothèques spécifiques à certains matériaux et certaines interactions. On peut citer comme exemple : MicroElectronics[96] GEANT4-DNA[GEANT4DNA] pour la simulation des particules chargées dans le silicium et dans les tissus biologiques, respectivement.

3.1.3 MicroElectronics : Bibliothèque pour la simulation de particules chargées dans le silicium

MicroElectronics [96] est une bibliothèque publiée en 2014 qui permet de simuler le passage des particules chargées dans le silicium. À la différence des précédentes bibliothèques de physique, *MicroElectronics* offre une approche discrète à la modélisation du passage des particules chargées. Toutes les interactions élastiques et inélastiques sont explicitement simulées. Ce type de modèle requiert le calcul des sections efficaces totales et différentielles des différentes interactions. Le libre parcours moyen est calculé à partir de la section efficace totale et correspond à une seule et unique interaction. Par la suite, en utilisant la section efficace différentielle, sont calculés l'énergie perdue et le changement de direction.

Cette méthode discrète permet d'atteindre une meilleure précision que les méthodes condensées, mais est bien plus onéreuse en temps de calcul.

La section efficace différentielle d'interaction inélastique des électrons est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d(\hbar\omega)} = \frac{1}{\pi N a_0 E} \int_{q_-}^{q_+} ELF(\hbar\omega, \vec{q}) \frac{dq}{q}, \quad (3.3)$$

avec ω l'énergie transmise par l'électron, $\vec{q}$ la quantité de mouvement transmise, a_0 le rayon de Bohr, N la densité atomique du silicium, $q_{\pm}$ donné par

$$q_{\pm} = \frac{\sqrt{2m_e}}{\hbar} (\sqrt{E} \pm \sqrt{E - \hbar\omega}), \quad (3.4)$$

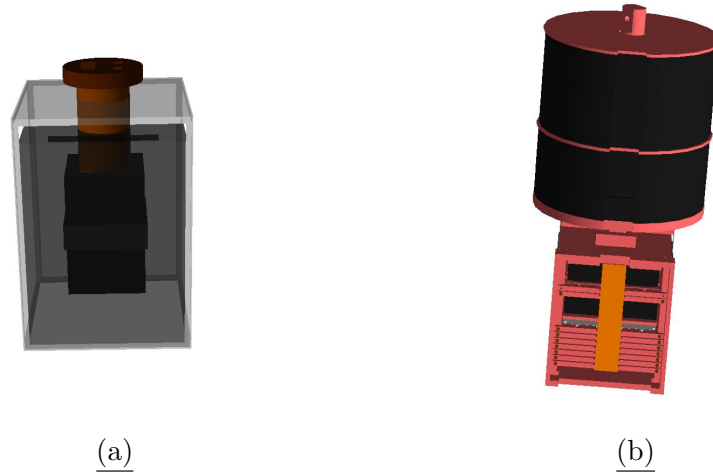


FIGURE 3.2 – 3.2a Vue générale de la géométrie de DAMIC à SNOLAB dans la simulation GEANT4. 3.2b Représentation de la boîte en cuivre et des différents modules. Le plomb est en noir, le cuivre en rosé et le kapton en orange. Le nombre de modules est de 9 mais l'un d'eux est vide et sert de soutien au bloc de plomb

et ELF l'Energy-Loss Function, basée sur la fonction diélectrique ou permittivité donnée par

$$ELF(\hbar\omega, \vec{q}) = Im \left[\frac{-1}{\epsilon(\omega, \vec{q})} \right], \quad (3.5)$$

avec ϵ la fonction diélectrique du silicium. Pour plus de détails sur le calcul de l'ELF, on peut se référer à l'article de Akkerman, Barak et Emfietzoglou [19]. Ce modèle serait applicable jusqu'à 1.5 eV. D'autres interactions comme les interactions avec les phonons doivent être prises en compte en dessous de 1.5 eV.

Les sections efficaces différentielles pour les interactions élastiques des électrons dans le silicium sont extraites des bases de données de l'ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements) [1][96].

La bibliothèque *MicroElectronics* est valable et vérifiée pour des électrons allant jusqu'à 16.7 eV, qui est l'énergie du plasmon⁴ dans le silicium. Dans le cas de DAMIC, nous nous intéressons à des dépôts d'énergie allant jusqu'à 50 eV.

3.2 Géométrie implémentée dans la simulation GEANT4

3.2.1 Description générale des volumes intégrés à la simulation

Deux simulations ont été produites afin d'étudier les bruits de fond radioactifs. Une simulation principale avec tous les éléments de géométrie de l'expérience réelle sans le blindage de polyéthylène, et une simulation secondaire avec le blindage de polyéthylène et le blindage de plomb. La simulation secondaire sert uniquement à

4. Le plasmon est une quasiparticule résultant de la quantification des fréquences plasma, c'est-à-dire des oscillations des charges électriques présentes dans les milieux conducteurs

étudier le bruit de fond radioactif produit par les neutrons de SNOLAB. Nous y reviendrons dans la partie 4.3.

La simulation principale de DAMIC-SNOLAB sur GEANT4 est composée de 190 volumes, dont 74 sont uniques. Les différents volumes ont été implémentés à partir des schémas mécaniques de Greg Derylo⁵.

La géométrie simulée de DAMIC-SNOLAB est séparée en 6 régions :

- Les CCDs au nombre de 8. Matériaux : silicium, nitrate de silicium et dioxyde de silicium. Voir partie 3.2.2
- Les modules avec les vis. Matériaux : cuivre, kapton, silicium et du laiton. Figure 3.2
- Les différents éléments à l'intérieur de la boîte de cuivre. Matériaux : plomb et cuivre. Figure 3.2
- Le blindage de plomb et son armature à l'intérieur du récipient. Matériaux : plomb et cuivre. Figure 3.2
- Le récipient. Matériaux : cuivre. Figure 3.2
- Le blindage de plomb et son armature extérieure de 21 cm d'épaisseur et entourant le récipient. Matériaux : plomb, cuivre et azote. Figure 3.2

L'annexe A regroupe plusieurs tableaux contenant les noms des volumes, les masses, la composition et les surfaces.

3.2.2 Intégration des CCDs

La géométrie des CCDs de la simulation de DAMIC est identique à celle des CCDs réelles que l'on a présentée au début du chapitre 2. La taille des CCDs simulés est de $64.36\text{mm}^2 \times 63.99\text{mm}^2$ et de $683\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur.

La zone désertée est représentée par un parallélépipède rectangle dit sensible. Un volume est dit sensible dans GEANT4 lorsqu'à chaque pas effectué par les particules, des données comme l'énergie déposée peuvent être sauvegardées. Dans la simulation, la zone désertée est le seul volume sensible. Les mesures de ce parallélépipède sont de $61.74 \times 61.92\text{mm}^2$ et de $675\text{ }\mu\text{m}$.

Les autres parties du CCD ne sont pas sensibles. Elles sont composées de plusieurs volumes représentant les différentes couches du CCD. La partie dite *haute* est composée de :

- une couche d'isolant en SiO_2 de $1.6\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur ;
- une couche de Silicium polycristallin : de $0.3\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur ;
- une autre couche d'isolant en Si_3O_4 de $0.1\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur.

La partie dite *basse* est composée de :

5. Ingénieur à Fermi Lab

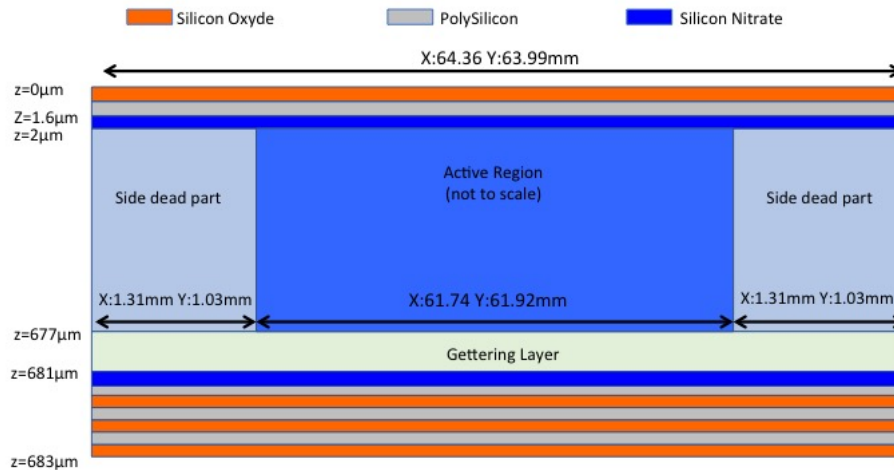


FIGURE 3.3 – Schéma représentant les différentes couches composant le CCD dans la simulation

- La couche de gettering : de $4\mu\text{m}$ d'épaisseur est faite de silicium.
- Une couche de nitrate de silicium d'épaisseur $0.1\mu\text{m}$.
- 3 couches de dioxyde de silicium, chacune de $0.3\mu\text{m}$ d'épaisseur.
- 3 couches de silicium polycristallin, chacune de $0.4\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Ces détails sont représentés sur la figure 3.3

3.3 De la génération de particules jusqu'aux amas simulés

La production d'amas simulés se fait en 3 étapes bien distinctes. En utilisant la simulation de DAMIC avec GEANT4, on génère des particules primaires et on enregistre les dépôts d'énergie dans la partie sensible du CCD des particules primaires et de leurs particules filles.

Ensuite on simule la diffusion des électrons produits par les dépôts d'énergie afin de produire des amas simulés⁶ ou des images simulées à partir des *blanks*. Enfin, dans les deux cas, on utilise une procédure identique à celle de l'analyse des images réelles permettant de mesurer les variables utiles, telles que l'énergie totale, la profondeur du dépôt etc.

On illustrera les différentes étapes de la production des amas par des exemples de simulations de ^{60}Co dans le volume *CopperBasePlatePV* et de ^{210}Pb sur la surface inférieure des CCDs. Ces deux isotopes ont été utilisés pour effectuer des tests car

6. On ne produit pas de fichiers images

ils sont complémentaires. La désintégration de ^{60}Co ⁷ est constituée de plusieurs photons de haute énergie ($\sim \text{MeV}$) et la désintégration ^{210}Pb est constituée de plusieurs électrons et photons de basse énergie ($\sim 15\text{keV}$). L'élément de l'expérience *Copper-BasePlatePV* a été choisi car il est le volume en cuivre, donc contenant du ^{60}Co , le plus proche du CCD. La surface inférieure du CCD a été choisie car elle permet de mettre en exergue les différentes particules produites par la désintégration du ^{210}Pb dans le spectre de ce dernier. Le nombre de désintégrations simulé est de 1600000 et de 70000, respectivement.

3.3.1 Le générateur de particules

Afin de faciliter la génération des particules primaires sous différentes conditions initiales, il est nécessaire de créer un générateur de particules, un code permettant de choisir les conditions initiales. Ce générateur se devait d'être le plus polyvalent et flexible possible pour effectuer des tests et simuler du bruit de fond radioactif dans les différents matériaux ou volumes de la simulation.

A cet effet, les options du générateur de particules peuvent être modifiées avec des macros, c'est à dire un fichier de commandes permettant de définir les options de la simulation. Elles permettent notamment d'éviter la modification du code source pour changer les conditions initiales de la particule primaire, de façon à ce que l'on puisse utiliser la même version du code pour différentes simulations.

Grâce à ce générateur on peut simuler des particules à partir :

- D'une source ponctuelle ;
- D'une forme : parallélépipède, sphère, cylindre...
- D'un matériau : Cuivre, Plomb, Azote...
- D'un volume : le CCD, une partie du module...
- En surface d'un volume.

De même le générateur permet de choisir la direction de la particule et le spectre en énergie de la particule primaire. Pour simuler des contaminants radioactifs issus de la diffusion en surface dans les différents volumes de l'expérience, comme le ^{210}Pb , un contaminant radioactif majeur de l'expérience, il est nécessaire de prendre en compte la distribution de la densité de ces derniers en fonction de la profondeur par rapport à la surface du volume. De manière générale les contaminants comme les isotopes radioactifs fils du radon diffusent jusqu'à 100 nm [62]. La densité du contaminant en fonction de la profondeur suit la fonction complémentaire de la fonction erreur[95] :

$$\text{erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{2z/M_d}^{\infty} e^{-t^2} dt, \quad (3.6)$$

avec M_d la profondeur caractéristique qui a pour valeur 100 nm. La distribution est montrée sur la figure 3.4.

7. Voir Annexe B pour plus d'informations sur les désintégrations

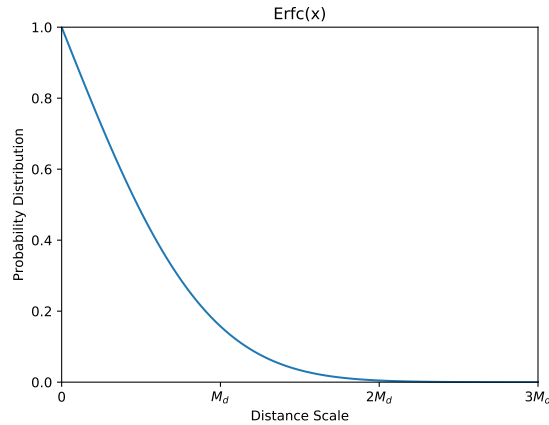


FIGURE 3.4 – Figure représentant la fonction de distribution des contaminants en fonction de la profondeur.

Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, le tritium est un de nos principaux contaminants. Afin de simuler les désintégrations de ce dernier qui est considéré comme *stable* dans GEANT4, nous avons implémenté le spectre d'émission bêta du tritium [53] introduit par Enrico Fermi en 1934 :

$$F(E) = C_L \sqrt{E^2 + 2Em_e} (Q_{max} - E)^2 (E + m_e) F(E, Z), \quad (3.7)$$

avec C_L une constante, E l'énergie de l'électron β , m_e la masse de l'électron, Z le numéro atomique, Q_{max} la chaleur de réaction de la désintégration et $F(E, Z)$ la fonction de Fermi. Dans le cas du tritium, on peut utiliser une approximation non-relativiste, puisque $Q_{max} \simeq 18keV < m_e[119]$:

$$F(E, Z) = \frac{2\pi\nu}{1 - e^{-2\pi\nu}}, \quad (3.8)$$

avec $\nu = \frac{2(E+m_e)\alpha Z}{\sqrt{E^2+2Em_e}}$.

Dans les macros utilisées, on peut aussi choisir une racine aléatoire pour l'initialisation du générateur de nombres pseudo-aléatoires de GEANT4. Cela permet une reproduction à l'identique des simulations recréant des événements que l'on aimerait étudier en détail. La figure 3.5 est un exemple de macro servant à produire une simulation de 1000 désintégrations de ^{210}Pb sur la surface inférieure du *SubLayerBotPV*.

```

1./control/verbose 0
2./run/verbose 0
3./run/initialize
4./tracking/verbose 0
5./event/verbose 0
6./random/setSeeds 29588 6434
7./damic/gun/particle ion
8./damic/gun/ion 82 210 0 0
9./damic/gun/energy/mono 0 eV
10./damic/gun/direction/oned
11./damic/gun/direction/onedX 1
12./damic/gun/direction/onedY 0
13./damic/gun/direction/onedZ 0
14./damic/gun/position/dosurface
15./damic/gun/position/dobot
16./damic/gun/position/setadvdiffmodel true
17./damic/gun/position/setminembeddist 0 nm
18./damic/gun/position/setmaxembeddist 100 nm
19./damic/gun/position/addvolume SubLayerBotPV 1
20./analysis/setFileName OutputFile Name
21./run/beamOn 1000

```

FIGURE 3.5 — Macro utilisée pour simuler des désintégrations de ^{210}Pb sur la surface inférieure du *SubLayerBotPV* (Partie Morte basse du CCD). Les 5 premières commandes permettent de configurer GEANT4. La commande 6 correspond au choix de la racine aléatoire. La commande 7-8 le choix de la particule primaire à simuler. Les commandes 9, 10-13 et 14-19 permettent de choisir l'énergie, la direction et la position de la particule primaire, respectivement. La dernière commande sert à choisir le nombre de désintégrations à simuler.

3.3.2 Le fichier de sortie de la simulation GEANT4

Les différentes particules simulées sont susceptibles de déposer de l'énergie dans la partie sensible des CCDs. Pour chaque dépôt d'énergie, plusieurs données sont enregistrées. Ces données sont divisées en 2 catégories. La première catégorie concerne le dépôt d'énergie, la particule ayant produit le dépôt d'énergie et les éléments permettant de produire des images simulées. Les informations contenues sont :

- L'énergie déposée ;
- La position du dépôt d'énergie. Le repère utilisé est le même que celui du CCD pour l'expérience, les positions du plan (x,y) sont données en cm et non en pixels ;
- Différents identificateurs permettant d'identifier et caractériser la particule ayant déposé de l'énergie ;
- Le numéro identifiant le CCD où a lieu le dépôt d'énergie.

La seconde catégorie contient des informations sur les particules mères de la particule ayant produit le dépôt d'énergie. Notamment l'énergie, la position et la nature de la particule primaire.

3.3.3 Diffusion des dépôts d'énergie de GEANT4 et simulation des bruits électroniques

Le spectre de l'énergie déposée par les particules n'est pas suffisant pour simuler complètement la prise des données réelles. Afin d'obtenir une simulation complète,

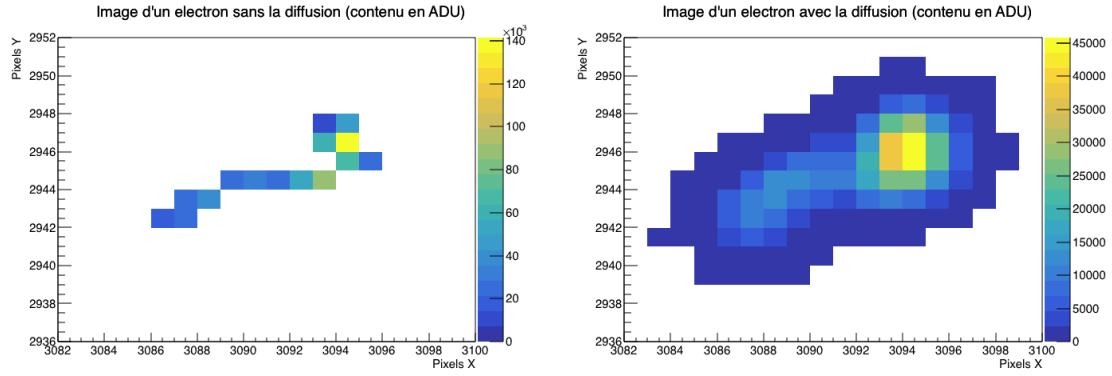


FIGURE 3.6 – Images représentant un électron simulé à l’intérieur du CCD en format 1×1 . L’image de gauche a été produite à partir des dépôts sans application de la diffusion. L’image de droite a été produite à partir des dépôts avec application de la diffusion.

il est nécessaire de reproduire la réponse du détecteur, c’est à dire la pixélisation, la diffusion, et les différents bruits électroniques.

Chaque dépôt d’énergie de la simulation est converti en nombre d’électrons (N_{e-}) en suivant l’équation : $N_{e-} = \frac{E_{dep}}{3.77} 8$. Afin de simuler le nombre d’électrons observés à la suite du dépôt d’énergie, il est nécessaire de prendre en compte le facteur de Fano $F = 0.133$. Le nombre d’électrons (N_{e-}) observé par dépôt d’énergie suit une distribution Gaussienne avec $\mu = N_{e-}$ et $\sigma = \sqrt{F \times N_{e-}}$. La diffusion est ensuite simulée à partir d’une distribution gaussienne centrée au point d’interaction identique à celle de l’équation 2.7, utilisée pour déterminer la profondeur d’un dépôt à partir de σ_x .

Pour chaque évènement (*Event*), 8 histogrammes en deux dimensions représentant les 8 CCDs en format de lecture 1×1 sont produits. Cela permet de prendre en compte la pixélisation : chaque bin des histogrammes est un pixel. Afin de former des amas simulés, on balaye les 8 histogrammes et on regroupe les pixels contenant au moins un électron avec un simple algorithme de *seed clustering*. Comme on n’ajoute pas de bruit électronique, la reconstruction des amas est dite parfaite, puisque $\sigma_{ped} = 0$.

Les figures 3.6 montrent la différence entre un amas simulé produit par un électron avec et sans diffusion. Comme on le remarque grâce à la diffusion, on reproduit correctement l’étalement des charges sur plusieurs pixels.

8. 3.77 eV correspond à l’énergie moyenne de formation des paires électrons-trous dans le silicium

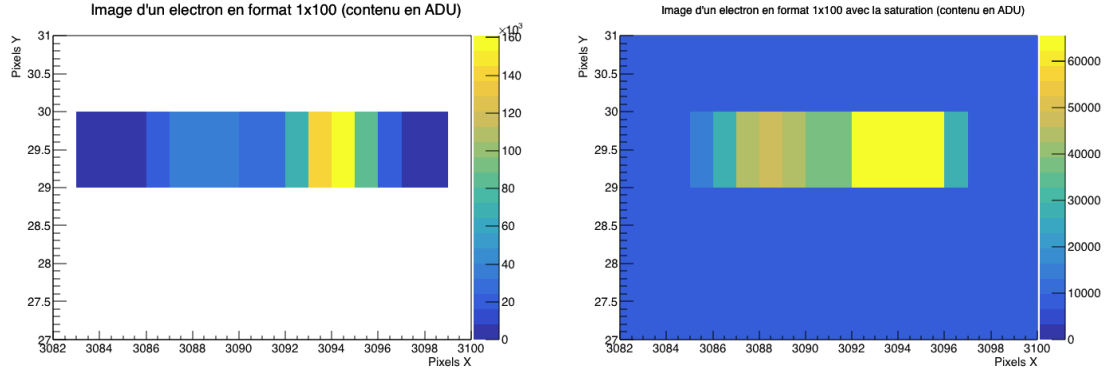


FIGURE 3.7 – Images représentant le même électron que sur la figure 3.6, simulé à l’intérieur du CCD en format 1×100 . Sur l’image de droite la saturation a été appliquée avec une baseline à 8000 ADU et un bruit blanc de $2e^-$ ce qui équivaut à ~ 26 ADU.

Afin de comparer les simulations aux données, on doit rajouter du bruit électronique, une modification de la pixélisation (passage du format 1×1 au format 1×100) et la saturation des pixels.

A partir des regroupements de pixels simulés en format 1×1 , on peut produire tout type de format. Il suffit de sommer les valeurs des pixels appartenant à la même centaine selon l’axe y pour produire le format 1×100 . A chaque pixel produit, après rectification du format, on peut introduire le bruit blanc électronique dont la distribution est Gaussienne d’écart-type $\sim 1.8e^-$, valeur du bruit mesuré dans l’expérience. Comme le montrent les figures 3.9 la modification du format et l’ajout du bruit blanc ne modifient pas le spectre en énergie.

Pour simuler la saturation pour chaque amas, on tire de façon aléatoire une *baseline/ligne à zéro* (V_{bl}) en ADU⁹ proche de l’expérience réelle. La valeur de saturation en ADU pour une lecture en 16-bit est donc $V_{SatADU} = 65536 - V_{bl}$. Cette valeur est ensuite convertie en keV en utilisant les constantes de calibration de chaque CCD k : $V_{SatkeV} = V_{SatADU} \times k_i \times 2.6 \times 10^{-4}$ avec i le CCD où se trouve le cluster. Tous les pixels ayant une valeur plus importante que V_{SatkeV} prennent pour valeur V_{SatkeV} . Les figures 3.7 montrent le même électron que sur les images 3.6 en format 1×100 et l’ajout de la saturation.

Extension	1	2	3	4	6	11	12
$k / (2.6 \times 10^{-4} \frac{keV}{ADU})$	1.009	0.956	0.979	0.984	1.010	0.969	0.999

TABLE 3.1 – Constante de calibration des différents CCDs utilisés dans l’expérience de DAMIC.

Lorsque ces modifications sur les pixels ont été effectuées, on utilise la procédure d’analyse des images réelles afin de produire les variables telles que la charge totale de

9. Cette valeur est en moyenne de 8000 ADU dans l’expérience réelle

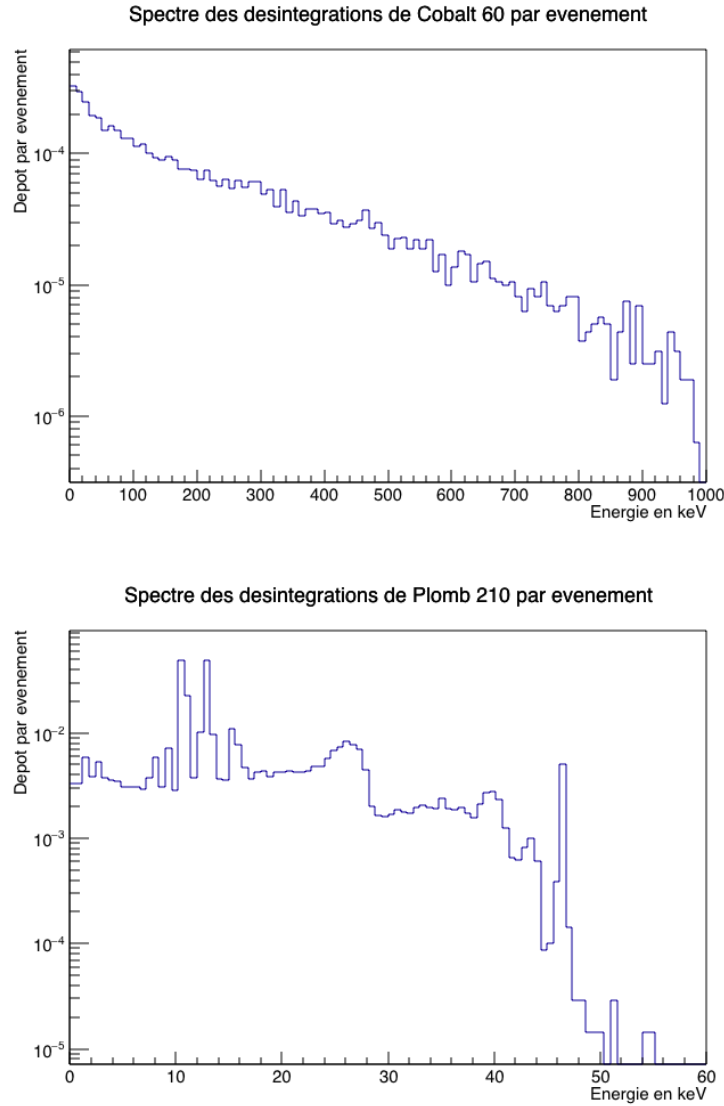


FIGURE 3.8 – Spectres du ^{60}Co et de ^{210}Pb après pixélisation. En haut le spectre du ^{60}Co et en bas celui du ^{210}Pb . Le spectre du ^{60}Co correspond à un spectre de photons de haute énergie interagissant dans le CCD par effet Compton principalement. On peut remarquer pour le ^{210}Pb les différents composants de la désintégration : les fluorescences du Bismuth (pics à $\sim 12\text{keV}$), les électrons provenant de la désexcitation du noyau ($\sim 30\text{keV}$ - $\sim 42\text{keV}$ - $\sim 45\text{keV}$).

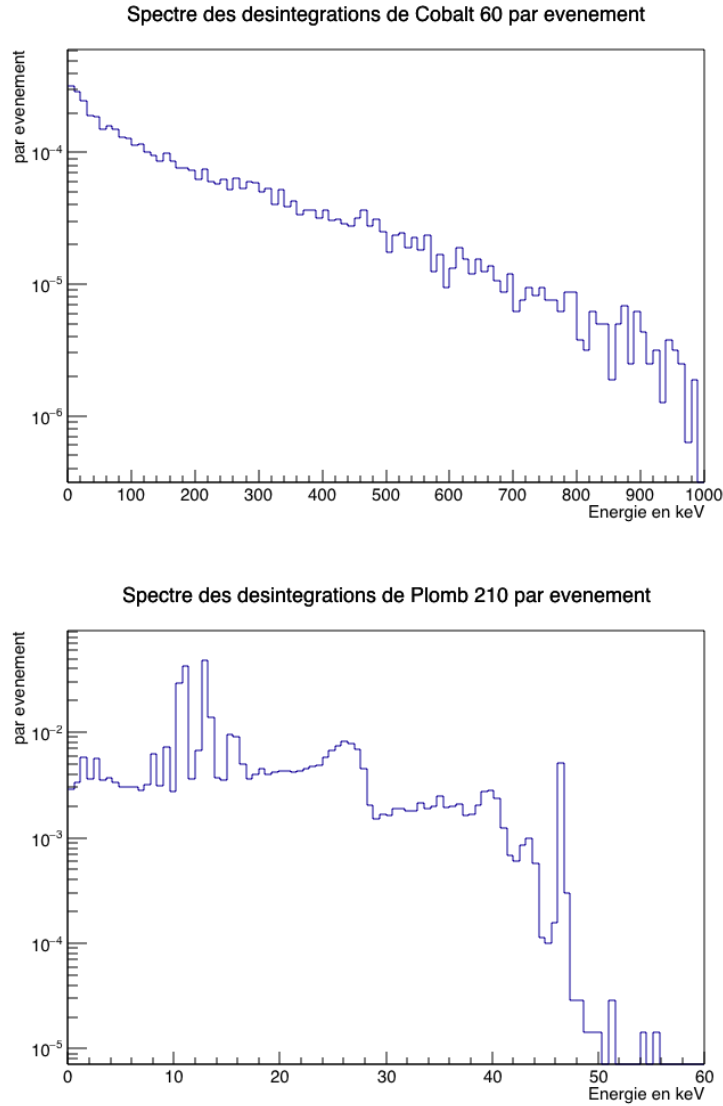


FIGURE 3.9 – Spectres du ^{60}Co et de ^{210}Pb après modification du format en 1×100 et ajout du bruit blanc. En haut le spectre du ^{60}Co et en bas celui du ^{210}Pb . On remarque que les spectres sont quasi-identiques par rapport aux spectres de la figure 3.8. On peut calculer la différence entre les histogrammes en utilisant la distance χ^2 . Cette dernière donne comme valeur pour un χ^2 à un degré de liberté, 0.001 et 0.009 pour le ^{60}Co et le ^{210}Pb respectivement.

l'amas, la profondeur etc... Pour les simulations, nous utilisons le *seed clustering*¹⁰. Le *log-likelihood clustering* est ensuite utilisé sur ces amas dans l'objectif de comparer les variables issues du *log-likelihood clustering* avec celles des données. Les images 3.10 représentent les spectres finaux des désintégrations de ^{60}Co et de ^{210}Pb en format 1×100 avec la pixélisation et la saturation.

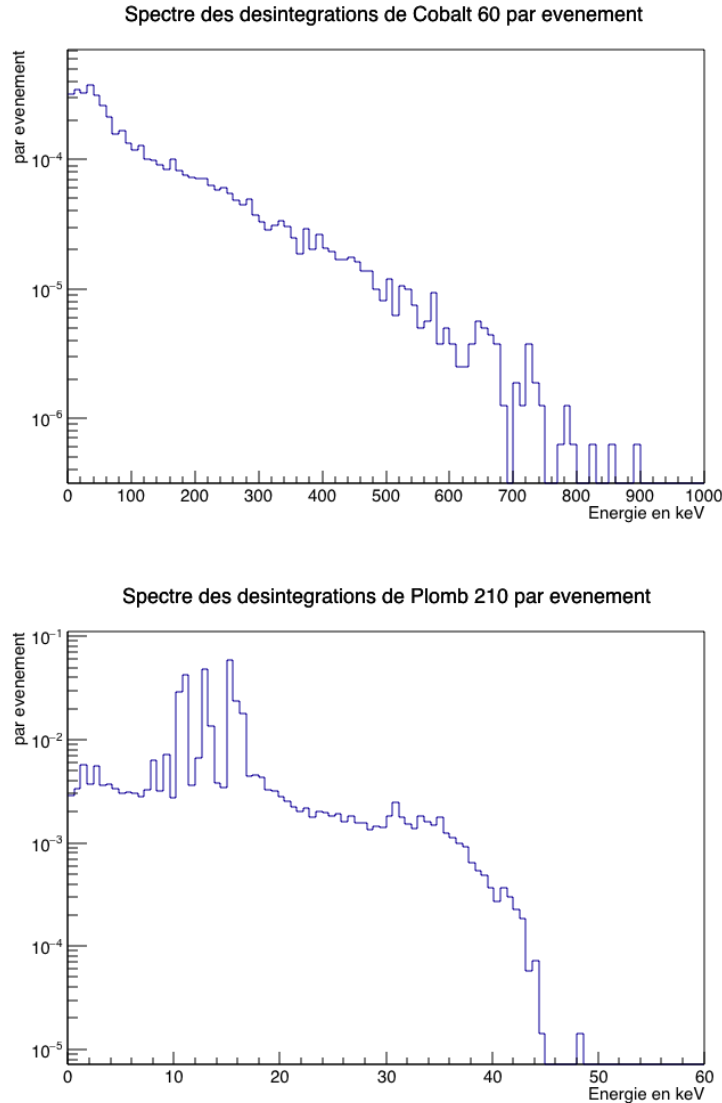


FIGURE 3.10 – Spectres du ^{60}Co et de ^{210}Pb après rajout de la saturation. En haut le spectre du ^{60}Co et en bas celui du ^{210}Pb . On remarque l'apparition d'un pic à $\sim 16\text{keV}$ qui provient de la saturation d'un pixel avec une modification du spectre en énergie. Ce pic apparaît aussi dans le spectre du ^{60}Co . On peut calculer la différence de nos histogrammes avec ceux de la figure 3.9 en utilisant la distance χ^2 . Cette dernière donne comme valeur pour un χ^2 à un degré de liberté, 0.087 et 0.22 pour le ^{60}Co et le ^{210}Pb respectivement.

10. La coupure à 4σ n'est pas prise en compte

3.4 Choix de la bibliothèque de physique et validations des paramètres de la simulation

Précédemment nous avons vu que GEANT4 proposait deux bibliothèques de physique dites générales pour la simulation des particules à basse énergie ; *Livermore* et *Penelope*. *Livermore* permet de simuler les différentes particules jusqu'à 10 eV alors que *Penelope* s'arrête à 100 eV. Comme dans l'analyse des données réelles nous nous intéressons à des amas ayant des énergies supérieures à ~ 50 eV, nous avons choisi *Livermore* comme bibliothèque générale de nos simulations.

3.4.1 Reproduction des résultats du papier MicroElectronics de GEANT4[96]

D'après la littérature, la bibliothèque *Livermore* convient à notre simulation. La bibliothèque de physique spécifique au Silicium, *MicroElectronics*, permet en théorie d'avoir un résultat plus précis. Nous avons comparé des simulations effectuées avec et sans l'ajout de la bibliothèque *MicroElectronics*. Dans les deux cas aucune coupure sur la production de particules secondaires n'a été utilisée.

La figure 3.11, résultant d'une simulation de désintégrations de tritium en surface de la partie haute du CCD montre bien une différence très importante entre les deux résultats.

Comme on peut le voir sur la figure 3.12, la distance parcourue projetée sur la direction initiale pour des électrons dont l'énergie initiale est supérieure à 1 keV est identique pour *Livermore* et *MicroElectronics*. On s'attend donc à ce que le spectre du tritium en surface de la partie haute du CCD soit de même identique pour les deux bibliothèques.

Pour comprendre cette différence, il a fallu regarder en détail la simulation des électrons comme dans le papier de *MicroElectronics* [96] et mettre en évidence une erreur de la bibliothèque *MicroElectronics*. Les simulations consistent à produire des électrons de différentes énergies passant à travers $2 \mu\text{m}$ de silicium. La distance parcourue projetée sur la direction initiale des électrons de 10 keV est quasi-identique et inférieure à $1 \mu\text{m}$ entre *Livermore* et *MicroElectronics* d'après la figure 3.12. Or, comme montré sur la figure 3.13 pour la bibliothèque *MicroElectronics*, cette dernière est supérieure à $1 \mu\text{m}$ dans mes simulations. Suite à une discussion avec l'auteur principal du papier *MicroElectronics*, un des fichiers utilisés par la bibliothèque était corrompu dans la version utilisée de GEANT4¹¹.

Suite à la modification du fichier en question, donné par l'auteur principal du papier les résultats deviennent identiques comme on peut le voir sur la figure 3.14. De même pour d'autres contaminants radioactifs tels que le ^{210}Pb ou ^{60}Co , les résultats sont identiques.

En utilisant la bibliothèque *MicroElectronics*, les simulations prennent plus de temps et le fichier de sortie est plus volumineux. Par exemple, pour une simulation

11. version 10.02

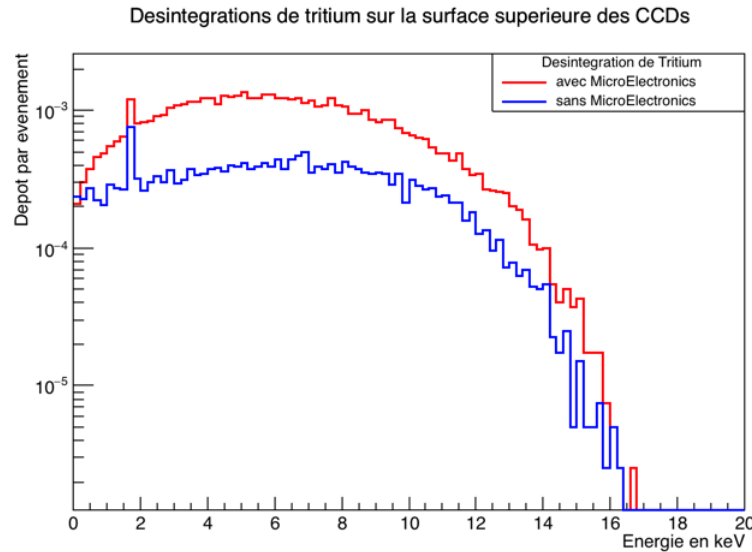


FIGURE 3.11 – Spectres de la désintégration de Tritium sur la surface haute des CCDs. On remarque qu’il y a beaucoup plus d’amas produits par évènement avec la bibliothèque MicroElectronics. Les électrons ont plus de chance de passer la partie morte et donc de produire un amas dans le CCD.

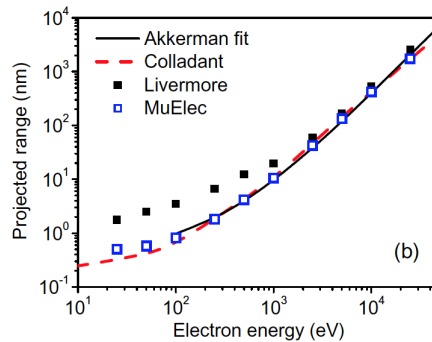


FIGURE 3.12 – La figure montre la distance parcourue projetée sur la direction initiale d’électrons dans du silicium en fonction de leur énergie initiale. La courbe noire, les points rouges, bleus et noirs, représentent les valeurs obtenues avec le modèle d’Akkerman et al.’s [20], le modèle Everhart and Hoff’s [52], la bibliothèque *MicroElectronics* et la bibliothèque *Livermore*, respectivement. Comme on peut le voir pour des électrons dont l’énergie initiale est inférieure à 1 keV, la distance parcourue projetée sur la direction initiale obtenue avec *Livermore* est plus grande que celle obtenue avec les autres modèles. Cette figure provient de la publication [96]

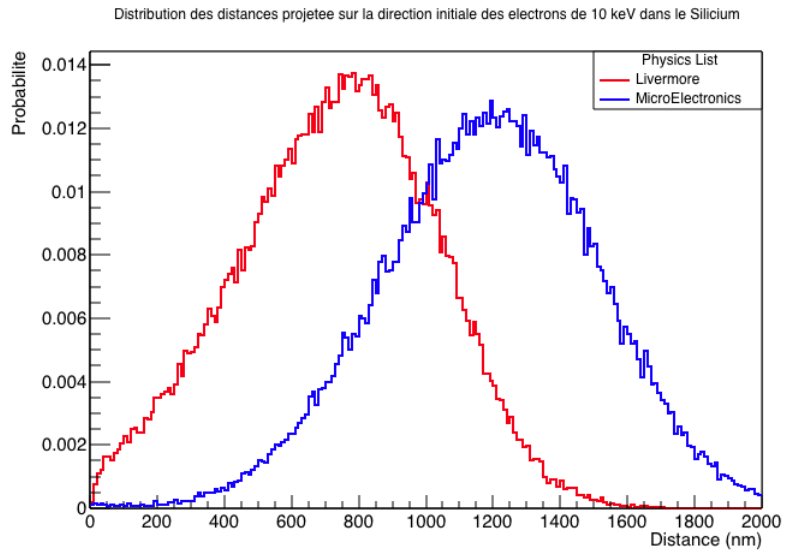


FIGURE 3.13 – Distance projetée sur la direction initiale des électrons avec *Livermore* et *MicroElectronics* pour des électrons de 10keV

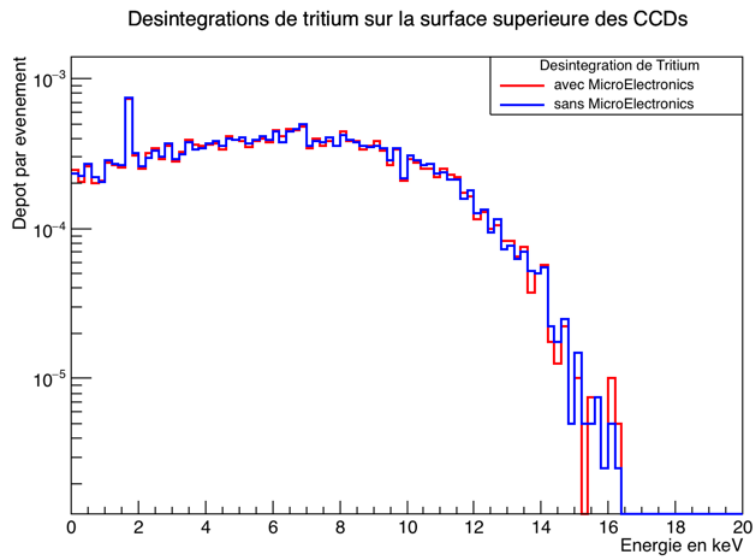


FIGURE 3.14 – Spectres de la désintégration de Tritium sur la surface haute des CCDs. Suite à la correction du fichier corrompu, les résultats sont identiques

de 100000 évènements de ^{210}Pb sur la surface supérieure du CCD, la durée et la taille du fichier de sortie sont ~ 9.4 et ~ 1.4 fois plus importants, respectivement. Nous avons donc décidé de ne pas rajouter cette bibliothèque spécifique au silicium lors de la production de nos simulations.

3.4.2 Validation des coupures de production de particules secondaires

Toutes les particules secondaires produites au-dessus de 10 eV sont simulées dans tous les volumes. Or dans la majorité des volumes présents, une telle précision est inutile et n'optimise pas les temps de calculs de la simulation. Des coupures sur la production de particules secondaires ont donc été introduites.

Les différentes coupures utilisées dans la simulation sont données en unité de longueurs. Ces dernières correspondent à longueur d'absorption des particules dans les matériaux. Avant l'initialisation des bibliothèques de physique, GEANT4 convertit les coupures données en longueur, en énergie par matériau et par type de particules (photons/électrons). Pour les énergies en dessous du MeV, les conversions ne sont pas précises. La coupure en énergie est toujours sous-estimée, ce qui permet d'éviter de couper certaines particules qui devraient être simulées. Par exemple pour une coupure correspondant à une longueur d'absorption de $1.3 \mu\text{m}$ dans le silicium, tous les électrons secondaires dont l'énergie est supérieure à $\sim 10.0 \text{ keV}$ sont simulés. Or la longueur d'absorption moyenne d'un électron d'énergie initiale $\sim 10 \text{ keV}$ est de $0.8 \mu\text{m}$.

Les différentes coupures ont été choisies en fonction des différents volumes et de la distance par rapport aux CCDs, et notamment la partie sensible. Les électrons de 10 keV ont une probabilité inférieure à 10^{-8} de traverser les différentes parties mortes du CCD¹², et ne déposeront donc pas d'énergie dans la partie sensible. Pour les 6 régions présentées en 2.1 les différentes coupures sont :

- Le blindage de plomb : $1 \text{ mm} \Rightarrow 1.38 \text{ MeV}$ pour les électrons - 101.69 keV pour les photons
- Le récipient : $1 \text{ mm} \Rightarrow 1.4 \text{ MeV}$ pour les électrons - 24.9 keV pour les photons
- Le blindage de plomb à l'intérieur de boîte en cuivre : $100 \mu\text{m} \Rightarrow 251.1 \text{ keV}$ pour les électrons - 7.3 keV pour les photons
- La boîte en cuivre et les différents éléments contenus dans cette dernière (autre que les modules) : $1.3 \mu\text{m} \Rightarrow 10.1 \text{ keV}$ pour les électrons dans le cuivre et 9.6 keV dans le plomb - 20 eV pour les gammas.
- Les modules avec les vis : $1.3 \mu\text{m} \Rightarrow 10.1 \text{ keV}$ pour les électrons dans le cuivre et dans le kapton - 2.7 eV pour les électrons dans le silicium - 20 eV pour les photons

12. La plus petite partie morte est la couche morte supérieure qui fait $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur

- Le CCD : 20 eV pour les gammas et les électrons

Pour les CCDs, une étude a été approfondie afin d’avoir la certitude que la coupure à 20 eV soit satisfaisante. D’un point de vue bibliographique, un article paru au début de l’année 2018 [69] offre des justifications. Le principal objectif de cet article est la comparaison de simulations d’électrons de différentes énergies dans des couches d’eau allant de quelques nanomètres à plusieurs micromètres. Les auteurs comparent les simulations en utilisant *Livermore* avec différentes coupures et l’équivalent de *MicroElectronics* pour l’eau, *Geant4DNA* [58].

Cette bibliothèque spécifique est utilisée comme référence étant donné que les résultats sont en accord avec les valeurs expérimentales et théoriques. Les résultats publiés montrent qu’en utilisant *Livermore*, plus la coupure est petite, plus le résultat est en adéquation avec celui de *Geant4DNA*. Par exemple, pour des électrons de 10 keV traversant une couche d’eau de 10 nm, l’énergie déposée par l’électron en utilisant une coupure à 10 eV et une coupure à 100 eV est ~ 1.4 et ~ 1.6 fois plus importante que celle obtenue avec *Geant4DNA*.

Dans l’objectif de justifier pleinement les coupures, des simulations de vérification ont été produites. On a simulé plusieurs électrons de différentes énergies traversant une couche de 100 nm de nitrate de silicium tout en modifiant la valeur de la coupure de production des CCDs allant de 50 nm à 700 nm, ce qui correspond à ~ 20 eV et ~ 740 eV, respectivement. En regardant l’énergie la plus probable déposée par électron dans la couche de nitrate de silicium en fonction de la coupure, on remarque bien les effets des couches électroniques comme montré par les figures 3.15 et 3.16. Avec une diminution de la coupure, le nombre d’électrons rétrodiffusés et le nombre d’électrons secondaires traversant la couche augmentent. Il est donc attendu que l’énergie la plus probable diminue avec la diminution de la coupure. Cela est aussi montré dans l’article [69].

3.5 Exemple d’utilisation : estimation de la taille de la partie morte supérieure des CCDs avec du tritium

L’objectif principal de la simulation sur GEANT4 est la production d’un spectre de bruit de fond radioactif. Mais cette simulation a aussi été utilisée pour obtenir d’autres résultats annexes tel que une estimation de la taille de la partie morte supérieure des CCDs, une possible réduction du bruit de fond radioactif en augmentant la taille de la partie morte supérieure des CCDs, ou la validation de certains modèles comptions [97]¹³.

13. Ce papier a été produit par certains membres de la collaboration DAMIC. Ils comparent des spectre issus de l’exposition de sources radioactives de ^{241}Am et de ^{60}Co sur un CCD, avec une simulation MNCP. J’ai utilisé GEANT4 par la suite pour reproduire une partie de leurs résultats. Dans cette section nous allons présenté l’estimation de la taille de la partie morte supérieure en comparant le spectre obtenu par l’exposition d’une source de tritium sur des CCDs avec des simulations GEANT4

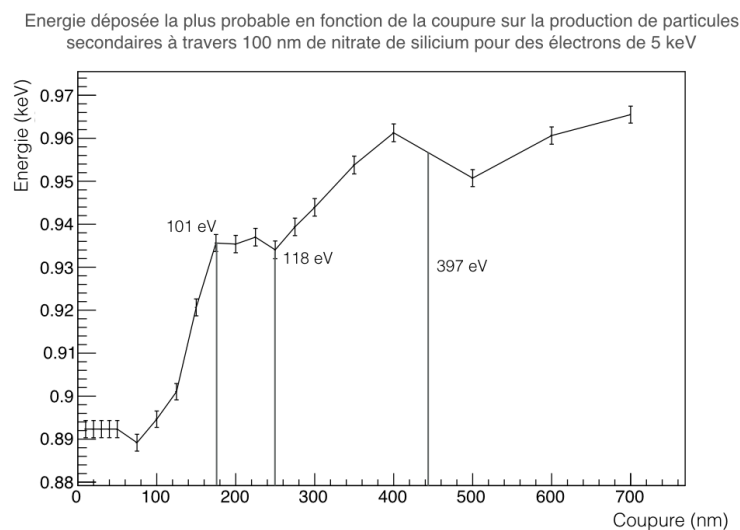


FIGURE 3.15 – Énergie la plus probable en fonction de la coupure sur la production de particules secondaires déposée par des électrons de 5 keV. Les points correspondent aux diverses simulations réalisées

. A 101 eV et 118 eV on retrouve des points d'irrégularité sur la courbe dûs aux énergies de liaisons de la couche L du silicium. L'énergie de liaison de la couche L de l'azote est de 397 eV ce qui induit une modification de la variation de la courbe.

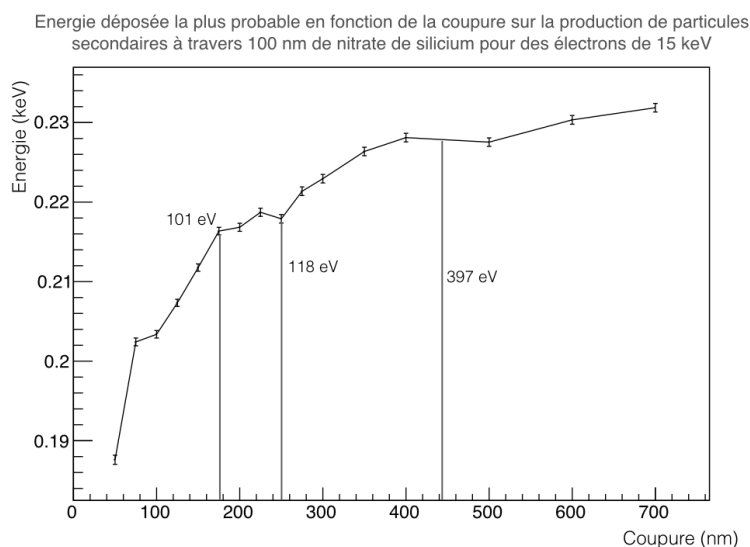


FIGURE 3.16 – Énergie la plus probable en fonction de la coupure sur la production de particules secondaires déposée par des électrons de 15 keV. Les points correspondent aux diverses simulations réalisées

. A 101 eV et 118 eV on retrouve des points d'irrégularités sur la courbe dûs aux énergies de liaisons de la couche L du silicium. L'énergie de liaison de la couche L de l'azote est de 397 eV ce qui induit une modification de la variation de la courbe.

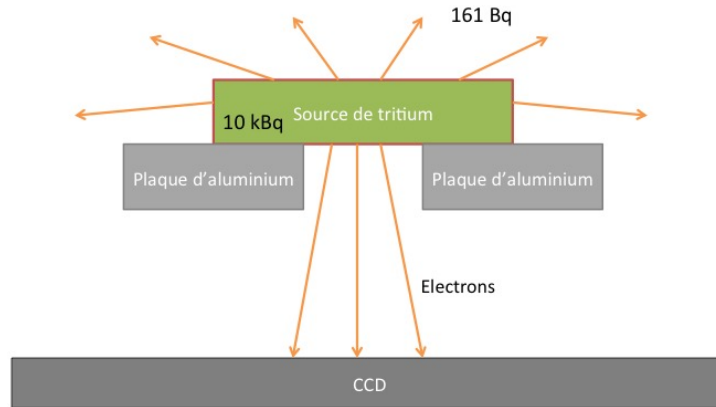


FIGURE 3.17 – Schéma de l’expérience de tritium. Une source de tritium est placée en face de la partie morte haute du CCD. Cette source est déposée sur une plaque d’aluminium.

Au début de ma thèse, nous considérons que les parties mortes supérieures et inférieures avaient la même épaisseur $1\ \mu\text{m}$ ¹⁴. Cette valeur de $1\ \mu\text{m}$ provenaient de la comparaison d’une simulation GEANT4 effectuée en 2015 avec une expérience réelle. L’expérience consiste à utiliser une source de tritium placée en face de la partie morte haute du CCD¹⁵ comme le montre le schéma 3.17. Cette source est une simple feuille d’aluminium de $300\ \mu\text{m}$ d’épaisseur dont $5\ \mu\text{m}$ sont anodisés avec du tritium¹⁶ [123]. L’activité interne de la source est de 10 kBq , mais son activité externe est de $161\ \text{Bq}$ soit 1.6% de l’activité interne[123]. La prise de données est composée de $N_{\text{ImgData}} = 63$ images avec un temps d’exposition à la source de $\sim 1000\text{s}$ chacune.

Ayant peu d’informations sur la simulation utilisée (les coupures, les bibliothèques de physique utilisées etc), j’ai décidé d’en reproduire des nouvelles avec la simulation que j’ai mise au point. J’ai simulé 1.5 milliards de désintégrations de tritium dans les $5\ \mu\text{m}$ d’épaisseur anodisée. Dans la simulation, ces $5\ \mu\text{m}$ sont composés de $\sim 25\%$ de Tritium (H_2 , $\sim 65\%$ d’Oxyde d’Aluminium (Al_2O_3) $\sim 10\%$ de sulfate d’aluminium ($Al_2(SO_4)_3$) uniformément répartis. En réalité suite à l’anodisation, une certaine structure sous forme de couche apparaît. Cette structure n’a pas été simulée à cause de sa complexité et le manque d’informations la concernant.

Après simulations au lieu de produire directement des amas de pixels, j’ai produit des images simulées tout en prenant en compte le temps d’exposition de chaque image

14. Rappel : Les épaisseurs sont de $2\ \mu\text{m}$ et $6\ \mu\text{m}$ respectivement

15. Le CCD utilisé dans cette expérience n’a pas été réutilisé dans DAMIC

16. Un traitement de surface qui permet de protéger une pièce en aluminium ou titane par oxydation. Il existe plusieurs procédés pour anodiser une surface d’aluminium. Dans notre cas, les fabricants ont utilisé l’oxydation anodique sulfurique (pour plus d’information voir [83].

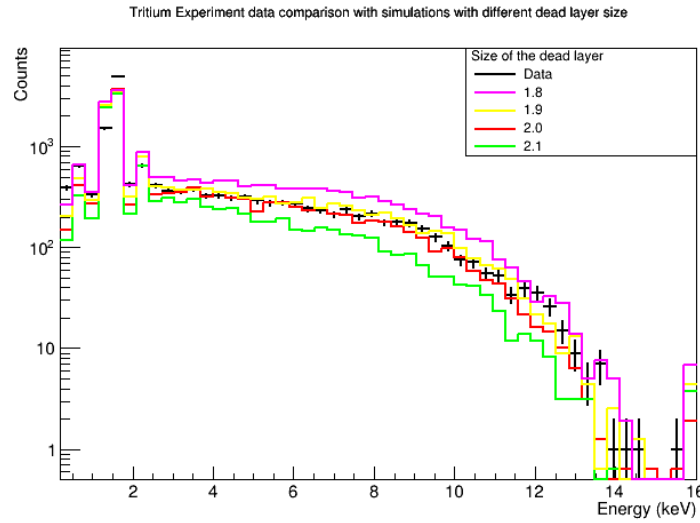


FIGURE 3.18 – Figure représentant le spectre provenant de la source. En noir les données, les autres courbes sont des simulations. On remarque bien que les simulations avec une partie morte d'épaisseur 1.9 μm et 2.0 μm sont les plus proches des données.

à la source. Cela permet de prendre en compte l'entassement (pile up) d'amas de pixels. Pour analyser ces images, j'ai utilisé la procédure standard de DAMIC.

On compare le spectre des amas de pixels obtenus avec les images réelles et les images simulées entre 0.2 keV et 16 keV. En-dessous de 0.2 keV il est possible d'avoir du bruit de fond d'origine électronique et au-dessus de 16 keV, on attend à ce que le spectre soit dominé par la radioactivité ambiante.

Comme les électrons interagissent dans les deux premiers micromètres de la partie sensible la diffusion des dépôts est très limitée. Ainsi on ne prend en considération que les amas ayant un nombre de pixels égaux à un, ce qui équivaut d'après la simulation à 74% des amas produits par les désintégrations de silicium. Cela permet notamment de supprimer le bruit de fond radioactif. Entre 19 keV et 25 keV dans la totalité des données, le nombre d'amas passe de 1142 à 2 avec cette condition. Le nombre d'images simulées (N_{ImgSim}) est de 100. Ainsi j'ai normalisé le spectre des simulations par : $\frac{N_{ImgData}}{N_{ImgSim}} = 0.63$.

Comme on peut le voir sur la figure 3.18, nos simulations avec une partie morte haute de 1.9 μm et 2.0 μm d'épaisseur donnent les résultats les plus proches des données.

Après rapprochement avec le fabricant des CCDs, ce dernier a confirmé que la partie morte haute du CCD fait 2 μm d'épaisseur comme montré par la simulation. Ce résultat montre que les différents paramètres de la simulation (composition du CCD, coupures, bibliothèques) sont fiables pour la simulation du bruit de fond radioactif. Cependant ce résultat n'est pas suffisant, car le nombre d'inconnues est bien trop élevé. Par exemple les fluorescences ne sont pas bien reproduites. Pour tester correctement la fiabilité de la simulation, il aurait été préférable d'obtenir le spectre issu de la source de tritium en utilisant un second détecteur, dont on

connaît les caractéristiques.

Chapitre 4

Bruit de fond radioactif : Origines, Mesures, Simulations et Modèle

Contents

4.1	Origines des isotopes radioactifs composant le bruit de fond de DAMIC	103
4.1.1	Isotopes primordiaux et chaînes de désintégrations	103
4.1.2	Isotopes cosmogéniques	105
4.1.3	Isotopes simulés dans l'expérience	105
4.1.4	Mesures de l'activité des bruits de fond radioactifs	106
4.1.5	Détails sur le bruit de fond radioactif du CCD	108
4.2	Analyse des coïncidences spatiales	110
4.2.1	Les chaînes de désintégrations du ^{32}Si et du ^{210}Pb	112
4.2.2	Algorithme de corrélation spatiale	113
4.2.3	Critères de sélections des amas de pixels	114
4.2.4	Efficacité Spatiale : Production d'images simulées de ^{32}Si - ^{32}P et de ^{210}Pb - ^{210}Bi	116
4.2.5	Estimation de l'efficacité temporelle et Coïncidences fortuites	121
4.2.6	Résultats	122
4.3	Neutrons et caractérisation du blindage de DAMIC-SNOLAB	125
4.3.1	Description de la simulation	126
4.3.2	Spectre de neutrons simulés	126
4.3.3	Interactions Neutrons Polyéthylène	127
4.3.4	Interactions avec le plomb	128
4.3.5	Effet attendu sur les CCDs	129

Comme mentionné plusieurs fois, nos données sont principalement constituées d'amas produits par des électrons ou des photons provenant de noyaux radioactifs présents dans les différents éléments de l'expérience, notre bruit de fond radioactif. Afin d'analyser notre spectre, il est fondamental de déterminer une estimation des différents isotopes radioactifs susceptibles d'être présents dans l'environnement. Une grande majorité de ces isotopes ont des caractéristiques bien définies, ce qui permet de réduire le nombre de candidats potentiellement présent dans l'expérience. À partir de la bibliographie, la présence de certains isotopes dans l'expérience peut être mise en évidence et une première estimation de la concentration peut être obtenue. Par la suite, des analyses permettent d'obtenir une estimation plus approfondie de la concentration de ces différents noyaux radioactifs dans l'expérience.

Dans ce chapitre nous commencerons par énoncer les différents isotopes radioactifs présents dans l'expérience et leur origine. Nous détaillerons ensuite les différents isotopes simulés et donnerons quelques précisions sur ceux simulés dans le CCD. Par la suite nous verrons une analyse dite de coïncidences spatiales permettant d'estimer la concentration de la chaîne radioactive du ^{210}Pb et du ^{32}Si présents dans le CCD. Enfin grâce à la caractérisation du blindage, on montrera que le nombre d'amas de pixels produit par les neutrons est négligeable et qu'il n'est pas nécessaire de simuler d'amas de pixels provenant de l'interaction des neutrons avec le CCD dans le modèle de bruit de fond radioactif.

4.1 Origines des isotopes radioactifs composant le bruit de fond de DAMIC

Nous avons considéré deux types d'isotopes afin de produire le modèle de bruit de fond radioactif.

- Des isotopes primordiaux
- Des isotopes cosmogéniques

Un isotope est dit primordial lorsque ce dernier est présent sur Terre depuis sa formation. Il se retrouve en quantité variable dans les différents matériaux constituant les expériences.

Un isotope est dit cosmogénique, lorsque celui-ci est produit par spallation, c'est à dire qu'il provient de l'interaction d'un rayon cosmique avec un noyau. Le noyau est brisé par le rayon cosmique formant ainsi de nouveaux noyaux de masse atomique plus petite. Ces derniers dépendent des matériaux utilisés dans l'expérience.

4.1.1 Isotopes primordiaux et chaînes de désintégrations

Il existe dans la nature 34 radio-isotopes primordiaux. Certains ont des temps de demi-vie bien supérieurs à l'âge de l'univers de plusieurs ordres de grandeurs. On peut citer le ^{124}Xe récemment découvert radioactif [110], qui a un temps de vie

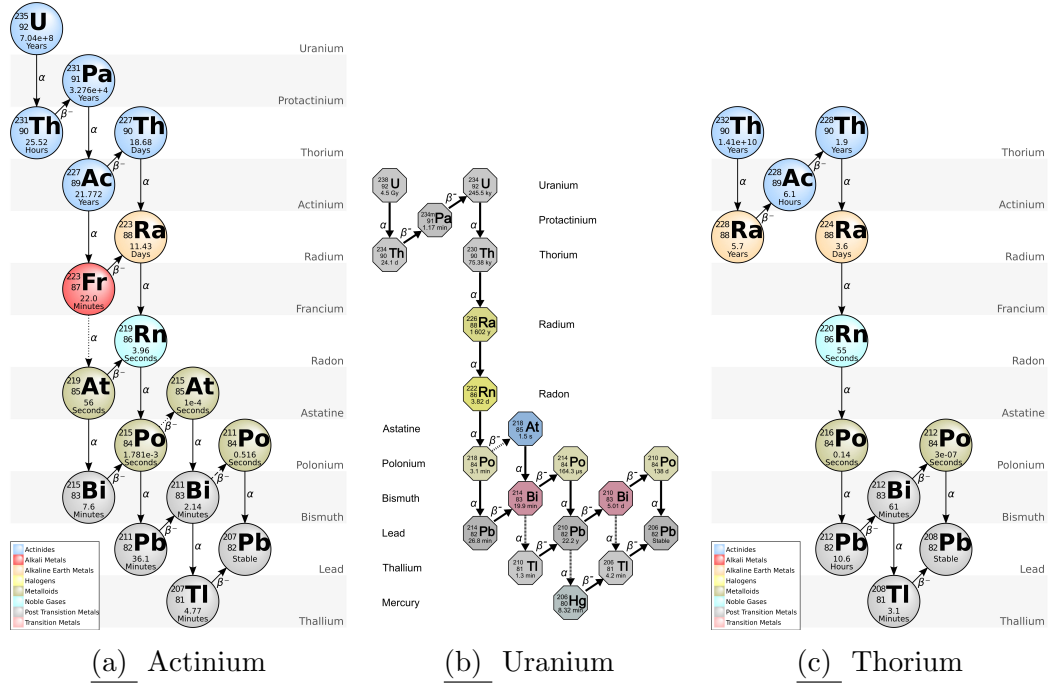


FIGURE 4.1 – Chaîne de désintégration de l'Actinium 4.1a, de l'Uranium 4.1b et du Thorium 4.1c.

de 1.8×10^{22} ans. Ces derniers ne sont pas considérés comme des bruits de fond radioactifs potentiels, puisque leur activité est négligeable.

D'autres ont un temps de demi-vie inférieur ou de l'ordre de l'âge de l'univers. Ce sont ces derniers qui sont majoritairement retrouvés dans les matériaux composant la terre et par conséquent dans les éléments de notre expérience. Les isotopes primordiaux pris en considération sont ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K , ^{87}Rb .

Les deux isotopes de l'Uranium et l'isotope du Thorium sont les premiers isotopes de 3 chaînes de désintégration, communément dénommées chaînes de l'Uranium¹. Ces chaînes radioactives sont présentées dans les figures 4.1.

Dans ces chaînes, on remarque la présence d'un gaz noble radioactif, le radon. L'isotope ^{222}Ra , qui a un temps de demi-vie de 3.8235 j [87] est le seul qui puisse parcourir une distance assez élevée sans se désintégrer. Il s'échappe des roches et contamine l'air autour des détecteurs. Les isotopes fils provenant de sa désintégration se posent sur la surface des différents éléments de l'expérience de DAMIC.

A SNOLAB la radioactivité due au radon est de $129.5 \pm 5.9 \text{ Bq.m}^{-3}$ [68]. A titre de comparaison la radioactivité due au radon au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) est de $\sim 15 \text{ Bq.m}^{-3}$ [75].

1. L'isotope ^{240}U est un isotope parent du ^{232}Th

4.1.2 Isotopes cosmogéniques

À l'inverse des isotopes primordiaux, les isotopes cosmogéniques sont produits continuellement sur terre. Ces derniers sont issus de fissions nucléaires (non-induites et induites), de captures par des neutrons ou encore par spallation qui est le processus de production majoritaire.

Tous les isotopes cosmogéniques considérés dans DAMIC sont le fruit de spallation lors de l'acheminement des différentes parties de l'expérience à l'exception du ^{32}Si . Cet isotope cosmogénique provient de la spallation de l' ^{40}Ar avec des rayons cosmiques [66]. Par la suite, l'isotope radioactif du silicium est transporté par la pluie ou la neige dans la mer ou le sol [54]. Le silicium trouvé dans l'eau de rivières contient 2 – 80 ppm de ^{32}Si [94] alors que pour une mine à 1000 m de profondeur le taux de contamination est de $\sim 10^{-15}$ ppm [78]. C'est pourquoi il est plus intéressant d'utiliser du silicium provenant de roches. Dans une moindre mesure le ^{32}Si peut aussi être introduit dans les CCDs pendant les différentes étapes de sa production, du raffinement du silicium jusqu'à la production du CCD [88].

4.1.3 Isotopes simulés dans l'expérience

Au total 28 isotopes radioactifs ont été simulés dans les volumes des différents éléments de l'expérience :

- 15 d'entre eux sont communs à tous les éléments : ce sont les isotopes primordiaux, les produits des chaînes de l'uranium et certains produits de la fission de l'uranium.
- 7 sont des isotopes cosmogéniques du cuivre, produit par spallation : ^{60}Co , ^{58}Co , ^{57}Co , ^{56}Co , ^{54}Mn , ^{59}Fe , ^{46}Sc [67]
- 4 sont des isotopes cosmogéniques du silicium produit par spallation ^{32}Si , $^{32}\text{Ph}^2$, ^{22}Na , ^7Be .
- 2 sont des isotopes cosmogéniques du plomb produit par spallation : ^{202}Pb , $^{202}\text{Tl}^3$. [35]

L'annexe B contient les tableaux des différents isotopes simulés ainsi que des détails sur leurs temps de demi-vie, sur leur caractéristiques principales et sur leur origine. Les différentes données proviennent de Nucleide Lara, une base de données créée par le Laboratoire National Henri Becquerel, C.E.A. [87].

Uniquement deux isotopes ont été simulés à la surface des différents volumes, le ^{210}Pb et le ^{210}Bi . Ces derniers proviennent de la chaîne de désintégration du ^{222}Ra . Le ^{210}Pb a un temps de demi-vie de 22.2 ans et il reste à la surface de tous les éléments, si ces derniers ne sont pas poncés ou lavés.

2. Noyau fils du ^{32}Si
 3. Noyau fils du ^{202}Pb

4.1.4 Mesures de l'activité des bruits de fond radioactifs

Dans l'objectif de produire un ajustement des données en utilisant les simulations des différents isotopes radioactifs, on a besoin de conditions initiales et de contraintes pour les paramètres. Ces paramètres sont les activités des différents isotopes radioactifs dans les divers volumes de l'expérience. Nous avons donc effectué et étudié diverses mesures, analyses et bibliographies :

- Le *screening* par détecteur de Germanium consiste à déposer pendant plusieurs jours certaines pièces du détecteur, dans un réceptacle formé de plomb et contenant un ou plusieurs détecteurs[121]. Cette détection est non-destructive. On l'utilise donc avec les éléments finaux du détecteur ;
- Le *screening* par spectrométrie de masse à décharge [65] ou *Glow Discharge Mass Spectrometry* (GDMS), se définit par le bombardement de l'échantillon à analyser par des radiations d'ions Argon et des ions eux-mêmes. On mesure alors de deux manières la composition atomique de l'élément. La première consiste à exciter les atomes séparés de l'échantillon, grâce au bombardement, et à mesurer l'énergie des électrons/photons issue de leur désexcitation. La seconde consiste à ioniser les atomes afin d'utiliser un spectrogramme de masse. Cette détection détruit l'échantillon ;
- Le *screening* par spectrométrie de masse des ions secondaires [**SecondaryIon**], ou *Secondary Ion Mass Spectrometry* (SIMS). Comme le GDMS, cela consiste en un bombardement avec des ions, d'argon/césium/oxygène, de l'échantillon. Les ions provenant de l'échantillon bombardé sont analysés par un spectrogramme de masse. Cette détection détruit l'échantillon ;
- Analyses des alphas détectés afin d'estimer la contamination des chaînes radioactives de l'Uranium dans le CCD.
- Analyses de coïncidences spatiales dans le CCD, permettant de contraindre le taux de ^{32}Si dans le CCD et ^{210}Pb en surface du CCD.
- Bibliographies d'autres expériences telles que XMASS[3] ou EXO[71].

Le tableau 4.1 résume les différentes valeurs utilisées pour contraindre les simulations. Certaines valeurs proviennent d'hypothèses effectuées, elles sont annotées d'un astérisque :

- N'ayant pas de mesure de la valeur de contamination du ^{210}Pb dans les câbles en kapton, cette dernière est identique à celle du ^{226}Ra . Cette hypothèse est fautive mais sert de valeur initiale dans le fit et on ne contraint pas ce paramètre.
- De même pour le ^{226}Ra dans le cuivre, on estime que la contamination est identique à celle de l' ^{238}U . En comparant les contraintes de ces deux isotopes dans les autres éléments de l'expérience, on remarque que la contamination en ^{238}U est plus grande ou égale à celle du ^{226}Ra . Bien que cette hypothèse soit

Contaminant	^{238}U	^{226}Ra	^{210}Pb	^{232}Th	^{40}K
CCDs	<0.53	<0.43	<33	<0.4	<0.04
Cable Kapton	5013.8 ± 423.4	420 ± 490	$420 \pm 490^*$	276.5 ± 42.0	2475.4 ± 172.8
Cuivre	<10.7	<10.7*	2350 ± 720	<3.5	<2.7
Vis des modules	1400 ± 3800	<138	2350 ± 720	200 ± 140	2400 ± 1300
Blindage de plomb ancien	<10.7	<25.9	2850 ± 285	<2.8	<0.5
Blindage de plomb extérieur	<1.1	<13	1560000 ± 430000	<0.4	<19
Surface ($\text{mm}^{-2}.\text{j}^{-1}$)	-	-	$7.2 \pm 1.0 \times 10^{-5}$	-	-

Contaminant	^{87}Rb	^{60}Co	^{137}Cs	^{32}Si	^{22}Na
CCDs	-	-	-	11.5 ± 2.5	12.7 ± 4.1
Cable Kapton	<5.9	-	<277	-	-
Cuivre	<5.9	-	-	-	-
Vis des modules	<5.9	-	<152	-	-
Blindage de plomb ancien	<5.9	<0.73	<60.5	-	-
Blindage de plomb extérieur	-	<1.1	<8	-	-
Surface	-	-	-	-	-

TABLE 4.1 – Activités radioactives en desintegrations.j⁻¹.kg⁻¹, utilisées pour contraindre la concentration des différents isotopes radioactifs non-produits par la spallation dans chaque élément de volume. Ici la valeur de contamination du ^{60}Co ne provient pas de la spallation des rayons cosmiques avec les volumes en cuivre de l’expérience, mais de restes dans les roches ayant servi à produire le volume en question.

infondée, elle est peut-être valable. En effet l’évolution de ces deux isotopes, dans le cuivre ou dans le plomb ne devrait pas à priori être différente.

Il est possible d’estimer l’activité des isotopes cosmogéniques produits par spallation par les rayons cosmiques avec les éléments de l’expérience lorsque ces derniers furent exposés en surface. La formule utilisée est présentée en 4.1. On peut séparer cette équation en 3 parties. La première partie correspond à l’activation des éléments de l’expérience par spallation en surface. La deuxième partie correspond à la décroissance radioactive des isotopes produits par spallation, lorsque les éléments de l’expérience sont entreposés dans la mine. Enfin la troisième partie correspond à la moyenne de l’activité des isotopes pendant l’exposition. On estime que l’on a une erreur de 10% sur l’activité calculée par le manque d’information concernant les différents temps d’exposition à la surface ou dans la mine.

$$A = (S \times 86400 \times 10^{-6}) \times (1 - e^{-\lambda T_{exp}}) \times e^{-\lambda T_{cool}} \times \frac{1}{\lambda T_{run}} (1 - e^{-\lambda T_{run}}) \quad (4.1)$$

Avec :

- T_{exp} le temps d’exposition aux surfaces. On considère pour les modules (CCD inclus), la boîte en cuivre et que le temps d’exposition est de 8 mois et 10 mois, respectivement. Ces valeurs sont estimées par rapport à l’historique des différents volumes. Pour le récipient on considère qu’il est saturé car nous

Isotope	^{56}Co	^{57}Co	^{58}Co	^{60}Co	^{56}Mn	^{59}Fe	^{46}Sc	^7Be
Saturation	230	1800	1650	2100	215	455	74	74
Demi-vie	77.236	271	70.83	1923	312.13	44.495	83.788	53.22

TABLE 4.2 – Valeurs de saturation en $\mu\text{Bq.kg}^{-1}$ et temps de demi-vie en jours des différents isotopes produits par spallation et contraints par la formule 4.1 dans l’ajustement. Ces nombres proviennent des références ci-listées[35], [67] et [78].

savons qu’il a été stocké pendant plusieurs années en surface. On a donc $T_{exp} = 1000\text{ans}$ pour le récipient en cuivre ;

- T_{cool} , la durée pendant laquelle les éléments ont été stockés dans le sol. 492 jours, 273 jours et 6.6 ans, pour les modules, la boîte en cuivre, et le récipient respectivement ;
- T_{run} correspond à la durée des prises de données, soit 273 jours ;
- S correspond à l’activité de saturation de chaque isotope en $\mu\text{Bq.kg}^{-1}$ listés dans le tableau 4.2. Lorsque le nombre d’isotopes radioactifs produits par spallation est égal au nombre de désintégrations, l’activité de l’isotope en question devient constante, c’est l’activité de saturation ;
- λ est la constante de temps caractéristiques des désintégrations. $\lambda = \frac{\ln(2)}{\tau_{\frac{1}{2}}}$.

Concernant les noyaux radioactifs de surface, les seuls isotopes pris en compte sont le ^{210}Pb et le ^{210}Bi , lors des simulations. Les différentes parties en cuivre de l’expérience (modules, boîte) ont été nettoyées grâce à un procédé dénommé *Piranha Solution*, un mélange d’acide sulfurique et de peroxyde d’hydrogène. D’après le laboratoire qui nous a vendu cette solution, suite à son utilisation sur les éléments en cuivre, il ne devrait plus y avoir de ^{210}Pb en surface de ces derniers.

4.1.5 Détails sur le bruit de fond radioactif du CCD

Plus le contaminant radioactif est proche de la partie sensible du CCD, plus la probabilité de le détecter est importante. C’est pourquoi on s’attend à ce que la majorité du bruit radioactif provienne des CCDs eux mêmes. C’est pourquoi quelques spécificités aux simulations des CCDs doivent être précisées. Comme mentionné, le CCD peut se répartir en 4 parties. Chacune d’entre elles a un historique et une composition atomique différents. Les simulations du bruit de fond radioactif doivent prendre en compte ces paramètres.

Comme montré sur le schéma 4.2, les simulations du CCDs prennent en compte :

- ^{210}Pb et ^{210}Bi , autour de la partie centrale : La partie centrale a été fabriquée avant le CCD. Nous ne savons pas si cette dernière a été protégée du Radon. Il est donc raisonnable de penser que du ^{222}Rn se soit désintégré et que les noyaux

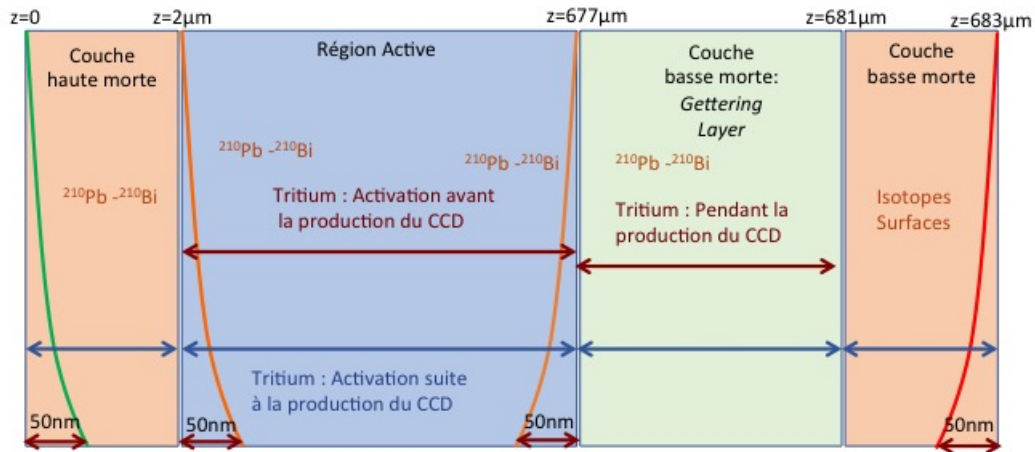


FIGURE 4.2 – Schéma des simulations produites pour le CCD. Au total 8 simulations spécifiques ont été produites dans les CCDs, en complément des simulations communes aux autres éléments de l'expérience. Les lignes oranges représentent les densités du ^{210}Pb et ^{210}Bi en fonction de la profondeur par rapport à la surface. La densité a été présentée au chapitre précédent, 50 nm correspond à la longueur caractéristique de la fonction modélisant la densité.

fil se soient diffusés en surface de la partie centrale. Lors de la production du CCD, la partie *haute* de la partie centrale a été poncée, on s'attend donc à ce qu'il n'y ait pas de ^{210}Pb et par conséquent de ^{210}Bi à cet endroit.

- ^{210}Pb et ^{210}Bi , autour du CCD. Suite à la production du CCD, le radon se désintègre autour du CCD et les noyaux fils radioactifs sont diffusés en surface du CCD.
- ^3H produit par la spallation des rayons cosmiques avec le CCD. Pour distinguer le tritium produit dans les différentes parties du CCD, on simule le tritium séparément, dans la partie centrale, dans le *gettering layer* et dans les parties mortes.
- ^3H dans le *gettering layer*, introduit lors de la production du CCD. Les gaz utilisés pour construire cette partie contiennent beaucoup d'atomes d'hydrogène, qui peuvent être capturés par cette couche. Comme on peut le voir dans la figure 4.3, provenant d'une mesure SIMS, la concentration en hydrogène dans le CCD augmente dans cette partie. A partir de ce résultat on peut estimer une activité du tritium introduit lors de la production du CCD dans le *Gettering Layer*. Sur Terre, en moyenne, on a 10^{-18} atomes de tritium pour un atome d'hydrogène. Ce qui dans le cas du *Gettering Layer* correspond à une activité de ~ 201 désintégrations. $\text{j}^{-1}.\text{kg}^{-1}$. Dans une moindre mesure il est

aussi possible que le tritium soit diffusé à l'intérieur de la partie sensible, lors de la production du CCD.

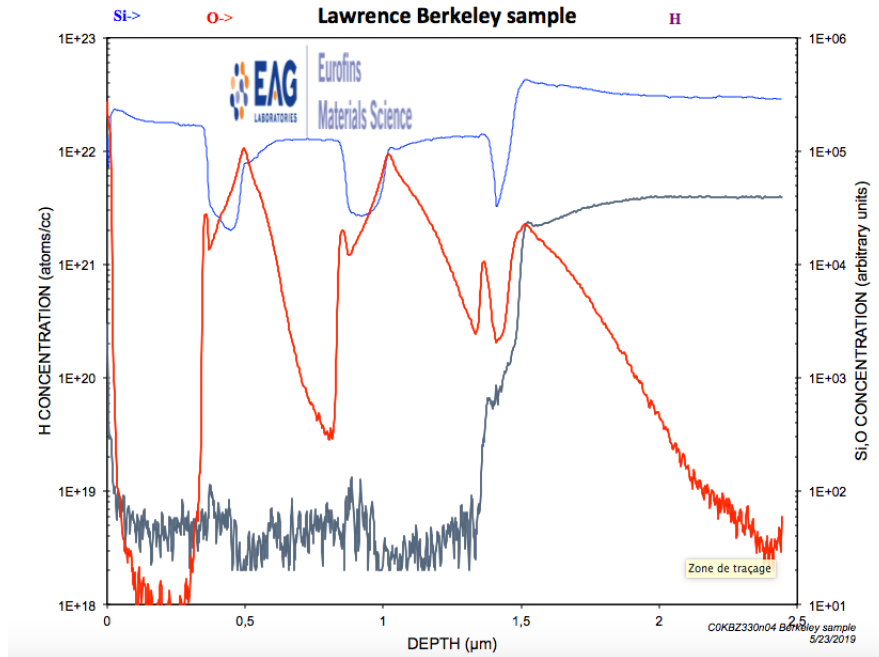


FIGURE 4.3 – Résultats de l'analyse SIMS, de la partie basse d'un CCD. On remarque bien les structures de la partie basse du CCD.. Comme on peut le voir à partir du *Gettering Layer*, à $\sim 1.5\mu\text{m}$ le taux d'atomes d'hydrogène augmente considérablement.

La présence du ^{210}Pb est certaine mais ce n'est pas le cas de sa localisation. Grâce à la diffusion et par conséquent à la reconstruction de la profondeur du point d'interaction, on peut différencier la localisation des différents bruits de fond entre la partie haute ou basse du CCD. À cet effet, lors de notre ajustement du spectre de bruit de fond, nous prenons en compte la profondeur du point d'interaction.

4.2 Analyse des coïncidences spatiales

Précédemment, nous avons présenté les différentes manières d'estimer l'activité d'isotopes radioactifs dans l'expérience. Dans le cas des chaînes radioactives du ^{32}Si et du ^{210}Pb dans le CCD, j'ai effectué une analyse se basant sur des coïncidences spatiales.

En considérant que les isotopes radioactifs provenant de la même chaîne radioactive présents dans le CCD se désintègrent au même endroit, on peut reconstruire des paires d'amas de pixels résultant de la désintégration de ces isotopes grâce à la résolution spatiale du CCD. On ne considérera que les paires électron-électron. Pour utiliser cette technique, les différentes désintégrations prises en compte doivent produire des particules chargées puisque ces dernières vont déposer de l'énergie à partir du point d'origine de la désintégration. Les photons traversant une partie du

silicium sans interagir ne permettent pas de reconstruire correctement l'origine de la désintégration lorsqu'ils ont une énergie supérieure à 5 keV⁴.

L'analyse qui suit a pour objectif d'estimer le bruit de fond radioactif produit par les chaînes de désintégrations du ^{32}Si et du ^{210}Pb . Pour calculer l'activité radioactive par jour et par kilogramme de ^{32}Si dans nos CCDs, on utilise la formule suivante :

$$N_{Si} = \frac{N_p - N_{for}}{\epsilon_t \epsilon_{se} M_{CCD} T_{total}}, \quad (4.2)$$

avec N_{Si} le nombre de désintégrations par jour par kilogramme de l'isotope étudié, N_p le nombre de paires de désintégration trouvées, N_{for} le nombre de paires fortuites⁵, ϵ_{se} les efficacités de la procédure utilisée pour trouver des paires, ϵ_t l'efficacité temporelle de détection des chaînes de désintégrations durant la prise de données et M_{CCD} la masse des CCDs en prenant en compte les *Iron Mask*.

Bien que nous ayons des hypothèses quant à la localisation des désintégrations de ^{210}Pb dans le CCD, nous ne connaissons pas la proportion de cet isotope du plomb dans les 4 localisations possibles. Donc on ne peut pas estimer ϵ_{se} dans le cas du plomb pour obtenir le taux de contamination du ^{210}Pb . À la place on estimera un nombre de paires attendues pour le ^{210}Pb pendant le temps d'exposition de *l'IDM-dataset* afin d'utiliser ce nombre comme une contrainte, dans notre ajustement du modèle de bruit de fond.

Pour présenter cette analyse, on commencera par expliciter l'algorithme utilisé afin de trouver des paires d'amas de pixels correspondant possiblement à des chaînes de désintégrations de ^{32}Si ou de ^{210}Pb . On estimera ensuite l'efficacité de notre procédure grâce aux simulations GEANT4 et l'efficacité temporelle directement mesurée à partir des données. Enfin, nous estimerons les corrélations fortuites produites par notre algorithme.

Cette analyse a été produite avec les images en format 1×1 et en format 1×100 de DAMIC. L'analyse utilisant les images en format de lecture 1×1 a été produite par un autre doctorant, c'est pourquoi je ne présenterai que les résultats finaux de cette dernière à titre de comparaison. Les analyses sont très proches, la seule différence provient de l'algorithme utilisé pour produire des paires d'amas de pixels. Il est important de noter que l'analyse avec les images en format 1×1 est bien plus précise que l'analyse en format 1×100 . Cela s'explique par le fait que la probabilité d'obtenir des corrélations fortuites en 1×100 est plus élevée qu'en format 1×1 car il y a une perte importante d'information sur la position en y .

4. La longueur d'absorption moyenne pour des photons à 5 keV est de $17 \mu\text{m}$, de l'ordre de la taille d'un pixel.

5. Amas de pixels regroupés par l'algorithme qui n'ont aucun lien physique

4.2.1 Les chaînes de désintégrations du ^{32}Si et du ^{210}Pb

La chaîne de désintégration du ^{32}Si (figure 4.4)

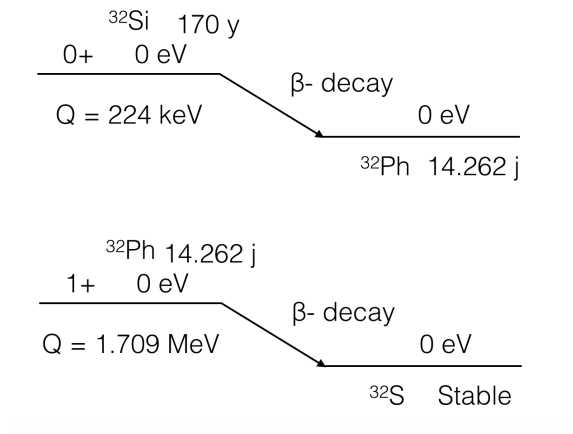


FIGURE 4.4 – Schéma des désintégrations du ^{32}Si et du ^{32}Ph

Isotope	Temps de demi-vie	Q_{max}	Emission	Fils	Caractéristiques
^{32}Si	172 ans	4.22keV	β^-	^{32}P	Spectre Beta <i>Normal</i>
^{32}P	14.28 jours	1710.66keV	β^-	^{32}S	Spectre Beta <i>Normal</i>

TABLE 4.3 – Tableau présentant les caractéristiques des noyaux radioactifs constituant la chaîne du ^{32}Si .

Le ^{32}S est stable. La chaîne radioactive du ^{32}Si ne produit que des électrons et des neutrinos.

La chaîne de désintégration du ^{210}Pb (figure 4.6)

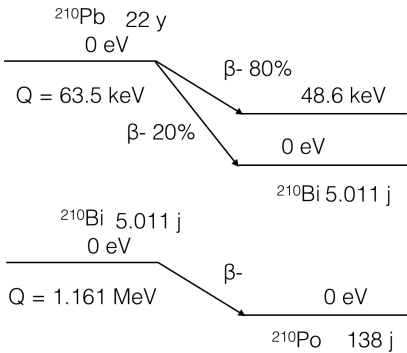


FIGURE 4.5 – Schéma des désintégrations du ^{210}Pb et du ^{210}Bi .

Isotope	Temps de demi-vie	Q_{max}	Émission	Fils	Caractéristiques
^{210}Pb	22.23 <i>ans</i>	63.5keV	β^-	^{210}Bi	$E_{\beta^-} = 16keV(19.8\%) / 63.5keV(80.2\%)$
$^{210}Bi^m$	$\sim \mu s$	48.5keV	γ et EC	^{210}Bi	Fait partie du spectre du ^{210}Pb
^{210}Bi	5.01 <i>jours</i>	1161keV	β^-	^{210}Po	-

TABLE 4.4 – Tableaux présentant les caractéristiques des noyaux radioactifs constituant la chaîne du ^{210}Pb . EC est l’abréviation pour *Électron Capture*.

Le ^{210}Po a un temps de vie de 138.3 j et se désintègre par émission d’un alpha. On ne prendra pas en compte cette désintégration dans l’analyse car à cause de la saturation, la reconstruction en énergie des alphas est très mauvaise, ce qui ne permet pas de les identifier correctement. Cependant il sera nécessaire de retirer tous les amas de pixels pouvant représenter des alphas, dans l’objectif d’éviter de produire des paires électron-alpha, pouvant fausser nos résultats.

4.2.2 Algorithme de corrélation spatiale

Pour estimer la concentration en ^{32}Si et en ^{210}Pb dans et sur les CCDs respectivement, nous utiliserons la propriété suivante : les différents noyaux radioactifs provenant d’une même chaîne de désintégration restent dans le même pixel. C’est pourquoi l’origine des différentes particules chargées et des photons dont l’énergie est inférieure à 4 keV produites lors de ces chaînes de désintégrations seront aussi localisées dans ce même pixel.

Un des pixels se situant à l’extrémité des amas de pixels représentant l’interaction de ces particules avec le CCD peut correspondre au pixel où se situe les noyaux radioactifs. On va donc dans un premier temps rechercher ces extrémités. En fonction des coupures en énergie et en temps des amas, on comparera des paires d’amas de pixels. Nous identifierons les paires corrélées et pouvant potentiellement provenir de l’une des deux chaînes de désintégrations considérées.

Trouver les extrémités des amas de pixels

Pour chaque amas de pixels n’ayant pas de pixel masqué par *l’Iron Mask*, on applique la même procédure dans l’objectif d’identifier les extrémités des amas de pixels :

- À partir du pixel le plus énergétique, on recherche les pixels les plus éloignés par des chemins parcourant la trace. Nous trouvons alors un ou plusieurs pixels représentant des extrémités de la trace.
- À partir du/des pixels précédemment trouvé, on recherche les pixels les plus éloignés par des chemins parcourant la trace.

L’algorithme permettant de trouver les pixels les plus éloignés s’effectue grâce à une fonction récursive F prenant en arguments une distance D , une liste contenant des coordonnées de pixels L et deux histogrammes à deux dimensions. Le premier

histogramme H_1 représente les pixels composant et entourant la trace et permet de vérifier lors de l'algorithme que les pixels appartiennent à la trace. Le second histogramme H_2 représente la distance par rapport au pixel de départ.

1. Premier Appel à la fonction F : D prend la valeur 0. L contient les coordonnées du pixel le plus énergétique P_0 de la trace.
2. Dans l'histogramme H_2 aux coordonnées de P_0 , l'histogramme prend comme valeur $D = 0$.
3. Grâce à H_1 , on regarde si les pixels autour de P_0 font partie de la trace, on appelle ces pixels les P_1 . Si ces derniers font partie de la trace, on les ajoute à la liste L . La liste L contient alors uniquement les coordonnées des pixels P_1 étant dans la trace.
4. Second appel à la fonction F : D prend la valeur 1. L contient les coordonnées des points P_1 faisant partie de la trace.
5. Dans l'histogramme H_2 aux coordonnées des différents pixels dont les coordonnées sont contenues dans L , l'histogramme prend la valeur de $D = 1$.
6. Grâce à H_1 , on regarde si les pixels autour des points P_1 font partie de la trace, ces pixels sont les P_2 . De même on vérifie grâce à H_2 que les pixels n'ont pas de distance associée. L contient alors les coordonnées des pixels P_2 faisant partie de la trace et n'ayant pas de distance associée.
7. On continue le même procédé n fois jusqu'à ce que la liste L soit vide lors d'un appel de la fonction récursive F . C'est à dire que les pixels autour de P_n ne sont pas des pixels appartenant à l'amas où ils ont déjà une distance associée.

Grâce à cet algorithme, pour chaque amas, on trouve un nombre de pixels représentant les différentes extrémités d'une trace. En général, pour des électrons énergétiques on identifie deux extrémités.

4.2.3 Critères de sélections des amas de pixels

Pour former des paires, on recherche selon différentes coupures en énergie et/ou en temps séparant les images d'où proviennent les deux amas, ceux qui ont des extrémités proches d'un certain nombre de pixels. Soit (x_1, y_1) et (x_2, y_2) les coordonnées d'une des extrémités trouvées de deux amas. Pour former une paire, ces extrémités doivent être séparées au maximum de $N_{pixMax/X}|x_1 - x_2|$ pixels selon les lignes (x) et doivent être sur la même colonne $y_1 = y_2$. On choisira $N_{pixMax/X}$ afin d'éliminer le plus de corrélations fortuites possibles. On rajoute aussi comme condition que les deux traces doivent avoir un pixel en commun à moins de 3 pixels en x et sur la même colonne que l'une des extrémités de chaque amas. Il est important de noter que les amas de pixels de moins de 500 eV dans cette étude ne seront pas pris en compte pour éviter les bruits de fond électroniques.

Au total, 5 recherches avec des coupures en temps et en énergie sont effectuées. Elles sont listées dans le tableau 4.5.

ID	Isotope	Énergie 1 ^{er} amas	Temps de séparation	Autres
1	^{32}Si	$Q_{Pb} = 64\text{keV} < E < Q_{Si} = 224\text{keV}$	$t_{sep} < 5 \times \tau_{32Pb} = 70j$	-
2	^{32}Si	$E < Q_{Si} = 224\text{keV}$	$5 \times \tau_{210Bi} = 35j < t < 5 \times \tau_{32Pb} = 70j$	-
3	^{210}Pb	$E < Q_{Pb} = 64\text{keV}$	$t < 5 \times \tau_{210Bi} = 25j$	-
4	^{210}Pb	$E < Q_{Pb} = 14\text{keV}$	$t < 5 \times \tau_{210Bi} = 25j$	$0 < \sigma_x < 0.5$
5	^{210}Pb	$E < Q_{Pb} = 14\text{keV}$	$t < 5 \times \tau_{210Bi} = 25j$	$0.5 \leq \sigma_x < 2$

TABLE 4.5 – Tableau résumant les 5 recherches de coïncidences effectuées. Les deux premières concernent la chaîne du ^{32}Si et les 3 dernières la chaîne du ^{210}Pb . Lors des recherches de coïncidences du ^{210}Pb , on trouvera des paires d’amas provenant de la chaîne de ^{32}Si , qu’il sera nécessaire de prendre en compte pour estimer le nombre de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{210}Pb . Pour une chaîne radioactive dont le second isotope à un temps de demi-vie τ , la probabilité que deux amas de pixels séparés de plus 5τ proviennent de cette chaîne est de 0.03 dans la cas où la prise de données serait continue. C’est pourquoi on peut considérer que dans la recherche 2, qu’il n’y aura pas de reconstruction d’une paire provenant de la chaîne du ^{210}Pb .

Les deux premières recherches permettent d’isoler les amas provenant de la chaîne de ^{32}Si des amas de ^{210}Pb par une coupure en énergie et une coupure en temps respectivement. Lors de la recherche de ^{210}Pb , on trouvera des paires produites par du ^{32}Si et ^{32}Pb . Il sera alors nécessaire de corriger le nombre de paires trouvées dans les recherches 3-4-5 avec les résultats de la recherche 1 et 2 du ^{32}Si pour estimer le nombre de paires $N_{p,Pb}$ d’amas provenant de la chaîne du ^{210}Pb . Les recherches 4 et 5 permettent de différencier les paires provenant des désintégrations de ^{210}Pb , se situant en haut ou en bas respectivement du CCD. La coupure en énergie à 14 keV permet d’éviter de prendre en compte la saturation des pixels qui fausse l’estimation de la profondeur z à partir de σ_x .

Un dernier critère de sélection est nécessaire afin de supprimer les amas de pixels représentant les particules alphas, provenant de la désintégration du ^{210}Po , lors des 5 recherches. Pour une particule alpha et un électron de même énergie, on s’attend à ce que le nombre de pixels saturés par la particule alpha soit supérieur à celui de l’électron. Cela s’explique aisément par le fait qu’une particule alpha dépose plus d’énergie par unité de longueur.

La figure 4.6 représente la distribution jointe non normalisée, en nombre de pixels et nombre de pixels saturés de nos données et de la simulation du bismuth. Le bismuth est choisi à titre de comparaison car c’est la désintégration la plus énergétique, produisant des électrons β dont l’énergie est inférieure ou égale à 1161.2 keV.

D’après la figure 4.6, on remarque deux types d’amas de pixels, des amas de pixels

- dont le nombre de pixels saturés est très proche du nombre de pixels de l’amas ;
- dont le nombre de pixels saturés est très inférieur au nombre de pixels de l’amas.

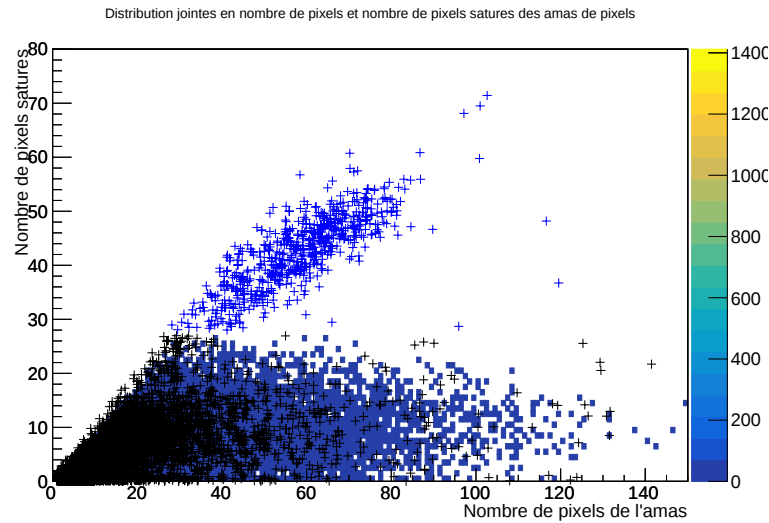


FIGURE 4.6 – Distribution jointe du nombre de pixels saturés et du nombre de pixels total d'un amas de pixels, dans nos données et dans la simulation de la désintégration du ^{210}Bi , aux surfaces de la partie sensible. Les points noirs et bleus représentent nos données. Les bleus correspondent aux amas de pixels tel que N_{sat} , le nombre de pixels saturés dans l'amas, soit supérieur à 27 et les noirs l'opposé. Ces points sont superposés à un histogramme représentant les simulations.

On peut faire l'hypothèse que la première famille d'amas de pixels correspond à des alphas et que les autres à des électrons.

Soit N_{sat} le nombre de pixels saturés d'un amas de pixels. On remarque qu'en prenant $N_{sat} < 27$, 99.994% des électrons des simulations sont gardées, mais on retire de l'analyse 597 amas de pixels, ce qui correspond à 6% des données. Une partie des 597 amas de pixels retirés peuvent potentiellement représenter des particules alpha.

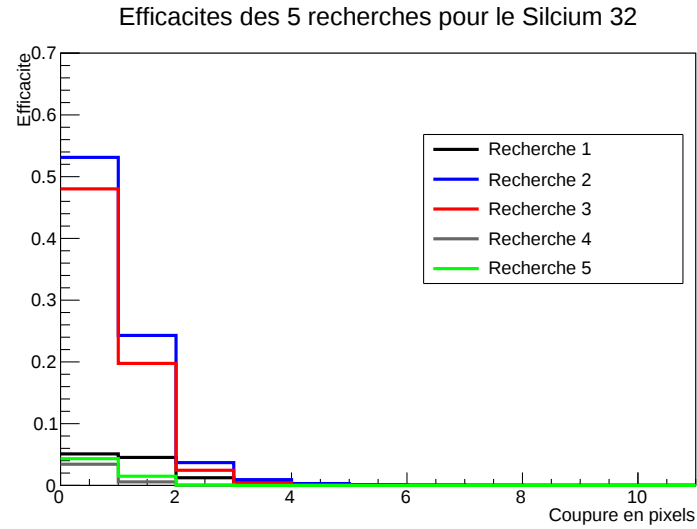
4.2.4 Efficacité Spatiale : Production d'images simulées de ^{32}Si - ^{32}P et de ^{210}Pb - ^{210}Bi s

Pour évaluer l'efficacité de l'algorithme et des différentes coupures mises en place, j'ai produit plusieurs simulations de désintégration utilisant la simulation *Damic-Simu*. On simule séparément chaque isotope radioactif des chaînes de la même manière que pour l'analyse du bruit de fond radioactif. La seule différence vient du fait que l'on impose pour chaque événement une position initiale dans l'objectif que celles des isotopes simulés provenant de la même chaîne radioactive coïncident dans les différentes simulations.

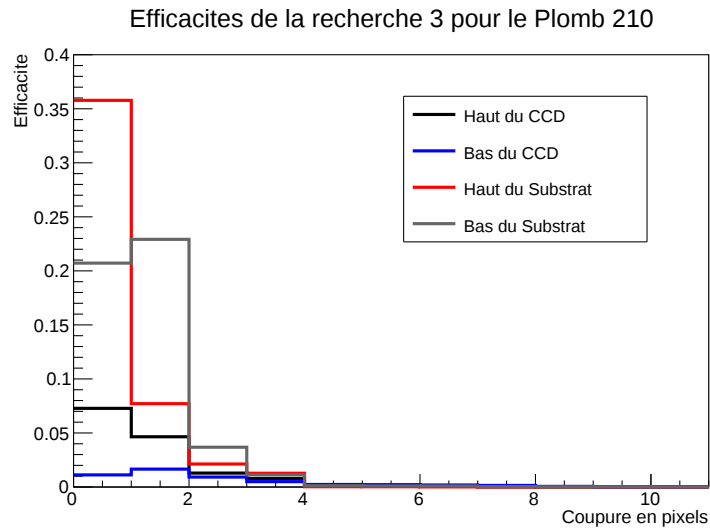
La chaîne de désintégration du ^{32}Si a été simulée uniformément dans le CCD. Les simulations du ^{210}Pb et ^{210}Bi ont été placées en surface du CCDs et en surface de la partie sensible. Lors de cette mesure, on retire les amas ayant au moins un pixel masqué dans les données réelles.

A partir de la simulation de ^{32}Si uniformément dans le CCD, on peut calculer les efficacités sur la détection de paires de ^{32}Si dans les cinq recherches. Les efficacités pour les 5 recherches sont montrées dans la figure 4.7a. L'efficacité $\epsilon_{se,2}$ de la recherche 2 est la somme des efficacités des recherches 1 et 3, $\epsilon_{se,1}$ et $\epsilon_{se,3}$ ⁶. A cause de la saturation des pixels, l'efficacité de la recherche 3 est bien plus importante que celle de la recherche 1, alors que d'après le spectre du β_- de la désintégration du ^{32}Si , on s'attendrait à avoir des efficacités quasi-identiques dans le cas où l'énergie serait parfaitement reconstruite [87].

6. La coupure en énergie de la recherche 2 permet de prendre en compte tout le spectre en énergie du β_- de la désintégration du ^{32}Si

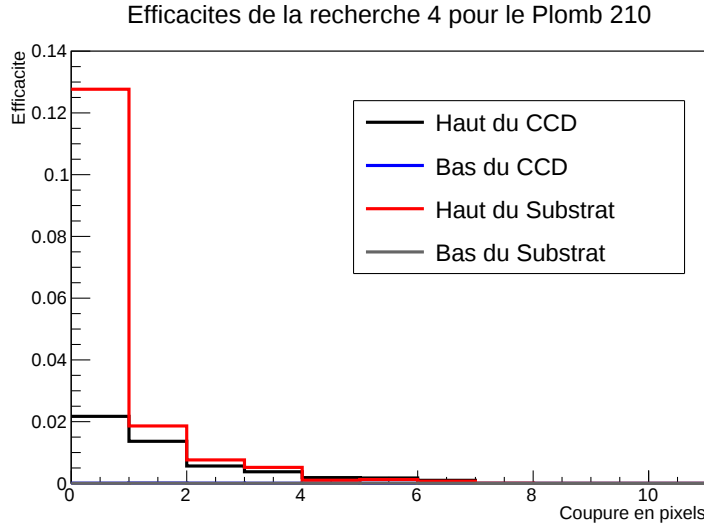


(a) Toutes les recherches

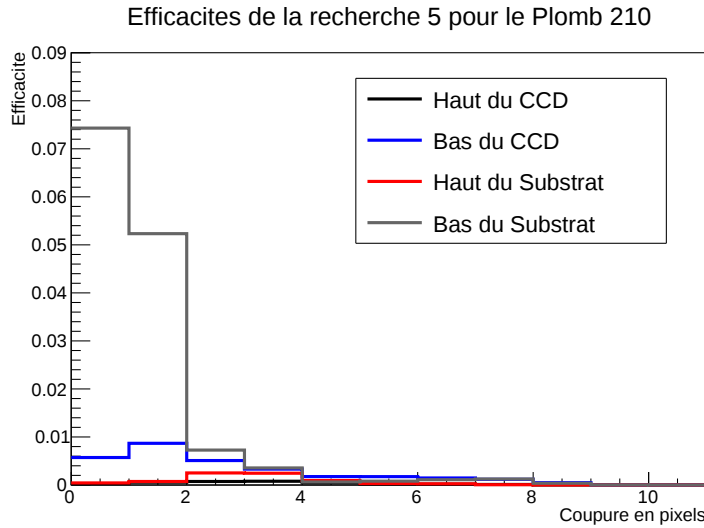


(b) Recherche 3

FIGURE 4.7 – La figure 4.7a montre l’efficacité de l’algorithme de production de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{32}Si pour les 5 recherches en fonction de la coupure N_{pixMax}/X . La figure 4.7b montre l’efficacité de l’algorithme de production de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{210}Pb pour la recherche 3, et les différentes localisations.



(a) Recherche 4



(b) Recherche 5

FIGURE 4.8 — Efficacité du procédé de production de paires provenant de la chaîne radioactive du ^{210}Pb pour les recherches 4 et 5, et les différentes localisations en fonction de la coupure N_{pixMax}/X . Les figures 4.8a et 4.8b représentent les efficacités pour les recherches 4 et 5 respectivement.

Pour la chaîne du ^{210}Pb , on prend en considération les 4 différents cas de simulations pour les recherches 3-4-5. Les efficacités sont montrées sur les figures 4.7b et 4.8. On peut remarquer que le choix des coupures en σ_x pour les régions 4 et 5 permettent de séparer les corrélations provenant de désintégrations du ^{210}Pb dans la partie haute et basse du CCD/Bulk respectivement.

Au total cela fait 34 simulations, chacune composée de 10^5 événements. Les valeurs des efficacités pour $N_{pixMax}/x \leq 3$ sont données dans les tableaux 4.6 et 4.7 pour les chaînes de désintégration du ^{32}Si et ^{210}Pb respectivement. Cette valeur a été choisie car comme on peut le voir sur les différentes figures représentant les efficacités, on

ne détecte plus aucune paire à partir de $N_{pix/x} > 4$. On peut donc limiter le nombre de paires accidentelles et améliorer notre estimation.

ID	1	2	3	4	5
ϵ_{se}	0.113	0.820	0.706	0.040	0.058

TABLE 4.6 – Efficacités du procédé pour la chaîne de désintégration du ^{32}Si dans les 5 recherches pour $N_{pix/x} \leq 3$. La seconde recherche représente le cas où il n'y a pas de coupures dans les simulations. On remarque que l'efficacité est de 0.82 ce qui est une très bonne reconstruction, sachant que $\sim 8.2\%$ des désintégrations ont lieu en dehors de la partie sensible. En considérant que ces dernières ont 50% de probabilités d'être détectées, il y a 25% de probabilité de détecter ces paires. Suite à l'ajout du masque, $\sim 7\%$ du CCD est perdu (voir chapitre 2), on peut donc dire que $\sim 7\%$ des paires ne sont pas prises en compte. L'efficacité maximale théorique est alors 87.15

ID	3	4	5
ϵ_{se} - Haut CCD	0.14	0.044	0.0023
ϵ_{se} - Bas CCD	0.041	0.0003	0.022
ϵ_{se} - Haut Substrat	0.468	0.159	0.006
ϵ_{se} - Bas Substrat	0.484	0.0002	0.137

TABLE 4.7 – Efficacités du procédé pour la chaîne de désintégration du ^{210}Pb dans les 3 recherches pour $N_{pix/x} \leq 3$.

Efficacité temporelle

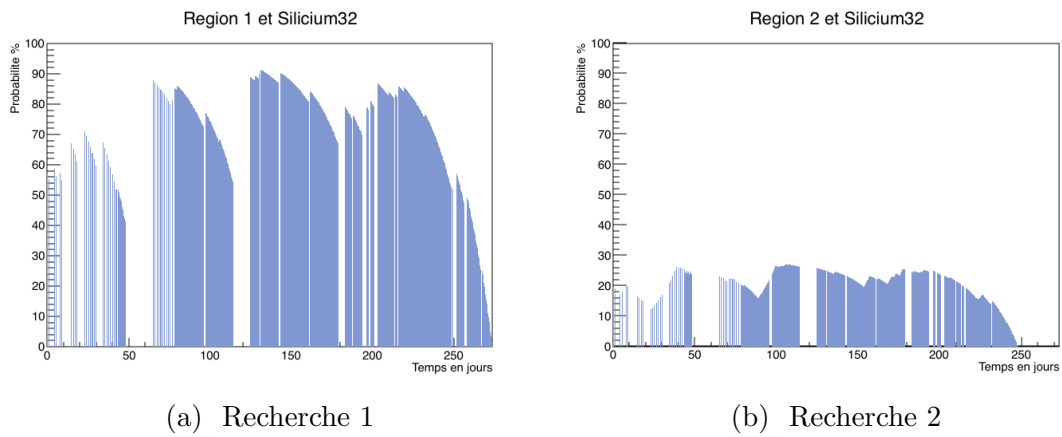


FIGURE 4.9 – ϵ_{decay} de l'analyse des coïncidences pour les recherches 1 et 2 présentées en 4.9a et 4.9b respectivement. Chaque ligne bleue correspond aux valeurs P_i représentant la probabilité que la seconde désintégration ait lieu pendant notre exposition.

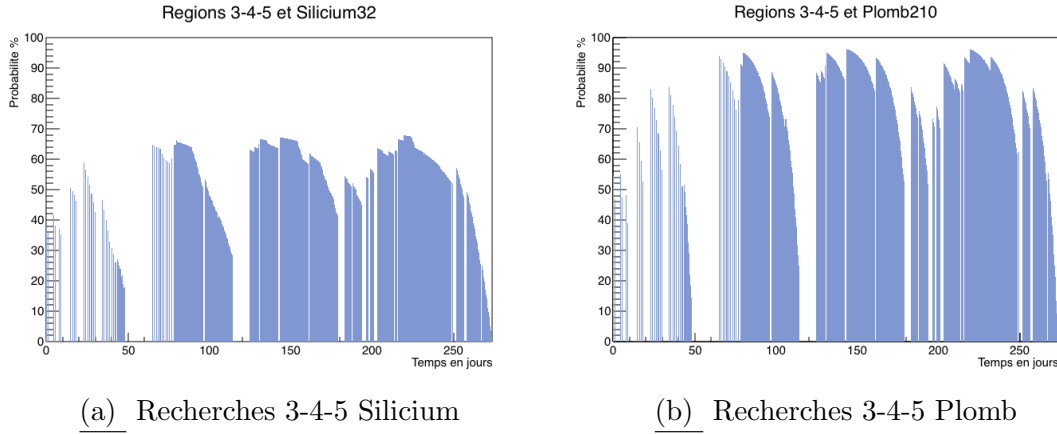


FIGURE 4.10 – ϵ_{decay} de l’analyse des coïncidences pour les recherches 3-4-5 pour les chaînes du ^{32}Si et ^{210}Pb présentées en 4.10a et 4.10a respectivement. Chaque ligne bleue correspond aux valeurs P_i représentant la probabilité que la seconde désintégration ait lieu pendant notre exposition.

4.2.5 Estimation de l’efficacité temporelle et Coïncidences fortuites

L’efficacité temporelle doit prendre en compte les différentes coupures en temps sur la séparation temporelle des amas de pixels produisant une paire et le fait que la prise de données ne soit pas continue ; il existe des temps morts. Ces derniers correspondent aux cas suivants :

- Des temps morts courts : 15 minutes sont perdues entre chaque image. Ces 15 minutes correspondent au temps de lecture des CCDs.
- Des temps morts longs : ils correspondent à des tests effectués pour le calibrage des CCDs à l’aide de LED ou des coupures de courants.
- Quelques images retirées, prises lorsque le taux de radon autour du récipient était élevé.

L’efficacité temporelle peut être séparée en deux parties telles que $\epsilon_t = \epsilon_{dt} \times \epsilon_{decay}$. ϵ_{dt} correspondant à la prise en compte des temps morts. Elle est calculée par le ratio entre le temps d’exposition et le temps total de la prise de données.

La seconde partie ϵ_{decay} correspond au fait que l’on a une chance que la seconde désintégration de la chaîne radioactive ait lieu pendant les temps morts de la prise de données. Si le premier amas d’une désintégration d’une des chaînes de désintégration considérées a lieu dans une image $i \in [1, N_{img}]$, on calcule la probabilité P_i que le second amas se soit désintégré pendant notre prise de données grâce à la formule :

$$P_i = \sum_{j=i+1}^{N_{img}} P_{i,j} = \frac{\ln(2)}{\tau} \sum_{j=i+1}^{N_{img}} \int_{t_{j1}}^{t_{j2}} e^{-\frac{\ln(2)(t-t_i)}{\tau}} dt, \quad (4.3)$$

avec τ le temps de demi-vie de l'isotope considéré, t_{j1} et t_{j2} les temps du début et de la fin de l'exposition de l'image j ($j \in [i + 1, N_{img}]$). Le temps d'exposition des images est de 24 ou 8 heures.

Afin de prendre en compte les différentes coupures en temps des 5 recherches présentées, on effectue le même calcul que précédemment, mais pour les couples i, j d'images ne respectant pas les coupures $P_{i,j} = 0$.

On a alors $\epsilon_{decay} = \frac{1}{N_{img}} \sum_i^{N_{img}} P_i$.

Les figures 4.9 et 4.10 montrent les différentes valeurs de P_i pour les différentes images de la prise de données dans les 5 recherches. Les valeurs finales des efficacités sont données dans le tableau 4.8.

ID	1	2	3	4	5
$\epsilon_t - {}^{32}\text{Si}$	0.53	0.133	0.402	0.402	0.402
$\epsilon_t - {}^{210}\text{Pb}$	-	-	0.574	0.574	0.574

TABLE 4.8 – Efficacités temporelles pour les chaînes de désintégrations du ${}^{32}\text{Si}$ et ${}^{210}\text{Pb}$.

Estimation de paires issues des corrélations fortuites

Pour estimer le nombre de coïncidences fortuites dans nos recherches, on effectue le même procédé, sur exactement les mêmes amas de pixels reconstruits de l'*IDM data set*, mais on modifie aléatoirement la position des différents amas dans l'image tout en évitant les parties masquées. Cela permettra d'enlever les vraies corrélations et de détecter uniquement des paires issues de corrélations fortuites.

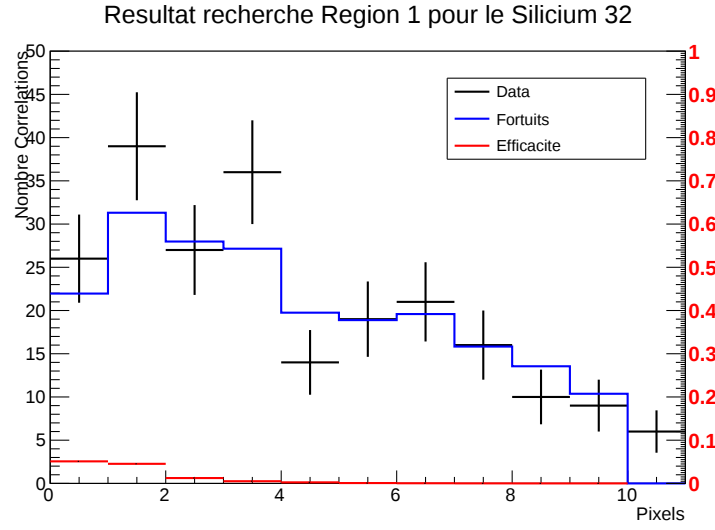
On effectue ce procédé 100 fois et on estime le nombre de corrélations fortuites en effectuant la moyenne du nombre de corrélations trouvées à chaque fois. Le nombre de corrélations fortuites attendu dans les différentes recherches est montré dans les tableaux de la section suivante.

4.2.6 Résultats

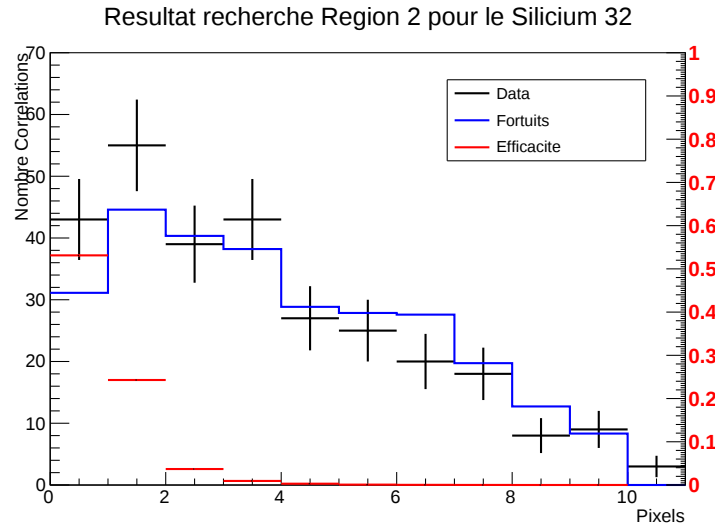
Tous les résultats sont présentés en prenant $N_{pixMax/X} \leq 3$. On verra qu'en augmentant cette valeur, on n'améliore pas l'efficacité de notre algorithme dans les différentes recherches.

Recherche 1 et 2

Les résultats de la recherche 1 et 2 pour la chaîne du ${}^{32}\text{Si}$ sont présentés dans le tableau 4.9 et les figures 4.11. Les résultats sont comparés aux estimations produites avec les données en format 1×1 . Comme on peut le remarquer, nos résultats donnent des valeurs bien plus élevées que celle trouvées avec l'analyse avec les images en format 1×1 . Néanmoins, les mesures restent compatibles. A priori on surestime notre taux de contamination.



(a) Recherche 1



(b) Recherche 2

FIGURE 4.11 – Résultats de l’analyse de coïncidences pour les recherches 1 et 2 présentées en 4.11a, et 4.11b respectivement. Dans les 2 cas en rouge on a l’efficacité de détection de l’algorithme, en bleu les paires fortuits et en noir les paires trouvées dans les données.

ID	N_{rate}	N_p	N_{for}	$N_{rate,1 \times 1}$
1	86.4 ± 23.4	142 ± 11.9	83.9 ± 10.3	9.9 ± 2.6
2	73.0 ± 15.3	207 ± 14.38	121.2 ± 10.6	22.4 ± 6.6

TABLE 4.9 – Tableau représentant les résultats obtenus dans les recherches 1 et 2. N_{rate} est donné en desintegrations.kg¹.j⁻¹, N_p est le nombre de paires trouvées, et N_{for} le nombre de paires issues de corrélations fortuites estimé. Toutes les erreurs sont statistiques.

Recherche 3,4 et 5

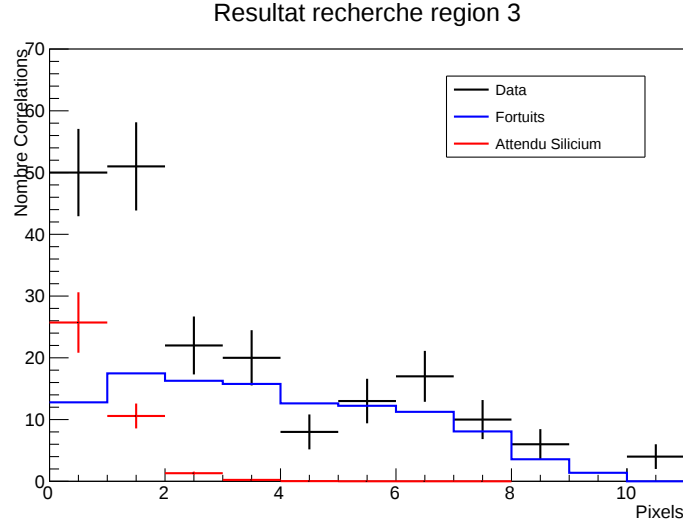
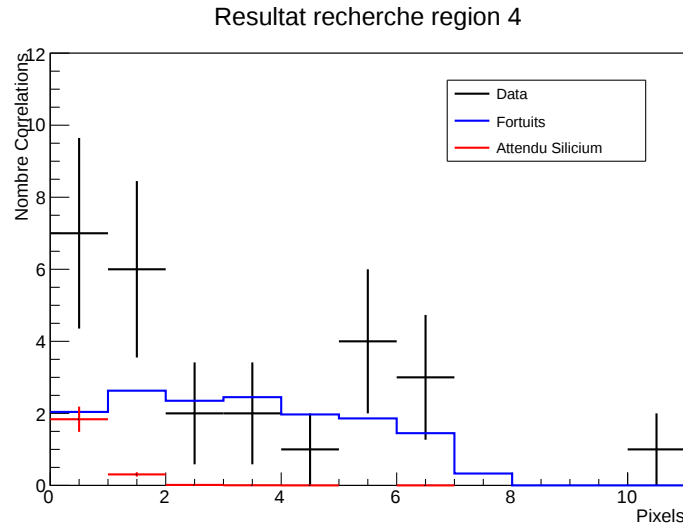


FIGURE 4.12 – Résultats de l’analyse de coïncidences pour la recherche 3. En rouge on a le nombre de paires de la chaîne radioactive du ^{32}Si estimées, en bleu les paires issues de corrélations fortuites, et en noir les paires trouvées dans les données.

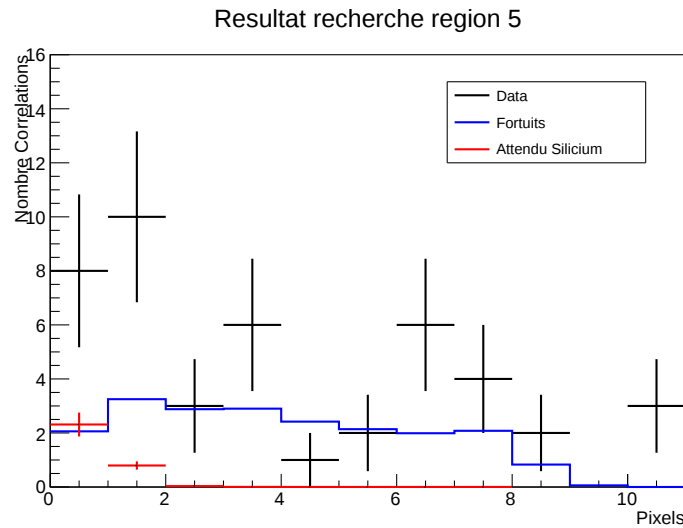
Le nombre de paires $N_{p,Pb}$ estimé provenant de la chaîne du ^{210}Pb des recherches 3-4-5, est donné dans le tableau 4.10 et dans les figures 4.12 et 4.13. Comme expliqué il est nécessaire de corriger le nombre de paires trouvées dans ces 3 recherches par le nombre de paires provenant de la chaîne de désintégration du ^{32}Si , $N_{p,Si}$ estimé grâce aux résultats des recherches 1 et 2. Le taux utilisé afin d’estimer $N_{p,Si}$, provient de la moyenne des quatre résultats énoncés juste avant. La valeur est $N_{rate,Si} = 13.7 \pm 2.3$. A l’aide des recherches 4 et 5 on peut évaluer le ratio entre le nombre de paires trouvées dans la partie haute et basse du CCD. Ce ratio vaut 0.53 ± 0.37 . Étant donné l’erreur importante, une conclusion serait bien hâtive.

ID	$N_{p,Pb} \times \epsilon_t$	N_p	$N_{p,Pb}$	N_{for}	$N_{p,Si}$
3	109.9 ± 27.6	151	63.1 ± 15.8	46.1 ± 6.9	41.8 ± 7.2
4	15.0 ± 8.8	18	8.6 ± 5.0	7.0 ± 2.7	2.4 ± 0.4
5	28.5 ± 10.3	28	16.3 ± 5.9	8.2 ± 2.5	3.5 ± 0.6

TABLE 4.10 – Tableau représentant les résultats obtenus dans les recherches 3-4-5. N_p est le nombre de paires trouvées, N_{for} le nombre de corrélations fortuites, $N_{p,Pb}$ et $N_{p,Si}$ le nombre de paires estimé des chaînes radioactives du ^{210}Pb et du ^{32}Si respectivement.



(a) Recherche 4



(b) Recherche 5

FIGURE 4.13 — Résultats de l’analyse de coïncidences pour les recherches 4 et 5 présentées en 4.13a, et 4.13b respectivement. Dans les 2 cas en rouge on a le nombre de paires de la chaîne radioactive du ^{32}Si estimées, en bleu les paires fortuites, et en noir les paires trouvées dans les données

4.3 Neutrons et caractérisation du blindage de DAMIC-SNOLAB

Pour le modèle de bruit de fond radioactif nous n’avons pas encore mentionné les neutrons qui proviennent des murs entourant la grotte de SNOLAB. Dans le cas de DAMIC pour réduire ce bruit de fond qui est susceptible de produire des amas

identiques à ceux de la matière noire, un blindage a été mis en place⁷. Ce blindage est constitué de polyéthylène et de plomb ancien. Suite à la caractérisation du blindage, nous allons montrer que le bruit de fond radioactif des neutrons est négligeable.

4.3.1 Description de la simulation

Dans l'objectif de caractériser ce blindage, j'ai effectué une simulation de neutrons utilisant GEANT4. Cette simulation est différente de celle produite pour le bruit de fond radioactif : *DamicSimu*. Cependant les bibliothèques de physique utilisées restent inchangées.

Le polyéthylène ainsi que le plomb sont des parallélépipèdes rectangles ayant 3 mètres de longueur et de hauteur⁸. La largeur des parallélépipèdes de polyéthylène et de plomb est de 42 cm et 21 cm respectivement dans la simulation⁹. La caractérisation se fait en deux temps. On injecte des neutrons suivant le spectre mesuré et simulé de SNOLAB[68] perpendiculairement à partir d'une section carrée d'un centimètre de côté, parallèle à l'une des plus grandes faces du polyéthylène. Cette surface se situe à quelques centimètres du polyéthylène pour simuler correctement les neutrons rétrodiffusés.

On récupère ensuite les spectres en énergie des différentes particules sortantes du polyéthylène sur une section carrée d'un mètre de côté. À partir de ces spectres, on simule chaque type de particule de la même façon sur le plomb. Le schéma 4.14 est un schéma de la simulation effectuée.

Dans l'objectif de réduire le temps de calcul, on ne simule pas les électrons ayant une énergie inférieure à 1 keV, puisque ces derniers n'ont aucune chance d'interagir avec les CCDs, après avoir traversé le blindage en plomb.

4.3.2 Spectre de neutrons simulés

Les neutrons à SNOLAB ont trois origines principales :

- la fission spontanée d'un atome d'Uranium : $\sim 10\%$ du spectre ;
- l'interaction de muons avec les roches entre la surface et la cave : $\sim 0.1\%$ du spectre ;
- l'interaction d'un alpha avec un noyau léger de la cave : $\sim 90\%$ du spectre.

La densité de flux des neutrons rapides, c'est à dire lorsque l'énergie est supérieure à 1 eV, est de $\Psi \simeq 4000 \text{ neutrons.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$ [118]. Dans le cas des neutrons thermiques c'est à dire des neutrons dont l'énergie est d'environ 0.025 eV, la densité de flux est de $4144.9 \pm 49.8 \pm 105.3 \text{ neutrons.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$ [118]. Le spectre des neutrons de SNOLAB est représenté sur la figure 4.15 [118].

7. Voir partie 2.1

8. Ce qui ne correspond pas à la réalité.

9. Ce qui correspond cette fois-ci à la réalité.

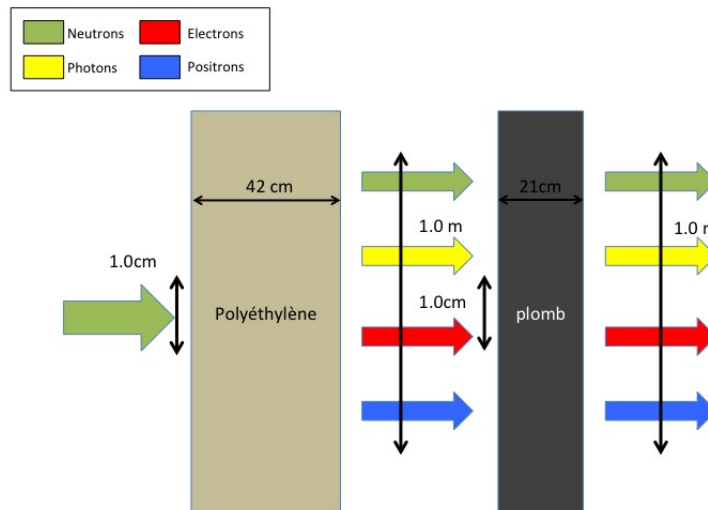


FIGURE 4.14 – Schéma de la simulation permettant de caractériser le blindage de l'expérience DAMIC. Dans un premier temps on effectue la simulation de neutrons à travers 42 cm de polyéthylène. En utilisant les spectres résultant de la première simulation, on simule les différentes particules à travers 21 cm de plomb.

4.3.3 Interactions Neutrons Polyéthylène

Le polyéthylène est constitué d'atomes de carbone et d'hydrogène, de formule chimique C_2H_4 . Les neutrons simulés vont interagir de trois manières avec ces atomes : collisions élastiques, collisions inélastiques et capture neutronique. Lors de la capture neutronique, le neutron est absorbé par les noyaux et un photon caractéristique de cette interaction est émis. Les photons caractéristiques sont présentés dans le tableau 4.11. Les deux principales raies dans notre cas sont celles qui proviennent de l'hydrogène et du ^{12}C .

Le tableau 4.12 montre le résultat de 3 simulations d'interaction de neutrons avec le polyéthylène : deux simulations avec des neutrons mono-énergétiques et une simulation avec des neutrons dont le spectre en énergie suit celui des neutrons de SNOLAB. La figure 4.16 représente le spectre des particules électromagnétiques (photons, électrons, positrons) traversant le polyéthylène suite à la simulation du spectre des neutrons de SNOLAB.

Comme on peut le remarquer, une grande partie des neutrons est absorbée par le polyéthylène. Mais en retour plusieurs photons énergétiques ont été produits. Plus le neutron a une énergie petite, moins il produit de particules secondaires. Cela s'explique par le fait que les neutrons de plus faible énergie sont capturés dans les premières couches de polyéthylène¹⁰. Les particules filles vont alors interagir avec le polyéthylène, ce qui va réduire leur nombre à la sortie de ce dernier.

10. la section efficace de capture des neutrons dans le polyéthylène décroît en fonction de l'énergie [117]

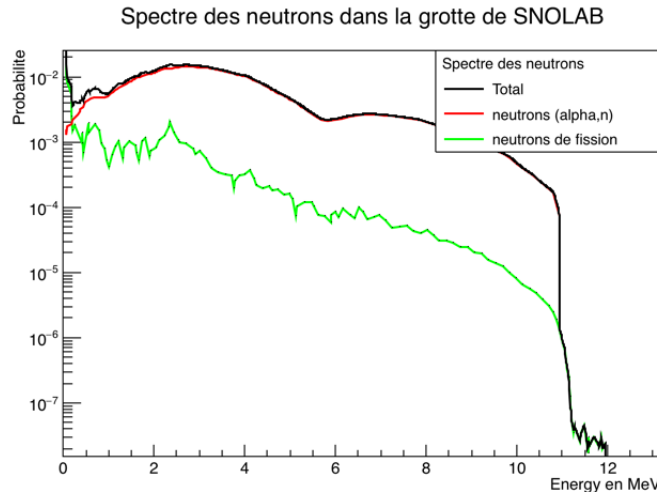


FIGURE 4.15 – Spectre des neutrons de SNOLAB simulés. On distingue deux spectres de neutrons. Les neutrons issus des réactions d’atomes avec des alphas et les neutrons issus de la fission de l’Uranium.

Atome	1H	2H	^{12}C	^{13}C
Énergie caractéristique du photon (MeV)	2.33 (100%)	6.250 (100%)	4.945 ($\sim 67.47\%$) 3.683 ($\sim 32.1\%$) 1.261 ($\sim 32.4\%$)	8.147 ($\sim 84.01\%$) 6.092 ($\sim 16.29\%$) 1.586 ($\sim 8.5\%$)

TABLE 4.11 – Tableau montrant les énergies caractéristiques des photons produits par la capture d’un neutron[117]. Les énergies sont données en MeV, le nombre entre parenthèses correspond à la probabilité en pourcentage de générer le photon suite à une réaction (n, γ).

4.3.4 Interactions avec le plomb

Pour les 4 particules, on simule le spectre résultant de la simulation précédente. Les résultats sont montrés sur le tableau 4.13. Les photons ayant une énergie inférieure à 1 MeV sont complètement arrêtés par le plomb, mais ceux au-dessus sont susceptibles de produire des particules filles d’énergie moindre qui traversent le blindage. Les résultats indiquent que plomb n’est pas très utile pour thermaliser ou arrêter les neutrons. En faisant une analogie avec le cas classique des collisions, on peut expliquer ce phénomène. Lorsque les neutrons rentrent en collision avec les noyaux de plomb, ces derniers font office de ”mur”, c’est à dire $m_{Pb} \gg m_n$. C’est pourquoi les neutrons perdent très peu d’énergie à chaque collision. Pour des neutrons rapides la section efficace de capture reste constante et basse et les neutrons peuvent traverser facilement le plomb à la suite de plusieurs collisions. Une petite partie des neutrons est tout de même capturée par le plomb et produit des photons caractéristiques de la capture de neutrons par du plomb. On peut voir dans la figure 4.17 les spectres des particules provenant de la simulation de neutrons avec le plomb.

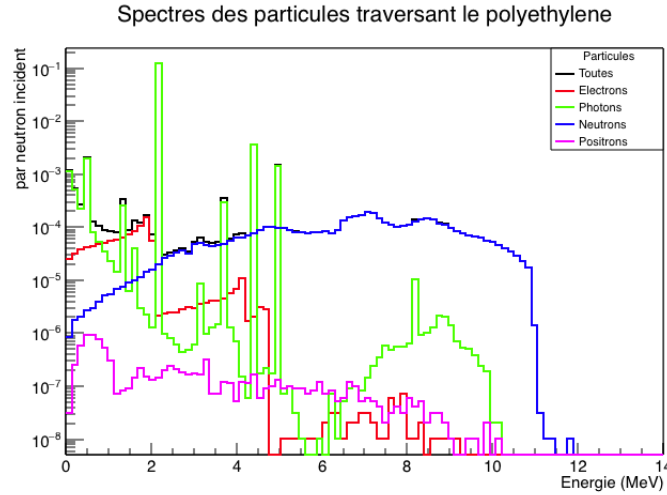


FIGURE 4.16 – Spectre des différentes particules issues de la simulation des neutrons de SNOLAB. On remarque que le bruit principal provient des photons issus de la capture des neutrons par les noyaux du polyéthylène notamment l’hydrogène.

Neutrons primaires	Spectre Snolab	100 keV	1 eV
Neutrons	$(8.4 \pm 0.09)10^{-5}$	$< 2.3 \times 10^{-7}(90\%)$	$< 2.3 \times 10^{-7}(90\%)$
Gammas	$(4.44 \pm 0.006)10^{-3}$	$(7.35 \pm 0.01)10^{-3}$	$(5.58 \pm 0.01)10^{-3}$
Electrons	$(8.69 \pm 0.029)10^{-4}$	$(5.50 \pm 0.007)10^{-4}$	$(4.39 \pm 0.006)10^{-4}$
Positrons	$(5.11 \pm 0.22)10^{-6}$	$(1 \pm 0.31)10^{-6}$	$(0.5 \pm 0.22)10^{-6}$

TABLE 4.12 – Tableau représentant la probabilité de retrouver à la sortie du polyéthylène une particule (Neutrons, Gammas..) par neutron avec des énergies initiales différentes. 10^8 neutrons ont été simulés pour le spectre de SNOLAB, et 10^7 pour les autres

4.3.5 Effet attendu sur les CCDs

Afin de calculer l’effet attendu sur les CCDs, la géométrie de l’expérience doit être prise en compte. A partir du flux de neutrons mesuré à SNOLAB et des résultats obtenus, on peut estimer le flux traversant le blindage :

$$\Phi_j = \Phi_{NI} F_g \sum_i P_{2,i,j} P_{1,neutrons,i}, \quad (4.4)$$

avec $i, j \in [electrons, photons, neutrons, positron]$, Φ_j le flux de particules j traversant le blindage, $\Phi_{NI} = \Psi \times S$ le flux de neutrons de SNOLAB avec S la surface totale de Polyéthylène qui est égale à $\sim 13.2 \text{ m}^2$, $P_{1,neutrons,i}$ les probabilités de trouver une particule i après le polyéthylène suite à la simulation de neutrons et $P_{2,i,j}$ les probabilités de trouver une particule j après le plomb suite aux simulations de particules i , et $F_g = F_p \times F_l$, un facteur géométrique.

Le facteur géométrique prend en compte la fraction de flux traversant les surfaces externes et internes du polyéthylène F_p et du plomb F_l . On pourrait en première estimation effectuer le rapport des surfaces intérieures sur extérieures qui sont égales à $F_p = 0.17$ et $F_l = 0.8$ ce qui fait $F_g = 0.013$. Pour être plus précis on peut utiliser

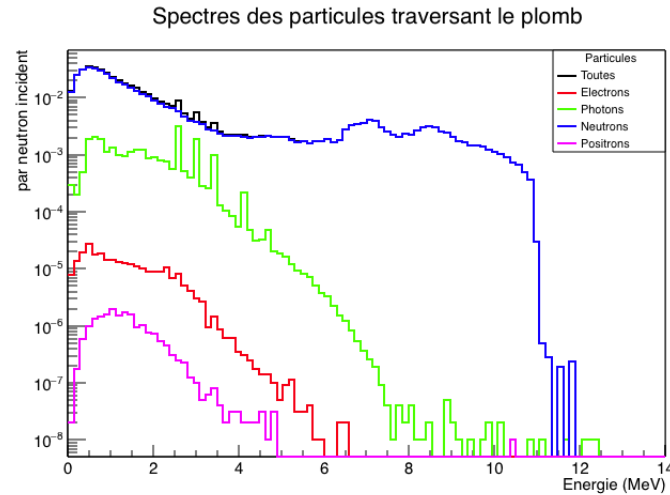


FIGURE 4.17 – Spectres des différentes particules issues de la simulation des neutrons dans le plomb. Comme attendu le plomb n’est pas très efficace en ce qui concerne la diminution du nombre de neutrons, en comparaison avec le polyéthylène.

Particules Finales Particules Initiales	Électrons	Photons	Neutrons	Positrons
Électrons	$< 2.3 \times 10^{-8}(90\%)$	$(3.06 \pm 1.76)10^{-8}$	$< 2.3 \times 10^{-8}(90\%)$	$< 2.3 \times 10^{-8}(90\%)$
Photons	$(7.54 \pm 2.74)10^{-7}$	$(6.65 \pm 0.25)10^{-6}$	$< 2.3 \times 10^{-8}(90\%)$	$(4.0 \pm 2.0)10^{-8}$
Neutrons	$(2.02 \pm 0.01)10^{-4}$	$(1.57 \pm 0.001)10^{-2}$	$(2.98 \pm 0.0005)10^{-1}$	$(1.56 \pm 0.04)10^{-5}$
Positrons	$(3.0 \pm 1.7)10^{-8}$	$(6.2 \pm 0.78)10^{-8}$	$< 2.3 \times 10^{-8}(90\%)$	$(1.0 \pm 1.4)10^{-8}$

TABLE 4.13 – Tableau représentant la probabilité de retrouver à la sortie du plomb une particule(neutrons, gammas ..) par particule simulée suivant le spectre de sortie des simulations neutrons-polyéthylène. 10^8 particules primaires ont été générées pour chaque simulation

l’expression analytique pour le facteur de forme radiatif dans le cas où on modélise la surface intérieure comme étant un cube à l’intérieur d’un autre cube représentant la surface extérieure, voir [77] page 24. Les facteurs de formes sont alors égaux à $F_p = 0.183$ et $F_l = 0.096$ ce qui donne $F_g = 0.017$.

On remarque que dans le tableau 4.14 contenant les résultats finaux de cette analyse, que les neutrons restent les particules ayant la plus grande probabilité de traverser le blindage. Pour calculer le flux final au niveau des CCDs, on ne prend pas en compte le reste du détecteur, ce qui devrait diminuer le flux de neutrons réel au niveau des CCDs. La figure 4.18 représente le spectre final attendu après le blindage.

A partir de ce chiffre le nombre de neutrons traversant les CCDs pendant le temps d’exposition de nos CCDs serait $N_{nIDM} = 5.64 \pm 0.53$.

Pour des neutrons dont l’énergie est comprise entre 1 eV et 10 MeV la section efficace de collision des neutrons avec l’isotope majoritaire¹¹ du silicium ^{28}Si est en

11. $\sim 92\%$

Particules	Flux blindage	Flux 7 CCDs
Électrons	$(5.13 \pm 2.98) \times 10^{-5}$	$(1.25 \pm 0.73) \times 10^{-6}$
Photons	$(5.61 \pm 0.49) \times 10^{-3}$	$(1.37 \pm 0.12) \times 10^{-3}$
Neutrons	$(6.96 \pm 0.49) \times 10^{-2}$	$(1.70 \pm 0.12) \times 10^{-2}$
Positrons	$(3.43 \pm 3.44) \times 10^{-6}$	$(8.44 \pm 8.46) \times 10^{-7}$

TABLE 4.14 – Tableau contenant les flux de particules traversant le blindage de DAMIC en nombre de particules par jour. Le flux au niveau des CCDs est sur-estimé par le fait que l'on ne prend pas en compte le reste du détecteur dans le calcul.

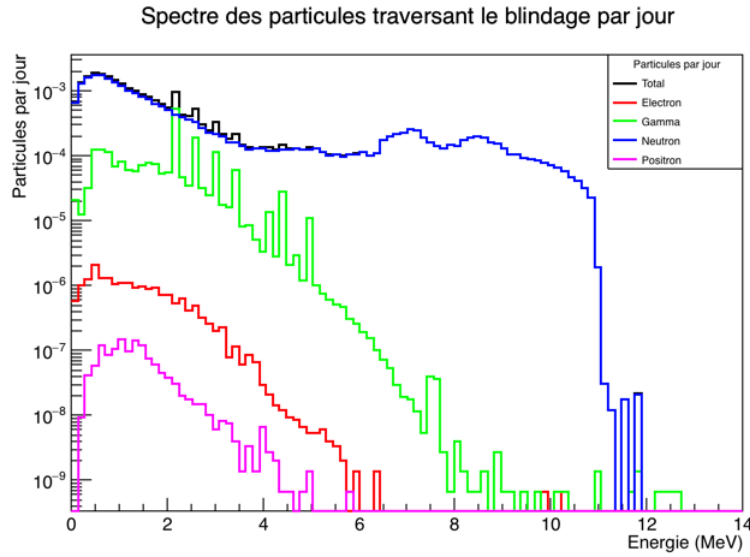


FIGURE 4.18 – Spectres des différentes particules issues de la simulation des neutrons à travers le blindage de DAMIC à SNOLAB.

moyenne de 2 barns¹² entre 10^{-9} MeV et 10 MeV ce qui donne un libre parcours moyen de $L_{mfp,n} \simeq 60\text{cm}$ dans le silicium. En comparant à la longueur maximale de silicium que peuvent traverser les neutrons qui est de $\sim 8.4\text{ cm}$, cela donne une probabilité d'interaction avec les 7 CCDs de 0.13 par neutrons. Étant donné que l'on surestime le nombre de neutrons traversant les CCDs, on peut conclure que le bruit radioactif produit par les neutrons est négligeable en comparaison avec d'autres composantes.

12. Il existe quelques résonances allant jusqu'au maximum à une centaine de *barns*. Elles sont négligeables par rapport au spectre continu

Chapitre 5

Matière sombre et modèle de bruit de fond radioactif

Contents

5.1	Mise en place des coupures : réduction du bruit de fond électronique	133
5.1.1	Coupures initiales	133
5.1.2	Coupure à partir de la contamination par le courant de fuite	134
5.1.3	Coupure en ΔLL et efficacité de reconstruction	136
5.2	Modèle de bruit de fond radioactif : production	136
5.2.1	Sélection des données	136
5.2.2	Spectres des simulations	138
5.2.3	Procédure d'ajustement des simulations aux données	139
5.3	Résultat et discussion sur le modèle de bruit de fond radioactif	144
5.3.1	Erreurs systématiques dues à la localisation du ^{210}Pb	144
5.3.2	Erreurs systématiques et biais du procédé utilisé	145
5.3.3	Précision sur les résultats	146
5.4	Test de découverte de matière sombre	147
5.4.1	Mise en place de la fonction de vraisemblance	147
5.4.2	Génération des distributions f_b et f_s	148
5.4.3	Test de découverte et limites	151
5.4.4	Nombre d'amas de pixels produits par le bruit de fond radioactif	152
5.4.5	Sensibilité	153

Nous avons présenté dans le chapitre 2, *l'IDM data set*, ainsi que notre procédé permettant de reconstruire des amas de pixels, pouvant potentiellement provenir de l'interaction de particules avec le CCD. Bien que la procédure utilisée pour produire

ces amas permette en partie, de différencier ceux provenant du bruit électronique de ceux provenant de l'interaction d'une particule, elle n'est pas suffisante en dessous de 200 eV. C'est pourquoi une analyse détaillée des amas de pixels dont les énergies reconstruites sont inférieures à 200 eV a été produite. À partir de cette analyse, on applique des coupures sur certaines variables caractéristiques des amas de pixels, pour que le bruit électronique soit négligeable.

Suite à l'utilisation des coupures, on peut utiliser nos données pour produire entre 6 keV et 20 keV notre modèle de bruit de fond radioactif et mettre en place l'analyse de découverte de la matière sombre, entre 0.05 keV et 6 keV, objectif final de DAMIC.

Dans ce chapitre nous commencerons par présenter les coupures sur les caractéristiques des amas de pixels, permettant d'éliminer les amas de pixels issus de bruits électroniques. Ensuite nous élaborerons sur le procédé permettant de produire le modèle de bruit de fond radioactif et verrons les différents résultats de ce dernier. Enfin nous présenterons l'analyse permettant d'extraire le signal de matière sombre.

5.1 Mise en place des coupures : réduction du bruit de fond électronique

Le *Likelihood clustering* permet de reconstruire des amas de pixels provenant potentiellement de l'interaction de particules avec le CCD. Cet algorithme a été présenté dans le chapitre 2.

5.1.1 Coupures initiales

Il y a au total 7 cas à considérer, qui proviennent de deux catégories différentes. La première catégorie rassemble les amas de pixels mis de côté à cause des problèmes électroniques. La seconde correspond aux erreurs liées à l'ajustement réalisé lors du *Likelihood clustering*. On met de côté :

1. Les amas de pixels :
 - ayant au moins un pixel masqué ;
 - proches de pixels masqués, à 2 pixels ;
 - ayant un pixel saturé ;
 - se trouvant à moins de 200 pixels à gauche ¹d'un amas d'énergie supérieure à 10 keV. Cela permet d'être certain que l'on ne reconstruit pas d'amas de pixels provenant d'un potentiel transfert de charges inefficace. Cette coupure est appelée *MasqueSup* ;
2. Les amas de pixels :

1. La coordonnées en x de l'amas considéré est plus petite que la coordonnée de l'amas d'énergie supérieure à 10 keV

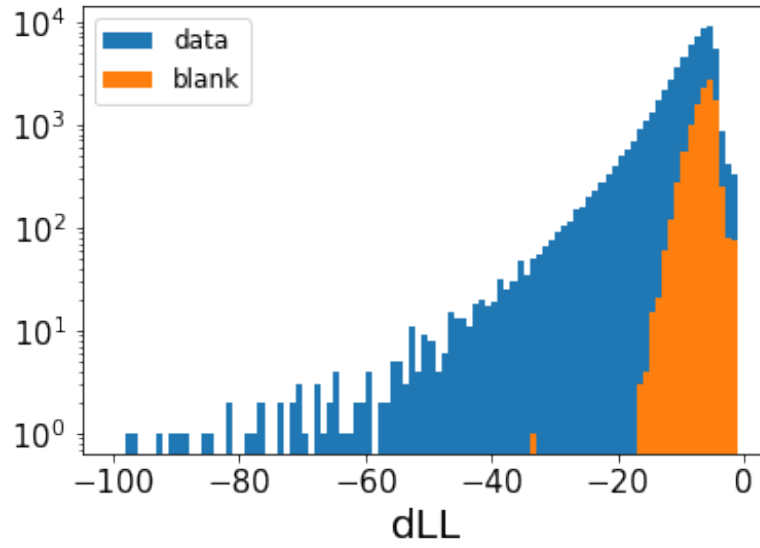


FIGURE 5.1 – Distribution en ΔLL des amas de pixels reconstruits dans nos images avant la mise en place d’une coupure sur le courant de fuite des images. En orange on a la distribution des amas de pixels des *blanks* et en bleu celle des images. On remarque bien un excès d’amas de pixels dans les images en comparaison aux *blanks*

- dont les coordonnées en x sont séparées d’une distance inférieure à 3 pixels et sont sur des lignes adjacentes. Cette coupure est appelée *multiligne* et permet de ne pas prendre en compte les particules déposant de l’énergie sur deux colonnes ;
- dont l’ajustement est de mauvaise qualité ;
- dont le pixel le plus énergétique contient moins de 20% de l’énergie totale de l’amas de pixels. Rappelons que σ_x représentant l’étalement des charges, est en moyenne de l’ordre d’un demi-pixel. Donc théoriquement au moins 25% de l’énergie devrait être contenue dans le pixel central, ayant le plus d’énergie. La coupure est appelée *EnergyOver*.
- dont la différence entre les énergies trouvées par nos deux algorithmes de regroupement d’amas est trop importante : $\left| \frac{E_{Seed} - E_{LL}}{E_{LL}} \right| > 10\%$.

5.1.2 Coupure à partir de la contamination par le courant de fuite

Le temps d’exposition de chaque image est choisi dans l’objectif de minimiser le courant de fuite. Cependant quelques images en ont un taux important. Cela cause une surproduction d’amas de pixels lors du *likelihood clustering*. Dans des cas extrêmes de contamination, il est possible de reconstruire des amas de pixels dont l’énergie estimée est de 200 eV alors qu’ils ne représentent pas de dépôt d’énergie provenant de l’interaction d’une particule avec le CCD. La figure 5.1 montre la distribution en ΔLL des amas de pixels reconstruits dans les images de l’*IDM data set* en

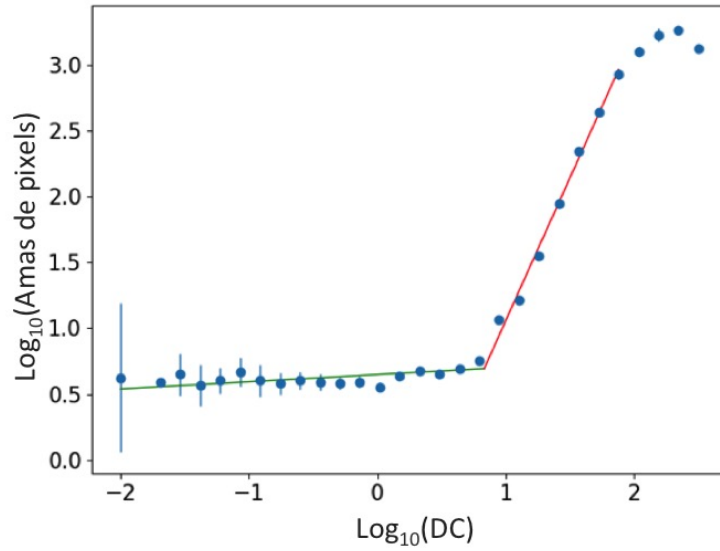


FIGURE 5.2 – Nombre d’amas de pixels reconstruit en fonction du taux de courant de fuite de l’image. On remarque bien le changement de variation vers $10 \text{ ADU.pixels}_{1 \times 100}^{-1}.\text{image}^{-1}$. La valeur du courant de fuite à l’intersection des deux droites est utilisée comme valeur de coupure pour les images.

comparaison avec les amas de pixels des *blanks* qui sont issus du bruit-blanc. Comme on peut le voir le nombre d’amas reconstruits dans les données est particulièrement important par rapport aux *blanks*, ce qui montre qu’ils sont majoritairement issus du courant de fuite. A priori une petite partie peut provenir de particules interagissant avec les CCDs, mais sans modèle de bruit de fond, elle ne peut pas être estimée.

Pour limiter le nombre d’amas de pixels provenant du courant de fuite dans nos données, il a été décidé de retirer toutes les images dont la contamination est importante. Comme montré dans la figure 5.2, cette coupure est estimée en comparant le nombre d’amas reconstruit provenant du courant de fuite en fonction de la valeur de ce dernier. On remarque qu’à partir d’un taux de $10 \text{ ADU.pixels}_{1 \times 100}^{-1}.\text{image}^{-1}$, le nombre d’amas reconstruit croît très rapidement en fonction du courant de fuite. Comme montré dans cette figure, on ajuste deux droites aux deux régions délimitées par cette augmentation. La valeur du courant de fuite à l’intersection des deux droites est utilisée comme valeur de coupure pour les images.

La figure 5.3 montre la distribution en ΔLL de nos données comparée aux *blanks* suite à cette coupure. On remarque que le nombre d’amas de pixels reconstruit à partir des images a diminué. Cependant en calculant le ratio du nombre d’amas de pixels des données sur ceux des *blanks*, on remarque que la contamination en *dark current* reste importante. Ce ratio est montré dans la figure 5.4 pour différentes valeurs du courant de fuite.

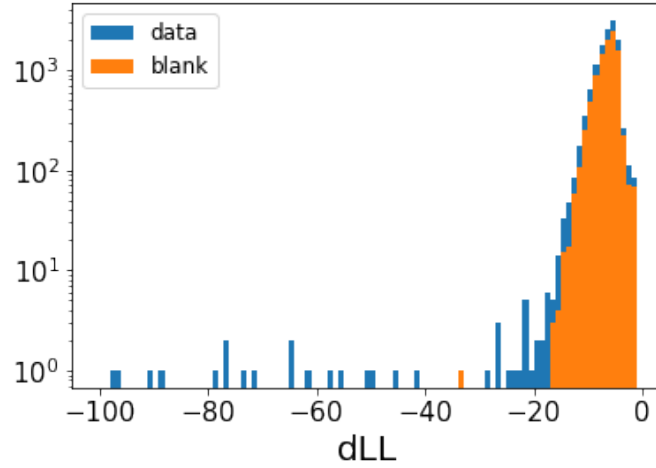


FIGURE 5.3 – La figure montre la distribution en ΔLL des amas de pixels reconstruits dans nos images après la mise en place d’une coupure sur le courant de fuite des images. En orange on a la distribution des amas de pixels des *blanks* et en bleu celle des images. En comparant à l’image 5.1, on remarque une diminution importante des amas de pixels provenant des données suite à la coupure.

5.1.3 Coupure en ΔLL et efficacité de reconstruction

Pour éviter de supprimer d’autres images et réduire notre temps d’exposition, on peut à partir de la distribution en ΔLL , appliquer une dernière coupure sur la valeur ΔLL_C des amas de pixels. Pour estimer cette coupure ΔLL_C , on effectue un ajustement de la distribution en ΔLL des amas de pixels, montré dans la figure 5.3, avec une exponentielle pour $\Delta LL \in [-18; -4]$. On prend comme valeur de coupure $\Delta LL_C = -22$ correspondant à l’intersection de l’exponentielle avec la droite $y = 10^{-1}$. On attend donc un peu plus de 10^{-1} amas de pixels provenant du bruit électronique dans nos données finales.

Enfin à partir de cette coupure on calcule l’efficacité de reconstruction des amas de pixels pour diverses énergies déposées. Pour ce faire on produit des images simulées sur des *blanks*. On convertit l’énergie en nombre d’électrons, puis on simule la diffusion. La figure 5.5 représente les courbes d’efficacité en fonction de la coupure en ΔLL .

5.2 Modèle de bruit de fond radioactif : production

5.2.1 Sélection des données

Pour la production du modèle de bruit de fond, nous avons utilisé les différentes données de *l’IDM data set* présenté dans la partie 2. Nous avons décidé d’effectuer

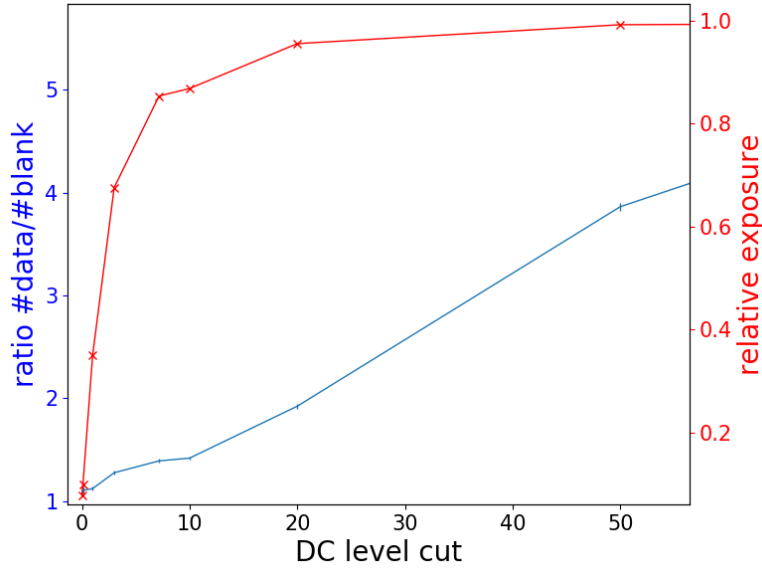


FIGURE 5.4 – La courbe bleue représente le ratio du nombre d’amas de pixels reconstruits dans les images sur celui des *blanks* en fonction de la coupure émise sur le courant de fuite. La courbe rouge représente l’exposition relative à l’exposition totale en fonction de la coupure émise sur le courant de fuite. On remarque que la valeur optimale se trouve aux alentours de $10 \text{ ADU} \cdot \text{pixels}_{1 \times 100}^{-1} \cdot \text{image}^{-1}$ afin d’avoir le moins possible d’amas de pixels issus du courant de fuite mais en gardant un maximum d’exposition.

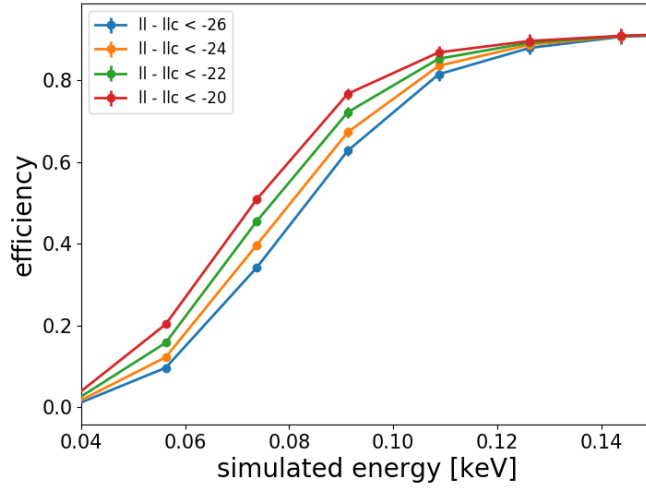


FIGURE 5.5 – Efficacité de reconstruction pour différentes coupures en ΔLL . L’efficacité verte pour $\Delta LL = -22$ représente l’efficacité finale utilisée.

l’ajustement des différentes simulations aux données pour $E \in [6, 7] \cup [9, 20] \text{ keV}$, et pour $\sigma_x \in [0, 1.2] \text{ pixels}$; cela permet :

- de prendre en compte les différents pics de fluorescences du ^{210}Pb situés entre 11 keV et 17 keV ;

- de prendre en compte la forme du spectre de tritium dont l'énergie totale de la désintégration Q_{max} est égale à 18.591 keV ;
- de ne pas prendre en compte de potentiels amas de pixels provenant de l'interaction de matière sombre avec les CCDs. Au delà de 6 keV, les limites supérieures obtenues par les expériences à liquide noble excluent la possibilité pour nous, d'obtenir des amas de pixels provenant de l'interaction de matière sombre avec nos CCDs, d'une énergie supérieure à 6 keV ;
- de ne pas prendre en compte les fluorescences de cuivre ($E \in [7.5 - 8.5]$ keV).

Lorsque les particules produites par la radioactivité ambiante du CCD, interagissent avec le cuivre entourant les CCDs, des fluorescences de la couche K (8 keV) sont produites. On verra par la suite que notre modèle de bruit de fond prédit une fluorescence de cuivre bien moins proéminente que celle qui apparaît dans nos données. Une autre expérience identique à DAMIC, mais pour la détection de neutrinos CONNIE[16], nous a fait part de la même réflexion quant à leur modèle de bruit de fond. Cela nous indique une potentielle, mauvaise reconstruction de cette raie dans nos simulations avec GEANT4.

Comme le courant de fuite et le transfert inefficace de charges ne sont pas simulés dans les simulations, nous n'utilisons pas la coupure sur le courant de fuite et la coupure *MasqueSup*.

5.2.2 Spectres des simulations

Bien que tous les isotopes de chaque partie du détecteur aient été simulés séparément, on regroupe les volumes et isotopes simulés par catégorie. Les éléments de l'expérience sont regroupés par type de matériel et caractéristiques quant aux isotopes, ils sont regroupés par origine ou chaîne de radioactivité. On appellera ces catégories *régions* et *chaînes*.

A chaque paire de région-chaîne on associe une valeur d'activité. Il y a 11 catégories pour les isotopes et 10 catégories pour les volumes.

Comme les fichiers contenant les informations sur les amas simulés sont identiques aux fichiers des données, on impose les mêmes conditions aux simulations que celles mentionnées pour les données.

On normalise les simulations à partir de :

$$N_{iso}^0 = A_{r-c}^0 m_{part} t_{exp} \times \frac{\epsilon_{data} f_{mask}}{\epsilon_{sim}} \times \frac{R_{sim}}{N_{sim}}, \quad (5.1)$$

avec N_{iso}^0 le nombre d'amas de pixels estimés par la simulation, A_{r-c}^0 l'activité en désintégration.j⁻¹.kg⁻¹, m_{part} la masse du volume considéré, t_{exp} le temps d'exposition de la prise des données : 213.7j, N_{sim} le nombre de désintégrations simulées, $\epsilon_{sim/data}$ les efficacités des coupures des simulations et données respectivement, qui devraient être quasiment égales. f_{mask} correspond à la fraction active du CCD, non

masquée, et qui n'est pas appliquée dans la simulation et R_{sim} le nombre d'amas de pixels reconstruit dans la simulation et N_{sim} , le nombre d'évènement simulés.

5.2.3 Procédure d'ajustement des simulations aux données

Pour ajuster les simulations aux données, on produit un ajustement de maximum de vraisemblance binné en deux dimensions, en utilisant **TMinuit**[111]. Les deux variables utilisées sont l'énergie E_{LL} et la dispersion des pixels σ_x reconstruites avec le *likelihood clustering*. Pour chaque bin d'énergie i et de sigma j , le nombre d'évènements k_{ij} observés dans les données, est comparé au nombre d'évènements ν_{ij} attendus par la simulation. On considère que la probabilité d'observer k_{ij} évènements dans un bin, est déterminée par une loi de Poisson avec pour paramètre ν_{ij} :

$$P(k_{ij}, \nu_{ij}) = \frac{e^{-\nu_{ij}} \nu_{ij}^{k_{ij}}}{k_{ij}!}, \quad (5.2)$$

Le nombre d'évènements attendus dans chaque bin peut s'écrire :

$$\nu_{ij} = \sum_l C_l \nu_{ijl}, \quad (5.3)$$

avec $A_{r-c,l} = C_l \times A_{r-c,l}^0$, $A_{r-c,l}$ étant l'activité de la $l^{\text{ème}}$ paire région-chaîne calculée suite à l'ajustement. Le facteur d'échelle C_l initial a pour valeur 1. Les facteurs d'échelle sont les paramètres de l'ajustement et sont au nombre de 110, ce qui correspond au nombre de paires région-chaîne.

La fonction log-vraisemblance initiale, sans prendre en considération les contraintes LL_i , est la somme de la distribution de Poisson pour tous les bins d'énergie i et σ_j :

$$LL_{ini} = \sum_i \sum_j (k_{ij} \ln(\nu_{ij}) - \nu_{ij} - \ln(k_{ij}!)). \quad (5.4)$$

Lorsque le nombre moyen d'occurrences ν_{ij} est nul, c'est à dire qu'il n'y a pas d'évènement dans les simulations, on ne prend pas en compte le bin dans la vraisemblance et donc $LL_i = 0$. De plus on retire un degré de liberté à l'ajustement.

Dans l'objectif de prendre en considération les mesures sur les activités présentées dans le chapitre précédent, on rajoute à la fonction de vraisemblance des pénalités pour les n contraintes. La fonction de vraisemblance finale est :

$$LL_{fin} = LL_{ini} - \sum_n \chi_n^2 / 2. \quad (5.5)$$

On considère que tous les paramètres contraints suivent une loi normale :

$$\chi_n^2 = \frac{1}{2} \frac{(A_{r-c,n}^0 - A_{r-c,n})^2}{\sigma_n^2}, \quad (5.6)$$

avec σ_n l'erreur associée à la mesure de l'activité radioactive $A_{r-c,n}^0$.

σ_n est calculé à partir des erreurs des activités des différents isotopes présentés en 4.1.4 et 4.1.5.

Dans le cas des activités contraintes par une limite supérieure, on impose au facteur d'échelle de varier entre 0 et 1 sans inclure de pénalité dans la fonction de vraisemblance. De plus on impose $C_n = 0.9$, c'est à dire que la valeur initiale prise par le paramètre est 10% plus petite que la valeur de la limite supérieure.

On rajoute deux autres contraintes pour l'ajustement basées sur les mesures de coïncidences : le nombre de coïncidences de ^{210}Pb et ^{210}Bi trouvées dans nos données après correction de l'efficacité temporelle $N_{p,Pb} \times \epsilon_t = N_{p,Pb}^{ct}$ et le ratio $R_{t/b}$ entre le nombre de paires trouvées dans la partie haute $N_{p,Pb,b}$ ($\sigma_x > 0.5$) et dans la partie basse du CCD $N_{p,Pb,t}$ ($\sigma_x < 0.5$).

D'après l'analyse des coïncidences on a $N_{p,Pb}^{ct} = 109.9 \pm 27.6$ désintégrations de ^{210}Pb observées dans les données et $R_{t/b} = 0.53 \pm 0.37^2$.

On calcule le nombre de coïncidences attendues par l'ajustement en prenant en considération 4 origines possibles grâce à l'équation :

$$N_{p,Pb}^{ct} = \sum_{l=1}^4 N_{p,Pb,l} = t_{exp} \sum_{l=1}^4 C_l \epsilon_l S_{Area} A_{r-c,l}, \quad (5.7)$$

avec C_l le facteur d'échelle, ϵ_l l'efficacité d'observer une coïncidence spatiale de ^{210}Pb , $A_{r-c,l}$ l'activité en désintégration. $\text{mm}^{-2}.\text{j}^{-1}$ utilisée par l'ajustement, S_{Area} la surface prise en compte en mm^2 et t_{exp} le temps d'exposition en j . Les 4 origines sont :

1. surface haute du CCD : la probabilité d'observer une coïncidence est de $\epsilon_l = 14\%$;
2. surface basse du CCD : la probabilité d'observer une coïncidence est de $\epsilon_l = 4.1\%$;
3. surface haute de la partie sensible : la probabilité d'observer une coïncidence est $\epsilon_l = 46.8\%$;
4. surface basse de la partie sensible : la probabilité d'observer une coïncidence est $\epsilon_l = 48.4\%$.

Les valeurs $N_{coinci/t}$ et $N_{coinci/b}$ sont données par :

$$N_{coinci/t} = N_{coinci,1} + N_{coinci,3}, \quad (5.8)$$

$$N_{coinci/b} = N_{coinci,2} + N_{coinci,4}, \quad (5.9)$$

En utilisant directement l'algorithme le plus précis offert par **TMinuit**, notre ajustement ne converge pas. Cela est dû aux activités des couples régions-chaînes qui sont contraintes par des limites supérieures.

2. Bien que cette contrainte n'en soit pas vraiment une avec ces nombres, elle sera utilisée lors de l'utilisation de l'ensemble des données.

On décide donc dans un premier temps d'utiliser un algorithme de **TMinuit** moins précis. Grâce aux résultats obtenus lors de cet ajustement, on décide de fixer la valeur de tous les facteurs d'échelle C_i qui sont :

- inférieurs à 10^{-3} ;
- représentant des activités inférieures à 10^{-3}
- contraints par des limites supérieures ;

On peut alors réutiliser l'algorithme de précision qui cette fois-ci va converger. Enfin pour estimer les erreurs sur l'ajustement on utilise un autre algorithme de **TMinuit**.

Comme on le verra lors de la discussion des erreurs systématiques, les paramètres importants sont :

- la chaîne de désintégration du ^{210}Pb dans les différentes surfaces du CCD, ce qui fait 4 paramètres ;
- la chaîne de désintégration du ^{210}Pb dans les différentes surfaces des éléments composant l'expérience à l'intérieur du récipient, ce qui fait deux paramètres, l'un pour les surfaces en cuivre et l'autre pour le substrat de silicium³ ;
- le tritium dans la partie sensible et dans le *Gettering Layer*, ce qui fait 2 paramètres.

Parmi ces paramètres on laisse libre l'activité du tritium dans les deux cas, l'activité de la chaîne de désintégration du ^{210}Pb sur la surface haute du CCD et sur la surface basse du substrat. Cela fait au total 4 paramètres libres.

3. Rappel : Le substrat entourant le CCD

Résultat de l'ajustement entre $0.10-1.20 \sigma_x$

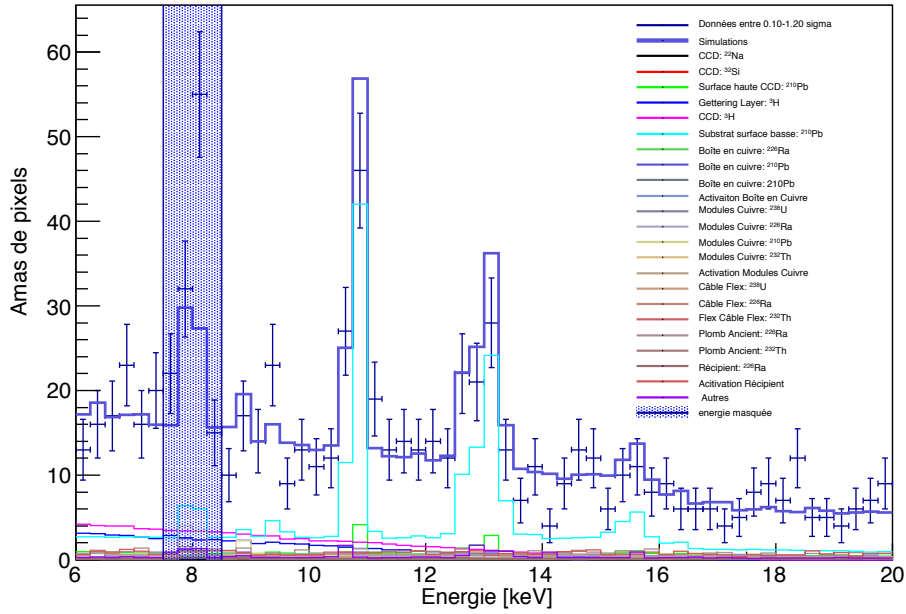


FIGURE 5.6 – Résultat de l'ajustement effectué en énergie . Les points noirs représentent les données et la courbe bleue les simulations. Les autres courbes de différentes couleurs représentent différents couples région-chaînes. Comme expliqué la fluorescence de cuivre est masquée lors de l'ajustement.

Résultat de l'ajustement entre 6.0-20.0 keV

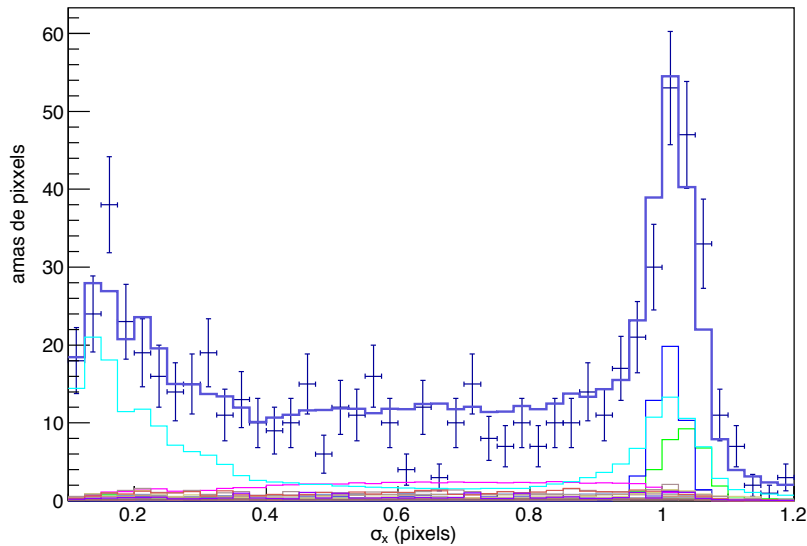


FIGURE 5.7 – Résultat de l'ajustement effectué en σ_x . Les points noirs représentent les données et la courbe bleue les simulations.

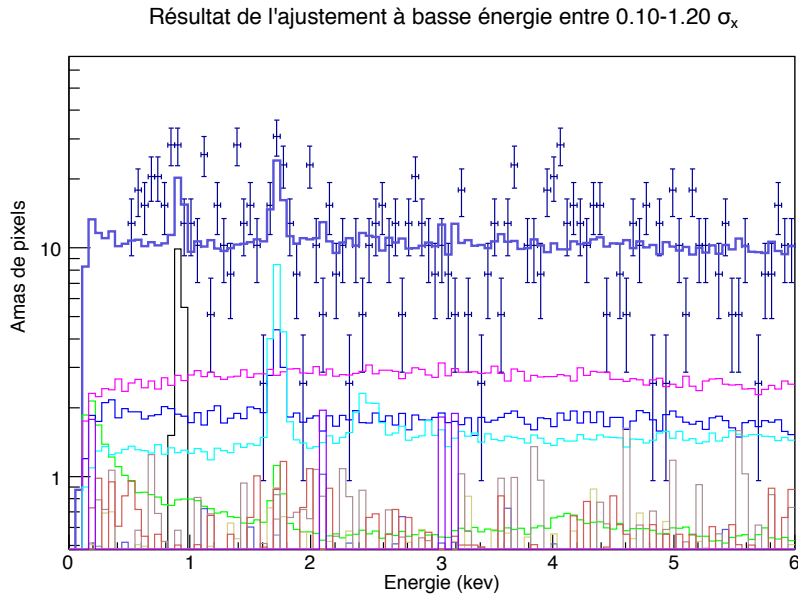


FIGURE 5.8 – Comparaison de l'extrapolation et l'ajustement effectif entre 6 keV et 20 keV, aux données d'énergie inférieure à 6 keV avec les données. Les points noirs représentent les données et la courbe bleue les simulations. Les données en-dessous de 0.5 keV ne seront présentées que dans la prochaine section.

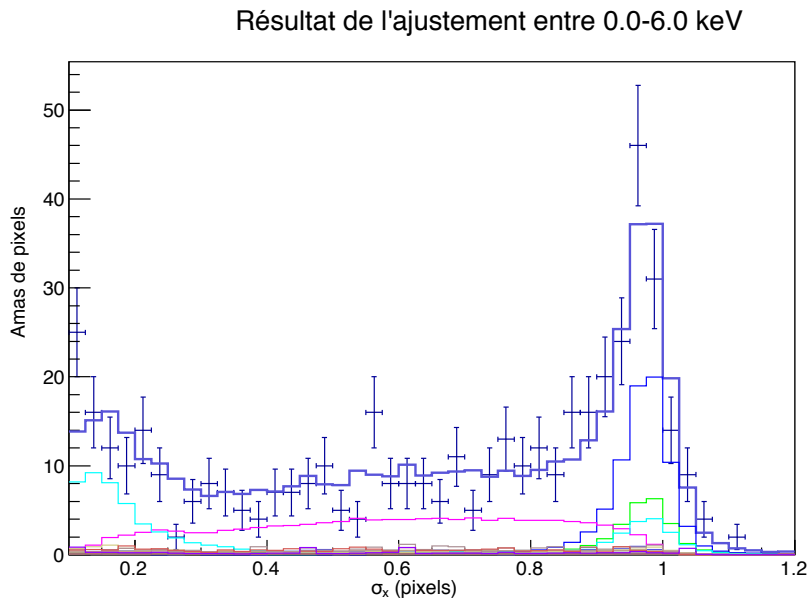


FIGURE 5.9 – Comparaison de l'ajustement en σ_x , pour des amas de pixels d'énergie inférieure à 6 keV avec les données. Les points noirs représentent les données et la courbe bleue les simulations. Les données en-dessous de 0.5 keV ne seront présentées que dans la prochaine section.

5.3 Résultat et discussion sur le modèle de bruit de fond radioactif

Les figures 5.6 et 5.7 montrent les résultats de l'ajustement des simulations aux données. Comme on le remarque la fluorescence de cuivre est complètement sous-estimée par l'ajustement et les simulations. De manière générale, on remarque que la statistique est faible. Cependant il reproduit correctement certaines caractéristiques des données, telles que les fluorescences provenant du ^{210}Bi et la variation du spectre. Les figures 5.8 et 5.9 montrent la comparaison entre le spectre simulé suite à l'ajustement et les données en-dessous de 6 keV.

Au total l'ajustement a été effectué sur 52 bins en énergie et 48 en σ_x pour un total de 2496 bins. On a 2288 degrés de libertés car on a retiré 204 bins dont le nombre attendu d'évènements est 0 et on a au total 4 paramètres libres. Le meilleur ajustement donne un $\chi^2 = 2670.1$. Avec une probabilité de χ^2 inférieure à 10^{-4} , ceci montre que le modèle n'est pas parfait.

Avant de discuter pleinement des résultats, il paraît nécessaire d'énoncer les sources d'incertitudes. Elles sont au nombre de trois :

1. une incertitude statistique : le nombre d'amas de pixels utilisé pour réaliser l'ajustement est de 906 pour un nombre de 2496 bins ;
2. des incertitudes systématiques que l'on présentera par la suite ;
3. les biais procéduraux.

5.3.1 Erreurs systématiques dues à la localisation du ^{210}Pb

Bien que toutes les informations présentées au chapitre précédent, nous fassent penser que le ^{210}Pb soit principalement concentré à la surface basse de la partie sensible du CCD, on ne peut pas écarter les autres hypothèses sans aucune preuve tangible.

Comme on peut le voir sur la figure 5.10 ces différents composants ont un spectre en énergie relativement identique, notamment en ce qui concerne les fluorescences entre 11 keV – 17 keV provenant du Bismuth lors de la désintégration du ^{210}Pb . Cependant comme le montre la figure 5.11 leur distribution en σ_x est différente, ce qui permet à l'ajustement de prendre en considération leur contribution.

Confirmant nos hypothèses, l'ajustement prédit que toutes les désintégrations du ^{210}Pb proviennent de la surface basse de la partie sensible du CCD et de la surface du substrat de Silicium entourant le CCD. Nous avons effectué d'autres ajustements en faisant varier les paramètres laissés libres autour des valeurs proposées par le meilleur ajustement. Cela permet d'étudier l'évolution de l'ajustement et caractériser des possibles dégénérescences.

Le tableau 5.1 montre les variations des différentes valeurs pour les paramètres énoncés suite à l'ajustement, lorsqu'on contraint ou libère un ou plusieurs de ces

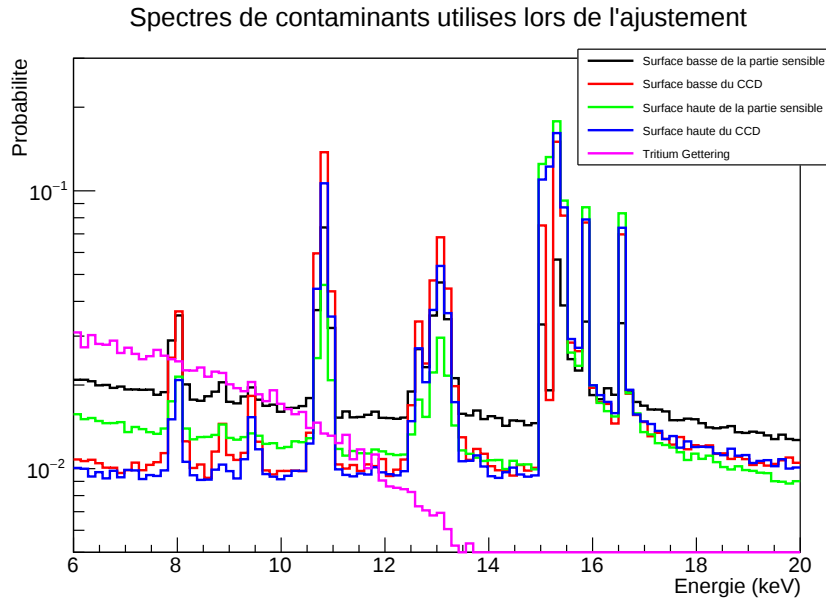


FIGURE 5.10 – Spectre des chaînes de désintégrations du ^{210}Pb et du tritium *Gettering Layer*. L'intégrale de tous ces histogrammes vaut 1 afin de pouvoir les comparer. On remarque bien que les spectres en énergie des chaînes du ^{210}Pb sont semblables, même s'il y a quelques différences dues notamment à la saturation.

paramètres par rapport au meilleur ajustement. Ce tableau nous montre que de manière générale notre ajustement prédit obligatoirement du Tritium dans la partie sensible et le *Gettering Layer*. Cependant bien que l'ajustement avec les paramètres libres correspond aux résultats obtenus avec notre meilleur ajustement, on remarque que la qualité des ajustements en modifiant les paramètres contraints du ^{210}Pb , sont quasi-identiques, ce qui montre une importante dégénérescence entre les différents spectre du ^{210}Pb .

5.3.2 Erreurs systématiques et biais du procédé utilisé

Dans l'objectif d'estimer les erreurs systématiques du procédé mis en place pour réaliser l'ajustement, on décide de produire de nouvelles distributions en $E\text{-}\sigma_x$ à partir des résultats de l'ajustement. Elles sont directement produites à partir des simulations et contiennent exactement le même nombre d'événements que celui des données, c'est à dire 906 événements. Les résultats pour 100 distributions simulées sont montrés sur la figure 5.12. On réalise de nouveau l'ajustement sur ces nouvelles distributions, dans l'objectif de comparer les résultats obtenus avec ceux de l'ajustement originel en calculant le ratio $R_{i,C} = C_{i,Sim}/C_{bestfit}$ pour tous les paramètres.

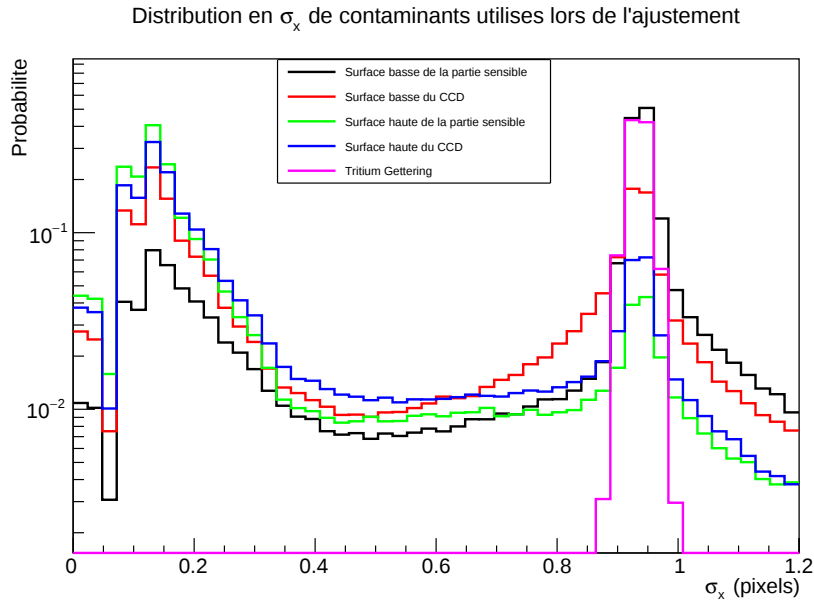


FIGURE 5.11 – Distribution en σ_x des chaînes de désintégrations du ^{210}Pb et du tritium dans le *Gettering Layer* respectivement. L'intégrale de tous ces histogrammes vaut 1 afin de pouvoir les comparer. Les désintégrations qui ont lieu dans la partie haute du CCD exhibent un pic vers $\sigma_x \simeq 0.1$. A contrario celles qui ont lieu dans la partie basse exhibent un pic vers $\sigma_x \simeq 0.94$ sans la correction pour σ_{max}

	Composants	Libres	Meilleur	Substrat Nul	^{210}Pb CCD	Surface CCD	Coïnci Libres
1	^3H CCD (x25 /kg/day)	1.41	1.44	1.69	1.52	1.51	1.53
2	^3H Gettering	4560	4559	3052	4695	5413	2853
3	^{210}Pb Partie sensible haut	0	-	-	0	0	-
4	^{210}Pb CCD haut	0	-	-	0	0.58	-
5	^{210}Pb CCD bas	0	-	-	2.74	2.41	-
6	^{210}Pb Partie sensible basse	0.37	0.37	0.37	0.14	-	0.78
7	^{210}Pb Substrat	14.8	14.9	-	-	-	13.4
8	^{210}Pb Cuivre	0	-	21.6	-	-	-
χ^2	$\Delta_E = 0.25 \text{ keV}$, $\Delta_\sigma = 0.025 \text{ pix}$	2670.5	2670.1	2732.4	2709.4	2706.2	2665.7
Coïncidences	Attendues : 109.9 ± 27.6	109.9	109.9	109.9	112	[erreur]	185.2

TABLE 5.1 – Tableaux représentant l'évolution des paramètres de l'ajustement en fonction de différents paramètres initiaux, "-" veut dire que la valeur du paramètre est imposée et égale à 0. La première colonne *Libres*, correspond au résultat de l'ajustement lorsque les 8 paramètres sont libres. La colonne *Meilleur* correspond au résultat avec les paramètres du meilleur ajustement. Pour *Substrat Nul* la concentration de ^{210}Pb à la surface du substrat est nulle. Pour la colonne ^{210}Pb , on impose que les chaînes du ^{210}Pb soient concentrées dans le CCD. *Surface CCD* correspond à notre ancien modèle, lorsqu'on ne considèrerait pas que le ^{210}Pb soit possiblement aux surfaces de la partie sensible. Pour terminer, dans la colonne *Coïnci Libres* on rajoute un paramètre libre qui est le nombre de coïncidences.

5.3.3 Précision sur les résultats

Au total l'ajustement prédit une contamination de 11.8 *dru* répartie selon les catégories montrées dans le tableau 5.2.

7.67 *dru* proviennent directement des contaminants présents au niveau du CCD :

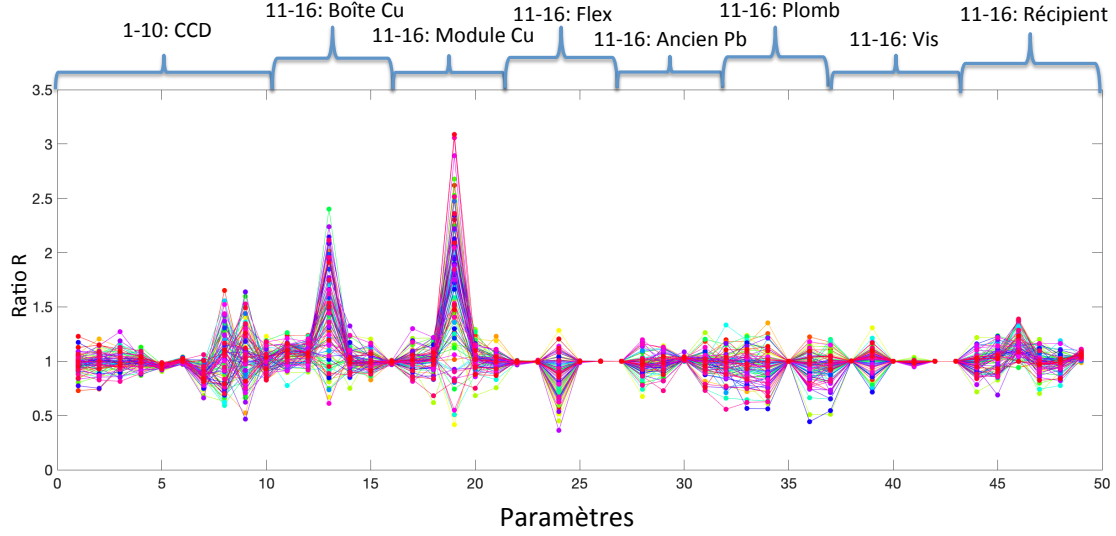


FIGURE 5.12 – Distributions des ratios $R_{i,C}$ des différents paramètres des ajustements. On remarque que les distributions pour les paramètres représentant les chaînes de désintégrations du ^{210}Pb et du ^3H sont ceux dont les erreurs systématiques et biais sont les plus importantes.

la chaîne de désintégration du ^{210}Pb - ^{210}Bi s, le tritium présent dans le CCD produit par spallation, et le tritium présent dans la *Gettering Layer*. 3.13 *dru* proviennent des différentes parties de cuivre, et 0.39 du câble flex. Le restant c'est à dire 0.61 *dru* provient du plomb ancien. La contamination dont l'origine est le plomb ancien ne permet pas de savoir exactement quels sont les isotopes radioactifs majoritaires et leurs origines.

5.4 Test de découverte de matière sombre

5.4.1 Mise en place de la fonction de vraisemblance

Pour mettre en place des limites ou une possible découverte de matière sombre, nous avons construit à partir d'un modèle de bruit de fond et d'un modèle de matière sombre, une fonction de log-vraisemblance en deux dimensions (Energie et σ_x) avec $E \in [0.05, 6]\text{keV}$ et $\sigma_x \in [0, 1.2]\text{pixels}$. L'objectif est de réaliser un ajustement de cette fonction aux données.

$$\log \mathcal{L}_{s+b}(s, b, M | \vec{E}, \vec{\sigma}_x) = -(s + b) + \sum_{i=1}^N \log (s f_s(E_i, \sigma_{x_i} | M) + b f_b(E_i, \sigma_{x_i})), \quad (5.10)$$

avec s et b le nombre de signaux provenant du signal et du bruit de fond respec-

Région	Total	Activation CCD	3H Gettering	^{210}Pb Surface	Modules en cuivre
<i>dru</i>	11.8	2.68	2.34	2.25	1.32
Pourcentage	100%	23%	20%	19%	11%

Région	Chaîne du ^{32}Si	Boîte en cuivre	Récipient en cuivre	Câble Flex	Plomb Ancien
<i>dru</i>	0.40	1.13	0.69	0.39	0.61
Pourcentage	3%	10%	6%	3%	5%

TABLE 5.2 – Tableau donnant les résultats finaux du modèle de bruit de fond. L’activation CCD correspond à la contamination en 3H et ^{22}Na produits par spallation dans les CCDs. ^{210}Pb Surface correspond à la contamination en ^{210}Pb dans la surface basse de la partie sensible, les autres étant nulles.

tivement, M la masse de la matière sombre, $f_s(E_i, \sigma_{x_i}|M)$, $f_b(E_i, \sigma_{x_i})$ les densités de probabilité qu’un amas de pixels d’énergie E_i et de σ_{x_i} soit le fruit de la matière sombre de masse M ou d’un bruit de fond radioactif respectivement et N le nombre d’amas de pixels des données.

Le CCD contenu entre les deux blocs de plomb, l’extension 1 a comme avantage d’avoir un bruit de fond radioactif inférieur aux autres extensions⁴, c’est pourquoi on sépare les données récoltées par l’extension 1, des autres lors du test de découverte de matière sombre. Lors de la combinaison de toutes les extensions, on définit une fonction jointe de log-vraisemblance :

$$\log \mathcal{L}_{\text{tot}}(s_{\text{tot}}, \vec{b}, M, |\vec{E}, \vec{\sigma}_x) = \sum_{k=1}^2 \log \mathcal{L}_k(\gamma_k s_{\text{tot}}, b_k, M, |E_k, \sigma_{x_k}), \quad (5.11)$$

avec $k = 1, 2$ pour l’extension 1 et les autres respectivement. b_k est le nombre d’amas de pixels issus de bruits de fond radioactifs attendus, γ_k est un facteur basé sur l’exposition relative entre les deux jeux de données, ce qui permet d’ajuster le nombre total d’évènements de matière sombre. E_k et σ_{x_k} sont les énergies et σ_x des amas de pixels. Le test de découverte est réalisé sur cette fonction jointe de log-vraisemblance.

5.4.2 Génération des distributions f_b et f_s

Génération de f_b

A partir des amas de pixels simulés sans ajout de bruit de fond électronique, on produit une distribution jointe en énergie simulée totale E_{sim} et en profondeur moyenne pondérée par l’énergie déposée des simulations. Cette distribution est montrée sur la figure 5.13.

On simule à nouveau la diffusion et le facteur de Fano de ces dépôts d’énergie centrés à partir de la position moyenne pondérée par l’énergie déposée, des simu-

4. Ext 1 : 6.3 ± 0.5 Ext2-12 : 12.5 ± 0.2

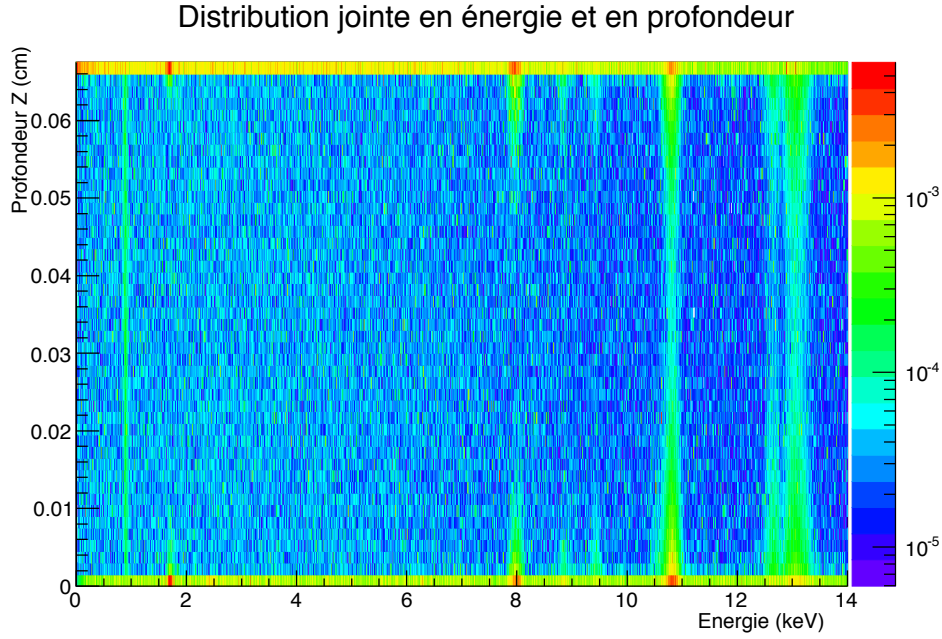


FIGURE 5.13 – La densité de probabilité du bruit de fond radioactif de DAMIC produite à partir des résultats obtenus à partir du modèle de bruit de fond radioactif. Les couleurs de l’axe z , représentent le nombre d’événements par jour dans chaque bin. $z = 0$ représente le haut de la partie sensible et $z = 0.0675$ le bas de la partie sensible. On peut observer les différentes fluorescences du bismuth, du cuivre et du silicium. On observe de même que la contamination est plus importante dans la surface du bas que dans la surface du haut

lations sur des *blanks* pour une modélisation du bruit de fond électronique quasi-identique à celle de nos données. À partir des images simulées on réalise la reconstruction des amas de pixels avec le *log-likelihood clustering*. Pour chaque *blank* on a simulé 250 amas de pixels pris de manière aléatoire dans la distribution présentée dans la figure 5.13.

À partir des amas de pixels reconstruits, on produit une distribution jointe en énergie E_{rec} et σ_x . Cette dernière est lissée ; pour chaque bin en $E \times \Sigma_x$, on modifie les bins voisins en utilisant un noyau gaussien de la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 2 & 2 & 0 \\ 1 & 2 & 5 & 2 & 1 \\ 0 & 2 & 2 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Cette méthode est utile pour limiter les fluctuations statistiques lors de la production des distributions jointes. La distribution finale est présentée sur la figure 5.14. Une normalisation est effectuée afin de s’assurer que l’intégrale de la distribution vaut 1.

Il est intéressant de remarquer que la fluorescence de ^{22}Na des simulations est légèrement décalée par rapport aux données. Cela est dû à la prise en compte du recul du noyau de $^{22}\text{Ne}^m$ faisant suite à la désintégration dans les simulations. Dans

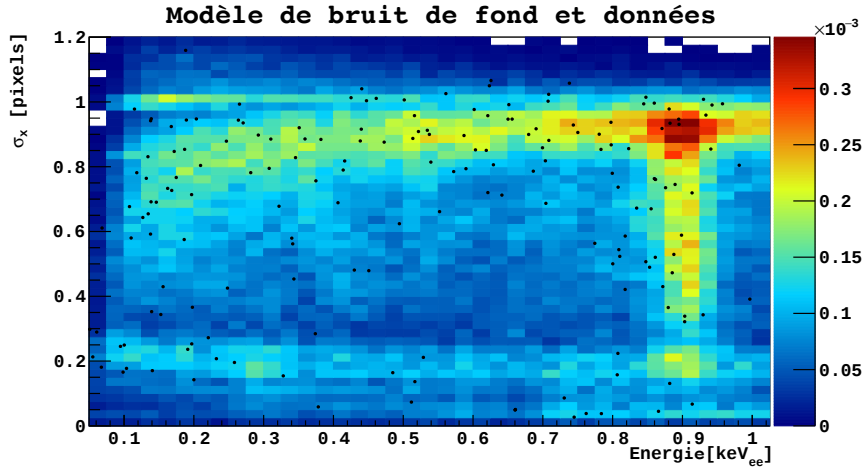


FIGURE 5.14 – La figure montre la distribution f_b . Les points noirs sont les données. Comme on peut le voir on a deux régions dominantes dans nos données. L’une d’elle pour $\sigma_x \simeq 0.9$ est expliquée par le modèle de bruit de fond radioactif.

GEANT4 cette énergie est totalement déposée sous forme d’énergie d’ionisation, ce qui est éronné. Pour les résultats finaux cela a été corrigé.

Génération de f_s

Pour générer f_s , on procède en plusieurs étapes. En premier lieu on construit une distribution uniforme en énergie et z de dépôts d’énergies, d’où l’on tire $f_u(E, \sigma_x)$. Pour ce faire on simule ces derniers entre 50 eV et 10 keV de manière uniforme dans le CCD que l’on dépose sur des *blanks*. A partir de ces simulations, on reconstruit des amas de pixels. A partir des amas, on produit une distribution jointe en énergie et σ_x à laquelle on applique le lissage défini précédemment. On obtient alors $f_u(E, \sigma_x)$ qui est représentée sur la figure 5.15.

Dans un second temps lors du test de découverte, on utilise un monte-carlo dans l’objectif de reconstruire le spectre en énergie des reculs nucléaires potentiellement produits par la matière sombre dans nos CCDs :

$$\frac{dR(E_{nr}, M, \sigma_{\chi-n} = \sigma_0)}{dE_{nr}} \quad (5.12)$$

Avec R le taux de collisions de la matière sombre dans notre détecteur, E_{nr} l’énergie du recul nucléaire, M la masse de matière sombre et $\sigma_{\chi-n}$ la section efficace de l’interaction élastique matière sombre-noyau. Une formule analytique de ce spectre a été donnée dans la partie 1.4.

Les énergies des reculs nucléaires sont corrigées par le facteur de *quenching* afin d’obtenir l’énergie d’ionisation produite par l’interaction matière sombre-noyau.

Finalement pour obtenir la distribution jointe f_s , on échelonne chaque bin de f_u en fonction du spectre de matière sombre attendu pour une masse donnée M et de section efficace d’interaction élastique matière sombre-noyau σ_0 . Une normalisation

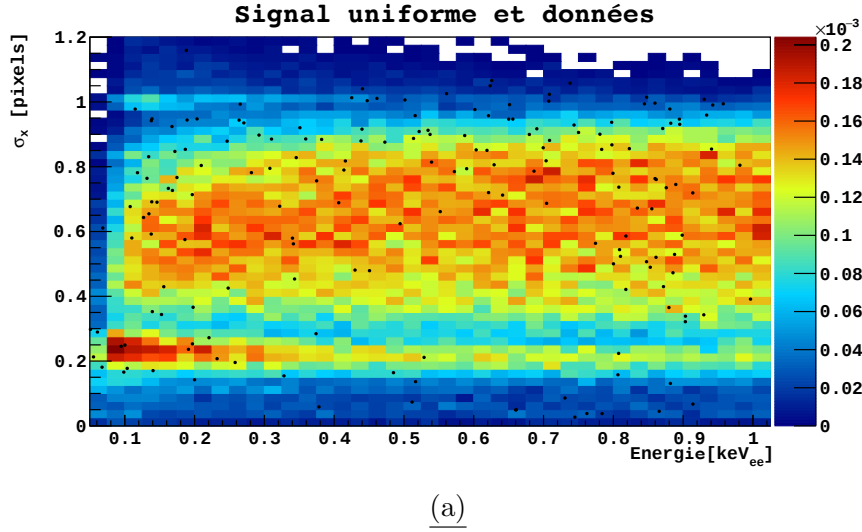


FIGURE 5.15 – La figure montre la distribution f_u . Les points noirs sont les données.

est effectuée afin de s'assurer que l'intégrale de la distribution vaut 1.

5.4.3 Test de découverte et limites

Test de découverte

Afin de produire notre test de découverte de matière sombre, on réalise un test statistique du rapport des fonctions de vraisemblance q tel que

$$q = \max(\ln(\mathcal{L}_{\text{libre}}(b, M, s_{\text{tot}}|E, \sigma_x)) - \max(\ln(\mathcal{L}_{\text{restreint}}(b|E, \sigma_x, s_{\text{tot}} = 0))), \quad (5.13)$$

avec $\max(\ln(\mathcal{L}_{\text{restreint}}))$ la valeur du maximum de la fonction de vraisemblance présentée en 5.10 en considérant qu'il n'y a pas de signal de matière sombre, l'hypothèse nulle et $\max(\ln(\mathcal{L}_{\text{libre}}))$ le maximum de la fonction de vraisemblance présentée dans l'équation 5.10 avec tous les paramètres laissés libres.

Plus la valeur de q est proche de 0, c'est à dire que $\max(\mathcal{L}_{\text{libre}}) \simeq \max(\mathcal{L}_{\text{restreint}})$, plus la probabilité que nos données soient représentées uniquement par le modèle de bruit de fond radioactif est importante. Dans le cas inverse, si q devient grand, c'est à dire $\max(\mathcal{L}_{\text{libre}}) > \max(\mathcal{L}_{\text{restreint}})$, alors la probabilité que nos données soient représentées par notre modèle de bruit de fond avec un signal de matière sombre est importante. Afin de quantifier cette déviation on utilise le théorème de Wilks : la statistique $2q$ suit une loi du χ^2 avec un nombre de degré de liberté égal à 2. On rejette l'hypothèse nulle du test au niveau $\alpha = 5\sigma$ lorsque la valeur du test est supérieure au quantile d'ordre $1 - \alpha$. C'est à dire que la probabilité que nos données soient compatibles avec le modèle de bruit de fond seul soit inférieure à 10^{-6} .

Limites supérieures

Pour mettre en place nos limites supérieures avec un niveau de confiance à 90%, on produit un nouveau test statistique $q_{limites}$ pour des masses de matière sombre qui nous intéressent, $M \in [1 \text{ GeV}, 15 \text{ GeV}]$. Le nouveau rapport de vraisemblance $q_{limites}(\tilde{s})$ est donné par :

$$q_{limites}(\tilde{s}) = \max(\ln \mathcal{L}_{libre}(s_{tot}, b, |E, \sigma_x, M = M_{scan})) - \max(\ln \mathcal{L}_{restreint}(b|E, \sigma_x, M = M_{scan}, s_{tot} = \tilde{s})) \quad (5.14)$$

On fixe M , on estime le meilleur $\tilde{s}(M)$, puis pour chaque masse on calcule les valeurs $\tilde{s}_{90\%}$ tels que $1 - \chi^2(2q, 1) = 90\%$.

$$\sigma_{\chi-n} = \frac{\tilde{s}_{90\%}}{C\epsilon} \quad (5.15)$$

Avec $\tilde{s}_{90\%}$, la valeur de $\tilde{s}$ à 90% C.L., ϵ l'exposition totale, et C l'intégrale du spectre de matière sombre pour la masse M_{scan} .

Sensibilité de l'expérience

Pour estimer la sensibilité de notre expérience, on produit à partir de la distribution du bruit de fond radioactif plusieurs jeux de données. Pour chaque jeu de données on produit des limites supérieures comme présenté ci-dessus. En combinant ces limites, on obtient la sensibilité de l'expérience.

Courbes de niveau

Dans le cas où le test de découverte est positif, c'est à dire qu'il est nécessaire d'introduire une matière sombre de masse M_{bf} et section efficace $\sigma_{\chi-n,bf} = \frac{s_{bf}}{C\epsilon}$ à notre modèle de bruit de fond pour expliquer notre spectre, on produit des courbes de niveau. Comme pour les limites, on définit un test statistique q_{niveau} :

$$q(M, s)_{niveau} = \max\{\ln \mathcal{L}_{libre}(M, s_{tot}, b|E, \sigma_x)\} - \max\{\ln \mathcal{L}(b, |E, \sigma_x, M = M_{scan}, s_{tot} = s_{scan})\} \quad (5.16)$$

où $s_{scan} = s_{bf} + r \cos(\theta)$ et $M_{scan} = M + r \sin(\theta)$. Pour chaque θ , on augmente r jusqu'à atteindre $1 - \chi^2(2q, 2) = 0.995$.

5.4.4 Nombre d'amas de pixels produits par le bruit de fond radioactif

Pour éviter que l'ajustement ne prédise un nombre b qui ne serait pas compatible avec le modèle de bruit de fond radioactif, on contraint ce dernier. À partir du nombre d'amas de pixels des données entre 6 keV et 9.5 keV $N_{donnees}$, on rajoute le terme suivant à la fonction de log-vraisemblance :

$$\ln \mathcal{L}_{nb} = - \frac{(N_{predict} - N_{donnees})^2}{2\sigma_N^2} \quad (5.17)$$

$N_{predict}$ est calculé à partir de la relation :

$$N_{predict} = \frac{I_{6-9.5keV}^{model}}{I_{0-6keV}^{model}} = 0.489 \times b \quad (5.18)$$

où I^{model} sont les intégrales du modèle de bruit de fond entre 0–6 keV et 6–9.5 keV. Les fluorescences du silicium ($E \in [1.6, 1.8]$ keV) et du cuivre ($E \in [7.9, 8.2]$ keV) sont masquées.

Le nombre d’amas de pixels mesuré $N_{donnees}$ entre 6 – 9.5 keV (en retirant la fluorescence du cuivre) vaut 188 ± 14 et dans :

- l’extension 1, $N_{donnees,1} = 15 \pm 1.1$;
- les autres extensions , $N_{donnees,2-12} = 173 \pm 13$.

Notre fonction de vraisemblance finale est donc :

$$\ln \mathcal{L}(s, b, M | \vec{E}, \vec{\sigma}_x) = -(s + b) + \sum_{i=1}^N \ln [sf_s(E_i, \sigma_{x_i} | M) + bf_b(E_i, \sigma_{x_i})] - \frac{(N_{predict} - N_{donnees})^2}{2\sigma_N^2} \quad (5.19)$$

et la distribution totale :

$$\ln \mathcal{L}_{tot}(s_{tot}, b, M | E, \sigma_x) = \sum_{k=1}^2 \ln \mathcal{L}_k(\gamma_k s_{tot}, b_k, M | E_k, \sigma_{x_k}) \quad (5.20)$$

5.4.5 Sensibilité

La figure 5.16 montre la sensibilité de l’expérience DAMIC à SNOLAB, en utilisant la totalité de nos données en format 1×100 . Notre sensibilité est comparée aux limites supérieures obtenues par d’autres expériences telles que CREST[23], Dark-Side[9] et du signal obtenu par CDMS-SI[10].

Comme on peut le voir nos limites supérieures, si aucun signal de matière sombre est détecté, seraient de l’ordre de celles obtenues par CDMSLite[10], publiées en 2018.

Actuellement⁵ nous avons trouvé une erreur dans l’utilisation des simulations. Lors de la dernière étape de production des amas de pixels simulés pour le modèle de bruit de fond radioactif, une coupure a été utilisée. Pour rappel cette étape consiste à appliquer le bruit blanc aux amas de pixels déjà reconstruits sans bruit. A cause de cette coupure le nombre d’amas de pixels ayant une énergie inférieure à 100 eV après introduction du bruit blanc diminue.

Cependant lors de la production de f_b , la coupure n’a pas été prise en compte, ce qui a faussé f_b . En retirant la coupure, le problème n’est qu’en partie résolu. En effet, après application du bruit blanc, il est possible que certains amas de pixels aient une énergie inférieure à 0. Ces derniers sont alors obligatoirement retirés de

5. Semaine du 15 octobre 2019

l'analyse faussant la production de f_b .

En regardant nos données en-dessous de 200 eV, on a remarqué qu'il existe une raie à 130 eV provenant de la partie basse du CCD, que l'on n'a pas encore réussi à identifier. Nous avons quelques hypothèses, qui doivent être étudiées, grâce au modèle de bruit de fond radioactif corrigé.

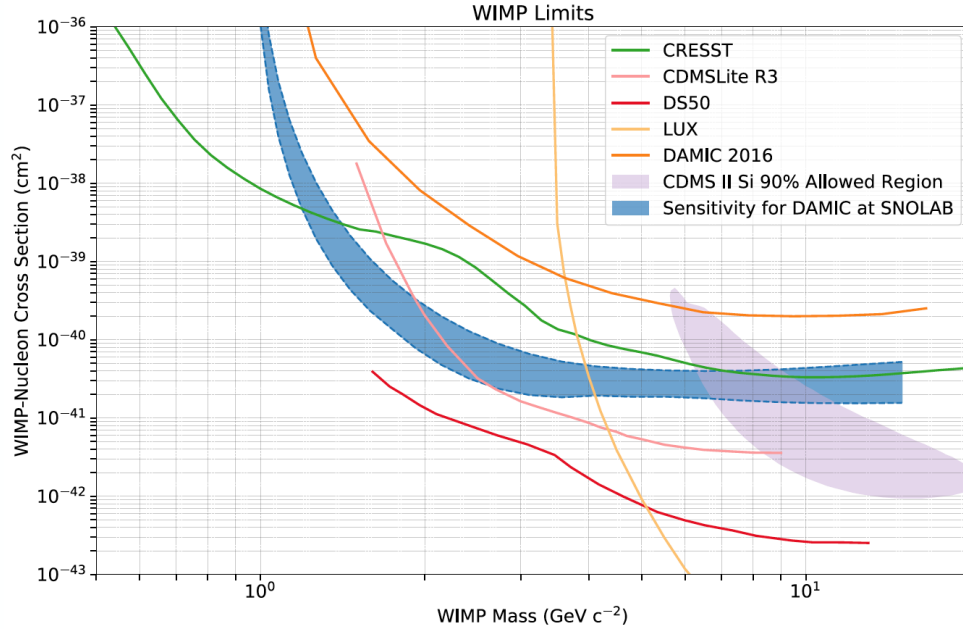


FIGURE 5.16 – Sensibilité de l'expérience DAMIC en utilisant la totalité de nos données. Elle est comparée aux limites supérieures d'autres expériences, citées dans le texte.

Conclusion

Ce manuscrit de thèse présente les travaux de recherche que j'ai menés sur la détection directe de matière sombre au sein de la collaboration DAMIC. Mon principal accomplissement a été la mise en place de la simulation en utilisant l'outil GEANT4, la production des simulations et la recherche de la nature et origine des isotopes radioactifs présents dans l'expérience DAMIC à SNOLAB.

Pour tout détecteur de détection directe de matière sombre, il est nécessaire de réaliser un spectre de bruit de fond radioactif. C'est pourquoi le travail en amont sur la production d'une simulation est primordial. J'ai d'abord intégré toute la géométrie de l'expérience en détaillant le plus possible les volumes proches des détecteurs. Par la suite j'ai produit le code permettant de faciliter la production des simulations et la gestion de ces dernières sur serveurs. On parle ici de plusieurs dizaines de Terra-bytes de données.

Ensuite j'ai travaillé sur la simulation de la réponse du détecteur aux dépôts d'énergie des particules, et produit toute la chaîne permettant de passer de GEANT4 à des amas de pixels. Lorsque j'ai pu obtenir des résultats physiques pouvant être comparés à nos données, j'ai choisi les paramètres des simulations grâce à plusieurs publications récentes. Quelques tests ont été effectués afin d'établir la fiabilité des simulations. Cependant nous n'avons pas d'expérience sous conditions contrôlées, et donc de fait, la fiabilité de la simulation n'est pas totalement justifiée.

Suite aux simulations, j'ai exploré plusieurs bibliographies et utilisé des mesures de *screening*, dans l'objectif d'obtenir des informations sur les isotopes radioactifs présents dans notre expérience. Ensuite j'ai réalisé une analyse de coïncidences pour mesurer l'activité de la chaîne radioactive du ^{32}Si et le nombre de coïncidences provenant de la chaîne radioactive du ^{210}Pb , directement grâce à nos données. Toutes ces informations ont permis de réaliser un ajustement des simulations aux données, et construire le modèle de bruit de fond radioactif.

Grâce au modèle de bruit de fond radioactif, on peut émettre des informations quantitatives sur l'activité des principaux isotopes radioactifs présents dans l'expérience. Le modèle donne un taux de 11.8 dru et permet de définir l'origine de 10.8 dru qui proviennent généralement des différents isotopes du cobalt, des chaînes du ^{210}Pb , des chaînes du ^{32}Si , et du tritium. Le restant provient des éléments de l'expérience, les plus éloignés ou d'isotopes radioactifs dit minoritaires. Pour améliorer ce modèle de bruit de fond radioactif on pourrait agrandir l'intervalle

sur lequel on produit l'ajustement en prenant $E \in [2 \text{ keV}; 20 \text{ keV}]$ au lieu de $E \in [6 \text{ keV}; 20 \text{ keV}]$, bien qu'il y ait un risque de détecter des signaux de matière sombre entre $E \in [2 \text{ keV}; 6 \text{ keV}]$. Cependant les dernières limites publiées par la collaboration *DarkSide*[9] peuvent justifier cette modification. En plus d'introduire de nouveaux degrés de liberté, le spectre de tritium atteint son maximum global à $\sim 3 \text{ keV}$, ce qui pourrait améliorer l'ajustement des simulations aux données.

Depuis 2018, la collaboration DAMIC a commencé à travailler sur la prochaine expérience, DAMIC-M qui aura lieu en France au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Cette expérience vise à obtenir un bruit de fond de l'ordre de 0.1 dru. Pour l'obtenir, le modèle de bruit de fond radioactif présenté dans cette thèse est une source d'informations importante. Grâce à celle-ci, on peut mettre en place des procédés permettant de réduire la contamination de certains isotopes radioactifs. Pour les isotopes produits par spallation des rayons cosmiques sur différents éléments de l'expérience, on peut :

- réduire leur temps de transports ;
- favoriser les voies terrestres et maritimes aux voies aériennes, un transport en avion étant équivalent à plusieurs mois d'exposition aux rayons cosmiques en surface ;
- réduire leur exposition à la surface ;
- les conserver sous-terre, et si possible dans des environnements sans radons.

La réduction des autres contaminants se fait au cas par cas. L'utilisation d'un cuivre électroformé est primordiale pour réduire le bruit de fond provenant des chaînes de l'uranium dans le cuivre. Mais l'effort le plus important doit être effectué lors de la production des CCDs, qui comptabilisent 7.67 dru dans l'expérience DAMIC à SNOLAB. Quelques pistes d'actions ont déjà été étudiées et vont être mises en place :

- Conserver dans des environnements sans radon et sous-terre les substrats de silicium servant à produire les CCDs en question ;
- Polir toutes les surfaces des substrats avant la production des CCDs.

En exécutant ces deux étapes, on réduit le bruit de fond radioactif du ^{210}Pb . Néanmoins il reste le problème du tritium dans le *Gettering Layer* et la chaîne du ^{32}Si . Le gaz produisant le *Gettering Layer*, contient des atomes d'hydrogène et donc automatiquement du tritium en très petite quantité, mais suffisante pour que l'on soit sensible à cette dernière. Pour le ^{32}Si , les substrats sont produits par des grandes compagnies et nous n'avons aucun contrôle sur le type de silicium utilisé pour les fabriquer.

DAMIC-M va utiliser des CCDs novateurs, permettant d'obtenir un seuil de détection inférieur à l'électron-volt. Ces CCDs, appelées *Skipper CCDs*, ont un système de lecture différent de ceux utilisés dans DAMIC à SNOLAB. Grâce à

une architecture légèrement différente au niveau des amplificateurs des CCDs, les charges contenues dans chaque pixel, peuvent être lues plusieurs fois. En lisant N fois la valeur du paquet de charges, on a alors une erreur sur la valeur de ce dernier qui diminue en $\sqrt{N}$. Avec notre système de lecture actuel, nous avons un bruit de lecture de 1.8 électrons. Pour obtenir un bruit de 0.1 électrons il faudrait lire chaque pixel 324 fois pour réduire à 0.1 électron, ainsi le temps de lecture des CCDs serait de plusieurs heures pour obtenir une image. C'est pourquoi depuis 2017, les ingénieurs participant au projet DAMIC-M travaillent sur une amélioration du système de lecture des CCDs, afin de diminuer le bruit de lecture de base. La combinaison des *Skippers CCDs* et du nouveau système de lecture permettront à DAMIC-M, d'obtenir un seuil de détection inférieur à l'électron-volt, tout en ayant des temps lectures de l'ordre de la dizaine de minutes.

Le démarrage de la prise de données de DAMIC-M est prévu pour 2023. Mais une nouvelle expérience aura lieu en 2020 utilisant un ou deux *Skippers CCDs*, permettant de montrer que l'on peut atteindre des seuils inférieurs à l'électron-volt avec ces CCDs et mesurer leur courant de fuite. Cette expérience permettra aussi de tester de nouvelles procédures permettant de diminuer le bruit de fond radioactif. On pourra grâce à la production d'un nouveau modèle de bruit de fond, récupérer de nouvelles informations sur les isotopes radioactifs afin de créer de nouvelles procédures de réduction d'isotopes radioactifs et atteindre l'objectif de 0.1 dru pour DAMIC-M.

Grâce à l'expérience DAMIC-M la collaboration DAMIC pourra améliorer sa sensibilité de deux ordres de grandeur en ce qui concerne la détection de particules de matière sombre interagissant avec les noyaux. La figure 5.17 montre les limites attendues pour l'expérience DAMIC-M. De plus, grâce à sa résolution en énergie d'un électron, la collaboration pourra étudier les particules de matière sombre dites légères qui interagiront préférentiellement avec les électrons qu'avec les noyaux des atomes de silicium.

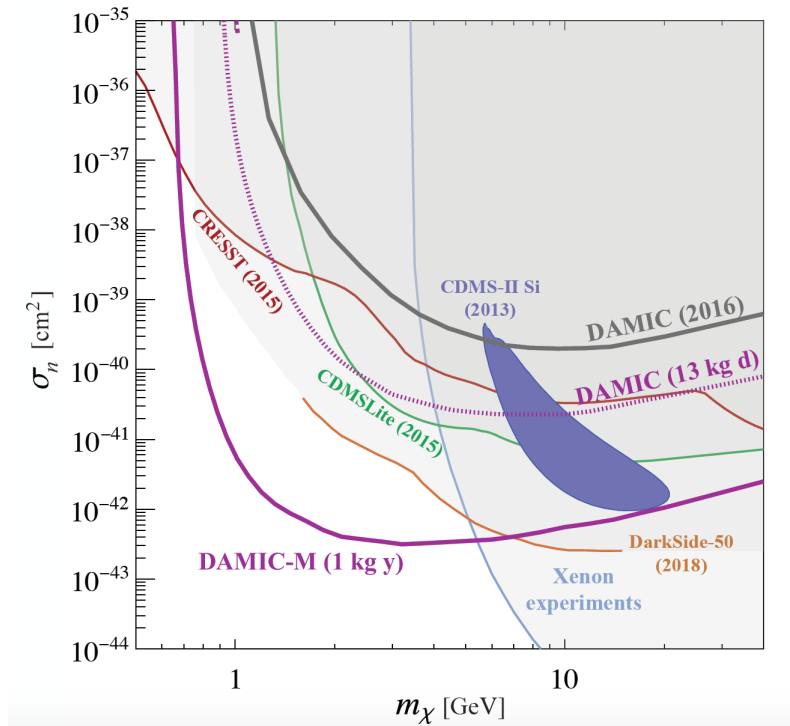


FIGURE 5.17 – Contraintes sur la section efficace d’interaction élastique de la matière sombre avec un noyau en fonction de la masse de la matière sombre. La courbe de DAMIC-M représente une prédiction des résultats obtenus par l’expérience. La courbe de DAMIC à SNOLAB est de même une prédiction.

Annexe A

Tableaux des volumes de la simulation DamicSimu

Nom	Masse (g)	Surface (mm^2)	Matériau	Copies
OxygenTopLayerPV	0.0152801	8237.2	G4_SILICON_DIOXIDE	1×8
SiliconDopedTopLayerPV	0.00287736	8236.87	G4_Si	1×8
NitrateTopLayerPV	0.0013049	8236.82	SiliconNitrate	1×8
OxygenBotLayerPV	0.00286501	8236.87	G4_SILICON_DIOXIDE	3×8
SiliconDopedBotLayerPV	0.00383649	8236.9	G4_Si	3×8
GetteringLayerPV	0.0364466	8237.77	G4_Si	1×8
NitrateBotLayerPV	0.0013049	8236.82	SiliconNitrate	1×8
SubLayerBotPV	0.0214094	8237.36	G4_Si	1×8
SensPartPV	6.00962	7812.82	G4_Si	1×8
BulkPartPV	6.47407	8410.07	G4_Si	1×8
LayerTopPV	0.0194623	8237.31	G4_Si	1×8
LayerBotPV	0.057856	8238.33	G4_Si	1×8
CCDSensor44PV	6.55139	8412.12	G4_Si	1×8

TABLE A.1 – Tableau des différents volumes composant le CCD

Nom	Masse (g)	Surface (mm^2)	Matériel	Copies
SpacerPlate1PV	742.399	56881	G4_Cu	1
GoodLead1PV	14737.4	86598.1	G4_Pb	1
GoodLead2PV	14732.3	87105.2	G4_Pb	1
SpacerPlate2PV	742.399	56881	G4_Cu	1
GoodLead3PV	14737.5	86879.6	G4_Pb	1
AncientLead1PV	3714.44	38246	G4_Pb	1
AncientLead2PV	3659.43	38649.5	G4_Pb	1
BoxMountingPlatePV	1576.54	67249.9	G4_Cu	1
LowerTubePV	13767.6	953464	G4_Cu	1
LowerFlangePV	10835.8	129897	G4_Cu	1
LowerEndPV	3630.13	103202	G4_Cu	1
UpperFlangePV	15279.6	180771	G4_Cu	1

TABLE A.2 – Tableau des différents volumes composants le blindage en plomb à l'intérieur du récipient

Nom	Masse (g)	Surface (mm^2)	Matériel	Copies
CopperCCDPV	24.896	8410.07	G4_Cu*	1
CopperSubstratePV	20.8061	10688.5	G4_Cu*	1
CopperBasePlateWSiPV	120.159	24642.1	G4_Cu*	1
CopperMountBarWSiPV	37.4448	4745.62	G4_Cu	1
CopperTopPlate44WSiPV	74.336	14161.1	G4_Cu*	1
BlockBotPV	2715.72	29158.9	G4_Pb	1
BlockTopPV	2715.41	29111.2	G4_Pb	1
BlockBotSupportPV	42.2286	21882.3	G4_Cu*	1
CopperOnLeadBPV	87.3177	19895	G4_Cu*	1

TABLE A.3 – Tableau des différents volumes composant l'intérieur de la boîte en cuivre. Les matériaux avec un "*" sont électroformés

Nom	Masse (g)	Surface (mm^2)	Matériel	Copies
SiliconSubstrate44PV	5.41439	10719.6	G4_Si	1×8
FlexCable44PV	3.73277	13083.3	CableKapton	1×8
CopperBasePlatePV	120.155	24400.3	G4_Cu	1×7
CopperMountBarPV	37.454	4743.49	G4_Cu	1×7
CopperTopPlate44PV	74.241	14394.9	G4_Cu	1×7
Flex2CablePV	0.422895	871.728	CableKapton	1×8
ModScrewsPV	0.161912	75.9171	G4_BRASS	8×9
PanelScrewPV	0.212991	91.9485	G4_BRASS	2×9
CopperBasePlateExt1PV	120.18	24488.9	G4_Cu*	1
CopperMountBarExt1PV	37.4092	4742.45	G4_Cu	1
CopperTopPlate44Ext1PV	74.3307	14207.9	G4_Cu*	1

TABLE A.4 – Tableau des différents volumes composant le module. Les matériaux avec un "*" sont électroformés

Nom	Masse (g)	Surface (mm^2)	Matériel	Copies
KaptonCable11PV	0.253915	529.594	CableKapton	8
KaptonCable2PV	24.3758	6805.55	CableKapton	1
ColdFingerPV	1139.04	24843	G4_Cu	1
TopPlatePV	1215.64	32883.1	G4_Cu	1
RearPlatePV	952.966	37615.8	G4_Cu	1
EndCoverPlatePV	500.027	39111.9	G4_Cu	1
SidePlate1PV	1223.35	38741.3	G4_Cu	1
SidePlate2PV	1223.35	38741.3	G4_Cu	1
EndCoverBar1PV	137.438	8026.1	G4_Cu	1
EndCoverBar2PV	137.438	8026.1	G4_Cu	1
BottomPlatePV	749.863	29316.4	G4_Cu	1
Insulator1PV	10.1844	4260.18	G4_STAINLESS-STEEL	1
Insulator2PV	10.1844	4260.18	G4_STAINLESS-STEEL	1
Insulator3PV	10.1844	4260.18	G4_STAINLESS-STEEL	1
UpperPlatePV	479.094	30483.1	G4_Cu	1
ColdFingerSpacer1PV	0.359662	278.182	G4_Cu	1
ColdFingerSpacer2PV	0.359662	278.182	G4_Cu	1

TABLE A.5 – Tableau des différents volumes composant la boîte en cuivre

Nom	Masse (g)	Surface (mm^2)	Matériel	Copies
LeadCastlePV	13824.6	3.5824e+06	G4_Al	1
PartLeadCastle1PV	1136.16	1.05526e+06	G4_Al	1
PartLeadCastle2PV	1136.16	1.05526e+06	G4_Al	1
PartLeadCastle3PV	1136.16	1.05526e+06	G4_Al	1
PartLeadCastle4PV	1136.16	1.05526e+06	G4_Al	1
BoxTopLeadPV	14874.8	195783	G4_Pb	1
BoxBottomLeadPV	53540.1	247741	G4_Pb	1
InsideLead1PV	119067	556049	G4_Pb	1
InsideLead2PV	119067	556049	G4_Pb	1
ShieldingLeadPartPV	14539.4	371789	G4_Pb	1
CornerBlocks1PV	406.673	9596.77	G4_Pb	1
CornerBlocks2PV	406.921	9654.23	G4_Pb	1
CornerBlocks3PV	406.403	9660.27	G4_Pb	1
CornerBlocks4PV	407.723	9659.73	G4_Pb	1
RestraintSheet1PV	813.078	153297	G4_Cu	1
RestraintSheet2PV	813.937	152517	G4_Cu	1
RestraintBlocks1PV	110.434	6010.96	G4_Cu	1
RestraintBlocks2PV	110.67	6039.34	G4_Cu	1
RestraintBlocks3PV	110.709	5998.23	G4_Cu	1
RestraintBlocks4PV	110.601	6036.55	G4_Cu	1
RestraintBlocks5PV	110.604	6015.47	G4_Cu	1
RestraintBlocks6PV	110.651	6001.28	G4_Cu	1
RestraintBlocks7PV	110.633	6058.83	G4_Cu	1
RestraintBlocks8PV	110.433	5988.69	G4_Cu	1
RestraintBlocks9PV	110.566	5998.1	G4_Cu	1
RestraintBlocks10PV	110.712	6016.13	G4_Cu	1
RestraintBlocks11PV	110.549	6028.6	G4_Cu	1
RestraintBlocks12PV	110.424	6017.33	G4_Cu	1

TABLE A.6 – Tableau des différents volumes composant le blindage en plomb à l'extérieur du récipient

Annexe B

Tableaux des différents isotopes simulés pour le modèle bruit de fond radioactif

Isotope	Half-life	Q_{Max}	Decay properties	Production
^{208}Tl	$3.058min$	$4999keV$	34γ lines : $12.4keV$ to $2614keV$	Coming from the ^{220}Rn chain
^{210}Pb	$22.23y$	$63.5keV$	Bismuth γ lines : $9.4keV$ to $16.3keV$	Coming from the ^{222}Rn chain
^{210}Bi	$5.011d$	$1161.2keV$	Only emission is the β	Coming from the ^{222}Rn chain - ^{210}Pb daughter
^{212}Pb	$10.64h$	$569.9keV$	Bismuth γ lines : $9.4keV$ to $16.3keV$	Coming from the ^{220}Rn chain
^{212}Bi	$60.54min$	$2252.1 - 6207.26keV$	64.07% β and 35.93% α	Coming from the ^{220}Rn chain
^{214}Pb	$26.916min$	$1019keV$	Bismuth γ lines : $9.4keV$ to $16.3keV$	Coming from the ^{222}Rn chain
^{214}Bi	$19.8min$	$3270keV$	High Energy $\gamma > 100keV$	Coming from the ^{222}Rn chain
^{228}Ra	$5.75y$	$45.8keV$	Actinium γ lines : $10.8keV$ to $19.2keV$	Coming from the ^{232}Th chain
^{228}Ac	$6.15h$	$2123.8keV$	High Energy $\gamma > 100keV$	Coming from the ^{232}Th LAAfi chain
^{234}Th	$24.10d$	$272keV$	Protactinium γ lines : $11.3keV$ to $112.6keV$	Coming from the ^{238}U chain
^{234m}Pa	$1.15min$	$2269keV$	High Energy $\gamma > 100keV$	Coming from the ^{238}U chain

TABLE B.1 – Table of the different radioactive isotopes simulated in the Uranium-Thorium-Actinium series

Isotope	Half-life	Q_{Max}	Decay properties	Production
^{56}Co	77.236d	4566keV	High Energy $\gamma > 100keV$	Produced in the copper by spallation
^{57}Co	271.81d	836.2keV	emission 122keV γ line	Produced in the copper by spallation
^{58}Co	70.85d	2307.9keV	emission 810keV γ line	Produced in the copper by spallation
^{60}Co	5.2711y	2823.07keV	emission 1.173MeV – 1.332MeV γ lines	Produced in the copper by spallation
^{59}Fe	44.494d	1565keV	emission 1.099 – 1.291MeV γ line	Produced in the copper by spallation
^{46}Sc	83.787d	2366.5keV	emission 0.889 – 1.120MeV γ line	Produced in the copper by spallation
^{87}Rb	49.3410 ⁹ y	282.2keV	Only emission is the β	Inside the copper and the epoxy
^{54}Mn	312.19d	1377.2keV	emission 834keV γ line	Produced in the copper by spallation
^{40}K	1.210 ⁹ y	1311.07 – 1504.69keV	emission 1460keV γ line	Inside the epoxy
^{137}Cs	30.05y	1175.63keV	High Energy $\gamma > 100keV$	Cosmogenic Isotope

TABLE B.2 – Table of the different radioactive isotopes present in copper and in epoxy

Isotope	Half-life	Q_{Max}	Decay properties	Production
^{32}Si	130y – 320y	224.311keV	Only emission is the β	Production by spallation on ^{40}Ar
^{32}P	14.284d	1710.66keV	Only emission is the β	Daughter of ^{32}Si
3H	12.312y	18.591keV	Only emission is the β	Produced by spallation on Silicon
^{22}Na	2.6029y	2843.02keV	emission 511 – 1274keV γ line- Fluorescence-Auger from ^{22}Ne at 0.84keV	Produced by spallation on Silicon

TABLE B.3 – Table of the different radioactive isotopes present in silicon

Bibliographie

- [1] S.M. Seltzer A. WAMBERSIE M. Inokuti. *database Silicon Elastic Cross Sections*. Journal of the ICRU 7. 2007.
- [2] Ko ABE, XMASS COLLABORATION et al. “The XMASS experiment”. In : *Journal of Physics : Conference Series*. T. 120. 4. IOP Publishing. 2008, p. 042022.
- [3] K ABE et al. “Identification of ^{210}Pb and ^{210}Po in the bulk of copper samples with a low-background alpha particle counter”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 884 (2018), p. 157–161.
- [4] F ACERO et al. “Development of the model of galactic interstellar emission for standard point-source analysis of Fermi large area telescope data”. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 223.2 (2016), p. 26.
- [5] Markus ACKERMANN et al. “Constraining dark matter models from a combined analysis of Milky Way satellites with the Fermi Large Area Telescope”. In : *Physical Review Letters* 107.24 (2011), p. 241302.
- [6] G ADHIKARI et al. “Initial performance of the COSINE-100 experiment”. In : *The European Physical Journal C* 78.2 (2018), p. 107.
- [7] Oscar ADRIANI et al. “An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV”. In : *Nature* 458.7238 (2009), p. 607.
- [8] N AGHANIM et al. “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”. In : *arXiv preprint arXiv :1807.06209* (2018).
- [9] P AGNES et al. “Low-mass dark matter search with the DarkSide-50 experiment”. In : *Physical review letters* 121.8 (2018), p. 081307.
- [10] R AGNESE et al. “Low-mass dark matter search with CDMSlite”. In : *Physical Review D* 97.2 (2018), p. 022002.
- [11] R AGNESE et al. “Search for low-mass weakly interacting massive particles with SuperCDMS”. In : *Physical review letters* 112.24 (2014), p. 241302.
- [12] M AGUILAR et al. “First result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : precision measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–350 GeV”. In : *Physical Review Letters* 110.14 (2013), p. 141102.

- [13] A AGUILAR-AREVALO et al. “Constraints on Light Dark Matter Particles Interacting with Electrons from DAMIC at SNOLAB”. In : *arXiv preprint arXiv :1907.12628* (2019).
- [14] A AGUILAR-AREVALO et al. “First Direct-Detection Constraints on eV-Scale Hidden-Photon Dark Matter with DAMIC at SNOLAB”. In : *Physical review letters* 118.14 (2017), p. 141803.
- [15] A AGUILAR-AREVALO et al. “Measurement of radioactive contamination in the high-resistivity silicon CCDs of the DAMIC experiment”. In : *Journal of Instrumentation* 10.08 (2015), P08014.
- [16] A AGUILAR-AREVALO et al. “Results of the engineering run of the Coherent Neutrino Nucleus Interaction Experiment (CONNIE)”. In : *Journal of Instrumentation* 11.07 (2016), P07024.
- [17] A AGUILAR-AREVALO et al. “Search for low-mass WIMPs in a 0.6 kg day exposure of the DAMIC experiment at SNOLAB”. In : *Physical Review D* 94.8 (2016), p. 082006.
- [18] DS AKERIB et al. “The large underground xenon (LUX) experiment”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 704 (2013), p. 111–126.
- [19] A AKKERMAN, J BARAK et D EMFIETZOGLOU. “Ion and electron track-structure and its effects in silicon : model and calculations”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 227.3 (2005), p. 319–336.
- [20] A AKKERMAN, M MURAT et J BARAK. “Monte Carlo calculations of electron transport in silicon and related effects for energies of 0.02–200 keV”. In : *Journal of Applied Physics* 106.11 (2009), p. 113703.
- [21] J. Allison et AL. “Recent developments in Geant4”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 835 (2016) 186–225 (2016).
- [22] S. Agostinelli et AL. “Geant4 - A Simulation Toolkit”. In : *Nucl. Instrum. Meth. A* 506,250-303 (2003).
- [23] Godehard ANGLOHER et al. “Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search”. In : *The European Physical Journal C* 72.4 (2012), p. 1971.
- [24] Elena APRILE et al. “The XENON dark matter search experiment”. In : *New Astronomy Reviews* 49.2-6 (2005), p. 289–295.
- [25] Howard BAER et al. “Dark matter production in the early Universe : beyond the thermal WIMP paradigm”. In : *Physics Reports* 555 (2015), p. 1–60.
- [26] Marco BATTAGLIERI et al. “US cosmic visions : new ideas in dark matter 2017 : community report”. In : *arXiv preprint arXiv :1707.04591* (2017).
- [27] J.L. BENTON. *Encyclopedia of Materials : Science and Technology*. 2001.

-
- [28] R BERNABEI et al. “First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI”. In : *The European Physical Journal C* 56.3 (2008), p. 333–355.
 - [29] M BETOULE et al. “Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples”. In : *Astronomy & Astrophysics* 568 (2014), A22.
 - [30] Paul BODE, Jeremiah P OSTRICKER et Neil TUROK. “Halo formation in warm dark matter models”. In : *The Astrophysical Journal* 556.1 (2001), p. 93.
 - [31] W BOYLE et G SMITH. *Buried channel charge coupled devices*. US Patent 3,792,322. Fév. 1974.
 - [32] Maruša BRADAČ et al. “Strong and Weak Lensing United. III. Measuring the Mass Distribution of the Merging Galaxy Cluster 1ES 0657–558”. In : *The Astrophysical Journal* 652.2 (2006), p. 937.
 - [33] Esra BULBUL et al. “Detection of an unidentified emission line in the stacked X-ray spectrum of galaxy clusters”. In : *The Astrophysical Journal* 789.1 (2014), p. 13.
 - [34] Bernard CARR et al. “Primordial black hole constraints for extended mass functions”. In : *Physical Review D* 96.2 (2017), p. 023514.
 - [35] Susana CEBRIÁN. “Cosmogenic activation of materials”. In : *International Journal of Modern Physics A* 32.30 (2017), p. 1743006.
 - [36] AE CHAVARRIA et al. “Measurement of the ionization produced by sub-keV silicon nuclear recoils in a CCD dark matter detector”. In : *Physical Review D* 94.8 (2016), p. 082007.
 - [37] Alvaro E CHAVARRIA et al. “Damic at snolab”. In : *Physics Procedia* 61 (2015), p. 21–33.
 - [38] Xuelei CHEN et Marc KAMIONKOWSKI. “Particle decays during the cosmic dark ages”. In : *Physical Review D* 70.4 (2004), p. 043502.
 - [39] Douglas CLOWE et al. “A direct empirical proof of the existence of dark matter”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 648.2 (2006), p. L109.
 - [40] Douglas CLOWE et al. “On dark peaks and missing mass : a weak-lensing mass reconstruction of the merging cluster system A520”. In : *The Astrophysical Journal* 758.2 (2012), p. 128.
 - [41] Craig J COPI, David N SCHRAMM et Michael S TURNER. “Big-bang nucleosynthesis and the baryon density of the universe”. In : *Science* 267.5195 (1995), p. 192–199.
 - [42] J.H. Hubbell D. CULLEN et L. KISSEL. *Electron photon interaction cross section library*. 2014. URL : <http://www.oecd-neo.org/dbdata/data/evaluated.htm>.
 - [43] J.H. Hubbell D. CULLEN et L. KISSEL. *Epd197 : the evaluated photon data library*. 97 version. UCRL–50400, 6(Rev.5) : 1989. URL : <http://reddog1.llnl.gov/homepage.red/photon.html>.
-

- [44] Shany DANIELI et al. “Still Missing Dark Matter : KCWI High-resolution Stellar Kinematics of NGC1052-DF2”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 874.2 (2019), p. L12.
- [45] Stanley R DEANS. *The Radon transform and some of its applications*. Courier Corporation, 2007.
- [46] Michael DINE, Willy FISCHLER et Mark SREDNICKI. “A simple solution to the strong CP problem with a harmless axion”. In : *Physics letters B* 104.3 (1981), p. 199–202.
- [47] Scott DODELSON. *Modern cosmology*. Elsevier, 2003.
- [48] Scott DODELSON et Lawrence M WIDROW. “Sterile neutrinos as dark matter”. In : *Physical Review Letters* 72.1 (1994), p. 17.
- [49] Pieter van DOKKUM et al. “A Second Galaxy Missing Dark Matter in the NGC 1052 Group”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 874.1 (2019), p. L5.
- [50] Brian L DOUGHERTY. “Measurements of ionization produced in silicon crystals by low-energy silicon atoms”. In : *Physical Review A* 45.3 (1992), p. 2104.
- [51] N DU et al. “Search for invisible axion dark matter with the axion dark matter experiment”. In : *Physical review letters* 120.15 (2018), p. 151301.
- [52] TE EVERHART et PH HOFF. “Determination of kilovolt electron energy dissipation vs penetration distance in solid materials”. In : *Journal of Applied Physics* 42.13 (1971), p. 5837–5846.
- [53] E. FERMI. “Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I”. In : *Zeitschrift fur Physik* 88 (mar. 1934), p. 161–177. DOI : 10.1007/BF01351864.
- [54] L Keith FIFIELD et Uwe MORGENSTERN. “Silicon-32 as a tool for dating the recent past”. In : *Quaternary Geochronology* 4.5 (2009), p. 400–405.
- [55] Kaoru HAGIWARA et al. “Review of Particle Physics : Particle data group”. In : *Physical Review D-Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* 66.1 I (2002), p. 100011–10001958.
- [56] Lawrence J HALL et al. “Freeze-in production of FIMP dark matter”. In : *Journal of High Energy Physics* 2010.3 (2010), p. 80.
- [57] Stephen E HOLLAND et al. “Fully depleted, back-illuminated charge-coupled devices fabricated on high-resistivity silicon”. In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 50.1 (2003), p. 225–238.
- [58] Sébastien INCERTI et al. “The geant4-dna project”. In : *International Journal of Modeling, Simulation, and Scientific Computing* 1.02 (2010), p. 157–178.
- [59] James R JANESICK et al. *Scientific charge-coupled devices*. T. 117. SPIE press Bellingham, 2001.
- [60] F JANSEN et al. “XMM-Newton observatory-I. The spacecraft and operations”. In : *Astronomy & Astrophysics* 365.1 (2001), p. L1–L6.

-
- [61] Pierre JEAN et al. “Early SPI/INTEGRAL measurements of 511 keV line emission from the 4th quadrant of the Galaxy”. In : *Astronomy & Astrophysics* 407.3 (2003), p. L55–L58.
 - [62] U.Littmark J.F.ZIEGLER J.P.Biertack. *The stopping and range of ions in solid*. T. 1. Pergamon Press.
 - [63] Gerard JUNGMAN, Marc KAMIONKOWSKI et Kim GRIEST. “Supersymmetric dark matter”. In : *Physics Reports* 267.5-6 (1996), p. 195–373.
 - [64] Armin KARCHER et al. “Measurement of lateral charge diffusion in thick, fully depleted, back-illuminated CCDs”. In : 3 (2003), p. 1513–1517.
 - [65] EAG LABORATORIES. *Spectrométrie de Masse à Décharge Luminescente, analyse GDMS*. <http://www.eaglabs.fr/cm/gdms.html>.
 - [66] Devendra LAL, Edward D GOLDBERG et Minoru KOIDE. “Cosmic-ray-produced silicon-32 in nature”. In : *Science* 131.3397 (1960), p. 332–337.
 - [67] M LAUBENSTEIN et G HEUSSER. “Cosmogenic radionuclides in metals as indicator for sea level exposure history”. In : *Applied Radiation and Isotopes* 67.5 (2009), p. 750–754.
 - [68] Ian LAWSON. *Radioactive Background Measurements*.
 - [69] Peter LAZARAKIS et al. “Investigation of Track Structure and Condensed History physics models for applications in radiation dosimetry on a micro and nano scale in Geant4”. In : *Biomedical Physics & Engineering Express* 4.2 (2018), p. 024001.
 - [70] Samuel K LEE. “Three Paths to Particle Dark Matter”. Thèse de doct. California Institute of Technology, avr. 2012.
 - [71] DS LEONARD et al. “Systematic study of trace radioactive impurities in candidate construction materials for EXO-200”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 591.3 (2008), p. 490–509.
 - [72] JD LEWIN et PF SMITH. “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”. In : *Astroparticle Physics* 6.1 (1996), p. 87–112.
 - [73] Jens LINDHARD, Morten SCHARFF et Hans E SCHIØTT. *Range concepts and heavy ion ranges*. Munksgaard Copenhagen, 1963.
 - [74] Mariangela LISANTI. “Lectures on dark matter physics”. In : *New Frontiers in Fields and Strings : TASI 2015 Proceedings of the 2015 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics*. World Scientific, 2017, p. 399–446.
 - [75] P LOAISA. *Low radioactivity techniques at LSM*. 2012.
 - [76] Andisheh MAHDAVI et al. “A dark core in Abell 520”. In : *The Astrophysical Journal* 668.2 (2007), p. 806.
 - [77] Isidoro MARTINEZ. *RADIATIVE VIEW FACTORS*. 2019.
-

- [78] CJ MARTOFF. “Limits on sensitivity of large silicon bolometers for solar neutrino detection”. In : *Science* 237.4814 (1987), p. 507–509.
- [79] John C MATHER et al. “Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument”. In : *The Astrophysical Journal* 420 (1994), p. 439–444.
- [80] JA MCGEOUGH et al. “Electroforming process and application to micro/macro manufacturing”. In : *CIRP Annals* 50.2 (2001), p. 499–514.
- [81] J MERTEN et al. “Creation of cosmic structure in the complex galaxy cluster merger Abell 2744”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 417.1 (2011), p. 333–347.
- [82] Mordehai MILGROM. “MOND theory”. In : *Canadian Journal of Physics* 93.2 (2014), p. 107–118.
- [83] Anoplate Corporation MILTON F. STEVENSON Jr. “Anodizing, Review”. In : *ASM Handbook 5 Surface Engineering* (1994), p. 482–493. DOI : 10.1361/asmhba0001281.
- [84] Ben MOORE et al. “Dark matter substructure within galactic halos”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 524.1 (1999), p. L19.
- [85] Julio F NAVARRO. “The structure of cold dark matter halos”. In : *Symposium-international astronomical union*. T. 171. Cambridge University Press. 1996, p. 255–258.
- [86] Patrick L NOLAN et al. “Fermi large area telescope second source catalog”. In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 199.2 (2012), p. 31.
- [87] *Nucleide Lara : Atomic and nuclear data application*.
- [88] John L ORRELL et al. “Naturally occurring ^{32}Si and low-background silicon dark matter detectors”. In : *Astroparticle Physics* 99 (2018), p. 9–20.
- [89] Roberto D PECCEI et Helen R QUINN. “CP conservation in the presence of pseudoparticles”. In : *Physical Review Letters* 38.25 (1977), p. 1440.
- [90] JM PENDLEBURY et al. “Revised experimental upper limit on the electric dipole moment of the neutron”. In : *Physical Review D* 92.9 (2015), p. 092003.
- [91] *A code system for monte carlo simulation of electron and photon transport*. Workshop Proceedings Issy-les-Moulineaux, France; AEN-NEA. Nov. 2001.
- [92] Will J PERCIVAL et al. “Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey data release 7 galaxy sample”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 401.4 (2010), p. 2148–2168.
- [93] Saul PERLMUTTER et al. “Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae”. In : *The Astrophysical Journal* 517.2 (1999), p. 565.
- [94] R PLAGA. “Silicon for ultra-low-level detectors and ^{32}Si ”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 309.3 (1991), p. 598–599.

-
- [95] Andrea POCAR. “Low Background Techniques and Experimental Challenges for Borexino and its Nylon Vessels”. Thèse de doct. Princeton University, nov. 2003.
 - [96] Melanie RAINE, M GAILLARDIN et P PAILLET. “Geant4 physics processes for silicon microdosimetry simulation : Improvements and extension of the energy-range validity up to 10 GeV/nucleon”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 325 (2014), p. 97–100.
 - [97] K RAMANATHAN et al. “Measurement of low energy ionization signals from Compton scattering in a charge-coupled device dark matter detector”. In : *Physical Review D* 96.4 (2017), p. 042002.
 - [98] Scott W RANDALL et al. “Constraints on the Self-Interaction Cross-Section of Dark Matter from Numerical Simulations of the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-5”. In : *arXiv preprint arXiv :0704.0261* (2007).
 - [99] Vera C RUBIN. “Dark matter in spiral galaxies”. In : *Scientific American* 248.6 (1983), p. 96–109.
 - [100] Vera C RUBIN et W Kent FORD JR. “Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions”. In : *The Astrophysical Journal* 159 (1970), p. 379.
 - [101] RD RYAN. “Precision measurements of the ionization energy and its temperature variation in high purity silicon radiation detectors”. In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 20.1 (1973), p. 473–480.
 - [102] Veronique SANGLARD et al. “Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors”. In : *Physical Review D* 71.12 (2005), p. 122002.
 - [103] J.H. SCOFIELD. *Radiative Transitions in Atomic Inner-Shell Processes*. B.Crasemann ed. Academic Press, New York. 1975.
 - [104] Emily SHIELDS, Jingke XU et Frank CALAPRICE. “SABRE : A new NaI (T1) dark matter direct detection experiment”. In : *Physics Procedia* 61 (2015), p. 169–178.
 - [105] MA SHIFMAN. “AI and Vainshtein and VI Zakharov”. In : *Nucl. Phys. B* 147.385 (1979), p. 8147.
 - [106] Tracy R SLATYER. “TASI lectures on indirect detection of dark matter”. In : *arXiv preprint arXiv :1710.05137* (2017).
 - [107] NJT SMITH. “The SNOLAB deep underground facility”. In : *The European Physical Journal Plus* 127.9 (2012), p. 108.
 - [108] D.E.Cullen S.M.SELTZER S.T.PERKINS. *Tables and graphs of electron-interaction cross-sections from 10 ev to 100 gev derived from the lnl evaluated electron data library (eedl), z=1-100*. Technical Report UCRL-50400 Vol.31, Lawrence Livermore National Laboratory. 1989.
-

- [109] D.E. Cullen S.T. PERKINS et M.H. CHEN. *Tables and graphs of atomic subshell and relaxation data derived from the llnl evaluated atomic data library (eadl), $z=1-100$* . Technical Report UCRL-50400 Vol.30.
- [110] Jouni SUHONEN. *Dark-matter detector observes exotic nuclear decay*. 2019.
- [111] ROOT TEAM et al. *TMinuit*. 2013.
- [112] X-5 Monte Carlo TEAM. “MCNP - A General N-Particle Transport Code, Version 5”. In : (2005).
- [113] Javier TIFFENBERG et al. “Single-electron and single-photon sensitivity with a silicon Skipper CCD”. In : *Physical review letters* 119.13 (2017), p. 131802.
- [114] Michael Francis TOMPSETT. *Charge transfer imaging devices*. US Patent 4,085,456. Avr. 1978.
- [115] TOPSIL. *Uniform High Purity Silicon (UHPS) for silicon drift detectors*.
- [116] U.FANO. “Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions”. In : *Phys. Rev.* 72, 26 (1947).
- [117] Eric VAZQUEZ-JAUREGUI. *International Atomic Energy Agency, IAEA, data set*. <https://www.iaea.org/>.
- [118] Eric VAZQUEZ-JAUREGUI. *Neutron Backgrounds at SNOLAB*.
- [119] P. VENKATARAMAIAH et al. “A simple relation for the Fermi function”. In : *Journal of Physics G Nuclear Physics* 11 (mar. 1985), p. 359–364. DOI : 10.1088/0305-4616/11/3/014.
- [120] John WILEY. *Data from Kittel, Introduction to Solid State Physics, 6th Ed.* 1986.
- [121] JING ZHOU. *DIRECT DARK MATTER DETECTION WITH THE DAMIC EXPERIMENT AT SNOLAB*.
- [122] Jing ZHOU. *Direct dark matter detection with the DAMIC experiment at SNOLAB*. Déc. 2015.
- [123] Eckert & ZIEGLER. <https://www.ezag.com/home/>.
- [124] James F ZIEGLER et Jochen P BIRSACK. “The stopping and range of ions in matter”. In : *Treatise on heavy-ion science*. Springer, 1985, p. 93–129.
- [125] Kathryn M ZUREK. “Asymmetric dark matter : theories, signatures, and constraints”. In : *Physics Reports* 537.3 (2014), p. 91–121.
- [126] Fritz ZWICKY. “Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln”. In : *Helvetica Physica Acta* 6 (1933), p. 110–127.