



UCL - Université catholique de Louvain
Faculté des Sciences
Département de Physique

Étude du comportement de détecteurs gazeux
à micro-pistes MSGC sous irradiation intense
de neutrons rapides

Kim Bernier

Dissertation présentée pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences

Mai 2001

Se lancer dans la réalisation d'une thèse de Doctorat est un défi de tous les jours. Elle ne peut se concrétiser que par l'apport d'efforts continus mais aussi et surtout grâce au soutien de ses proches et de ses collègues.

Evidemment, mes parents ont joué un rôle primordial qui a débuté bien avant que je ne me lance dans l'étude de la Physique. Cette thèse est donc aussi le fruit de leur soutien moral.

La rédaction de ce manuscrit n'aurait certainement pu voir le jour si ma chère compagne ne m'avait soutenu durant ces derniers mois et je l'en remercie chaleureusement.

Mais, durant ces années de thèse, la personne qui m'a le plus suivi, conseillé et aidé dans mes recherches est évidemment le Professeur Ghislain Grégoire qui a dirigé ce travail. Je l'en remercie vivement ainsi que de m'avoir accepté au sein du groupe des Hautes Energies.

Parmi mes collègues de la collaboration CMS, je voudrais remercier Walter Van Doninck qui a accepté d'être Co-Promoteur ainsi qu'Evelyne Daubie. Discuter avec eux fut toujours un enrichissement personnel.

Je ne puis terminer ces remerciements sans parler de toutes ces personnes qui ont fait de ma vie au Cyclotron une période mémorable. Je ne puis les nommer tous ici mais je ne les oublierai pas.

Table des matières

<i>Table des matières</i>	<i>i</i>
<i>Introduction générale</i>	<i>1</i>
<i>Chapitre 1 Le LHC</i>	<i>4</i>
1.1. Le collisionneur LHC	4
1.2. Les objectifs physiques au LHC	5
1.3. CMS	5
1.4. Louvain-la-Neuve dans CMS	8
1.5. Les neutrons dans CMS	9
1.6. Objectifs de la thèse	10
<i>Chapitre 2 Le détecteur MSGC</i>	<i>11</i>
2.1. Introduction	11
2.2. Principe de fonctionnement d'un détecteur à volume sensible gazeux	12
2.2.1. Interactions particules - matière	12
2.2.2. Dérive et diffusion	15
2.2.3. Amplification des électrons	17
2.2.4. Le choix du gaz	18
2.3. Le MSGC	19
2.3.1. Q'est-ce qu'un MSGC ?	19
2.3.2. Performances	21
2.3.3. La GEM	22
2.3.4. Choix de CMS	24
<i>Chapitre 3 Neutrons rapides</i>	<i>26</i>
3.1. Méthode de production des neutrons	27
3.2. Spectre en énergie et flux absolu du faisceau de neutrons	28
3.2.1. La méthode d'activation	28
3.2.2. La méthode de "déconvolution"	30
3.2.3. Les réactions d'activation	33
3.2.4. La détection des gamma	35
3.2.5. Estimation de l'auto-absorption	41
3.2.6. Mesures et résultats	41
3.3. Profil du faisceau	45
3.3.1. Le dosimètre TLD	45
3.3.2. Le film photographique	46
3.3.3. Mesures et résultats	46
3.4. Débit de dose du faisceau	53
3.4.1. La chambre à ionisation	53
3.4.2. Le dosimètre RPL	53
3.4.3. Le dosimètre PAD	54
3.4.4. Mesures et résultats	54
3.5. Contamination du faisceau	55
3.5.1. Composition du filtre	55
3.5.2. Efficacité du filtre	56
3.6. Conclusions	58

Chapitre 4 Les irradiations neutrons	59
4.1. Instruments et acquisition de données	59
4.1.1. Le système de régulation et de mélange de gaz	59
4.1.2. Un électromètre flottant haute tension	60
4.1.3. Le système d'acquisition du courant de fuite	62
4.1.4. Contrôle du module haute tension	63
4.2. Irradiation	64
4.2.1. Le premier test en faisceau de neutron	64
4.2.2. Le premier test de MSGC « Open Design » à Louvain-la-Neuve	65
4.2.3. Le second test de MSGC « Open Design » à Louvain-la-Neuve	73
4.2.4. MSGC de l'IMEC	77
4.2.5. Test beam GEM + pick-up strips	90
4.3. Conclusions	97
Chapitre 5 Tests de MSGC au PSI	98
5.1. Introduction	98
5.2. Les détecteurs	98
5.3. Les Résultats	99
5.4. Conclusions	99
Chapitre 6 Conclusions Générales	100
6.1. Le faisceau intense de neutrons	100
6.2. Les tests d'irradiation	100
6.3. Les derniers tests au PSI	101
Annexes	102
A.1. Programme MATLAB de "déconvolution"	102
A.2. Distribution de dose TLD	106
A.3. Estimation de l'angle solide (carré)	107
A.4. Estimation de l'angle solide (rond)	111
Références bibliographiques	115

Introduction générale

Le Modèle Standard décrivant les interactions électromagnétiques, faible et forte a été vérifié avec une remarquable précision grâce, entre autres, aux expériences situées auprès du collisionneur LEP¹ au CERN². Malgré cela, certaines questions relatives à la validité de ce modèle restent d'actualité.

En effet, le mécanisme utilisé pour expliquer l'origine de la masse des particules devrait avoir pour conséquence l'apparition d'une particule nommée « boson de Higgs » qui n'a pas encore été mise en évidence. De même, plusieurs modèles d'extension du Modèle Standard ayant pour objectif d'unifier toutes les interactions fondamentales ont été proposés. Si les hypothèses de travail sont justifiées, de nouvelles particules devraient être mises en évidence telles les particules supersymétriques.

Si les physiciens n'ont pas encore pu démontrer expérimentalement ces propositions théoriques, c'est dû au fait que les énergies à mettre en jeu sont supérieures à celles actuellement disponibles et ce avec une luminosité suffisante.

C'est pourquoi le CERN a décidé de construire un nouveau collisionneur : le LHC³ ; celui-ci va remplacer le LEP et les particules utilisées seront des protons ou des noyaux lourds tels que le plomb. Il devrait être mis en service en 2005.

Auprès de ce nouvel accélérateur, plusieurs expériences sont prévues ; ce sont ATLAS⁴[1] et CMS⁵[2] comme détecteurs polyvalents, LHCb[3] pour l'étude de la physique du B et ALICE⁶[4] pour l'étude des collisions d'ions lourds.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des développements instrumentaux de l'expérience CMS. Plusieurs instituts belges dont l'UCL, en collaboration avec des instituts étrangers, travaillent à la construction de détecteurs gazeux à micro-pistes (MSGC) pour le trajectographe central.

En effet, le MSGC a été choisi, avec la technologie des détecteurs au silicium, pour faire partie du trajectographe de CMS. Celui-ci doit permettre la reconstruction des trajectoires des particules chargées produites lors des interactions au centre du multi-détecteur CMS.

A l'époque du choix de la collaboration CMS pour les MSGC, ces détecteurs représentaient une nouvelle technologie fort prometteuse de par ses performances

¹ Large Electron Positron collider

² Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

³ Large Hadron Collider

⁴ A Toroidal LHC ApparatuS

⁵ Compact Muon Solenoid

⁶ A Large Ion Collider Experiment

potentielles telles qu'une très bonne résolution spatiale et une capacité de comptage relativement élevée.

Cependant, des simulations ont montré que ces détecteurs devaient fonctionner dans un environnement assez agressif constitué d'un mélange de particules assez hétéroclites. C'est pourquoi il est nécessaire de vérifier que les MSGC pourront effectivement être utilisés sans trop de diminution de leurs performances

Parmi les particules présentes dans CMS, des neutrons énergétiques et des particules fortement ionisantes peuvent provoquer des dégâts irréversibles. C'est pourquoi, nous nous sommes lancés dans l'étude du comportement des détecteurs de type MSGC sous irradiation de neutrons rapides à Louvain-la-Neuve.

Bien que les premiers tests à Louvain-la-Neuve aient montré certaines faiblesses des MSGC lors de fortes ionisations (présences de décharges entre les électrodes), les efforts de la collaboration ont été couronnés d'un succès méritoire lors des derniers tests effectués au PSI fin 1999 et qui ont montré la maturité des détecteurs MSGC quant à leur utilisation dans un environnement tel que celui prévu auprès du LHC.

Néanmoins, les derniers résultats au PSI qui ont montré que les détecteurs de type MSGC peuvent être utilisés auprès de CMS, n'ont pas suffi à convaincre la communauté de CMS. En effet, même si celle-ci a reconnu les qualités des MSGC, elle a décidé, au début de l'année 2000, à une très courte majorité, d'abandonner les MSGC au profit des détecteurs de type silicium.

Nos travaux de recherche s'étant arrêtés fin 1999, nous présentons nos travaux dans le cadre des objectifs fixés à la collaboration avant la décision fatidique du début de l'année 2000.

Ce manuscrit est ainsi divisé en six chapitres. Dans le premier, nous décrivons brièvement le LHC, ses objectifs physiques, le détecteur CMS, les activités de la Belgique dans CMS ainsi que la problématique des neutrons qui seront présents pendant le fonctionnement du LHC avant de terminer par les objectifs principaux de cette thèse.

Le second chapitre traite des détecteurs gazeux MSGC prévus dans CMS. Nous présentons leurs principales caractéristiques et performances ainsi qu'une variante ayant un impact important sur la conception des MSGC pour CMS.

Le troisième chapitre montre les développements effectués auprès du cyclotron de Louvain-la-Neuve pour construire un faisceau intense de neutrons rapides ainsi que les méthodes et résultats utilisés pour en étudier les principales caractéristiques.

Le quatrième chapitre traite des irradiations effectuées dans le nouveau faisceau de neutrons à Louvain-la-Neuve : les conditions d'irradiation, les résultats ainsi que les conclusions qui en ont été tirées.

Le cinquième chapitre présente brièvement les derniers tests de détecteurs de type MSGC qui ont été effectués au PSI et qui ont démontré la maturité des recherches de développement effectuées sur les MSGC.

Le dernier chapitre rassemble les conclusions générales.

Chapitre 1 Le LHC

1.1. Le collisionneur LHC

Le grand collisionneur de hadrons LHC sera installé dans l'actuel tunnel du LEP qui fait 27.6 km de circonférence. Dans le cas du LHC, deux faisceaux de protons circulant en sens opposé dans deux tubes à vide séparés, seront accélérés pour atteindre une énergie de 7 TeV par proton. Ceci permettra d'atteindre une énergie maximale dans le centre de masse d'une collision p-p de 14 TeV.

La luminosité⁷ [5] nominale prévue est de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec une période initiale de 3 ans de fonctionnement avec une luminosité inférieure.

Les caractéristiques principales du LHC sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Particules en collision	p-p
Energie maximale du faisceau	Phase I/II 7 TeV
Luminosité maximale (en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Phase I/II $4 \cdot 10^{33}/10^{34}$
Fréquence de collision paquet-paquet	40 MHz
Nombre de paquets par faisceau	2835
Nombre de protons par paquet	Phase I/II $0.17 \cdot 10^{11}/1.05 \cdot 10^{11}$
Angle de croisement des paquets	200 μrad
Champ dipolaire	8.386 T

Il est à remarquer que le LHC est également conçu pour fonctionner avec des ions lourds tels que le plomb. Dans ce dernier cas, l'énergie totale par noyau correspond à 1250 TeV. La luminosité, quant à elle, pourra atteindre la valeur de $1.95 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

⁷ Si R est le taux de production et σ la section efficace pour une certaine réaction, alors la luminosité L [5] est définie comme : $R = L \sigma$ et peut être décrite comme étant le produit du flux de particules incidentes sur un nombre de particules cibles par unité de surface. Dans le cas de collisionneurs, la formulation analytique de la luminosité peut s'écrire comme :

$$L = \frac{N_1 N_2 f}{\sigma_x \sigma_y b}$$

où N_1 est le nombre de particules dans un paquet du faisceau, N_2 est le nombre de particules dans un paquet du faisceau tournant en sens opposé, f est la fréquence d'interaction (40 MHz dans le cas du LHC), b est le nombre de paquets présents dans le collisionneur et $\sigma_x \sigma_y$ correspond à la surface effective d'interaction entre les deux faisceaux.

1.2. Les objectifs physiques au LHC

Comme présenté dans l'Introduction générale, l'objectif principal de CMS est la découverte du boson de Higgs, témoin privilégié du mécanisme du même nom qui définit la manière dont les particules acquièrent une masse.

Les contraintes théoriques sur la masse du Higgs étant très lâches, CMS se devait de pouvoir « chasser » la particule sur un large domaine de masse. La Figure 1.1 montre, en fonction de la masse possible du Higgs, les canaux de désintégration du Higgs les plus adéquats à étudier ainsi que la gamme de sensibilité attendue pour CMS.

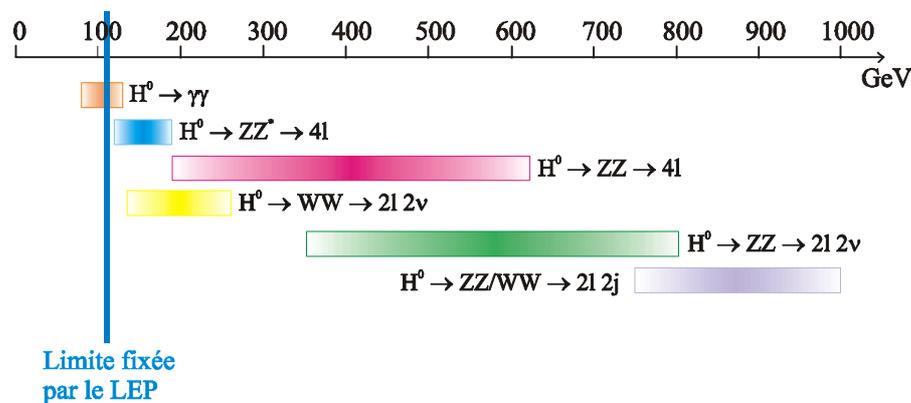


Figure 1.1: Sensibilité de CMS en fonction des canaux de désintégration du Higgs et en fonction de la masse du Higgs. L'abscisse représente la masse possible du Higgs en GeV.

Mais la recherche du Higgs n'est pas le seul objectif de CMS. En effet, on s'attend à une production élevée de mésons contenant un quark b. Cette production devrait permettre d'étudier la physique du B uniquement lors de la phase I, c'est-à-dire à faible luminosité.

Un autre objectif de recherche accessible à CMS est la recherche de toute trace de particules supplémentaires de type « supersymétrique » ou autre mettant en évidence des indices sur les modèles au delà du Modèle Standard.

1.3. CMS

CMS est un détecteur cylindrique (Figure 1.2) fermé par deux bouchons (ou parties latérales) pour couvrir le plus grand angle solide possible. Sa conception en fait un détecteur polyvalent optimisé pour les études de la physique à haute

luminosité. Les principales exigences expérimentales qui en découlent peuvent se résumer en quatre points :

- Une granularité très fine des divers détecteurs constituant CMS afin de pouvoir séparer, lors du traitement des données, les particules voisines produites lors des collisions. Cette contrainte amène à utiliser un nombre très élevé de canaux de lecture (de l'ordre de 100 millions).
- Un temps de réponse des détecteurs et de leur électronique associée compatible avec la fréquence élevée des croisements de paquets de protons (40 MHz) afin d'obtenir une efficacité optimale.
- Une bonne résistance aux dégâts radiatifs pour les détecteurs et leur électronique associée de manière à garantir une stabilité des performances de l'ensemble du détecteur pour les 10 années de fonctionnement prévu.
- Une sélection efficace des événements intéressants pendant la prise des données. En effet le taux d'événements produits comparé à ceux qui sont recherchés est excessivement grand (de l'ordre de 10^9) (voir Figure 1.3).

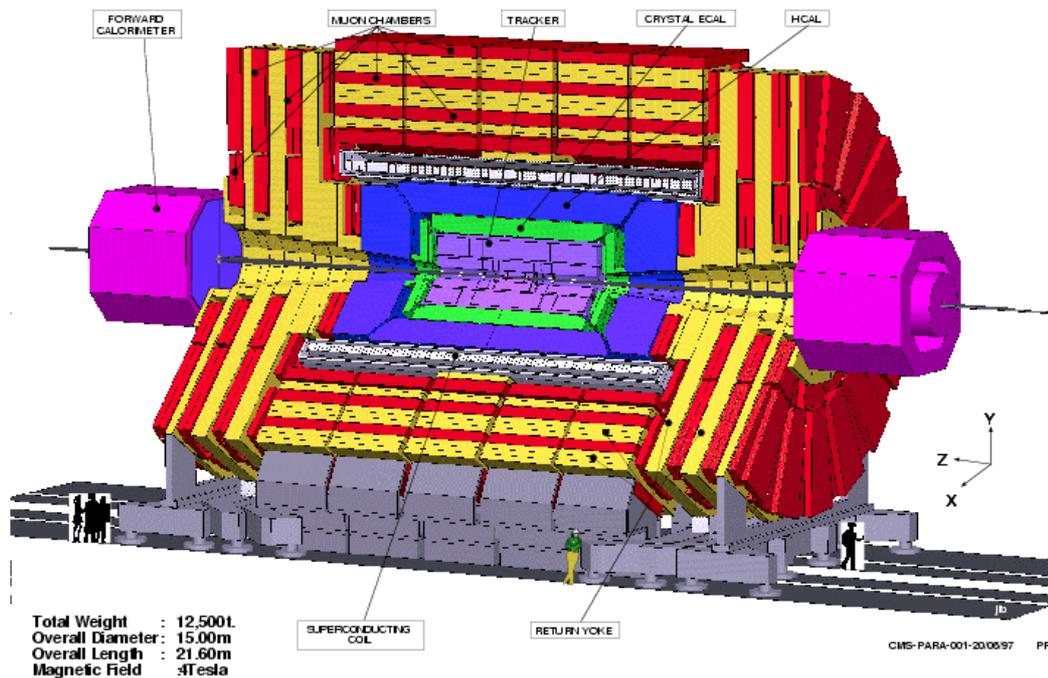


Figure 1.2 : Représentation tridimensionnelle du détecteur CMS avec ses divers composants[2].

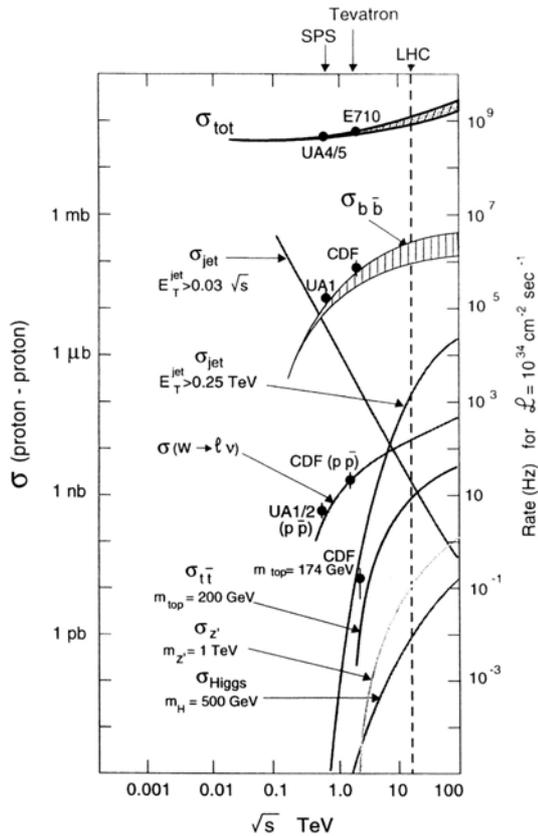


Figure 1.3 : Sections efficaces d'interaction proton-proton en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse de l'interaction. L'échelle de droite exprime ces sections efficaces en terme de nombre d'événements par seconde pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Afin d'atteindre ces exigences, le détecteur CMS sera principalement composé de [2]:

- Un trajectographe (Figure 1.4), pour sa partie la plus centrale, dont le but est de reconstruire de la manière la plus précise possible la trajectoire des particules avec une efficacité élevée. Il sera constitué de différents types de détecteurs de traces : des pixels silicium, des senseurs au silicium à micro-pistes pour la partie la plus centrale du trajectographe et des MSGC pour les parties les plus extérieures.
- Un aimant supraconducteur solénoïdal de 4T permettant de courber la trajectoire des particules chargées. La mesure de cette courbure est utilisée pour identifier le signe de la charge des particules ainsi que pour calculer leur impulsion.
- Des calorimètres (électromagnétique et hadronique) qui permettent de mesurer l'énergie des particules. Ils fournissent une information spatiale dont la précision est fonction de leur granularité. Le calorimètre électromagnétique,

composé de cristaux inorganiques, permet de n'être sensible quasiment qu'aux électrons et aux photons tandis que le calorimètre hadronique est sensible à tous les hadrons. Il est composé de couches successives de plaques métalliques et de plaques de plastiques scintillants.

- Les détecteurs de muons sont situés le plus à l'extérieur du détecteur. En effet, seuls les muons assez énergétiques parviennent à traverser les différentes couches de détecteurs et l'aimant. Ils seront constitués principalement de détecteurs de type gazeux.

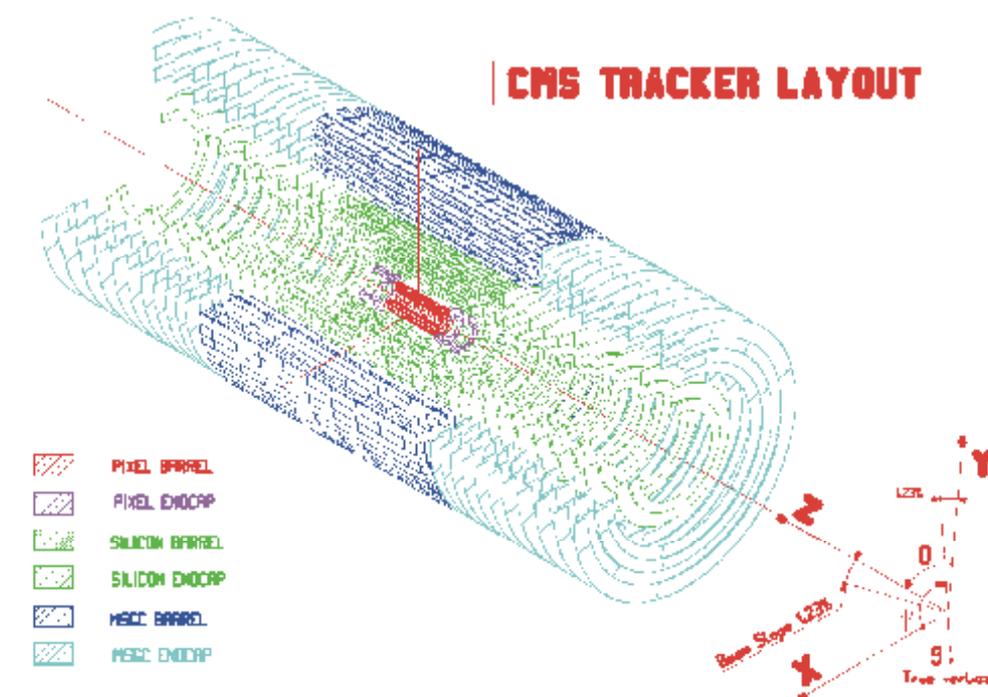


Figure 1.4 : Représentation du trajectographe de CMS.

1.4. Louvain-la-Neuve dans CMS

Diverses universités belges (UCL, UIA⁸, ULB⁹, UMH¹⁰, VUB¹¹) impliquées dans CMS ont convenu de participer à la mise au point et à la construction des bouchons extérieurs du trajectographe en coopération avec les universités de Strasbourg, Aachen et Lyon. Ils seront composés de détecteurs de type MSGC.

⁸ Universitaire Instelling Antwerpen

⁹ Université Libre de Bruxelles

¹⁰ Université de Mons Hainaut

¹¹ Vrij Universiteit Brussel

Les objectifs de cette collaboration sont la conception, le développement, la mise au point, les tests ainsi que la construction des détecteurs MSGC qui seront placés dans les bouchons du trajectographe de CMS.

1.5. Les neutrons dans CMS

Du fait de la présence du haut taux d'interactions de protons dans le cœur de CMS, une grande quantité de particules secondaires dont des neutrons est attendue. L'énergie de ces neutrons peut dépasser 100 MeV avec un flux de $10^6 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Selon une étude basée sur des simulations [6], le nombre de neutrons produits dans le cœur de CMS peut atteindre une fluence¹² de $10^{14} \text{ n cm}^{-2}$ pour 10 années de fonctionnement du LHC. La Figure 1.5 montre la distribution attendue de l'énergie des neutrons dans des conditions proches de celles que devraient subir les MSGC dans CMS, c'est-à-dire à une distance de 80 cm de l'axe du faisceau ($r = 80 \text{ cm}$) et pour une pseudo-rapacité¹³ [7] entre 1 et 2 ($\eta = 1-2$). Sur cette même figure est représentée la distribution en énergie du faisceau de neutrons que nous avons développé à Louvain-la-Neuve.

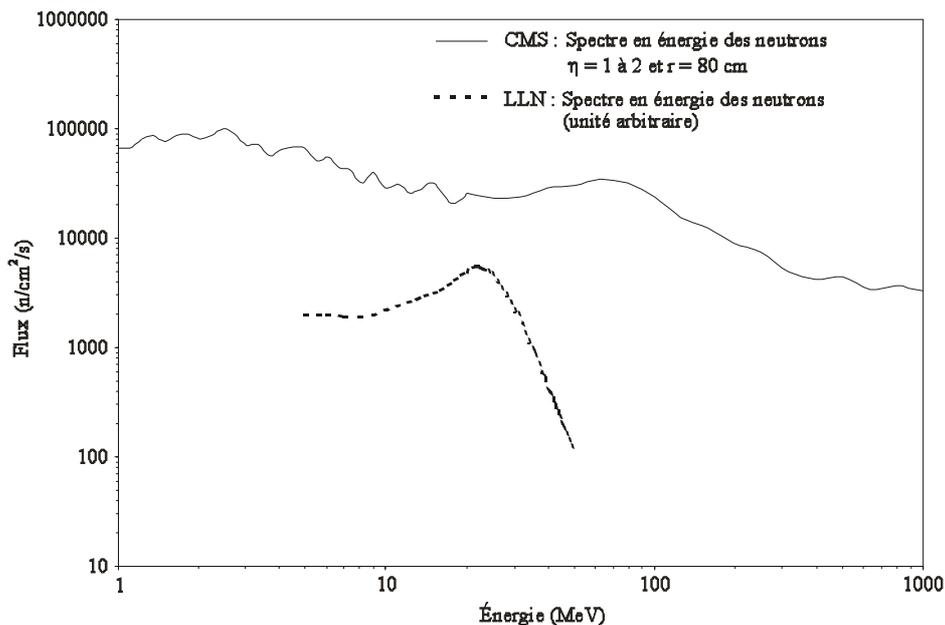


Figure 1.5 : Spectre en énergie des neutrons attendu dans CMS

La présence d'une telle quantité de neutrons pose le problème de la résistance aux dégâts radiatifs. En effet, les réactions avec les noyaux induites par les neutrons peuvent :

¹² Dans le texte, la fluence est définie comme l'intégration du flux sur une certaine durée. Ses unités sont donc des particules par cm^2 .

¹³ La distribution de la pseudo-rapacité η permet de relier l'impulsion transverse pour toutes particules par rapport à l'axe du faisceau et la distribution angulaire de ces particules par rapport à ce même axe.

- modifier la structure des matériaux et donc leurs propriétés mécaniques, électriques et thermiques ;
- activer les matériaux et rendre difficile une maintenance rapide ;
- produire des hadrons chargés fortement ionisants qui pourraient perturber les MSGC (décharges).

1.6. Objectifs de la thèse

Au vu du flux de neutrons attendu et de leur domaine d'énergie, il devenait nécessaire d'étudier le comportement des détecteurs utilisés dans CMS soumis à une irradiation par des neutrons.

Or, si pour des énergies inférieures à quelques MeV, les principales réactions sont de type (n,γ) , au delà, des réactions de types (n,p) , (n,d) , (n,α) , ...peuvent apparaître. Ces réactions sont susceptibles de produire des hadrons secondaires fortement ionisants potentiellement dangereux pour les détecteurs.

Nous nous sommes donc attelés à :

- Développer un faisceau de neutrons suffisamment intense pour atteindre une fluence comparable à 10 années de fonctionnement auprès du LHC en un temps relativement court.
- Connaître au mieux les caractéristiques du faisceau de neutrons développé.
- Étudier le comportement des MSGC dans le faisceau de neutrons.

Chapitre 2 Le détecteur MSGC

2.1. Introduction

En 1968, Charpak et ses collaborateurs introduisent la chambre proportionnelle multi-fils ou MWPC¹⁴ [8] et révolutionnent ainsi les méthodes de détection et de trajectographie en physique des particules. Depuis lors, diverses variantes ont permis d'étendre la gamme de ces détecteurs sans y apporter des concepts fondamentalement nouveaux.

La MWPC, schématisée sur la Figure 2.1, est composée d'une grille de fils (anodes) parallèles équidistants (le pas est de l'ordre du millimètre) situés entre deux plans cathodiques portés à une haute tension et délimitant un volume rempli de gaz. Lors du passage d'une particule chargée, les électrons d'ionisation produits dans le gaz (voir § 2.2.1a), dérivent vers les anodes sous l'effet du champ électrique (voir § 2.2.2b) et sont multipliés dans leur voisinage (voir § 2.2.3). Une impulsion électrique apparaît sur les fils d'anodes proches.

Dans les chambres MWPC, la résolution spatiale est étroitement liée à l'espacement entre les fils d'anodes. Il est techniquement difficile de diminuer cette distance en dessous du millimètre.

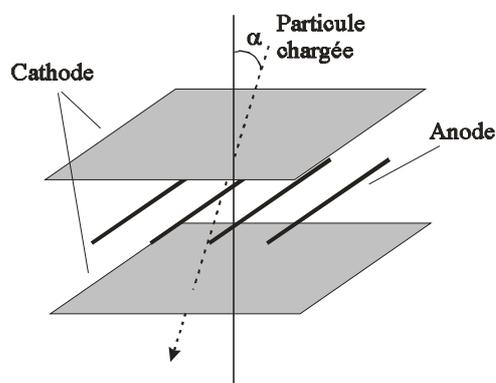


Figure 2.1: Schéma de principe d'une chambre proportionnelle multi-fils.

En 1988, A.Oed [9] introduit un perfectionnement qui tire parti des méthodes de photo-lithographie employées en micro-électronique. En effet, grâce à ces techniques, l'espacement des anodes peut être fortement réduit. Dorénavant, ces anodes sont

¹⁴ Multi-Wire Proportional Chamber

« imprimées » sur un support en verre et le pas inter-anodes peut être plus petit que 100 μm . Le MSGC¹⁵ ou compteur à gaz à micro-pistes est né.

Nous présenterons dans ce chapitre le principe de fonctionnement d'un détecteur à gaz avant de parler des MSGC et de leurs performances. Pour des descriptions plus détaillées du fonctionnement d'une MWPC (très similaire à celui d'un MSGC), il existe de nombreuses références, voir par exemple [10]. Nous terminerons par une brève description d'une évolution récente liée aux MSGC ainsi que les choix de CMS.

2.2. Principe de fonctionnement d'un détecteur à volume sensible gazeux

2.2.1. Interactions particules - matière

a. PERTE D'ÉNERGIE ET IONISATION POUR LES PARTICULES CHARGÉES

Lors de leur passage à travers un matériau, les particules chargées interagissent principalement via l'interaction électromagnétique avec les électrons des atomes (molécules) de gaz. Cette interaction a pour principale conséquence l'éjection de l'un des électrons de l'atome (molécule) produisant ainsi une paire d'électron – ion. C'est l'ionisation. L'énergie moyenne [11] ainsi perdue par la particule incidente est exprimée par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{\rho dx} = C \frac{Zz^2}{A\beta^2} F(\beta) \quad (2.1)$$

où, lorsque la particule incidente est un électron,

$$F(\beta) = \ln\left(\frac{m_e c^2 \beta \gamma^{3/2}}{I}\right) - \frac{\ln 2}{\gamma} - \frac{\beta^2 \ln 2}{2} + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)^2 \quad (2.2)$$

avec :

E = énergie du projectile,

ρ = densité du matériau traversé,

$$C = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A = 0.30707 \text{ MeV cm}^2 \text{ mol}^{-1}$$

N_A = nombre d'Avogadro

m_e = masse de l'électron

r_e = rayon classique de l'électron = $2.818 \cdot 10^{-13}$ cm

Z = nombre atomique du milieu

A = masse atomique du milieu (g/mol)

z = charge du projectile en unité de charge élémentaire e

¹⁵ Micro-Strip Gas Counter

c = vitesse de la lumière

β = vitesse réduite du projectile = v/c

γ = facteur de Lorentz de la particule incidente = $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

I = potentiel d'ionisation moyen du milieu.

Dans le cas d'une particule nettement plus massive que l'électron,

$$F(\beta) = \ln\left(\frac{m_e c^2 \beta \gamma^{3/2}}{I}\right) - \frac{1}{2} \ln\left(1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \frac{m_e^2}{M^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{D}{Z} \quad (2.3)$$

où M est la masse du projectile, δ une correction liée au comportement des particules ultra-relativistes qui tend asymptotiquement vers $2\ln\gamma$ et D une correction liée au milieu traversé.

Sur la Figure 2.2, nous montrons l'évolution de cette perte d'énergie en fonction de la quantité de mouvement pour diverses particules dans différents matériaux. On remarque que la perte d'énergie passe par un minimum pour des valeurs de $\beta\gamma$ situées entre 3 et 4. Les particules ayant une énergie telle que $\beta\gamma \approx 3-4$ sont dites au minimum d'ionisation ou MIPs¹⁶.

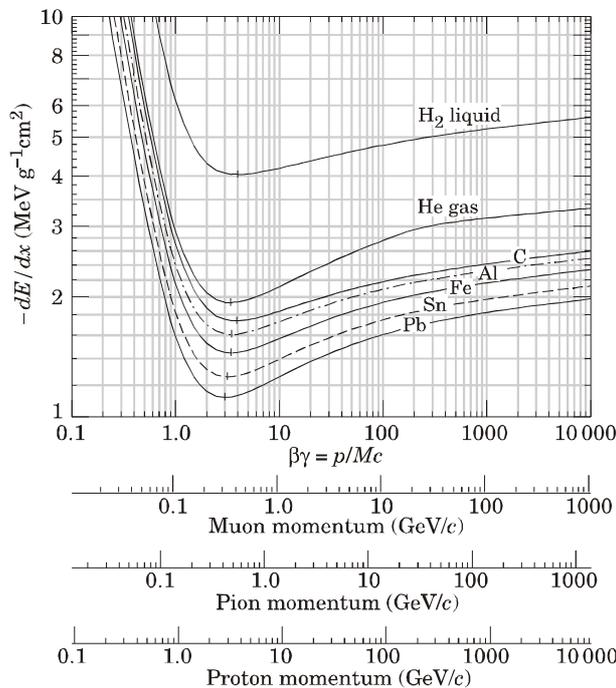


Figure 2.2 : Evolution de la perte d'énergie en fonction de la quantité de mouvement pour différentes particules dans plusieurs matériaux [12]

¹⁶ Minimum Ionising Particle

La perte d'énergie par ionisation est un phénomène statistique dont la moyenne est donnée par la relation de Bethe-Bloch. Un grand nombre d'interactions avec faible transfert d'énergie aboutit à une distribution gaussienne des pertes d'énergie.

Pour de très faibles épaisseurs de matière, la perte d'énergie moyenne résulte d'un petit nombre d'interactions ayant chacune une large gamme de transfert d'énergie possible dont la valeur maximum est $E_M = \frac{2m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2}$ [10]. Dans le cas où l'énergie déposée est très petite comparée à l'énergie de la particule incidente, la perte d'énergie présente une distribution statistique caractéristique non gaussienne. Cette distribution est dite de Landau (Figure 2.3) et peut s'exprimer comme :

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad (2.4)$$

où $\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\xi}$ est l'écart relatif à la perte d'énergie la plus probable ΔE_{mp} , ΔE étant la perte d'énergie réelle et ξ l'énergie moyenne perdue.

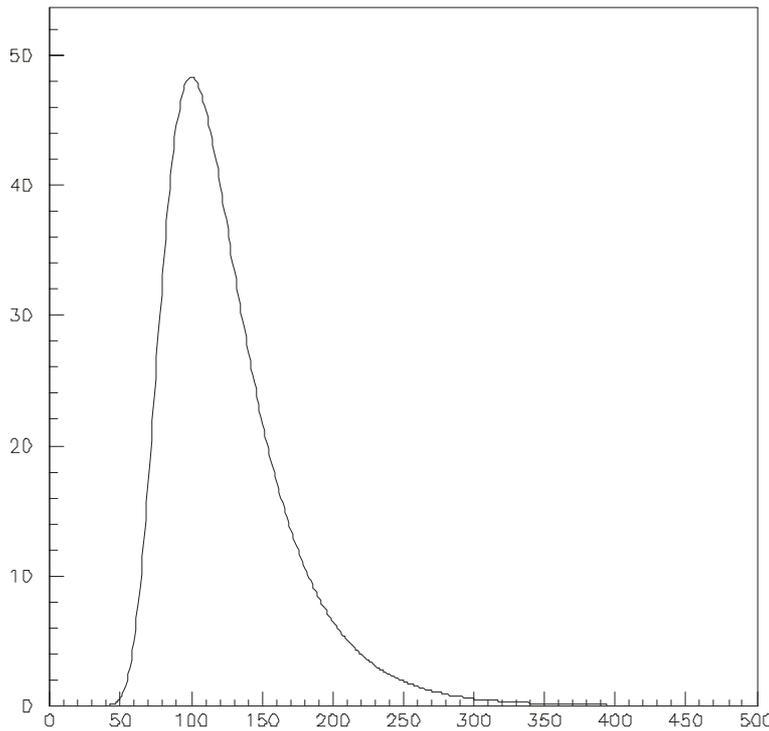


Figure 2.3 : Forme typique d'une distribution de Landau où l'abscisse représente λ et l'ordonnée est en unité arbitraire.

b. IONISATION PRIMAIRE ET TOTALE

Lors du passage d'une particule chargée dans la matière, l'énergie qu'elle dépose peut permettre d'arracher un certain nombre d'électrons aux atomes (molécules) du

milieu traversé, c'est l'ionisation primaire. Le nombre total moyen n_{tot} de paires électron-ion ainsi créées peut être évalué par :

$$n_{tot} = \frac{\Delta E}{W} \quad (2.5)$$

où W est l'énergie effective moyenne pour produire une ionisation dans le gaz.

c. CAS DES PARTICULES NEUTRES

En ce qui concerne les particules neutres (principalement les photons et les neutrons), elles ne sont pas directement détectables. Il faut d'abord qu'elles interagissent avec le milieu (diffusion Compton, effet photo-électrique, interaction nucléaire) pour produire des particules secondaires chargées susceptibles d'ioniser le milieu sensible.

2.2.2. Dérive et diffusion

a. DIFFUSION DES ÉLECTRONS

Considérons un électron dans un gaz en l'absence de champs électrique et magnétique externes. Si τ est le temps moyen entre deux collisions successives de l'électron avec un atome ou une molécule du gaz, alors la probabilité que l'électron ne subisse pas de collision après un temps t est $e^{-\frac{t}{\tau}}$. Si on considère un nuage d'électrons, il va s'étendre dans toutes les directions avec une distance quadratique moyenne δ_0 donnée par [13] :

$$\delta_0^2 = \frac{1}{3} \int_0^\infty \frac{dt}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \left(l_0 \frac{t}{\tau} \right)^2 = \frac{2}{3} l_0^2 \quad (2.6)$$

où l_0 est le libre parcours moyen d'un électron tandis que la vitesse moyenne des électrons est supposée $\frac{l_0}{\tau}$. Si chaque collision rend parfaitement aléatoire la direction de chaque électron, alors après un temps long comparé à τ et un grand nombre de collisions, l'extension spatiale du nuage d'électrons suit une distribution gaussienne dont la largeur varie comme :

$$\sigma_0^2(t) = \frac{2t}{3\tau} l_0^2 \quad (2.7)$$

On définit le "coefficient de diffusion" D comme :

$$D = \frac{\sigma_0^2(t)}{2t} \quad (2.8)$$

La diffusion des électrons dans le gaz aura évidemment un impact sur la résolution spatiale du détecteur puisque le nuage d'électrons aura tendance à s'élargir au cours du temps.

b. DÉRIVE DES ÉLECTRONS

En présence de champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} , la vitesse instantanée \vec{v} d'un électron de charge e et de masse m dans un gaz est solution de l'équation:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e(\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{Q}(t) \quad (2.9)$$

où $\vec{Q}(t)$ exprime les effets liés aux éventuelles collisions de l'électron avec les molécules du gaz. Si on suppose que les valeurs de champs ne varient que faiblement le long de la trajectoire de l'électron, l'équation (1.9) peut être résolue en faisant une moyenne sur un temps long comparé au temps moyen τ entre deux collisions. La solution stationnaire, appelée vitesse de dérive \vec{v}_D , est donnée par [13]:

$$0 = \left\langle m \frac{d\vec{v}}{dt} \right\rangle = e\vec{E} + e(\vec{v}_D \times \vec{B}) - \frac{m}{\tau} \vec{v}_D, \quad (2.10)$$

où $\vec{Q}(t)$ a été considéré comme un terme de friction (ce qui permet de le supposer proportionnel à la vitesse \vec{v}_D).

On introduit la mobilité μ de l'électron dans le gaz comme $\vec{v}_D = \mu\vec{E}$ (pour $\vec{B} = 0$) et la fréquence cyclotron $\omega = \frac{eB}{m}$; il vient alors

$$\vec{v}_D = \mu\vec{E} + \tau\vec{v}_D \times \omega\vec{B}. \quad (2.11)$$

En résolvant cette équation pour \vec{v}_D on obtient l'expression de la vitesse de dérive en fonction des champs électrique et magnétique :

$$\vec{v}_D = \frac{\mu E}{1 + \omega^2 \tau^2} \left[\hat{E} + \omega\tau\hat{E} \times \hat{B} + \omega^2 \tau^2 (\hat{E} \cdot \hat{B})\hat{B} \right]. \quad (2.12)$$

où \hat{E} et \hat{B} sont les vecteurs unitaires selon les directions respectives de \vec{E} et \vec{B} .

Bien que la dérive des électrons est due au champ électrique, ils ne suivent pas nécessairement les lignes du champ électrique. Ce sera le cas seulement si $\omega\tau = 0$ (champ magnétique inexistant). Pour des valeurs de $\omega\tau$ élevées (champ magnétique important), le troisième terme de l'équation (2.12) devient dominant et les électrons suivent principalement les lignes de champ magnétique.

c. DÉRIVE DES IONS

Dans le cas des ions (positifs), ceux-ci suivent les mêmes règles mais, du fait de leur masse nettement plus élevée, ils acquièrent une vitesse nettement plus faible (plusieurs ordres de grandeur). De plus, ayant une charge opposée, ils vont en sens inverse des électrons.

2.2.3. Amplification des électrons

Lorsque les électrons d'ionisation produits par la particule chargée atteignent une énergie suffisante lors de leur accélération par le champ électrique, ils peuvent à leur tour ioniser des molécules (atomes) du milieu. Ces électrons secondaires peuvent ainsi, à leur tour, produire des électrons tertiaires ; c'est un mécanisme d'avalanche.

Si $\frac{1}{\alpha}$ est le libre parcours moyen des électrons pour une ionisation secondaire alors α est la probabilité d'une ionisation par unité de distance parcourue, aussi connu comme le premier coefficient de Townsend. Pour n électrons à un instant quelconque il y aura $dn = n\alpha dx$ nouveaux électrons créés sur une distance dx . Et donc, sur une distance totale x , le nombre total d'électrons ainsi créés sera:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.13)$$

où n_0 est le nombre initial d'électrons. Le facteur de multiplication M , ou gain, est

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}. \quad (2.14)$$

Dans un détecteur à gaz, on distingue en général 6 régions (Figure 2.4) qui correspondent à des modes de fonctionnement distincts :

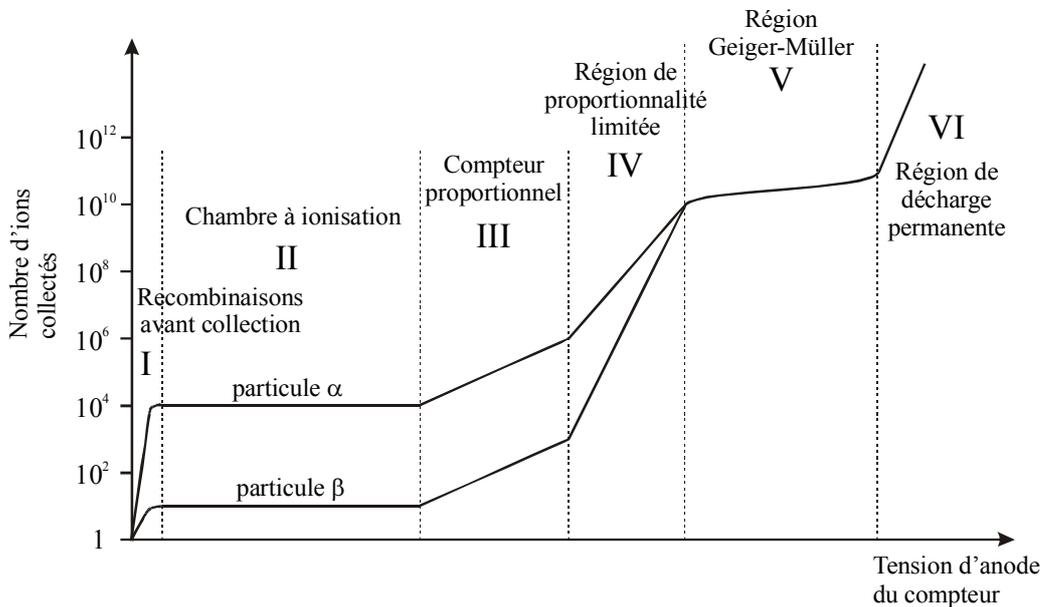


Figure 2.4 : Variation du gain d'un détecteur à gaz en fonction de la tension d'anode.

- Région I : le champ électrique est trop faible et une fraction des charges produites lors de l'ionisation primaire du gaz se recombine avant de produire d'autres ionisations secondaires ou d'être collectées.

- Région II : le détecteur fonctionne en « mode ionisation », c'est-à-dire que tous les électrons d'ionisation sont collectés sur l'anode. Le taux de recombinaison est négligeable.
- Région III : le champ électrique est devenu suffisamment intense pour permettre le processus de multiplication. Le nombre de charges collectées reste proportionnel au nombre d'électrons formés lors de l'ionisation primaire et donc à l'énergie déposée. Dans ce mode de fonctionnement le gain M est constant.
- Région IV : la proportionnalité tend à disparaître.
- Région V : dans ce mode, la charge collectée n'est plus proportionnelle à la perte d'énergie mais elle tend vers une valeur constante.
- Région VI : on atteint la région de décharge continue. Dans ce cas, on risque de détruire le détecteur.

Les MSGC sont prévus pour fonctionner en mode proportionnel (Région III).

2.2.4. Le choix du gaz

Le choix du gaz dépend des caractéristiques recherchées pour le détecteur : une tension de fonctionnement aussi peu élevée que possible, un haut gain, une grande capacité de comptage, un vieillissement lent ou inexistant,... En règle générale, pour satisfaire au mieux les conditions recherchées, il est nécessaire d'utiliser un mélange composé d'un gaz noble et d'un gaz poly-atomique appelé « quencher » tel qu'un hydrocarbure.

Un gaz noble seul ne peut atteindre des gains élevés. En effet, lors de la création de l'avalanche, des atomes sont excités et peuvent émettre des photons (UV) capables d'ioniser d'autres atomes. De nouvelles avalanches peuvent ainsi être générées et mener à un phénomène de décharge continue.

Le "quencher" permet de dissiper l'énergie des UV sans production de nouvelles avalanches. Les molécules se retrouvent dans des états excités (rotationnels ou vibrationnels) et dissipent cette énergie par collisions élastiques avec le milieu ou dissociation. La recombinaison des fragments peut malheureusement aboutir à la formation de polymères dont l'accumulation peut entraîner une modification des caractéristiques électriques du matériau sur lequel il viendrait à se déposer. Le choix du quencher est donc déterminant pour assurer le bon fonctionnement du détecteur.

Évidemment le gaz noble et le « quencher » n'ont pas les mêmes comportements vis à vis de la dérive des électrons ou de la production d'électrons primaires. En fonction du type de détecteur et de son utilisation, les mélanges varient.

2.3. Le MSGC

2.3.1. Q'est-ce qu'un MSGC ?

a. STRUCTURE ET LIGNES DE CHAMP

Un MSGC (Figure 2.5) est principalement composé de pistes anodiques et cathodiques imprimées de façon régulière sur un support non conducteur (du verre en général) appelé substrat et une cathode de dérive située à quelques millimètres au dessus du substrat. La cathode de dérive va permettre le cheminement des électrons d'ionisation vers les anodes à proximité desquelles l'amplification aura lieu. La distance inter-anode est typiquement de 200 μm . Cette fine granularité permet d'atteindre une résolution spatiale excellente pour des détecteurs à gaz. Quant à la présence des pistes cathodiques, elles permettent principalement une collecte rapide des ions produits à proximité des anodes.

Cette structure permet de produire des lignes de champ allant de la cathode de dérive vers les anodes (Figure 2.6) qui, reliées à l'électronique de lecture, permettent de collecter le signal. Les ions positifs créés au voisinage des anodes lors de l'avalanche migrent vers les pistes cathodiques voisines.

La distance entre la cathode de dérive et le substrat, de l'ordre de 3 mm, permet une collecte du signal assez rapide.

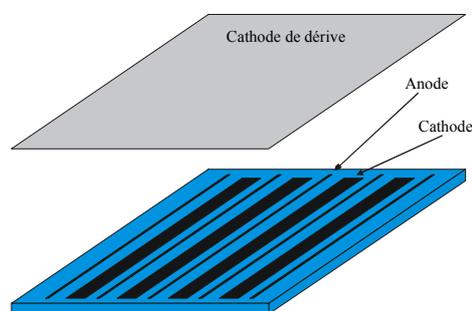


Figure 2.5 : Schéma mécanique d'un détecteur MSGC

b. TYPE DE SUBSTRAT

Le verre est généralement utilisé mais différents matériaux ont été testés tels que le plastique [14, 15], le silicium [16], du verre dopé très légèrement conducteur [17, 18] ou encore du verre normal recouvert d'une couche de matière légèrement conductrice (« coating ») [19]. Le choix du type de substrat influe principalement sur le comportement transitoire du dispositif (capacité, taux de comptage). En effet, lors des avalanches, des ions peuvent se déposer sur le substrat. Si celui-ci présente une résistivité électrique de surface trop élevée, à haut flux de radiation, les ions qui se déposent sur le substrat peuvent ne pas dériver suffisamment rapidement vers les

électrodes adjacentes. Ils vont alors s'accumuler et éventuellement produire des modifications locales du champ électrique et donc du gain.

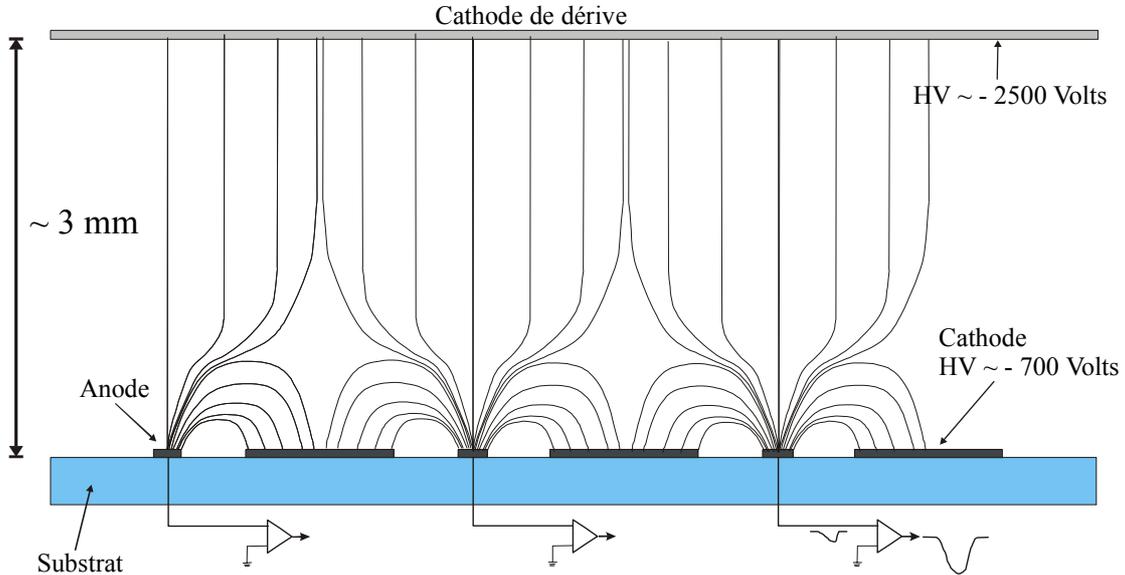


Figure 2.6 : Schéma des lignes de champ dans une MSGC.

A ce choix de support, vient s'ajouter le choix du matériau pour les électrodes qui peut être en aluminium, chrome, nickel ou or. Durant le fonctionnement du détecteur, le métal utilisé peut interagir avec le milieu (gaz, ions, impuretés, ...) et provoquer des effets non négligeables sur les performances à long terme tel que le vieillissement.

c. LE MÉLANGE DE GAZ

Comme le mélange de gaz est en même temps le milieu sensible, transporteur et amplificateur du signal, il doit satisfaire plusieurs contraintes simultanées et en particulier, celles fixées par les conditions de fonctionnement expérimentales de CMS : une résolution spatiale élevée et un environnement à haut flux de particules. Pour ce faire, le mélange doit avoir les caractéristiques suivantes :

- Une densité d'ionisation primaire n élevée pour atteindre une efficacité maximum avec une épaisseur minimale ;
- Une vitesse de dérivation v_D des électrons élevée pour limiter le temps mort du détecteur ;
- Un gain M élevé pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit;
- Ne pas être sujet à un vieillissement trop rapide.

Plusieurs études ont été réalisées dans ce domaine et les principaux mélanges qui ont été choisis pour CMS sont des mélanges à base d'argon ou de néon et de DME¹⁷ avec des proportions de 1/2-1/2 ou 1/3 – 2/3.

¹⁷ Di Méthyl Ether : (CH₃)₂O

2.3.2. Performances

a. RÉOLUTION EN ÉNERGIE

La résolution en énergie est généralement mesurée à partir de la réponse des MSGC à des rayons X du ^{55}Fe dont l'énergie est de 5.9 keV. Elle est calculée comme le rapport entre la largeur à mi-hauteur (FWHM¹⁸) de la distribution en énergie du signal mesuré et la position de sa valeur moyenne. Suivant les configurations géométriques et électriques et le mélange gazeux utilisé, cette résolution peut prendre des valeurs allant de 11 à 20 % [20, 21].

b. RÉOLUTION SPATIALE

Dans le cas où une seule piste du détecteur donne l'information du signal, une étude [22] a montré que l'on peut paramétrer la résolution spatiale σ_p en fonction de la distance inter-anode p de manière empirique par la relation:

$$\sigma_p = \frac{p}{\sqrt{12}}. \quad (2.15)$$

Cette approche est valable si le pas est nettement supérieur à la diffusion du nuage d'électrons qui est fonction du mélange de gaz utilisé. Pour un pas inférieur à 100 μm , la résolution tend à saturer vers 20 μm [22].

Des tests en faisceau ont montré que des résolutions spatiales de 30 à 40 μm sont réalisables [23] avec un pas de 200 μm .

c. EFFICACITÉ DE DÉTECTION

L'efficacité de détection est le rapport entre les nombres de particules détectées et incidentes. Dans le cas des MSGC, des valeurs supérieures à 99 % ont été mesurées [23] pour des particules au minimum d'ionisation.

d. TAUX DE COMPTAGE

Le taux de comptage d'un MSGC peut atteindre des valeurs aussi élevées que 10^6 Hz mm^{-2} sans perte de gain. Deux paramètres interviennent ici : une faible distance de parcours des ions avant d'être collectés mais surtout le type de substrat utilisé. En effet, en fonction de sa résistivité électrique, des résultats différents peuvent être obtenus [24].

e. VIEILLISSEMENT

Dans CMS, les MSGC devant fonctionner pendant 10 années, le comportement en fonction du temps revêt une certaine importance. En effet, les détecteurs doivent pouvoir accumuler une charge de 100 mC par cm de pistes [25] avec une perte de gain qui ne dépasse pas 20%.

¹⁸ Full Width Half Maximum.

Le vieillissement tient compte de l'ensemble des effets qui se produisent dans le détecteur et menant à une perte irréversible du gain. C'est un sujet complexe et pas encore complètement maîtrisé. De nombreux effets ont été mis en évidence.

- Pour les chambres à fils [26], il a été observé la formation de polymères qui se déposent sur les électrodes, modifiant ainsi les propriétés électriques du détecteur. Ces polymères proviennent soit du mélange gazeux lui-même (polymérisation provoquée lors de l'ionisation résultant d'une chimie complexe) soit de polluants provenant des bouteilles de gaz ou de dégazage des matériaux constituant le détecteur.
- Dans le cas des MSGC [27], deux processus majeurs ont été clairement identifiés. Ce sont les effets de charge de surface et le dépôt de polymères sur la surface du substrat.

La distribution des lignes de champ n'empêchant pas les ions de se déposer sur le substrat et celui-ci étant peu conducteur, l'accumulation de charges peut mener à une modification des lignes de champ et diminuer ainsi le gain.

Malgré les études et observations effectuées [27], il y a tellement de paramètres et de processus complexes, qu'il n'y a pas, à l'heure actuelle, de solution générale à ce problème mais plutôt des recommandations telles que :

- Des substrats ayant une « faible » résistivité de surface (environ $10^{14} \Omega/\square$) permettent de réduire les effets de charge de surface.
- Un choix judicieux du mélange de gaz, des matériaux [26,28] utilisés et de bonnes conditions de propreté permettent de limiter le vieillissement dû à la polymérisation.

f. TENUE AUX RADIATIONS

Comme le fonctionnement des MSGC repose surtout sur les propriétés électriques des différents composants, les effets dus aux dégâts radiatifs ne se feront ressentir que de manière indirecte. En effet, les matériaux utilisés sont généralement résistants aux radiations jusqu'à des doses assez élevées.

Néanmoins, le comportement en présence de particules fortement ionisantes (HIPs¹⁹) exige une étude détaillée. En effet, des essais [29,30] ont montré l'apparition de décharges qui peuvent conduire à des dégâts irréversibles aux électrodes. Nous reviendrons sur ce point dans le Chapitre 4.

2.3.3. La GEM

Depuis l'introduction du MSGC en 1988 par A. Oed, de nombreux types de détecteurs à gaz utilisant le même principe ont été introduits, les différences principales étant liées à la géométrie et à la position relative des différentes électrodes [31, 32,33].

¹⁹ Highly Ionising Particles

Dans ce paragraphe nous présentons la variante qui a eu l'impact le plus important pour CMS : le GEM²⁰ qui a apporté aux MSGC une solution aux problèmes de décharges électriques.

Le « multiplicateur d'électron » ou GEM a été introduit par F. Sauli en 1996 [34] comme un système de pré-amplification. Placé entre le substrat et la cathode de dérive il amplifie la charge primaire créée dans le volume de conversion avec un gain pouvant atteindre ~ 3000 . Ceci permet de diminuer l'amplification au niveau du substrat et de fonctionner à des valeurs réduites de la différence de potentiel entre les anodes et les cathodes. L'utilisation de cette technologie comme système de pré-amplification dans un détecteur à deux niveaux d'amplification a été proposée pour limiter les problèmes de décharges dans les détecteurs gazeux à haut gain.

Le GEM consiste en une feuille de kapton d'une épaisseur de $50 \mu\text{m}$ dont les 2 faces sont métallisées avec quelques microns de cuivre. Dans cette feuille composite on produit une structure régulière de trous (Figure 2.7).

Les deux couches en cuivre forment deux électrodes sur lesquelles est appliquée une différence de potentiel typiquement de l'ordre de 300 volts. Ceci permet la présence, au niveau des trous, d'une haute densité de champ électrique qui permet l'amplification des électrons primaires d'ionisation lorsqu'ils passent à travers les trous de la GEM.

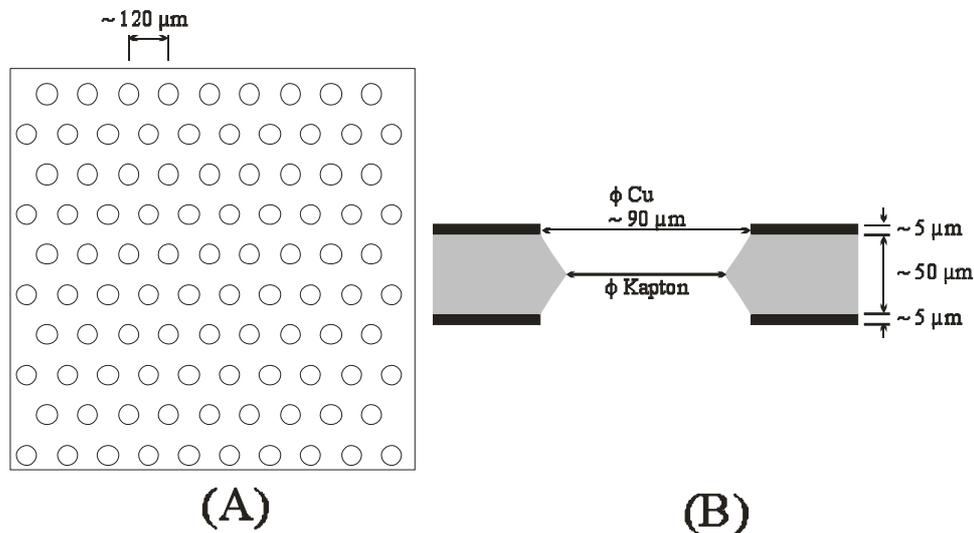


Figure 2.7 : Schéma d'un GEM, la figure (a) représente un exemple de structure de trous tandis que la figure (b) montre la coupe d'un trou.

Le GEM a été utilisé pour fabriquer des détecteurs à gaz à deux niveaux d'amplification tels que GEM + MSGC (Figure 2.8) sans qu'il y ait de diminution notable des performances [35].

²⁰ Gas Electron Multiplier

Dans ces géométries, la cathode de dérive produit le champ électrique faisant dériver les électrons d'ionisation vers les anodes. L'insertion de la GEM entre la cathode de dérive et les anodes permet ainsi d'amplifier le nombre d'électrons qui vont arriver au niveau des anodes. Suivant le gain au niveau de la GEM, le niveau d'amplification au niveau des anodes peut être fortement réduit ou même inutile.

Cette technique permet donc d'atteindre des gains élevés tout en limitant les contraintes de tension sur les électrodes et la probabilité de présence de décharges [29]. Néanmoins, un gain trop élevé au niveau de la GEM peut mener à des décharges entre les électrodes de la GEM (§ 4.2.5).

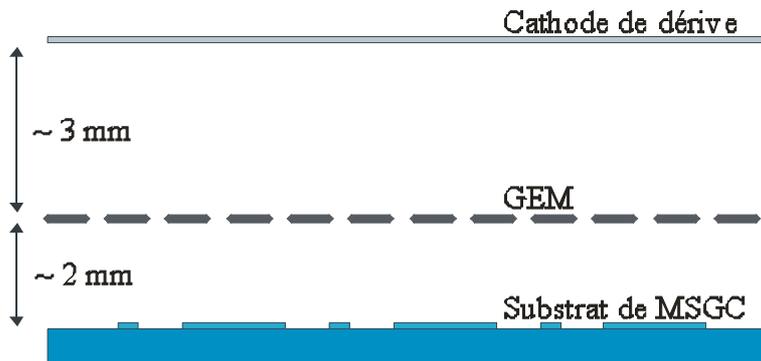


Figure 2.8 : Schéma d'un détecteur MSGC + GEM.

Une autre configuration proposée résulte du gain relativement élevé permis par le GEM. En effet, il est apparu qu'un système composé d'un GEM + MSGC permettait de détecter les particules même dans le cas où les tensions ne sont pas appliquées aux cathodes de la MSGC [36]. Ceci a amené à la proposition d'un détecteur composé d'un GEM comme multiplicateur de signal et d'un circuit imprimé (PCB²¹) pour collecter le signal. Comme la technologie de fabrication de ces cartes permet d'imprimer des pistes assez larges avec un pas aussi petit que 200 μm pour un prix avantageux par rapport à celui des MSGC, cela rend en principe possible la fabrication de ces détecteurs à plus bas prix. Une autre caractéristique sur laquelle nous reviendrons plus tard est sa robustesse aux décharges.

Bien évidemment des essais de GEM associés à d'autres types de détecteurs à gaz ont été réalisés [37] mais ils ne concernent pas ces travaux.

2.3.4. Choix de CMS

Comme le concept des MSGC était assez neuf au moment du choix de CMS pour son utilisation dans le trajectographe central, plusieurs versions ont été proposées depuis la proposition d'expérience [38] en 1992. En effet, au fur et à mesure que des

²¹ Printed Circuit Board

connaissances étaient acquises sur le fonctionnement des MSGC, des problèmes tels que le vieillissement ou le comportement face aux HIPs sont apparus.

Nous présentons dans ce paragraphe les principales évolutions du concept choisi au cours du temps par la collaboration CMS.

a. LE « PERFORMANCE PROTOTYPE »

Dans la lettre d'intention [38] ainsi que la proposition technique [39], la collaboration CMS a indiqué les grandes lignes des performances attendues des MSGC à utiliser. Cette période fut intense en études des performances pour des substrats, des mélanges de gaz, des matériaux divers, ...

En 1998, la collaboration arrivait à un consensus sur une conception mécanique [40] dont le substrat était composé de :

- verre Desag D263 pour le support ;
- des pistes en or ;
- un recouvrement en verre semi-conducteur (Pestov) ;
- une passivation sur les bords des cathodes par un polyimide.

b. GEM + MSGC

Vers la même époque, la GEM était introduit et la solution MSGC à un seul niveau d'amplification mise en doute à cause de son comportement face aux HIPs. La collaboration introduisit alors une nouvelle configuration composée d'un simple substrat avec une GEM (Figure 2.8) et une cathode de dérive. Cette configuration a montré d'excellents résultats pour sa tenue aux radiations.

Chapitre 3 Neutrons rapides

D'après les simulations [41], on attend une fluence de neutrons d'environ 10^{14} neutrons par cm^2 (Figure 1.5) dans le cœur de CMS sur une période d'exploitation de 10 années. Si nous voulons atteindre une telle fluence en un temps raisonnable (inférieur à 10 heures), cela signifie que nous devons irradier les détecteurs avec un flux de neutrons de minimum $2.8 \cdot 10^9$ neutrons par cm^2 par seconde.

Or, s'il existe effectivement deux faisceaux différents de neutrons rapides à Louvain-la-Neuve, aucun d'eux n'atteignait un tel flux au début de ce travail. C'est pourquoi, guidés par l'objectif d'atteindre un maximum d'intensité, nous avons décidé de développer une nouvelle ligne de faisceau.

Nous présentons dans ce chapitre la production du faisceau de neutrons (Figure 3.1) et les méthodes utilisées pour en étudier les caractéristiques.



Figure 3.1 : Photographie de la nouvelle ligne de faisceau intense de neutrons rapides (voie T2).

3.1. Méthode de production des neutrons

Pour produire les neutrons, nous avons exploité la réaction ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{Be}$ en utilisant une cible épaisse de béryllium et un faisceau de deutons d'une intensité maximum de $10\ \mu\text{A}$ et d'énergie cinétique de $50\ \text{MeV}$. En effet, à cette énergie, selon Meulders et al. [42], c'est cette réaction qui atteint le taux de production le plus élevé, soit $5.8 \cdot 10^{11}$ neutrons par stéradian par micro coulomb incident sur la cible. De plus, pour atteindre une intensité maximum sur le détecteur, nous avons opté pour une configuration ouverte de la source de neutrons c'est-à-dire où la cible n'est pas enfermée dans un blindage. Ceci permet de disposer les échantillons à une distance minimum de $2\ \text{cm}$ de la cible.

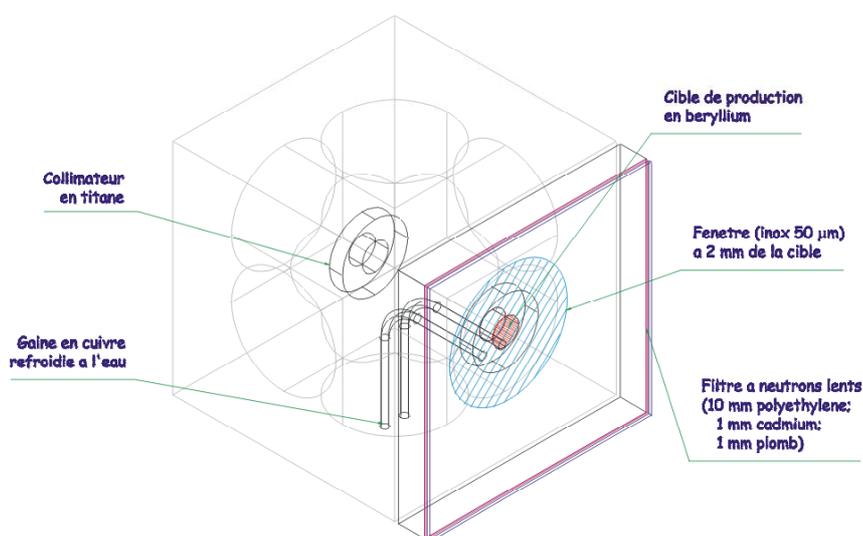


Figure 3.2 : Schéma du dispositif de production des neutrons

La configuration utilisée pour la production des neutrons (Figure 3.2) utilise un cube en aluminium dans lequel la cible de production, un cylindre de béryllium de $2\ \text{cm}$ d'épaisseur pour $4\ \text{cm}$ de diamètre, est enchâssée dans un anneau en cuivre refroidi par eau. L'ensemble anneau-cible est électriquement isolé et permet de mesurer le courant de deutons incidents sur la cible.

En amont de la cible, à une distance de $4\ \text{cm}$, un collimateur en titane non refroidi ayant une ouverture de $2\ \text{cm}$ de diamètre délimite la surface d'irradiation de la cible par le faisceau de deutons. En pratique, le diamètre du faisceau au niveau de la cible est d'environ $2\ \text{cm}$.

En aval, pour limiter la quantité de matière traversée par les neutrons, une fenêtre en acier inoxydable de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur ferme le cube à vide à $2\ \text{mm}$ de la cible.

Comme les neutrons ne sont pas les seules particules produites, le faisceau est contaminé par diverses particules telles que des p , d , e , γ , etc. provenant des réactions

diverses des deutons incidents ou des neutrons secondaires avec la cible de béryllium. C'est pourquoi nous avons installé, après la fenêtre en inox, un filtre composé de 1 cm de polyéthylène suivi de 1 mm de cadmium et de 1 mm de plomb. Nous reviendrons sur l'utilisation de ce filtre au §3.5.

Nous avons étudié les principales caractéristiques de ce faisceau :

- Le flux absolu des neutrons et la distribution en énergie des neutrons
- Le débit de dose dû au faisceau
- Le profil et la distribution spatiale des neutrons
- La contamination du faisceau

Dans les paragraphes qui suivent, nous convenons que la distance entre les échantillons et la cible de production est mesurée à partir de sa dernière face (celle disposée à l'opposé de l'arrivée du faisceau).

3.2. Spectre en énergie et flux absolu du faisceau de neutrons

Nous avons utilisé l'activation de matériaux pour les mesures et une méthode de "déconvolution" pour l'analyse. Cette combinaison permet de calculer la distribution en énergie absolue. Le flux absolu est obtenu à partir de cette distribution par intégration dans la gamme d'énergie où elle est valide.

3.2.1. La méthode d'activation

Lors de l'irradiation de noyaux cibles par un faisceau de particules (des neutrons dans notre cas), diverses réactions nucléaires de capture peuvent se produire. Elles aboutissent à des éléments radioactifs qui peuvent être identifiés par la mesure de l'activité induite. Ces réactions dépendent du noyau cible, du type de particule incidente et de l'énergie disponible au-dessus du seuil.

Si la section efficace d'interaction est connue, la mesure de l'activation permet de déduire le nombre de particules incidentes [43]. Une sélection des réactions avec divers seuils permet d'adapter cette méthode à plusieurs gammes d'énergie.

Prenons un faisceau de neutrons dont la distribution en énergie $\phi(E)$ n'est connue qu'à un facteur d'échelle C près ($\phi(E) = C\phi'(E)$). Le flux total absolu Φ ($= \int \phi(E) dE$) n'est donc pas connu .

Supposons qu'on irradie uniformément²², avec ce faisceau, une cible composée de N_0 noyaux identiques pendant une durée t_{irr} et appelons $\sigma_a(E)$ la section efficace d'interaction connue pour une réaction donnée a .

²² On suppose que la cible a une taille inférieure à la zone d'irradiation uniforme du faisceau.

L'activité induite $A_a(T)$ par cette réaction à un temps T après la fin de l'irradiation sera:

$$A_a(T) = N_0 \overline{\sigma_a \phi} (1 - e^{-\lambda_a t_{irr}}) e^{-\lambda_a T} \quad (3.1)$$

où λ_a est l'inverse de la constante de désintégration du radioélément formé. La quantité $\overline{\sigma_a \phi}$ est la section efficace pondérée par la distribution en énergie $\phi(E)$ donnée par la relation :

$$\overline{\sigma_a \phi} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_a(E) \phi(E) dE = C \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_a(E) \phi'(E) dE \quad (3.2)$$

E_{min} et E_{max} étant les énergies seuil minimum et maximum définissant la gamme d'énergie où la réaction a a lieu.

On définit alors le flux absolu des neutrons dans cet intervalle d'énergie comme :

$$\Phi_a = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) dE = C \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi'(E) dE \quad (3.3)$$

Pour relier l'activité $A_a(T)$ au flux absolu, nous définissons une section efficace moyenne pondérée $\overline{\sigma_a}$ par:

$$\overline{\sigma_a} = \frac{\overline{\sigma_a \phi}}{\Phi_a} = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_a(E) \phi(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) dE} = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_a(E) \phi'(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi'(E) dE} \quad (3.4)$$

Sur cette base, nous réécrivons l'équation (3.1) comme:

$$A_a(T) = N_0 \overline{\sigma_a} \Phi_a (1 - e^{-\lambda_a t_{irr}}) e^{-\lambda_a T} \quad (3.5)$$

et le flux absolu sur l'intervalle d'énergie utilisé est obtenu par :

$$\Phi_a = \frac{A_a(T)}{N_0 \overline{\sigma_a} (1 - e^{-\lambda_a t_{irr}}) e^{-\lambda_a T}} \quad (3.6)$$

Cette relation (3.6) montre que l'on peut obtenir le flux absolu dans une gamme d'énergie définie par la réaction a choisie comme une fonction de $\sigma_a(E)$, $\phi(E)$ et $A_a(T)$. Évidemment cela requiert une connaissance préalable de la forme de la distribution en énergie ainsi que l'activité induite.

Or, généralement, celle-ci est tirée de mesures et est donc entachée d'erreurs expérimentales $\varepsilon_i^{\text{exp}}$. Cette activité « expérimentale » $A_a^{\text{exp}}(T)$ n'est pas mesurée directement mais plutôt déduite de la mesure du nombre de désintégrations N_c pendant une durée t_c .

Si T est le temps écoulé entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure du nombre de désintégration, alors l'activité « expérimentale » $A_a^{\text{exp}}(T)$ peut être calculée par :

$$\boxed{A_a^{\text{exp}}(T) = \frac{N_c \lambda_a}{(1 - e^{-\lambda_a t_c})}} \quad (3.7)$$

et le flux absolu est obtenu comme :

$$\Phi_a = \frac{N_c \lambda_a}{N_0 \overline{\sigma_a} (1 - e^{-\lambda_a t_{irr}}) e^{-\lambda_a T} (1 - e^{-\lambda_a t_c})} \quad (3.8)$$

Nous pouvons donc, à partir d'une réaction d'activation, calculer le flux absolu dans un intervalle d'énergie donné par la section efficace et le seuil de la réaction utilisée. Comme cet intervalle ne recouvre qu'une partie de la distribution en énergie du faisceau considéré, il faut utiliser plusieurs réactions pour élargir la gamme de mesures. Malheureusement les intervalles disponibles ne se recouvrent pas toujours ou ne se juxtaposent pas. On ne peut pas simplement sommer les valeurs des flux ainsi calculées pour en déduire le flux total. En outre, la connaissance de la forme de la distribution est nécessaire. C'est ici qu'intervient la méthode de "déconvolution".

3.2.2. La méthode de "déconvolution"²³

Si nous utilisons m réactions d'activation différentes pour lesquelles les sections efficaces $\sigma_i(E)$ ($i=1, \dots, m$) sont connues et les activités « expérimentales » A_i^{exp} sont mesurées avec une incertitude $\varepsilon_i^{\text{exp}}$, nous avons m équations du type (3.1) :

$$A_i^{\text{exp}}(T) = c_i \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma_i(E) \phi(E) dE \pm \varepsilon_i^{\text{exp}} \quad (i=1, \dots, m) \quad (3.9)$$

où $c_i = N_0 (1 - e^{-\lambda_a t_{irr}}) e^{-\lambda_a T}$ avec N_0 , T et t_{irr} pouvant prendre des valeurs différentes pour chaque réaction considérée.

Pour déduire $\phi(E)$ de ces équations intégrales (3.9), il existe des méthodes mathématiques mais elles ne mènent généralement pas facilement à des solutions uniques et ayant un sens physique et cela même dans le cas où les incertitudes $\varepsilon_i^{\text{exp}}$ peuvent être négligées. La raison en est qu'une partie de l'information contenue dans $\phi(E)$ est perdue du fait de la résolution finie (caractère discret) des mesures alors que la solution exacte est continue. Donc, pour obtenir une solution physiquement raisonnable, il faut ajouter des contraintes liées à une connaissance préalable de la solution $\phi(E)$ telles que sa forme, sa non négativité, etc.

Des méthodes numériques ont été développées tenant compte de ces impératifs. Pour ce faire, E , $\sigma_i(E)$ et $\phi(E)$ sont discrétisés et les intégrales (3.9) sont remplacées par des formes linéaires du type (3.10).

Si nous prenons un ensemble discret de n valeurs E_j de l'énergie E comprises entre E_{\min} et E_{\max} , alors la linéarisation de l'intégrale d'une fonction arbitraire $f(E)$ est :

²³ Il est à remarquer que le terme original de cette méthode est « unfolding method » que nous avons traduit par « méthode de déconvolution ». Strictement, cette méthode n'est pas une déconvolution au sens mathématique du terme.

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} f(E) dE \approx \sum_{j=1}^n w_j f(E_j). \quad (3.10)$$

C'est un procédé similaire à la méthode d'intégration de Gauss. Les w_j sont des « poids » qui interviennent dans la transformation des équations intégrales en formes linéaires. Nous pouvons ainsi introduire les vraies valeurs de l'activité A_i dans un système d'équations linéaires :

$$A_i = \sum_{j=1}^n K_{ij} \phi_j + \varepsilon_j \quad i=1, \dots, m \quad (3.11)$$

où $\phi_j = \phi(E_j)$ est la valeur de $\phi(E)$ au point E_j , m est le nombre de réactions d'activation utilisées, n le nombre de points d'énergie choisis, K_{ij} est une matrice ayant pour éléments $K_{ij} = w_j c_i \sigma_i(E_j)$ et les ε_j expriment les erreurs liées à la linéarisation. Les w_j sont tirés d'une table de fonctions mathématiques [44]. On peut donc écrire la relation (3.11) sous la forme matricielle :

$$\underline{A} = \underline{K} \underline{\phi} + \underline{\varepsilon} \quad (3.12)$$

Cet ensemble d'équations peut être résolu en $\underline{\phi}$ par la méthode des moindres carrés et la fonction à minimiser pourrait être:

$$Q = \sum_{i=1}^m [A_i^{\text{exp}} - A_i]^2 = \sum_{i=1}^m e_i^2 \quad (3.13)$$

où e_i^2 représente les erreurs liées aux mesures ainsi que la linéarisation.

Mais, comme expliqué précédemment, on peut tenir compte de certaines contraintes qui modifient l'équation (3.13). Plusieurs variantes peuvent être utilisées pour résoudre numériquement les équations (3.11) en présence de contraintes. Pour notre analyse, nous minimiserons la fonction générale suivante:

$$Q = Q_0 + \gamma \sum_{k=1}^5 W_k Q_k \quad (3.14)$$

où

$$Q_0 = \sum_{i=1}^m r_i^\varepsilon \left[A_i^{\text{exp}} - \sum_{j=1}^n K_{ij} \phi_j \right]^2 \quad (3.15)$$

représente la somme pondérée des carrés des différences entre les activités mesurées et théoriques. Les ε_j sont négligés et les r_i^ε sont des poids définis pour chaque valeur de A_i^{exp} mesurée. Nous les avons paramétrisés comme $r_i^\varepsilon = \frac{1}{(\varepsilon_i^{\text{exp}})^2}$. Le second terme

de droite de l'équation (3.14) correspond à diverses contraintes optionnelles Q_k appliquées avec une force globale définie par γ (appelé paramètre de régularisation) et des poids spécifiques W_k . Dans notre analyse, γ est fixé arbitrairement à 5, W_1 à 1

tandis que W_2 , W_3 , W_4 et W_5 sont nuls. Ces valeurs entraînent que nous recherchons des valeurs de ϕ qui se rapprochent d'une solution d'essai P (par exemple définie par des mesures indépendantes antérieures).

$$Q_1 = \sum_{j=1}^n r_j^p (\phi_j - P_j)^2 \quad (3.16)$$

$$Q_2 = \sum_{j=1}^n r_j^f \phi_j^2 \quad (3.17)$$

$$Q_3 = \sum_{j=2}^n r_j^t (\phi_j - \phi_{j-1})^2 \quad (3.18)$$

$$Q_4 = \sum_{j=2}^{n-1} r_j^d (\phi_{j-1} - 2\phi_j + \phi_{j+1})^2 \quad (3.19)$$

$$Q_5 = \sum_{j=n_i}^{n_u} r_j^s (\phi_j - z_j \phi_{j+1})^2 \quad (3.20)$$

Les r_j^p , r_j^f , r_j^t , r_j^d et r_j^s sont des poids définis pour chaque valeur de E_j et P_j est une solution d'essai définie pour chaque point E_j . Q_1 représente les déviations de la solution par rapport à la solution d'essai, Q_2 est la somme carrée pondérée des valeurs de la solutions aux points E_j , Q_3 est la somme carrée pondérée de la première dérivée de la solution, Q_4 est la somme carrée pondérée de la seconde dérivée de la solution (courbure) et Q_5 décrit la déviation de la solution par rapport à une forme définie par la relation $z_j = \frac{\phi_j}{\phi_{j+1}}$.

Dans notre résolution, nous choisissons $r_j^p = \frac{1}{P_j^2}$ (tandis que les r_j^f , r_j^t , r_j^d et r_j^s sont fixés à 1, sans conséquence dans notre cas puisque $W_{2-5} = 0$).

La fonction Q ainsi définie atteint un minimum pour une valeur nulle des composantes de son gradient écrit sous forme matricielle, cela donne :

$$\frac{\partial Q}{\partial \phi} = \underline{K}^T \underline{R}_0 \underline{\varepsilon} + \gamma \left[\underline{W}_1 \underline{H}_1 (\underline{\phi} - \underline{P}) + \sum_{i=2}^5 \underline{W}_i \underline{H}_i \underline{\phi} \right] = 0 \quad (3.21)$$

où $\underline{P} = (P_1, \dots, P_n)^T$ est la solution d'essai, \underline{R}_0 est la matrice diagonale $m \times m$ des r_i^e , \underline{H}_1 est la matrice diagonale $n \times n$ des r_i^p , \underline{H}_2 est la matrice diagonale $n \times n$ des r_i^f ,

$$\underline{H}_3 = \begin{bmatrix} r_1^t & -r_1^t & 0 & \dots \\ -r_1^t & r_1^t + r_2^t & -r_2^t & 0 \\ 0 & -r_2^t & r_2^t + r_3^t & -r_3^t \\ \dots & 0 & -r_3^t & \dots \end{bmatrix},$$

$$\underline{H}_4 = \begin{bmatrix} r_2^d & -2r_2^d & r_2^d & 0 & 0 & 0 \\ -2r_2^d & 4r_2^d + r_3^d & -2(r_2^d + r_3^d) & r_3^d & 0 & 0 \\ r_2^d & -2(r_2^d + r_3^d) & r_2^d + 4r_3^d + r_4^d & -2(r_3^d + r_4^d) & r_4^d & 0 \\ 0 & r_3^d & -2(r_3^d + r_4^d) & r_3^d + 4r_4^d + r_5^d & -2(r_4^d + r_5^d) & r_5^d \\ \dots & & & & & \end{bmatrix} \text{ et}$$

$$\underline{H}_5 = \begin{bmatrix} r_1^s & -r_1^s z_1 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ -z_1 r_1^s & z_1^2 r_1^s + r_2^s & -r_2^s z_2 & 0 & 0 & \\ 0 & -z_2 r_2^s & z_2^2 r_2^s + r_3^s & -r_3^s z_3 & 0 & \\ \dots & & & & & \dots \end{bmatrix}.$$

En tenant compte de l'équation (3.12) pour résoudre (3.21), nous obtenons la solution matricielle $\underline{\phi}$:

$$\underline{\phi} = \frac{\underline{K}^T \underline{r}^\varepsilon \underline{A} + \gamma \underline{W}_1 \underline{H}_1 \underline{P}}{\underline{K}^T \underline{R}_0 \underline{K} + \gamma \underline{H}} \quad (3.22)$$

avec $\underline{H} = \sum_{k=1}^5 \underline{W}_k \underline{H}_k$.

3.2.3. Les réactions d'activation

Comme nous connaissons à présent les méthodes à utiliser pour calculer la distribution en énergie et le flux absolu du faisceau, il nous faut maintenant choisir les réactions d'activation à utiliser. Comme l'énergie cinétique des deutons incidents est de 50 MeV, la gamme d'énergie à couvrir s'étend de 0 à 50 MeV. Nous avons donc cherché des matériaux dont les sections efficaces d'interaction sont connues.

Nous avons ainsi choisi comme matériaux cibles pour l'activation : l'indium, l'aluminium, le nickel, le cobalt et le niobium. Tous les échantillons à activer ont une forme carrée de 1 cm² de surface pour 1 mm d'épaisseur. Les réactions sélectionnées sont présentées dans la Table 3.1 avec les énergies E_γ des raies utilisées pour nos mesures, la probabilité d'émission (I_γ) correspondante, le temps de demi-vie caractéristique des radioéléments ($T_{1/2}$) ainsi que l'abondance naturelle des noyaux cibles. La pureté de nos échantillons est meilleure que 99.9 %. Les cibles ont les compositions isotopiques naturelles.

Nous observons sur la Figure 3.3 le bon recouvrement de la gamme d'énergie que l'on veut étudier avec les réactions choisies. Les bornes de ces intervalles sont fixées arbitrairement lorsque la valeur de la section efficace [45] (Figure 3.4) chute à environ 1 % de sa valeur maximale.

Il est à remarquer que les valeurs des sections efficaces ne sont pas connues avec une grande précision. Elles constituent donc la source la plus importante d'erreur dans les calculs, cette incertitude pouvant atteindre 20 %.

Table 3.1 : Réactions d'activation choisies avec les gammes d'énergie de validité, les énergies E_γ des raies utilisées, leurs probabilités d'émission (I_γ), le temps de demi-vie ($T_{1/2}$) ainsi que l'abondance naturelle des noyaux cibles considérés.

Réaction	Gamme d'énergie (MeV)	E_γ (keV)	I_γ	$T_{1/2}$	Abondance naturelle
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	thermique	417 – 819 – 1098 - 1295	0.844	54.15 min.	0.957
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	1 – 14	336	0.458	4.49 h.	0.957
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	7 – 27	1369	1	14.96 h.	1
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	2 – 20	811	0.995	70.916 j.	0.683
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	12 – 40	1378	0.779	1.5 j.	0.683
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	thermique	1173 - 1332	1	5.27 a.	1
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	14 – 50	811	0.995	70.916 j.	1
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	> 20	122 - 136	0.855	271.77 j.	1
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	9 - 30	934.5	0.991	10.15 j.	1

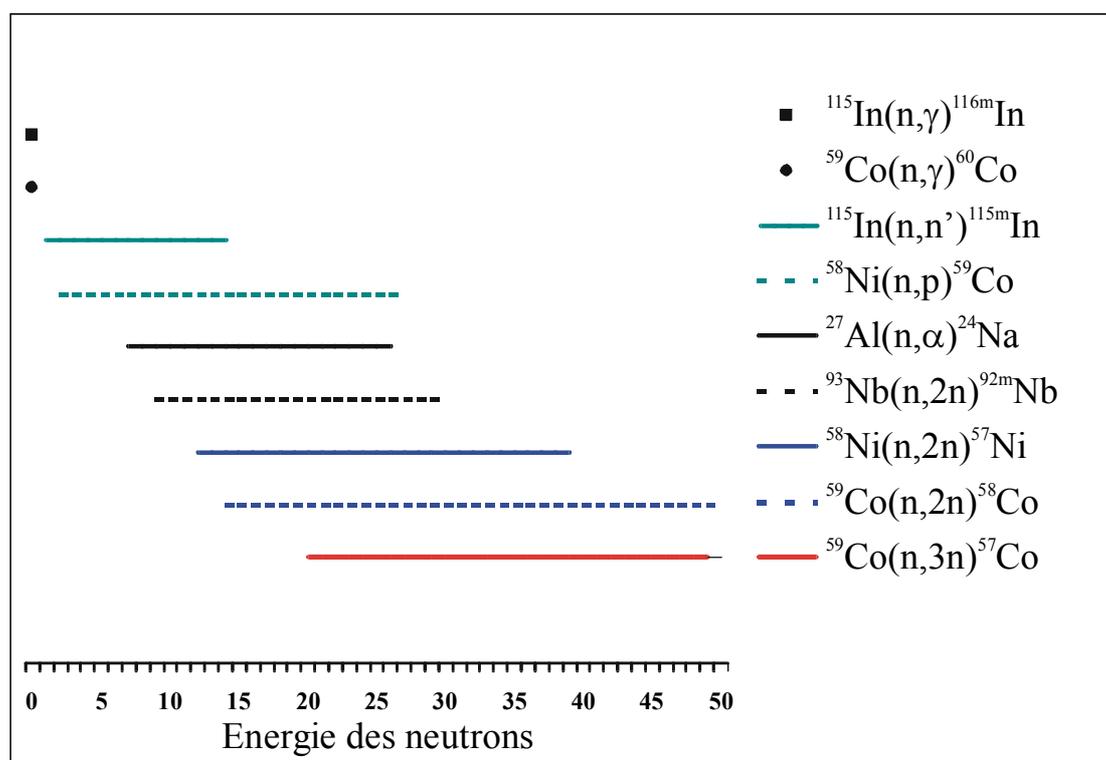


Figure 3.3 : Gammes de sensibilité des réactions choisies.

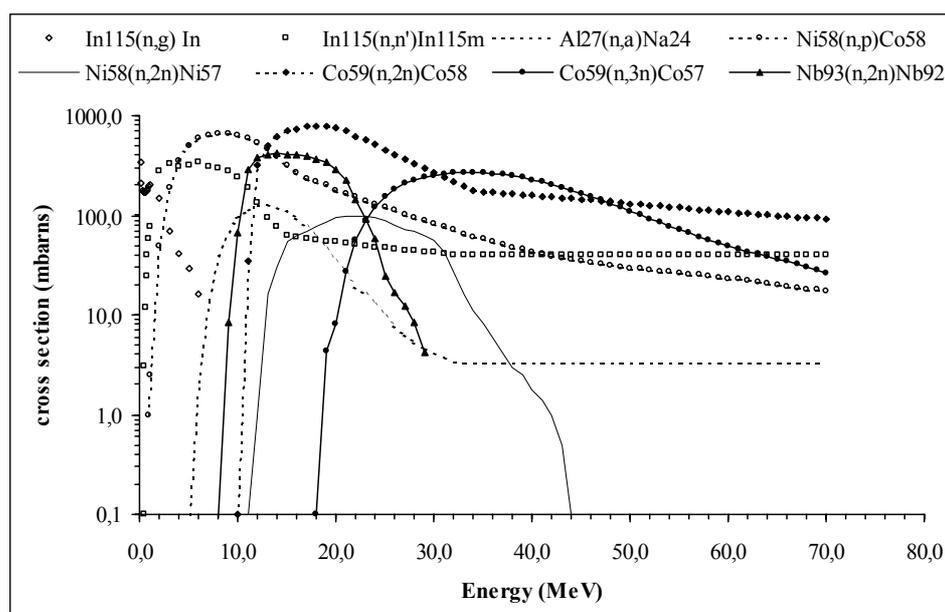


Figure 3.4 : Les sections efficaces des réactions d'activation utilisées.

3.2.4. La détection des gamma

Maintenant que nous avons choisi les réactions d'activation, nous devons en mesurer l'activité induite mais aussi identifier les éléments activés via leurs raies gamma caractéristiques. Dans ce but, nous avons utilisé un détecteur germanium hyper pur (HPGe). Ce type de détecteur, s'il n'est pas très efficace pour la détection gamma, présente l'avantage d'avoir une très bonne résolution en énergie. Celle-ci permet une meilleure identification des radioéléments grâce à une bonne séparation des raies gamma d'énergies proches.

a. LE DÉTECTEUR GERMANIUM HYPER PUR (HPGe)

Les caractéristiques techniques de ce détecteur sont, suivant les spécifications du constructeur CANBERRA [46] :

- Caractéristiques physiques : voir Figure 3.5
- Résolution en énergie : 2 keV à 1332 keV et 1 keV à 122 keV
- Efficacité relative : 9.1 %

L'efficacité relative est définie comme le rapport entre l'efficacité absolue de détection du HPGe et celle d'un cristal de NaI de 3x3 pouces « carré » pour les gamma de 1332 keV d'une source de ^{60}Co placée à 25 cm du détecteur. L'efficacité absolue typique d'un tel NaI est de $1.2 \cdot 10^{-3}$ pour les conditions précitées. Dans ces conditions, l'efficacité absolue du HPGe devrait être de l'ordre de $1.09 \cdot 10^{-4}$.

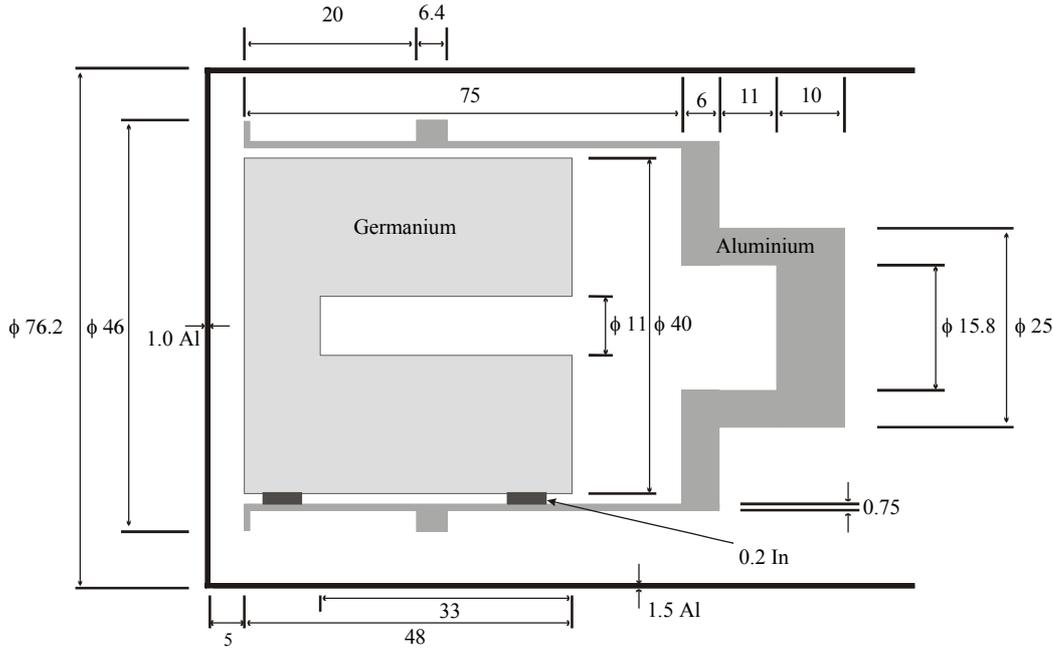


Figure 3.5 :Schéma du HPGe [46], les dimensions sont exprimées en millimètres et le dessin n'est pas à dimension. Les dimensions du cristal sont correctes à ± 0.5 mm près et les structures mécaniques à ± 0.2 mm près.

b. COMMENT CALCULER LE NOMBRE RÉEL DE GAMMA ÉMIS N_c

Pour une source gamma donnée pour laquelle nous mesurons N_m gamma dans le « photo-pic » (pic d'absorption totale), le nombre réel N_c de gamma émis par la source est donnée par :

$$N_c = \frac{N_m}{\varepsilon_a \varepsilon_\Omega I_{abs} I_\gamma A_i} \quad (3.23)$$

où ε_a est l'efficacité absolue du détecteur : celle-ci est fonction de l'énergie du gamma détecté et de la distance séparant la source au détecteur ; ε_Ω est une éventuelle correction d'angle solide dans le cas où la source ne peut être considérée comme ponctuelle ; I_{abs} est une correction d'éventuelle absorption du photon dans la source si celle-ci est épaisse ; I_γ est la probabilité d'émission du gamma et A_i est l'abondance isotopique éventuelle du noyau cible.

I_γ et A_i peuvent être tirés de tables ; l'efficiences ε_a et les corrections ε_Ω et I_{abs} dépendent de la géométrie et ne sont pas toujours calculables analytiquement.

c. MESURE DE ε_a

Pour mesurer ε_a , nous utilisons une source quasi ponctuelle calibrée ^{152}Eu dont l'activité est connue avec une précision de 8.7 % [47]. Le temps de vie est de 13 années. L'intérêt de cette source est qu'elle est très bien connue et qu'elle émet des photons d'énergies variant de 122 à 1408 keV (Table 3.2). Grâce à cette large gamme d'énergie, nous l'avons utilisée pour la calibration en énergie du détecteur.

Si nous ne tenons pas compte des corrections ($I_{abs}=I$, $\varepsilon_{\Omega}=I$, $A_i=I$), sur base de la relation (3.23) on trouve :

$$\boxed{\varepsilon_a = \frac{N_c}{N_m I_{\gamma}}} \quad (3.24)$$

Table 3.2 : Energies des principales raies γ (E_{γ}) émises par le noyau ^{152}Eu et leurs probabilités d'émission I_{γ} .

E_{γ} (keV)	I_{γ}	E_{γ} (keV)	I_{γ}
121,78	0,283	867,4	0,041
244,7	0,074	964,1	0,144
344,3	0,264	1112,1	0,136
411,12	0,022	1212,9	0,014
443,9	0,031	1299,16	0,016
778,9	0,128	1408	0,206

A partir de la mesure du nombre de photons N_m pour les différentes raies et de la connaissance de l'activité absolue de la source, on peut, grâce à la relation (3.23), déduire l'efficacité absolue du HPGe en fonction de l'énergie des gamma pour plusieurs distances source-détecteur de 0.8, 10, 15, 20, 25 et 30 cm. Pour pouvoir évaluer l'efficacité à une distance et/ou à une énergie arbitraire, nous avons ajusté les résultats par l'équation :

$$\ln(\varepsilon_a(E)) = (p_1 + p_2 x + p_3 x^2) a \tan(e^{p_4 + p_5 x + p_6 x^3}) + p_7 \quad (3.25)$$

où $x = \ln(E)$ et p_1, \dots, p_7 sont les paramètres à ajuster. Le résultat de nos ajustements pour les différentes distances sont présentés dans la Table 3.3 et l'efficacité absolue du détecteur est portée en graphique en fonction de l'énergie (Figure 3.6, Figure 3.7, Figure 3.8 et Figure 3.9) pour les distances de 0.8, 10, 15, 20, 25 et 30 cm respectivement.

Pour une distance de 25 cm et une énergie de 1332 keV, nous avons ainsi calculé une efficacité absolue de $1.06 \pm 0.09 \cdot 10^{-4}$ qui est comparable à celle attendue (voir 3.2.4 a) de $1.09 \cdot 10^{-4}$.

Table 3.3 : Valeurs des paramètres d'ajustement des mesures d'efficacité pour les distances entre la source et le détecteur de 0.8, 10, 15, 20, 25 et 30 cm.

Distance (cm)	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6	p_7
0,8	31,2	-0,9663	0,02353	-24,19	6,23	0,008618	-44,9
10	29,24	-0,9635	0,02732	-24,83	6,115	0,004472	-44,8
15	29,12	-0,9701	0,0271	-25,11	6,154	0,003078	-45,22
20	28,48	-0,961	0,02624	-25,43	6,117	0,003936	-44,78
25	28,23	-0,9251	0,0247	-25,36	6,133	0,003862	-45,05
30	28,3	-0,9701	0,0276	-25,31	6,107	0,002809	-45,23

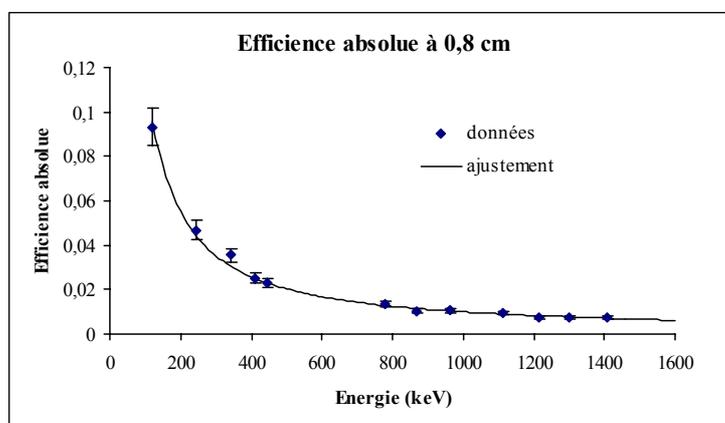


Figure 3.6 : Efficiéce absolue mesurée puis ajustée du HPGe à une distance entre la source et le détecteur de 0.8 cm. L'incertitude sur les mesures est estimée à 9%²⁴.

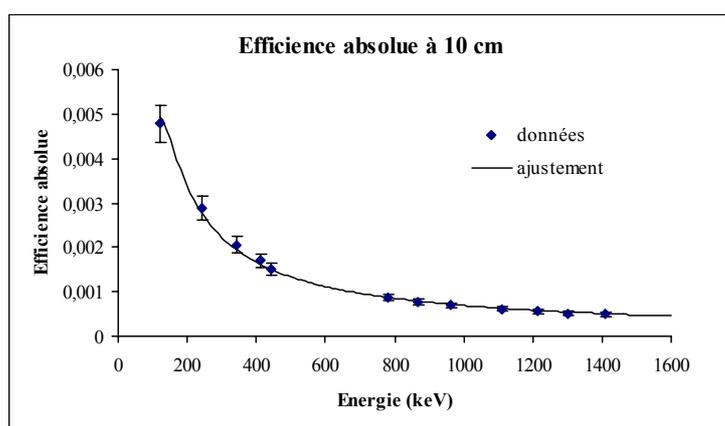


Figure 3.7 : Efficiéce absolue mesurée puis ajustée du HPGe à une distance entre la source et le détecteur de 10 cm. L'incertitude sur les mesures est estimée à 9%.

²⁴ Celle-ci est principalement due à l'incertitude sur l'activité de la source qui est de 8.7%.

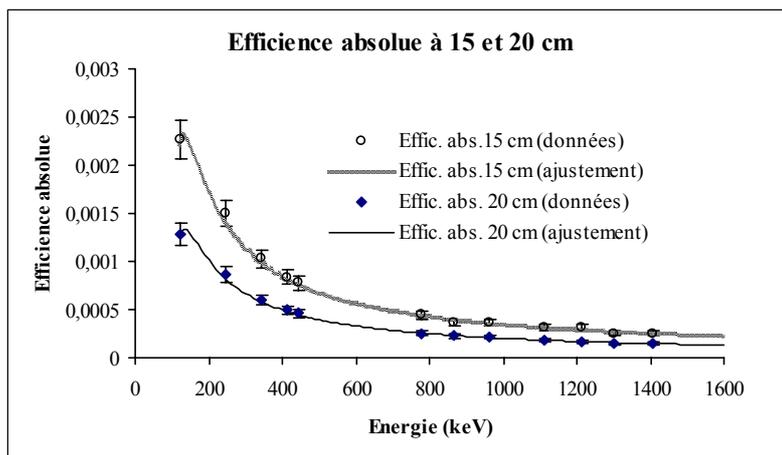


Figure 3.8 : Efficience absolue mesurée puis ajustée du HPGe à des distances entre la source et le détecteur de 15 et 20 cm. L'incertitude sur les mesures est estimée à 9%.

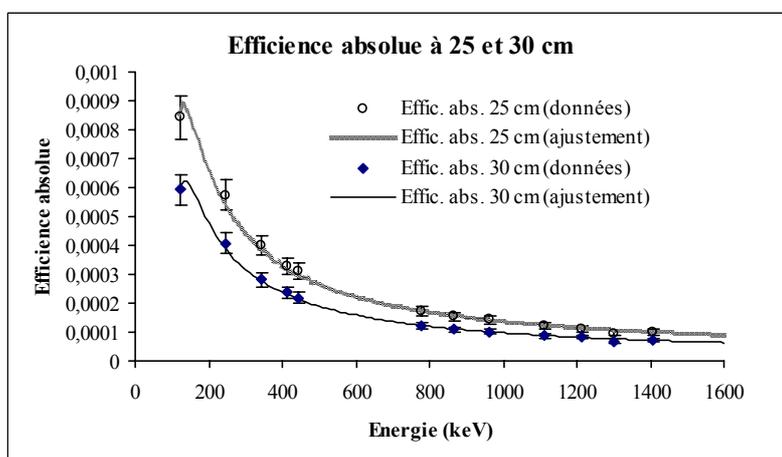


Figure 3.9 : Efficience absolue mesurée et ajustée du HPGe à des distances entre la source et le détecteur de 25 et 30 cm. L'incertitude sur les mesures est estimée à 9%.

d. CALCUL DE CORRECTION D'ANGLE SOLIDE ε_{Ω}

Comme les cibles d'activation utilisées ici sont des parallélépipèdes de 1 cm^2 de surface pour 1 mm d'épaisseur, nous avons estimé l'éventuelle correction ε_{Ω} à apporter au calcul de N_c pour tenir compte du fait que la source gamma n'est pas ponctuelle. Pour ce faire, nous faisons l'hypothèse que le détecteur peut être représenté par un disque et que l'efficience absolue peut être exprimée comme :

$$\varepsilon_a = \varepsilon_i \Omega \quad (3.26)$$

où Ω est l'angle solide théorique entre la source ponctuelle centrée et la surface de détection²⁵ et ε_i est une efficacité « intrinsèque » du détecteur. Si l'hypothèse considérée est valable, alors, pour toutes les distances, les valeurs de ε_i doivent être identiques. Pour la vérifier, nous avons calculé l'efficacité « intrinsèque » du HPGe pour plusieurs distances à partir des valeurs ajustées des efficacités absolues mesurées (Table 3.4) et en considérant la source comme ponctuelle et le détecteur comme un disque de 2 cm de rayon. A partir des résultats présentés sur la Figure 3.10 nous pouvons conclure que, dans le cas du HPGe utilisé, la relation (3.26) peut être utilisée pour des distances supérieures à 10 cm avec une incertitude relative estimée de 10%.

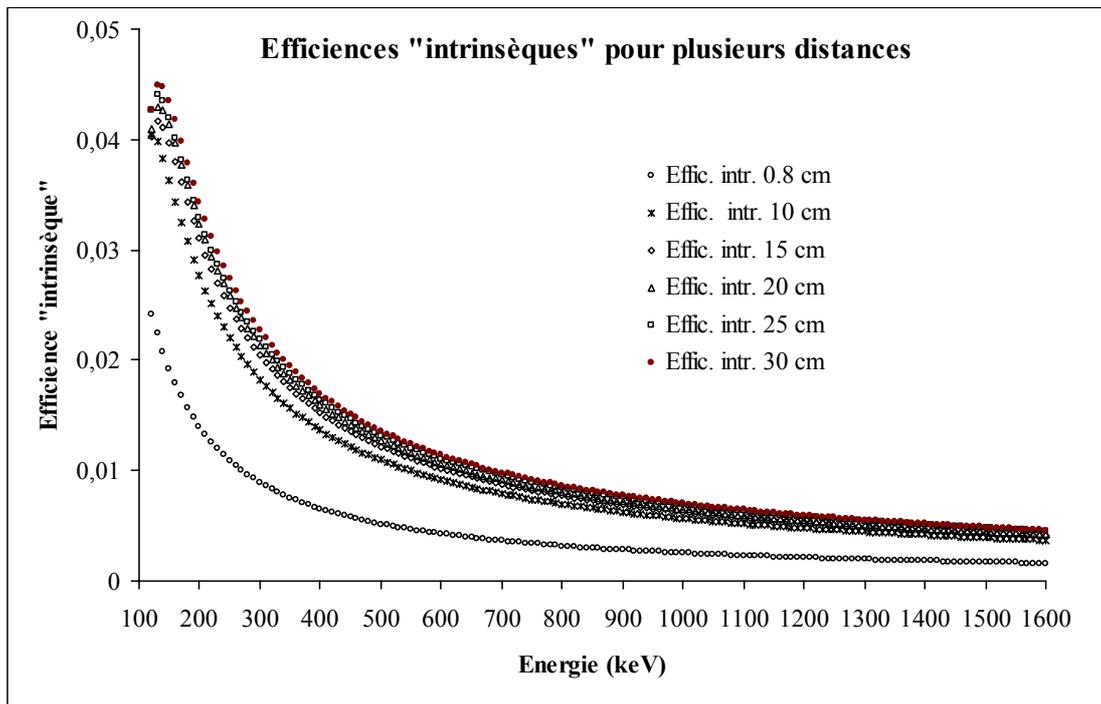


Figure 3.10 : Efficacités « intrinsèques » calculées à partir de l'ajustement des données pour les distances entre la source et le détecteur de 0.8, 10, 15, 20, 25 et 30 cm.

Si, pour une source ponctuelle centrée et une surface de détection en disque, l'angle solide peut être calculé analytiquement comme :

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right), \quad (3.27)$$

il n'en va pas de même pour des géométries plus complexes. C'est pourquoi nous avons écrit un programme de simulation Monte-Carlo (voir les Annexes A.3 et A.4) qui permet d'estimer l'angle solide entre une source rectangulaire centrée (épaisse ou

²⁵ Pour le calcul de cet angle solide, nous avons considéré la surface de détection comme étant la face la plus en amont du détecteur HPGe utilisé.

non) et une surface de détection circulaire. Pour estimer le facteur de correction ε_{Ω} nous avons donc comparé les valeurs de Ω pour ces deux géométries (source ponctuelle et source carrée avec surface de détection en disque). Pour vérifier la validité de la simulation, les valeurs calculées et simulées pour une source ponctuelle sont comparées. Dans la Table 3.4 nous vérifions que les résultats sont corrects : si il y a une correction à apporter ce n'est que dans le cas des petites distances et encore, elle est minime. Ce qui n'est pas notre cas car toutes les mesures d'activité ont été effectuées à des distances supérieures à 10 cm. Nous prenons donc ε_{Ω} égal à 1.

Table 3.4 : Valeurs calculées et simulées des angles solides pour une source ponctuelle et une source carrée ($10 \times 10 \text{ mm}^2$) de 1 mm d'épaisseur centrée et un détecteur circulaire pour des distances de 0.8, 10, 15, 20, 25, et 30 cm.

Distance source – détecteur (cm)	Ω analytique (sr) (3.27)	Ω simulation (sr) source ponctuelle	Ω simulation (sr) source carrée
0.8	3.9497	3.952 ± 0.002	3.896 ± 0.002
10	0,1220	0.1215 ± 0.0003	0.1213 ± 0.0003
15	0.0551	0.0550 ± 0.0002	0.0594 ± 0.0002
20	0.0312	0.0310 ± 0.0001	0.0310 ± 0.0001
25	0.0200	0.0200 ± 0.0001	0.0200 ± 0.0001
30	0.0139	0.0140 ± 0.0001	0.0139 ± 0.0001

3.2.5. Estimation de l'auto-absorption

Pour estimer l'éventuelle auto-absorption des gamma dans une source dont l'épaisseur est de 1 mm, un programme de simulation basé sur le code GEANT [48] a été conçu. Le principal résultat est que pour des gamma d'énergie supérieure à environ 300 keV, l'auto-absorption est négligeable (voir Table 3.5) pour toutes les cibles d'activation.

Table 3.5 : Estimation du coefficient de correction de l'auto-absorption des gamma dans 1 mm d'In ou de Co.

Energie du gamma (keV)	I_{abs}
$> \sim 300$	~ 1
~ 130	~ 0.8

3.2.6. Mesures et résultats

Nous présentons maintenant les mesures effectuées ainsi que les résultats.

Comme expliqué au § 3.2.3, nous avons utilisé, pour l'activation, des plaquettes carrées de 1 cm^2 de surface et de 1 mm d'épaisseur. Quatre irradiations (voir Figure 3.11) de telles plaquettes ont été effectuées dont les caractéristiques sont présentées dans la Table 3.6.

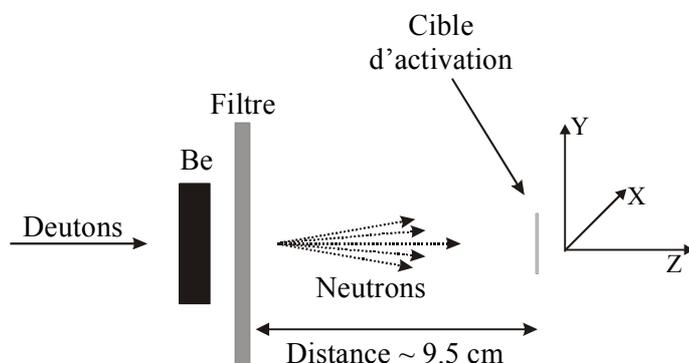


Figure 3.11 : Schéma du dispositif d'irradiation pour les cibles d'activation.

Table 3.6 : Caractéristiques principales des cibles d'activation et des conditions d'irradiation. Q est la charge de deutons accumulée sur la cible de production et Ω est l'angle solide entre la cible de Be et la cible d'activation.

	Période 1 (14/12/95)	Période 2 (13/03/96)	Période 3 (17/07/96)	Période 4 (06/09/96)
Volume des cibles (cm^3)	~ 0.1	~ 0.1	~ 0.1	~ 0.1
Distance cible Be (cm)	9	9.7	10.5	9
Durée d'irradiation (s)	7 200	2 700	1 140	3 561
Q (μC)	6 797	29 686	8 507	7 440
Ω (Sr)	$(9.90 \pm 0.08)10^{-3}$	$(8.66 \pm 0.07)10^{-3}$	$(7.51 \pm 0.07)10^{-3}$	$(9.90 \pm 0.08)10^{-3}$
Filtre	non	non	Polyéthylène + Pb	Polyéthylène + Cd + Pb
cible	Poids (g)	Poids (g)	Poids (g)	Poids (g)
In	0.774	0.712	0.766	0.797
Al	0.250	0.256	0.285	0.269
Ni	0.866	0.883	1.006	0.992
Co	0.845	0.886	0.981	0.953
Nb	0.831	0.851	0.921	0.866

Les angles solides présentés dans ce tableau ont été estimés par un programme de simulation Monte-Carlo similaire à celui utilisé pour l'étude du détecteur HPGe. La différence étant que la source de neutrons est ici un disque de 2 cm d'épaisseur et de 2

cm de diamètre²⁶ tandis que la cible est un carré de 1 cm de coté centré sur l'axe de symétrie du disque.

Après chacune des irradiations, l'activité des cibles a été mesurée à différents moments pour tenir compte des temps de vie des éléments activés. Les principaux résultats sont présentés sous une forme normalisée. En effet, comme les mesures ont été effectuées à diverses distances entre la cible de production et les échantillons d'activation, nous avons tenu compte de l'angle solide et de la charge de deutons accumulée. Les activités A_i devant être utilisées dans la "déconvolution" (voir § 3.2.2) sont remplacées par les quantités $A_0(i)$ (Table 3.7) définies ci-après avec les notations des § 3.2.1 et 3.2.2. L'indice i repère les diverses réactions d'activation (ou les cibles utilisées).

$$A_0(i) = A_i^{\text{exp}} \cdot \frac{1}{c_i} \cdot \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{1}{Q} = \frac{N_c \lambda_a}{(1 - e^{-\lambda_a t_c})} \cdot \frac{1}{N_0 (1 - e^{-\lambda_a t_{\text{irr}}})} e^{-\lambda_a T} \cdot \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{1}{Q} \quad (3.28)$$

où Q est la charge intégrée de deutons primaires sur la cible de production exprimée en μC et Ω est l'angle solide entre la cible de production et l'échantillon d'activation.

Table 3.7 : Principaux résultats des mesures d'activité moyenne $A_0(i)$. Elles sont normalisées par stéradian et par unité de charge intégrée en μC . L'erreur sur les valeurs est estimée à 10 % (dont la principale contribution est l'incertitude sur l'efficacité absolue).

Réaction	Raie γ (keV)	Période 1	Période 2	Période 3	Période 4
		(14/12/95)	(13/03/96)	(17/07/96)	(06/09/96)
		$A_0(i) (10^{-16} \mu\text{C}^{-1} \text{Sr}^{-1})$			
$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	417 – 819 – 1098 - 1295	351.38	413.08	1092.5	591.36
$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	336	661.11	531.62	592.67	450.49
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	1369	196.34	204.53	174.18	168.68
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	811	1014.6	1011.7	823.8	877.52
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	1378	190.29	202.88	186.97	169.66
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	1173 - 1332	65.71	63.11	161.61	255.7
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	811	1932	1874.6	1787.7	556.52
$^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	122 - 136	359.92	371.12	361.77	397.75
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	934.5	837.39	821.52	742.43	735.4

²⁶ Car le collimateur en titane (voir § 3.2.1) définit une ouverture circulaire de 2 cm de diamètre sur la cible de Be qui a 2 cm d'épaisseur.

Ces valeurs $A_0(i)$ ont été introduites comme données de “déconvolution” et traitées numériquement par le programme MATLAB [49] (voir Annexe A.1) pour les huit énergies moyennes pondérées (Table 3.8). Les solutions ont été ajustées par une fonction "spline". Le résultat, présenté sur la Figure 3.12, montre le bon accord avec des mesures antérieures. L'intégration de cet ajustement en fonction de l'énergie permet de déduire le flux absolu de neutrons dans l'axe du faisceau comme étant $6.12 \cdot 10^{11} \text{ n } \mu\text{C}^{-1} \text{ Sr}^{-1}$ (moyenne sur les quatre mesures) avec une incertitude estimée à 20 %. Ce résultat est en bon accord avec celui de Meulders et al. [42]. A une distance de 9 cm et avec un faisceau de deutons d'intensité de $10 \mu\text{A}$, cette mesure nous donne un flux maximum de $6.06 \cdot 10^{10} \text{ n s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ dans l'axe du faisceau.

Table 3.8 : Résultat de la “déconvolution” comparée aux résultats de Meulders et al. [42] et calcul du flux absolu sur la gamme d'énergie de 4 à 50 MeV.

Energie moyenne pondérée (MeV)	Meulders et al. [42]	Période 1 (14/12/95)	Période 2 (13/03/96)	Période 3 (17/07/96)	Période 4 (06/09/96)
Flux absolu ($10^{-16} \mu\text{C}^{-1} \text{ Sr}^{-1}$)					
4,91	0.115	0,1153	0,1154	0,1155	0,1154
8,68	0.126	0,1273	0,1273	0,1276	0,1274
14,91	0.194	0,1997	0,1997	0,2023	0,2003
22,78	0.297	0,3083	0,3082	0,3138	0,3089
31,22	0.102	0,103	0,103	0,1033	0,1031
39,09	0.024	0,024	0,024	0,024	0,024
45,32	0.0115	0,0115	0,0115	0,0115	0,0115
49,09	0.0068	0,0068	0,0068	0,0068	0,0068
Flux absolu total ($10^{11} \text{ n } \mu\text{C}^{-1} \text{ Sr}^{-1}$) de 4 à 50 MeV					
	5.8	6,0981	6,0979	6,1668	6,1086
Flux absolu total moyen ($10^{11} \text{ n } \mu\text{C}^{-1} \text{ Sr}^{-1}$) de 4 à 50 MeV					
6.12					

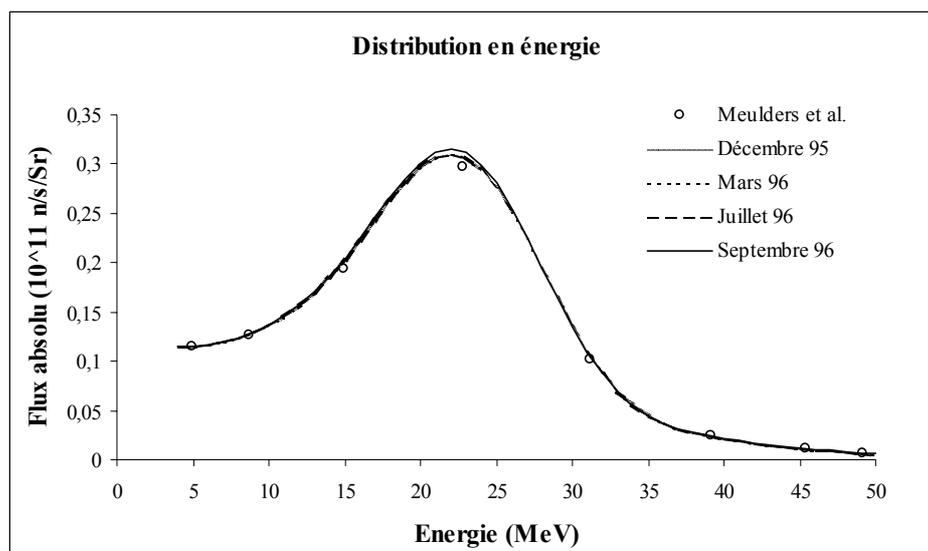


Figure 3.12 : Comparaison des résultats de “déconvolution” ajustés par une fonction « spline » avec quelques points mesurés par Meulders et al. [42].

3.3. Profil du faisceau

Pour estimer la distribution spatiale du faisceau de neutrons, nous avons utilisé une méthode de dosimétrie (TLD²⁷) ainsi que des films radiographiques. Si la première méthode permet de donner des indications grossières de profil du faisceau, la méthode la plus précise est cependant celle des plaques photographiques.

3.3.1. Le dosimètre TLD

La dosimétrie par thermoluminescence (TLD), repose sur la création de centres de couleur. Lorsqu’une particule ionisante traverse le milieu, des électrons de la structure cristalline sont excités et occupent un état d’énergie métastable appelé centre de couleur. Une fois irradié, le dosimètre est chauffé à une certaine température qui permet à ces électrons excités de revenir à leur état fondamental en émettant de la lumière. La mesure de l’intensité lumineuse intégrée en fonction de la température de chauffage donne alors une indication sur la dose reçue.

Les dimensions des dosimètres TLD sont de 3x3x1 mm³. Il en existe plusieurs types dont les ⁶LiF sensibles aux neutrons thermiques. La gamme de mesure de dose s’étend de 10 μGy à 10 Gy²⁸ [45] avec une incertitude d’environ 5 %. Ils présentent un “fading²⁹” pouvant aller jusqu’à quelques % à température ambiante et qui s’accélère si les conditions de température sont plus élevées et/ou s’ils sont éclairés.

²⁷ Thermo Luminescent Dosimeter

²⁸ Le Gy est l’unité de dose et correspond à des Joules par unité de poids (voir § 3.4).

²⁹ Le dosimètre perd un certain nombre de ses centres de couleur menant à une mesure de dose plus faible que celle réellement reçue.

La mesure efface l'information : ils sont donc réutilisables, en principe, après chaque mesure.

3.3.2. Le film photographique

Les films photographiques ordinaires sont généralement composés de grains de nitrate d'argent dispersés dans une gélatine. Le passage d'une particule ionisante a une action similaire à celle de la lumière visible en ce qu'elle va sensibiliser des grains d'argent [50] qui vont rester « indéfiniment » dans leur état excité et conservent ainsi une image du passage des particules chargées. Le développement du film permet de fixer cette image et de la visualiser.

Comme ces films ne sont pas directement sensibles aux neutrons ou aux gamma, il est nécessaire de placer, entre la source et le film, une plaque de matière (« radiateur ») permettant de produire des particules secondaires chargées qui impressionneront l'émulsion. Nous avons utilisé cette caractéristique pour mettre en évidence la présence d'une contamination en particules chargées dans le faisceau de neutrons (voir §3.5).

Par ailleurs, une mesure de la densité de grains sensibilisés (densitométrie) nous a permis de connaître les profils d'intensité du faisceau pour diverses distances entre le film et la cible de production.

3.3.3. Mesures et résultats

Une première mesure « grossière » fut effectuée avec une matrice carrée en plastique de 7 cm de côté contenant 49 TLD positionnés tous les cm suivant deux axes orthogonaux x et y. L'axe x représente l'horizontale tandis que y est la verticale. La distribution spatiale des doses lues (Figure 3.13) montre un faisceau fort « piqué » vers l'avant. Une coupe de cette distribution centrée sur l'axe du faisceau permet de voir le profil selon les deux axes x et y (Figure 3.14). De cette première mesure de profil du faisceau, nous en avons déduit que la majorité des neutrons se retrouvent dans l'axe du faisceau dans un disque d'environ 4 cm de diamètre.

Pour pouvoir connaître la taille du faisceau pour des distances supérieures à 9 cm, nous avons préféré utiliser des films photographiques. En effet, grâce à la mesure de densitométrie, on peut évaluer le profil de manière simple, rapide et avec une grande granularité. Dans notre cas, elle est de 1 centimètre suivant l'axe y et inférieur au millimètre suivant l'axe x. La résolution relativement faible selon l'axe provient de contraintes liées à l'instrument de mesure utilisé. Néanmoins les résultats obtenus sont nettement meilleurs qu'avec les TLD. Pour permettre aux neutrons de sensibiliser les films, une plaque de 2 cm de polyéthylène a été posée (Figure 3.15) entre le film et le faisceau de neutrons. La Table 3.9 présente les principales caractéristiques des irradiations des films photographiques pour lesquels une mesure de densitométrie a été réalisée.

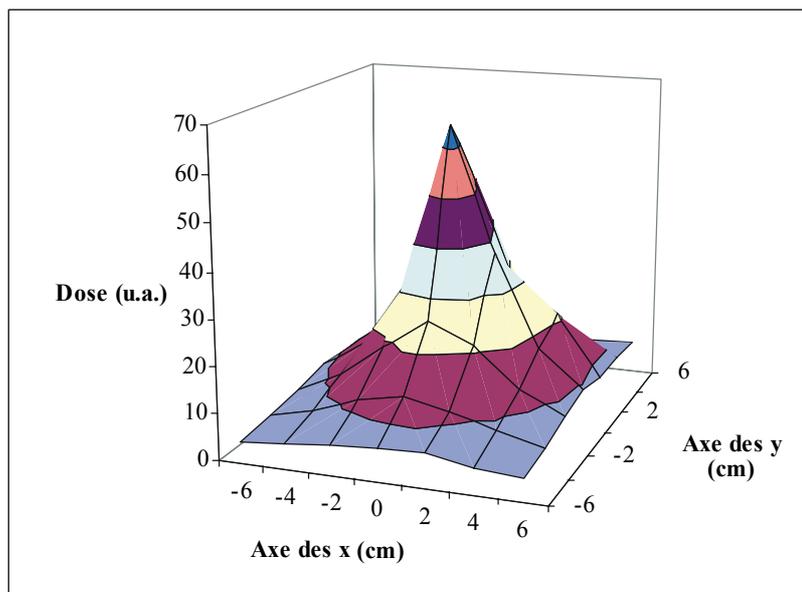


Figure 3.13 : Distribution spatiale de dose à 9 cm de la cible de production. Elle est obtenue à partir des dosimètres TLD.

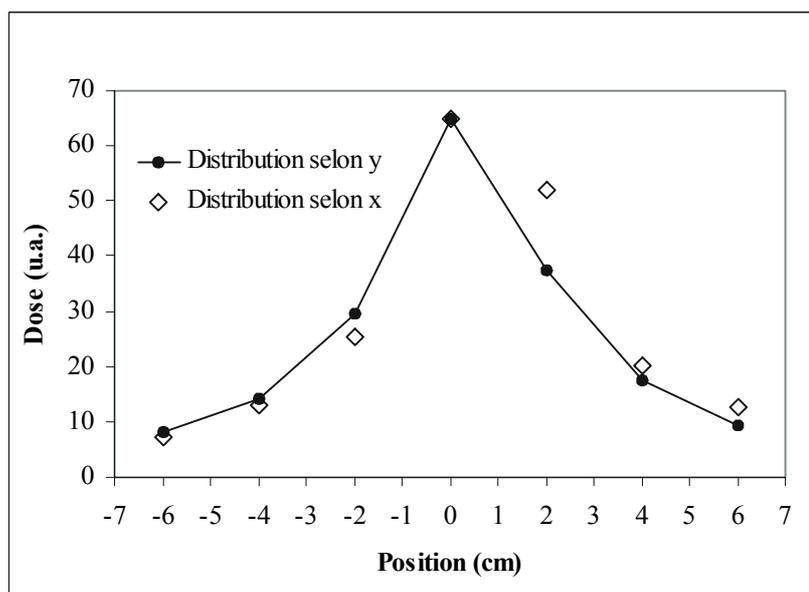


Figure 3.14 : Projection sur les axes de coordonnées x et y de la distribution spatiale de dose à 9 cm de la cible de production. Mesures obtenues par TLD

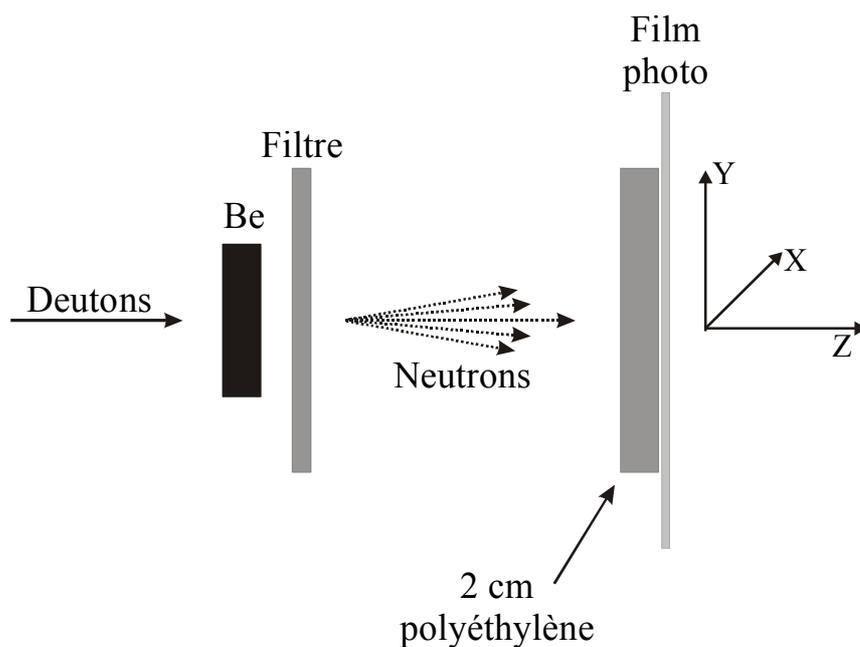


Figure 3.15 : Schéma du dispositif d'irradiation des films photos.

Table 3.9 : Caractéristiques des irradiations des films photos pour lesquels une mesure de densitométrie a été effectuée. Chacun des films utilisait un « radiateur » de 2 cm de polyéthylène.

Distance (cm)	Charge accumulée (μC)	Intensité du faisceau (μA)
39.5	250	1
55.5	750	5
77	1550	5

Les résultats de profils de faisceau pour les distances de 39.5 et 77 cm sont présentés sur les Figure 3.16 et Figure 3.17. On peut, en comparant ces deux figures voir l'aplatissement du profil.

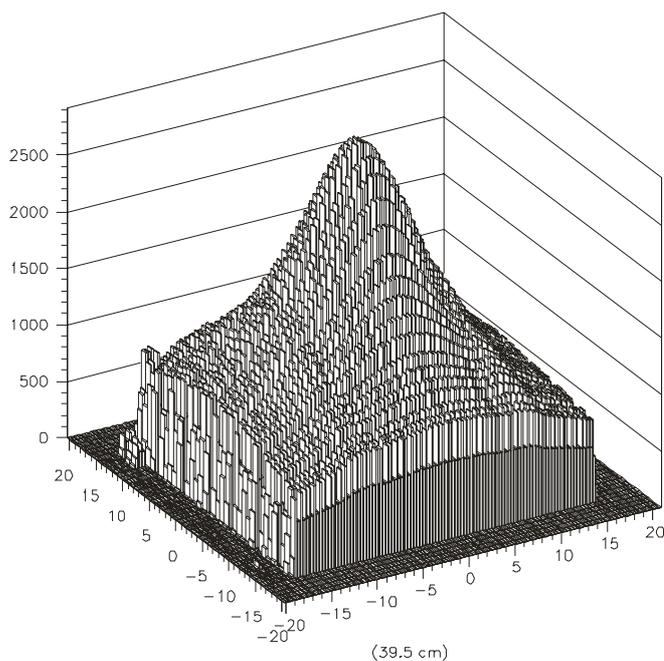


Figure 3.16 : Profil du faisceau mesuré par densitométrie photographique à une distance entre la cible de production des neutrons et le film photo de 39.5 cm.

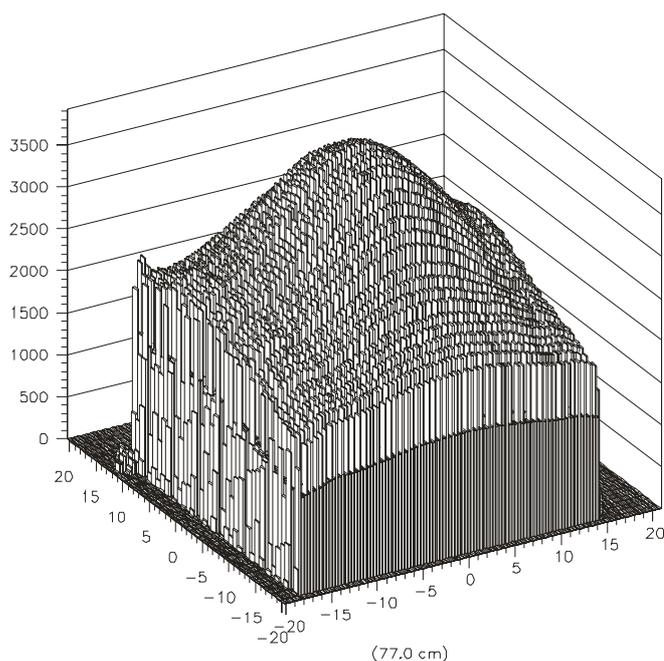


Figure 3.17 : Profil du faisceau mesuré par densitométrie photographique à une distance entre la cible de production des neutrons et le film photo de 77 cm.

A partir de ces résultats, nous avons tenté de déduire les dimensions transverses « utiles » du faisceau à toute distance. Pour ce faire, nous avons normalisé à l'unité, pour chaque distance, les amplitudes maximales de densité. A la position du maximum, les projections sur les axes x et y ont été effectuées (Figure 3.18, Figure 3.19 et Figure 3.20). Nous avons ainsi estimé, à 0.5 cm près, la largeur du faisceau

pour des intensités correspondant à 80, 70, 60 et 50 % de l'intensité maximale (Table 3.10).

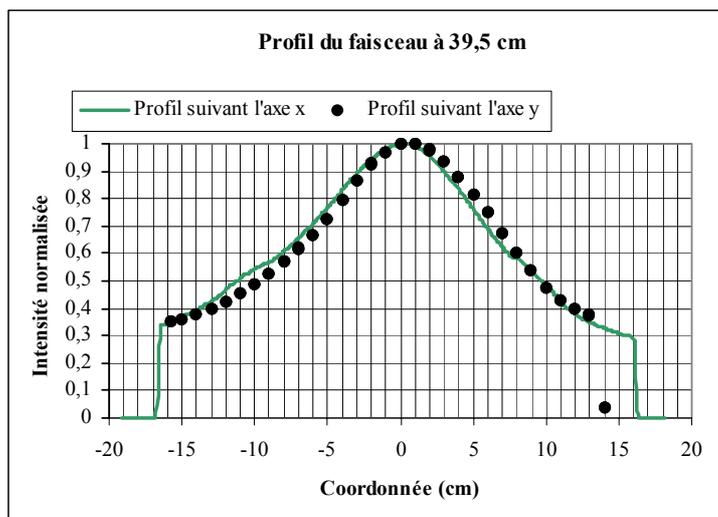


Figure 3.18 : Profils (axes x et y) du faisceau à une distance de 39.5 cm de la cible de production mesurés par densitométrie. Les chutes brusques vers +/- 15 cm sont dues à la taille finie du film utilisé pour la mesure.

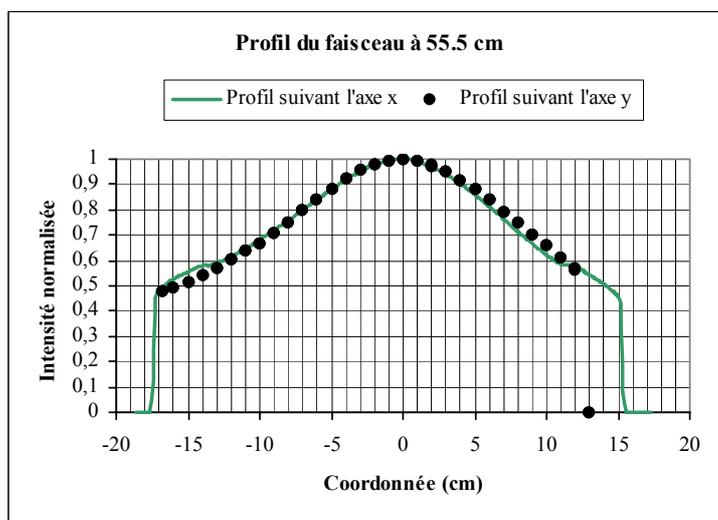


Figure 3.19 : Profils (axes x et y) du faisceau à une distance de 55.5 cm de la cible de production mesurés par densitométrie. Les chutes brusques vers +/- 15 cm sont dues à la taille finie du film utilisé pour la mesure.

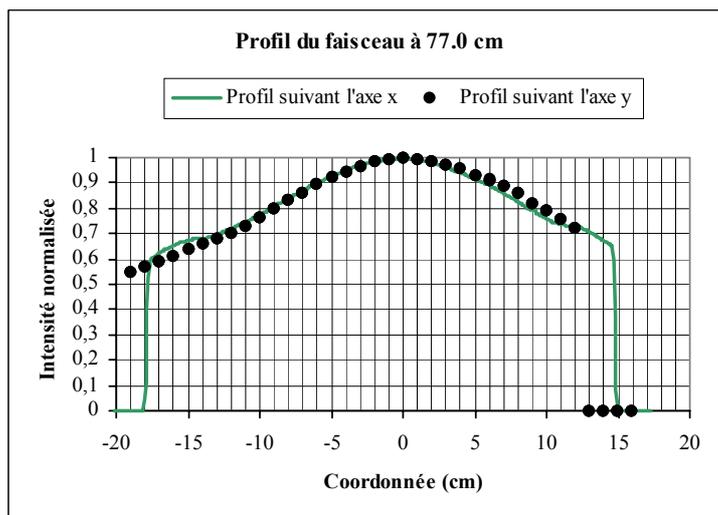


Figure 3.20 : Profils (axes x et y) du faisceau à une distance de 77 cm de la cible de production mesurés par densitométrie. Les chutes brusques vers +/- 15 cm sont dues à la taille finie du film utilisé pour la mesure.

Table 3.10 : Estimation de la largeur du faisceau à 39.5, 55.5 et 77 cm de la cible de production en fonction de la valeur de l'intensité à 80, 70, 60 et 50 % du maximum.

Distance à la cible (cm)	Intensité relative utilisée comme coupure			
	80%	70%	60%	50%
	Largeur du faisceau (cm)			
39.5	~ 9	~ 14	~ 18	~ 20
55.5	~ 12	~ 18	~ 24	~ 30
77	~ 16	~ 23	~ 34	

Nous avons considéré que le faisceau produit, immédiatement à la sortie de la cible de production, un spot d'environ 2 cm de diamètre. Prenant alors en compte les estimations de largeur du faisceau aux coupures à 80, 70 et 60 % de l'intensité maximale, nous avons ajusté les mesures pour estimer, dans ces trois cas, la « tache » du faisceau en fonction de la distance à la cible de production par un ajustement linéaire (Figure 3.21). Les résultats semblent cohérents. Ceci indique que le profil du faisceau évolue comme l'inverse du carré de la distance (sauf au voisinage immédiat de la cible de production). Un calcul des tailles du faisceau pour diverses distances est présenté sur la Table 3.11.

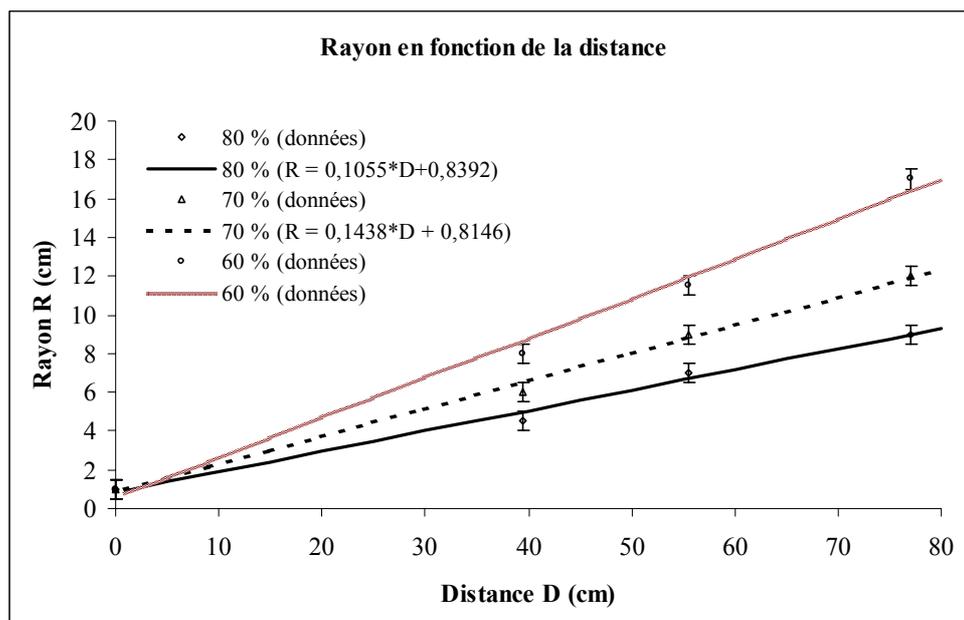


Figure 3.21 : Comparaison des estimations du rayon du faisceau en fonction de la distance entre la cible de production et l'échantillon à irradier avec un ajustement linéaire. Les paramètres de l'ajustement sont présentés dans la légende.

Table 3.11 : Estimation de la taille utile du faisceau en fonction de la distance à la cible de production à partir de l'ajustement des données.

Distance D entre la source et l'échantillon (cm)	Coupure sur l'intensité relative à :		
	80 %	70%	60%
	Estimation du rayon R de la surface utile (cm)		
5	1,4	1,5	1,6
10	1,9	2,3	2,6
20	2,9	3,7	4,7
30	4,0	5,1	6,7
40	5,1	6,6	8,8
50	6,1	8,0	10,8
60	7,2	9,4	12,9
70	8,2	10,9	14,9
80	9,3	12,3	17,0

3.4. Débit de dose du faisceau

La dose exprime l'énergie déposée par des particules dans une quantité unitaire de matière. L'unité utilisée est le Gray (Gy) ou Joule/kg.

Du fait de sa définition, la dose peut dépendre du type et du volume de matière irradiée ainsi que des caractéristiques (type et énergie) du faisceau incident.

Etant donné que les échantillons irradiés sont constitués de matériaux dont la composition exacte n'est pas toujours connue, il devient difficile de connaître la dose exacte déposée pour chaque échantillon. C'est pourquoi nous avons pris comme référence la dose « tissu équivalent » c'est-à-dire celle correspondant aux tissus musculaires humains. En effet, des méthodes de mesure ont été développées et sont couramment accessibles dans de grandes gammes de sensibilité pour les besoins aussi bien de la neutron-thérapie que de la radioprotection.

3.4.1. La chambre à ionisation

La chambre à ionisation est un détecteur à volume sensible gazeux qui fonctionne en mode proportionnel à gain unité où le courant dû à l'ionisation produite par les particules traversant la chambre est mesuré. Une fois le détecteur calibré, la mesure permet de connaître la dose déposée.

Pour nos mesures, nous avons travaillé en collaboration avec le service de neutron-thérapie qui possède une chambre à ionisation calibrée de 0,1 cc de gaz tissu équivalent de type FWT IC18 (n° de série 705). Nous avons suivi le protocole ICRU45 [51] et les principaux résultats sont [52]:

Distance (cm)	Débit de dose mesuré (cGy μC^{-1})
9.5 \pm 0.5	28.01 \pm 0.5%
14 \pm 0.5	15.31 \pm 0.5%

3.4.2. Le dosimètre RPL

Le RPL, ou Radio Photo Luminescent, utilise un principe similaire au TLD (§3.3.1). Le milieu (vitreux) est excité lors de son irradiation et des paires d'électrons-trous sont piégées dans la structure cristalline. Contrairement au TLD, pour leur lecture, ils ne sont pas chauffés mais excités par une source UV. Ils émettent alors des photons « orange » dont l'intensité est mesurée. Elle donne l'information sur la dose reçue. La lecture ne permet pas aux niveaux piégés de redescendre au niveau fondamental. On peut donc faire plusieurs mesures de la dose reçue. Les dimensions des RPL sont de 1 mm de diamètre pour 6 mm de longueur. Leur gamme de mesure de dose se situe de 0.1 Gy à 1 MGy avec une imprécision d'environ 20 % sauf aux alentours de 1 kGy où l'incertitude peut atteindre 50 % [45]. La réponse aux neutrons thermiques est équivalente à celle de gamma de 1 MeV tandis que pour les neutrons

rapides elle est de 0.5 %. Le "fading" est de 1 % par trimestre à température ambiante et il est accéléré lors de l'exposition à la lumière. Ils peuvent être réutilisés s'ils sont recuits à haute température.

3.4.3. Le dosimètre PAD

Le PAD, ou Dosimètre Polymère Alanine, est composé de poudre d'alanine ($\text{CH}_3\text{CH}(\text{NH}_2)\text{COOH}$) qui a une composition atomique proche des tissus humains et est dispersé dans un support plastique (un polymère) dans les proportions 67 % d'alanine et 33 % de polymère [45].

Lors de son irradiation, les particules ionisantes provoquent la formation de radicaux libres ($\text{CH}_3\text{CHCOOH}^\cdot$) dont la concentration peut être évaluée par spectrométrie ESR (Electron Spin Resonance). Comparées aux RPL et TLD, leur lecture demande un équipement plus complexe. Les dimensions des capteurs sont de 4.8 mm de diamètre pour 30 mm de longueur. L'incertitude sur la mesure est de 4 à 10 % pour une gamme de mesure de 10 à 500 kGy. La sensibilité aux neutrons rapides est de 40 à 50 % et de 1 % pour les neutrons de basse énergie tandis que pour les gamma elle est pratiquement indépendante de leur énergie. Comme pour les RPL, la lecture n'efface pas l'information. Mais contrairement aux TLD et RPL ils ne peuvent pas être recyclés pour de nouvelles irradiations car on ne peut pas reconstruire l'alanine dissociée.

3.4.4. Mesures et résultats

Avec la chambre à ionisation, en suivant le protocole ICRU45, nous avons mesuré, à 9.5 cm de la cible de production, un débit de dose due aux neutrons de $0.28 \text{ Gy } \mu\text{C}^{-1}$ avec une incertitude estimée à 5 %.

Une mesure de confirmation du débit de dose a été effectuée avec des RPL et PAD fournis et lus par le service TIS du CERN. La charge accumulée de deutons sur la cible de béryllium est de $9\,400 \mu\text{C}$ pour une distance cible/dosimètre de $9 \pm 0.5 \text{ cm}$. Les mesures des activités par RPL et PAD sont respectivement de 1849.2 et 356.4 Gy.

D'après M. Tavlet [53] la dose neutron D_n peut être calculée à partir de ces résultats comme :

$$D_n = 2(D_{PAD} - D_{RPL})$$

où D_{PAD} est la réponse mesurée sur les dosimètres alanine et D_{RPL} est celle mesurée sur les RPL. Ceci avec une estimation d'erreur de 10 à 20 %.

Ceci nous donne une dose due aux neutrons de 2985.6 Gy laquelle, normalisée par unité de charge de deutons incidents sur cible, nous indique un débit de dose « neutron » d'environ $0.318 \text{ Gy } \mu\text{C}^{-1}$. Compte tenu d'une incertitude de 20 %, cette valeur est en accord avec la mesure effectuée par la chambre à ionisation prise comme référence.

3.5. Contamination du faisceau

Lors des premières mesures de débit de dose, des incompatibilités entre les résultats des RPL, PAD et la chambre à ionisation nous ont amenés à soupçonner la présence d'une contamination du faisceau. En effet, les valeurs de débit de dose mesurées variaient entre 0.2 et 0.9 Gy μC^{-1} .

La mise en évidence fut effectuée en irradiant des films photographiques derrière un absorbeur. Ceux-ci montrèrent directement un noircissement important à la position attendue du faisceau de neutrons. En plaçant 0.5 mm de plomb, ce noircissement fut quelque peu atténué tandis que 1.5 mm de plomb permettait de faire disparaître la tache.

Il est donc apparu nécessaire de poser un filtre à la sortie de la cible de production pour tenter de limiter cette contamination.

3.5.1. Composition du filtre

L'irradiation de la chambre à ionisation « nue » (sans capuchon ni radiateur) a permis de déterminer approximativement l'épaisseur de matière (du plomb dans notre cas) nécessaire pour limiter cette contamination (Table 3.12).

Le rapport entre la charge accumulée dans la chambre à ionisation (Q_{ch}) et la charge incidente (Q_{ci}) représente, sous une certaine forme, la « dose » mesurée par la chambre à ionisation par unité de charge de deutons. Les mesures en fonction des différentes épaisseurs de feuilles de plomb (diminution de la « dose » mesurée) permettent de voir que le plomb diminue le taux de contamination par des particules chargées.

Table 3.12 : Charge accumulée dans la chambre à ionisation (Q_{ch}), charge incidente (Q_{ci}) et leur rapport en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur de plomb.

Épaisseur de Pb (mm)	Q_{ch} (nC)	Q_{ci} (μC)	$Q_{\text{ch}} / Q_{\text{ci}}$ (10^{-3})
0	1.341	1.05215	1.275
0.25	1.230	1.05483	1.166
0.5	1.197	1.05301	1.137
0.75	0.961	1.05265	0.913
1	0.945	1.05335	0.897
1.5	0.926	1.04392	0.887
3	0.913	1.04427	0.874

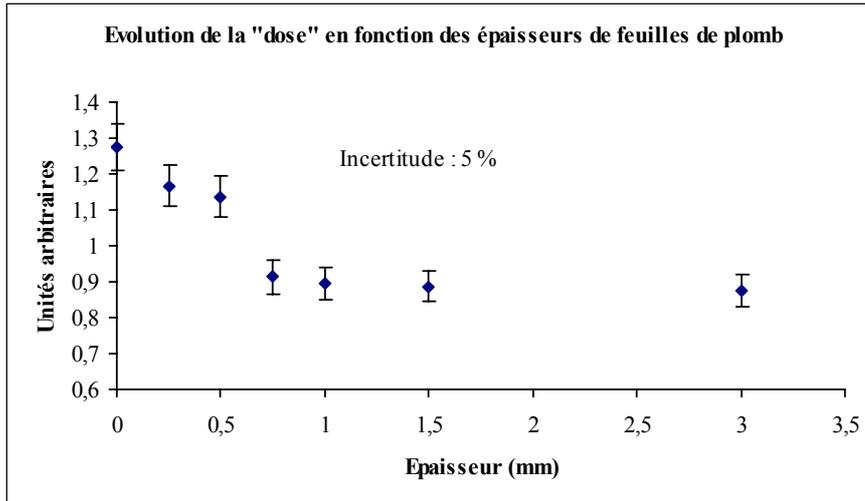


Figure 3.22 : évolution du taux de contamination de particules chargées (en ordonnée) pour différentes épaisseurs de plomb à une même distance. Les unités en ordonnée sont arbitraires.

Nous concluons que l'absorbeur en plomb permet de diminuer de manière significative la contamination du faisceau en particules chargées. En outre la Figure 3.22 montre qu'une épaisseur de 1 mm de plomb suffit. Au delà de cette épaisseur, les inévitables réactions dans l'absorbeur restent seules présentes.

En pratique le filtre est composé de la manière suivante :

- Une plaque de 10 mm de polyéthylène permet la thermalisation des neutrons épithermiques ($E_n \leq 1$ MeV) et la capture ($np \rightarrow d\gamma$) des neutrons thermiques éventuellement présents.
- Une feuille de cadmium naturel de 1 mm d'épaisseur absorbe une grande quantité des neutrons thermiques grâce à l'importante section efficace de capture.
- Une feuille de plomb de 1 mm permet d'atténuer l'intensité des gamma ainsi que la contamination du faisceau en particules chargées présente après la feuille de cadmium.

3.5.2. Efficacité du filtre

Un film photographique, sensible en général aux particules chargées et très peu sensible aux neutrons, peut montrer l'efficacité du filtre pour les particules chargées ionisantes. Par contre la réponse pour les gamma et les électrons est moins bien étudiée. C'est pourquoi nous avons préféré utiliser une simulation en deux étapes pour étudier les propriétés du filtre.

- La première étape simule la production de neutrons lors des interactions des deutons primaires avec la cible épaisse de béryllium. Elle permet de générer des événements neutrons avec des distributions angulaires et en énergie réalistes et/ou

(éventuellement) connues. Toutes les particules secondaires chargées sont absorbées dans la cible.

A ce niveau, il est difficile d'évaluer les contaminations en électrons et en gamma après la cible. Il est toutefois certain qu'une contribution gamma importante vient de la désexcitation du noyau ^{10}B à la suite des réactions $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}^*$ et $^{10}\text{B}^* \rightarrow ^{10}\text{B} + \gamma$.

La formation d'électrons provient principalement de la conversion de gamma énergétiques.

- Les neutrons, produits dans la première étape avec toutes leurs caractéristiques cinématiques, constituent les données de base de la deuxième étape. Grâce aux logiciels GEANT et GCALOR nous simulons leurs interactions dans les matériaux du filtre et obtenons les résultats présentés dans la Table 3.13 et la Table 3.14.

A ce niveau, une nouvelle source de gamma apparaît à la suite des processus suivants :

- Capture de neutrons lents sur l'hydrogène du polyéthylène
 $n_{\text{th}} + p \rightarrow d + \gamma$ ($E_{\gamma} = 2.23$ MeV)
- Diffusion inélastique de neutrons rapides sur le carbone du polyéthylène
 $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ ($E_{\gamma} = 4.43$ MeV)

Table 3.13 : Rapport gamma/neutron et particules chargées/neutron dans le faisceau avant et après le filtre.

Rapport	Avant le filtre (%)	Après le filtre (%)
γ/n	1.2	2.4
Particules chargées/n	0.08	0.03

Table 3.14 : Contamination après le filtre, par type de particule, énergie moyenne et maximum.

Type de particule	Fraction	Energie moyenne (MeV)	Energie maximum (MeV)
Neutron	1.0	16.56	50
Proton	$1.5 \cdot 10^{-4}$	12.61	25
Électron	$1.6 \cdot 10^{-4}$	1.57	6
Gamma	$2.4 \cdot 10^{-2}$	1.93	10

3.6. Conclusions

Nous avons, dans ce chapitre, présenté le faisceau intense de neutrons rapides développé pour ce travail. Les principales caractéristiques de ce faisceau sont :

- Une énergie moyenne de 20 MeV et un maximum à 50 MeV
- Un flux de $6.12 \cdot 10^{11} \text{ n } \mu\text{C}^{-1} \text{ Sr}^{-1}$ ($6.06 \cdot 10^9 \text{ n } \mu\text{C}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ à 9 cm de la cible de production)
- Un débit de dose (tissu équivalent) de $28 \text{ cGy } \mu\text{C}^{-1}$ à 9.5 cm de la cible de production
- Une dépendance en fonction de la distance comme l'inverse de la distance au carré.
- Une contamination en particule lourdes chargées relativement faible.

Chapitre 4 Les irradiations neutrons

Après une présentation des principaux développements effectués à Louvain-la-Neuve pour le fonctionnement et l'enregistrement des données issues des détecteurs, nous décrivons les tests effectués et les principaux résultats.

4.1. Instruments et acquisition de données

Indépendamment des développements propres aux détecteurs mêmes, nous avons développé et construit des instruments nécessaires au fonctionnement, à la régulation et au contrôle de ces détecteurs :

- un dispositif de régulation et de mélange de gaz,
- un instrument de mesure de faibles courants (électromètre) sous haute tension ainsi qu'un système de lecture et d'enregistrement en ligne des données,
- un programme de gestion et de contrôle d'une alimentation haute tension.

Les systèmes d'acquisition des signaux provenant des anodes des détecteurs utilisés lors des tests, seront très brièvement présentés dans les sections traitant des irradiations. En effet, ils ont été mis au point par nos collaborateurs de l'IIHE³⁰ et de Strasbourg.

4.1.1. Le système de régulation et de mélange de gaz

Comme les MSGC nécessitent l'utilisation de mélanges gazeux spécifiques, nous avons développé et construit un système de régulation de débit et de mélange de gaz dont le schéma est présenté à la Figure 4.1.

Pour la régulation du débit, nous avons utilisé deux débitmètres [54] calibrés, l'un pour les gaz nobles et l'autre pour des gaz plus lourds tel que le DME ou l'isobutane. L'avantage du système est que ces deux débitmètres sont simultanément contrôlés par une électronique relativement rapide. En outre, on peut spécifier un débitmètre maître et un esclave : cela permet de conserver un rapport constant de mélange même lors de fluctuations du débit dues à des changements de température ou de pression.

Aussi bien les débitmètres que les manomètres, les vannes et les détendeurs utilisés ont été maintenus sous emballage conditionné garantissant un niveau élevé de propreté. En effet, une pollution du gaz peut mener à un vieillissement rapide des détecteurs. Toute la tuyauterie est réalisée en acier inoxydable.

Le mélangeur est un tube en acier inoxydable dans lequel ont été soudées des chicanes qui permettent une bonne homogénéisation du mélange gazeux.

³⁰ Inter-University Institute for High Energy

Dans le détecteur, la pression du mélange est très légèrement supérieure à la pression atmosphérique, correspondant à 1 ou 2 mm d'huile de silicone utilisée dans le bulleur en sortie. Le serpentin de 20 m de long ainsi que le bulleur ont pour fonction d'éviter tout retour d'air dans le compteur.

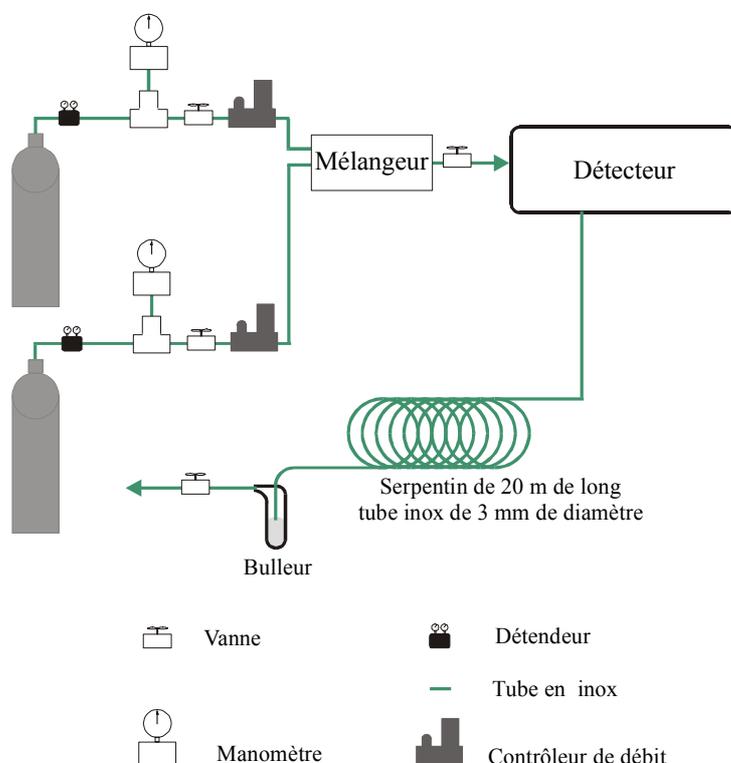


Figure 4.1 : Schéma du système de régulation de débit et de mélange du gaz.

4.1.2. Un électromètre flottant haute tension

Lorsque les électrodes du détecteur sont mises sous tension, il apparaît toujours un courant de fuite. La mesure de ce courant permet de vérifier le fonctionnement du dispositif. En effet, si le courant atteint des valeurs trop importantes, cela peut indiquer la présence d'un court circuit entre les électrodes. Mais ces courants peuvent prendre des valeurs aussi faibles que 100 pA et monter, lors d'irradiations, à plus de 10 μ A suivant le type de substrat utilisé et l'intensité de l'irradiation.

Si les alimentations commerciales à haute tension peuvent nous fournir les valeurs des courants de fuite, leur précision ne dépasse pas généralement le microampère. Il nous fallait donc un instrument qui permette une mesure en ligne sans perturber les conditions de fonctionnement sous des différences de potentiel de plus de 3500 volts.

Nous avons donc développé, avec le laboratoire d'électronique de l'Institut de Physique Nucléaire de Louvain-la-Neuve, un nanoampèremètre/électromètre répondant aux spécifications suivantes:

- Entrée bipolaire isolée de la masse à une tension maximum de +/- 5000 volts ;

- Sortie analogique bipolaire de +/- 1 volt à fond d'échelle ;
- Sortie en fréquence de 10 kHz ;
- Signal « Kill » sous forme NIM ou TTL.

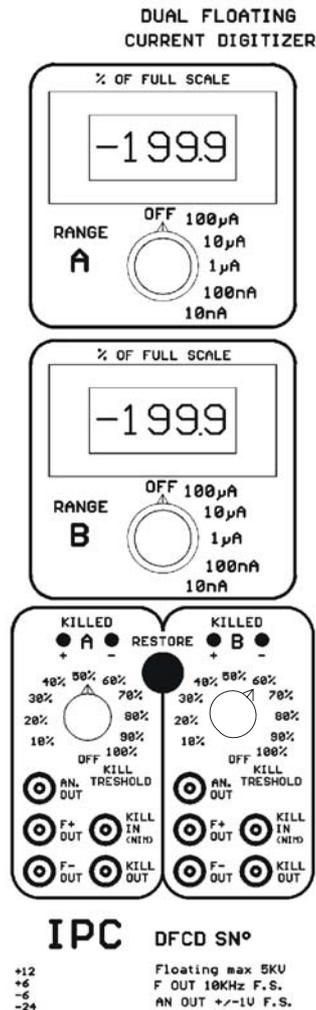


Figure 4.2 : Schéma de la face avant de l'électromètre.

Le module (Figure 4.2) qui a été conçu est au format NIM et contient deux électromètres indépendants. Chacun de ceux-ci a une gamme de sensibilité allant de 10 nA à 100 µA avec une précision de digitalisation estimée à 1 % du fond d'échelle.

Le module est mis en série avec une alimentation à haute tension avec une valeur maximum continue de 5000 volts. Les connecteurs d'entrée et de sortie sont protégés contre d'éventuels transitoires grâce à un tube à décharge. Ceci devrait limiter les dommages que pourraient provoquer de fausses manœuvres telles que la connexion de câbles déjà chargés.

Les sorties analogiques (+/- 1 volt à fond d'échelle) permettent de suivre l'évolution du courant tandis que la sortie en fréquence (10.000 Hz à fond d'échelle) permet d'intégrer la charge débitée. La durée de la conversion analogique/digitale est d'environ 12 ms. Elle limite la fréquence d'échantillonnage lors des mesures.

A fond d'échelle, la résistance interne utilisée pour mesurer le courant qui transite provoque une chute dans la tension appliquée de 1 volt.

Une fonctionnalité particulière est la sélection d'un seuil correspondant à 10, 20, 30, ..., 100 % du fond d'échelle de la gamme de mesure choisie. Lorsque le courant mesuré dépasse ce seuil, des diodes LED indiquent la polarité du courant excédant ce seuil et l'électromètre correspondant. De plus, un signal « Kill » est émis soit pour compter le nombre de dépassements soit pour arrêter la source de haute tension. Ce signal peut être choisi comme un signal NIM/TTL positif ou négatif.

Le courant de fuite de tous les électromètres construits a été mesuré sous une différence de potentiel de 5000 volts d'une source CAEN N470 [55] avec une montée en tension de 50 volts par seconde. Avec une montée aussi rapide et sous tension

assez élevée, le courant de fuite peut atteindre 1 nA au début au voisinage de 5 kV. Mais cette valeur décroît ensuite pour ne pas dépasser 100 pA et rester stable pendant plusieurs heures.

Pour de plus amples détails, le manuel d'utilisation est accessible sur le site WEB du laboratoire d'électronique [56].

4.1.3. Le système d'acquisition du courant de fuite

La connaissance du courant de fuite nous permet de vérifier le bon fonctionnement du détecteur. Une autre information utile est la présence de signaux transitoires dans les valeurs mesurées qui expriment, en réalité, la présence de décharges électriques dans le détecteur. Ces événements peuvent se produire lorsque les tensions appliquées sont trop élevées ou lorsqu'une particule fortement ionisante induit un chemin de décharge.

Pour étudier, lors des irradiations, l'évolution du courant de fuite, deux méthodes sont possibles. En effet, la source de haute tension (CAEN N470) permet de mesurer le courant avec une précision de 1 μ A. Le contrôleur CAENNET peut ainsi être utilisé pour des mesures en ligne (voir §4.1.4). Malheureusement, dans la majorité des cas, le courant à mesurer dépasse à peine le microampère et exige des électromètres de précision tel que celui développé au laboratoire d'électronique (voir § 4.1.2). Ces électromètres ayant généralement une sortie analogique comprise entre 1 et 10 volts, nous avons développé un système d'acquisition permettant la mesure et la visualisation en ligne du courant débité par la source de haute tension.

Ce système est basé sur une carte d'acquisition pour ordinateur PC permettant la conversion digitale d'un signal analogique bipolaire de maximum 10 volts. Cette carte (DAS 1400) Keithley permet la mesure multiplexée de 16 canaux avec une fréquence pouvant atteindre 1000 Hz sur l'ordinateur que nous avons utilisé. Les sorties analogiques des électromètres sont directement connectées à la carte d'acquisition (Figure 4.3).

Pour gérer cette acquisition, nous avons développé un programme de gestion d'enregistrement à partir du logiciel Testpoint (Keithley) : il permet de créer des applications graphiques d'acquisition et de traitement de l'information sous Windows 98.

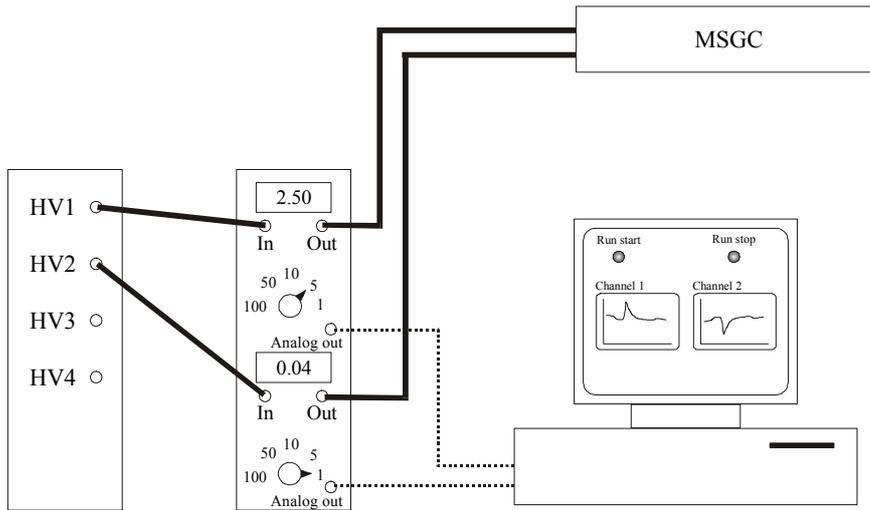


Figure 4.3: Schéma d'acquisition du courant de fuite pour une source de haute tension CAEN N470 avec deux voies employées.

4.1.4. Contrôle du module haute tension

Pour générer les hautes tensions, nous avons utilisé un module programmable CAEN N470 qui possède 4 voies. Les tensions maximales sont de 8 kV avec une précision de 1 volt. La vitesse de montée en tension ainsi que la chute de tension sont programmables ainsi que les tensions et courants maxima.

En outre, ce module a la particularité de pouvoir être contrôlé par une interface de communication de type CAMAC ou VME (CAENNET).

Nous avons ainsi développé un programme de gestion et de contrôle à distance de la haute tension par un système VME. Ceci permet de changer les configurations sans devoir se trouver à proximité de la zone d'irradiation.

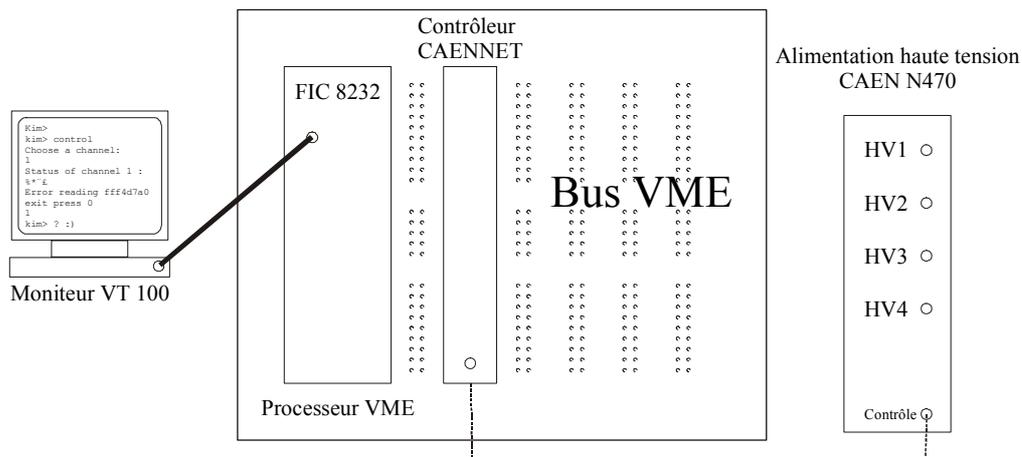


Figure 4.4 : Schéma du système de contrôle de l'alimentation haute tension CAEN N470.

4.2. Irradiation

Cette section présente l'ensemble (selon une liste non chronologique) des tests de comportement de détecteurs de type MSGC effectués en faisceau de neutrons. Les différences entre ces irradiations sont principalement liées à des modifications de caractéristiques techniques telles que la composition de la cathode de dérive ou des électrodes du substrat du MSGC.

4.2.1. Le premier test en faisceau de neutron

Ne connaissant pas à priori le comportement d'un MSGC placé dans un faisceau de neutrons, la première irradiation a consisté en l'étude d'éventuels dégâts radiatifs induits dans le substrat d'un MSGC en observant la variation de la résistance électrique de surface du substrat.

4.2.1.a. Le détecteur

Dans ce but, un prototype MSGC construit et préalablement testé à Mons (UMH) aux rayons X (6.4 keV) a été irradié.

Le détecteur était composé de :

- une enceinte en inox avec une fenêtre d'entrée en mylar aluminisé de 50 μm d'épaisseur
- une cathode de dérive faite avec une grille en inox
- un substrat en verre D263 avec un recouvrement en DLC³¹
- des pistes (anodes et cathodes) en chrome avec un pas de 200 μm et une surface active de 3x3 cm^2
- un mélange de gaz constitué à parts égales d'argon et de DME avec un débit de 3 l/h
- une haute tension positive était appliquée aux anodes.

4.2.1.b. Conditions d'irradiation, résultats et conclusions

L'objectif principal étant l'étude des dégâts radiatifs du substrat, le MSGC n'a pas été utilisé dans les conditions de fonctionnement correspondant au plateau d'efficacité mais pour des conditions correspondant à un très faible gain. En effet, pour une tension de dérive de (-)1000 volts, le plateau de fonctionnement pour ce détecteur commence à partir de 500 volts sur les anodes. Or, durant l'irradiation, nous n'avons jamais dépassé 400 volts. Seule une mesure du courant débité par les anodes a été effectuée (voir Figure 4.5) durant l'irradiation.

Le MSGC a été irradié avec des flux d'environ $6 \cdot 10^9 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $3 \cdot 10^{10} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour atteindre une fluence de $10^{14} \text{ n cm}^{-2}$. Au moment de l'irradiation, le filtre utilisé

³¹ Diamond Like Coating : recouvrement avec une couche en carbone dont la structure permet de modifier la résistivité électrique de surface.

pour diminuer la contamination du faisceau était composé de 1 cm de polyéthylène et 1 mm de plomb. Le détecteur a été irradié quasi uniformément sur toute sa surface active.

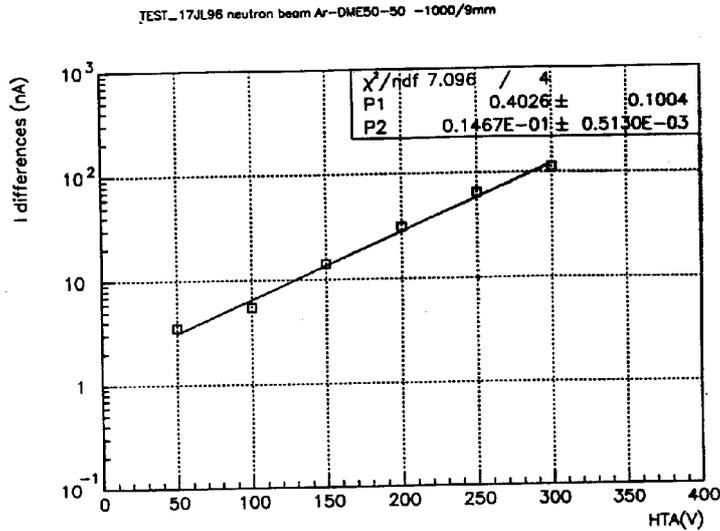


Figure 4.5 : Courant débité en fonction de la tension appliquée aux anodes pour une même intensité de neutrons. L'ordonnée représente la différence entre le courant mesuré sous irradiation et celui sans irradiation.

À partir de la Figure 4.5, et ayant observé que le courant varie aussi avec l'intensité du faisceau, on peut en conclure que l'irradiation aux neutrons produit des particules secondaires ionisantes dans le volume sensible. Il reste à savoir quel est le comportement du détecteur en condition de fonctionnement optimal, c'est-à-dire avec un gain suffisamment élevé au niveau du plateau de fonctionnement.

Par contre, les mesures de la résistivité électrique de surface avant ($1.3 \cdot 10^{14} \Omega/\text{sq}$) et après ($1.5 \cdot 10^{14} \Omega/\text{sq}$) l'irradiation ne montrent pas de variations significatives.

Une autre question reste en suspens : quelle est l'incidence de l'activation des matériaux utilisés pour la construction? Cette étude n'a pas été réalisée sur ce prototype puisqu'il ne représentait pas le détecteur « type » prévu pour CMS.

4.2.1.c. Conclusions

Le premier test montre que nous ne pouvons pas négliger l'effet des neutrons sur les MSGC.

4.2.2. Le premier test de MSGC « Open Design » à Louvain-la-Neuve

Une nouvelle disposition mécanique des MSGC du trajectographe CMS a été conçue sous le nom « open design »[57]. Elle a été appliquée dans le premier MSGC en fonctionnement réel à être testé en neutrons à Louvain-la-Neuve. Ce prototype a été construit et essayé avec des muons cosmiques par nos collaborateurs de l'IIHE.

4.2.2.a. Caractéristiques du MSGC "open design" irradié

La disposition mécanique « open design » prévoit un support en nid d'abeille aluminisé sur lequel le substrat et la cathode de dérivation sont fixés. Des tubes rectangulaires creux en aluminium définissent le volume gazeux fermé par une feuille de mylar aluminisé de 100 μm d'épaisseur collée sur les tubes. Ces tubes servent aussi à l'alimentation en gaz grâce à des orifices percés dans les parois internes. Des passages étanches sont prévus dans le nid d'abeille pour les connecteurs des signaux d'acquisition et les tensions de polarisation.

La dénomination dite « open » indique la possibilité d'accéder au volume sensible et donc aux détecteurs en détachant la feuille de mylar du support en aluminium. Cette configuration permet, en principe, une maintenance des substrats en cas de problème.

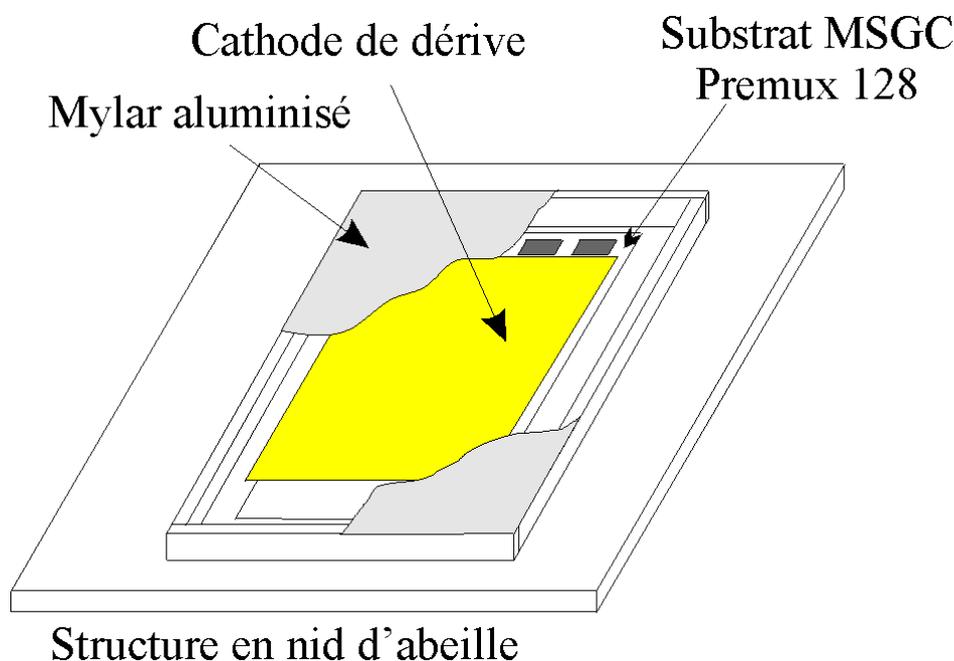


Figure 4.6 : Schéma du MSGC "open design".

Le MSGC, quant à lui, est constitué d'un substrat en verre Desag D263 de 0.3 mm d'épaisseur avec un recouvrement en verre semi-conducteur S8900 dont la résistivité de surface mesurée est $4.8 \cdot 10^{15} \Omega/\square$. Les anodes d'or sont de 7 μm de large au pas de 200 μm ; les cathodes d'or de 90 μm de largeur ont les bords passivés par 6 μm de résine polyimide de 2 μm d'épaisseur. Ce substrat contient 512 pistes de 8 cm de long.

Les pistes cathodes sont connectées à l'alimentation haute tension par groupe de 16.

La cathode de dérive est en verre Desag D263 de 0.3 mm d'épaisseur recouverte d'une fine couche de chrome de 2 nm d'épaisseur. Elle est placée 3 mm au-dessus du substrat.

Le gaz utilisé est un mélange d'argon et de DME (diméthyléther) dans une proportion 50 %-50 % avec un taux de renouvellement de 1 volume de gaz par heure.

Toutes les pistes sont connectées à une électronique de pré-amplification dite PREMUX 128[58]. Pour lui permettre d'être directement au niveau du substrat, l'ensemble est collé sur une plaque de verre de 0.3 mm d'épaisseur et les anodes sont reliées aux préamplificateurs par micro-soudures (« bonding »).

Les données sont acquises par multiplexage : lors d'un déclenchement de l'acquisition, le signal éventuel de chaque piste est lu en série au niveau du PREMUX 128 et digitalisé par un ADC³² à une cadence définie par une « horloge » dite séquenceur (Figure 4.7).

Le système d'acquisition des données des PREMUX a été développé par l'IIHE (UIA, ULB et VUB) et est basé sur des modules ADC et séquenceur de type VME³³. Le bus VME est géré via un contrôleur VME relié à une interface Macintosh. Le programme d'acquisition a été développé sous le logiciel Labview.

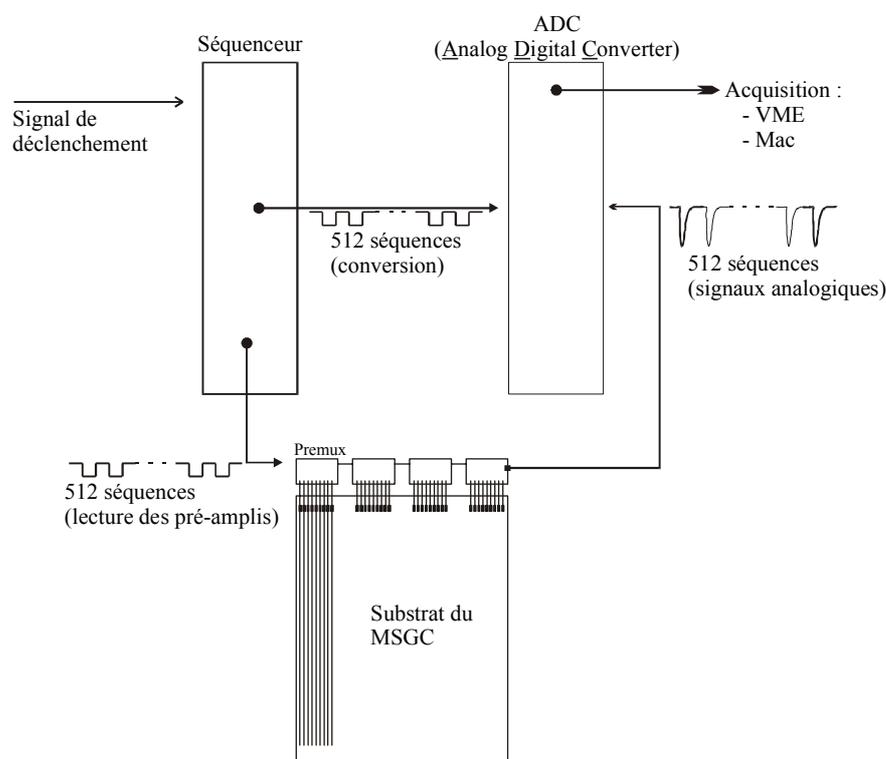


Figure 4.7 : Schéma de principe d'une acquisition par multiplexage pour un MSGC avec des pré-amplis premux.

³² Analog Digital Converter : convertisseur analogue-digital.

³³ Modules CAEN V686, V689 et V701 (Strip Detectors Readout System, SDRS).

4.2.2.b. Conditions d'irradiation

Le détecteur à l'essai est placé à 9 cm de la cible de production de telle sorte que le faisceau irradie le bord du substrat. La zone d'irradiation est donc limitée à une surface d'environ 4 cm de diamètre (voir Figure 3.13 et Figure 3.14) pour un flux de neutrons maximum de $6 \cdot 10^{10} \text{ n s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (intensité du faisceau de deutons de 10 μA) dans l'axe du faisceau.

Le faisceau de deutons a une structure définie par la fréquence du cyclotron. Celui-ci fournit des paquets de deutons toutes les 80 nanosecondes. Chaque bouffée a une durée d'environ 5 ns. Pour ce premier test, le faisceau est utilisé en mode pulsé ; toutes les 10 ms, le faisceau de deutons est envoyé sur la cible de production pendant 2 ms.

Le signal de déclenchement est donné par un scintillateur placé en aval du détecteur. Nous avons pu vérifier, en comparant le signal du scintillateur et celui de la fréquence du cyclotron, que le scintillateur a une efficacité de 100%. Étant donné que la vitesse d'acquisition est nettement inférieure à la fréquence de répétition des bouffées de faisceau, l'efficacité de l'acquisition s'en trouve fortement réduite. Le temps mort est donc principalement dû au système d'acquisition (une dizaine de déclenchement acceptés par seconde). De plus, aucune contrainte de sélection n'est fixée pour le déclenchement. Il est donc possible d'accepter un déclenchement à n'importe quel moment durant les 2 ms que dure le faisceau de neutrons et donc d'avoir un empilement de signaux lors de l'enregistrement.

La mesure du courant pour les différentes électrodes est effectuée par des électromètres fournis par l'IIHE. Ceux-ci sont monopolaires et ont une précision de mesure de $\sim 5\%$ pour un temps d'intégration de 20 ms. Les données des électromètres sont enregistrées de manière asynchrone par rapport à l'enregistrement des données des PREMUX 128. Le système utilisé est décrit au § 4.1.3. La fréquence d'échantillonnage (pour les électromètres) est de 40 Hz.

L'irradiation a duré approximativement 10 h, et la fluence totale atteinte est de $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ ce qui représente environ 3 années de fonctionnement au LHC. Le flux moyen est environ $7 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$.

4.2.2.c. Résultats

Durant l'irradiation, les tensions typiques étaient de ~ -580 volts sur les pistes cathodes et de -2 kV sur l'électrode de dérive. Au-dessus de -2 kV, la tension de dérive devient instable et des décharges apparaissent avec des pics de courant pouvant dépasser 10 μA . Ce problème a déjà été rencontré lors d'un test au CERN et serait lié à la haute résistivité électrique de surface ($\rho \geq 10 \text{ k}\Omega/\square$) de la couche de chrome de la cathode de dérive.

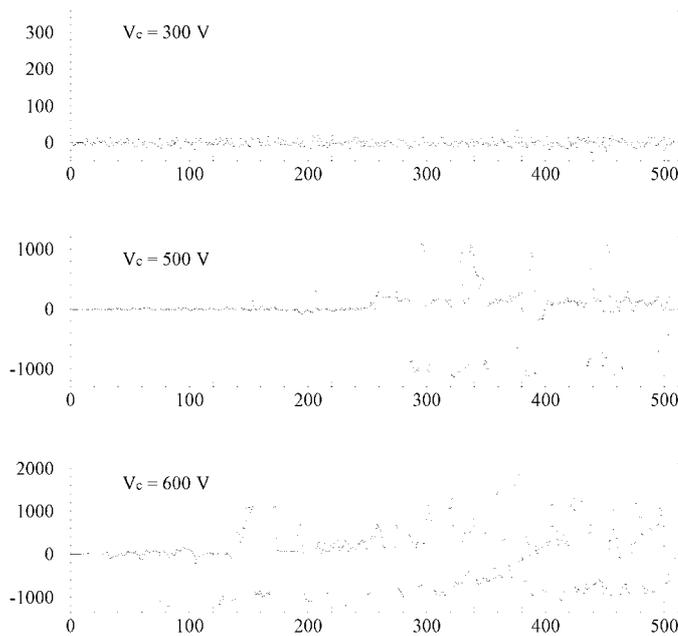


Figure 4.8 : Spectre d'amplitude des signaux aux anodes en fonction du numéro de piste (en abscisse) obtenu sous irradiation neutron avec un flux de $7 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2\text{s}$ à différentes tensions (négatives) de fonctionnement V_c sur les cathodes. Les piédestaux ont été soustraits par un programme d'analyse. La tension nominale de fonctionnement commence à partir de -580 volts. Chacun des cas correspond à l'enregistrement des données lors d'un déclenchement de l'acquisition.

A partir des données provenant des préamplificateurs, on voit clairement sur la Figure 4.8 des événements typiques se traduisant par un pic isolé (Figure 4.8 au dessus). On observe aussi (Figure 4.8 au milieu et en bas) l'effet d'empilement³⁴ qui apparaît aux tensions de polarisation plus élevées sur les cathodes (augmentation du gain). Pour chacun des exemples, le niveau de base ou « piédestal » a été soustrait par un programme d'analyse. C'est pourquoi, quand il n'y a pas de signal sur une anode, la hauteur d'impulsion oscille autour de zéro.

La figure correspondant à $V_c = -300$ volts correspond à un mode de fonctionnement du MSGC à faible gain. Les signaux mesurés sont toutefois caractéristiques des signaux attendus lors d'une irradiation par des particules au minimum d'ionisation de MSGC fonctionnant en mode opérationnel ($V_c \geq -580 \text{ V}$ et $V_d \geq -2 \text{ kV}$). Cet exemple montre bien la forte ionisation que peuvent produire les neutrons dans le MSGC.

³⁴ Présence de la superposition de plusieurs événements dans le détecteur lors de l'enregistrement des données.

Sur cette même figure, on peut aussi observer un effet collatéral négatif lié au groupement des cathodes par 16. En effet, la relative grande quantité de charge collectée ainsi sur quelques anodes perturbe la polarisation des cathodes voisines par effet capacitif. Or, comme ces cathodes sont regroupées par 16, cela entraîne une diminution de hauteur d'impulsion jusqu'à des valeurs négatives à côté des signaux positifs normaux.

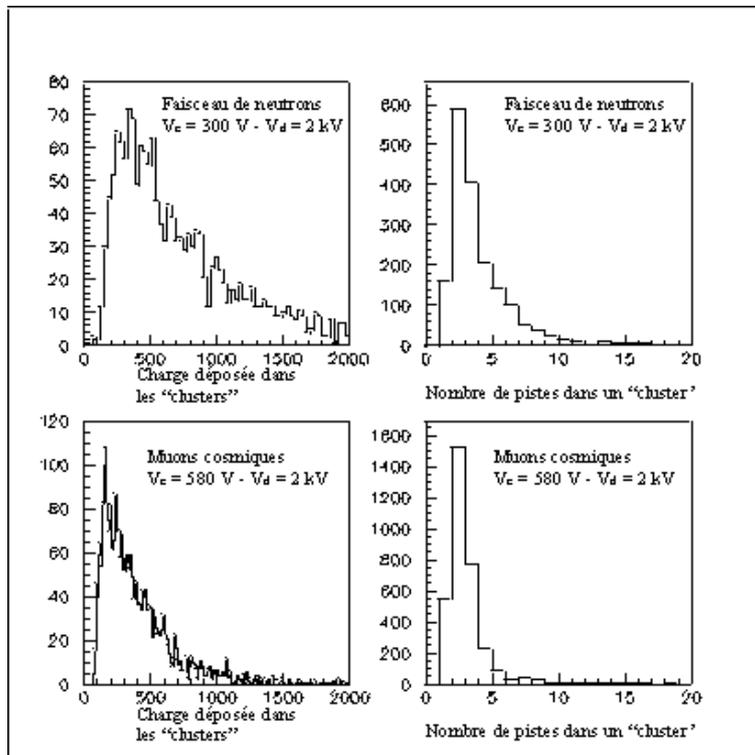


Figure 4.9 : Distribution de la charge collectée sur les pistes (gauche) ainsi que de la taille des « clusters³⁵ » (droite) durant l'irradiation neutron (haut) et lors d'irradiation avec des muons cosmiques pour différentes valeurs de tension.

La Figure 4.9 compare la distribution de charge collectée (distribution de Landau) lors d'une irradiation neutron et lors d'une irradiation avec des cosmiques (muons d'impulsion supérieure à 2 GeV). Ces mesures ont été effectuées avec une tension sur les cathodes de -300 V dans le cas de l'irradiation neutron et de -580 V dans le cas des cosmiques. Le mélange de gaz ainsi que la tension de dérive (-2 kV) sont les mêmes. Le gain en fonction de V_c étant connu, le rapport entre l'énergie déposée par les particules fortement ionisantes induites par les neutrons et les MIPs a été ainsi estimé à ~ 65 . Toutefois, les conditions de l'irradiation neutron ne sont pas optimisées pour cette comparaison. Ainsi, le délai entre le déclenchement et l'acquisition même des signaux ou encore les effets d'empilement influencent la distribution de charge collectée et expliquent partiellement la valeur de ce rapport.

³⁵ On définit un « cluster » comme étant le groupement de pistes sur lesquelles des charges produites par le passage d'une particule ionisante se sont déposées.

De même, on peut remarquer que le groupe de pistes anodes touchées (« cluster ») lors de l'interaction d'une particule avec le détecteur est supérieure dans le cas des neutrons au cas des MIPs.

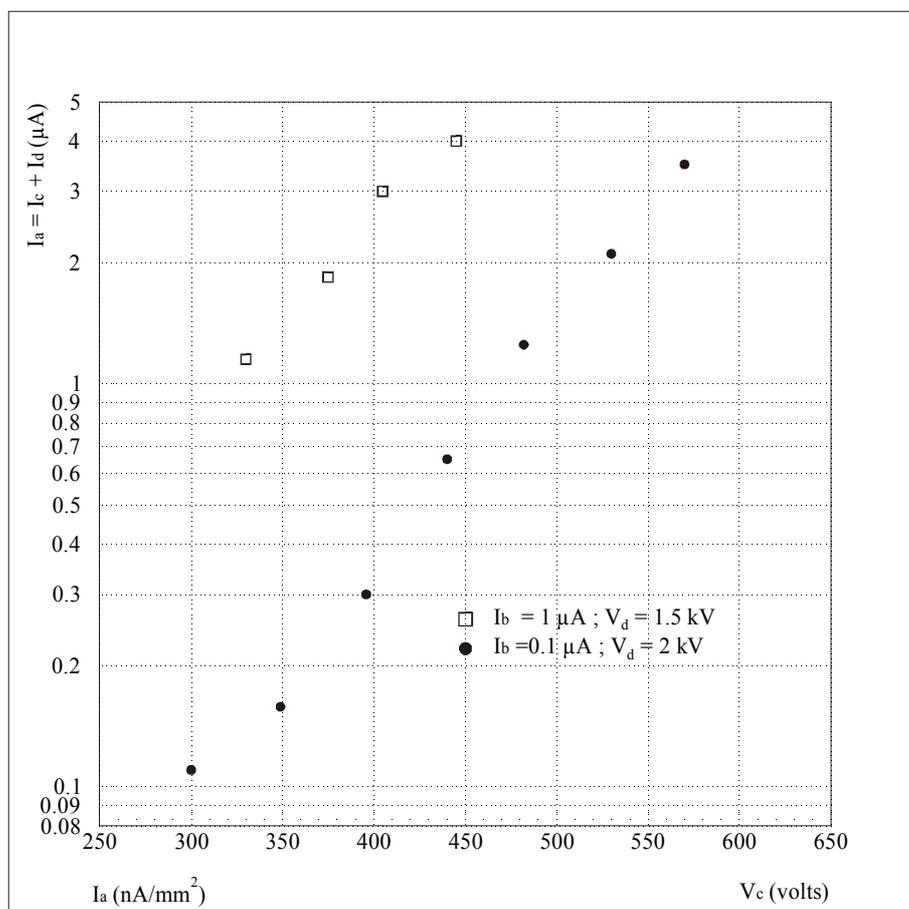


Figure 4.10 : Courant d'anode exprimé comme la somme des courants de cathode et de dérive en fonction de la tension sur les cathodes (V_c) lors de l'irradiation neutron pour deux intensités différentes (I_b) du faisceau primaire de deutons.

La Figure 4.10 montre la dépendance du courant d'anode calculé à partir des mesures séparées des courants de cathode et de dérive en fonction de la tension de cathode pour deux intensités de faisceau de neutrons. Il est à remarquer que le courant ainsi calculé pour $V_c = -300$ V correspond à ce qui est attendu au LHC (10^6 MIPs $cm^{-2} s^{-1}$) tandis qu'à -580 V (tension normale de fonctionnement du MSGC) on atteint un courant 30 fois supérieur à ce qui est attendu au LHC.

Comme mentionné précédemment, la distribution de Landau est affectée par l'empilement. La qualité du système de déclenchement est indiqué sur la Figure 4.11 où la multiplicité d'événements par déclenchement et la distribution de Landau calculée sont montrées côte à côte pour le déclenchement provenant du scintillateur et celui provenant d'un déclenchement aléatoire. Pour la tension V_c égale à -500 V, le nombre de « clusters » par événement est assez élevé du fait du recouvrement, même avec le scintillateur comme déclencheur. Cela signifie que la distribution observée est

effectivement déformée par rapport à une distribution de Landau et que le rapport réel des énergies déposées par les HIPs induits et les MIPs peut être plus élevé.

Prenant en compte ce rapport ainsi que la mesure des courants, on peut estimer que la contribution des neutrons à la formation de HIPs est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$ HIP/neutron. Mais, du fait du recouvrement et de la méconnaissance de la contamination exacte du faisceau, cette valeur doit être entendue comme une borne supérieure de production de HIPs dans ce détecteur particulier.

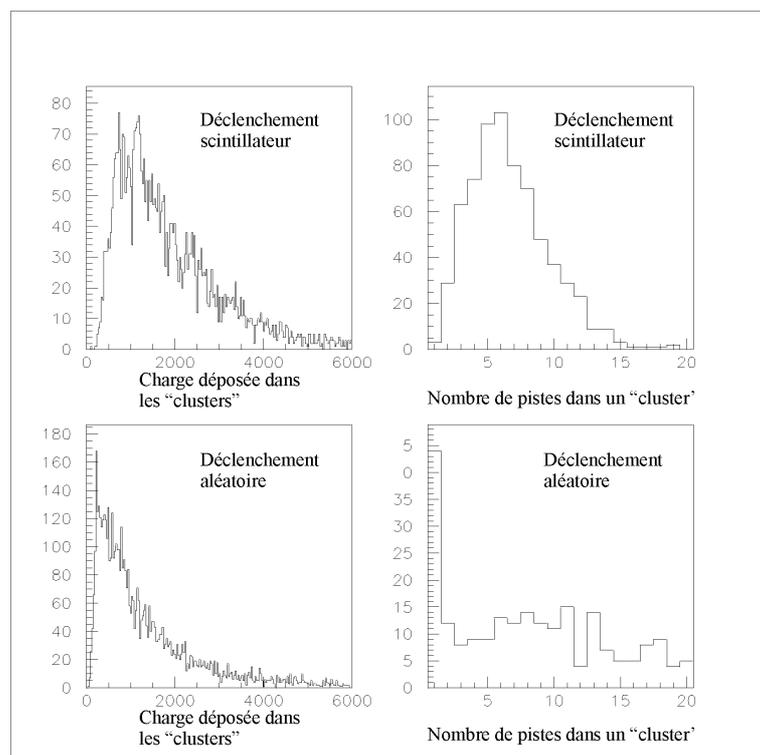


Figure 4.11 : Distribution de Landau (gauche) et multiplicité des « clusters » (droite) pour un déclenchement avec le scintillateur (dessus) et un déclenchement aléatoire pour $V_c = -500$ V lors de l'irradiation neutron.

Sur la Figure 4.12 nous montrons les courants de cathode (bas) et de dérive (haut). La tension de fonctionnement aux cathodes est -500 volts et le courant de fuite au niveau des cathodes atteint 150 nA. On voit que, si le comportement global des cathodes est assez stable, ce n'est pas le cas pour la cathode de dérive qui montre un certain vieillissement (décroissance du courant en fonction du temps). Ce comportement serait probablement dû à la nature du matériau utilisé comme cathode de dérive (le Cr) qui a une résistivité de surface électrique assez élevée.

Malgré cela, l'inspection visuelle du détecteur, après irradiation, ne montre pas de traces de dommage au niveau du substrat à l'endroit de l'irradiation.

4.2.2.d. Conclusions

Ces essais ont montré l'effet dramatique engendré par les neutrons : quantité d'énergie (ou de charge) élevée déposée par les HIPs induits par les neutrons, nombre de pistes qui peuvent être simultanément touchées et qui affectent l'occupation générale du détecteur.

Un autre souci est la présence de décharges visiblement liées à l'instabilité de la cathode de dérive (Figure 4.12). Ce problème ne nous a pas permis de fonctionner en mode opérationnel normal. Un nouvel essai avec une cathode de dérive en or a été envisagé (§ 4.2.3). En effet, l'or étant meilleur conducteur que le chrome, il ne devrait pas donner lieu à ce genre de problèmes (effets résistifs et capacitifs).

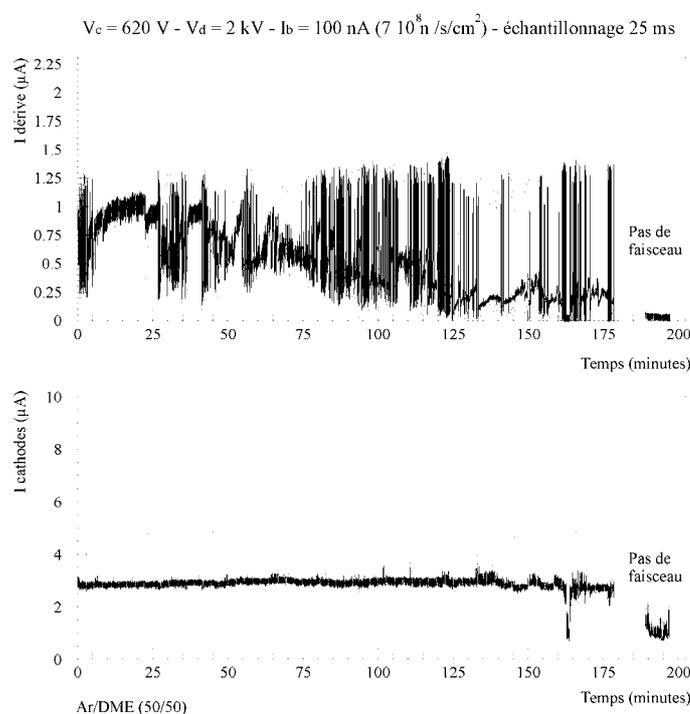


Figure 4.12: Courants de cathode et de dérive pendant l'irradiation à un flux de $7 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2\text{s}$. Les valeurs de tension sur les cathodes et la dérive sont respectivement $V_c = -580 \text{ V}$ et $V_d = -2 \text{ kV}$.

4.2.3. Le second test de MSGC « Open Design » à Louvain-la-Neuve

A la suite du premier test (§ 4.2.2), la cathode de dérive en chrome a été remplacée par une cathode recouverte d'or pour tenter d'éliminer les instabilités. Une nouvelle irradiation du même détecteur mais avec la cathode de dérive en or a donc été entreprise. Nous en avons profité pour évaluer l'activité gamma de la zone MSGC irradiée.

4.2.3.a. Conditions d'irradiation

A l'exception du faisceau pulsé remplacé par un faisceau continu, les conditions d'irradiation sont sensiblement les mêmes que pour l'irradiation précédente. En outre, malgré la bonne efficacité du scintillateur par rapport à la fréquence du cyclotron, nous avons utilisé le signal HF (Haute Fréquence) pour le déclenchement afin de ne pas détruire le scintillateur.

4.2.3.b. Résultats de l'irradiation

A la fin de l'irradiation, la zone centrale du détecteur a reçu approximativement 10^{13} n/cm² avec un flux moyen de $3.4 \cdot 10^9$ n/cm²s. La durée de l'irradiation est d'environ 8 heures. En termes de flux, nous avons atteint l'équivalent d'une année de fonctionnement au LHC en moins de 10 heures. La fluence de cette irradiation correspond à un tiers de celle de l'irradiation précédente. Il est donc difficile de tirer des conclusions sur le vieillissement. Néanmoins, les principaux résultats de ces irradiations sont :

- La cathode de dérive en or a présenté un comportement plus stable que celle de chrome ;
- Nous n'avons pas pu faire fonctionner le détecteur à des tensions de dérive supérieure à -2 kV comme dans le cas précédent sans avoir de décharges importantes
- Les décharges ont eu lieu principalement sur les bords de la cathode de dérive (Figure 4.13).

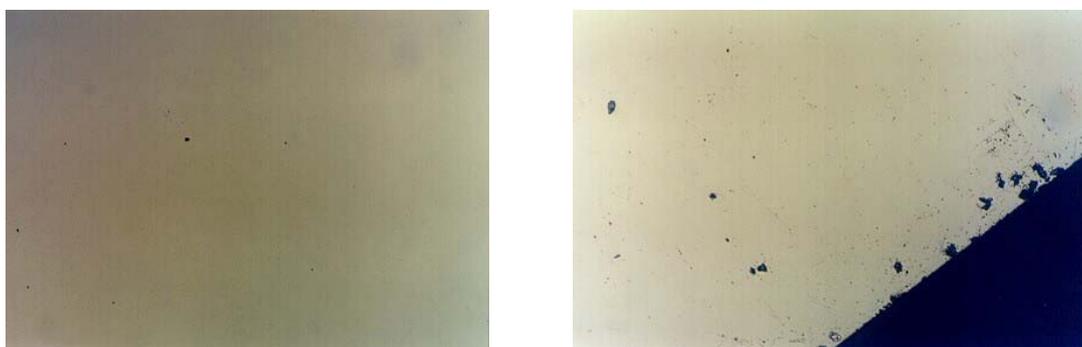


Figure 4.13 : Photos de la cathode de dérive en or après l'irradiation. La photo de gauche a été prise au centre (là où eu lieu l'irradiation) tandis que celle de droite représente le bord de la cathode de dérive. On peut y voir les impacts de décharges (points noirs).

4.2.3.c. Résultats des mesures d'activité gamma

Le MSGC étant un système mécanique complexe dont la composition chimique exacte est inconnue³⁶, il nous est donc impossible d'évaluer l'activation a priori. C'est

³⁶ Ce problème est principalement lié à des secrets de fabrication des fournisseurs des divers composants du détecteur.

pourquoi une mesure directe de l'activité est utile. En effet, à partir de mesures d'activité gamma, nous pouvons identifier certains des radioéléments produits et évaluer leurs contributions à l'activité de l'ensemble. Nous avons utilisé, dans ce but, un détecteur germanium hyper-pur utilisé antérieurement pour les mesures de caractérisation du faisceau (§ 3.2)

Lors de la mesure d'activité du MSGC, certaines précautions doivent être prises. En effet, le MSGC ne peut être considéré comme une source radioactive ponctuelle du fait de la non-uniformité de l'irradiation neutron sur toute sa surface et du fait de sa taille. C'est pourquoi nous avons utilisé un collimateur en plomb de 1 cm d'épaisseur et ayant une ouverture de 1 cm de diamètre pour définir la zone de mesure de l'activité gamma. Bien que ce « simple » collimateur ne permette pas une cartographie précise de l'activité, nous avons considéré cela suffisant pour une estimation globale.

Sur la Figure 4.14, nous observons le spectre gamma d'activité 26 minutes après l'irradiation et nous indiquons l'origine des principaux pics. La mesure a duré 11 minutes.

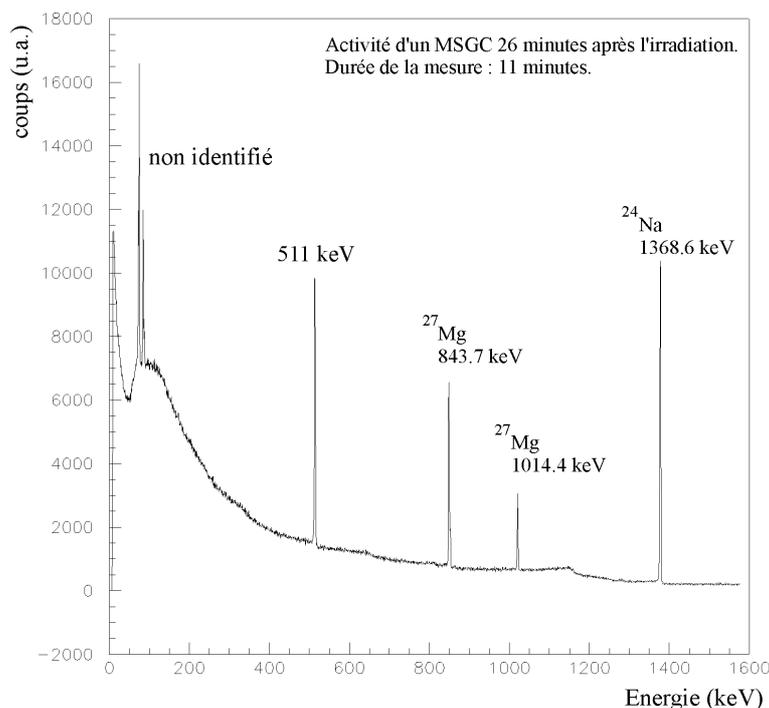


Figure 4.14 : Activité gamma d'un MSGC de type « open design » dont toutes les électrodes sont en or.

La Figure 4.15 montre les résultats de la mesure d'activité gamma environ 10 jours après l'irradiation. Ici aussi, les pics gamma sont identifiés.

A partir de l'activité mesurée (les Figure 4.14 et Figure 4.15 ne représentent qu'une partie des mesures) à différents moments après l'irradiation, nous avons pu mettre en évidence la présence de radioéléments repris en Table 4.1. En supposant que l'intensité du faisceau de neutrons est 340 fois plus élevée que celle attendue dans

CMS, nous pouvons extrapoler nos résultats pour estimer l'activité par cm^2 de détecteur, au terme de 10 années d'opération du LHC (fluence de 10^{14} n/cm^2). Cette estimation, basée uniquement sur les activités gamma provenant des éléments identifiés, est d'environ 5000 Bq/cm^2 à l'arrêt du LHC. Cette valeur devrait décroître, un mois plus tard, à 200 Bq/cm^2 . A l'arrêt du LHC, cette estimation représente une activité d'environ 50 MBq/m^2 . Ces valeurs doivent évidemment être prises comme des estimations à un facteur deux près au minimum.

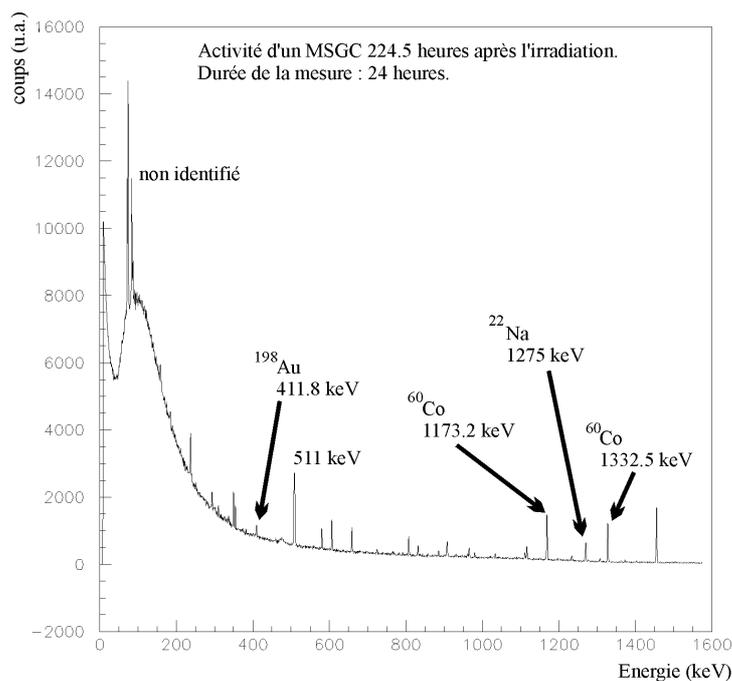


Figure 4.15 : Activité gamma d'un MSGC de type « open design » dont toutes les électrodes sont en or. La mesure, d'une durée de 24 heures, a été effectuée près de 10 jours après la fin de l'irradiation. L'origine des principaux pics gamma est indiquée.

Table 4.1 : Radioéléments identifiés dans les différentes mesures d'activité du MSGC, réaction de production, temps de demi-vie et les principales raies gamma émises.

Réaction	Noyau radioactif	$T_{1/2}$	E_{γ} (keV)
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	^{198}Au	2.7 j.	411.8
$^{48}\text{Ti}(n,p)$	^{48}Sc	43.67 h.	983.5
			1037.6
			1312.1
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	^{24}Na	15 h.	1368.6
$^{23}\text{Na}(n,\gamma)$			2754
$^{23}\text{Na}(n,2n)$	^{22}Na	2.6 a.	1275
$^{56}\text{Fe}(n,p)$	^{56}Mn	2.58 h.	846.8
			1810.8
$^{27}\text{Al}(n,p)$	^{27}Mg	9.46 m.	843.7
			1014.4

Seuls les radioéléments de durée de vie suffisamment longues ont pu être identifiés.

4.2.3.d. Conclusions

Ces deux dernières irradiations (§ 4.2.2 et 4.2.3) ont montré que les MSGC peuvent subir des décharges importantes en fonctionnement. Ce comportement pouvant induire des dégâts irréversibles, ce problème est devenu prioritaire pour la collaboration et de nouveaux tests à Louvain-la-Neuve et au PSI³⁷ ont ainsi été menés pour tenter d'y apporter une solution grâce à de nouvelles conceptions.

Les mesures de l'activation du MSGC, ont montré qu'une longue irradiation auprès du LHC conduit à une activité gamma relativement importante et qu'un délai de refroidissement suffisant, avant d'accéder à l'ensemble du trajectographe, doit être respecté pour des raisons de sécurité.

4.2.4. MSGC de l'IMEC

Dans le cadre de la collaboration, les laboratoires belges ont fait fabriquer des substrats MSGC par l'IMEC³⁸. Plusieurs configurations de substrats ont été développées et testées par l'IIHE [59]. C'est dans le cadre de ces développements qu'une irradiation de deux MSGC avec des substrats produits à l'IMEC a été effectuée. Ces détecteurs ont été assemblés et testés avec des muons cosmiques par l'IIHE.

L'objectif principal du test effectué ici dans le faisceau de neutrons de Louvain-la-Neuve a été l'étude des décharges dans les détecteurs pour les deux configurations

³⁷ Paul Scherrer Institute

³⁸ Inter-university Micro Electronic Center

choisies. Contrairement aux tests précédents, l'irradiation sur la totalité de la surface a été effectuée. Dans ce but, les détecteurs ont été placés à une plus grande distance par rapport à la cible de production (§4.2.4.b). Cela entraîne évidemment une diminution correspondante du flux de neutrons.

4.2.4.a. Les MSGC testés

Les deux MSGC testés ne différaient que par que le type de substrat. Pour le reste, ils ont été construits suivant la configuration « Open Design » avec une cathode de dérive en or. Les deux substrats construit à l'IMEC ont en commun :

- l'utilisation de verre Desag D263 d'une épaisseur de 0.3 mm ;
- des pistes de 1.6 μm d'épaisseur dont 0.8 μm en Cu et 0.8 μm en Au superposés ;
- les cathodes ont 101 μm de largeur ;
- les anodes ont 9 μm de largeur ;
- la distance entre anodes et cathodes est de 45 μm ;
- le pas entre anodes est de 200 μm .

Les deux substrats utilisés se distinguent par des couches additionnelles isolantes ou semi-conductrices :

- MSGC1 : recouvrement des bords des cathodes avec un isolant (BCB³⁹) ;
- MSGC2 : comme le MSGC1 avec un recouvrement du Desag D263 avec du verre semi-conducteur Pestov.

4.2.4.b. Conditions d'irradiation

Le MSGC1 a été placé à 74 cm de la cible de production tandis que le MSGC2 se trouve environ 5 cm plus loin en aval. Au début et en fin d'irradiation, le faisceau continu de neutrons a été produit avec un courant de deutons sur la cible de production de 100 nA : cela correspond à un flux de neutrons de $\sim 9 \cdot 10^6$ n/cm²s.

La majeure partie de l'irradiation a été effectuée avec une intensité du faisceau de deutons de 2.5 μA qui correspond à un flux de neutrons de $\sim 2.2 \cdot 10^8$ n/cm²s.

Pour le MSGC2, le flux correspond à environ 88% de celui incident sur le MSGC1.

Pendant l'ensemble de l'irradiation, nous avons maintenu les tensions de fonctionnement normales des MSGC. Cela signifie que les MSGC ont fonctionné, lors de l'irradiation, avec des tensions comprises entre -2500 et -3000 volts sur les cathodes de dérive tandis que pour les cathodes elles se situaient entre -500 et -560 volts environ.

Les courants des cathodes de dérive et des cathodes ont été mesurés avec le système décrit dans le §4.1.3. Lors des mesures à basse intensité, les échelles de mesures ont été fixées à 1 μA à fond d'échelle tandis qu'à haute intensité, les échelles de mesures ont été de 10 μA .

³⁹ Benzo Cyclo Buthène

4.2.4.c. Analyse des décharges

Pour étudier les décharges (fréquence, charge accumulée,...) nous avons conçu un programme d'analyse basé sur une étude détaillée des caractéristiques des décharges. En effet, si une décharge peut être assez rapidement identifiée dans les données brutes par un sursaut de courant de montée et descente rapide comme on peut le voir sur la Figure 4.16, il faut cependant choisir des critères plus élaborés.

Si les données étaient toutes aussi nettes que sur la Figure 4.16, il suffirait de fixer un simple seuil de fluctuation du niveau de base du courant. Mais à l'inspection de la Figure 4.17, nous observons une décharge (vers 19000s) suivie d'une fluctuation importante du courant qui serait prise comme une décharge sur base d'un simple seuil.

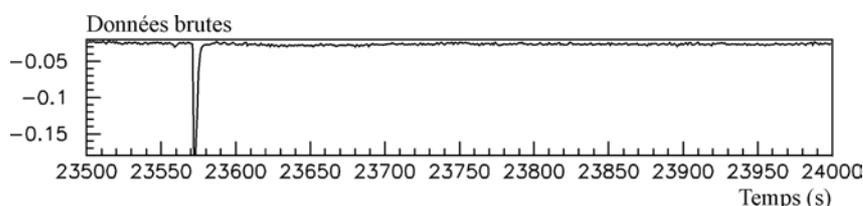


Figure 4.16 : Exemple typique d'une décharge sur la cathode de dérive MSGC1. L'échelle verticale est arbitraire (-0.2 représente un courant de $-10 \mu\text{A}$ environ). Le niveau de base du courant est environ de -0.02 ($-1 \mu\text{A}$).

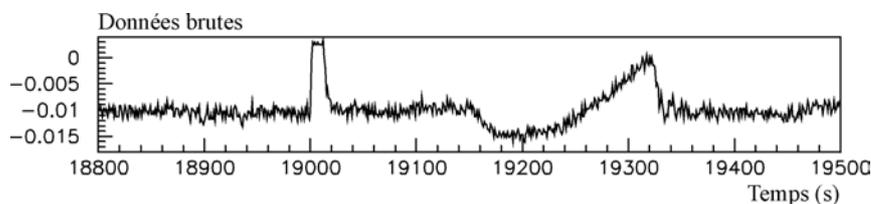


Figure 4.17 : Exemple d'une décharge sur les cathodes MSGC1 suivie d'une fluctuation brusque du courant. L'échelle verticale est arbitraire (-0.2 représente un courant de $-10 \mu\text{A}$ environ). Le niveau de base du courant est environ de -0.01 ($-0.5 \mu\text{A}$).

La Figure 4.18 est un autre exemple qui montre les défauts d'utilisation d'un simple seuil. L'identification des décharges est donc nettement plus complexe.

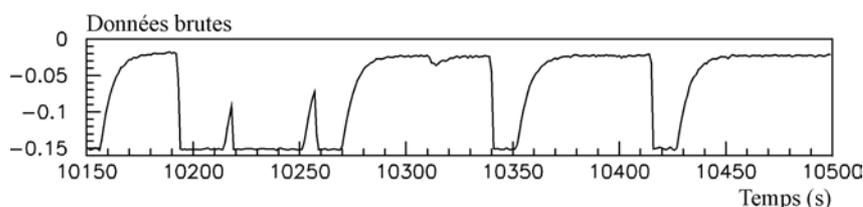


Figure 4.18 : Exemple d'une séquence de décharges quiaturent l'électromètre sur les cathodes MSGC1. L'échelle verticale est arbitraire (-0.2 représente un courant de $-10\ \mu\text{A}$ environ). Le niveau de base du courant est environ de -0.02 ($-1\ \mu\text{A}$).

Pour améliorer l'identification des décharges, nous avons analysé les données. Les principales phases de cette analyse sont :

- un lissage des données (préliminaire en option) ;
- un algorithme basé sur le calcul de la dérivée qui permet de mettre en évidence les variations brusques première, caractéristique des décharges ;
- le calcul du niveau moyen de la dérivée première des données ainsi que de ses fluctuations permet de fixer un seuil de variation des fluctuations liées, cette fois, à la variation et non la valeur absolue des données brutes ;
- lors d'une variation brusque dans un sens, on recherche la présence d'une variation brusque dans le sens opposé. Elle définit alors la fin de la décharge. Ceci permet de séparer deux décharges qui se superposent ;
- la durée entre les deux variations brusques définit la durée de la décharge.

Sur les Figure 4.19, Figure 4.20 Figure 4.21 et Figure 4.22 nous montrons les résultats du programme d'analyse pour l'identification des décharges dans plusieurs cas typiques. L'identification des décharges est définie comme suit : +/- 2 définit la montée de la décharge ainsi que la durée de celle-ci avant la décroissance du courant, +/- 1 définit la descente de la décharge ; une valeur nulle correspond à l'absence de décharge. La position en abscisse est la moyenne pondérée de la charge mesurée.

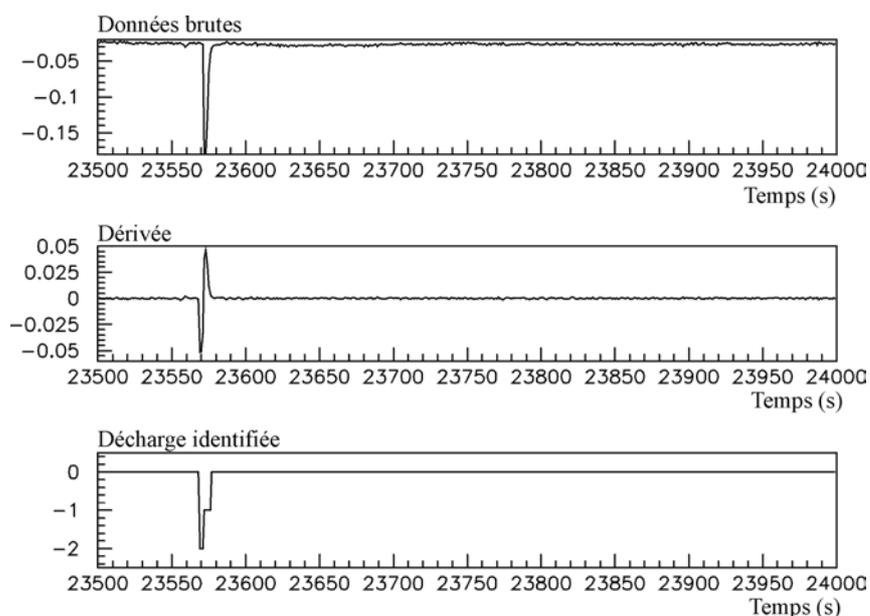


Figure 4.19 Exemple de décharge sur la cathode de dérive MSGC1 avec calcul de la dérivée et identification de la décharge. Les échelles verticales sont arbitraires (-0.2 représente un courant de $-10 \mu\text{A}$ environ pour le graphe supérieur). Le niveau de base du courant est environ de -0.02 ($-1 \mu\text{A}$).

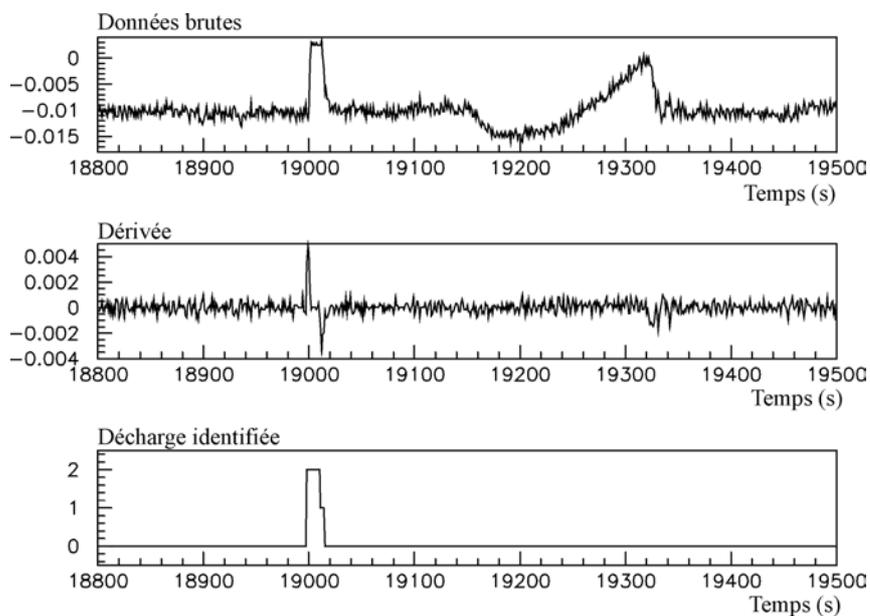


Figure 4.20 Exemple d'une décharge sur les cathodes MSGC1 suivie d'une fluctuation brusque du courant, calcul de la dérivée et identification de la décharge. Les échelles verticales sont arbitraires (-0.2 représente un courant de $-10 \mu\text{A}$ environ pour le graphe supérieur). Le niveau de base du courant est environ de -0.01 ($-0.05 \mu\text{A}$).

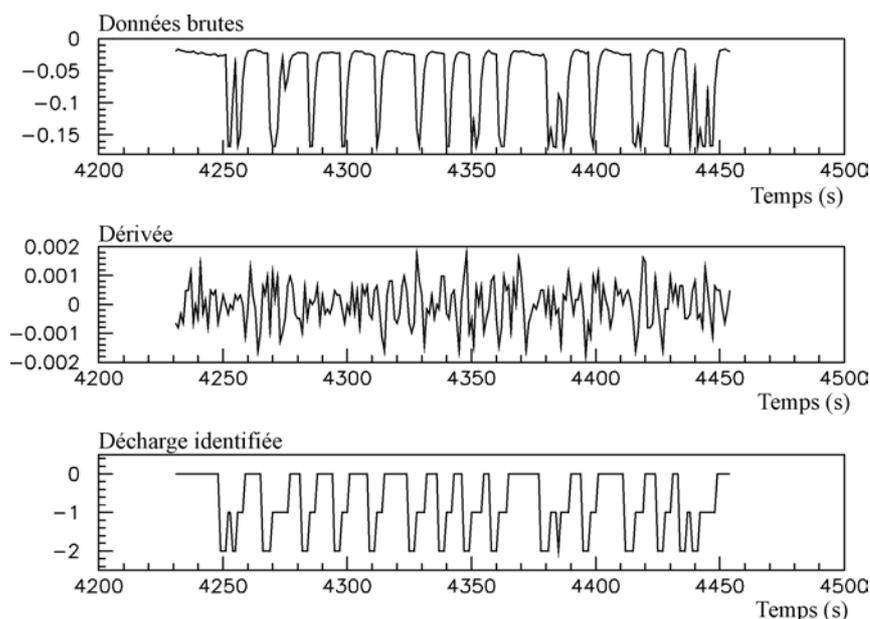


Figure 4.21 Exemple de décharges sur la cathode de dérive MSGC2 avec calcul de la dérivée et identification de la décharge. Les échelles verticales sont arbitraires (-0.2 représente un courant de $-10 \mu\text{A}$ environ pour le graphe supérieur). Le niveau de base du courant est environ de -0.02 ($-1 \mu\text{A}$).

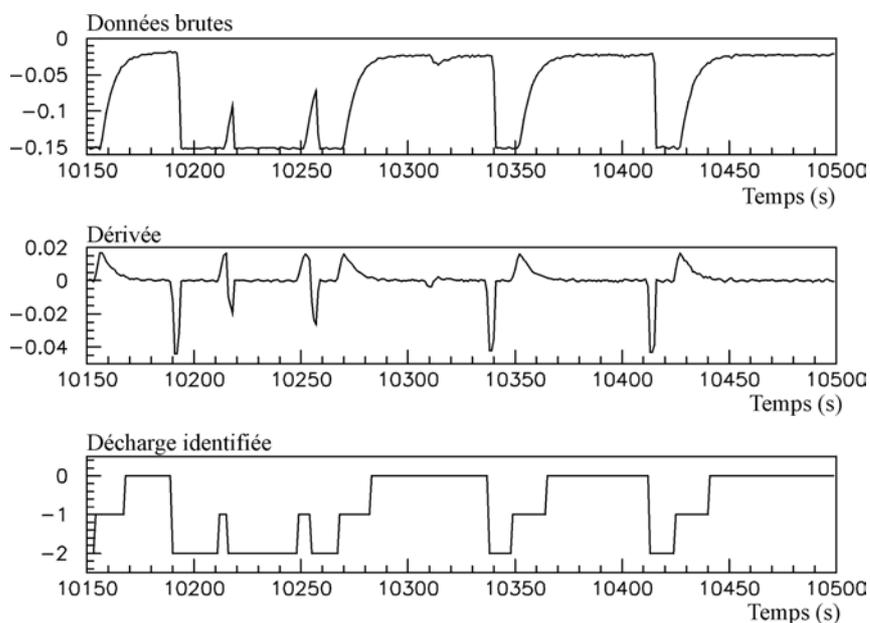


Figure 4.22 Exemple de décharges à saturation sur les cathodes MSGC1 avec calcul de la dérivée et identification de la décharge. Les échelles verticales sont arbitraires (-0.2 représente un courant de $-10 \mu\text{A}$ environ pour le graphe supérieur). Le niveau de base du courant est environ de -0.02 ($-1 \mu\text{A}$).

4.2.4.d. Résultats

□ Caractéristiques des décharges

Grâce à notre programme d'analyse des décharges nous avons déduit, pour chaque MSGC et deux intensités du faisceau de deutons différentes, les distributions de charge, de durée et du temps entre deux décharges. Pour le MSGC1, les Figure 4.23 et Figure 4.25 donnent les résultats pour les deux intensités du faisceau tandis que les Figure 4.24 et Figure 4.26 donnent ceux relatifs au MSGC2.

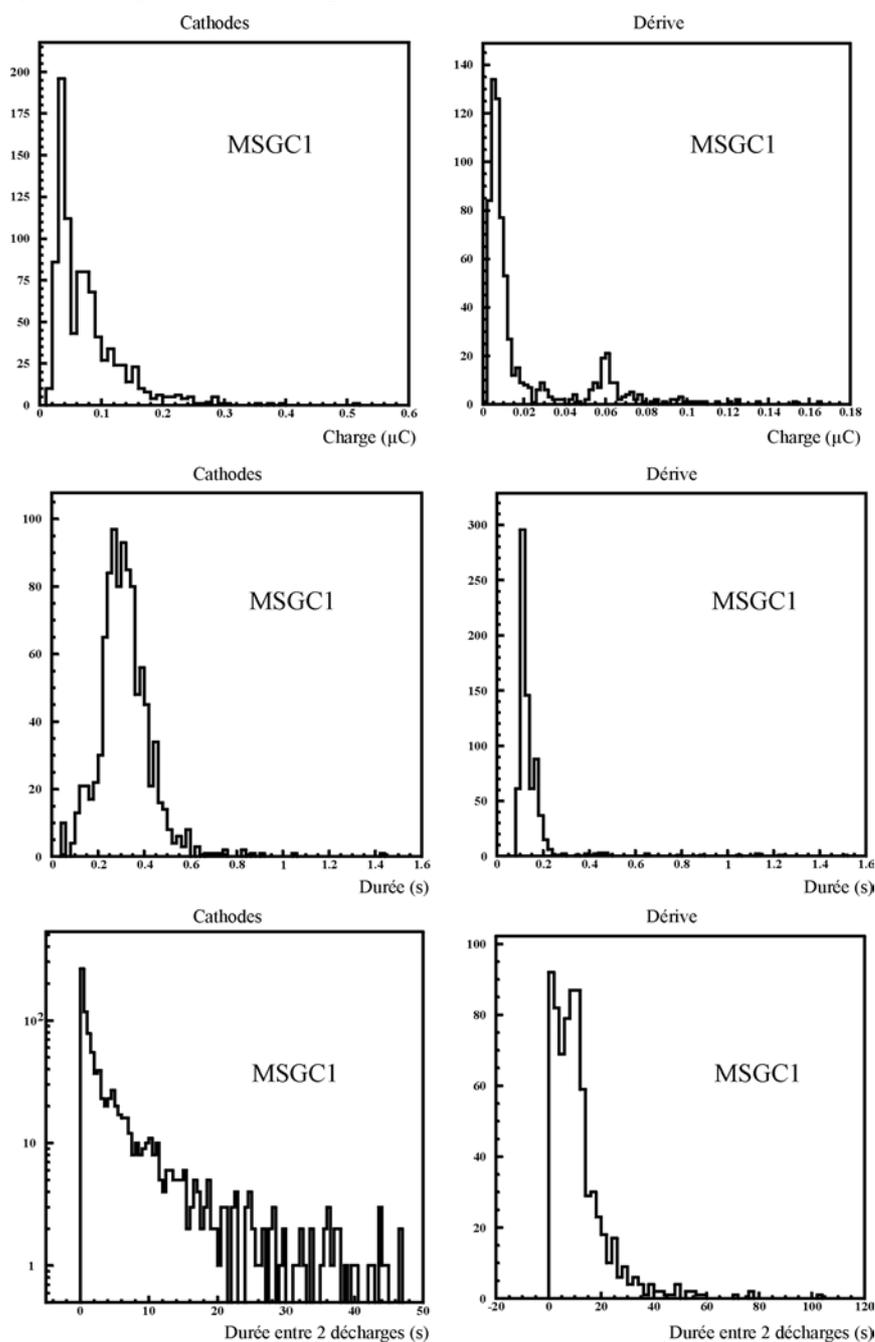


Figure 4.23 Caractéristiques des décharges identifiées sur les électrodes MSGC1. Le faisceau de deutons avait 100 nA d'intensité.

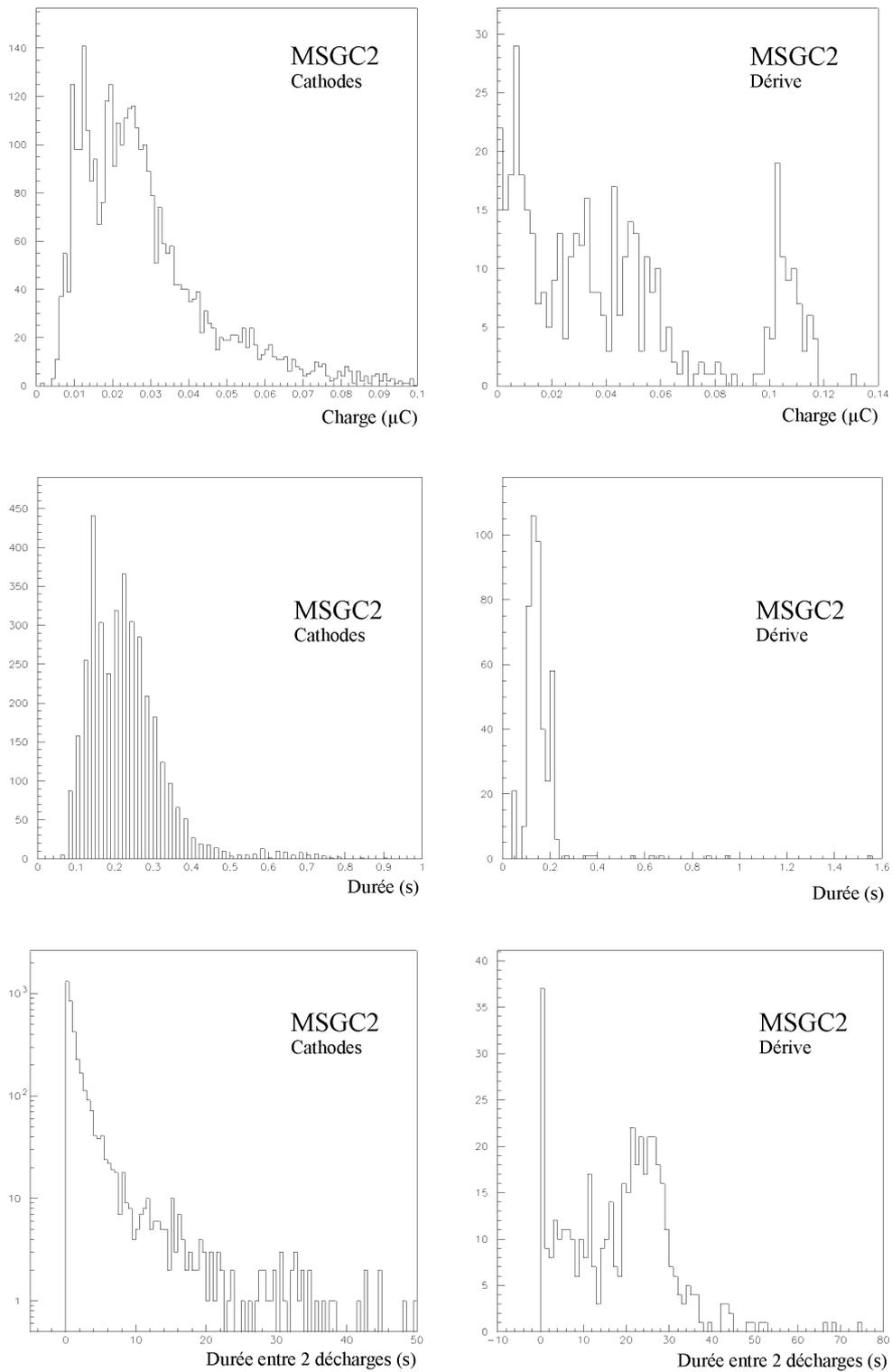


Figure 4.24 Caractéristiques des décharges identifiées sur les électrodes MSGC2. Le faisceau de deutons avait 100 nA d'intensité.

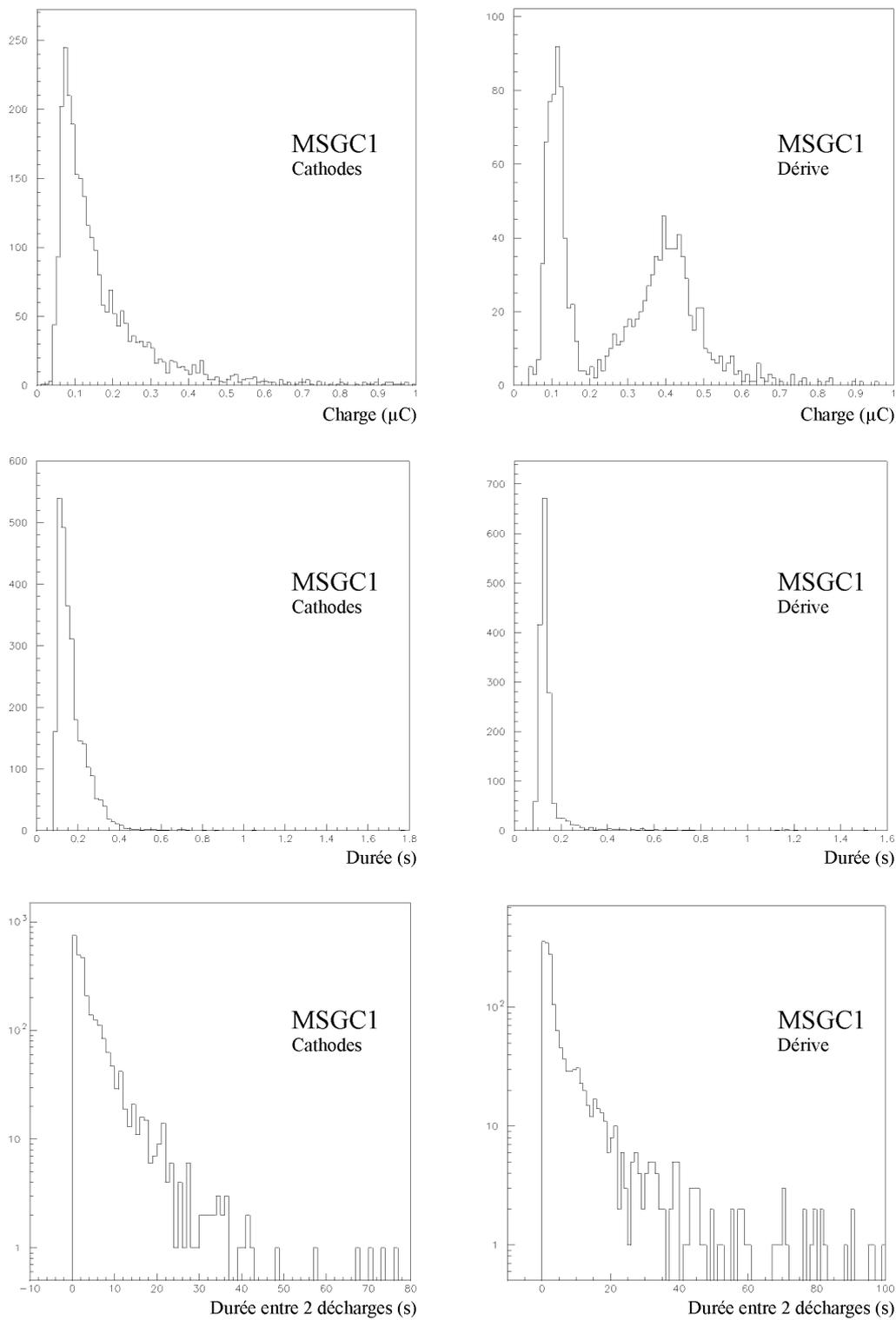


Figure 4.25 Caractéristiques des décharges identifiées sur les électrodes MSGC1. Le faisceau de deutons avait 2500 nA d'intensité.

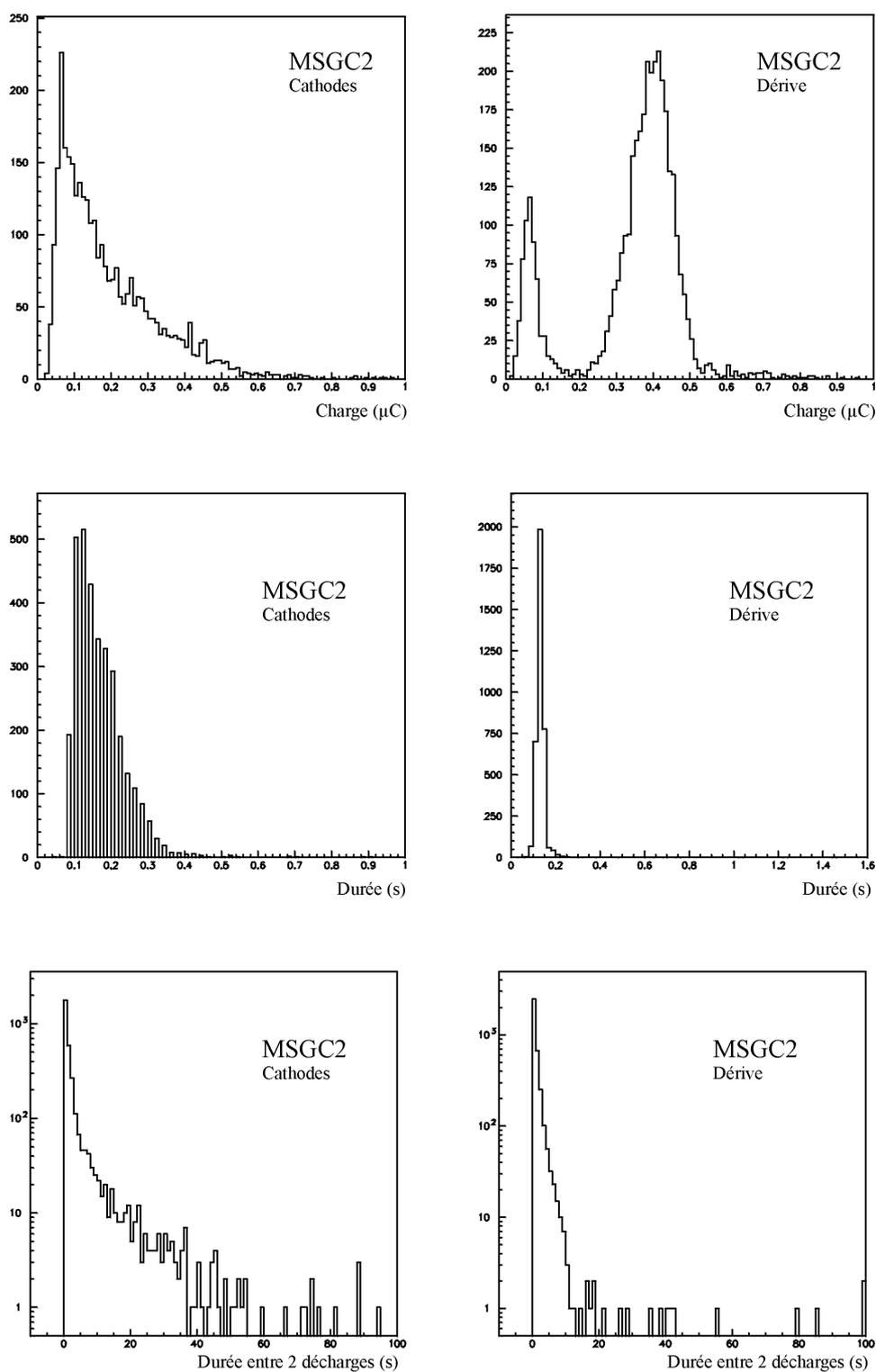


Figure 4.26 Caractéristiques des décharges identifiées sur les électrodes MSGC2. Le faisceau de deutons avait 2500 nA d'intensité.

□ Fréquence et comparaison des décharges

Les caractéristiques des décharges ont également permis de calculer la fréquence de décharges pour trois intensités du faisceau de deutons et pour des tensions différentes sur les cathodes ou les cathodes de dérive.

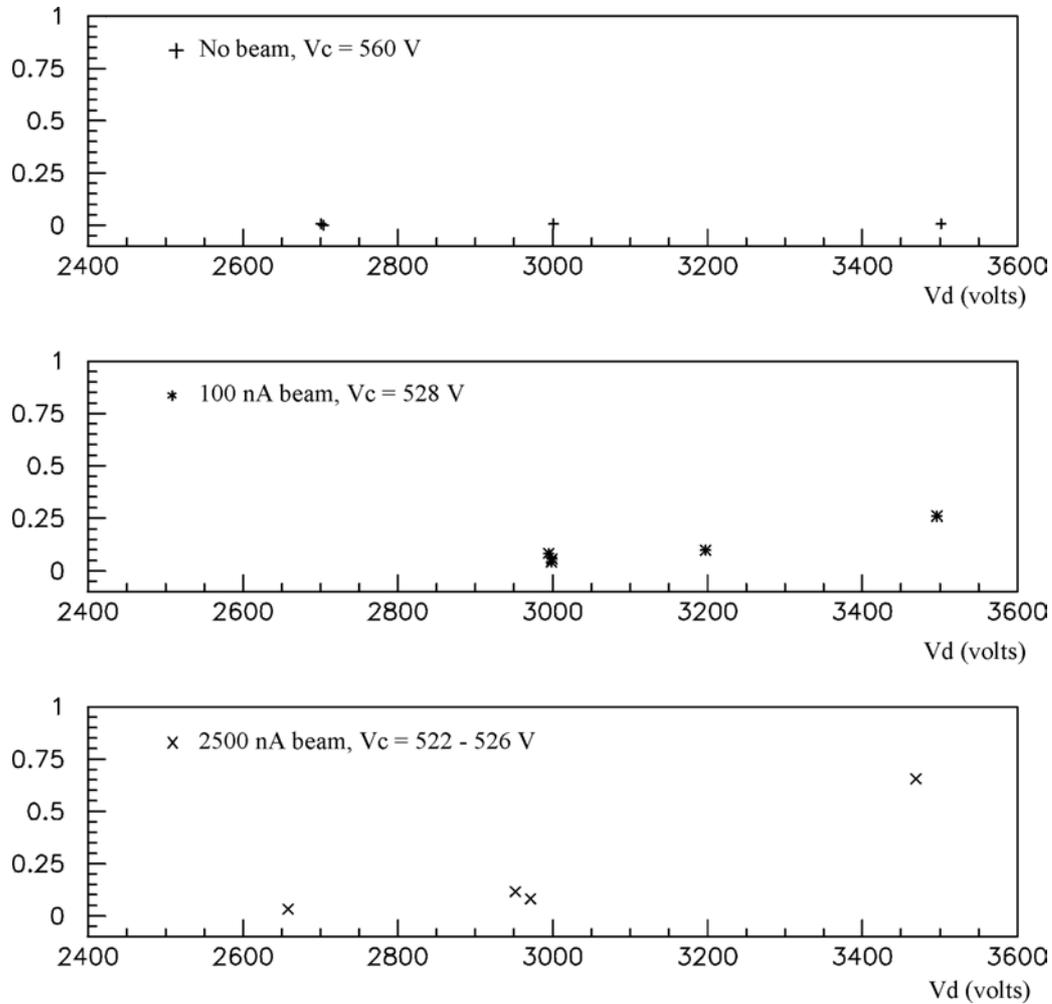


Figure 4.27 Fréquence des décharges calculée en fonction de la tension (négative) de la cathode de dérive, de l'intensité du faisceau de deutons et pour une tension (négative) de cathodes fixée pour le MSGC1.

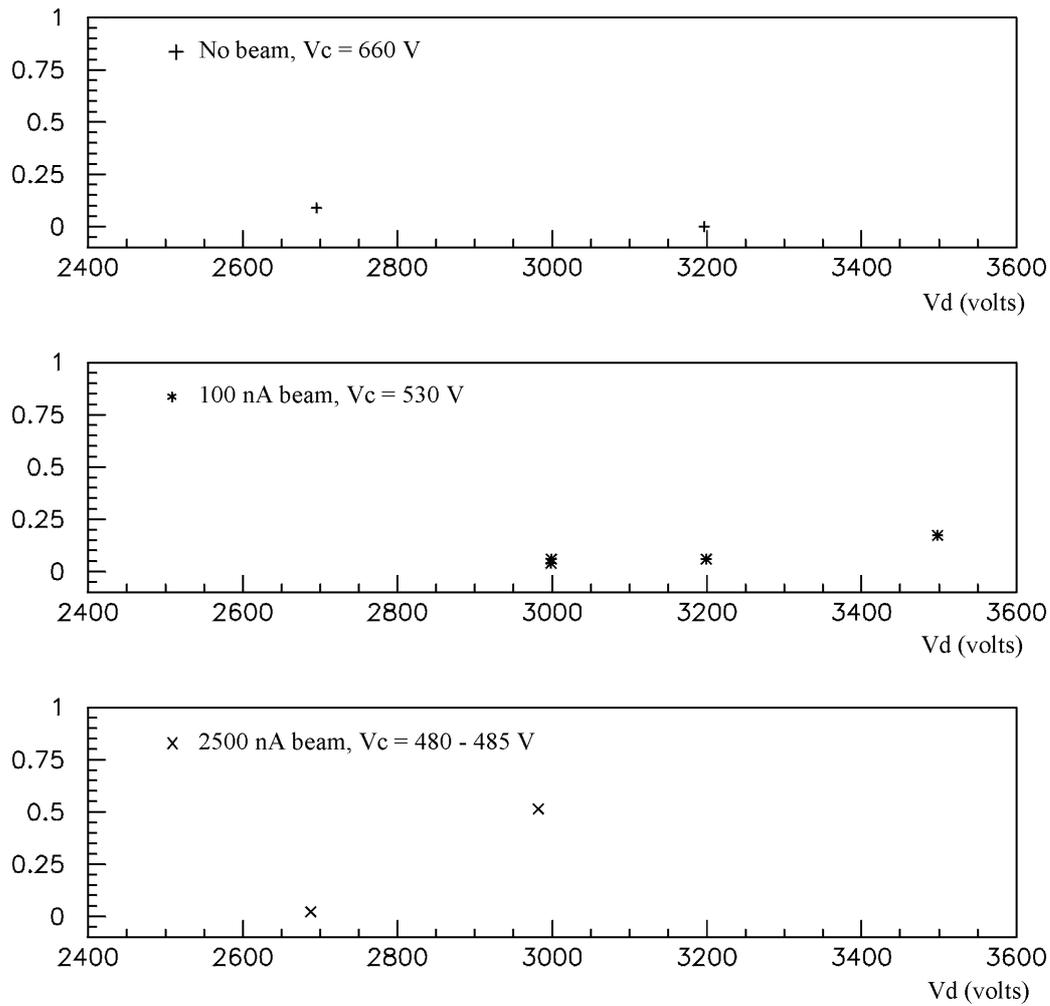


Figure 4.28 Fréquence des décharges calculée en fonction de la tension (négative) de la cathode de dérive, de l'intensité du faisceau de deutons et pour une tension (négative) de cathodes fixée pour le MSGC2.

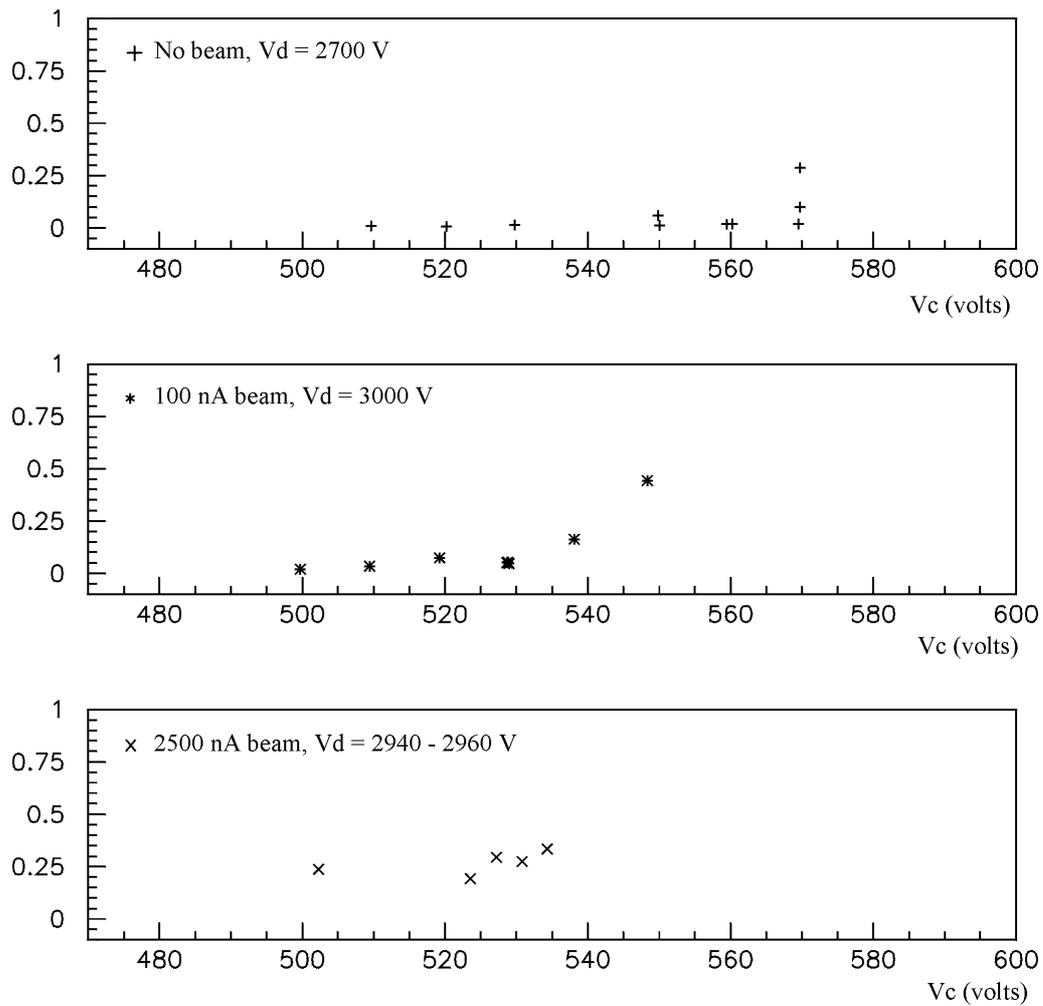


Figure 4.29 Fréquence des décharges calculée en fonction de la tension (négative) des cathodes, de l'intensité du faisceau de deutons et pour une tension (négative) de la cathode de dérivation fixée pour le MSGC1.

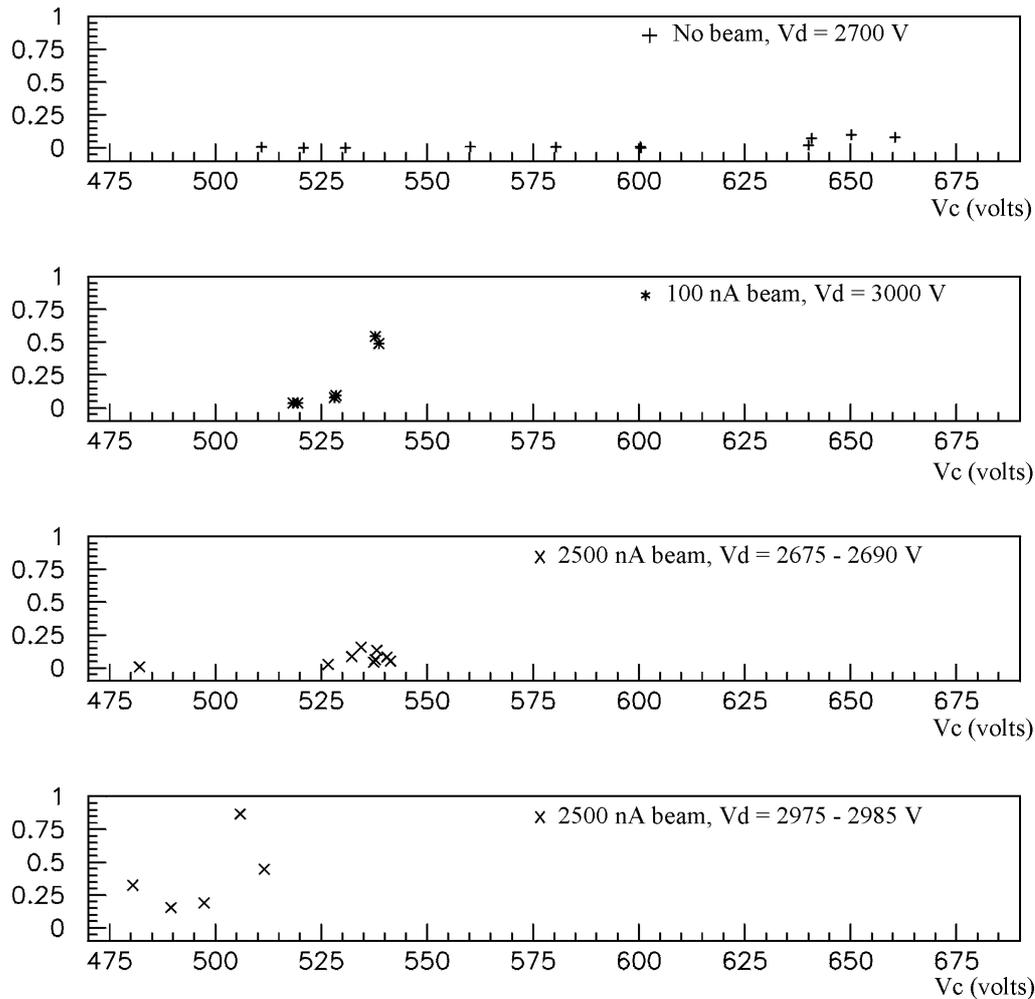


Figure 4.30 Fréquence des décharges calculée en fonction de la tension (négative) des cathodes, de l'intensité du faisceau de deutons et pour une tension (négative) de la cathode de dérive fixée pour le MSGC2.

4.2.4.e. Conclusions

Pour les deux configurations MSGC, la présence de décharges semble inévitable. Cela entraîne que les détecteurs peuvent subir, au fur et à mesure de leur utilisation dans CMS, des dommages irréversibles.

Toutefois, les détecteurs testés n'ont pas montré de signes évidents de détérioration. La fluence totale de neutrons accumulés n'était cependant que de l'ordre d'une demi-année de fonctionnement auprès du LHC.

4.2.5. Test beam GEM + pick-up strips

La présence de décharges dans les détecteurs de type MSGC est devenue un problème urgent à résoudre. Dans le cadre des recherches en vue de le résoudre, l'utilisation du GEM (§ 2.3.3) a été proposée.

4.2.5.a. Le GEM + pick-up strips

Avec l'introduction du GEM, différentes configurations ont été envisagées. Parmi celles-ci, une solution basée sur l'utilisation de circuits imprimés a été proposée pour remplacer les substrats de verre. En effet, les techniques actuelles permettent de produire des circuits imprimés sur un support « polymère » où des pistes en cuivre sont imprimées avec un pas de 200 μm et une largeur d'environ 100 μm . L'avantage, comparé aux substrats MSGC, est le plus faible coût de production ainsi que la possibilité de les produire avec de plus grandes surfaces sensibles.

Tirant profit du gain relativement élevé que peut atteindre le GEM, une configuration composée d'un circuit imprimé d'environ 10 x 10 cm^2 avec un GEM placé à 1 mm et une cathode de dérive en or à 3 mm de la GEM a été construit à Strasbourg.

Les caractéristiques du GEM utilisé sont : des trous de 90 μm de diamètre séparés par une distance de 120 μm à travers une feuille de 50 μm d'épaisseur. Les surfaces sont recouvertes de cuivre. Le circuit imprimé a une épaisseur de 300 μm et présente des pistes radiales dont le pas varie entre 212 et 250 μm . Ces pistes ont une épaisseur de 7 μm . Il y a au total 512 pistes.

Des premiers essais aux rayons cosmiques ont montré que cette configuration est efficace pour la détection de MIPs. Il restait à vérifier ses capacités en fonction du taux de comptage, sa sensibilité au vieillissement et sa robustesse en présence de HIPs. C'est l'étude de cette dernière caractéristique qui a été l'objectif de l'irradiation effectuée à Louvain-la-Neuve.

4.2.5.b. Conditions d'irradiation et résultats

□ Conditions d'irradiation

Pour produire le nombre maximum de HIPs, le détecteur a été placé à environ 9 cm de la cible de production. Le flux de neutrons a été optimisé plutôt que la surface couverte. Les pistes du détecteur étaient lues de manière similaire aux MSGC.

Durant l'irradiation, différents flux de neutrons ont été utilisés pour tester le détecteur.

□ Résultats

Comme dans le cas des MSGC, des décharges peuvent apparaître dans le cas du GEM + pick-up strips. Un exemple est montré sur les Figure 4.31 et Figure 4.32. La GEM down⁴⁰ n'est pas représentée car l'électromètre n'était pas sensible à la polarité.

⁴⁰ Comme décrit dans le § 2.3.3, une GEM est principalement composée de deux électrodes trouées séparées par une feuille isolante trouée elle aussi. La GEM down est l'électrode qui se trouve du côté du substrat tandis que la GEM up est celle qui se trouve du côté de la cathode de dérive.

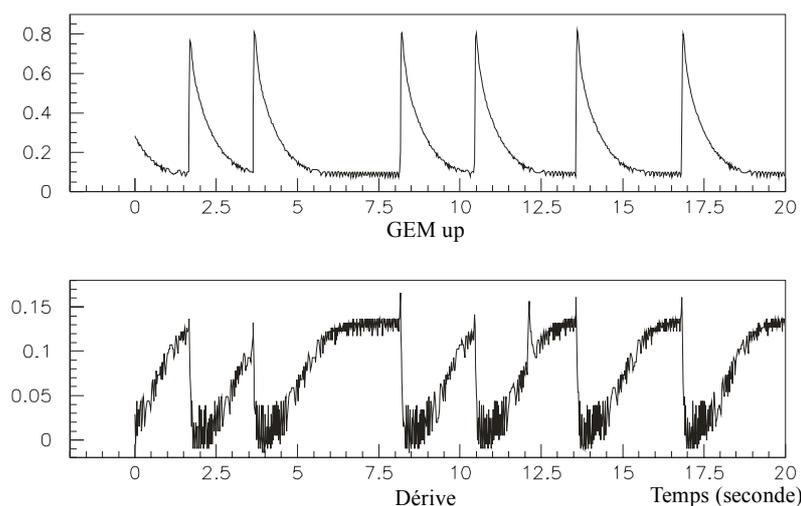


Figure 4.31 : Échantillon de courant sur la GEM up⁴⁰ et la cathode de dérivation. Les tensions étaient de -600 volts pour la GEM down, -1100 volts pour la GEM up, -2900 volts pour la cathode de dérivation et 300 nA pour l'intensité du faisceau de deutons. Les échelles verticales sont en μA . Pour la GEM up, le niveau de base du courant est environ de $0.1 \mu\text{A}$ tandis que pour la cathode de dérivation elle est d'environ $0.13 \mu\text{A}$.

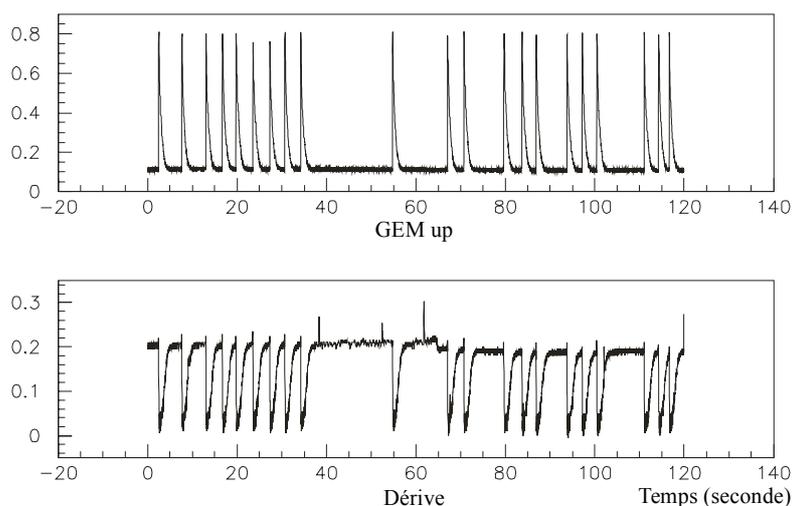


Figure 4.32: Échantillon de courant sur la GEM up et la cathode de dérivation. Les tensions étaient de -600 volts pour la GEM down, -1100 volts pour la GEM up, -2900 volts pour la cathode de dérivation et 500 nA pour l'intensité du faisceau de deutons. Les échelles verticales sont en μA . Pour la GEM up, le niveau de base du courant est environ de $0.1 \mu\text{A}$ tandis que pour la cathode de dérivation elle est d'environ $0.2 \mu\text{A}$.

On peut remarquer la simultanéité des réponses sur la GEM et la cathode de dérivation. Les décharges proviennent de la région entre les électrodes des GEM et, par effet capacitif, apparaissent comme impulsions sur la cathode de dérivation. Mais on peut aussi voir des pics isolés de polarité inverse sur la cathode de dérivation.

Une conséquence inattendue de ces décharges est la diminution du piédestal sur les données des PREMUX (Figure 4.33).

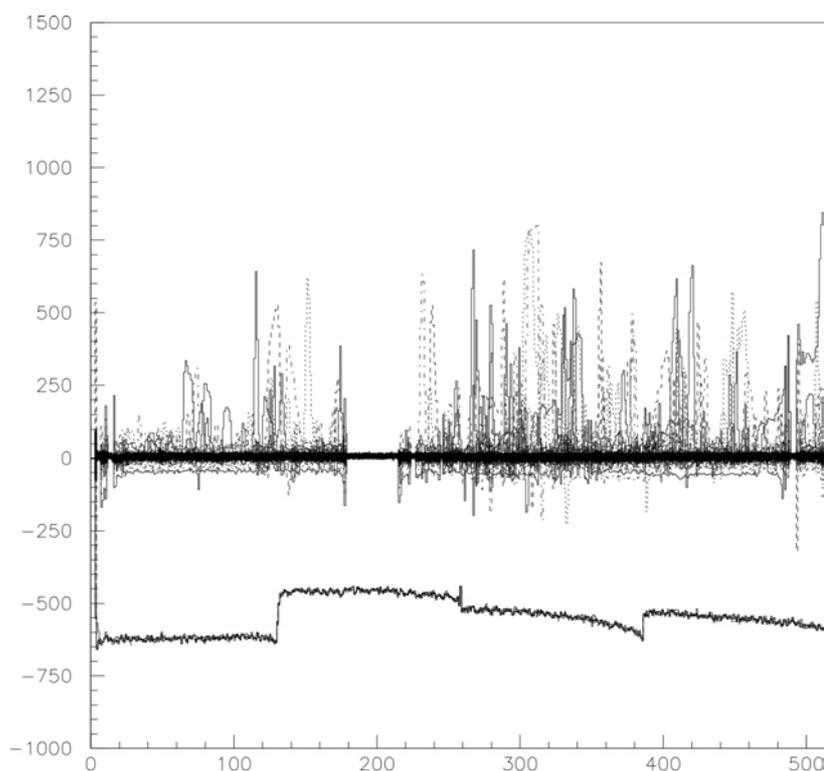


Figure 4.33 : Superposition, pour 500 déclenchements, des amplitudes d'impulsion enregistrées sur les prémux lors de la prise de données. L'abscisse représente le numéro de piste du détecteur tandis que l'ordonnée est la hauteur d'impulsion en unités arbitraires. La zone morte qui apparaît autour de la piste 200 est due à un défaut de connexion des pistes aux préamplificateurs. Les résultats qui se trouvent en dessous de -300 sont liés à la présence de décharges dans le détecteur.

Une deuxième conséquence des décharges est le temps mort induit : il se traduit par une absence de réponse du détecteur aux particules chargées. Ce problème est probablement dû à la chute de tension sur les électrodes de la GEM qui est la source principale d'amplification du signal. La Figure 4.34 montre le nombre de déclenchements ne donnant aucun signal : ils expriment ainsi le temps mort induit. Sachant que le nombre de déclenchements acceptés était proche de 10 par seconde, nous estimons à 1 ou 2 secondes la durée du temps mort.

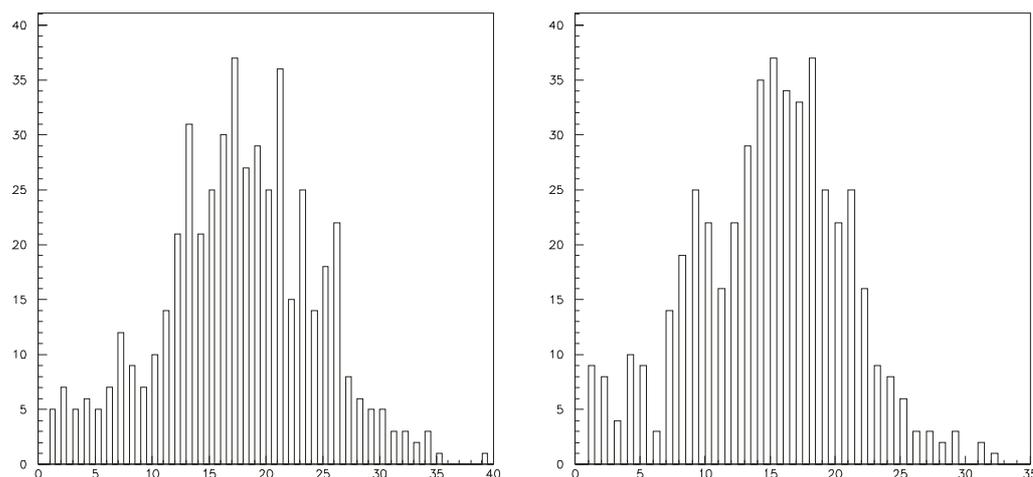


Figure 4.34 : Distribution du nombre de déclenchement ne donnant lieu à aucun signal. A gauche pour une intensité de 100 nA et à droite pour une intensité de 300 nA. Les tensions étaient de -600 volts pour la GEM down, -1100 volts pour la GEM up, -2900 volts pour la cathode de dérive. L'abscisse représente le nombre de déclenchement successif ne donnant lieu à aucun signal. L'ordonnée représente le nombre de cas mesurés.

Les Figure 4.35 et Figure 4.36 montrent le type d'événement enregistré lors d'un déclenchement. On peut y voir une grande multiplicité ainsi que des « cluster » de « grandes tailles ».

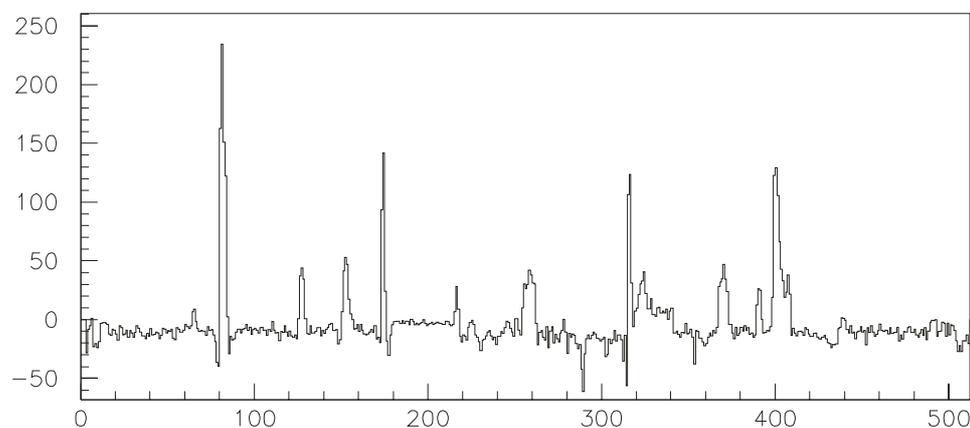


Figure 4.35 : Données prises lors d'un déclenchement pour une intensité de faisceau de deutons de 300 nA. Les tensions étaient de -600 volts pour la GEM down, -1100 volts pour la GEM up, -2900 volts pour la cathode de dérive. L'abscisse représente le numéro de piste et l'ordonnée l'amplitude du signal pour chaque piste.

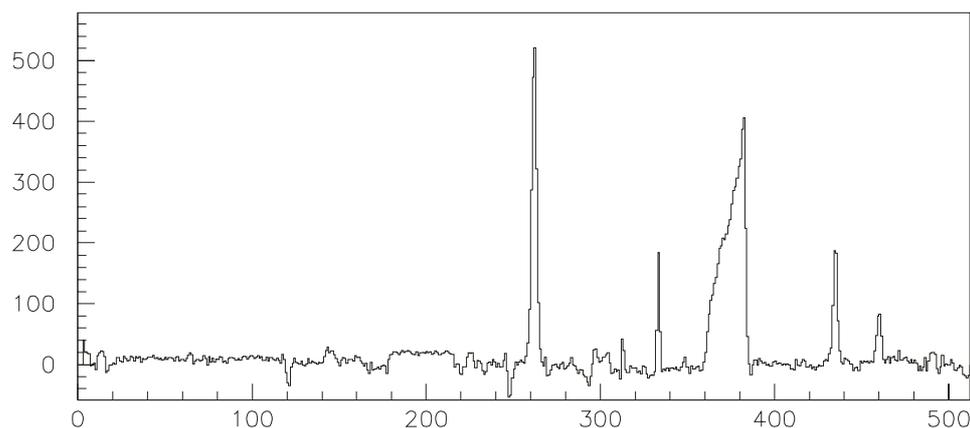


Figure 4.36 : Données prises lors d'un déclenchement pour une intensité de faisceau de deutons de 300 nA. Les tensions étaient de -600 volts pour la GEM down, -1100 volts pour la GEM up, -2900 volts pour la cathode de dérive. L'abscisse représente le numéro de piste et l'ordonnée l'amplitude du signal pour chaque piste.

Cette multiplicité est évidemment fonction de l'intensité du faisceau comme le montre clairement la Figure 4.37.

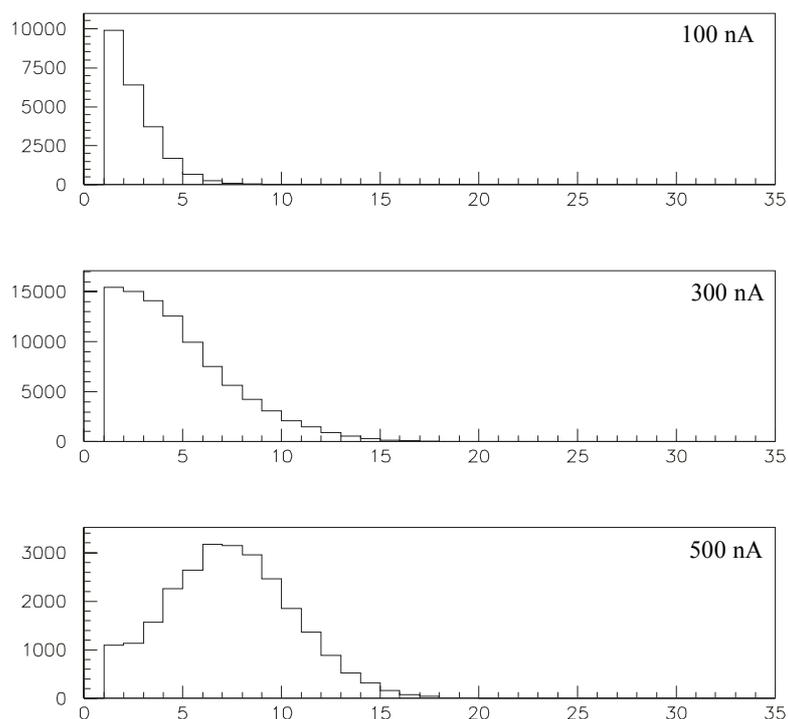


Figure 4.37 : Distribution du nombre de « clusters » identifiés par déclenchement pour 3 intensités différentes du faisceau (100, 300 et 500 nA). Les tensions étaient de -600 volts pour la GEM down, -1100 volts pour la GEM up, -2900 volts pour la cathode de dérive.

La Figure 4.38 montre le nombre de pistes touchées pour un échantillon typique. Cette distribution est nettement plus large que dans le cas de MIPs pour lesquels le nombre de pistes touchées dépasse rarement 3.

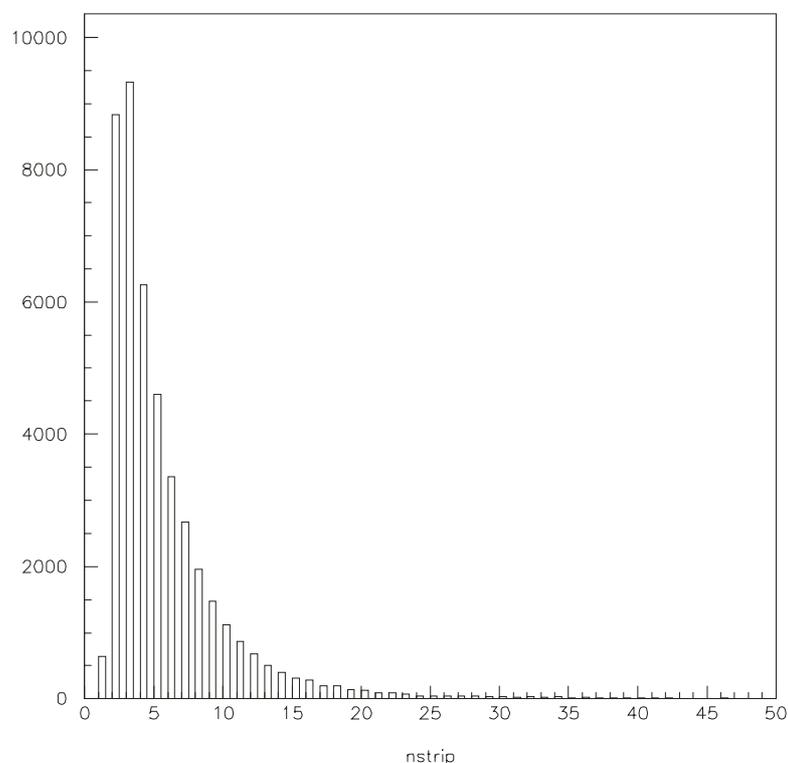


Figure 4.38 : Nombre de pistes touchées par « cluster ».

4.2.5.c. Conclusions

Comme pour les MSGC, la mesure des courants sur la cathode de dérive ainsi que sur les électrodes de la GEM montre l'apparition de décharges au delà d'une certaine valeur de gain. Celui-ci, comparé aux mesures en cosmiques faites à Strasbourg, est trop faible pour que le détecteur soit pleinement efficace pour la détection de MIPs.

Néanmoins, le détecteur montre une excellente robustesse. En effet, après avoir subi un grand nombre de décharges, le détecteur continue à fonctionner convenablement. Malheureusement, le temps mort (Figure 4.34) induit par la présence de décharges est trop important. Ce temps mort est lié au rétablissement des tensions nominales sur les électrodes.

4.3. Conclusions

Les principales conclusions à tirer des irradiations de MSGC aux neutrons rapides sont :

- Les neutrons produisent des HIPs par réactions nucléaires avec les atomes des détecteurs ;
- Ces HIPs peuvent produire des signaux de grande amplitude par rapport à ceux induit par les MIPs ;
- Le nombre de pistes touchées est supérieur pour les HIPs que pour les MIPs. Cela peut avoir des conséquences sur l'occupation globale du détecteur ;
- A partir d'une certaine valeur de gain, liée au type de MSGC, des décharges peuvent apparaître. Le gain à partir duquel ce phénomène apparaît limite la marge de fonctionnement des MSGC ;
- Les tests effectués n'ont pu mettre en évidence l'impact réel des décharges sur les structures mécaniques (pistes, électrodes) ni l'origine des décharges.

Si l'un des types de MSGC testés à Louvain-la-Neuve est utilisé auprès du LHC, il subira des décharges entre les électrodes. Si certaines de ces décharges deviennent importantes elles peuvent induire des dommages irréversibles pouvant mener à des pertes de performance.

Quant au GEM + pick-up lines, il a montré une grande robustesse mais la présence des décharges et leurs conséquences visibles et directes sur le fonctionnement du détecteur en font un candidat non intéressant pour CMS.

Chapitre 5 Tests de MSGC au PSI

5.1. Introduction

La collaboration CMS a recherché des solutions au comportement des détecteurs de type MSGC soumis à des particules fortement ionisantes. Le fruit de ces recherches a abouti à la proposition de deux configurations.

Pour vérifier le comportement de ces configurations, des tests ont été effectués au PSI [60,61] dans un faisceau de pions ayant une quantité de mouvement de 350 MeV/c. En effet, ce faisceau permet de simuler les conditions d'irradiation attendues dans CMS au niveau du trajectographe et des énergies déposées dans les détecteurs.

L'objectif de ces tests est d'irradier des modules de détecteurs de type MSGC sous des conditions similaires à celles de CMS sans que ces détecteurs ne perdent plus de 65 pistes (0.23% de toutes les anodes) sur une durée d'irradiation de 360 heures. Cette limite correspond à une perte de 10% de l'ensemble des pistes sur les 10 années de fonctionnement de CMS.

5.2. Les détecteurs

Les deux configurations proposées sont :

- Le « Best Performance Prototype » qui est constitué :
 - d'un substrat en verre Desag AF45 de 300 μm d'épaisseur et recouvert d'une couche de 1 μm d'épaisseur de verre semi-conducteur Schott S8900 ;
 - de 512 pistes anodes en or ayant une longueur utile de 12.5 cm ;
 - les bords des pistes cathodes sont passivées par 8 μm de polyimide ;
 - d'une cathode de dérivation en or.
- Le MSGC + GEM qui est constitué :
 - d'un substrat en verre Desag D263 de 300 μm d'épaisseur ;
 - de pistes en or ;
 - d'une GEM positionnée à 2 mm au dessus du substrat et 3 mm en dessous d'une cathode de dérivation en or.

5.3. Les Résultats

De l'analyse des résultats, les conclusions principales sont :

- Pour le « Best Performance Prototype »[60], deux détecteurs ont été irradiés pendant une durée de 135 heures :
 - les MSGC ont fonctionné à un gain tel que leur efficacité de détection des MIPs est supérieure à 98% ;
 - le taux de décharge est inférieur à une décharge par heure par détecteur MSGC.
 - une marge d'un facteur deux pour le gain des MSGC est atteint avant d'atteindre un taux de décharge de 2 décharges par heure par détecteur ;
 - Aucune piste n'a été perdue.
- Pour les MSGC+GEM [61], 18 modules comprenant chacun 4 substrats ont été irradiés pendant une durée de 376 heures :
 - le taux de décharge pour chacun des détecteurs MSGC+GEM a varié entre 10^{-3} et 10^{-5} Hz avec la majorité à 10^{-4} Hz ;
 - le nombre total de pistes perdues a atteint une valeur de 24 qui est inférieur à la valeur limite de 32.

5.4. Conclusions

Les deux configurations proposées ont montré des résultats prometteurs pour leur utilisation dans le trajectographe de CMS.

Chapitre 6 Conclusions Générales

6.1. Le faisceau intense de neutrons

Grace à la réaction ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{Be}$ utilisée avec une cible épaisse de béryllium et un faisceau de deutons d'énergie cinétique de 50 MeV, nous avons produit un faisceau de neutrons rapides pour lequel :

- Le flux absolu ainsi que le spectre en énergie du faisceau ont été calculés à partir de la combinaison des méthodes d'activation et de "déconvolution". Il en résulte un flux absolu total moyen de $6.12 \cdot 10^{11} \text{ n } \mu\text{C}^{-1} \text{ Sr}^{-1}$ pour des neutrons de 4 à 50 MeV. Quant à l'énergie des neutrons, le spectre montre une dominance vers 20 MeV avec des valeurs pouvant atteindre 50 MeV.
- Le débit de dose a été mesuré et comparé avec plusieurs types de méthodes dosimétriques. Le résultat principal est un débit de dose tissus équivalent de $0.28 \text{ Gy } \mu\text{C}^{-1} \pm 5 \%$ à une distance de 9.5 cm de la cible de production.
- L'estimation de l'évolution de la distribution spatiale du faisceau en fonction de la distance à la cible de production a été effectuée avec des dosimètres et surtout des films. Les mesures ont montré que le faisceau est pointé vers l'avant et que son évolution en fonction de la distance à la cible peut être considérée comme l'inverse de la distance au carré.
- Si la contamination du faisceau n'est connue que via des simulations, l'utilisation des films photographiques a montré qu'elle reste relativement faible et que la présence du filtre, juste après la cible de production, est assez efficace.

6.2. Les tests d'irradiation

- Dans le cadre des irradiations, en préalable aux tests en faisceau, nous avons développé un système permettant de mesurer l'évolution de courants électriques faibles (du nanoampère au microampère) sous des différences de potentiel aussi élevée que 5000 volts.
- Des irradiations des MSGC, on a pu tirer les conclusions suivantes :
 - Les neutrons produisent des HIPs par réactions nucléaires avec les atomes des détecteurs. Ces HIPs peuvent produire des signaux ayant une amplitude nettement supérieure (65 fois) à celle d'un MIP.
 - Le nombre de pistes recevant un signal électrique lors de la production d'un HIP par un neutron est supérieure au cas où un MIP serait utilisé. Cela peut avoir des conséquences sur l'occupation globale du détecteur ;

- A partir d'une certaine valeur de gain, liée au type de MSGC, des décharges peuvent apparaître et limiter ainsi la marge de fonctionnement des MSGC ;
 - Les tests effectués n'ont pu mettre en évidence l'impact réel des décharges sur les structures mécaniques (pistes, électrodes) ni l'origine exacte des décharges.
 - GEM + pick-up lines a montré une excellente robustesse vis-à-vis des irradiations neutrons. Néanmoins, le gain devient très vite limité si on désire faire fonctionner ce détecteur sous irradiation de HIPs sans présence de décharge.
- Du fait de la présence de neutrons rapides dans CMS et tenant compte des résultats des tests effectués à Louvain-la-Neuve, les MSGC, dans leur conception originale, ne sont pas adaptés pour CMS en terme de robustesse.
- Le GEM+ pick-up lines, si il fut une alternative séduisante, a montré que l'utilisation d'un seul niveau d'amplification n'est pas une solution pour éviter la formation de décharges lors d'irradiation neutrons.

6.3. Les derniers tests au PSI

Le « Best Performance Prototype » et le GEM+MSGC ont montré qu'il est possible de construire des détecteurs de types MSGC pouvant fonctionner pendant les 10 années de fonctionnement de CMS en perdant moins de 10% de toutes les pistes.

Annexes

A.1. Programme MATLAB de “déconvolution”

```
%Deconvolution (Fredholm integral of the first kind)
%with 8 integration nodes
% GG 09/04/1996 -
%Run of 14/12/95
% Number of activation integrals

m=9; % Number of integration nodes
n=8; % Energy interval (MeV)
E0=4.;
E1=50.;% Activation integrals and errors (in 10**(-16) units)
At=[351.4 661.11 196.34 1014.6 190.29 65.71 1932.0 359.92
837.39];
Rat=At*0.1
% In(n,g) In(n,n') Al(n,a) Ni(n,p) Ni(n,2n) Co(n,g) Co(n,2n)
Co(n,3n) Nb(n,2n)

% Energies at the integration nodes ( in MeV)
% E = [ 4.913 8.677 14.913 22.781 31.219 39.087 45.323 49.087 ]
% Cross sections (in millibarns, i.e. 10**(-27) units)
Sig1 = ...
[ 0 318.1 0.1 488 0 2.2 0 0
0 ];
Sig2 = ...
[ 0 283.3 58.4 656.1 0 1.8 0 0
5.7 ];
Sig3 = ...
[ 0 64 112.1 329.6 51.9 1.5 691.9 0
413.2];
Sig4 = ...
[ 0 49.7 13.4 142.7 100.0 1.3 579.6 82.1
103.5];
Sig5 = ...
[ 0 41.1 3.7 74.9 39.5 1.3 237.5 261.5
0 ];
Sig6 = ...
[ 0 40.0 3.3 45.1 2.4 1.3 131.3 236.8
0 ];
Sig7 = ...
[ 0 40.0 3.3 34.2 0.0 1.2 144.0 162.3
0 ];
Sig8 = ...
[ 0 40 3.3 30.4 0.0 1.2 134.1 119.8
0 ];

% Trial solution and errors ( in 10^11 neutrons/MeV/Sr/uC) 10
% error
% Ref. Meulders et al. Nucl.Instr.Meth. 126(1975)81
% E=[ 4.913 8.677 14.913 22.781 31.219 39.087 45.323 49.087 ]
Pt=[ 0.115 0.126 0.194 0.297 0.102 0.024 0.0115 0.0068 ];
Rpt=[ 0.012 0.013 0.019 0.03 0.01 0.002 0.001 0.0007 ];
```

```

% Relaxation factor
G = 1;
% Gaussian weights and nodes for 8 points
% Ref. Abramowicz, Stegun, Handbook of Mathematical functions, Table
25.4
Wt=[ 0.10123  0.22238  0.31371  0.36268  0.36268  0.31371  0.22238
0.10122];
W=Wt;
X=[-0.96029 -0.79667 -0.52553 -0.18343  0.18343  0.52553  0.79667
0.96029 ];
% Weights of the various H matrices
%   W1 <--- normal deviations
%   W2 <--- solution values at the quadrature nodes
%   W3 <--- slopes (first differences)
%   W4 <--- curvatures (second differences)
%   W5 <--- shape
W1 = 1;
W2 = 0;
W3 = 0;
W4 = 0;
W5 = 0;

% Construct Kernel matrix
K = [ Wt(1)*Sig1
      Wt(2)*Sig2
      Wt(3)*Sig3
      Wt(4)*Sig4
      Wt(5)*Sig5
      Wt(6)*Sig6
      Wt(7)*Sig7
      Wt(8)*Sig8 ];

% Vector of energy nodes
Ea = (E1+E0)/2;
Eb = (E1-E0)/2;
E = [ Ea+Eb*X(1)
      Ea+Eb*X(2)
      Ea+Eb*X(3)
      Ea+Eb*X(4)
      Ea+Eb*X(5)
      Ea+Eb*X(6)
      Ea+Eb*X(7)
      Ea+Eb*X(8) ];

% Dose conversion ratios (preliminary)
D = E;

% Various matrices A , R0 , P
A = At';
Ra = Rat';

% Matrix fo standard deviations
Sta= [ Ra(1)  0      0      0      0      0      0      0      0
        0      Ra(2)  0      0      0      0      0      0      0
        0      0      Ra(3)  0      0      0      0      0      0
        0      0      0      Ra(4)  0      0      0      0      0
        0      0      0      0      Ra(5)  0      0      0      0
        0      0      0      0      0      Ra(6)  0      0      0
        0      0      0      0      0      0      Ra(7)  0      0
        0      0      0      0      0      0      0      Ra(8)  0

```

```

0      0      0      0      0      0      0      0
Ra(9)];

% Matrix of weights
Ra = Ra .* Ra;
Ra = 1 ./ Ra;
R0 = [ Ra(1)  0      0      0      0      0      0      0      0
        0      Ra(2)  0      0      0      0      0      0      0
        0      0      Ra(3)  0      0      0      0      0      0
        0      0      0      Ra(4)  0      0      0      0      0
        0      0      0      0      Ra(5)  0      0      0      0
        0      0      0      0      0      Ra(6)  0      0      0
        0      0      0      0      0      0      Ra(7)  0      0
        0      0      0      0      0      0      0      Ra(8)  0
        0      0      0      0      0      0      0      0      0
Ra(9)];
P = Pt';

% H1 : weights with respect to trial solution
Rp = Rpt';
Rp = Rp .* Rp;
Rp = 1 ./ Rp;
H1 = [ Rp(1)  0      0      0      0      0      0      0
        0      Rp(2)  0      0      0      0      0      0
        0      0      Rp(3)  0      0      0      0      0
        0      0      0      Rp(4)  0      0      0      0
        0      0      0      0      Rp(5)  0      0      0
        0      0      0      0      0      Rp(6)  0      0
        0      0      0      0      0      0      Rp(7)  0
        0      0      0      0      0      0      0      Rp(8)];

% H2 : weights for solutions at the nodes
Rft= [ 1 1 1 1 1 1 1 1 ];
Rf = Rft';
Rf = Rf .* Rf;
Rf = 1 ./ Rf;
H2 = [ Rf(1)  0      0      0      0      0      0      0
        0      Rf(2)  0      0      0      0      0      0
        0      0      Rf(3)  0      0      0      0      0
        0      0      0      Rf(4)  0      0      0      0
        0      0      0      0      Rf(5)  0      0      0
        0      0      0      0      0      Rf(6)  0      0
        0      0      0      0      0      0      Rf(7)  0
        0      0      0      0      0      0      0      Rf(8)];

%H3 : weights for first differences
Rtt= [ 1 1 1 1 1 1 1 1 ];
Rt = Rtt';
Rt = Rt .* Rt;
Rt = 1 ./ Rt;

H31 = [ Rt(1)  -Rt(1)  0      0      0      0      0      0
        -Rt(1)  Rt(1)  -Rt(2)  0      0      0      0      0
        0      -Rt(2)  Rt(2)  -Rt(3)  0      0      0      0
        0      0      -Rt(3)  Rt(3)  -Rt(4)  0      0      0
        0      0      0      -Rt(4)  Rt(4)  -Rt(5)  0      0
        0      0      0      0      -Rt(5)  Rt(5)  -Rt(6)  0
        0      0      0      0      0      -Rt(6)  Rt(6)  -Rt(7)
        0      0      0      0      0      0      -Rt(7)  Rt(7)
        0      0      0      0      0      0      0      -Rt(8)  Rt(8)];

```

```

H32 = [0      0      0      0      0      0      0      0
        0      Rt(2)  0      0      0      0      0      0
        0      0      Rt(3)  0      0      0      0      0
        0      0      0      Rt(4)  0      0      0      0
        0      0      0      0      Rt(5)  0      0      0
        0      0      0      0      0      Rt(6)  0      0
        0      0      0      0      0      0      Rt(7)  0
        0      0      0      0      0      0      0      0];

H3 = H31 + H32;

%H4 : weights for second differences (curvature)
Rdt= [ 1 1 1 1 1 1 1 1];
Rd = Rdt';
Rd = Rd .* Rd;
Rd = 1 ./ Rd;

H4 = ...
[ Rd(2) -2*Rd(2) Rd(2) 0 0 0 0 0
-2*Rd(2) 4*Rd(2)+Rd(3) -2*(Rd(2)+Rd(3)) Rd(3) 0 0 0 0
Rd(2) -2*(Rd(2)+Rd(3)) Rd(2)+4*Rd(3) -2*Rd(3) 0 0 0 0
0 Rd(3) -2*(Rd(3)+Rd(4)) Rd(3)+4*Rd(4) -2*Rd(4) 0 0 0
0 0 Rd(4) -2*(Rd(4)+Rd(5)) Rd(4)+4*Rd(5) -2*Rd(5) 0 0
0 0 0 Rd(5) -2*(Rd(5)+Rd(6)) Rd(5)+4*Rd(6) -2*Rd(6) 0
0 0 0 0 Rd(6) -2*(Rd(6)+Rd(7)) Rd(6)+4*Rd(7) -2*Rd(7)
0 0 0 0 0 Rd(7) -2*Rd(7) Rd(7) ];

%H5 : ratios Z and weights Rs for shape
Z = [ 10 10 10 10 10 10 10 10 ];
Rst= [ 1 1 1 1 1 1 1 1];
Rs = Rst';
Rs = Rs .* Rs;
Rs = 1 ./ Rs;

H5 = ...
[ Rs(1) -Z(1)*Rs(1) 0 0 0 0 0 0
Z(1)*Rs(1) -Z(1)^2*Rs(1)+Rs(2) -Z(2)*Rs(2) 0 0 0 0
0 -Z(2)*Rs(2) -Z(2)^2*Rs(2)+Rs(3) -Z(3)*Rs(3) 0 0 0 0
0 0 -Z(3)*Rs(3) -Z(3)^2*Rs(3)+Rs(4) -Z(4)*Rs(4) 0 0 0
0 0 0 -Z(4)*Rs(4) -Z(4)^2*Rs(4)+Rs(5) -Z(5)*Rs(5) 0 0
0 0 0 0 -Z(5)*Rs(5) -Z(5)^2*Rs(5)+Rs(6) -Z(6)*Rs(6) 0
0 0 0 0 0 -Z(6)*Rs(6) -Z(6)^2*Rs(6)+Rs(7) -Z(7)*Rs(7)
0 0 0 0 0 0 -Rs(7) -Z(7)^2*Rs(7) ];

% Weighted sum of H matrices
H= W1*H1 +W2*H2 +W3*H3 +W4*H4 +W5*H5;

% Solution ( in 10**11 neutrons/μC/sr/MeV)
F = (K *R0 *K' + G *H) \ (K *R0 *A + G *W1 *H1 *P);

% Plot and spline fit
Ei =4 : 1 : 50;
Fi =spline(E,F,Ei);
plot(E,F,'o',E,P,'*',Ei,Fi);

% Expected activation integrals with the trial solution
% Ae= (K'*P)'
% At
Splinefit = [Ei' Fi']

```

A.2. Distribution de dose TLD

Table A.1 : Valeurs des réponses (en unité arbitraire) TLD dans le plan orthogonal à l'axe du faisceau à une distance de 9 cm de la cible de production.

X (cm)	Y (cm)	Réponse (a.u.)	X (cm)	Y (cm)	Réponse (a.u.)
-6	-6	4,482	0	0	64,897
-6	-4	5,41	0	2	37,54
-6	-2	6,554	0	4	17,406
-6	0	7,25	0	6	9,207
-6	2	7,625	2	-6	7,988
-6	4	5,866	2	-4	15,675
-6	6	5,007	2	-2	32,839
-4	-6	5,567	2	0	51,905
-4	-4	7,903	2	2	27,074
-4	-2	11,247	2	4	21,057
-4	0	13,098	2	6	7,425
-4	2	11,335	4	-6	6,596
-4	4	8,746	4	-4	10,625
-4	6	5,995	4	-2	14,484
-2	-6	6,788	4	0	20,22
-2	-4	11,31	4	2	16,537
-2	-2	18,59	4	4	10,877
-2	0	25,399	4	6	7,641
-2	2	21,188	6	-6	5,039
-2	4	12,768	6	-4	6,824
-2	6	7,98	6	-2	9,521
0	-6	8,163	6	0	12,744
0	-4	14,187	6	2	9,466
0	-2	29,686	6	4	6,678
			6	6	6,979

A.3. Estimation de l'angle solide (carré)

Fichier d'entrée : carre.in

```

* Quel type de geometrie de la source, 1 = rectangle, 0 = disque
* 0 = disque
* 1 = rectangle
* 2 = source ponctuelle.
TYPE          2
* positions y (horiz) & z (vert) de la source
AY            0.
AZ            0.
* 1/2 largeur horizontal de la source (ou rayon du disque)
AH            1.
* 1/2 largeur verticale de la source
BV            0.0
* distance source detecteur (cm)
CD            10.5
* demi largeur du detecteur (cm)
DD            0.5
* demi hauteur du detecteur (cm)
DH            0.5
* Number of de coups
NUMER         10000000
* Epaisseur de la source
THICK         2.
* Ecrire le fichier paw ou pas (0)
PAW           0

```

Programme d'angle solide : carre.c

```

program anglesolide
* -----
---
* History: estimation de l'angle solide entre une source et
*          un detecteur rectangulaire
* written by K. Bernier (19/06/95)
* -----
---
      parameter (ncol=6,mhbook=80000,nmes=25)
      parameter (nrndom=5)
*
      character*4 cmode
      character*5 tags(ncol)
      character*10 title(3)
      dimension rvec(nrndom)
      dimension pnu(3)
      dimension xpaw(ncol)
      common/pawc/memor (mhbook)
*
* --- PAW PARAMETERS AND COMMON
*
      data iunit5,iunit6/30,31/
      data iprint/0/
      data tags/'ay ','az ','ateta ','cteta ','aphi ','rayon'/

```

```

    data title/'Disque','Rectangle','Point'/
    equivalence (ay ,xpaw(1)),(az ,xpaw(2)),
+              (ateta ,xpaw(3)),(cteta ,xpaw(4)),
+              (aphi ,xpaw(5)),(rayon ,xpaw(6))
    call hlimit(mhbook)
    open(iunit5,file='carre.in', status='old')
    open(iunit6,file='carre.out',status='unknown')
*
* --- INITIALIZATION OF FFREAD
*
    CALL FFINIT(500)
    CALL FFSET('LINP',iunit5)
    CALL FFSET('LOUT',iunit6)
    CALL FFSET('SIZE',6)
* Define keys
* Geometry of the source: 0 = disque; 1 = rectangle
* 2 = source ponctuelle.
    CALL FFKEY('TYPE', ntype, 1,'INTE')
* Y position of the source ( X = Horizontal axis)
    CALL FFKEY('AY',  axy,  1,'REAL')
* Z position of the source
    CALL FFKEY('AZ',  axz,  1,'REAL')
* 1/2 largeur horizontal de la source (ou rayon du disque)
    CALL FFKEY('AH',  aa,   1,'REAL')
* 1/2 largeur verticale de la source
    CALL FFKEY('BV',  ab,   1,'REAL')
* distance source detecteur
    CALL FFKEY('CD',  ac,   1,'REAL')
* demi largeur du detecteur
    CALL FFKEY('DD',  ad,   1,'REAL')
* demi hauteur du detecteur
    CALL FFKEY('DH',  ah,   1,'REAL')
    CALL FFKEY('NUMER',ntot, 1,'INTE')
    CALL FFKEY('THICK',thick,1,'REAL')
    CALL FFKEY('PAW',  ipaw, 1,'INT')
*
* read data cards
    CALL FFGO
*
* --- NTUPLE INITIALISATION
    if(ipaw.eq.1) then
        call vzero(xpaw,ncol)
        call hbookn(10,'activ-ori',ncol,'//histos',1000,tags)
        call hropen(1,'histos','carre.paw','N',1024,istat)
    endif
*
    ncount = 0
    pi      = 4.*atan(1.)
    twopi   = 2.*pi
*
* Start the Monte Carlo
*
* --- MAIN LOOP
*
    do 1 i=1,ntot
        call ranlux(rvec,nrdom)
*
* Random position in the source plane
    if(ntype.eq.0) then
        ardisq=aa*sqrt(rvec(1))
        phi=twopi*rvec(2)

```

```

        axisy = ardisq*cos(phi)+axy
        axisz = ardisq*sin(phi)+axz
        area = pi*aa*aa
    else if(ntype.eq.1) then
        axisy = (1.-2.*rvec(1))*aa+axy
        axisz = (1.-2.*rvec(2))*ab+axz
        area = 4.*aa*ab
    else if(ntype.eq.2) then
        axisy = axy
        axisz = axz
        thick = 0.
    endif
    axisx = ac + rvec(3)*thick
*
*   Random direction from the emission point
*   in the plane of the source
    phi=twopi*rvec(4)
*
    cost=rvec(5)
    sint=sqrt(1.-cost**2)
    dist=axisx*sint/cost
*
*   Coordinates in the detector plane
    yprim = axisy - dist*cos(phi)
    absy = abs(yprim)
    zprim = axisz - dist*sin(phi)
    absz = abs(zprim)
*
    if(absy.gt.ad.or.absz.gt.ah) goto 1
        ncount= ncount + 1
        ay    = axisy
        az    = axisz
        aphi  = phi
        ateta = acos(cost)
        cteta = cost
*
*   FILL NTUPLE
        if(ipaw.eq.1) call hfn(10,xpaw)
    endif
*
*   continue
1
    counts = float(ncount)
    sigma  = sqrt(counts)
    solida = twopi*counts/float(ntot)
    dsolid = twopi*sigma /float(ntot)
*
*   For a point source and a disk, the solid angle is
    ad2 = ad*ad
    sdd2 = ad2 + ac*ac
    solthe = twopi*(1.-ac/sqrt(sdd2))
*
* End of loop - print results
*
* Outputs
*
    write(iunit6,*)
    write(iunit6,*) 'Values of the parameters after the MC'
    write(iunit6,*) 'Type de source' =
',title(ntype+1)
    if(ntype.eq.0) then
        write(iunit6,*) 'Radius' = ',aa

```

```
else if(ntype.eq.1) then
  write(iunit6,*) 'A half-side           = ',aa
  write(iunit6,*) 'B half-side           = ',ab
endif
write(iunit6,*) 'positions y (horiz) & z (vert) de la source'
write(iunit6,*) 'Y                       = ',axy
write(iunit6,*) 'Z                       = ',axz
write(iunit6,*) 'Distance source detecteur = ',ac
write(iunit6,*) 'demi largeur du detecteur = ',ad
write(iunit6,*) 'demi hauteur du detecteur = ',ah
write(iunit6,*) 'Epaisseur de la source   = ',thick
write(iunit6,*) 'Surface de la source     = ',area
write(iunit6,*) 'NTOT, NCOUNT           = ',ntot,ncount
write(iunit6,*) 'angle solide +/- ecart-type = ',solida,dsolid
write(iunit6,*) 'angle solide source ponct. = ',solthe
*
if(ipaw.eq.1) then
  call hrout(10,icycle,' ')
  call hrend('histos')
endif
end
```

A.4. Estimation de l'angle solide (rond)

Fichier d'entré : sol.in

```

* Quel type de geometrie de la source, 1 = rectangle, 0 = disque
* 0 = disque
* 1 = rectangle
* 2 = source ponctuelle.
TYPE          1
* positions y (horiz) & z (vert) de la source
AY           0.
AZ           0.
* 1/2 largeur horizontale de la source (ou rayon du disque)
AH           0.5
* 1/2 largeur verticale de la source
BV           0.5
* distance source detecteur (cm)
CD           30.
* Rayon du detecteur (cm)
DD           2.0
* Nombre de coups
NUMER        10000000
* Epaisseur de la source
THICK        0.
* Ecrire le fichier paw ou pas (0)
PAW          0

```

Programme d'angle solide : sol.c

```

program anglesolide
* -----
---
* History: estimation de l'angle solide entre une source et
*         un detecteur en disque
*
* written by K. Bernier (19/06/95)
* -----
---
      parameter (ncol=6,mhbook=80000,nmes=25)
      parameter (nrndom=5)
*
      character*4 cmode
      character*5 tags(ncol)
      character*10 title(3)
      dimension rvec(nrndom)
      dimension pnu(3)
      dimension xpaw(ncol)
      common/pawc/memor(mhbook)
*
* --- PAW PARAMETERS AND COMMON
*

```

```

data iunit5,iunit6/30,31/
data iprint/0/
data tags/'ay ','az ','ateta ','cteta ','aphi ','rayon'/
data title/'Disque','Rectangle','Point'/
equivalence (ay ,xpaw(1)),(az ,xpaw(2)),
+           (ateta ,xpaw(3)),(cteta ,xpaw(4)),
+           (aphi ,xpaw(5)),(rayon ,xpaw(6))
call hlimit(mhbook)
open(iunit5,file='sol.in', status='old')
open(iunit6,file='sol.out',status='unknown')
*
* --- INITIALIZATION OF FFREAD
*
CALL FFINIT(500)
CALL FFSET('LINP',iunit5)
CALL FFSET('LOUT',iunit6)
CALL FFSET('SIZE',6)
* Define keys
* Geometry of the source: 0 = disque; 1 = rectangle
* 2 = source ponctuelle.
CALL FFKEY('TYPE', ntype, 1,'INTE')
* Y position of the source ( X = Horizontal axis)
CALL FFKEY('AY', axy, 1,'REAL')
* Z position of the source
CALL FFKEY('AZ', axz, 1,'REAL')
* 1/2 largeur horizontal de la source (ou rayon du disque)
CALL FFKEY('AH', aa, 1,'REAL')
* 1/2 largeur verticale de la source
CALL FFKEY('BV', ab, 1,'REAL')
* distance source detecteur
CALL FFKEY('CD', ac, 1,'REAL')
* Rayon du detecteur
CALL FFKEY('DD', ad, 1,'REAL')
CALL FFKEY('NUMER',ntot, 1,'INTE')
CALL FFKEY('THICK',thick, 1,'REAL')
CALL FFKEY('PAW', ipaw, 1,'INT')
*
* read data cards
CALL FFGO
*
* --- NTUPLE INITIALISATION
if(ipaw.eq.1) then
call vzero(xpaw,ncol)
call hbookn(10,'activ-ori',ncol,'//histos',1000,tags)
call hropen(1,'histos','sol.paw','N',1024,istat)
endif
*
ncount = 0
pi = 4.*atan(1.)
twopi = 2.*pi
icount = ntot/10
*
ad2 = ad*ad
*
* Start the Monte Carlo
*
* --- MAIN LOOP
*
do 1 i=1,ntot
intot = i/icount
intot = intot*icount

```

```

        if(intot.eq.i) write(6,*) 'i = ',intot
*       call grndm(rvec,nrndom)
        call ranlux(rvec,nrndom)
*
*       Random position in the source plane
        if(ntype.eq.0) then
            ardisq=aa*sqrt(rvec(1))
            phi=twopi*rvec(2)
            axisy = ardisq*cos(phi)+axy
            axisz = ardisq*sin(phi)+axz
            area  = pi*aa*aa
        else if(ntype.eq.1) then
            axisy = (1.-2.*rvec(1))*aa+axy
            axisz = (1.-2.*rvec(2))*ab+axz
            area  = 4.*aa*ab
        else if(ntype.eq.2) then
            axisy = axy
            axisz = axz
            thick = 0.
        endif
        axisx = ac + rvec(3)*thick
*
*       Random direction from the emission point
*       in the plane of the source
        phi=twopi*rvec(4)
*
        cost=rvec(5)
        sint=sqrt(1.-cost**2)
        dist=axisx*sint/cost
*
*       Coordinates in the detector plane
        yprim = axisy - dist*cos(phi)
        if(abs(yprim).gt.ad) go to 1
        zprim = axisz - dist*sin(phi)
        if(abs(zprim).gt.ad) go to 1
*
        rprim2=yprim*yprim+zprim*zprim
        rayon = sqrt(rprim2)
        if(rprim2.le.ad2) then
            ncount= ncount + 1
            ay     = axisy
            az     = axisz
            aphi   = phi
            ateta  = acos(cost)
            cteta  = cost
*
*       FILL NTUPLE
            if(ipaw.eq.1) call hfn(10, xpaw)
        endif
*
1       continue
        counts = float(ncount)
        sigma  = sqrt(counts)
        solida = twopi*counts/float(ntot)
        dsolid = twopi*sigma /float(ntot)
*
*       For a point source and a disk, the solid angle is
        sdd2 = ad2 + ac*ac
        solthe = twopi*(1.-ac/sqrt(sdd2))
*
* End of loop - print results

```

```
*
* Outputs
*
  write(iunit6,*)
  write(iunit6,*) 'Values of the parameters after the MC'
  write(iunit6,*) 'Type de source = ',title(ntype+1)
  if(ntype.eq.0) then
    write(iunit6,*) 'Radius = ',aa
  else if(ntype.eq.1) then
    write(iunit6,*) 'A half-side = ',aa
    write(iunit6,*) 'B half-side = ',ab
  endif
  write(iunit6,*) 'positions y (horiz) & z (vert) de la source'
  write(iunit6,*) 'Y = ',axy
  write(iunit6,*) 'Z = ',axz
  write(iunit6,*) 'Distance source detecteur = ',ac
  write(iunit6,*) 'Rayon du detecteur = ',ad
  write(iunit6,*) 'Epaisseur de la source = ',thick
  write(iunit6,*) 'Surface de la source = ',area
  write(iunit6,*) 'NTOT, NCOUNT = ',ntot,ncount
  write(iunit6,*) 'angle solide +/- ecart-type = ',solida,dsolid
  write(iunit6,*) 'angle solide source ponct. = ',solthe
*
  if(ipaw.eq.1) then
    call hrout(10,icycle,' ')
    call hrend('histos')
  endif
end
```

Références bibliographiques

- [1] ATLAS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43 (1994).
- [2] CMS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38 (1994).
- [3] LHCb, Technical Proposal, CERN/LHCC/98-4 (1998).
- [4] ALICE, Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC, CERN/LHCC/95-71 (1995).
- [5] L. Foà, Collider Physics, CERN Summer Student Lecture (1994).
- [6] M. Huhtinen, CERN/CMS-TN/95-198 (1995).
- [7] Particle Data Group: Phys. Rev. D54 (1996) 177.
- [8] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. 80 (1968) 262.
- [9] A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A 263 (1988) 351.
- [10] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN yellow report, CERN 77-09 (1977).
- [11] F.D. van den Berg, Gas-filled micro-patterned radiation detectors, Delft University Press, ISBN 90-407-1997-7 (2000).
- [12] Particle Data Group: Phys. Rev. D54 (1996) 132.
- [13] F. Sauli, Instrumentation in high energy physics, World Scientific, ISBN 981-02-0597-X, (1992).
- [14] H. Stahl et al., Nucl. Instr. and Meth. A 297 (1990) 95.
- [15] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. A 315 (1992) 521.
- [16] J. van der Marel et al., Nucl. Instr. and Meth. A 348 (1994) 383.
- [17] Yu. N. Pestov et L. I. Shekhtman, Nucl. Instr. and Meth. A 338 (1994) 368.
- [18] L. Alunni et al., Nucl. Instr. and Meth. A 348 (1994) 344.
- [19] S. Brons et al., Nucl. Instr. and Meth. A 342 (1994) 411.
- [20] F. Sauli et al., RD-28 status report, CERN/DRDC/94-45 (1995).
- [21] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. A 323 (1992) 240.
- [22] J. Schmitz, Nucl. Instr. and Meth. A 323 (1992) 638.
- [23] Collaboration CMS, The Tracker Project Technical Design Report, CERN/LHCC 98-6 (1998).
- [24] V. Mack et al., Nucl. Instr. and Meth. A 423 (1999) 369.
- [25] A. Barra et al., Operation of high rate MSGC, CERN/PPE/96-200 (1996).
- [26] J. A. Kadyk, Nucl. Instr. and Meth. A 300 (1991) 436.
- [27] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. A 381 (1996) 289.
- [28] R. Bouclier et al., Study of materials outgassing and their effect on gaseous detector lifetime, CMS TN/96-038 (1996).
- [29] B. Schmidt, Nucl. Instr. and Methd. A 419 (1998) 230.
- [30] S. Keller et al., Nucl. Instr. and Methd. A 419 (1998) 382.
- [31] Y. Giomataris et al., Nucl. Instr. and Meth. A376 (1996) 29.
- [32] S.F. Biagi et al., Nucl. Instr. and Meth. A 392 (1997) 131.
- [33] R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A423 (1999) 125.
- [34] F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 531.
- [35] J. M. Brom et al., Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 400.
- [36] J. Benlloch et al., Nucl. Instr. and Methd. A 419 (1998) 410.
- [37] P. Fonte et al., Nucl. Instr. and Methd. A 419 (1998) 405.
- [38] CMS collaboration, Letter of Intent, CERN/LHCC 92-3 (1992).
- [39] CMS collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38 (1994).
- [40] CMS collaboration, The tracker Project Technical Design Report, CERN/LHCC 98-6 (1998).
- [41] M. Huhtinen, CERN/CMS-TN/95-198 (1995).
- [42] J.-P. Meulders et al., Phys. Med. Biol. 20(1975)235.
J.-P. Meulders et al., Nucl. Inst. And Meth. 126(1975)81.
- [43] E. León-Florian et al., CERN/ECP/95-15 (1995).
- [44] Abramowics, Stegun, Handbook of Mathématique functions, Table 25.4
- [45] E. León Florián, H. Schönbacher et M. Tavlet, Data compilation of dosimetry methods and radiation sources for material testing, CERN/TIS-CFM/IR/93-03 (1993).
- [46] CANBERRA Belgium, Lettre réf. : S/N b 94060, 21/06/1995.

- [47] Certificat de calibration fournit par Amersham pour la source ^{152}Eu .
- [48] GEANT 3.21, Manuel d'utilisation, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [49] Référence MATLAB
- [50] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Edition John Wiley & Sons, p 690.
- [51] International Commission on Radiation Units and Measurements, Rapport ICRU 45, Clinical Neutron Dosimetry – Part1 : Determination of Absorbed Dose in a Patient Treated by External Beams of Fast Neutrons (1989).
- [52] J.-M. Denis rapport de dosimétrie T1
- [53] M. Tavlet, communication privée, 03/07/1997
- [54] Contrôleurs de débit Bronkorhst high tech., Modèles F-111C-HA et F-201C-FA. Alimentation et système de lecture Bronkorhst high tech., Modèles E-5514.
- [55] Manuel d'utilisation, CAEN N470
- [56] Dual Floating Current Digitizer (IPC – DFCD) , manuel d'utilisation, <http://www.fynu.ucl.ac.be/logistique/electronique/>.
- [57] O. Bouhali et al., A Possible Approach for the Construction of the CMS Forward-Backward MSGC Tracker, CERN/CMS NOTE/97-081 (1997).
- [58] L. L. Jones, PreMux specification, version 2.3, RD20 internal document
- [59] W. Beaumont et al., Beam Test Results for MSGC's with Thick Metal Strips, CERN/CMS-NOTE/99-059 (1999).
- [60] W. Beaumont et al., Tests of CMS MSGC modules at PSI, CERN/CMS Conference Report 1999/021 (1999).
- [61] M. Ageron et al., Robustness test of a system of MSGC+GEM detectors at the cyclotron facility of the Paul Scherrer Institute, (2000). Soumis à Elsevier Preprint pour publication.