



HAL
open science

Etude des chambres gazeuses à micropistes (MSGC)

Valérie Mack

► **To cite this version:**

Valérie Mack. Etude des chambres gazeuses à micropistes (MSGC). Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Haute Alsace - Mulhouse, 1997. Français. NNT : . tel-00389593

HAL Id: tel-00389593

<https://theses.hal.science/tel-00389593>

Submitted on 29 May 2009

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

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

THESE

présentée par

Valérie MACK

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE HAUTE ALSACE

Spécialité : Physique des Particules

**Etude des Chambres Gazeuses à Micropistes
(MSGC)**

THESE

présentée par

Valérie MACK

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE HAUTE ALSACE

Spécialité: Physique des Particules

Etude des Chambres Gazeuses à Micropistes (MSGC)

Soutenue le 27 Octobre 1997 devant la commission d'examen composée des membres :

M. René BLAES
M. Jean-Marie BROM
M. Emanuele QUERCIGH
Mme Evelyne DAUBIE
M. Daniel HUSS

Président du jury
Rapporteur interne
Rapporteur externe
Directeur de thèse

à un ami très cher

*à la mémoire de mon grand-père
à ma grand-mère et à ma famille sans qui je
n'aurais pas pu finir ce travail*

Maître de philosophie :

Est-ce la physique que vous voulez apprendre ?

Monsieur Jourdain :

Qu'est-ce qu'elle chante cette physique ?

Maître de philosophie :

La physique est celle qui explique les principes des choses naturelles, et les propriétés du corps ; qui discourt de la nature des éléments, des métaux, des minéraux, des pierres, des plantes et des animaux, et nous enseigne les causes de tous les météores, l'arc-en-ciel, les feux volants, les comètes, les éclairs, le tonnerre, la foudre, la pluie, la neige, la grêle, les vents et les tourbillons.

Monsieur Jourdain :

Il y a trop de tintamarre là-dedans, trop de brouillamini.

Maître de philosophie :

Que voulez-vous donc que je vous apprenne !

Monsieur Jourdain :

Apprenez-moi l'orthographe.

Molière

“Le Bourgeois Gentilhomme”

Table des matières

1. La physique des hautes énergies	1
1.1 Introduction	3
1.2 Le Modèle Standard	5
1.2.1 Particules et interactions	5
1.2.2 La recherche du boson de Higgs	8
1.3 Le LHC	9
1.3.1 La physique auprès du LHC	9
1.3.2 Les expériences auprès du LHC	11
1.3.3 L'expérience CMS	13
2. Principes de détection avec des chambres gazeuses à micropistes	19
2.1 Des chambres à fils aux chambres gazeuses à micropistes	21
2.2 Détection des particules chargées	25
2.2.1 Formation du signal	25
2.2.2 Développement du signal	28
2.2.3 Dérive et diffusion	30
2.3 Mélange gazeux	36
2.3.1 Critères de sélection	36
2.3.2 Modification des grandeurs statistiques	37
2.3.3 Interaction avec les cathodes	41
2.3.4 Gaz absorbeur (quencher)	42
2.3.5 Polymérisation	43
3. Moyens d'étude des MSGC	45
3.1 Introduction	47
3.2 Mesure de la résistivité de surface du verre	48
3.3 Réalisation de prototypes	49
3.4 Outils de tests	53
3.4.1 Banc sources	54
3.4.2 Banc canon à X	56
3.5 Contrôle de qualité	62
3.6 Conclusion	64
4. Gaz	65
4.1 Introduction	67
4.2 Choix du mélange gazeux	68
4.2.1 Premières mesures	68

4.2.2	Gaz absorbeur (quencher)	69
4.2.3	Gaz rare	74
4.3	Matériaux et DME	78
4.4	Conclusion	82
5.	Formes des électrodes	83
5.1	Introduction	85
5.2	Optimisation du dessin	88
5.3	Conclusion	101
6.	Substrat	103
6.1	Introduction	105
6.2	Analyse des verres	107
6.3	Effets de différents traitements sur la résistivité surfacique	109
6.4	Les verres Schott D263 et Corning 7059	111
6.4.1	Conditionnement	111
6.4.2	Irradiation par des particules chargées	113
6.5	Les verres Schott D263 et Corning 7059 modifiés par dopage	116
6.5.1	Méthodes de dopage et résistivité des verres dopés	116
6.5.2	Conditionnement	117
6.5.3	Irradiation par des particules chargées	118
6.6	Les couches minces	121
6.6.1	Analyse des couches minces	122
6.6.2	Mesures des résistivités de surface	123
6.6.3	Faisabilité des détecteurs	123
6.6.4	Mesures du gain et du courant en fonction des tensions	126
6.6.5	Mesures de gain en fonction de l'intensité du flux	129
6.7	Conclusion	137
7.	Irradiation par des neutrons thermiques	139
7.1	Introduction	141
7.2	Irradiation par des neutrons thermiques	144
7.3	Conclusion	151
8.	Conclusion	153

Chapitre 1.

La physique des hautes énergies

1.1 Introduction

La physique des hautes énergies a pour but l'étude des constituants de la matière, de leurs propriétés fondamentales (masse, charge, ...) et de leurs interactions.

Depuis un siècle, nos connaissances sur la matière qui forme notre univers se sont précisées. A la fin du XIX^e siècle, la matière apparaît comme constituée de corpuscules différents portant les propriétés chimiques des éléments. Ils sont identifiés aux constituants élémentaires hypothétiques des philosophes grecs de l'antiquité : les atomes. Au cours du XX^e siècle, les scientifiques découvrent que les atomes présentent une structure interne. Plusieurs expériences montrent qu'ils se composent de particules chargées : d'un noyau de charge positive, autour duquel gravite un nuage d'électrons. Puis on découvre que le noyau est lui-même composé d'un ensemble de nucléons : protons et neutrons. Enfin dans les années soixante on découvre que les nucléons et les hadrons en général présentent une structure plus fine. Ils sont composés de particules plus élémentaires : les quarks.

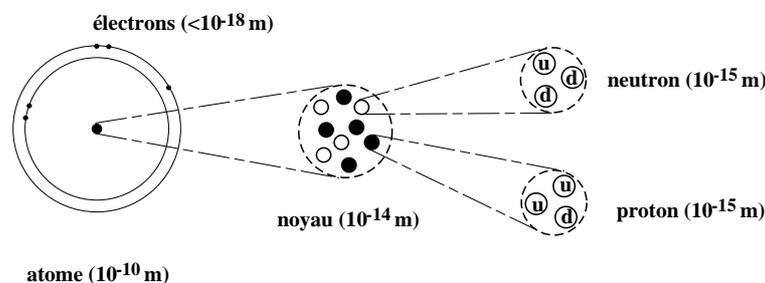


FIG. 1.1 - Structure de la matière : l'atome est formé d'un noyau autour duquel gravitent des électrons, le noyau est formé d'un ensemble de protons et de neutrons, le proton est formé de deux quarks *u* et un quark *d*, le neutron est formé d'un quark *u* et deux quark *d*.

Les produits d'interaction entre un objet à étudier et des particules incidentes qui agissent comme des sondes fournissent des informations sur la structure de l'objet. Dans le cas de la vision qui peut être aidée par un microscope optique, les particules incidentes sont des photons émis dans le domaine du visible. Pour les microscopes électroniques les photons sont remplacés par des électrons de plus haute énergie. L'échelle à laquelle un objet peut être observé dépend de la longueur d'onde des particules incidentes. La taille des détails observables est du même ordre de grandeur. Comme la longueur d'onde est inversement proportionnelle à l'énergie, la capacité d'observer des structures de plus en plus fines augmente avec l'énergie des particules.

Alors qu'une lampe suffit pour observer un objet au microscope optique (elle émet les photons utilisés comme particules incidentes), pour étudier la matière dans ses structures les plus fines des faisceaux de particules de haute énergie sont nécessaires. Les faisceaux les plus utilisés sont fournis par les accélérateurs de particules chargées.

Les différences entre les moyens de sonder un objet impliquent des différences dans la nature des produits d'interaction. Dans le cas du microscope les informations sont véhiculées par des photons visibles. La détection des produits d'interaction ne nécessite pas d'instrumentation particulière si ce ne sont les yeux de l'expérimentateur. Par contre, les interactions à haute énergie produisent toute sortes de particules en plus des photons qui appartiennent ou non au domaine du visible. L'information n'est plus uniquement visuelle. Il faut donc avoir à disposition une série de détecteurs de particules qui serviront à mesurer la position et l'énergie des produits d'interaction à différents instants. L'information est transmise de manière électronique à l'expérimentateur.

Le LHC¹ est un accélérateur d'une nouvelle génération. Il s'agit d'un projet du CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) qui devrait être mis en service en 2004. Il permettra des collisions frontales de deux faisceaux de protons accélérés à une énergie encore jamais atteinte de 7 TeV par particule. Les détecteurs utilisés auprès des accélérateurs actuellement existants, ne répondent plus aux nouvelles exigences de précision et de rapidité imposées par la fréquence élevée des collisions au LHC et le flux important de particules qui sera à traiter. Pour cet accélérateur d'une nouvelle génération il faut des détecteurs d'une nouvelle génération, plus précis, plus rapides.

Cette thèse s'inscrit dans le programme de recherches et développements d'un nouveau type de détecteurs à gaz pour la reconstruction de traces : les chambres gazeuses à microstripes ou MSGC². Elles sont pressenties comme de bons candidats de cette nouvelle génération de détecteurs. Elles occupent une place importante dans le dispositif interne de reconstruction de traces du projet d'expérience CMS³ qui doit être construit auprès du LHC.

A Strasbourg cette étude a démarrée dans l'optique de définir un ensemble de quatre grands détecteurs MSGC pour l'expérience WA97 auprès du SPS⁴ au CERN [1]. Puis le Centre de Recherches Nucléaires⁵ et l'Université Louis Pasteur de Strasbourg se sont investis dans le programme de recherches RD28 concernant les MSGC [2, 3]. Le but des collaborations internationales de Recherches et Développement (RD1, RD2, etc) coordonnées par le Comité de Recherches et Développement (DRDC) du CERN est de fournir de nouvelles technologies pour les expériences auprès du LHC.

1. Large Hadron Collider

2. Micro-Strip Gas Chambers

3. Compact Muon Solenoid

4. Super Proton Synchrotron

5. devenu l'Institut de Recherches Subatomiques (IReS) depuis le 1^{er} Mai 1997

1.2 Le Modèle Standard

1.2.1 Particules et interactions

Dans l'état actuel des connaissances, la matière est constituée de particules décrites par la mécanique quantique avec un spin demi-entier. Elles suivent les lois statistiques dites de Fermi-Dirac, d'où leur nom de fermions. Ces particules sont qualifiées d'élémentaires, n'ayant pas de structure composite apparente à ce jour. Elles se regroupent en trois familles de deux quarks et deux leptons, présentées dans le tableau 1.1.

Les leptons (électron, muon, tau et neutrinos) peuvent exister en tant que particules libres. Ce qui n'est pas le cas des quarks. Ces derniers ont toujours été observés dans des hadrons, les plus connus étant le proton et le neutron. Les particules des familles 2 et 3 sont plus massives que les particules de la première. Le muon et le tau respectivement des familles 2 et 3, sont les équivalents plus lourds de l'électron qui appartient à la famille 1. Il existe une hiérarchie analogue entre les différents quarks. Seuls les neutrinos échappent à cette règle. Aucune expérience n'a encore permis de déterminer leur masse. On admet généralement qu'elle est nulle. Cependant il existe bien plusieurs neutrinos différents : ν_e , ν_μ et ν_τ associés respectivement à l'électron, au muon et au lepton tau.

Fam.	Quarks			Leptons		
	nom	charge	masse	nom	charge	masse
1	u	$+\frac{2}{3}$	2 à 8 MeV	électron (e)	-1	0,511 MeV
	d	$-\frac{1}{3}$	5 à 15 MeV	neutrino e (ν_e)	0	< 17 eV
2	c	$+\frac{2}{3}$	1 à 1,6 GeV	muon (μ)	-1	105 MeV
	s	$-\frac{1}{3}$	100 à 300 MeV	neutrino μ (ν_μ)	0	< 270 keV
3	t	$+\frac{2}{3}$	~ 174 GeV	tau (τ)	-1	1,78 GeV
	b	$-\frac{1}{3}$	4,1 à 4,5 GeV	neutrino τ (ν_τ)	0	< 31 MeV

TAB. 1.1 - *L'ensemble des douze fermions connus qui composent la matière se répartissent en trois familles de deux quarks et deux leptons.*

Les expériences installées auprès du collisionneur LEP⁶ ont apporté des éléments de réponse à la question : « Existe-t-il une quatrième famille de fermions ? » en mesurant indirectement le nombre de neutrinos légers différents. Ce nombre est égal à trois [4]. En admettant raisonnablement que chaque famille de fermions se compose de quatre particules dont un neutrino, le nombre de neutrinos donne le nombre de familles. Le résultat de ce comptage implique donc que tous les fermions sont connus (le quark t dont l'existence n'était pas confirmée expérimentalement a été observé très récemment [5]) et se répartissent entre les trois seules familles déjà présentées plus haut.

6. Large Electron Positron collider

Pour chacune de ces particules il existe une antiparticule de charge électrique opposée. Elle est notée avec le symbole de la particule surligné : \bar{u} , \bar{d} , $\bar{\nu}$... , sauf pour les leptons chargés dont on distingue l'antiparticule de la particule par le signe de la charge ; le positron antiparticule de l'électron e^- est noté e^+ . L'existence des antiparticules fait passer le nombre total de particules composant la matière de douze à vingt-quatre. Dans notre Univers la matière prédomine sur l'antimatière. Le pourquoi de cette situation reste encore un mystère. Certains modèles cosmologiques du Big-Bang semblent expliquer ce déséquilibre.

Les fermions de la première famille sont les mieux connus des physiciens. Ils constituent les atomes. L'électron, lepton de la première famille, est stable et les nucléons dans le noyau sont formés des quarks u et d de la première famille. Les neutrinos sont habituellement considérés comme stables, mais ils sont difficilement observables. Ils n'interagissent que très faiblement avec la matière. Les autres particules, leptons des familles 2 et 3, ou les hadrons contenant des quarks autres que u et d , ont été observés dans des interactions produites en laboratoire. Certaines de ces particules comme le muon avaient été détectées une première fois dans le rayonnement cosmique. Les progrès technologiques ont permis de produire des interactions mettant en jeu des énergies de plus en plus grandes, et de produire ainsi de nouvelles particules de plus en plus lourdes mais instables. Les moyens de détection ont évolué parallèlement pour permettre l'observation des désintégrations de ces particules.

Les fermions constituent donc la matière. Ils interagissent par l'échange de particules différentes qui suivent les lois de la statistique de Bose-Einstein : les bosons, décrits par la mécanique quantique avec un spin entier.

Force	Bosons			Particules sensibles
	nom	charge	masse	
gravité	graviton	?	?	toutes
faible	W^+	+1	80,2 GeV	fermions
	W^-	-1		
	Z^0	0	91,2 GeV	
électromagnétique	photon	0	0	particules chargées
forte	8 gluons	0	0	quarks

TAB. 1.2 - Les bosons sont les particules vecteurs des interactions entre les fermions. A chaque force est associé un ou plusieurs bosons.

Chacune des quatre forces qui régissent l'Univers est véhiculée par un ou plusieurs bosons spécifiques. Le plus connu est le photon associé aux interactions électromagnétiques. Les bosons intermédiaires W^\pm et Z^0 associés aux interactions faibles n'ont été découverts qu'avec les expériences auprès des accélérateurs. Les interactions

fortes se font par l'intermédiaire de huit gluons. Par analogie on suppose que la force gravitationnelle se propage aussi par l'intermédiaire d'un boson : le graviton. Ce dernier reste hypothétique. Il n'a encore jamais été observé. A l'échelle microscopique l'influence de la gravité est négligeable. Elle n'est pas intégrée dans les modèles théoriques décrivant la matière et les interactions à haute énergie.

Les forces électromagnétiques agissent sur les particules chargées. Ces interactions sont décrites par la théorie de l'électrodynamique quantique (QED ⁷) en accord avec les connaissances expérimentales.

Tous les fermions sont sensibles aux interactions faibles. Dans le modèle de Fermi elles sont considérées comme ponctuelles. Cette théorie décrit de manière satisfaisante les processus physiques à basse énergie comme la désintégration β . Mais elle est mise en échec quand on veut extrapoler aux énergies plus élevées. La théorie électrofaible, en unifiant dans le même modèle les forces électromagnétique et faible, a permis de résoudre ce problème. Les interactions faibles n'apparaissent plus comme des interactions de contact, elles se font par échange d'un boson intermédiaire massique chargé (W^\pm) ou neutre (Z^0).

Les interactions fortes qui assurent la cohésion des noyaux, agissent sur les quarks qui portent une "charge" de couleur. Les leptons sont des objets non colorés. Ils ne sont pas sensibles à la force forte. Ces interactions entre objets colorés sont décrites par la chromodynamique quantique (QCD ⁸). La couleur est un nombre quantique donnant un degré de liberté supplémentaire. Il peut prendre trois valeurs : rouge, vert ou bleu. Les antiquarks portent une "charge" de couleur anti-rouge, anti-vert ou anti-bleu. Ce degré de liberté autorise l'existence du hadron Ω^- qui est la combinaison de trois quarks s, ce qui violerait le principe de Pauli si les quarks étaient sans couleur. Ce nombre quantique suit deux lois simples. La somme des trois couleurs complémentaires, ainsi que la somme d'une couleur et de son anti-couleur, sont nulles ou forment la couleur neutre "blanc". Aucun objet coloré libre n'a jamais été observé. Les quarks sont confinés dans les hadrons, objets sans couleur ou "blancs" qui se répartissent entre les mésons composés d'un quark et d'un antiquark, état noté $q\bar{q}$; et les baryons composés de trois quarks, état noté qqq .

L'ensemble de ces deux théories, électrofaible et QCD, semble décrire de manière satisfaisante les particules et leurs interactions. Il existe un très bon accord entre les prédictions théoriques de la première et les observations expérimentales. Et bien que la seconde reste difficile à tester de façon précise, aucune mesure à ce jour n'est venue ébranler ce cadre théorique. Cependant une question reste en suspens. Pour que les sections efficaces des interactions faibles ne divergent pas à haute énergie, il est nécessaire d'introduire un terme de masse non nulle dans les expressions. En d'autres termes ces processus doivent se faire par échange d'un boson intermédiaire massique. Or les modèles ne contiennent aucun élément expliquant et déterminant la masse des particules. La solution la plus séduisante apportée à ce problème consiste à ajouter aux modèles existants un complément théorique : le mécanisme de Higgs. Ce dernier est lié à la brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \times U(1)$ décrivant les interactions électrofaibles. Il présente le double avantage de générer la masse des bosons W^\pm et Z ainsi que des fermions, et de supprimer les divergences des sections efficaces des processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $WW \rightarrow WW$ [6].

7. Quantum Electro-Dynamics

8. Quantum Chromo-Dynamics

L'ensemble formé de la théorie électrofaible étendue par le formalisme de Higgs et de la théorie QCD, est appelé Modèle Standard.

1.2.2 La recherche du boson de Higgs

Le mécanisme qui permet de déterminer la masse des particules (bosons intermédiaires et fermions) nécessite l'introduction d'une nouvelle particule : le boson de Higgs, dont la masse reste quant à elle indéterminée. Il existe cependant des limites entre lesquelles elle est restreinte.

Cette particule n'a jamais été observée. Si elle existe, elle est trop lourde pour être produite dans des interactions aux énergies disponibles auprès des accélérateurs existants à ce jour. La limite inférieure pour sa masse est fixée expérimentalement à $63,9 \text{ GeV}/c^2$ (avec un niveau de confiance de 95 %) [7]. Des arguments théoriques conduisent à la définition d'une limite supérieure. Pour un boson de Higgs de grande masse : $M_H > 2M_W$, la largeur de la resonance devient proportionnelle au cube de la masse de la particule. Or, on considère qu'on ne peut plus parler de particule si la largeur devient supérieure à la masse. Des calculs plus complets prenant en compte la limite d'unitarité pour l'amplitude de diffusion du processus $WW \rightarrow WW$ donnent une limite supérieure à la masse du boson de Higgs de 1,2 TeV [6].

1.3 Le LHC

Le CERN est situé sur la frontière entre la Suisse et la France près de Genève. Avec son complexe d'accélérateurs et de collisionneurs il offre de nombreuses possibilités pour étudier la matière et ses constituants élémentaires jusqu'à de très hautes énergies. Avec la construction du LHC la communauté scientifique européenne se dote d'un outil très performant unique au monde. Les faisceaux de protons ou d'ions lourds seront alors disponibles à des énergies jamais atteintes.

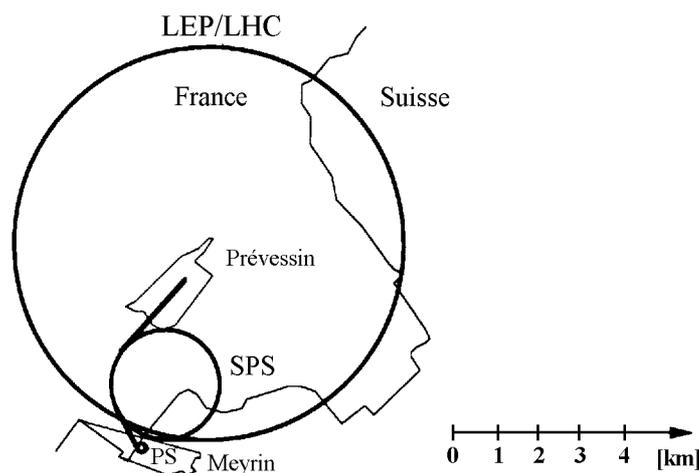


FIG. 1.2 - Situation de l'ensemble des accélérateurs au CERN.

Le LHC sera construit dans l'actuel tunnel du LEP. Sa circonférence est de 26,7 km. Deux faisceaux de protons seront accélérés à une énergie de 7 TeV par proton. Ce qui donne une énergie maximale dans le centre de masse d'une collision p-p de 14 TeV. La luminosité maximale prévue est de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les particules sont accélérées par paquet. Il y a 10^{11} protons par paquet. Les collisions se produiront avec une fréquence de 40 MHz, soit toutes les 25 ns.

Par ailleurs le LHC est conçu pour fonctionner également en mode collisionneur d'ions lourds. L'énergie par unité de charge étant maintenue à 7 TeV, l'énergie par nucléon dans le cas d'ions de plomb s'élève alors à 2,76 TeV. La luminosité pourra atteindre la valeur de $1,95 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Pour une collision centrale Pb-Pb la densité de traces sera bien plus élevée que pour une collision p-p, aussi pour assurer une bonne reconstruction de ces traces l'ensemble de détection, tout particulièrement au centre près du point d'interaction, doit présenter une haute granularité.

1.3.1 La physique auprès du LHC

Avant que le LHC ne soit mis en service, le programme LEP 200 prévoit d'augmenter l'énergie dans le centre de masse des collisions e^+e^- jusqu'à 192 GeV. Dans le cas où la masse du boson de Higgs serait inférieure à celle du Z (~ 90 GeV), il devrait être observé alors. Si ce n'est pas le cas, un boson de Higgs plus lourd ou de

nouveaux phénomènes physiques doivent être observés dans le domaine des énergies supérieures à 1 TeV où la théorie électrofaible sans le mécanisme de Higgs trouve sa limite.

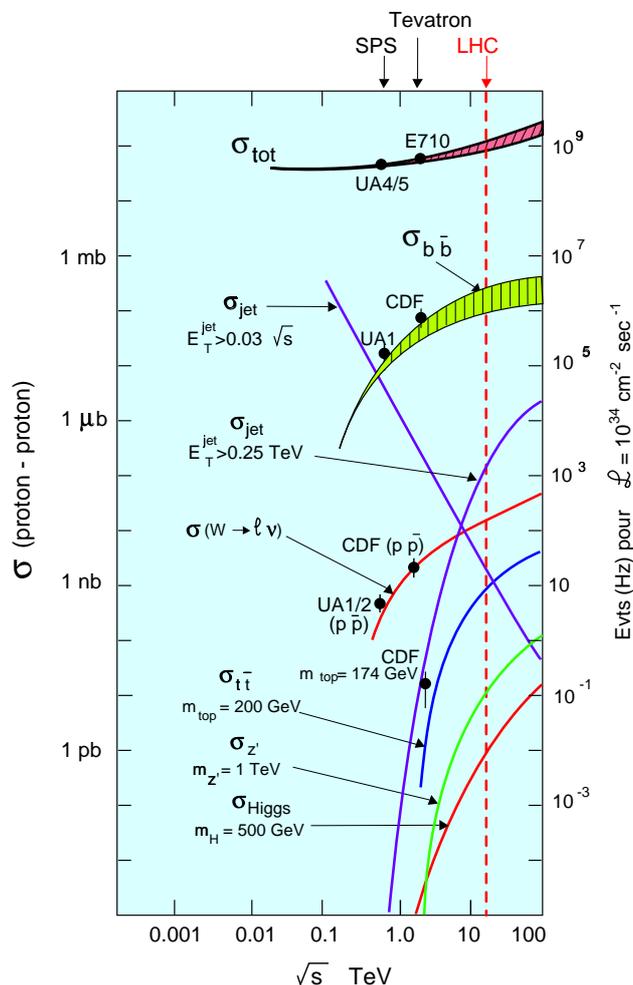


FIG. 1.3 - Sections efficaces de différents processus se produisant dans les collisions proton-proton.

La recherche du boson de Higgs du modèle standard dans le domaine de masse de 90 GeV jusqu'à 1 TeV, n'est pas l'unique recherche qui puisse être menée auprès du LHC dans le mode collisionneur protons sur protons. L'ouverture de ce nouveau domaine d'énergies, supérieures à 1 TeV, va permettre de tester l'extension du modèle standard : le modèle standard supersymétrique minimal. Dans ce dernier à chaque particule connue est associée une particule supersymétrique. La recherche de ces nouvelles particules constitue donc une nouvelle voie de la physique qui pourrait être explorée auprès du LHC. Il est à noter que ce modèle prédit l'existence de plusieurs bosons de Higgs.

La forte production des quarks b et t au LHC va permettre de mener une étude plus précise de ces deux quarks les plus massifs de la troisième famille des fermions. Avec une statistique plus importante leur masse et leurs modes de désintégration seront mesurés avec une meilleure précision.

Dans la physique des mésons K on a pu mettre en évidence expérimentalement une

violation de la symétrie CP. Elle devrait être observable également dans la physique des mésons B.

La figure 1.3 présente les sections efficaces de différents processus se produisant dans les collisions proton-proton. Elle montre bien que les quarks b sont produits en majorité alors qu'un boson de Higgs est produit dans une collision sur 10^{11} en moyenne, dans le cas où sa masse est de 500 GeV.

Avec les collisions d'ions lourds un autre domaine de la physique s'ouvre, celui de la recherche du plasma de quarks et de gluons (QGP), état de la matière où les quarks ne sont plus confinés dans les hadrons. La densité d'énergie disponible dans les collisions est alors supérieure à la densité d'énergie seuil à laquelle est prévue une transition de phase entre la matière hadronique et le QGP.

Le dispositif expérimental de CMS permettra de rechercher deux types de signatures de la formation de QGP dans les collisions d'ions lourds. La mesure des taux de désintégrations en deux muons des résonnances permettra d'étudier la suppression relative des Υ' et Υ'' par rapport aux Υ . La seconde signature de la formation du QGP proposée est la diminution de l'énergie des jets. Les jets produits aux premiers instants de la collision vont se propager dans le plasma et interagir fortement avec les constituants.

1.3.2 Les expériences auprès du LHC

Trois expériences vont prendre place auprès du LHC : ALICE⁹, ATLAS¹⁰ et CMS.

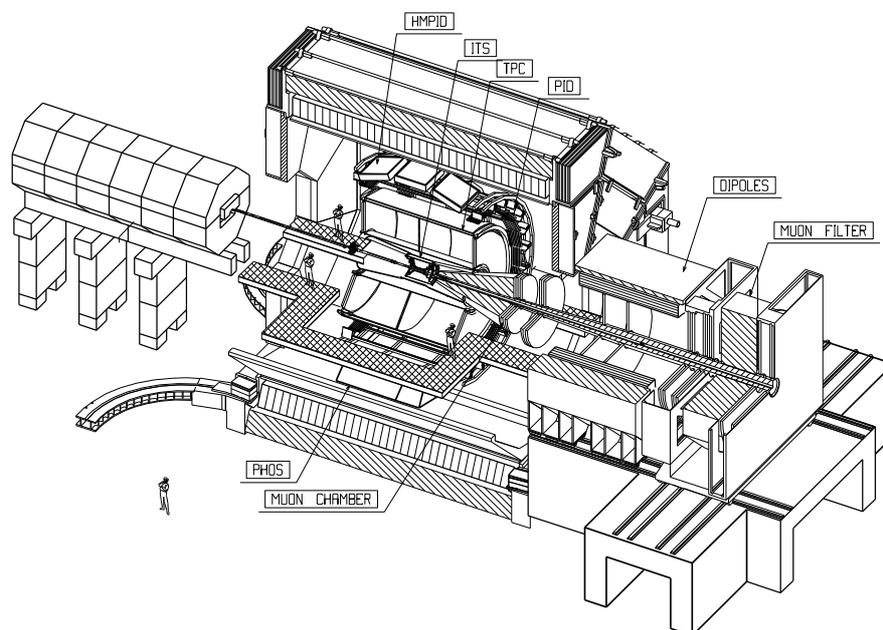


FIG. 1.4 - Détecteur ALICE [8].

L'expérience ALICE (fig. 1.4) est dédiée plus spécifiquement à la physique des ions lourds et à la recherche du plasma de quarks et de gluons.

9. A Large Ion Collider Experiment

10. A Toroidal LHC ApparatuS

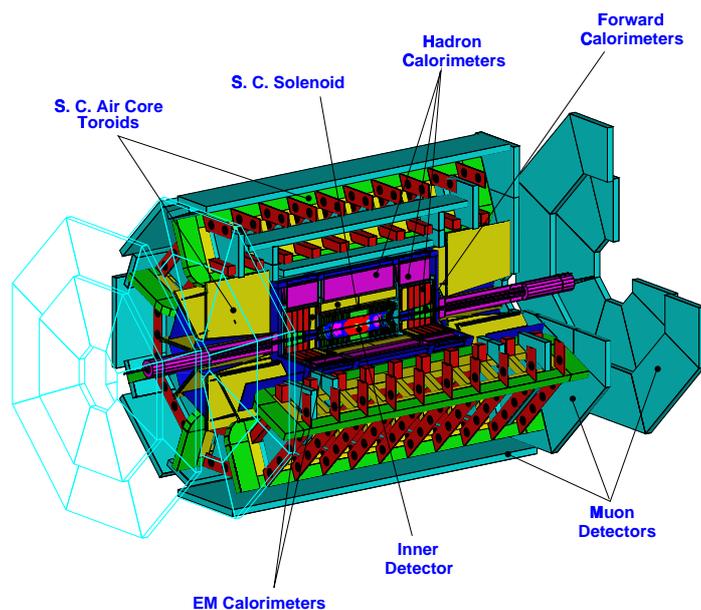


FIG. 1.5 - Détecteur ATLAS [9].

Les expériences ATLAS (fig. 1.5) et CMS sont plus adaptées à l'étude des interactions proton-proton. Les deux expériences sont complémentaires dans le sens où dans CMS une meilleure précision est obtenue sur les traces des muons, alors que dans ATLAS une meilleure précision est obtenue pour les mesures des électrons, des photons et des jets.

L'expérience CMS sera décrite plus en détails dans la suite.

Pour reconstruire les processus physiques qui surviennent lors d'une collision, il est nécessaire d'identifier les particules qui sont produites et de mesurer leur énergie. Pour avoir accès à ces informations deux types de détecteurs sont utilisés : les détecteurs de reconstruction de traces qui mesurent avec un minimum d'interaction la position du point de passage d'une particule chargée, et les calorimètres qui mesurent l'énergie des particules qui interagissent et qui s'y arrêtent.

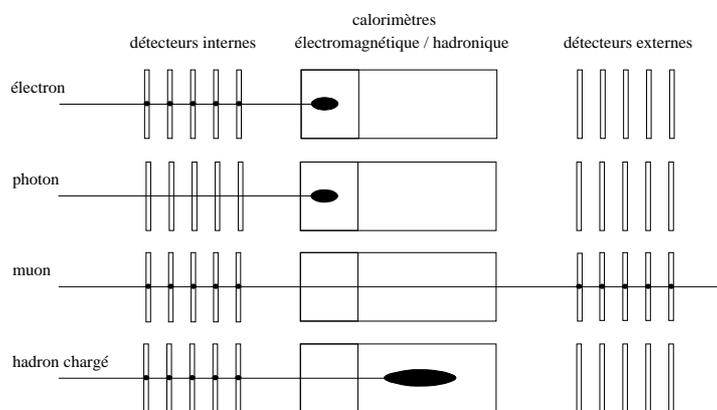


FIG. 1.6 - Signatures que laissent différentes particules de haute énergie dans les différents éléments d'un dispositif expérimental tel que CMS.

De manière générale la structure d'un ensemble de détection autour du point d'interaction est la suivante de l'intérieur vers l'extérieur (fig. 1.6) : un premier ensemble de détecteurs de reconstruction de traces, puis des calorimètres et enfin un deuxième ensemble de détecteurs de reconstruction de traces. Chaque particule laisse une signature différente dans ce système. Les plus probables et les plus importantes sont les suivantes :

- les électrons ou positrons laissent un signal dans les détecteurs internes puis déposent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique ;
- les photons ne laissent pas de trace dans le système de détection interne et libèrent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique où ils sont convertis ;
- les muons traversent les calorimètres sans interagir mais laissent une trace de leur passage dans les détecteurs internes et externes (les détecteurs externes sont aussi appelés détecteurs à muons) ;
- les hadrons chargés laissent un signal dans les détecteurs internes puis déposent toute leur énergie dans le calorimètre hadronique.

Peu de neutrons sont produits dans les collisions p-p. Mais le flux de neutrons provenant des interactions des particules dans le calorimètre électromagnétique est important. Les neutrons ne laissent pas de signal dans les détecteurs à traces mais ils peuvent induire un signal indirect par activation des matériaux.

1.3.3 L'expérience CMS

Le spectromètre CMS (fig. 1.7) reprend la structure décrite précédemment.

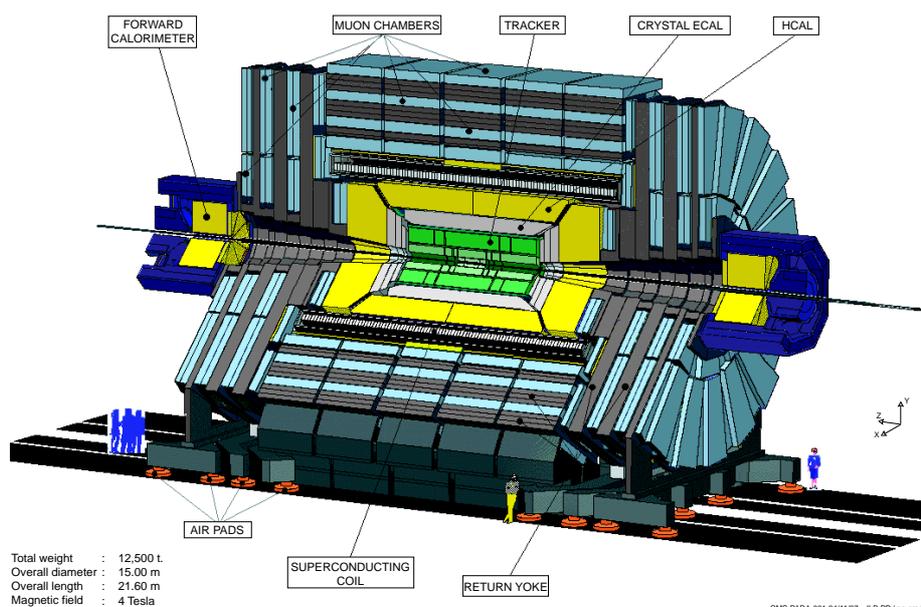


FIG. 1.7 - Détecteur CMS [10].

a) Les détecteurs à muons

Les détecteurs à muons constituent les couches les plus externes du spectromètre. Ils se répartissent dans quatre ensembles concentriques. Ces ensembles sont constitués de chambres à dérive dans la région centrale et de chambres à pistes cathodes ainsi que de chambres à plaques parallèles dans les régions avant.

L'identification des muons peut se faire de deux manières :

- à l'aide des détecteurs de traces internes et des calorimètres ; les muons laissent un signal dans les premiers, et traversent les seconds sans interagir contrairement aux autres particules (électron, photon ou hadrons chargés) ;
- soit à l'aide des détecteurs de traces externes, justement appelés détecteurs à muons puisque ce sont les seules particules à y laisser un signal.

De même la mesure de leur impulsion peut se faire par deux voies différentes soit à l'aide des détecteurs internes, soit à l'aide des détecteurs externes.

b) Les calorimètres

Le solénoïde supraconducteur est assez grand pour que les calorimètres soient placés à l'intérieur. La quantité de matière traversée et l'énergie perdue par les particules avant leur détection dans les calorimètres sont minimisées.

Un calorimètre associe un matériau absorbeur pour ralentir les particules, avec un milieu détecteur pour mesurer l'énergie déposée.

Calorimètre hadronique : Des scintillateurs plastiques sont intercalés entre des absorbeurs de cuivre. Il doit permettre de mesurer l'énergie et la direction des jets de particules. Avec la couverture de 4π la mesure de l'énergie transverse manquante peut être envisagée.

Calorimètre électromagnétique : Il est constitué de cristaux scintillants de tungstate de plomb (PbWO_4). La demande la plus stricte sur les performances du calorimètre électromagnétique concerne sa résolution en énergie. Pour identifier un boson de Higgs se désintégrant en deux photons il est nécessaire qu'elle soit suffisante pour distinguer ce signal du bruit de fond.

Calorimètres très à l'avant : Ils sont placés à 11 m du point d'interaction et couvrent la région de pseudo-rapacité comprise entre 2,7 et 5. La technologie choisie pour ces calorimètres est basée sur la mesure de la quantité de lumière produite par effet Cerenkov dans des fibres de quartz intégrées dans un matériau absorbant (fer ou cuivre). Ces calorimètres doivent permettre de mesurer l'énergie transverse manquante et d'identifier des jets très à l'avant.

c) Le détecteur central

Le détecteur central est un élément essentiel dans CMS. Ces performances doivent être pour les traces ayant une grande quantité de mouvement transverse :

- une efficacité de reconstruction supérieure à 95% pour une trace isolée et supérieure à 90% pour une trace dans un jet ;
- une résolution sur le paramètre d'impact de $20 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $100 \mu\text{m}$ dans la direction z .

A la luminosité optimale du LHC, pour un événement intéressant le bruit de fond est de 500 traces dans la région centrale. Il est donc nécessaire d'avoir des détecteurs avec une granularité très fine et une très grande précision.

La version du détecteur central décrite ici est la version trois (juin 1996). Des modifications du dispositif ont été et sont encore apportées.

Trois types de détecteurs sont prévus dans l'ensemble de reconstruction de traces interne (fig 1.8). Les détecteurs silicium à pixels sont les plus proches du point d'interaction. Ils permettent une mesure très précise des vertex primaires et secondaires par la réduction des ambiguïtés combinatoires. Le niveau intermédiaire est constitué de détecteurs silicium à micropistes. Enfin les MSGC ont été choisies pour former les couches externes du détecteur central où une résolution spatiale moins bonne que celle des détecteurs silicium est suffisante. La faible distance de dérive (2 ou 3 mm) assure une collection rapide des charges.

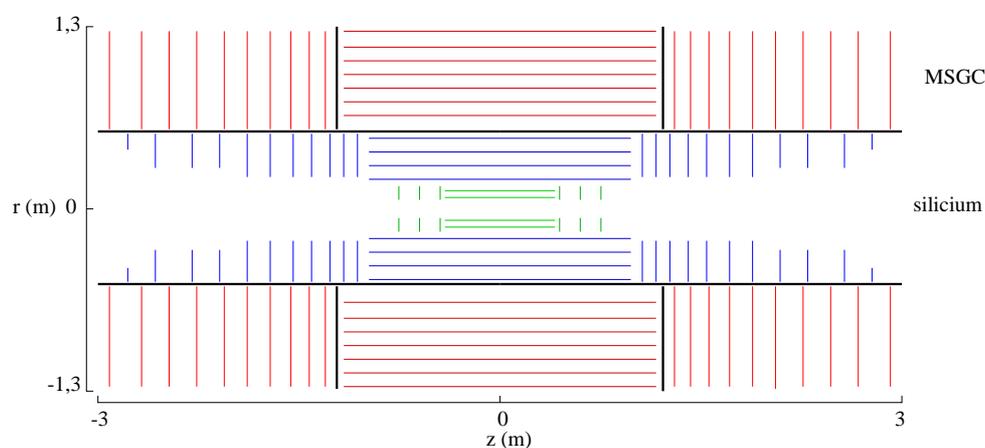


FIG. 1.8 - Ensemble de reconstruction de traces interne.

Les performances du système de détection interne dépendent des performances des détecteurs choisis. Les résolutions demandées sont de $20 \mu\text{m}$ pour les détecteurs silicium et $60 \mu\text{m}$ pour les MSGC. Ce système permettra de reconstruire une trace à partir de 7 à 13 points.

L'ensemble de détection central est long de 6 m et a un diamètre de 2,6 m. Il se divise en deux structures indépendantes [11] : une supportant les détecteurs silicium au centre et une supportant les MSGC à l'extérieur.

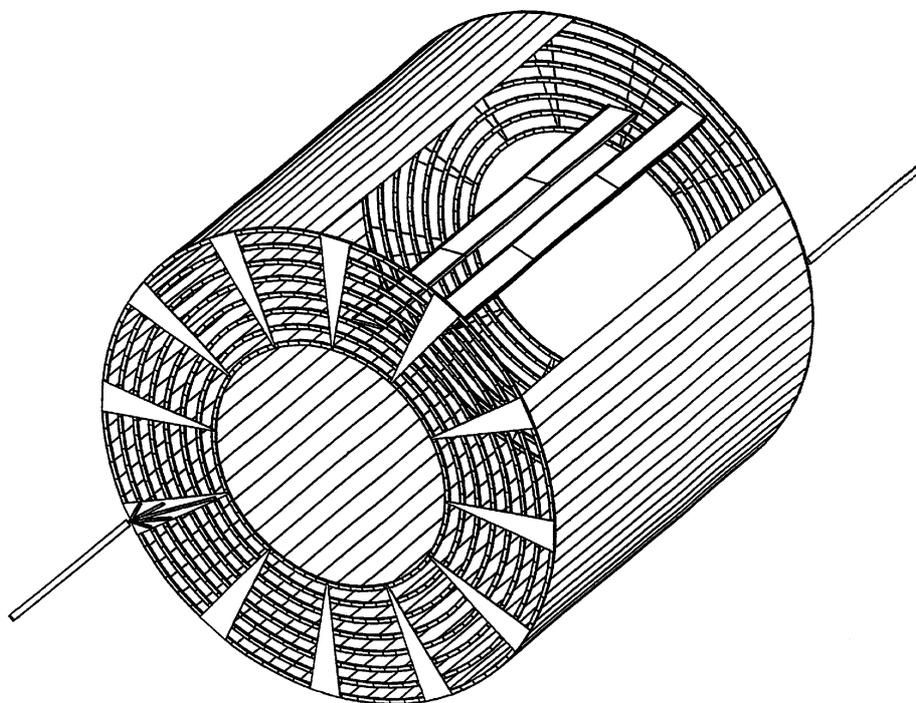


FIG. 1.9 - *Structure portant les MSGC: roue de la partie centrale [12].*

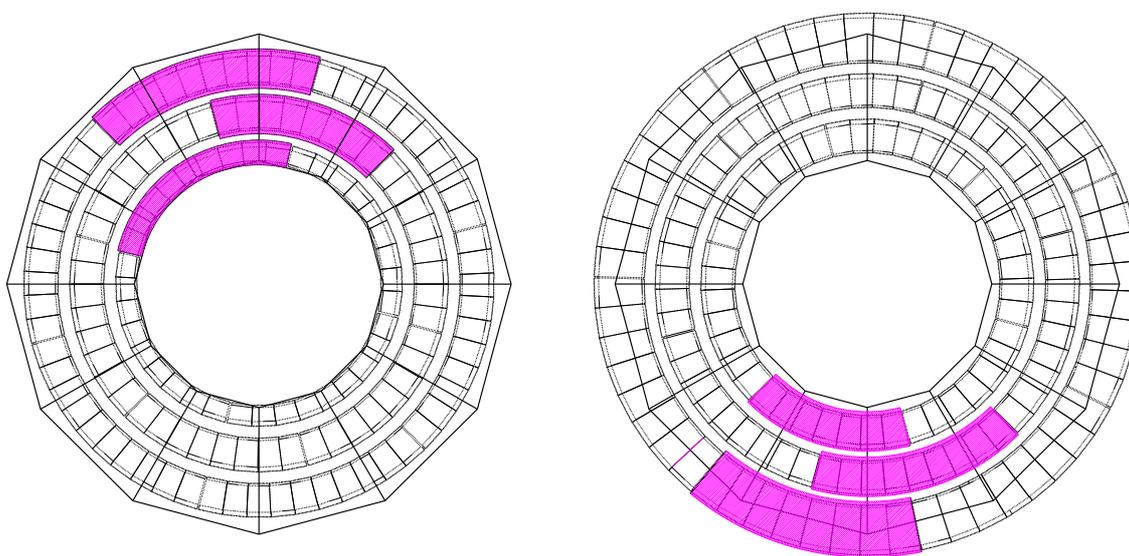


FIG. 1.10 - *Structure portant les MSGC: roue des parties à l'avant [13].*

Dans cet ensemble il est nécessaire de concilier un faible facteur d'occupation pour ne pas dégrader les performances du détecteur, avec un faible nombre de canaux d'électronique pour des raisons économiques. Pour diminuer le facteur d'occupation il faut limiter la longueur des pistes et multiplier le nombre de détecteurs. Mais d'un autre coté pour limiter le nombre de canaux d'électronique il faut augmenter la longueur des pistes. Cette dernière a été choisie de manière à maintenir le facteur d'occupation inférieur à 4% [10].

Trois parties se distinguent dans la structure pour les MSGC : la partie centrale et les deux parties à l'avant et à l'arrière.

La partie centrale (fig. 1.9) [12] est un cylindre supportant des modules de 2,35 m de long. Les 399 modules sont répartis sur sept couches. Neuf détecteurs rectangulaires sont montés dans un module. Chaque détecteur a une surface utile de $250 \times 102,4 \text{ mm}^2$, avec 512 anodes. Les pistes sont parallèles avec un pas constant entre anodes de $200 \mu\text{m}$. Le nombre de canaux d'électronique pour l'ensemble des 3591 détecteurs atteint la valeur de $1,8 \cdot 10^6$.

Les parties à l'avant comportent 10 plans de détection ou roues (fig. 1.10). Sur chaque roue les détecteurs sont placés de part et d'autre de la structure mécanique sur six niveaux de 1 à 6 en partant de l'extérieur. Les détecteurs ont des formes trapézoïdales avec 512 pistes radiales pointant vers le centre de la roue. L'électronique de lecture est placée du coté de la base la plus large du trapèze.

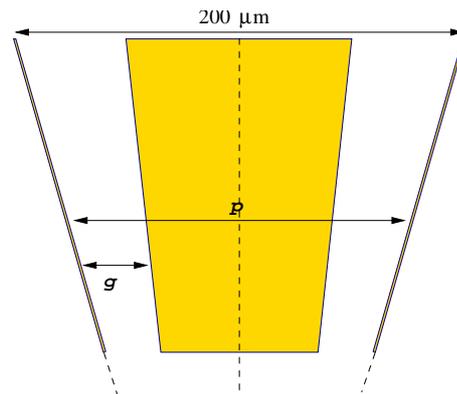
niveau	$R_{int.}$ (mm)	$R_{ext.}$ (mm)	pas entre anode (μm)	L_{cath} (mm)	nombre de modules	nombre de détecteurs/modules
1	963	1145	249	180	8	7
2	870	986	200	115	6	10
3	772	888	200	115	6	9
4	673	790	200	115	6	8
5	575	692	200	115	6	7
6	543	592	200	47	4	9

TAB. 1.3 - Caractéristiques d'une roue et des détecteurs qui sont montés dessus [13].

Le tableau 1.3 rassemble quelques caractéristiques d'une roue et des détecteurs qui sont montés dessus. Dans l'anneau 1, le plus externe, le pas entre anodes du coté de la lecture est de $249 \mu\text{m}$ et la cathode centrale a une longueur de 180 mm. Tous les autres détecteurs ont un pas entre anode toujours du coté lecture, de $200 \mu\text{m}$. Au niveau 6 le plus interne la cathode centrale d'un détecteur est de 47 mm. Les détecteurs intermédiaires des anneaux 2 à 5 ont une cathode centrale de 115 mm de long.

Pour ces détecteurs le pas p entre anodes est variable. Pour garder un gain optimal tout le long des pistes la largeur des cathodes varie de manière à vérifier la formule [10] :

$$g = \frac{p}{8} + 20$$



où g est la distance entre anode et cathode. Les grandeurs g et p sont exprimées en μm .

Une roue comprend 296 détecteurs. Pour l'ensemble des 20 roues qui sont dans les parties à l'avant soit 5920 détecteurs, on compte $3 \cdot 10^6$ canaux d'électronique.

Le détecteur central est un élément essentiel du spectromètre CMS. La production de masse des MSGC concerne près de 10 000 détecteurs de taille importante, les plus grands font $25 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ et les plus petits $5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$. Cet ensemble de détection doit être fonctionnel pendant dix ans dans les conditions du LHC.

Ces conditions sont pour les MSGC :

- un flux de particules chargées compris entre $3 \cdot 10^4$ et $3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
- un flux de neutrons de l'ordre de $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
- un taux de radiation de 10^3 à 10^4 Gy/an (0,1 à 1 Mrad/an).

Afin que les MSGC placés dans CMS survivent à des conditions aussi difficiles, un important programme de recherche et développement est mené.

Chapitre 2.

Principes de détection avec des chambres gazeuses à micropistes

2.1 Des chambres à fils aux chambres gazeuses à micropistes

Les chambres gazeuses à micropistes ou MSGC appartiennent à une nouvelle génération de détecteurs de particules chargées qui trouvent leur place dans les dispositifs de reconstruction de traces. Elles fonctionnent sur le même principe que les chambres proportionnelles multifils ou MWPC¹. La figure 2.1 montre l'exemple d'une chambre multifils composée d'une série de fils anodes parallèles mis à la masse, entre deux plans cathodes placés à un potentiel négatif. La distance séparant les fils anodes est de l'ordre de grandeur du millimètre. Les plans cathodes sont espacés de quelques centimètres. Le champ électrique dans une telle chambre est représentée à la figure 2.2 [14].

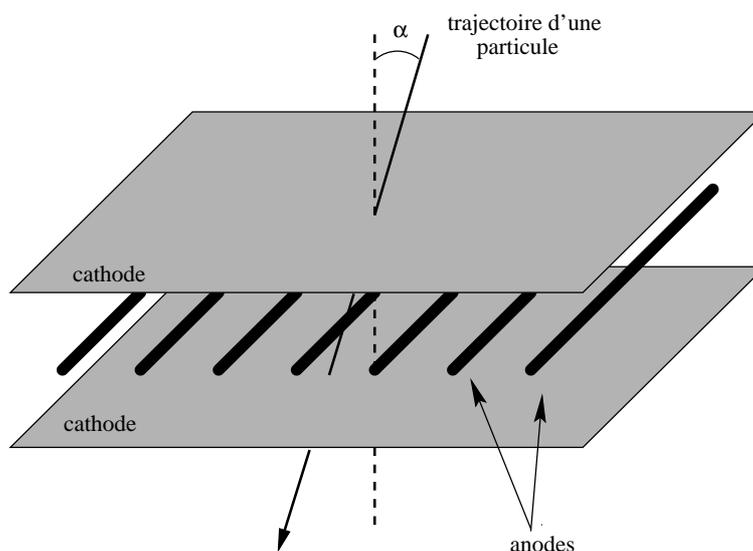


FIG. 2.1 - Schéma d'une chambre proportionnelle multifils (MWPC) : une série de fils anodes sont tendus à intervalle régulier entre deux plans cathodes.

Dans le volume défini par les plans cathodes, circule un gaz. Lorsqu'une particule chargée traverse ce volume actif, elle dépose une partie de son énergie le long de sa trajectoire, principalement par ionisation de molécules du gaz. Sous l'action du champ électrique, les électrons et les ions positifs libérés se déplacent respectivement vers les anodes et les plans cathodes. Au voisinage immédiat des anodes, les électrons accélérés

1. Multi Wire Proportional Chamber

par le champ intense qui varie alors en $1/r$, gagnent assez d'énergie pour provoquer une avalanche électronique et la formation d'un courant mesurable sur les anodes.

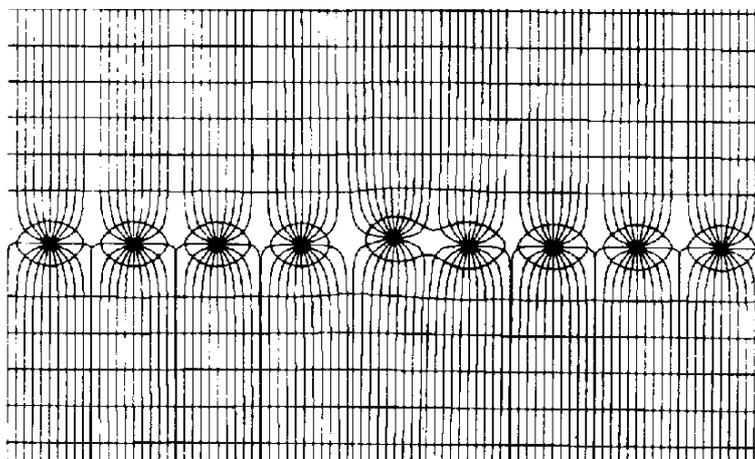


FIG. 2.2 - Lignes de champ dans une chambre proportionnelle multifils (MWPC) [14].

L'information sur la position de l'ionisation primaire et de la trajectoire de la particule est donnée par la reconnaissance des anodes sur lesquelles un signal est détecté. Dans le cas où la trajectoire de la particule forme un angle faible ($\alpha \simeq 0$) avec la direction perpendiculaire au plan des pistes, seuls un à deux fils donnent un signal mesurable au passage d'une particule. La précision avec laquelle est déterminé le point de la trajectoire est de l'ordre du demi-pas entre anodes, soit $500 \mu\text{m}$ dans les cas les plus favorables.

D'autre part, dans une chambre proportionnelle multifils dont les anodes sont lues individuellement, chaque fil se comporte comme un compteur indépendant. La détection simultanée de plusieurs traces est possible. Le signal au passage d'une particule se répartit sur plusieurs anodes. Pour pouvoir séparer deux traces sans ambiguïté il faut que la distance qui les sépare soit équivalente à la largeur du signal.

Afin d'améliorer la résolution et le pouvoir de séparation des traces des chambres à fils, une solution est de diminuer le pas entre anodes. Mais on se heurte alors à des difficultés de réalisation mécaniques. Sous l'action des forces électrostatiques les fils se déplacent. En diminuant le pas ces forces s'amplifient. Le problème est d'autant plus important que les dimensions de la chambre sont grandes. Le déplacement des électrodes peut être réduit en les fixant à intervalle régulier. Il reste tout de même difficile de descendre en dessous du millimètre pour la distance entre deux fils consécutifs.

En 1988 paraît l'article [15] d'Anton Oed, de l'Institut Laue-Langevin de Grenoble, présentant un nouveau détecteur dont le régime de fonctionnement est analogue à celui des chambres proportionnelles multifils, mais avec des dimensions très inférieures. Cette parution marque le début des chambres gazeuses à micropistes ou MSGC. Dans cette nouvelle approche les fils sont remplacés par des pistes déposées sur un substrat isolant. Les "fils" sont ainsi fixés sur toute leur longueur. Les techniques utilisées pour la réalisation de dispositifs tels que celui présenté sur la figure 2.3 sont des techniques de microélectroniques couramment utilisées pour la réalisation de circuits intégrés et de détecteurs semi-conducteurs au silicium. La photolithographie permet de réaliser des pistes de quelques microns de large avec une précision de l'ordre de $0,2 \mu\text{m}$.

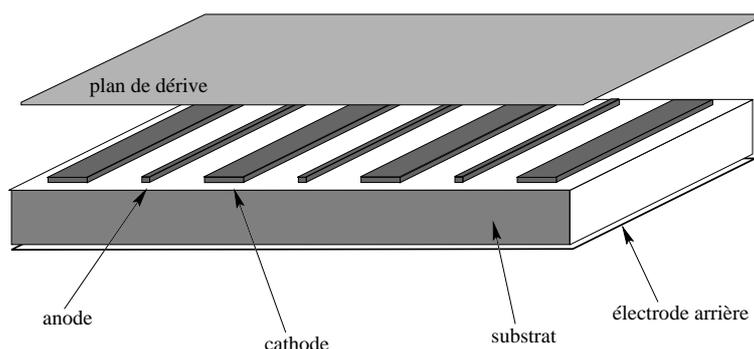


FIG. 2.3 - Schéma d'une chambre gazeuse à micropistes (MSGC) : une série de pistes alternativement anode et cathode sont déposées par photo-lithographie sur un substrat, un plan cathode est placé quelques millimètres au-dessus.

Dans le cas du détecteur présenté par Oed, les pistes en chrome sont gravées sur une plaque de verre. Dans cette structure les pistes sont alternativement anodes de $10\ \mu\text{m}$ de large, et cathodes de $90\ \mu\text{m}$ de large. Le pas entre pistes de lecture est de $200\ \mu\text{m}$, soit cinq fois inférieure à celui des chambres multifils les plus précises. La face arrière du substrat est métallisée et mise à un potentiel fixe de $0\ \text{V}$ dans la majorité des cas. Un plan de dérive placé à quelques millimètres au dessus du plan des pistes définit le volume actif dans lequel circule un gaz. Il est mis à un potentiel négatif. Le champ électrique dans une telle chambre est présenté à la figure 2.4 [16].

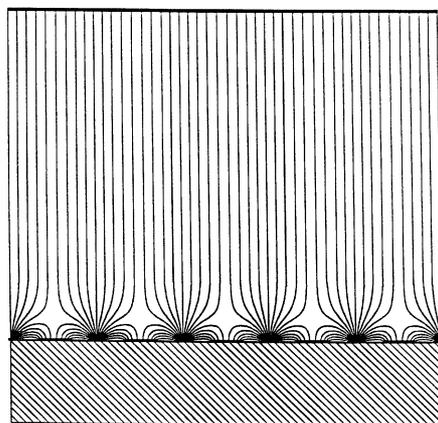


FIG. 2.4 - Lignes de champ dans une chambre gazeuse à micropistes (MSGC) [16].

Au passage d'une particule, le signal se développe de manière similaire dans une MSGC et dans la chambre à fils présentée précédemment en exemple.

Les MSGC présentent un certains nombre d'avantages par rapport aux chambres à fils classiques. Leur plus grande granularité permet la reconstruction d'une trace avec une meilleure précision. La résolution spatiale de ces nouveaux détecteurs est de l'ordre de 30 à $50\ \mu\text{m}$ [17].

Le volume de gaz étant plus petit, le temps de dérive des électrons est plus court. De

plus les ions positifs, qui ont une mobilité très inférieure à celle des électrons sont plus rapidement collectés dans les MSGC que dans les chambres proportionnelles multifils. La distance qu'ils ont à parcourir est très largement réduite dans les premières par rapport à celle qui sépare les anodes et les plans cathodes dans les secondes. La formation du signal est plus rapide, inférieure à 100 ns.

Une conséquence de ces meilleures caractéristiques est une acceptance de flux plus importante. La meilleure résolution spatiale implique un meilleur pouvoir de séparation des traces et permet donc de détecter un nombre plus important de particules par unité de surface.

Les conséquences de la section d'un fil dans une chambre à fils et d'une piste dans une MSGC n'ont pas la même portée. Dans le premier cas le fil n'étant plus fixé peut provoquer des courts-circuits avec les autres électrodes, alors qu'une MSGC avec une piste coupée peut rester sous tension. D'un point de vue électrique, les conséquences sont des modifications locales du champ électrique, du gain ainsi que de la résolution au voisinage de la piste coupée.

Pour la fabrication, les techniques de photolithographie utilisées sont adaptables en théorie à l'industrie. Un grand nombre de détecteurs identiques peuvent être réalisés en série avec une très grande précision, à partir d'un masque unique. La réalisation d'une chambre à fils est plus délicate. Il est très difficile de tendre et de positionner des fils avec une précision équivalente.

Les principaux inconvénients des MSGC sont directement liés au substrat. Les effets dus à sa présence doivent être minimisés le plus possible. Il doit être aussi inerte que possible. Idéalement, le détecteur devrait fonctionner comme si le substrat n'existait pas, exactement comme une chambre à fils miniaturisée. Mais le substrat est un support sur lequel sont susceptibles de se déposer des charges et des produits de polymérisation. L'accumulation de charges à sa surface, entre les pistes, ou le dépôt d'une couche isolante vont modifier le champ électrique et le régime de fonctionnement du détecteur.

En résumé les MSGC apparaissent comme des détecteurs de reconstructions de traces plus précis que les chambres proportionnelles multifils. Cependant leur utilisation dans un environnement, où le taux de radiation est élevé, reste incertaine sur des temps longs.

2.2 Détection des particules chargées

2.2.1 Formation du signal

Différents mécanismes physiques se produisent au passage d'une particule chargée dans le mélange gazeux. La perte d'énergie de la particule dans la matière résulte d'une série de processus distribués de manière statistique le long de la trajectoire. Elle dépose sur son passage une fraction de son énergie dans un nombre discret d'interactions électromagnétiques avec des molécules du gaz, provoquant leur ionisation ou leur excitation.

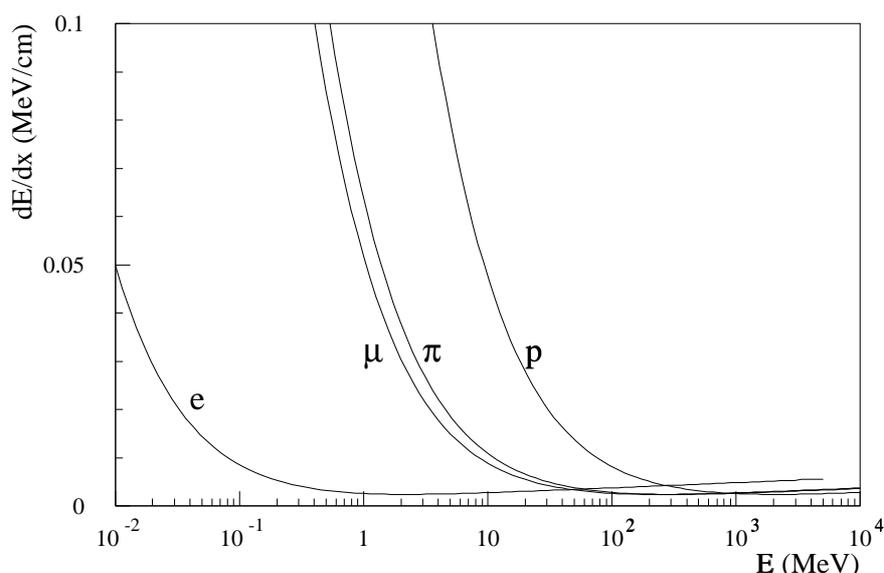


FIG. 2.5 - Perte d'énergie par unité de longueur de particules chargées dans l'argon calculée à l'aide de la formule de Bethe et Bloch.

La perte d'énergie (fig. 2.5) d'une particule chargée, par unité de longueur est donnée par la formule de Bethe et Bloch :

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A \frac{z^2 e^4 Z \rho}{mc^2 A \beta^2} \left(\ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right)$$

N_A : nombre d'Avogadro ; Z et A : nombres de charge et de masse du gaz ;
 ρ : densité du gaz ; I : potentiel d'ionisation effectif ; m : masse de l'électron ;
 z : charge de la particule ; β : vitesse de la particule ; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$: facteur de Lorentz

Cette fonction, à basse énergie décroît en $1/\beta^2$ jusqu'à atteindre un minimum $(dE/dx)_{MIP}$. A haute énergie on entre dans le domaine de la "remontée relativiste" où le terme en logarithme l'emporte. Les particules dont la perte d'énergie peut être approximée à la valeur $(dE/dx)_{MIP}$ dans ce domaine sont appelées particules au minimum d'ionisation ou MIP².

Les grandeurs caractéristiques des gaz comme la perte d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation $(dE/dx)_{MIP}$, les nombres d'électrons primaires n_p ou total n_T produits le long de la trajectoire de la particule sont des moyennes statistiques.

2. Minimum Ionising Particles

a) Nombre d'électrons primaires n_p

Les électrons primaires produits le long de la trajectoire d'une particule p proviennent des interactions particule-gaz. Ces interactions provoquent, en fonction de l'énergie transférée par la particule, soit l'ionisation (eq. 2.1), soit l'excitation (eq. 2.2) de la molécule de gaz X .



Les réactions ionisantes ne se produisent que si la fraction d'énergie cédée par la particule est supérieure au potentiel d'ionisation du gaz. Elles constituent le point de départ de la formation d'un signal mesurable dans la chambre. Le nombre de collisions ionisantes suit une distribution de Poisson dont la valeur moyenne est notée n_p . La probabilité que k collisions ionisantes se produisent est :

$$p_k^{n_p} = \frac{n_p^k}{k!} e^{-n_p}$$

b) Nombre total d'électrons n_T

Les interactions particule-gaz peuvent être rassemblées en deux groupes : les collisions distantes à grand paramètre d'impact et les collisions rapprochées à faible paramètre d'impact. Pour les collisions distantes le transfert d'énergie est faible. Dans la majorité des cas, l'énergie perdue par la particule est inférieure au potentiel d'ionisation. La molécule atteint alors un état excité. Dans le cas où l'énergie libérée par la particule est suffisante pour provoquer une ionisation de la molécule, l'électron émis n'est pas assez énergétique pour être à l'origine d'une nouvelle réaction ionisante. Par contre, pour les collisions rapprochées le transfert d'énergie est plus important et s'accompagne de la formation d'une paire ion-électron. L'électron émis emporte une fraction d'énergie qui peut être supérieure au potentiel d'ionisation du gaz, lui permettant d'être à l'origine d'une à deux réactions d'ionisation supplémentaires.

La somme des deux contributions, interactions particule-gaz (n_p) et interactions électron-gaz décrites précédemment, donne le nombre total n_T de paires ion-électron produites le long de la trajectoire d'une particule. Sa valeur est donnée par :

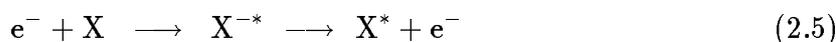
$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i}$$

où ΔE est l'énergie perdue par la particule dans le milieu et W_i est l'énergie effective nécessaire à la formation d'une paire ion-électron dans le gaz. Dans un mélange de différents gaz, W_i est la moyenne pondérée des énergies effectives nécessaires à la formation d'une paire ion-électron dans chacun des gaz entrant dans la composition du mélange.

c) Facteur de multiplication

Sous l'effet du champ électrique qui règne dans le volume actif, les électrons sont accélérés. Ils acquièrent ainsi assez d'énergie sous forme cinétique, pour être à l'origine de

nouvelles interactions inélastiques (eq. 2.3 à 2.6).



Les réactions d'ionisation par les électrons sont responsables de la formation des avalanches électroniques et du gain du détecteur.

Présenté de manière très simplifiée, après une réaction ionisante on se trouve en présence de deux électrons libres : l'électron incident plus un électron issu de l'ionisation de la molécule de gaz. Chacun de ces deux électrons est accéléré sous l'effet du champ électrique jusqu'à ce que leur énergie atteigne la valeur du potentiel d'ionisation du gaz et qu'ils produisent deux nouvelles réactions d'ionisation. Le nombre d'électrons libres dans le gaz passe alors à quatre, et ainsi de suite.

L'inverse du libre parcours moyen entre deux interactions ionisantes donne de manière simple le premier coefficient de Townsend α , qui n'est rien d'autre que le nombre moyen de paires ion-électron produites par unité de longueur par un électron. Il dépend de la valeur du champ électrique et donc de la position dans le volume de gaz.

$$\alpha(x) = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$$

Le facteur de multiplication M , ou gain, est obtenu par intégration du nombre de charges produites sur le parcours des électrons.

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp \int_{x_0}^{x_1} \alpha(x) dx$$

où n_0 est le nombre d'électrons primaires produits le long de la trajectoire l ($n_0 = n_p \cdot l$), et n le nombre d'électrons collectés sur les anodes.

Dans un compteur proportionnel cylindrique dont la cathode est à la masse et l'anode à la tension V , la charge collectée sur l'anode varie avec V (fig. 2.6). On distingue quatre régions :

- région I : une partie des charges produites au passage d'une particule ionisante est réabsorbée par recombinaison dans le gaz ;
- région II : le compteur fonctionne en chambre à ionisation. Tous les électrons produits au passage d'une particule ionisante sont collectés sur l'anode. Le taux de recombinaison est devenu négligeable ;
- région III : le champ électrique devient assez intense pour permettre un processus d'amplification. Le nombre de charges collectées reste proportionnel au nombre d'ionisations qui se sont produites le long de la trajectoire de la particule et donc à la perte d'énergie de la particule dans le gaz.
- région IV : dans le régime Geiger-Müller atteint dans cette région, la charge collectée sur l'anode n'est plus proportionnelle à la perte d'énergie. Elle tend vers une valeur constante. Si on augmente encore la tension le compteur atteint la région de décharges.

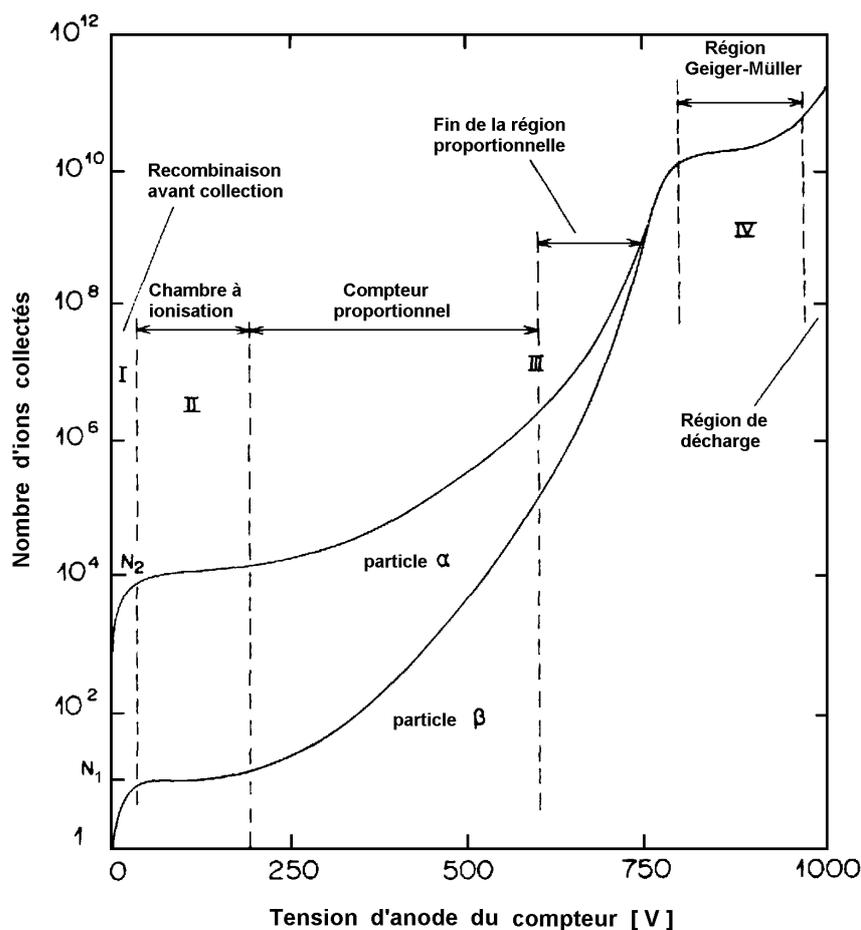


FIG. 2.6 - Nombre de charges collectées sur l'anode d'un compteur cylindrique en fonction de la tension appliquée sur l'anode [18].

Les MSGC comme les MWPC sont utilisées en régime proportionnel correspondant à la région III.

Le gain dans un compteur proportionnel peut être approximé par la formule semi empirique :

$$M = \exp\left(\frac{V}{A} \exp\left(\frac{-B}{V}\right)\right)$$

où V est la différence de potentiel entre anodes et cathodes, A et B dépendent des conditions de pression et de température ainsi que de la géométrie. Pour les MSGC les courbes de gain en fonction de la tension des cathodes sont bien reproduites par des fonctions de cette forme en ajustant les paramètres A et B [19].

2.2.2 Développement du signal

Les électrons libérés dans le gaz rejoignent à terme les anodes, et les ions positifs sont dirigés vers les cathodes, pistes et plan de dérive. Les charges en mouvement dans le gaz produisent par induction des signaux sur les électrodes. L'amplitude du signal

total sur les anodes est proportionnelle à la charge Q des électrons libérés dans les avalanches électroniques. La détection d'une particule revient donc à mesurer des quantités électriques.

Les électrons sont rapidement collectés. Deux raisons rendent le temps de collection des électrons très court par rapport à celui des ions. D'une part leur dimension leur assure une grande mobilité dans le gaz, et d'autre part comme la majorité est produite dans les avalanches au voisinage des anodes, la distance qu'ils ont à parcourir est très courte. Après que les électrons aient été collectés sur les anodes, les ions positifs se trouvent encore dans le gaz. L'essentiel du signal est induit par le mouvement de ces derniers. La contribution des électrons au signal est très faible par rapport à celle des charges positives. Pour avoir un signal rapide, il est donc important que ces dernières soient rapidement collectées sur les cathodes. Aussi, en plus d'avoir un gaz rapide, la distance à parcourir par les ions doit être la plus petite possible.

La géométrie des MSGC est, de ce point de vue, plus favorable que celle des MWPC. Alors que dans les MWPC les ions doivent traverser le volume actif jusqu'aux plans cathodes distants de quelques centimètres, dans les MSGC une partie des ions sont collectés sur les pistes cathodes à une centaine de microns, l'autre partie sur le plan de dérive distant de quelques millimètres. Même avec un gaz dit lent, dans lequel la vitesse des ions est faible, la géométrie des MSGC fait que le signal se développe rapidement.

Pour traiter ces signaux provenant du détecteur, l'électronique de lecture doit répondre à deux exigences. Elle doit être rapide afin de pouvoir traiter le flux important d'informations provenant des détecteurs et elle doit présenter un niveau de bruit très bas. L'amplitude des signaux lus sur les pistes anodes est faible et il existe déjà plusieurs sources de bruit dans le détecteur, essentiellement dû aux phénomènes de diaphonie entre pistes, ou entre les pistes et le plan arrière. Un signal sur une anode, dû au passage d'une particule, induit par effet capacitif des signaux sur les électrodes voisines.

Des informations sur les propriétés physiques de la particule qui a traversé le détecteur, comme sa position et sa perte d'énergie, peuvent être déduites à partir des quantités électriques mesurées. La connaissance de la perte d'énergie en fonction de l'impulsion de la particule peut permettre son identification.

La somme des signaux sur les anodes est proportionnelle à la charge totale libérée dans le gaz et à l'énergie déposée par la particule dans le volume actif. Mais les variations statistiques du gain [20] ne permettent pas une mesure fiable de la perte d'énergie événement par événement.

La seconde information à laquelle on peut avoir accès est la localisation de la trajectoire de la particule. C'est cette dernière qui nous intéresse. Pour une trace perpendiculaire au plan des pistes, à cause de la diffusion des électrons dans le gaz, le signal se répartit sur les quelques anodes les plus proches du passage de la particule. Dans le cas d'une lecture analogique des anodes, la coordonnée du point de passage de la particule dans la direction perpendiculaire aux pistes peut être estimée par un calcul du centre de gravité des charges. Deux détecteurs placés en x , y permettent de reconstruire ce point de passage.

2.2.3 Dérive et diffusion

a) Diffusion dans un gaz en l'absence de champ

Dans un gaz, en l'absence de champ électromagnétique, les ions et les électrons libres produits par ionisation au passage d'une particule, perdent leur énergie dans une multitude de collisions avec les molécules de gaz. A la fin de cette phase de thermalisation, les charges libres continuent de se déplacer dans le gaz. La diffusion des ions et des électrons est le résultat de l'agitation thermique. Elle suit une loi de Gauss. La fraction d'une espèce ionique qui se trouve dans l'élément dx à la distance x de l'origine après un temps t s'écrit :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(\frac{-x^2}{4Dt}\right) dx$$

où D est le coefficient de diffusion. Il dépend de la nature de l'espèce ionique considérée et du milieu dans lequel elle diffuse. Pour un système à une dimension l'écart quadratique moyen de cette distribution est :

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt}$$

En l'absence de champ, le milieu est isotrope. La diffusion se produit dans toutes les directions de manière identique.

b) Diffusion dans un gaz dans un champ électrique

En appliquant un champ électrique dans le volume de gaz, une direction est favorisée par rapport aux autres. Les charges sont soumises à la force électrique $\vec{F} = q\vec{E}$, parallèle ou antiparallèle au champ, selon le signe de la charge. Sous l'effet de cette force, les charges se déplacent le long des lignes de champ avec une vitesse moyenne de dérive \vec{w}_d . Cette vitesse dépend de la mobilité μ de l'espèce ionique considérée, de l'amplitude du champ électrique E ainsi que de la pression P .

$$|\vec{w}_d| = \mu \frac{E}{P}$$

La mobilité des ions positifs est pratiquement indépendante de la grandeur E/P . Et pour certains gaz, désignés en anglais sous les termes de *cool gas*, la mobilité des électrons est constante.

Le fait de favoriser une direction, en l'occurrence la direction du champ électrique, se retrouve dans les mécanismes de diffusion. En présence d'un champ électrique on distingue deux coefficients de diffusion :

- D_T : coefficient de diffusion transverse, dans les directions perpendiculaires au champ ;
- D_L : coefficient de diffusion longitudinal, dans la direction parallèle au champ.

Ils dépendent du gaz, des conditions de pression et de température ainsi que du champ électrique [21]. Le premier coefficient décrit l'élargissement du nuage d'électrons formé au passage d'une particule dans le gaz. Pour les détecteurs proportionnels une conséquence de cet élargissement est la dégradation de la résolution spatiale. Le second coefficient, pour beaucoup de gaz, devient très inférieur au premier lorsque le champ devient plus intense. Il décrit les fluctuations de la vitesse de dérive autour de sa valeur moyenne. Ces fluctuations perturbent le temps de collection des charges et donc le temps de formation du signal.

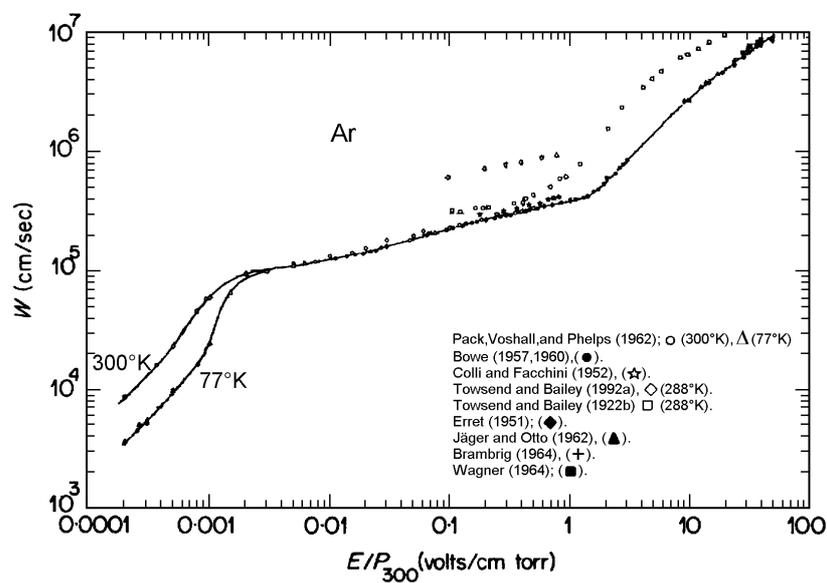


FIG. 2.7 - Vitesse de dérive des électrons dans l'argon [21].

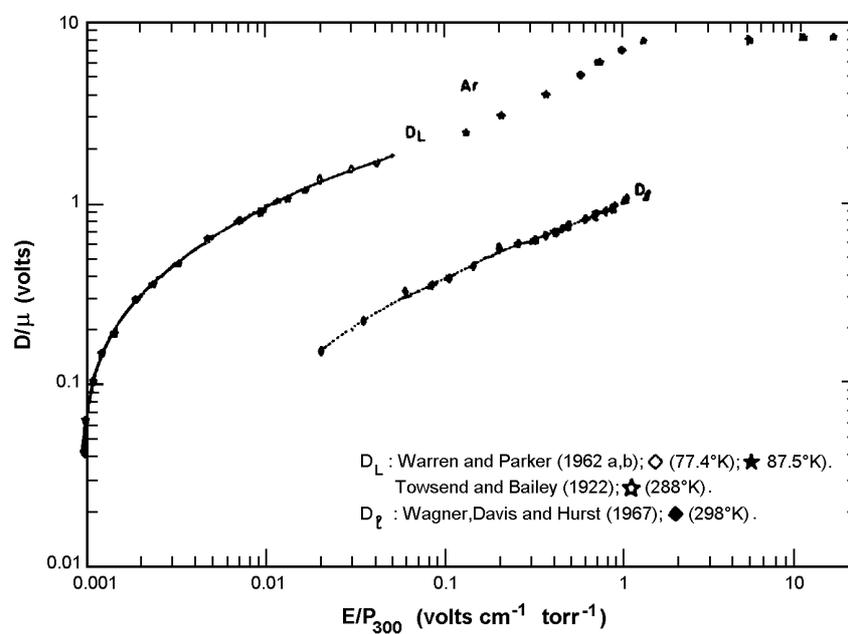


FIG. 2.8 - Coefficients de diffusion des électrons dans l'argon [21].

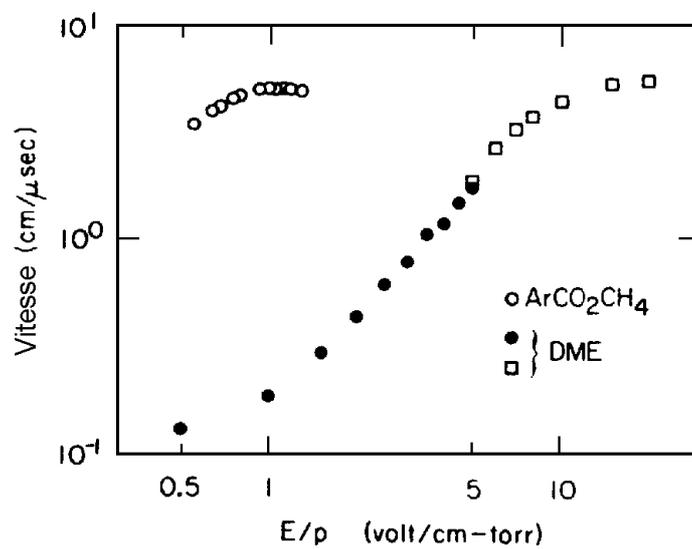


FIG. 2.9 - Vitesse de dérive des électrons dans le DME [21].

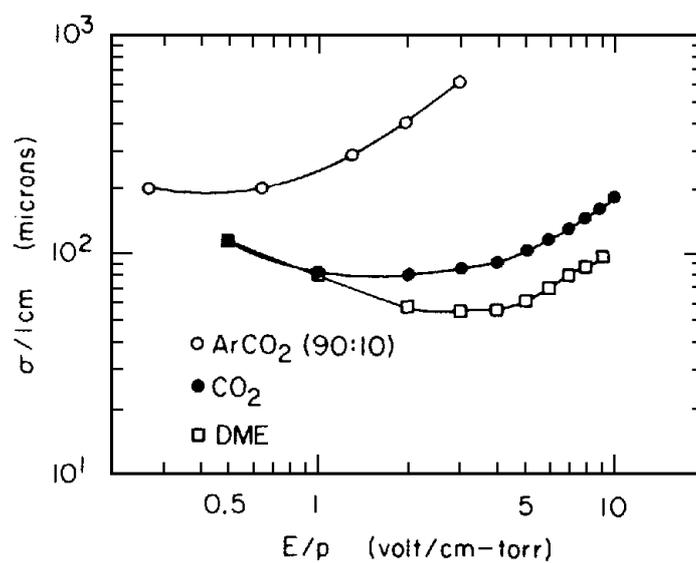


FIG. 2.10 - Largeur de diffusion des électrons dans le DME [21].

L'élargissement d'un nuage d'électrons dans une direction i (transverse T ou longitudinale L), après avoir dérivé sur une distance d dans un champ électrique E est :

$$\sigma_i = \sqrt{2D_i t} = \sqrt{2D_i \frac{d}{w_d}}$$

La variation sur le temps de dérive associée à l'élargissement du nuage d'électrons dans la direction longitudinale est :

$$\Delta t = \frac{\sigma_L}{w_d}$$

Un calcul simple des largeurs de diffusion et des temps de dérive dans un gaz rare (argon) et dans un gaz organique (DME) peut être mené à partir des courbes 2.7 à 2.10 [21] données en exemple.

Considérons une MSGC avec une distance de dérive d de 3 mm et un champ E de 3,8 kV/cm à pression atmosphérique ($E=5$ V/cm·Torr). Dans ces conditions l'élargissement transversal du nuage d'électrons dans l'argon est $\sigma_T \simeq 355$ μm . Le signal va donc se répartir sur deux anodes si la distance qui les séparent est de 200 μm . La variation sur le temps de dérive est $\Delta t \simeq 14$ ns ce qui représente une variation de l'ordre de 10 %. Dans le DME le phénomène de diffusion prend moins d'ampleur. La largeur de diffusion après une dérive de 3 mm est $\sigma \simeq 33$ μm . En admettant que la largeur de diffusion est la même dans les deux directions, la variation du temps de dérive est alors $\Delta t \simeq 2$ ns. Avec une distance de dérive petite, comme c'est le cas pour les MSGC, les effets de la diffusion des électrons dans le gaz ne sont sensibles que sur l'élargissement du signal. Le temps de dérive n'est que faiblement perturbé.

c) Effets d'un champ magnétique

En plaçant le détecteur dans un champ magnétique \vec{B} , les électrons qui ont en moyenne la vitesse de dérive \vec{w}_d , sont soumis à la force de Lorentz :

$$\vec{F}_L = q \vec{w}_d \wedge \vec{B}$$

Leur trajectoire est déviée. L'angle de déviation, ou angle de Lorentz α_L , est donné de manière simple par la formule :

$$\tan \alpha_L \simeq \frac{1}{E} |\vec{w}_d \wedge \vec{B}|$$

Cet angle dépend de la nature du gaz.

La résolution spatiale est affectée par cette déviation. Comparons les deux configurations présentées sur les figures 2.11 et 2.12 : une trace perpendiculaire au détecteur en présence d'un champ magnétique et une trace faisant un angle α_L avec la perpendiculaire au détecteur en l'absence de champ magnétique. Dans les deux cas le signal est élargi et s'étend au niveau du plan de détection sur une largeur :

$$\Delta y = d \cdot \tan \alpha_L$$

où d est l'épaisseur de l'espace de dérive. Cette largeur est calculée en ne considérant que la géométrie du système. Elle ne tient pas compte de la diffusion dans le gaz.

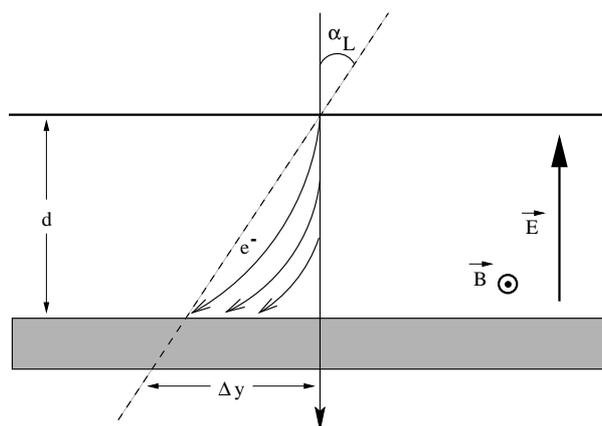


FIG. 2.11 - Le signal dû à une trace perpendiculaire au détecteur en présence d'un champ magnétique s'étend sur une largeur Δy qui dépend de l'angle de Lorentz.

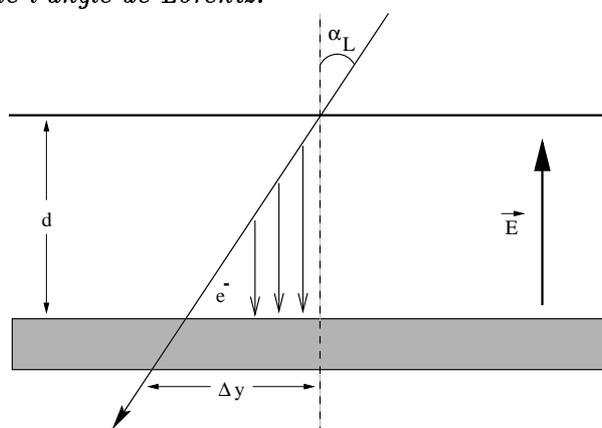


FIG. 2.12 - Le signal dû à une trace inclinée en l'absence de champ magnétique s'étend sur une largeur Δy qui dépend de l'angle d'inclinaison.

Le temps de collection est donné en première approximation par le temps de dérive. Dans le deuxième cas, en l'absence de champ magnétique, il s'écrit :

$$t = \frac{d}{w_d}$$

Alors que dans le premier cas, en présence d'un champ magnétique il suit la loi :

$$t \simeq \frac{d}{w_d \cdot \cos \alpha_L}$$

Le signal généré par une trace perpendiculaire en présence d'un champ magnétique (fig. 2.11) ressemble au signal dû à une trace inclinée d'un angle α_L en l'absence de champ magnétique (fig. 2.12) avec une vitesse de dérive moyenne plus faible : $w_d \cdot \cos \alpha_L$

Les effets d'un champ magnétique (non parallèle au champ électrique \vec{E}) sont donc une dégradation de la résolution spatiale et un accroissement du temps de formation du signal. Il est possible de corriger l'effet du champ magnétique sur la résolution en

tournant le détecteur de l'angle $-\alpha_L$. Comme la distance de dérive des électrons reste faible la variation du temps est négligeable.

Le choix du gaz doit se baser, entre autre, sur la connaissance des paramètres que sont les coefficients de diffusion, la vitesse de dérive et l'angle de Lorentz. Ces grandeurs qui varient avec les champs appliqués, sont dépendantes du gaz utilisé.

2.3 Mélange gazeux

2.3.1 Critères de sélection

Les phénomènes d'ionisation et d'amplification se produisent dans tous les gaz. Cependant le mélange doit répondre à un certain nombre d'exigences. Pour que le signal, signature du passage d'une particule, se développe dans de bonnes conditions. Ces exigences peuvent parfois apparaître comme contradictoires et incompatibles. Il est alors nécessaire de trouver des compromis en fonction des propriétés jugées les plus importantes.

L'ionisation et l'amplification doivent être importantes pour assurer une amplitude assez grande des signaux électriques mesurés sur les anodes, mais tout en restant en mode proportionnel et à des tensions électriques relativement basses. Pour ces raisons, il est important que la probabilité de capture d'un électron par une molécule de gaz soit la plus faible possible. Les gaz électronégatifs sont à éviter dans la plupart des cas.

Trois grandeurs physiques qui jouent un rôle important dans le mode de fonctionnement des détecteurs gazeux en général et qui influencent les performances attendues des détecteurs dépendent de la nature du gaz. Ces grandeurs sont, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.3, la vitesse de dérive, le coefficient de diffusion des électrons libres et l'angle de Lorentz.

Premièrement, le temps de développement du signal dépend des temps de dérive des électrons et des ions positifs. Pour assurer une formation rapide, il est nécessaire d'employer un gaz présentant des vitesses de dérive assez grandes, tout particulièrement si la distance de dérive est importante. Ce qui n'est pas le cas pour les MSGC. Deuxièmement, le coefficient de diffusion des électrons dans le gaz doit être aussi faible que possible afin d'éviter un élargissement du signal, une multiplication du nombre d'anodes répondant au passage d'une particule et une dégradation de la résolution spatiale. Une seconde source de dégradation de la résolution est la présence d'un champ magnétique, sous l'effet duquel les trajectoires des électrons sont déviées d'un angle α_L appelé angle de Lorentz. Le gaz doit être choisi de telle manière que cet angle soit faible pour minimiser la perturbation de la formation d'un signal par un champ magnétique.

D'autre part, les détecteurs gazeux sont sujets à une forme de vieillissement dû à la formation au cours du temps de dépôts isolants sur les électrodes. Ces dépôts proviennent des impuretés présentes dans le gaz et/ou de phénomènes de polymérisation. La capacité d'un gaz à former des polymères réduit d'autant l'espérance de vie d'un détecteur. De plus les réactions entre les gaz et certains matériaux utilisés pour la réalisation d'un détecteur peuvent introduire des impuretés dans le volume actif et favoriser les phénomènes de polymérisation. Afin d'assurer un temps de vie assez long au détecteur, il est important de ne pas négliger ces propriétés des gaz et des matériaux. Les choix des uns et des autres apparaissant comme très fortement liés.

A ces considérations physiques vient se rajouter une exigence économique. Le gaz doit être peu cher. Il est nécessaire de trouver un compromis entre des propriétés physiques acceptables permettant un bon fonctionnement du détecteur et un faible coût.

Les processus d'ionisation se produisent plus facilement dans un gaz rare que dans un

gaz polyatomique. Pour mesurer un gain, ou facteur d'amplification équivalent, le champ électrique appliqué doit être plus intense pour le second. Aussi, dans une large majorité des cas les gaz rares sont utilisés dans les chambres à fils comme base des mélanges gazeux.

Gaz	Z	A	ρ (10^{-3} g/cm^3)	I_0 (eV)	E_{ex} (eV)	W_i (eV)	dE/dx (keV/cm)	n_p (/cm)	n_T (/cm)
He	2	4,0	0,165	24,6	19,8	42,3	0,32	3,3	7,6
Ne	10	20,2	0,838	21,6	16,6	36,4	1,45	10,9	39,9
Ar	18	39,9	1,662	15,8	11,6	26,3	2,54	24,8	96,6
Kr	36	83,8	3,478	14,0	10,0	24,0	4,75	33,0	197,5
Xe	54	131,3	5,458	12,1	8,4	21,9	6,86	44,8	313,3

ρ : densité ;

I_0 : potentiel d'ionisation ;

E_{ex} : énergie d'excitation ;

W_i : énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire ion-électron ;

dE/dx : perte d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation à pression atmosphérique ;

n_p, n_T : nombre de paires ion-électron, primaire et total, créées par une particule au minimum d'ionisation à pression atmosphérique.

TAB. 2.1 - *Propriétés des gaz rares.*

D'un point de vue physique, le gaz devrait présenter le potentiel d'ionisation le plus faible. Dans le tableau 2.1 sont regroupées quelques caractéristiques des gaz rares. D'après ces données le gaz le mieux adapté serait le xénon. Mais pour des raisons économiques le choix se reporte généralement sur l'argon bien moins cher que le xénon ou le krypton qui ont pourtant des potentiels d'ionisation plus faibles. Les coûts relatifs des gaz rares, néon, krypton et xénon, par rapport au coût de l'argon sont respectivement de l'ordre de 10, 35 et 170 [22]. Nous verrons par la suite que l'utilisation du néon à la place de l'argon malgré son potentiel d'ionisation plus élevé, est plus intéressante dans les MSGC.

En gaz rare le régime de "Geiger-Müller" est rapidement atteint. C'est pourquoi des mélanges de plusieurs gaz sont utilisés classiquement dans les détecteurs proportionnels. Ces mélanges sont composés d'un gaz rare et d'un ou plusieurs gaz polyatomiques.

2.3.2 Modification des grandeurs statistiques

Dans les mélanges de gaz, en dehors des interactions particule-gaz et électron-gaz décrites dans le paragraphe 2.2.1, un certain nombre de processus physiques se produisent dans le volume actif et modifient les grandeurs statistiques : nombres d'électrons primaires n_p et total n_T produits au passage d'une particule, ainsi que le premier coefficient de Townsend α . Ces processus peuvent être classés en deux groupes : ceux qui contribuent à l'augmentation du nombre de charges produites et ceux qui ont tendance à le diminuer.

a) Formation d'ions moléculaires

La formation d'ions moléculaires (eq. 2.7) ne se produit que pour les gaz rares. Ce mécanisme contribue à l'accroissement du nombre d'électrons produits au passage d'une particule.



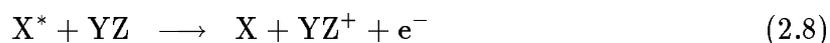
L'énergie seuil de la réaction est inférieure au potentiel d'ionisation du gaz. Ces deux grandeurs caractéristiques sont données pour différents gaz rares dans le tableau 2.2. Même dans certains cas où la particule cède une fraction d'énergie inférieure au potentiel d'ionisation, un électron peut être émis. La réaction (eq. 2.2) citée au paragraphe 2.2.1, est immédiatement suivie de la formation d'un ion moléculaire. Comme ce processus est instantané aux pressions supérieures à 10^4 Pa, il est confondu avec l'ionisation primaire (n_p).

Gaz	I_0 (eV)	E_s (eV)
He	24,6	23,18
Ne	21,6	20,86
Ar	15,8	15,06
Kr	14,0	13,23

TAB. 2.2 - Potentiel d'ionisation et énergie seuil pour la formation d'ions moléculaires dans les gaz rares.

b) Effet Penning

En présence d'un gaz polyatomique dont le potentiel d'ionisation est inférieur à l'énergie d'excitation du gaz rare, un nouveau mécanisme d'ionisation, l'effet Penning (eq. 2.8), vient modifier la valeur de n_T .



Lors de ce processus une molécule dans un état excité libère son énergie excédentaire par ionisation d'une molécule complexe.

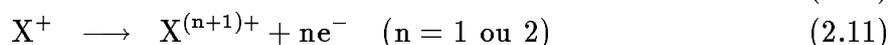
c) Fluorescence et effet Auger

Les atomes de gaz rare reviennent à des états stables par des processus radiatifs, essentiellement par des réarrangements électroniques. Les atomes dans un état excité (X^*) libèrent l'énergie en excès par photoémission (eq. 2.9).



Pour l'argon, l'énergie du photon émis est supérieure à 11,6 eV. Nous verrons par la suite que ces photons peuvent avoir un effet néfaste sur les détecteurs.

Pour les ions positifs X^+ , deux mécanismes entrent en compétition, le mécanisme de fluorescence (eq. 2.10) par lequel un électron passe sur une couche plus interne en émettant un photon, et l'effet Auger (eq. 2.11) par lequel un à deux électrons supplémentaires sont éjectés [23].



La probabilité de désexcitation par fluorescence par rapport à l'effet Auger dépend de la nature du gaz. Elle varie avec le numéro atomique de l'atome (fig. 2.13) [18].

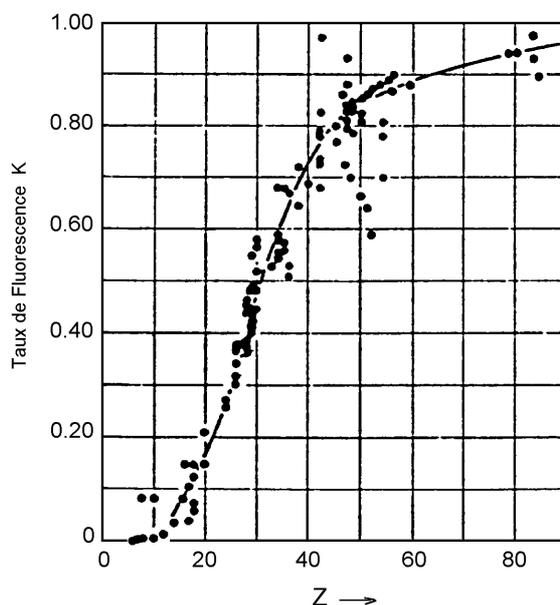


FIG. 2.13 - Taux de désexcitation par fluorescence en fonction du numéro atomique du gaz [18].

L'effet Auger contribue à l'augmentation du nombre total d'électrons n_T et du premier coefficient de Townsend α .

d) Photoabsorption et photoionisation

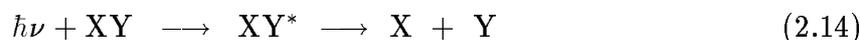
Les photons libérés dans le volume actif peuvent interagir avec les molécules de gaz par des réactions de photoabsorption (eq. 2.12) et de photoionisation (eq. 2.13).



La première peut être suivie de l'effet Penning, un électron est alors émis. Les deux réactions contribuent ainsi à augmenter le premier coefficient de Townsend, dans le cas de détection de particules au minimum d'ionisation. D'autre part, elles rendent possible la

détection de photons par les détecteurs proportionnels du type chambre à fils. Ainsi, une source de Fe^{55} émettrice de rayons X de 5,9 keV, est couramment utilisée pour évaluer le gain d'une chambre lors des tests en laboratoire.

Dans le cas de molécules complexes, la photoabsorption est suivie de la dissociation de la molécule en radicaux libres selon une des deux réactions suivantes (eq. 2.14 et 2.15).



Ces radicaux libres sont susceptibles d'intervenir dans des réactions de polymérisation. Ces processus seront discutés plus loin au paragraphe 2.3.5.

e) Recombinaison électron-ion

Les recombinaisons ion-électron se produisent surtout dans le volume de l'avalanche. Dans l'espace de dérive la densité d'ions positifs est assez faible pour que la probabilité d'une interaction entre un ion et un électron soit très petite. La variation du nombre total d'électrons n_T due à ces réactions est très faible. Par contre la densité d'ions étant très forte dans l'avalanche au voisinage des anodes, les recombinaisons ion-électron font diminuer le premier coefficient de Townsend.

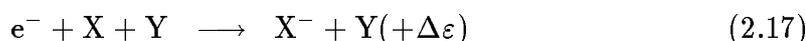
f) Capture d'électrons

Les réactions de capture d'électron ont une influence directe sur le premier coefficient de Townsend. Elles contribuent à diminuer le nombre d'électrons libres dans le gaz. Des atomes et des molécules de gaz peuvent capturer et fixer des électrons par différents mécanismes :

- Capture radiative

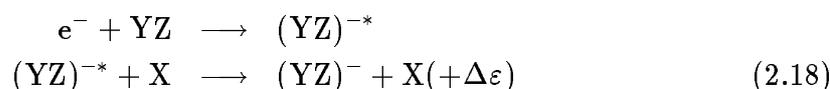


- Collision à trois corps



Dans cette réaction, une partie $\Delta\varepsilon$ de l'énergie mise en jeu est emportée sous forme cinétique par le troisième corps Y qui peut être une molécule, un atome ou un électron.

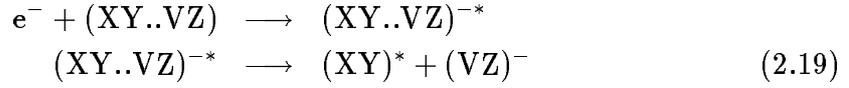
- Capture par une molécule suivie d'un transfert d'énergie à un troisième corps



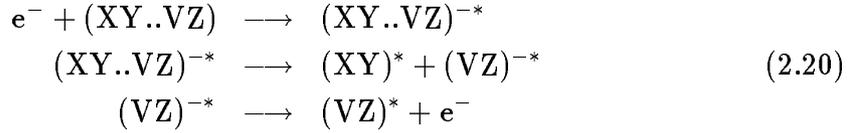
L'énergie $\Delta\varepsilon$ emportée par le troisième corps X se trouve sous forme cinétique.

- Capture dissociative de molécules polyatomiques

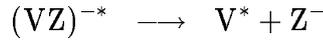
Dans ce cas, la capture d'un électron est suivie de la formation d'ions négatifs stables (eq. 2.19)



ou métastables (eq. 2.20) qui par la suite se dés excitent par dissociation.



ou

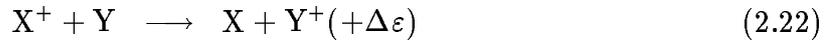


g) Transfert d'énergie et de charge

Les mécanismes de transfert d'énergie et de charge n'influencent pas directement les grandeurs statistiques α et n_T . Mais leur effet est essentiel dans la limitation des phénomènes de décharges. Les atomes de gaz rare sont capables de transférer leur énergie d'excitation à une molécule complexe (eq. 2.21).



De même les ions de gaz rare peuvent capter un électron d'une molécule dont le potentiel d'ionisation est plus faible (eq. 2.22).



Ce dernier processus est irréversible, et très rapidement les seuls ions présents dans le mélange sont ceux du gaz qui présente le potentiel d'ionisation le plus faible.

2.3.3 Interaction avec les cathodes

Les ions positifs et les photons émis lors des processus d'ionisation du gaz rare ont une probabilité d'interagir avec les cathodes qui n'est pas négligeable.

L'énergie du photon émis par la dés excitation d'un atome d'argon (Ar^*) par fluorescence (eq. 2.9) vue au paragraphe 2.3.2, est supérieure aux énergies d'ionisations de la cathode et du silicium qui entre dans la composition du verre ($I_{Al} = 5,9861$ eV, $I_{Ti} = 6,82$ eV, $I_{Si} = 8,151$ eV). Un photoélectron émis par photoionisation (eq. 2.23) par les cathodes provoque la formation d'une nouvelle avalanche électronique.



Les ions positifs du gaz rare, sous l'action du champ électrique, migrent vers les cathodes où ils sont neutralisés. Cette neutralisation s'accompagne de l'émission d'un électron ou d'un photon qui vont être à l'origine de nouvelles avalanches.

Ces deux mécanismes, dés excitation des atomes X^* et neutralisation des ions positifs, sont des facteurs favorisant l'amorçage de claquages entre les électrodes.

Par ailleurs, la neutralisation des ions de gaz polyatomiques se fait par recombinaison des molécules et des radicaux. Les émissions secondaires sur les cathodes, comme pour les gaz rares sont très peu probables pour les gaz complexes. Mais le mécanisme de neutralisation par recombinaison est la source d'un inconvénient supplémentaire : la formation de polymères dans le volume actif.

2.3.4 Gaz absorbeur (quencher)

L'ajout d'un gaz absorbeur permet d'allonger le plateau d'efficacité et d'augmenter le gain tout en restant dans un régime proportionnel stable. Les gaz absorbeurs sont des gaz polyatomiques : hydrocarbures, alcools ou composants inorganiques comme le fréon. Les propriétés intéressantes de ces gaz sont : un potentiel d'ionisation plus bas que celui du gaz rare, une section efficace de photoabsorption importante, l'absence d'états métastables et des états excités non radiatifs. Dans le tableau 2.3 sont rassemblées quelques grandeurs caractéristiques de différents gaz polyatomiques utilisés classiquement dans les détecteurs proportionnels.

Gaz	Z	A	ρ ($10^{-3}g/cm^3$)	I_0 (eV)	W_i (eV)	dE/dx (keV/cm)	n_p (/cm)	n_T (/cm)
méthane (CH ₄)	10	16	0,67	13,1	28	1,48	16	53
oxygène (O ₂)	16	32	1,33	12,2	31	2,26	22	73
dioxyde de carbone (CO ₂)	22	44	1,86	13,7	33	3,01	34	91
diméthyléther ou DME (CH ₃ OCH ₃)	26	46	2,09	10,0	28	4,2	55	150

ρ : densité ;

I_0 : potentiel d'ionisation ;

W_i : énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire ion-électron ;

dE/dx : perte d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation à pression atmosphérique ;

n_p, n_T : nombre de paires ion-électron, primaire et total, créées par une particule au minimum d'ionisation à pression atmosphérique.

TAB. 2.3 - *Propriétés de quelques gaz organiques.*

La capacité de ces gaz additifs à absorber des photons est à l'origine de leur dénomination. L'efficacité de tels gaz augmente avec le nombre d'atomes composant une molécule. Ceci se comprend aisément. Plus une molécule est grande et complexe plus elle a de possibilités de vibrer ou de tourner sur elle-même. C'est pourquoi elle est capable d'absorber des photons dans une large plage d'énergie avec une section efficace importante.

Lors de la formation d'avalanches, les photons émis par fluorescence (eq. 2.9) ou par capture radiative (eq. 2.16) qui sont responsables du développement de décharges entre les électrodes, sont absorbés par les molécules de gaz absorbeur qui atteignent des états excités non radiatifs. De plus, les transferts d'énergie et de charge des atomes de gaz rare aux molécules du gaz absorbeur sont favorisés par le potentiel d'ionisation plus faible de ces dernières.

D'une manière générale, après une réaction, les molécules d'un gaz polyatomique se retrouvent sous forme ionisée ou non, dans des états excités non radiatifs. L'énergie d'excitation qui se retrouve sous forme rotationnelle ou vibrationnelle est par la suite re-

distribuée entre un grand nombre de molécules et d'atomes par collisions élastiques, ou dissipée par dissociation en radicaux simples (eq. 2.24).



L'énergie présente sous forme rotationnelle et vibrationnelle est ainsi peu à peu transformée en énergie thermique.

Cependant cette série de processus maintenant l'ionisation dans des limites raisonnables et limitant la formation de décharges, conduit à terme à la consommation du gaz absorbeur. Il est donc nécessaire de le remplacer régulièrement. La chambre n'est plus conçue comme une enceinte isolée. Elle est traversée en permanence par un flux constant du mélange gaz rare, gaz absorbeur. Cette circulation de gaz dans la chambre, en plus d'amener de nouvelles molécules de gaz absorbeur, emporte une partie des radicaux libres et des produits de recombinaison de ces derniers.

2.3.5 Polymérisation

Nous venons de voir que les réactions mettant en jeu des molécules complexes sont généralement suivies de la formation de radicaux libres dans le gaz. Ce processus de dissipation d'énergie est essentiel pour limiter les émissions secondaires et les phénomènes de décharges entre électrodes, mais il est aussi à l'origine d'un mécanisme qui s'avère néfaste pour les détecteurs à fils : la polymérisation. Les radicaux libres sont des espèces électriquement neutres, mais chimiquement très actives.

L'énergie de dissociation des gaz polyatomiques est deux à cinq fois plus faible que leur potentiel d'ionisation. Ces deux grandeurs sont rapportées dans le tableau 2.4 pour quelques gaz couramment utilisés.

Gaz	$I_{dissociation}$ (eV)	$I_{ionisation}$ (eV)
dioxyde de carbone (CO ₂)	7,8	13,8
oxygène (O ₂)	5,1	12,5
vapeur d'eau (H ₂ O)	4,8	12,6
méthane (CH ₄)	4,3	12,6
éthane (C ₂ H ₆)	3,6	11,5
diméthyléther ou DME (CH ₃ OCH ₃)	3,2	10,0

TAB. 2.4 - *Potentiel d'ionisation et énergie de dissociation des molécule de quelques gaz organiques [24].*

Cette différence entre l'énergie nécessaire pour casser une liaison chimique et l'énergie nécessaire pour produire l'ionisation d'une molécule complexe, explique la concentration plus élevée en radicaux libres qu'en ions dans le volume de l'avalanche électronique où se forme un plasma. Ce plasma est dit hors équilibre car l'énergie des électrons est supérieure à celle des ions positifs qui se déplacent plus lentement dans le gaz.

Les plasmas composés d'espèces neutres, d'ions positifs et d'électrons, sont des milieux très favorables aux réactions chimiques complexes. On considère de manière très simplifiée que la concentration de radicaux libres dans un plasma peut atteindre cinq à six fois celle des ions positifs [25]. Les réactions de recombinaison et de formation de polymères se produisent donc préférentiellement dans le volume de l'avalanche. Les réactions entre ions ou entre ion et radicaux sont possibles. Cependant les réactions entre radicaux sont favorisées par la haute concentration de ces espèces dans le volume. D'autre part les réactions entre ions sont défavorisées par la répulsion coulombienne qui s'exerce entre eux.

Sous l'effet du poids des nouvelles molécules formées, les polymères se condensent et se solidifient sur les électrodes ou les parois du détecteur. Les dépôts peuvent être de différentes natures, solide ou liquide, isolant ou conducteur. Leurs effets sont une diminution du gain et une dégradation de la résolution en énergie, observées soit de manière globale, soit localement. De plus le dépôt d'une couche isolante sur les cathodes peut avoir des conséquences plus graves. Des décharges se produisent alors par effet Malter. Les ions positifs arrêtés par la couche isolante induisent l'apparition de charges négatives symétriques à la surface des cathodes. Le champ du dipôle créé provoque, lorsqu'il devient suffisamment intense, l'émission spontanée d'électrons par la cathode. La plupart de ces électrons se retrouvent dans le gaz et vont produire de nouvelles avalanches secondaires. Les ions positifs vont renforcer le dipôle, générer l'émission de nouveaux électrons et provoquer à force des décharges entre électrodes.

Pour une revue plus complète des problèmes liés à la polymérisation dans les chambres à fils, on se reportera aux références [24, 25]. Cependant, il est encore à noter que l'adhésion des polymères sur les électrodes est très forte, ce qui rend les nettoyages chimiques très difficiles à mettre en oeuvre. Dans le cas des MSGC, cette intervention pouvant de plus avoir des conséquences néfastes sur la résistivité du substrat en la modifiant comme le montrent les mesures de résistivité présentées au paragraphe 6.3.

Ceci rend préférable le choix de gaz qui ne polymérisent pas. Les composés contenant des atomes d'oxygène sont reconnus pour bloquer en partie les mécanismes de polymérisation. Les atomes d'oxygène terminent les chaînes moléculaires complexes. Ce qui explique que l'ajout d'alcool, de dioxyde de carbone (CO_2), de DME (CH_3OCH_3), de vapeur de méthylal ($\text{CH}_3\text{O}_2\text{CH}_2$) soit bénéfique au fonctionnement d'une chambre à fils. Ces composés chimiques sont de plus pour la plupart de bons gaz absorbeurs.

Chapitre 3.

Moyens d'étude des MSGC

3.1 Introduction

La collaboration entre l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg (IReS) et le laboratoire PHASE, pour le développement et l'étude des MSGC, a vu le jour en 1992. Puis en 1994 un groupe de recherche de l'Université de Haute Alsace rejoint la collaboration dans le cadre de l'expérience CMS. Cette collaboration présente l'originalité d'être à même de maîtriser grâce aux moyens techniques à disposition, l'ensemble des stades de réalisation et de tests de prototypes de petites dimensions.

Dans ce chapitre sont d'abord décrites les méthodes de mesures de la résistivité du substrat, la réalisation et le montage d'un détecteur de petites dimensions. Puis sont décrits les outils servant aux tests des détecteurs montés et en conditions de fonctionnement. Ces outils permettent d'étudier la réponse des prototypes à des particules chargées émises par une source de Sr^{90} et à des rayons X émis par une source de Fe^{55} ou par un canon.

Dans une dernière partie sont présentées quelques exemples de mesures permettant un contrôle de qualité d'un prototype.

3.2 Mesure de la résistivité de surface du verre

Nous verrons par la suite que la résistivité surfacique du substrat est une caractéristique importante.

Deux techniques sont utilisées pour mesurer la résistance de surface exprimée en ohm (Ω). Dans les deux cas c'est le rapport entre la tension appliquée entre deux électrodes à la surface de l'échantillon et le courant mesuré qui permet de déterminer la résistance du matériau.

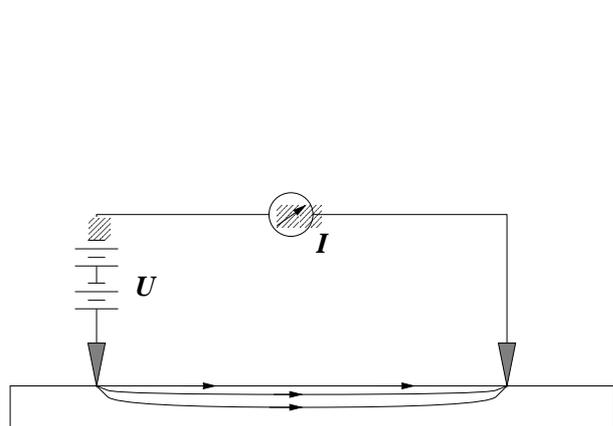


FIG. 3.1 - Mesure de la résistance surfacique par la méthode des microélectrodes.

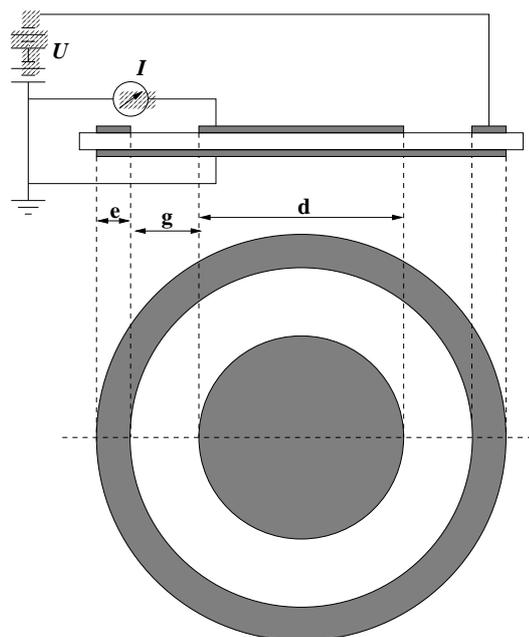


FIG. 3.2 - Mesure de la résistance surfacique avec le dispositif à trois électrodes.

Méthode des microélectrodes: Deux micropointes sont placées à 5 mm l'une de l'autre sur l'échantillon dont on veut mesurer la résistance surfacique. Une tension continue de 200 V est appliquée entre les deux électrodes et le courant est mesuré avec un picoampèremètre. Le circuit de mesure est schématisé à la figure 3.1 Cette méthode ne donne qu'une approximation de la résistance de surface.

Dispositif à trois électrodes: Ce dispositif correspondant au standard de mesure ASTM D257 [26] est présenté à la figure 3.2. Il permet de déterminer la résistivité de surface exprimée en ohm par carré (Ω/\square) à partir de la mesure de la résistance de surface.

$$\rho = \frac{U \pi (d + g)}{I g}$$

Les dimensions des électrodes utilisées sont telles que : $d = 5$ mm, $g = e = 2$ mm. La tension appliquée est de 200 V.

3.3 Réalisation de prototypes

Les prototypes réalisés pour les études menées ont une surface utile de $2,6 \times 2,6 \text{ cm}^2$. Les pistes sont déposées sur un substrat en verre de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur (fig. 3.3). Il y a 128 anodes de $9 \mu\text{m}$ de large et 129 cathodes de $70 \mu\text{m}$ de large. Le pas entre anodes est de $200 \mu\text{m}$. Alors que chaque sortie d'anode est indépendante, les cathodes sont regroupées par 16 (17 pour un des groupes externes). Une couche d'argent de $20 \mu\text{m}$ est déposée par sérigraphie sur la céramique inférieure de la carte de connexion. Cette couche constitue l'électrode arrière qui se trouve sous le substrat. Le plan cathode de dérive est placé à 3 mm au-dessus des électrodes. Il est constitué d'une feuille d'aluminium de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur ou de verre métallisé de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

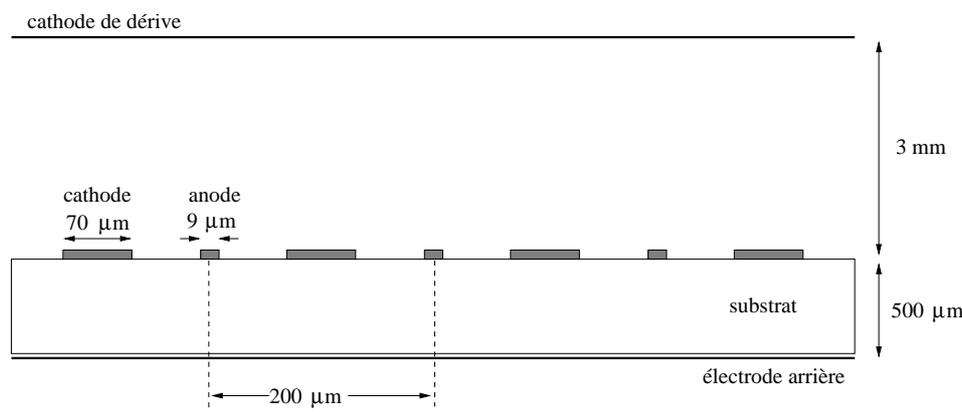
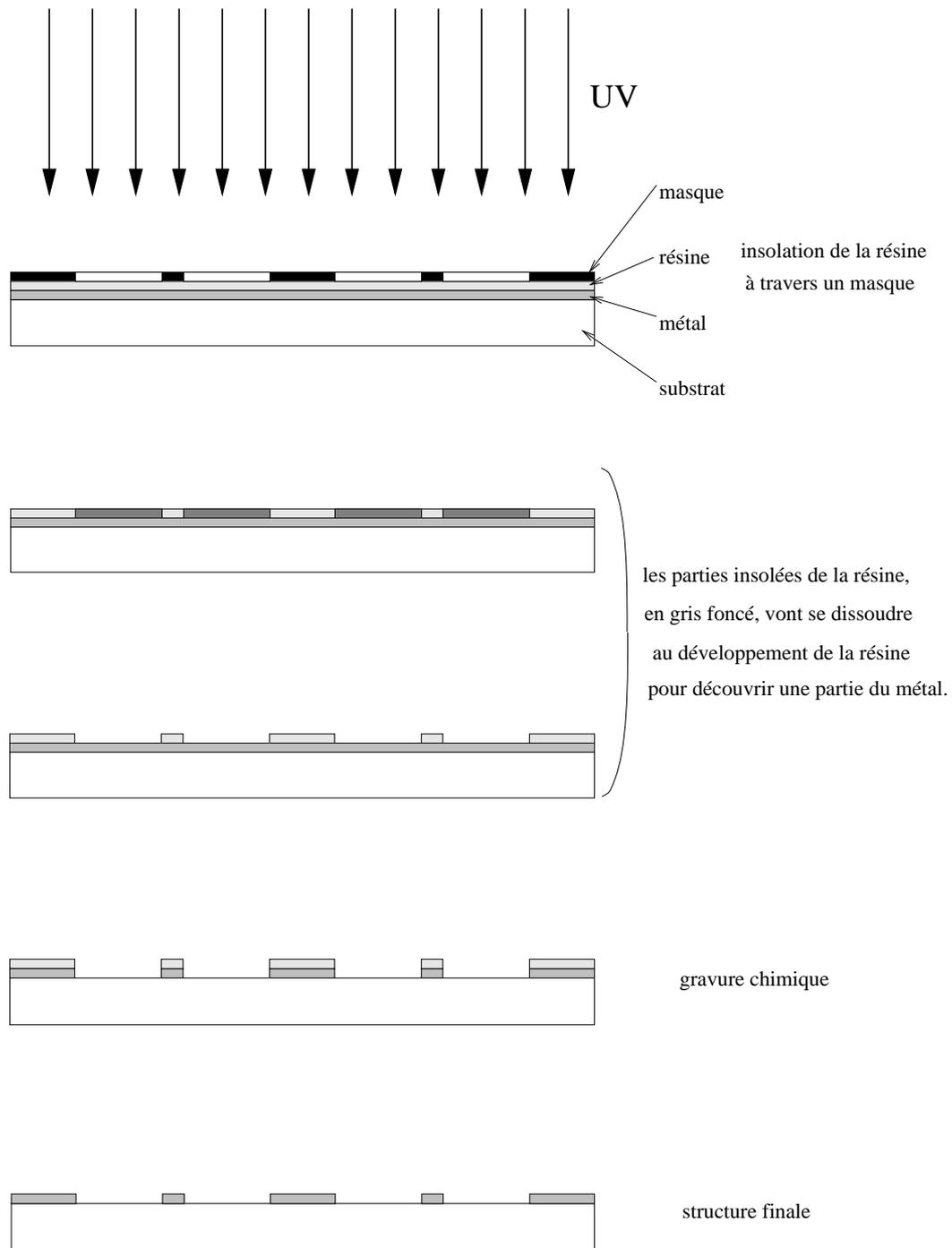


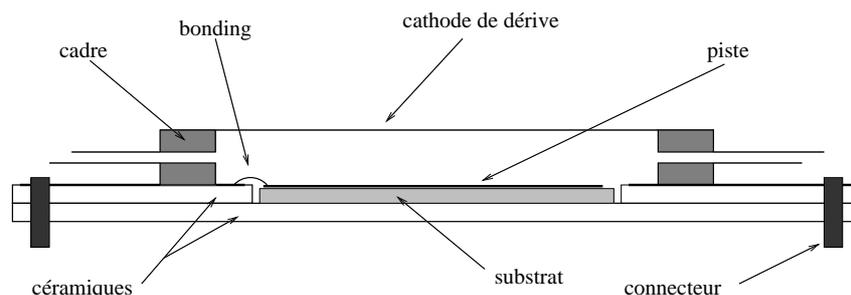
FIG. 3.3 - Dimensions des MSGC réalisées pour les tests.

Les différentes étapes de la réalisation d'un détecteur sont les suivantes. Dans un premier temps il faut dessiner le motif des pistes, déterminer leurs dimensions et leur forme pour pouvoir en tirer un masque commandé auprès d'un industriel (OPTIMASK). Ce masque servira à la lithographie. Les étapes suivantes, le dopage du verre par implantation ou diffusion thermique d'ions, la métallisation, la photolithographie et la découpe du verre aux dimensions requises, sont réalisables par le laboratoire PHASE. Le dépôt éventuel d'une couche mince de type diamant est réalisée par des compagnies industrielles (SURMET, VITO, ICMC).

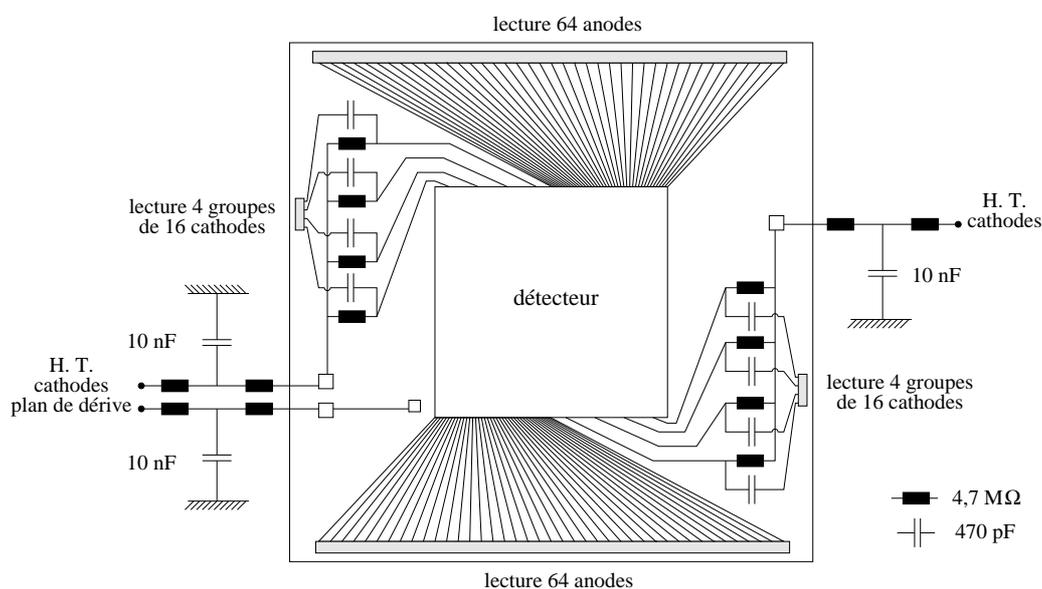
Les pistes sont déposées de la manière suivante. Une face du substrat est métallisée par évaporation sous vide à l'aide d'un canon à électrons. On dépose du titane sur une épaisseur de $1\,500 \text{ \AA}$ et de l'aluminium sur une épaisseur de $8\,000 \text{ \AA}$. La couche de titane sert de couche d'accrochage pour l'aluminium. La résistance à l'arrachement est de 13 g pour le titane contre 2 g pour l'aluminium. Puis les pistes sont gravées par photolithographie (fig. 3.4).

Un premier contrôle de qualité est effectué. Il consiste en un repérage visuel sous binoculaire des défauts des pistes. Ces défauts pouvant être des coupures de pistes ou des courts-circuits entre anode et cathode. La plaque de verre avec les pistes est ensuite montée (fig. 3.5) sur une carte de connexion électronique définie et réalisée par le service de microélectronique de l'IReS.

FIG. 3.4 - *Photolithographie.*

FIG. 3.5 - *Détecteur monté.*

Cette carte est faite de deux plaques en céramique collées. La plaque supérieure (fig. 3.6) comporte une fenêtre pour accueillir le substrat de verre. Dessus sont imprimées par sérigraphie les pistes de connexion en or protégées par un diélectrique.

FIG. 3.6 - *Amenées des hautes tensions sur les cathodes et le plan de dérive.*

La connexion entre les pistes sur le verre et les pistes sur la carte est réalisée par *bonding*¹. Une deuxième série de tests de qualité est alors effectuée. Ils consistent en des mesures électriques des résistances et surtout des capacités entre les pistes et l'électrode arrière. La capacité est proportionnelle à la surface S en regard des deux électrodes.

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \cdot S}{e}$$

où e est l'épaisseur de l'isolant, ϵ_0 la permittivité du vide et ϵ_r la permittivité relative de l'isolant. Comme les anodes ont une largeur constante leur capacité est proportionnelle à leur longueur. Ces mesures sont qualitatives et non quantitatives. Elles vont confirmer

1. ultra sonic aluminium wire bond

et compléter les résultats des premiers contrôles visuels. Enfin le cadre et l'électrode de dérive sont collés pour fermer le volume actif de la chambre.

Cette maîtrise des différentes étapes permet de concevoir et de réaliser, de manière souple, des prototypes répondant à des exigences particulières. Par exemple l'étude des claquages présentée au chapitre 5 a nécessité plusieurs détecteurs spécifiques présentant des dessins de pistes différents d'un groupe de cathodes à l'autre.

3.4 Outils de tests

Nous disposons de deux bancs de tests spécifiques : un banc avec une source de Fe^{55} qui émet des rayons X et une source de Sr^{90} qui émet des électrons, et un banc avec un canon à rayons X.

Les deux bancs sont alimentés en gaz par un système représenté à la figure 3.7.

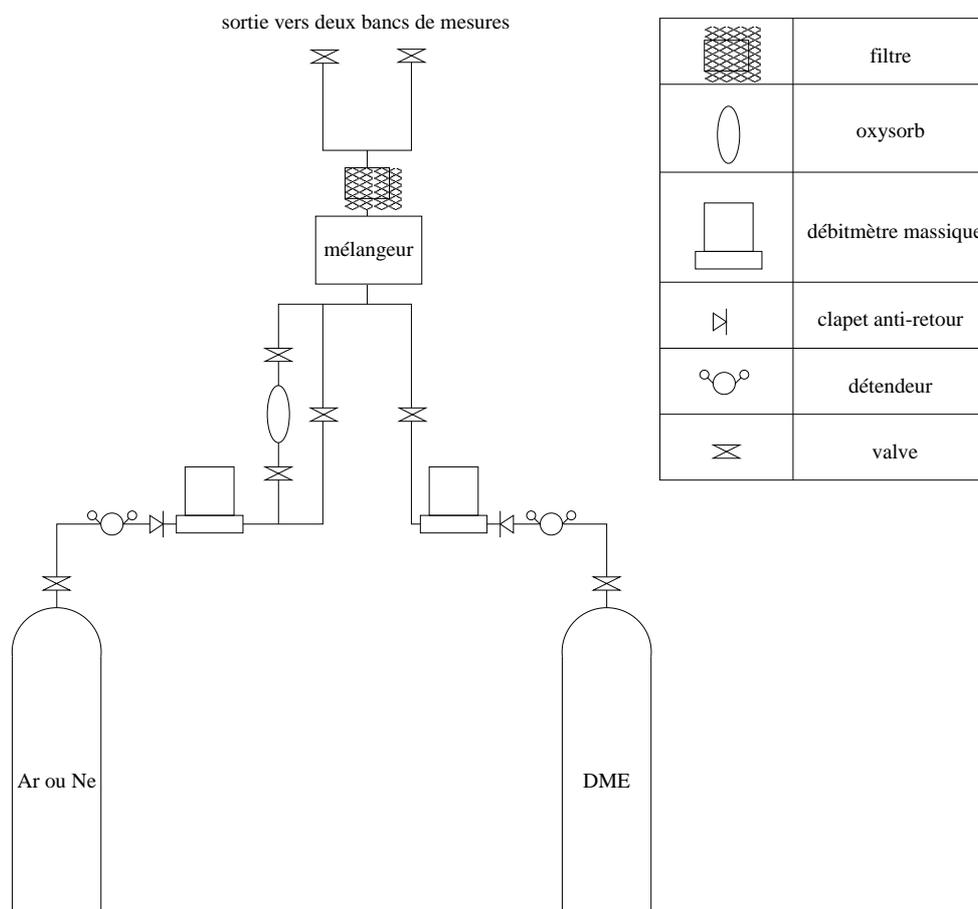


FIG. 3.7 - Banc de gaz.

Les sources utilisées, sources radioactives ou canon à rayons X, sont collimatées. Aussi la zone du détecteur touchée par les rayonnements est réduite à une surface de quelques mm^2 . Le diamètre de la tache varie de 1 à 10 mm selon le diaphragme placé devant la source. Pour pouvoir replacer de manière très précise la source devant un point du détecteur, une mécanique de précision, comprenant un système de vis micrométriques, est mise en place sur les différents bancs de tests.

Pour mesurer le gain nous appliquons la méthode classique qui consiste à mesurer le spectre en énergie d'une source présentant un pic à une énergie connue. C'est le cas pour une source de Fe^{55} ou pour le canon à rayons X que nous utilisons. La position du pic, en numéro de canal est liée linéairement au gain du détecteur. Ce dernier est déterminé localement et non globalement sur tout le détecteur. La mesure du spectre en énergie se fait avec le plus petit diaphragme de 0,5 mm de diamètre devant la source. Dans ces conditions, le signal se répartit sur trois ou quatre anodes.

Les sources radioactives utilisées pour la mesure de gain ou pour irradier un détecteur sont une source de Fe^{55} qui émet des rayons X de 5,9 keV avec une activité de 20 mCi et une source de Sr^{90} qui émet des électrons de 0 à 2,28 MeV avec une activité de 10 mCi.

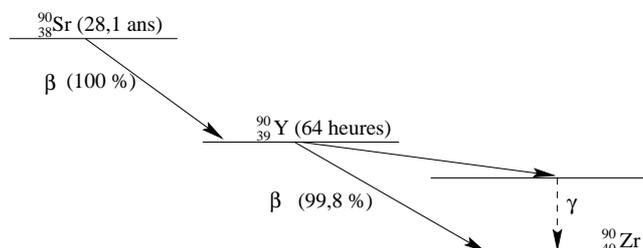


FIG. 3.8 - Schéma de décroissance du Sr.

Les électrons qui sont émis au minimum d'ionisation, soit avec une énergie supérieure à 0,5 MeV, déposent une énergie moyenne de 0,8 keV dans 3 mm de gaz. La plupart des électrons de plus faible énergie y déposent une fraction plus importante. Des électrons de moins de 20 keV sont arrêtés par cette épaisseur de gaz, et y laissent toute leur énergie. Les deux sources émettent avec un flux que l'on peut considérer comme constant ; les périodes du Fe^{55} et du Sr^{90} sont respectivement de 3 ans et 28 ans. Aussi l'étude de la réponse d'un détecteur en fonction du flux nécessite un dispositif différent pour lequel le flux de particules ou de rayonnements soit variable. C'est le cas pour le canon à rayons X.

3.4.1 Banc sources

Ce premier banc comporte un système mécanique à barillets (fig. 3.9) sur lequel sont montées les deux sources, ainsi que trois diaphragmes de diamètre 4 mm, 1,5 mm et 0,5 mm.

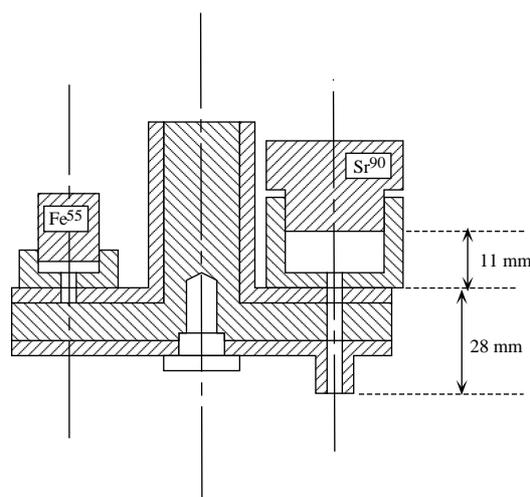


FIG. 3.9 - Système mécanique à barillets portant les deux sources de Fe^{55} et de Sr^{90} , ainsi que les différents diaphragmes de diamètre 4 mm, 1,5 mm et 0,5 mm.

De plus cette mécanique est montée sur un système à vis micrométrique qui permet de repérer avec précision la position de la source par rapport au détecteur : en x parallèlement aux pistes, en y perpendiculairement aux pistes et en z la hauteur ou distance entre la source et le détecteur. L'ensemble de ce système mécanique permet de changer facilement de source et de diaphragme en conservant l'information sur la position.

Lors de mesures de gain avec la source de Fe^{55} , pour des raisons pratiques, le signal est lu sur les cathodes rassemblées, avec une chaîne d'amplification de spectrométrie fine (préamplificateur Ortec 125, amplificateur Ortec 571) suivie d'un spectromètre multicanal.

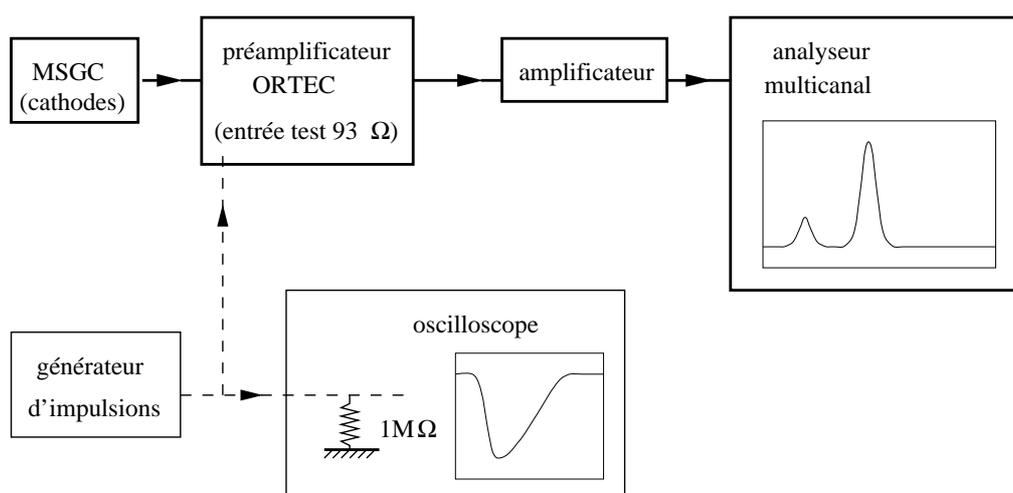


FIG. 3.10 - Montage électronique utilisé pour les mesures faites avec la source de Fe^{55} . La partie rajoutée pour l'étalonnage de la chaîne d'amplification est indiquée en pointillé.

L'étalonnage du système de lecture se fait de la manière suivante. Un signal provenant d'un générateur de précision est injecté à l'entrée test du préamplificateur dont on connaît la capacité d'entrée. Dans un même temps, sont mesurées l'amplitude du signal sur un oscilloscope et la position du pic en numéro de canal sur l'analyseur. La figure 3.10 présente un schéma du montage utilisé pour cette phase de calibration.

Le signal du générateur est semblable à un signal mesuré sur une anode. Ses caractéristiques sont un temps de montée de $0,1 \mu\text{s}$ et un temps de descente de $100 \mu\text{s}$. Pour un signal d'amplitude V la charge correspondante est $Q=C \cdot V$; C étant la capacité à l'entrée test du préamplificateur. Elle est de 1 pF . On peut ainsi déterminer la droite de calibration $V(n)$ qui donne l'amplitude en fonction du numéro de canal n . Par la suite la relation qui donne le gain en fonction de la charge collectée sur les pistes, et en fonction du numéro de canal est la suivante :

$$G = \frac{Q}{e} \frac{W}{\Delta E} = \frac{C \cdot V(n)}{e} \frac{W}{\Delta E}$$

où e est la charge de l'électron, ΔE l'énergie déposée dans le gaz et W l'énergie effective qu'il faut pour créer une paire ion-électron dans le gaz. Cette énergie est caractéristique de chaque gaz. Sa valeur est donnée pour différents gaz dans le tableau 3.1.

Gaz	W_i (eV)
méthane (CH_4)	28
DME (CH_3OCH_3)	28
dioxyde de carbone (CO_2)	33
Ar	26
Ne	36

TAB. 3.1 - *Energie effective de création d'une paire ion-électron.*

Le banc de tests ainsi conçu sert à deux types de mesures. Celles que l'on peut rassembler sous le nom de contrôles de qualité d'un détecteur, sur lesquelles nous reviendrons plus loin au paragraphe 3.5, et les études des effets d'une irradiation par des électrons.

Cette dernière se fait à l'aide de la source de Sr^{90} . Mais comme le spectre d'émission des électrons est continu, il faut pour faire une mesure de gain remplacer cette source par celle de Fe^{55} un court instant. Afin que cette intervention ne perturbe pas de manière significative les résultats le changement de source doit être très rapide. C'est cette demande qui a justifié la mise en place du système mécanique à barillets décrit plus haut.

3.4.2 Banc canon à X

Sur ce second banc de tests (fig. 3.11) est installé un canon à rayons X dont l'anticathode est en tungstène.

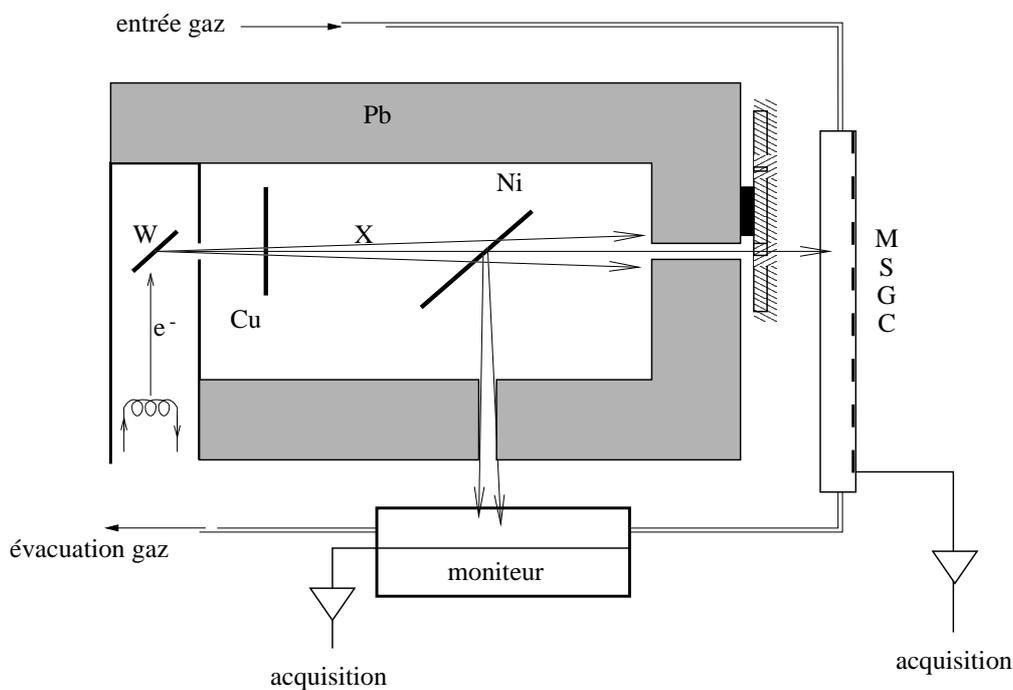


FIG. 3.11 - *Banc de tests muni d'un canon à rayons X.*

Le spectre en énergie des rayons X mesuré à l'aide d'un détecteur Si(Li) et montré à la figure 3.12 (a) présente trois pics qui correspondent aux raies d'émission du tungstène :

- $L_{\alpha 1}$ (8,39 keV) et $L_{\alpha 2}$ (8,33 keV) non résolues ;
- $L_{\beta 1}$ (9,67 keV) et $L_{\beta 2}$ (9,96 keV) non résolues ;
- L_{γ} (11,28 keV).

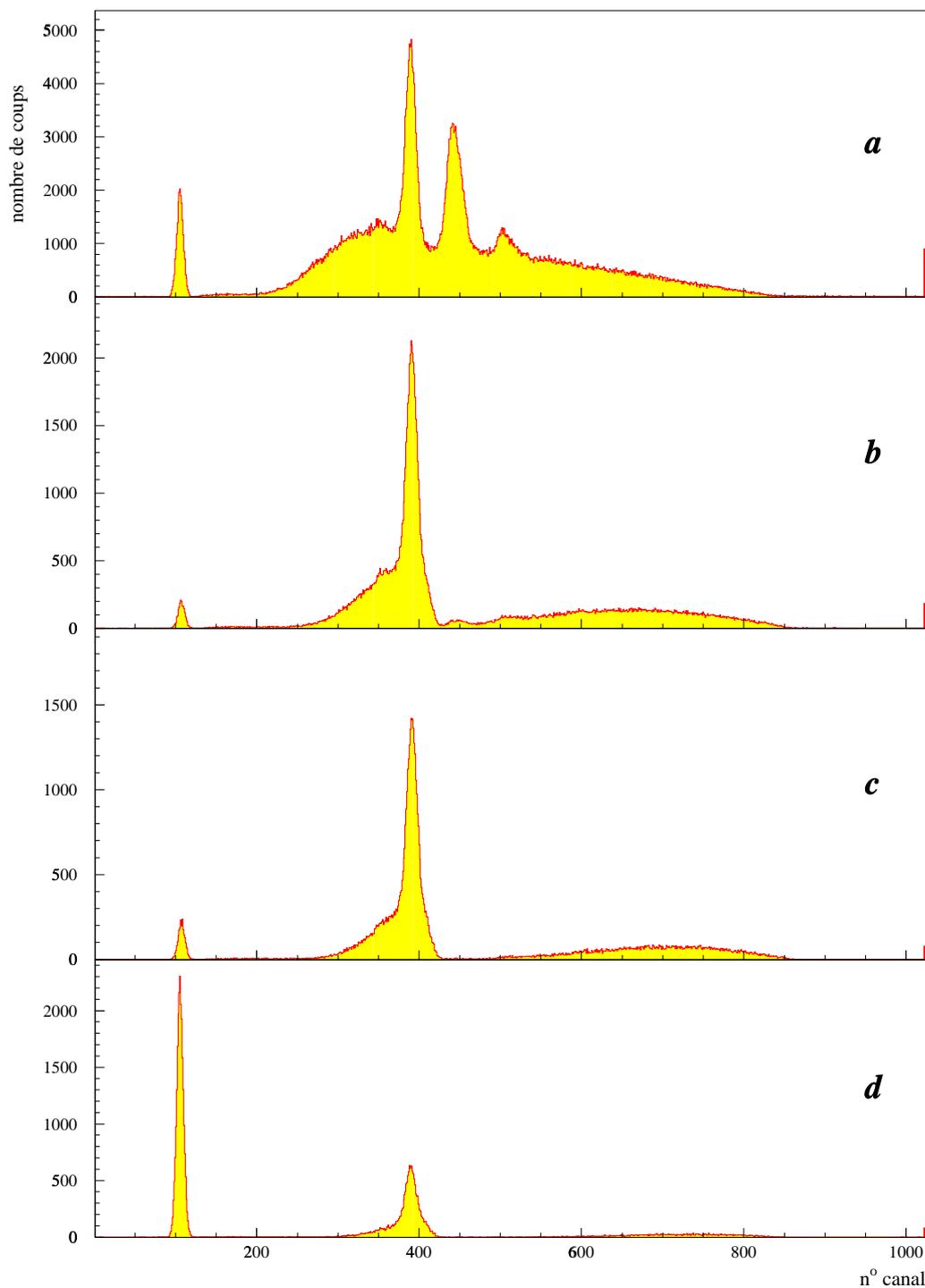


FIG. 3.12 - Spectre des rayons X émis par le canon (a), puis après avoir traversé 20 μm de cuivre (b), 30 μm de cuivre (c) et 50 μm de cuivre (d).

La feuille de cuivre placée devant la sortie du canon sert d'absorbant. La figure 3.13 montre la variation du coefficient d'absorption μ/ρ des rayons X dans le cuivre en fonction de leur énergie. Le cuivre admet un seuil de photoabsorption photoélectrique à 9 keV. La figure 3.14 présente le taux de transmission des rayons X à travers une feuille en cuivre de 20 μm en fonction de leur énergie. Les énergies des raies d'émission de l'anticathode y sont indiquées.

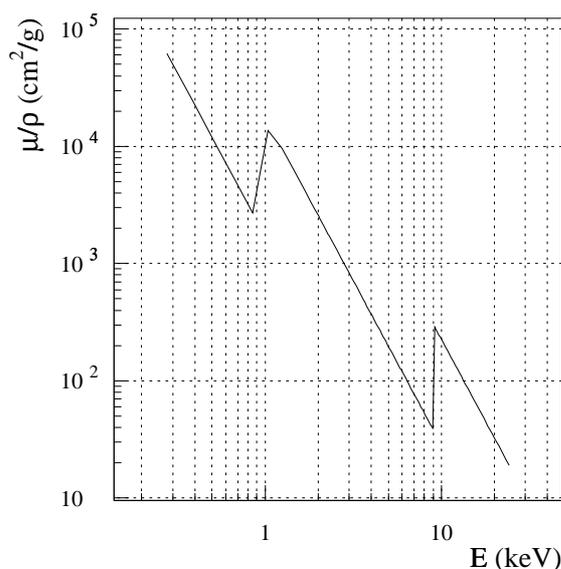


FIG. 3.13 - Coefficient d'absorption des rayons X dans le cuivre.

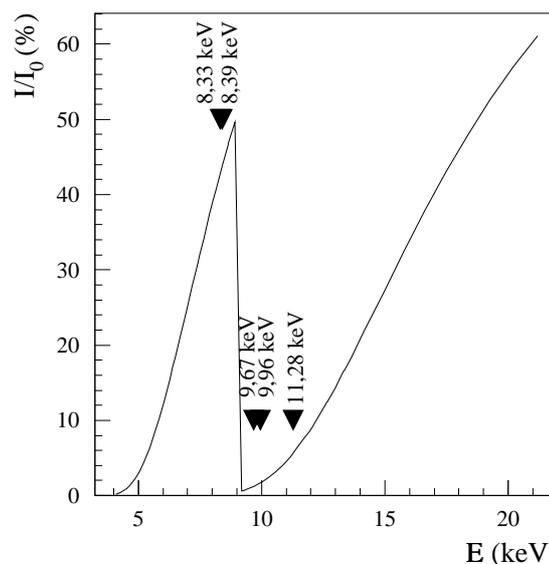


FIG. 3.14 - Taux de transmission des rayons X à travers 20 μm de cuivre.

Les deux pics à 9,8 keV et 11,28 keV qui se situent juste au dessus du seuil à 9 keV, sont fortement atténués par rapport au pic à 8,36 keV. Le spectre des rayons X qui ont traversé 20 μm de cuivre, sur la figure 3.12 (b), ne présente plus que ce dernier pic et un fond peu important.

Devant l'absorbant en cuivre, est placée une feuille de nickel, de 1 μm d'épaisseur. Elle fait un angle de 45° avec la trajectoire principale des rayonnements du canon. Elle émet des rayons X par fluorescence qui sont dirigés sur un compteur proportionnel unifil. Le système à barillet installé sur ce banc comporte trois diaphragmes de diamètre 4 mm, 1 mm et 0,5 mm, ainsi qu'un obturateur. Enfin la carte d'électronique portant le détecteur est montée sur un système mécanique à vis micrométriques permettant de repérer avec précision la position du détecteur par rapport au canon.

ϕ (mm)	T_{MSGC} (Hz/mm ²)
0,5	135 \pm 5
4	132 \pm 16

TAB. 3.2 - Taux de comptage par unité de surface dans un détecteur MSGC en fonction du diaphragme placé devant la source de Fe^{55} .

Sur ce dispositif, lorsque le canon n'est pas en service, les mesures à l'aide d'une source de Fe^{55} restent possibles. La feuille de nickel peut être sortie de son logement et la source peut être mise à sa place. Parmi les premières mesures faites sur ce banc, nous avons vérifié avec la source qui émet avec un flux constant, que le taux de comptage par unité de surface dans un détecteur MSGC est indépendant du diaphragme utilisé. Il est le même pour le diaphragme le plus grand que pour le plus petit (tab. 3.2).

La mesure du spectre se fait sur un groupe de cathodes et le déclenchement se fait à l'aide des quatre anodes sur lesquelles est centré le faisceau. La figure 3.15 présente un schéma simplifié de l'électronique utilisée. Le module qVt est utilisé en mode analyseur de charge.

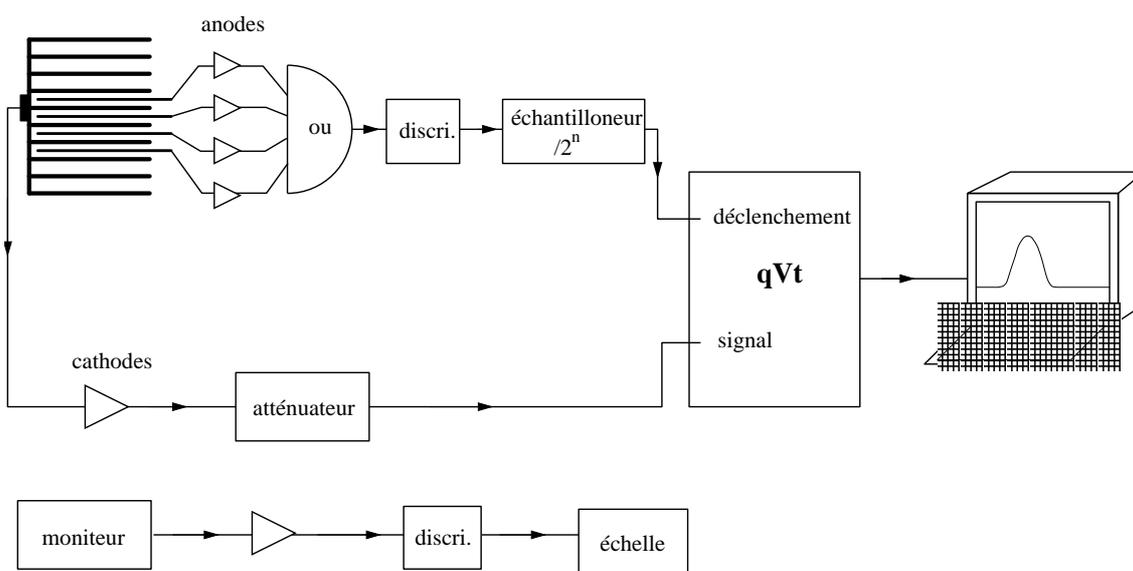


FIG. 3.15 - *Electronique et logique de déclenchement.*

Pour connaître les limites du module qVt, les signaux cathodes et anodes ont été remplacés par un signal provenant d'un générateur d'impulsions. Le nombre de signaux traités et comptabilisés dans le spectre est comparé au nombre de signaux injectés dans le module qVt pour différentes fréquences. Dans un fonctionnement normal du module, ils doivent être égaux. C'est le cas jusqu'à une fréquence limite de 22 MHz à partir de laquelle le module ne traite plus convenablement les impulsions qu'il reçoit. Ce qui se traduit par une perte apparente de signaux.

Lorsqu'on travaille avec des flux élevés, il faut pour remédier au problème qui se pose, intercaler un échantillonneur sur la voie de déclenchement, entre le module discriminateur et le module qVt. Il divise le nombre d'impulsions à la sortie du premier par 2^n , n est réglable de 0 à 9.

Pour modifier le flux de rayons X qui atteignent le détecteur MSGC, il existe deux paramètres que nous pouvons faire varier. D'une part, le courant qui traverse le filament de tungstène et d'autre part l'épaisseur de l'absorbant. En augmentant le premier, la température du filament et le taux d'émission de rayonnements X sont accrus. En augmentant la seconde le taux de transmission à travers la feuille de cuivre des rayons X diminue.

Le canon n'est pas régulé de façon précise et on observe des fluctuations du flux qui deviennent non négligeables aux plus faibles valeurs. Pour obtenir des flux faibles stables, il est préférable de remplacer l'absorbant en place par un plus épais que de diminuer la température à laquelle l'anticathode est portée. Quatre feuilles en cuivre de différentes épaisseurs, 20 μm , 30 μm , 50 μm et 100 μm , sont à disposition à cet effet.

Définition du flux sur la fenêtre d'entrée du détecteur F_X :

Le compteur proportionnel unifil sert au monitoring du canon. Dans la suite il sera appelé moniteur. Il mesure le flux de rayons X de fluorescence émis par la feuille de nickel, noté F_{Ni} . On suppose que le taux de comptage du moniteur T_{Mon} reste toujours proportionnel au flux F_{Ni} , ce dernier étant proportionnel au flux de rayons X qui atteignent le détecteur à micropistes gazeux, noté F_X .

$$\begin{aligned} F_X &= cste \cdot F_{Ni} \\ F_X &= c \cdot T_{Mon} \end{aligned}$$

On détermine la constante de proportionnalité c de la manière suivante. Pour des valeurs faibles, le taux de comptage dans le détecteur MSGC par unité de surface T_{MSGC}/S , est proportionnel au flux F_X . Pour des rayons X de 8,4 keV, 4% réagissent dans les 3 mm de gaz 90% Ar + 10% DME et sont à l'origine d'un signal dans le détecteur.

$$\begin{aligned} \frac{T_{MSGC}}{S} &= 0,04 \cdot F_X \\ \frac{T_{MSGC}}{S} &= 0,04 (c \cdot T_{Mon}) \end{aligned}$$

La constante s'écrit sous la forme :

$$c = \frac{1}{0,04} \cdot \frac{1}{S} \frac{T_{MSGC}}{T_{Mon}}$$

Le rapport T_{MSGC}/T_{Mon} est déterminé expérimentalement. Les taux de comptage dans le moniteur T_{Mon} , et dans le détecteur MSGC T_{MSGC} , sont mesurés dans différentes configurations, avec différents diaphragmes et différentes épaisseurs d'absorbant. Seul les mesures pour lesquelles $T_{Mon} \leq 200 \text{ Hz}$ sont prises en compte. Le flux est alors assez faible pour que le taux de comptage dans le détecteur MSGC y reste proportionnel. Ce rapport dépend de la distance entre le canon et la fenêtre d'entrée du détecteur. Aussi faut-il le mesurer à chaque fois que cette distance est modifiée. Ceci afin de connaître, à partir de la mesure du taux de comptage du moniteur le flux de rayons X au niveau du détecteur.

Définition du flux de particules au minimum d'ionisation équivalent F_{MIP} :

Dans le mélange 90% Ar + 10% DME une particule au minimum d'ionisation crée en moyenne 30 électrons primaires sur 3 mm. Un rayon X de 8,3 keV qui produit 296 paires électron-ion dans le même gaz, peut être considéré de ce point de vue comme équivalent à 10 particules au minimum d'ionisation. Le flux de particules au minimum d'ionisation équivalent F_{MIP} est défini comme le produit du taux de rayons X réagissant dans le gaz par un facteur 10, soit :

$$F_{MIP} = (0,04 \cdot F_X) \cdot 10$$

Définition du taux d'irradiation dD/dt :

Lors d'une irradiation se faisant sur un temps Δt , le nombre total de coups dans le moniteur N_{Tot} , est comptabilisé sur une échelle. On peut alors déterminer le flux moyen :

$$\overline{F_X} = c \cdot \overline{T_{Mon}}$$

$$\overline{F_X} = c \cdot \frac{N_{Tot}}{\Delta t}$$

La dose déposée par unité de temps dans le gaz correspond à l'énergie déposée ΔE dans la masse m irradiée dans le temps Δt :

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\Delta E}{\Delta t} \cdot \frac{1}{m}$$

Comme un rayon X qui interagit avec le gaz dépose toute son énergie E , l'énergie déposée dans le gaz par unité de temps est :

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \overline{T_{MSGC}} \cdot E$$

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = S \cdot (0,04 \cdot \overline{F_X}) \cdot E$$

où E est l'énergie des rayons X émis par le canon soit 8,4 keV. La masse considérée est la masse de gaz comprise dans le volume irradié $V = S \cdot e$, e étant l'épaisseur de gaz soit 3 mm :

$$m = \rho \cdot S \cdot e$$

où ρ est la densité du gaz, dans le cas du mélange 90% Ar + 10% DME elle est de $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$. Le taux d'irradiation moyen dans le gaz est donc :

$$\frac{dD}{dt} = \frac{E}{\rho \cdot e} \cdot 0,04 \cdot \overline{F_X}$$

Deux types de mesures peuvent être effectuées sur ce deuxième banc. D'une part des mesures de gain en fonction de l'intensité du flux et d'autre part des mesures d'évolution du gain pendant une irradiation aux rayons X.

3.5 Contrôle de qualité

A la réception de chaque prototype, des mesures de contrôles de qualité sont effectuées. Elles ne nécessitent que la source de Fe^{55} dont le spectre d'émission en énergie ne présente qu'une raie à 5,9 keV. Elles peuvent se faire sur les deux bancs de tests.

On vérifie l'uniformité du gain dans la chambre à des tensions faibles, les cathodes sont placées au potentiel de -420 V et le champ de dérive est de 4 kV/cm. Pour cela le gain est mesuré en différents points. La source est déplacée dans une direction parallèle aux anodes puis dans une direction perpendiculaire. Les figures 3.16 et 3.17 montrent un exemple de ces mesures.

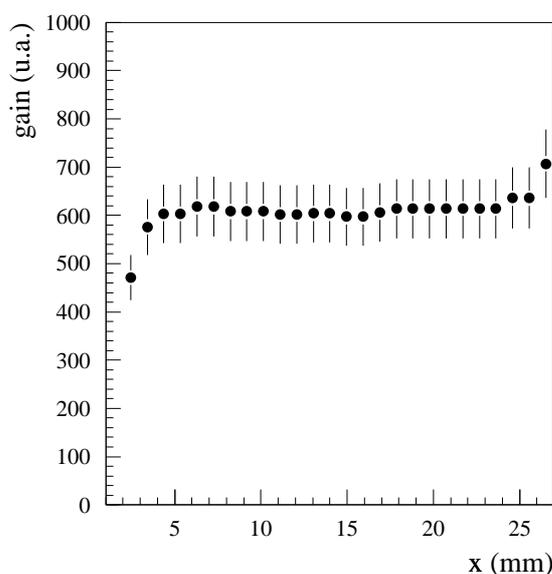


FIG. 3.16 - *Mesure du gain en déplaçant la source devant le détecteur dans une direction parallèle aux anodes : x .*

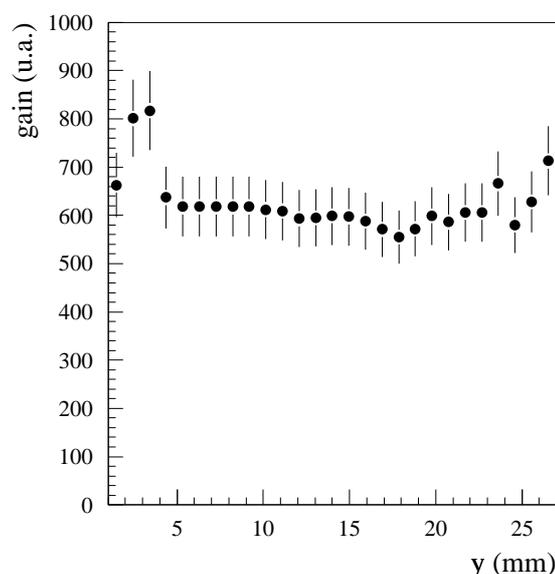
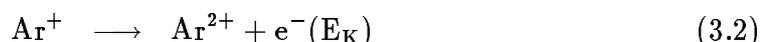


FIG. 3.17 - *Mesure du gain en déplaçant la source devant le détecteur dans une direction perpendiculaire aux anodes : y .*

La source de Fe^{55} émet des rayons X de 5,9 keV. L'électron émis lors de la réaction d'ionisation (eq. 3.1) d'un atome d'argon emporte l'énergie $E_X - E_K$ où E_K est l'énergie de liaison d'un électron de la couche K. Cette énergie vaut 3,2 keV pour l'argon.



- Dans 85% des cas cette réaction est suivie de l'émission d'un deuxième électron par effet Auger (eq. 3.2). L'énergie qu'il emporte est égale à l'énergie de liaison E_K .



Les deux électrons vont participer à la formation du signal qui sera proportionnel à la somme des énergies, soit $(E_X - E_K) + E_K = E_X$.

- Dans 15% des cas la réaction d'ionisation est suivie de l'émission d'un photon de fluorescence d'énergie E_K (eq. 3.3)



Ce photon ayant un libre parcours moyen important il s'échappe du volume actif et ne participe pas à la formation du signal qui est donc, dans ce cas, proportionnel à l'énergie de l'électron émis lors de l'ionisation, soit $E_X - E_K$.

La figure 3.18 présente le spectre d'émission de la source de Fe^{55} mesuré avec un détecteur dans lequel circule un mélange 80 % Ar + 20 % DME. On observe en plus de la raie à pleine énergie à $E_X = 5,9$ keV, la raie d'échappement à $E_X - E_K = 2,7$ keV. La présence de ces pics dans le spectre permet de mesurer la résolution en énergie. Sur l'exemple présenté la largeur à mi-hauteur σ_{E_X} est de 1,06 keV et la résolution est $\sigma_{E_X}/E_X = 18\%$. Dans les cas les plus favorables elle est de 14%.

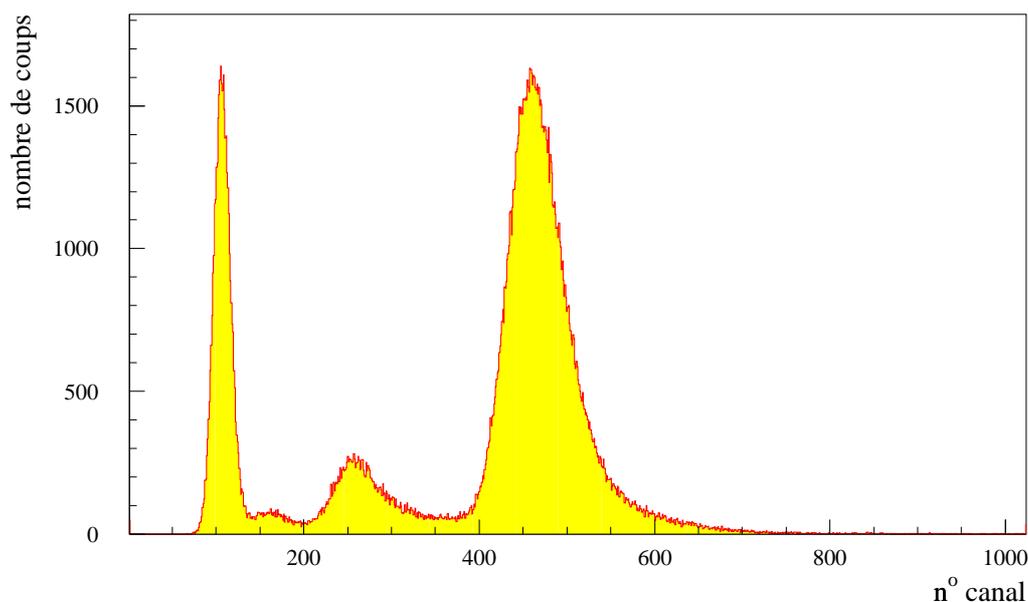


FIG. 3.18 - Spectre en énergie dû à la source de Fe^{55} mesuré avec un détecteur MSGC dans lequel circule un mélange 80 % Ar + 20 % DME. Le champ de dérive est de 4 kV/cm et la tension sur les cathodes est de -480 V.

La résolution en énergie est liée aux fluctuations statistiques du gain. Une bonne résolution traduit un gain stable qui fluctue très peu. La résolution en énergie d'un détecteur qui se dégrade augmente. C'est aussi vrai en parlant d'une zone limitée. La résolution peut avoir une valeur élevée en un point et être bonne quelques millimètres à côté. C'est le cas lorsqu'un détecteur n'est irradié qu'en un point. Au cours de l'irradiation le gain évolue localement, il diminue comme nous le verrons plus loin, et la résolution à cet endroit se dégrade dans le même temps.

3.6 Conclusion

La maîtrise des différentes étapes de réalisation depuis la caractérisation du substrat jusqu'au montage du détecteur, permet d'avoir une bonne connaissance des caractéristiques des prototypes testés.

Les facilités de tests mises en places et décrites ici permettent d'une part de qualifier les détecteurs réalisés au laboratoire PHASE : de déterminer le nombre de pistes coupées par la mesure des capacité, de vérifier que le gain est uniforme sur tout le détecteur, que la résolution en énergie est bonne. D'autre part cette maîtrise et ces facilités permettent de mener une étude sur un seul paramètre, soit du détecteur lui-même comme le substrat, soit des conditions de fonctionnement du détecteur comme le mélange gazeux.

Chapitre 4.

Gaz

4.1 Introduction

Le gain des MSGC dépend, comme pour tout compteur gazeux proportionnel, de trois paramètres qui sont la géométrie du détecteur, le gaz et les tensions. De plus pour ces nouveaux détecteurs, il existe un quatrième paramètre : le substrat.

Les exigences pour les MSGC dans CMS sont de pouvoir atteindre un gain important supérieur à 2 000 avec un rapport signal sur bruit supérieur à 20, de tenir des tensions élevées sans entrer dans le domaine d'instabilité où des décharges se produisent, une réponse aux flux importants attendus auprès du LHC et une tenue aux forts taux de radiations.

Pour optimiser les performances des MSGC et répondre à ces exigences des choix sont à faire en ce qui concerne le gaz, le substrat et la géométrie des pistes. Les tensions à appliquer découlent de ces choix.

Dans ce chapitre est présentée l'étude sur les gaz. Les études sur la géométrie et le substrat seront les sujets des chapitres suivants.

Dans les compteurs proportionnels de type chambre à fils, classiquement ce sont des mélanges gazeux qui sont utilisés. Ils sont composés d'un gaz rare et d'un ou plusieurs gaz organiques. Les propriétés telles que le nombre de paires électron-ion créées au passage d'une particule, la vitesse de dérive des électrons, les coefficients de diffusion varient d'un mélange à l'autre. Il est donc nécessaire de déterminer celui qui est le mieux adapté au fonctionnement des MSGC. D'autre part, pour assurer les meilleures conditions de fonctionnement des détecteurs il faut aussi s'intéresser de près au choix des matériaux de réalisation. Ce dernier problème est très fortement lié au choix du gaz organique dont la compatibilité avec des matériaux pouvant être de bons candidats du point de vue mécanique n'est pas toujours assurée.

4.2 Choix du mélange gazeux

4.2.1 Premières mesures

Les premières mesures ne sont pas des mesures de précisions. Mais elles ont permis une première évaluation des conditions de travail. Dans un premier temps il était nécessaire de connaître les tensions à appliquer aux différentes électrodes pour qu'un signal soit observable, qu'il ait une amplitude suffisante. La visualisation des signaux à l'oscilloscope permet ces premiers réglages des tensions, ainsi que de mesurer les grandeurs caractéristiques que sont l'amplitude et le temps de montée du signal. Ce dernier, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, dépend du temps de dérive des électrons dans le volume actif.

Le premier mélange gazeux utilisé était composé d'argon et de diméthyléther (DME). Les mélanges comprenant du DME ont été utilisés dans les premières expériences utilisant des MSGC [27, 28]. Ce gaz semblait présenter de bonnes qualités pour cette utilisation. Ses propriétés seront détaillées dans le paragraphe suivant.

Il est apparu très rapidement que le pourcentage de DME dans le mélange devait être ajusté pour qu'à tensions fixées le gain de la chambre soit assez important et qu'un signal dû à une particule soit observable et exploitable.

Une des mesures ayant montré cet effet était la suivante. Une source de Fe^{55} est placée devant une chambre dont les tensions appliquées au plan de dérive et aux cathodes sont fixes. Le taux de comptage est alors mesuré en fonction du pourcentage de DME dans le mélange gazeux (fig. 4.1).

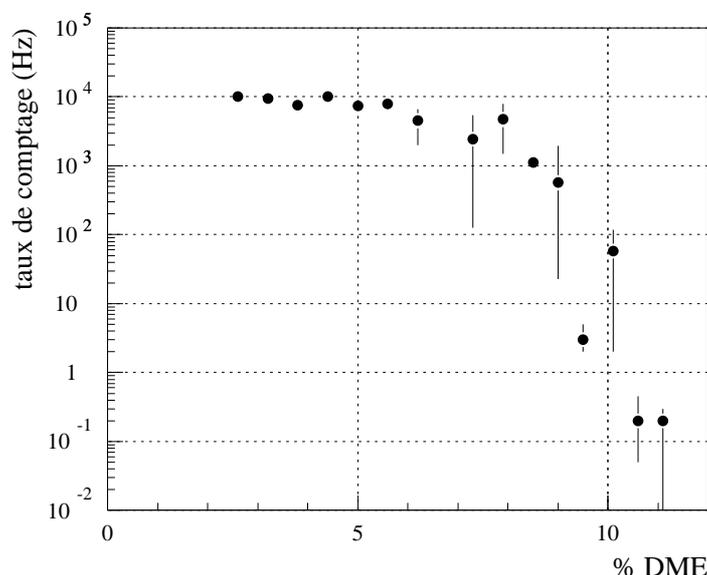


FIG. 4.1 - Taux de comptage des signaux dus à une source de Fe^{55} , dans un détecteur à micropistes en fonction du pourcentage de DME dans le mélange Ar + DME, à tensions fixées.

Tant que le gain qui dépend de la nature du gaz est suffisant, le taux de comptage reste proportionnel au flux de la source. Il est de l'ordre de 10^4 entre 2,5 et 6 % de

DME, mais quand le pourcentage de DME dans le mélange dépasse les 6 %, il diminue très rapidement. Lorsque la proportion de DME augmente le gain dans le volume actif diminue. L'amplitude moyenne des signaux est alors plus faible et le nombre de signaux dont l'amplitude est supérieure au seuil de l'électronique est réduit.

Lorsque la proportion de DME dans le mélange gazeux passe en dessous de 2,5 % on quitte le mode de fonctionnement proportionnel. Des étincelles se produisent plus souvent. Dans ce domaine le détecteur n'est plus utilisable et le risque de détériorations des pistes augmente.

4.2.2 Gaz absorbeur (quencher)

Dans le choix du gaz absorbeur la première exigence était d'avoir un composé à l'état gazeux dans les conditions normales de température et de pression, les détecteurs devant fonctionner à pression atmosphérique et à température ambiante. Trois candidats ont été retenus : le méthane (CH_4) classiquement utilisé dans les chambres à fils, le dioxyde de carbone (CO_2) et le diméthyléther ou DME (CH_3OCH_3).

Comme l'amplitude du signal engendré au passage d'une particule dans les MSGC est faible, le critère de choix du gaz polyatomique essentiel était la possibilité d'atteindre des gains élevés dans des conditions stables. Des mesures de gain en fonction des tensions ont été faites avec des mélanges à base d'argon auquel étaient rajoutés dans différentes proportions, un ou plusieurs des trois gaz polyatomiques cités.

Plusieurs prototypes destinés à l'étude des substrat ont été réalisés sur différents verres. Ces prototypes ont également servi à l'étude des mélanges gazeux. Les figures 4.2 et 4.3 présentent les résultats obtenus avec un détecteur réalisé sur du verre Corning 7059, et les figures 4.4 et 4.5 présentent ceux obtenus avec différents détecteurs réalisés sur du verre Schott D263. Le choix de ces deux verres sera expliqué au paragraphe 6.2.

Les courbes en plein représentent l'ajustement de la fonction :

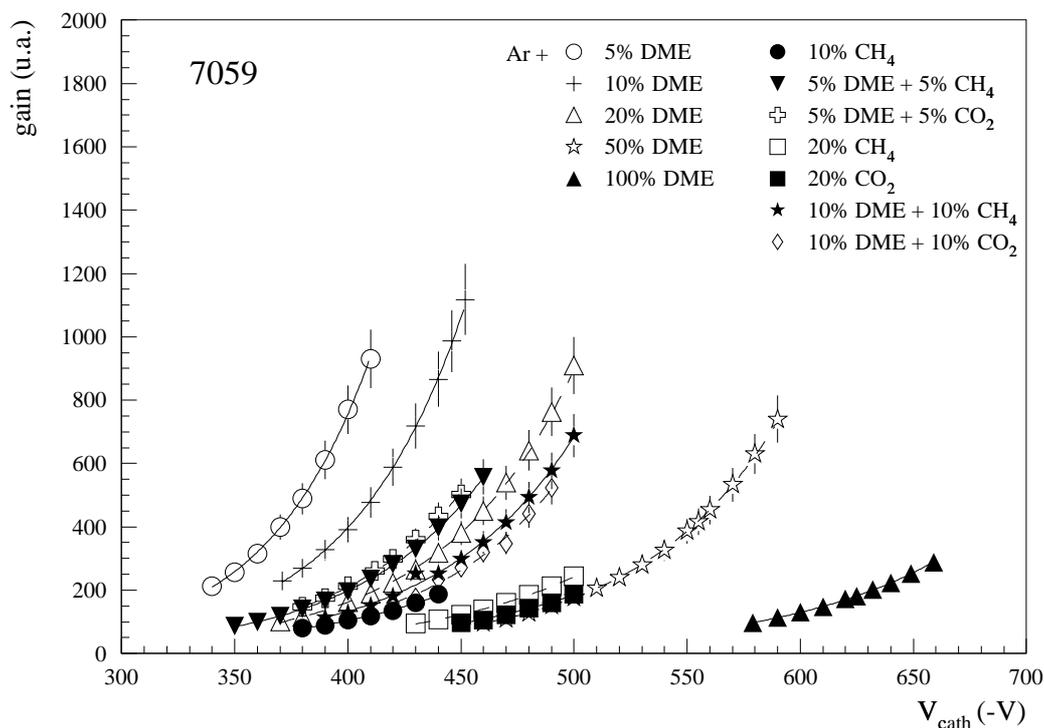
$$M = \exp\left(\frac{V}{A} \exp\left(\frac{-B}{V}\right)\right)$$

où V est la différence de potentiel entre anodes et cathodes. Les valeurs que prennent les paramètres A et B sont données dans les tableaux accompagnant les figures.

Pour le détecteur en 7059 le gain maximum limité par les phénomènes de décharge entre électrodes ne dépassent pas $1,5 \cdot 10^3$, quelque soit le mélange utilisé et indépendamment des tensions appliquées. Les meilleurs résultats sont obtenus avec le mélange 90 % Ar + 10 % DME.

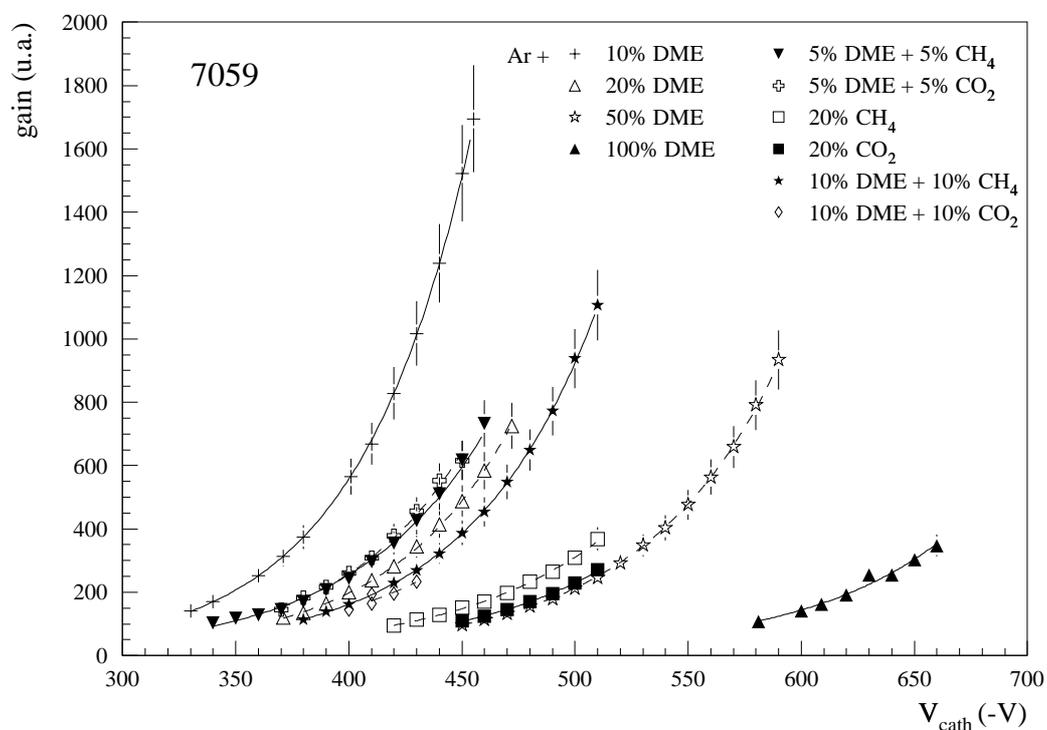
Pour les détecteurs sur du D263 le gain maximum est plus élevé. Il est de l'ordre de $5 \cdot 10^3$. Dans des conditions stables de fonctionnement le gain est de l'ordre de 10^3 à $2 \cdot 10^3$.

De plus ce choix du DME seul comme gaz absorbeur se base sur deux caractéristiques importantes. Premièrement le DME ne polymérise que très faiblement [25], alors que l'utilisation de CO_2 dans les mélanges gazeux est à l'origine de dépôts carbonés sur les cathodes et qu'il est démontré que le méthane est en lui-même un agent polymérisant [29]. Par ailleurs les travaux présentés dans l'article [30] montrent que l'angle de Lorentz



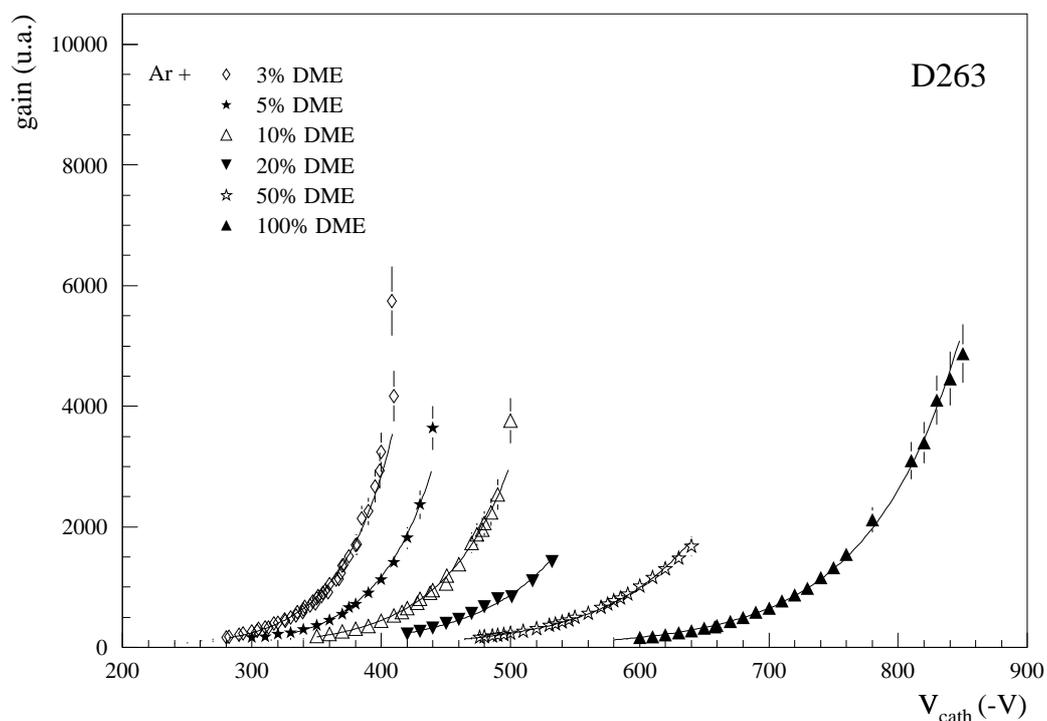
Mélange (Ar +)	A	B
5% DME	44,8 ± 0,8	119 ± 7
10% DME	49,2 ± 0,8	123 ± 7
20% DME	56,4 ± 1,0	133 ± 8
50% DME	57,9 ± 0,7	256 ± 7
100% DME	63,5 ± 1,4	398 ± 14
10% CH ₄	69,6 ± 2,3	85 ± 14
5% DME + 5% CH ₄	56,2 ± 1,1	119 ± 8
5% DME + 5% CO ₂	54,3 ± 1,3	128 ± 9
20% CH ₄	71,1 ± 9,8	124 ± 65
20% CO ₂	72,9 ± 2,5	136 ± 16
10% DME + 10% CH ₄	58,7 ± 1,1	133 ± 9
10% DME + 10% CO ₂	55,9 ± 1,2	165 ± 10

FIG. 4.2 - Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Corning 7059 en fonction de la tension cathodes pour différents mélanges à base d'argon, avec un champ de dérive de 4 kV/cm.



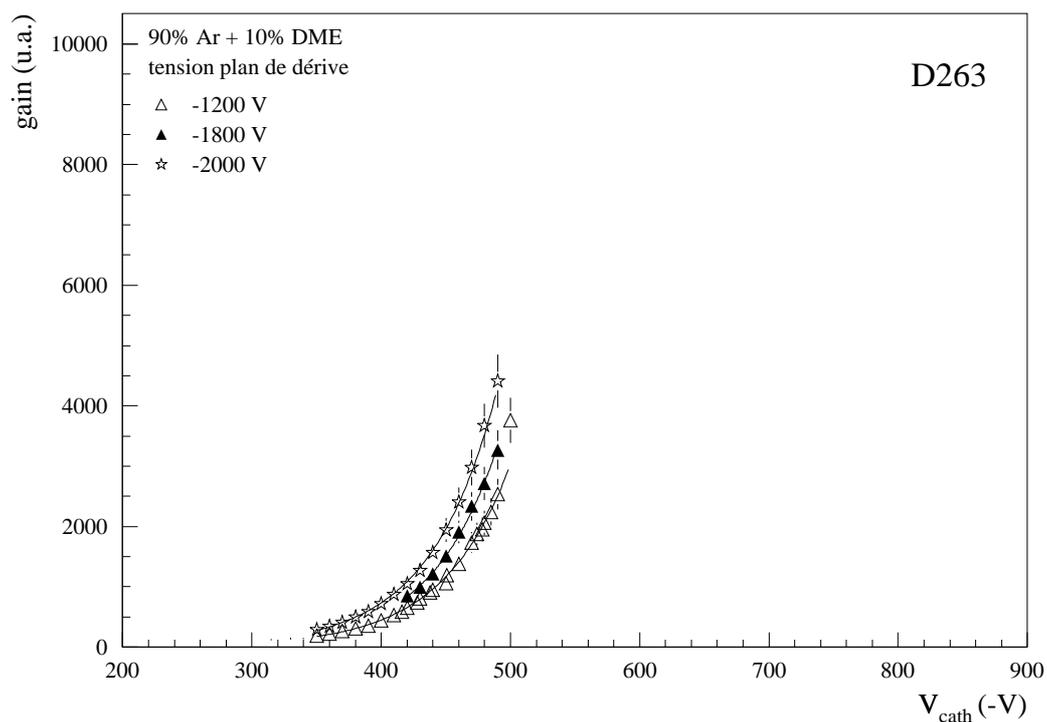
Mélange (Ar +)	A	B
10% DME	48,9 ± 0,8	103 ± 6
20% DME	52,7 ± 3,9	144 ± 31
50% DME	56,7 ± 3,2	248 ± 29
100% DME	55,3 ± 1,3	468 ± 14
5% DME + 5% CH ₄	58,0 ± 1,0	87 ± 7
5% DME + 5% CO ₂	53,2 ± 1,1	121 ± 8
20% CH ₄	64,9 ± 6,3	147 ± 45
20% CO ₂	62,1 ± 1,8	196 ± 14
10% DME + 10% CH ₄	55,0 ± 0,9	143 ± 7
10% DME + 10% CO ₂	66,1 ± 15,3	76 ± 96

FIG. 4.3 - Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Corning 7059 en fonction de la tension cathodes pour différents mélanges à base d'argon, avec un champ de dérive de 6 kV/cm.



Mélange (Ar +)	A	B
3% DME	$39,6 \pm 0,4$	96 ± 3
5% DME	$41,0 \pm 0,6$	129 ± 5
10% DME	$51,4 \pm 0,6$	97 ± 5
20% DME	$60,4 \pm 1,1$	101 ± 9
50% DME	$66,9 \pm 2,2$	157 ± 18
100% DME	$66,6 \pm 0,5$	339 ± 6

FIG. 4.4 - Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différentes proportions de DME dans le mélanges Ar + DME, avec un champ de dérive de 4 kV/cm.



tension plan de dérive	A	B
-1200 V	$51,4 \pm 0,6$	97 ± 5
-1800 V	$49,8 \pm 0,8$	95 ± 7
-2000 V	$50,2 \pm 0,6$	75 ± 5

FIG. 4.5 - Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différentes tensions de dérive, dans un mélange 90 % Ar + 10 % DME.

dont sont déviées les trajectoires des électrons en présence d'un champ magnétique dans le DME reste très faible, de l'ordre de quelques degrés même dans un champ intense de 1 à 2 T, dans un champ électrique fort.

4.2.3 Gaz rare

Nous avons vu dans le paragraphe 2.3.1 que le choix de l'argon se base sur deux critères : un potentiel d'ionisation faible et un coût réduit. Cependant les gaz plus légers, néon et hélium, présentent d'autres qualités assez importantes pour que soit envisagé le remplacement de l'argon par un de ces gaz qui présentent un potentiel d'ionisation plus élevé et dont le prix de revient est plus élevé.

Le néon présente deux avantages par rapport à l'hélium, son potentiel d'ionisation est plus faible, 21,6 eV contre 24,6 eV, et comme il est plus lourd l'angle de Lorentz γ est plus petit [18]. Mais surtout, il existe des états métastables dans le néon qui favorisent l'effet Penning transformant l'énergie d'excitation en ionisation. Ce phénomène contribue à augmenter l'amplitude du signal et à réduire le nombre de photons émis dans l'avalanche. C'est pourquoi les mélanges à base de néon sont plus stables que les mélanges avec de l'argon.

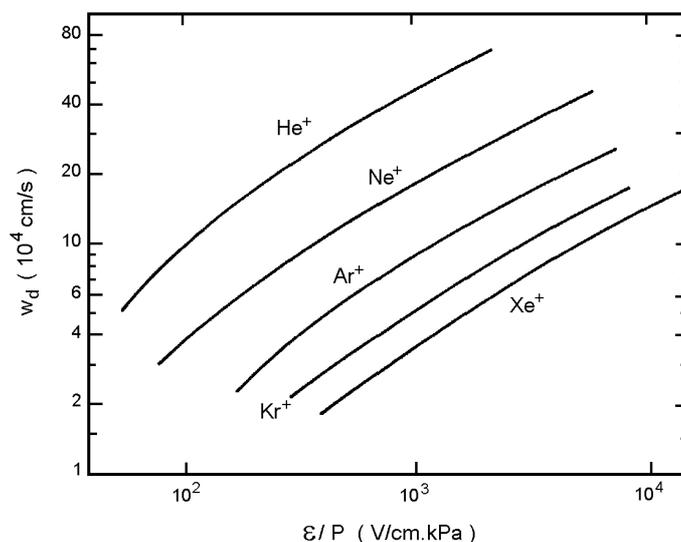
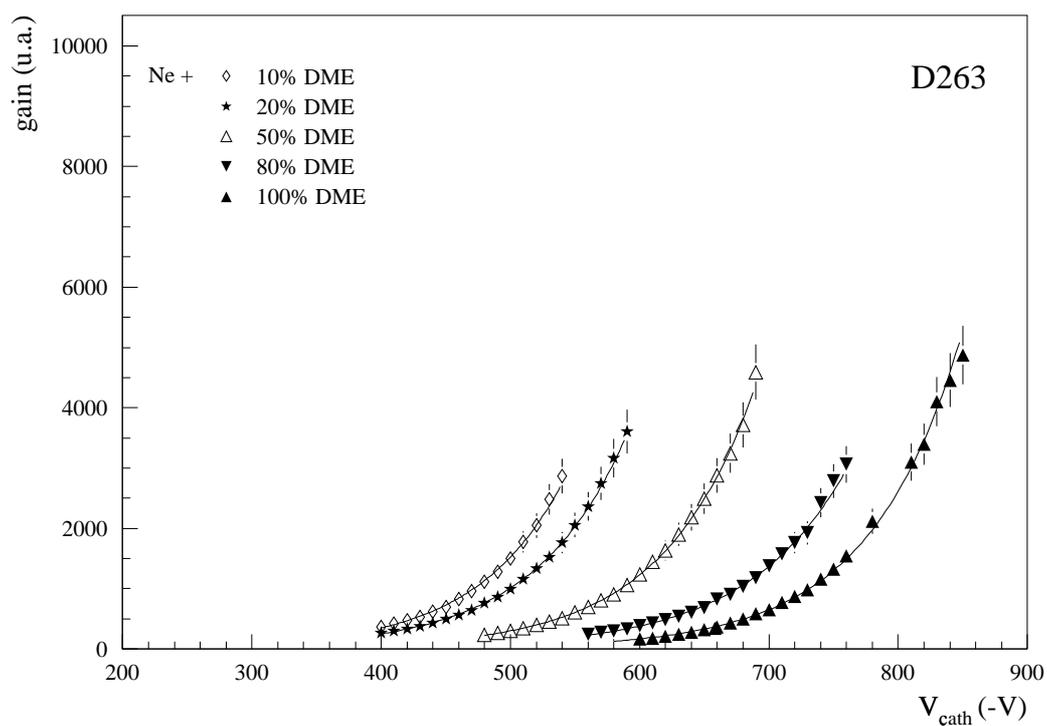


FIG. 4.6 - Vitesse de dérive des ions dans différents gaz [22].

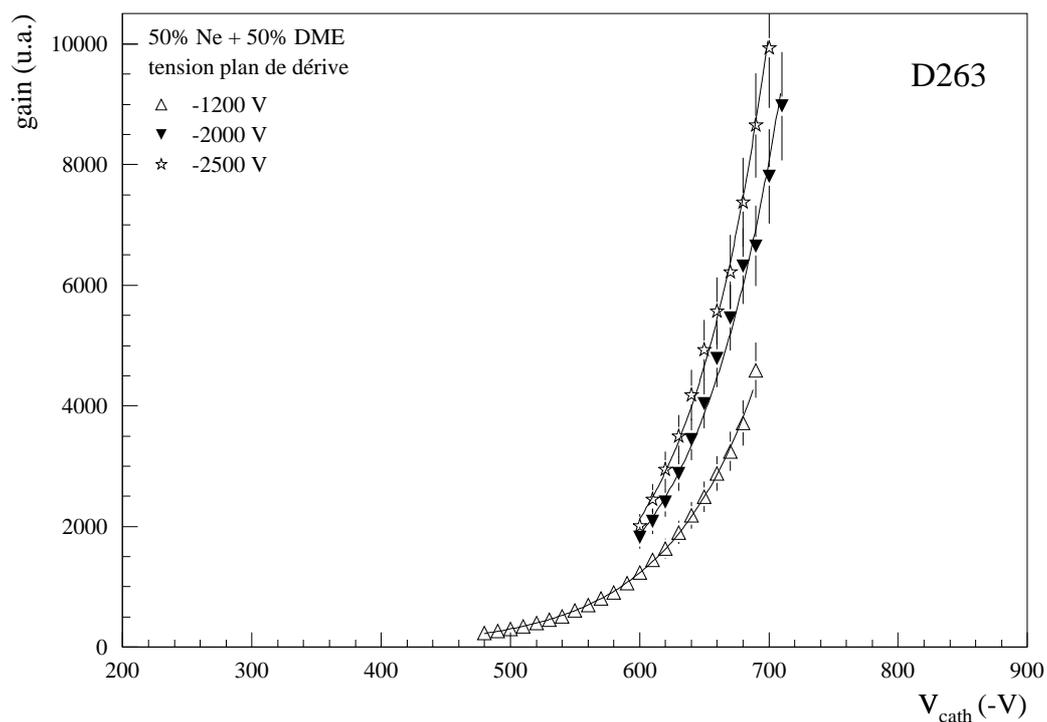
Dans les gaz légers la vitesse de dérive des ions positifs est plus grande (fig. 4.6) [22]. Or la rapidité avec laquelle les ions sont collectés sur les cathodes intervient de manière primordiale dans la formation du signal. Celui-ci sera plus rapide dans les gaz légers. De plus les mécanismes de fluorescence n'existent pas dans ces derniers, ou du moins sont négligeables comme le montre la figure 2.13 au paragraphe 2.3.2.

Les figures 4.7 et 4.8 présentent les résultats obtenus avec des mélanges composés de néon et de DME pour un détecteur réalisé sur du verre Schott D263. Dans un champ



Mélange (Ne +)	A	B
10% DME	$67,9 \pm 0,9$	2 ± 6
20% DME	$71,6 \pm 1,2$	4 ± 8
50% DME	$69,8 \pm 0,7$	113 ± 6
80% DME	$75,7 \pm 0,9$	173 ± 8
100% DME	$66,6 \pm 0,6$	339 ± 7

FIG. 4.7 - Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différents mélanges Ne + DME, avec un champ de dérive de 4 kV/cm.



tension plan de dérive	A	B
-1200 V	$69,8 \pm 0,6$	114 ± 6
-2000 V	$67,5 \pm 0,8$	100 ± 8
-2500 V	$62,6 \pm 0,5$	134 ± 7

FIG. 4.8 - Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différentes tensions de dérive, dans un mélange 50 % Ne + 50 % DME.

de dérive de 6,7 kV/cm à 8,3 kV/cm, le gain maximum limité par les décharges est de l'ordre de $9 \cdot 10^3$. De plus nous avons pu travailler avec des gains de l'ordre de $5 \cdot 10^3$ à $7 \cdot 10^3$ dans des conditions de stabilité très satisfaisantes. Rappelons que les gains pour un détecteur fait avec le même verre, avec les mélanges composés d'argon et de DME, dans des conditions stables sont de 10^3 à $2 \cdot 10^3$.

Mélange	n_p (/cm)	n_T (/cm)
Ar - DME (10%)	28	102
Ne - DME (50%)	33	95

TAB. 4.1 - Nombre d'électrons primaires et nombre total d'électrons produits par une particule au minimum d'ionisation dans les mélanges 90 % Ar + 10 % DME et 50 % Ne + 50 % DME.

L'amplitude du signal au passage d'une particule au minimum d'ionisation dépend du gain et du nombre d'électrons produits le long de sa trajectoire. Ces deux grandeurs dépendent de la nature du gaz. Les valeurs des nombres moyens d'électrons produits le long de la trajectoire dans les mélanges 50 % Ne + 50 % DME et 90 % Ar + 10 % DME, présentées dans le tableau 4.1 sont des moyennes pondérées, calculées à partir des données connues de chaque gaz. Dans le cas du mélange Ne + DME, en raison de l'effet Penning, les valeurs sont probablement sous-estimées.

De ce point de vue les deux mélanges gazeux considérés sont tout à fait comparables. La différence d'amplitude des signaux au passage d'une particule au minimum d'ionisation dans les deux mélanges tiendra surtout à la différence de gain qui peut exister. Le mélange 50 % Ne + 50 % DME est le mélange avec lequel l'amplitude du signal sera la plus importante.

4.3 Matériaux et DME

Notre choix s'est porté sur le DME. C'est un bon absorbeur qui ne polymérise que très peu et dont le coefficient de diffusion est faible. Cependant l'utilisation de ce gaz demande quelques précautions. Il ressort de différentes études sur le vieillissement des détecteurs à gaz [31, 32, 33, 34, 35, 36] que les impuretés présentes dans le gaz et l'utilisation de certains matériaux dans le montage ont des effets néfastes sur le fonctionnement des détecteurs. Parmi les impuretés susceptibles d'être présentes dans les bouteilles de DME, le fréon-11 (CCl_3F) est le plus incriminé. Il provoque un vieillissement prématuré de chambres à fils [33].

Matériaux	Compatibilité
Caoutchouc naturel	ne convient pas
Néoprène [®]	médiocre
Hypalon [®]	médiocre
Buna [®]	moyenne
Caoutchouc butyle	médiocre
Caoutchouc silicone	ne convient pas
Caoutchouc silicone fluoré	médiocre
Kel-F [®]	ne convient pas
Viton [®]	ne convient pas

TAB. 4.2 - *Compatibilité de différents caoutchoucs avec le DME [37].*

Les informations fournies par Air Liquide concernant les matériaux et le DME sont les suivantes. Le DME est non corrosif pour les métaux courants et il attaque la plupart des élastomères. Il faut donc éviter l'utilisation de caoutchoucs. Bien que d'après le tableau 4.2 [37] certains résistent mieux que d'autres, comme le Buna[®].

D'autre part, les connaissances sur la compatibilité de différents matériaux ont été compilées dans deux tableaux. Le tableau 4.3 [32] rassemble les résultats des travaux menés avec des chambres à fils et le tableau 4.4 [36] ceux plus récents des études menées avec des MSGC.

Dans les MSGC telles qu'elles ont été conçues, le gaz entre en contact avec les éléments qui constituent le circuit de gaz : les tubes d'amenée et de sortie, les raccords, les bulleurs..., avec le cadre et la cathode de dérive qui définissent le volume actif, enfin avec la colle qui sert au montage mécanique de ces derniers.

Pour le circuit de gaz, les tubes et les raccords en acier inoxydable sont les plus recommandés. Cependant dans le cas où des tubes souples sont nécessaires le nylon 11 est préférable au Téflon[®] pourtant connu pour être un matériau neutre dans ce type d'usages. Une réaction entre le DME et le Téflon[®] produit un élément électronégatif qui pollue le gaz et qui a des conséquences importantes sur le fonctionnement de chambres à fils [31].

Material	Structure/form	Type of exposure	Observed effects
Adiprene (Du Pont)	not specified	lab immersion testing ^a	11% linear swell
Brass	gas connectors	many months exposed to gas	no problem in chamber operation
Buna N	not specified	lab immersion testing ^a	20-25% linear swell
Butyl rubber	not specified	lab immersion testing ^a	8-12% linear swell
Carbon fibre composition	not specified	1 month exposed to gas	OK except weight increase ^b
Celanese X	sample	1 month exposed to gas	0.5% weight increase
Delrin (Du Pont)	feedthrough feedthrough sample endcup	1 month in pressurized gas 1 month in pressurized gas 1 month in pressurized gas many weeks exposed to gas	swelling swelling, 1% weight increase 1.2% weight increase no problem in chamber operation
Epoxy	not specified	1 month exposed to gas	OK except weight increase ^b
Fluorosilicone	not specified	lab immersion testing ^a	3% linear swell
Glass-bonded mica	endcaps	several days exposed to gas	produced flakes on wires
Kalrez (Du Pont)	O-ring O-ring not specified	normal exposure to gas many weeks exposed to gas lab immersion testing ^a	no change in current or gain no problem in chamber operation 3% linear swell
Kapton (Du Pont)	foil sample	1 month in pressurized gas 1 month immersed in gas	1% weight increase 3.5% weight increase
Macor (Du Pont)	endsup plugs	many days exposed to gas	caused quick wire damage (deposits)
Monel (Ni alloy)	gas tubing	many weeks exposed to gas	no problem in chamber operation
Mylar (Du Pont)	foil small pieces with SnO ₂ coating aluminized straw aluminized straw	1 month exposed to gas many weeks exposed to gas 1 month in pressurized gas 1 month in pressurized gas	OK except weight increase ^b no problem in chamber operation increase 1% weight, 0.1% length increase 2.5% weight, 0.35% length tends to curl along length
Neoprene W	not specified	lab immersion testing ^a	11-13% linear swell
EPDM (Nordel) (Du Pont)	not specified	lab immersion testing ^a	9% linear swell
Nylon 11 (Du Pont)	gas tubing	many months exposed to gas	no problem in chamber operation
Plexiglas	not specified	1 month exposed to gas	weight increase ^b , surface damage ^c
Polyethylene	sleeve gasket	not specified	performs very well
Polypropylene	laminated gasket	not specified	performs very well
Polyurethane	not specified	lab immersion testing ^a	20-40% linear swell
PVC	HV wire insulat.	1 month exposed to gas	OK except weight increase ^b
Silicone	not specified	lab immersion testing ^a	15-17% linear swell
Stainless Steel	cathode surface, wires, etc	many months exposed to gas	no problem in chamber operation
Stesalit	not specified	1 month exposed to gas	weight increase ^b , surface damage ^c 0.1% weight increase
T-100 (American Gasket and Rubber Co.)	not specified	lab immersion testing ^a	2% linear swell
Teflon (Du Pont)	not specified	1 month exposed to gas	OK except weight increase ^b
Teflon (FEP type)	gas tubing	several hours/days exposed to gas	poisoning gas with electronegative outgassing
Thiokol FA	not specified	lab immersion testing ^a	7% linear swell
Torr-Seal (Varian Ass.)	around windows and holes	many weeks exposed to gas	no problem in chamber operation
U-105 (American Gasket and Rubber Co.)	not specified	lab immersion testing ^a	9% linear swell
Vetronit (G10)	not specified sample	1 month exposed to gas 1 month immersed in gas	OK except weight increase ^b 0.4% weight increase
Viton (Du Pont)	O-ring	normal exposure to gas	attacked by ethers, produces F on wires
Viton A (Du Pont)	not specified	lab immersion testing ^a	33-35% linear swell

^a The sample is left in a sealed pressurized tube for the full span of its lifetime (~ 3-4 years) and the expansion is measured at the end of this period (private communication from Easter Nudel, Du Pont, Delaware).

^b The authors do not give the percentage of weight increase.

^c Surface damage is observed as a change in surface appearance under the electron microscope, which the authors attribute to a dissolution of the bonding agent between fibers.

TAB. 4.3 - *Effets du DME sur différents matériaux [32].*

Material	Type Curing	Surface (cm ²)	Outgassing ARGON	Outgassing DME	Outgassing Ar-DME	Effect in a SWPC	Result
Duralco 4525	Epoxy room T	156			Yes room T	Gain loss	-
Duralco 4461	Epoxy room T	156			Yes room T	Gain loss	-
Hexcel EPO 93L	Epoxy room T	150	No				OK
Hexcel A40	Epoxy room T	150	Yes T>40 ° C	Yes T>40 ° C			-
Technicoll 8262 Hard. Tech. 8263	Epoxy room T	115	Yes room T	- Benzene comp. - Xylene			-
Loctite 330	Epoxy	20	Yes room T				-
Amicon	Epoxy 1.5 h @ 70 ° C	150	No	No			OK
Araldit AW106 Hard. HV 953 U	Epoxy 2 days @ 70 ° C	176			Yes room T	Gain loss	-
Epotecny E505.SIT	Epoxy 30 min. @ 80 ° C	131			Yes room T	No effect	OK
Epotecny 503	Epoxy 60 min. @ 65 ° C	185	Yes room T	- Silicon			-
Epo-Tek E905	Epoxy room T	150	Yes T>45 ° C	Yes T>45 ° C			-
Epo-Tek H72	Epoxy 1.5 h @ 65 ° C	150	Fast	Fast			-
Polyimide Dupont 2545	Epoxy 2 h @ 200 ° C	110	No	No			OK
Norland NEA 155	Epoxy	150	Yes room T	Yes room T			-
Norland NEA 123	Epoxy UV light	150	Yes room T	Yes room T			-
Norland UVS 91	Epoxy UV light + 50 ° C	150	Yes room T	Yes room T			-
Stesalit 4411 W	fibreglass	380			Yes T~75 ° C	No effect	OK
Vectra C 150	Liquid crystal polymer	142			Yes room T	No effect	OK
Ryton R4	polysulphur phenylene	336			Yes room T	Gain loss	-
PEEK (crystalline)	Poly Ether Ether Ketone	260	No	No			OK
EPDM	Copolymer ethylene propylene	300	Yes room T	Yes room T			-
PVDF	Fluorinated polyvinylidene	500	Yes room T	Yes room T			-
Viton	Fluorinated copolymer	412	Yes room T	Yes room T			-
CMS card		125	No	No			OK
CMS Chips		1.5	No	No			OK
CMS Al pipes		167	No	No			OK

TAB. 4.4 - Tests de dégazage de différents matériaux et colles [36].

Les bulleurs contenant de l'huile siliconée, si leur utilisation ne peut être évitée, devront être placés en sortie loin de la chambre afin d'éviter la contamination du gaz dans le volume actif par du silicium.

Le cadre et d'autres pièces mécaniques en contact avec le gaz peuvent être réalisées en Stesalit[®], en Vectra[®], en PEEK ou en verre. Ce sont les colles et résines utilisées pour le montage de ces différents éléments qui posent les problèmes les plus importants. Pour la plupart leur compatibilité avec le DME, ou même avec tout autre gaz, est mauvaise. Les produits qu'elles dégazent sont des agents polluants et provoquent un vieillissement prématuré des détecteurs dans lesquels elles sont utilisées. Sur les 16 colles ou résines testées en dégazage que l'on retrouve dans le tableau 4.4, 4 dont une à froid, peuvent servir dans la réalisation de MSGC. Mais l'utilisation des colles qui polymérisent à chaud (80 °C) pose le problème mécanique des coefficients de dilatation des éléments à maintenir ensemble. Il faut éviter de soumettre le verre sur lequel les pistes sont déposées à des contraintes mécaniques.

4.4 Conclusion

Lors de cette campagne de mesures, différents mélanges gazeux ont été testés. Dans un premier temps le choix du gaz absorbeur s'est fait entre le DME, le méthane, le dioxyde de carbone ou une combinaison de deux de ces gaz, en association avec de l'argon. Dans un deuxième temps des mesures comparatives des mélanges Ar - DME et Ne - DME, ont été menées pour choisir le gaz rare.

Il ressort de cette étude que le mélange le plus adéquat aux bon fonctionnement des MSGC dans CMS est le mélange 50% Ne + 50% DME.

Le DME est un gaz qui réagit avec un certain nombre de matériaux. Les produits de réaction pouvant avoir un effet néfaste sur les détecteurs, il est nécessaire de souligner que l'utilisation de ce gaz doit s'accompagner d'une attention particulière au choix des matériaux.

Chapitre 5.

Formes des électrodes

5.1 Introduction

Pour les MWPC le gain dépend du rayon des fils. De la même manière, le gain des MSGC dépend des largeurs des anodes et des cathodes. Plusieurs études [38, 39] montrent qu'en diminuant celle des anodes et en augmentant celle des cathodes, pour un gaz donné et à tensions égales, le gain est plus fort. Cependant il faut aussi prendre en considération les tensions de claquage qui limitent le gain. La tension maximum appliquée aux cathodes est optimale pour des pistes de largeur de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$ pour les anodes et $100\ \mu\text{m}$ pour les cathodes. De plus les tensions de claquage peuvent être repoussées par une optimisation du dessin des pistes, tout particulièrement de l'extrémité des cathodes.

Les phénomènes de décharges entre les électrodes occasionnent des dégradations irréversibles du détecteur. Elles provoquent une érosion des pistes par évaporation du métal, qui peut aller jusqu'à la coupure d'une à plusieurs anodes comme le montrent les photographies 5.1 et 5.2 prises au microscope électronique.

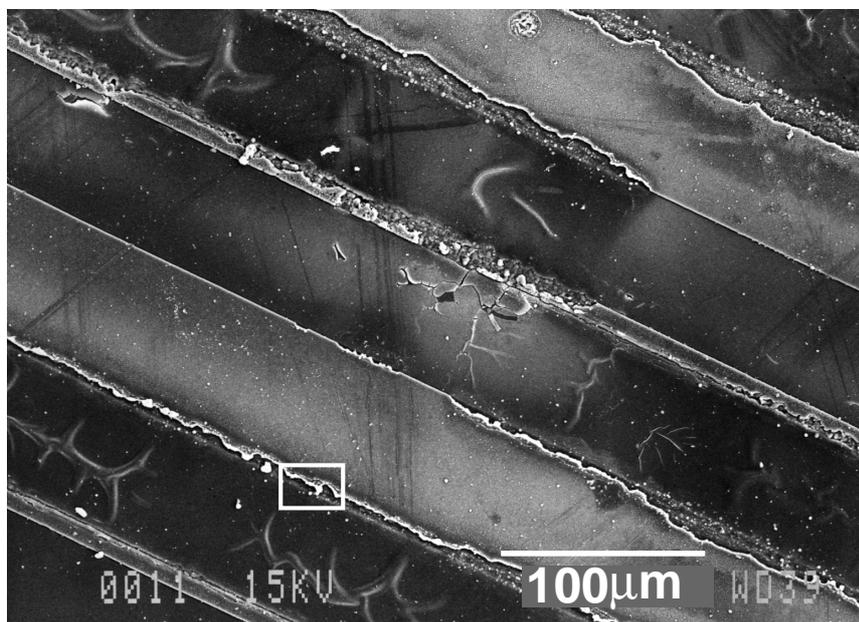


FIG. 5.1 - Photographie au microscope électronique des pistes anodes et cathodes d'un détecteur après des tests.

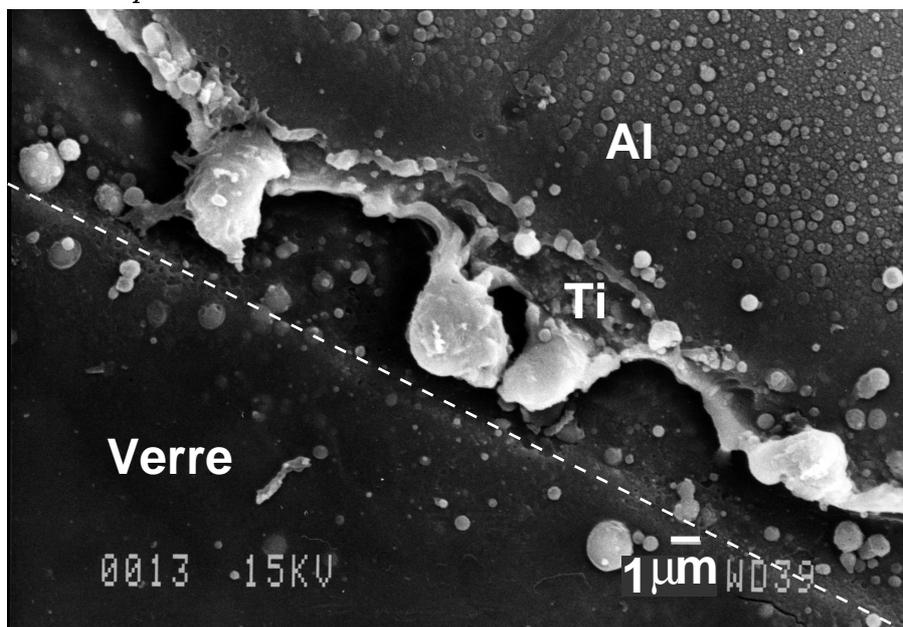


FIG. 5.2 - Photographie au microscope électronique du bord d'une cathode. La ligne en pointillés indique le bord de la cathode avant détérioration. La couche d'accrochage en titane apparaît sous la couche d'aluminium.

La tension de claquage dépend de la composition du mélange gazeux. Le gaz absorbeur a la propriété d'absorber les rayonnements ultraviolets émis lors des processus d'ionisation et d'avalanche et qui sont responsables de réémission d'électrons par les cathodes. Pour les chambres à fils dans le cas général, en augmentant la proportion de ce gaz dans le mélange l'absorption est favorisée, le domaine de proportionnalité est élargi et la tension limite avant claquage est repoussée [18].

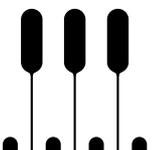
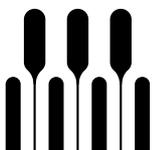
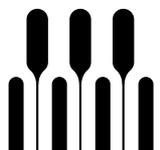
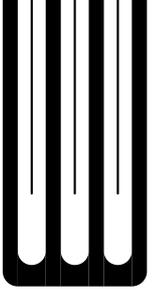
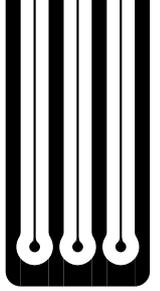
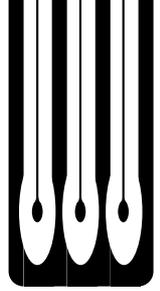
La forme des électrodes déposées sur le substrat est un paramètre qui n'existait pas dans les chambres à fils classiques et qu'il faut prendre en considération. Alors que dans les chambres à fils les électrodes sont constituées de fils cylindriques tendus, dans les MSGC les pistes présentent un profil approximativement carré et un dessin particulier aux extrémités. Ces formes des électrodes sont susceptibles d'occasionner des effets de pointe. Le profil dépend des techniques de gravure. Par contre le dessin des électrodes peut être modifié pour minimiser les effets indésirables.

La zone la plus sensible est la fin des cathodes, du côté de lecture des anodes. Un détecteur dans lequel ne circulait que de l'argon est resté sous tensions : -1200 V pour le plan de dérive et -420 V pour les cathodes. Les phénomènes de claquage ont ainsi été entretenus pendant quelques heures. Les mesures des capacités des anodes par rapport au plan de masse ont montré par la suite que toutes les pistes, à quelques exceptions près, étaient coupées peu après le plot de connexion. De plus la feuille d'aluminium qui sert de cathode de dérive porte des traces carbonées uniquement au niveau des régions correspondant aux fins de cathodes. Cette zone est reconnue pour être la source principale des problèmes de claquage [19, 40, 2].

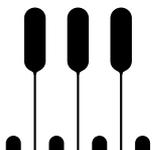
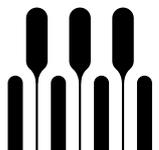
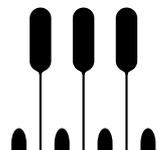
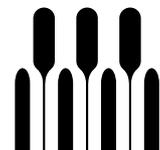
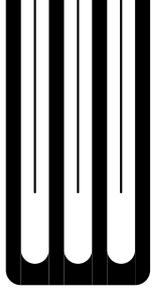
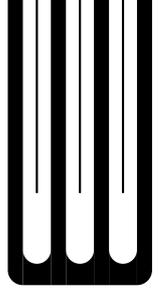
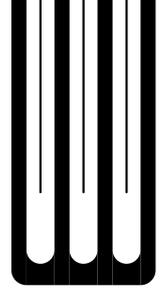
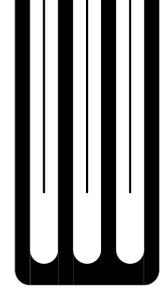
5.2 Optimisation du dessin

Afin d'optimiser le gain d'une chambre, deux solutions pouvant être complémentaires sont envisagée : une optimisation du dessin des pistes, et la protection par un diélectrique des points sensibles.

Deux masques avec différents dessins d'électrodes (tab. 5.1 et 5.2) ont servi à réaliser trois détecteurs destinés à cette étude, notés par la suite P1, P2_a et P2_b. Les largeurs d'électrodes, 9 μm pour les anodes et 70 μm pour les cathodes, ainsi que le pas de 200 μm entre anodes, ont été maintenus constants. Les indications chiffrées des figures 5.3, 5.4 et 5.5 doivent être divisées par 25 pour avoir les dimensions en micromètres. Pour les dessins 2 et 3 les fins de cathodes sont elliptiques avec un rapport 1/2.

Dessin n°	0	1b	1c
fin de cathodes			
fin d'anodes			

TAB. 5.1 - Masque 1 utilisé pour le détecteur P1.

Dessin n°	0	1	2	3
fin de cathodes				
fin d'anodes				

TAB. 5.2 - Masque 2 utilisé pour les détecteurs P2_a et P2_b.

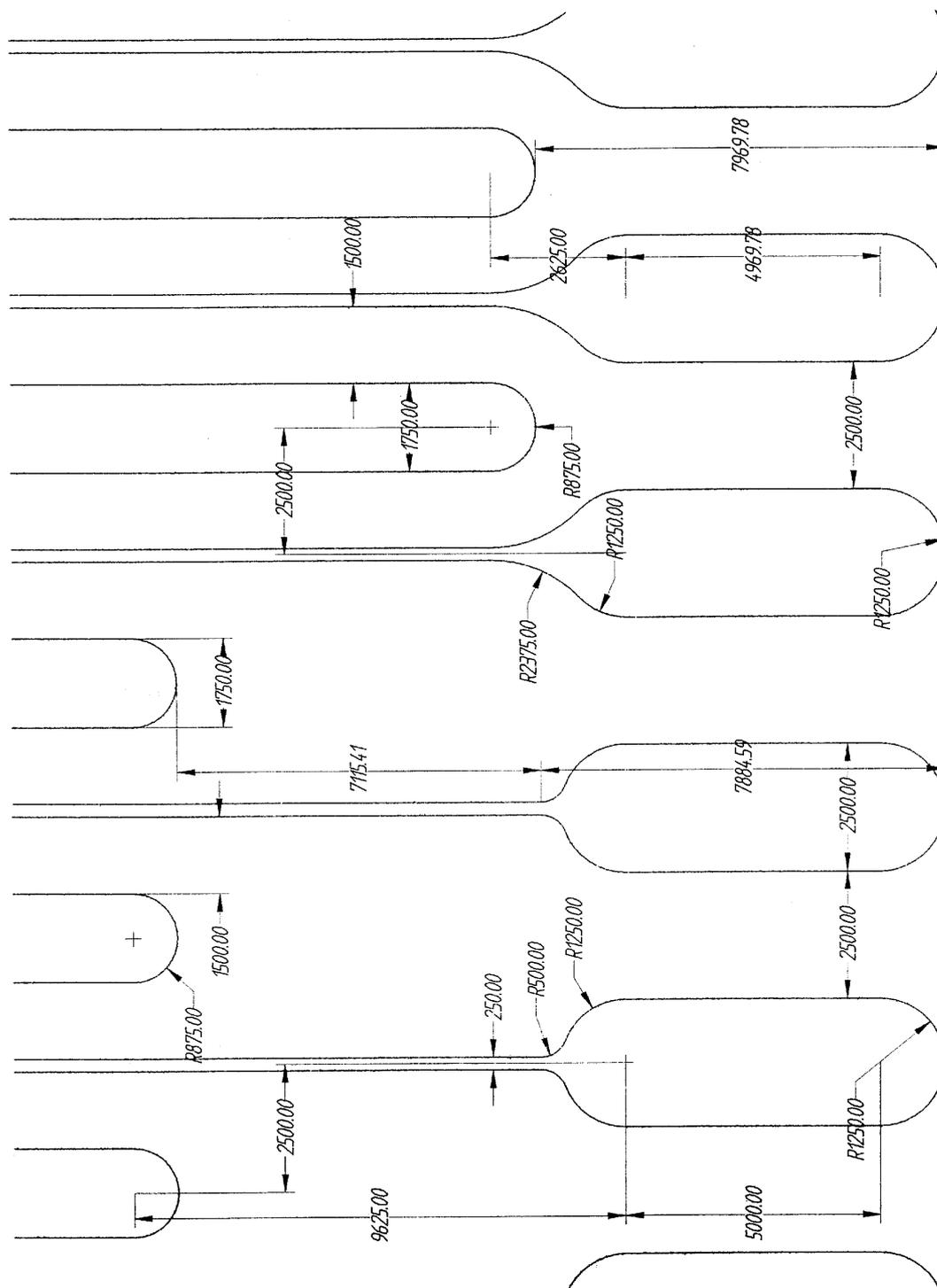


FIG. 5.3 - Schéma des électrodes : fins des cathodes (dessins 0 et 1).

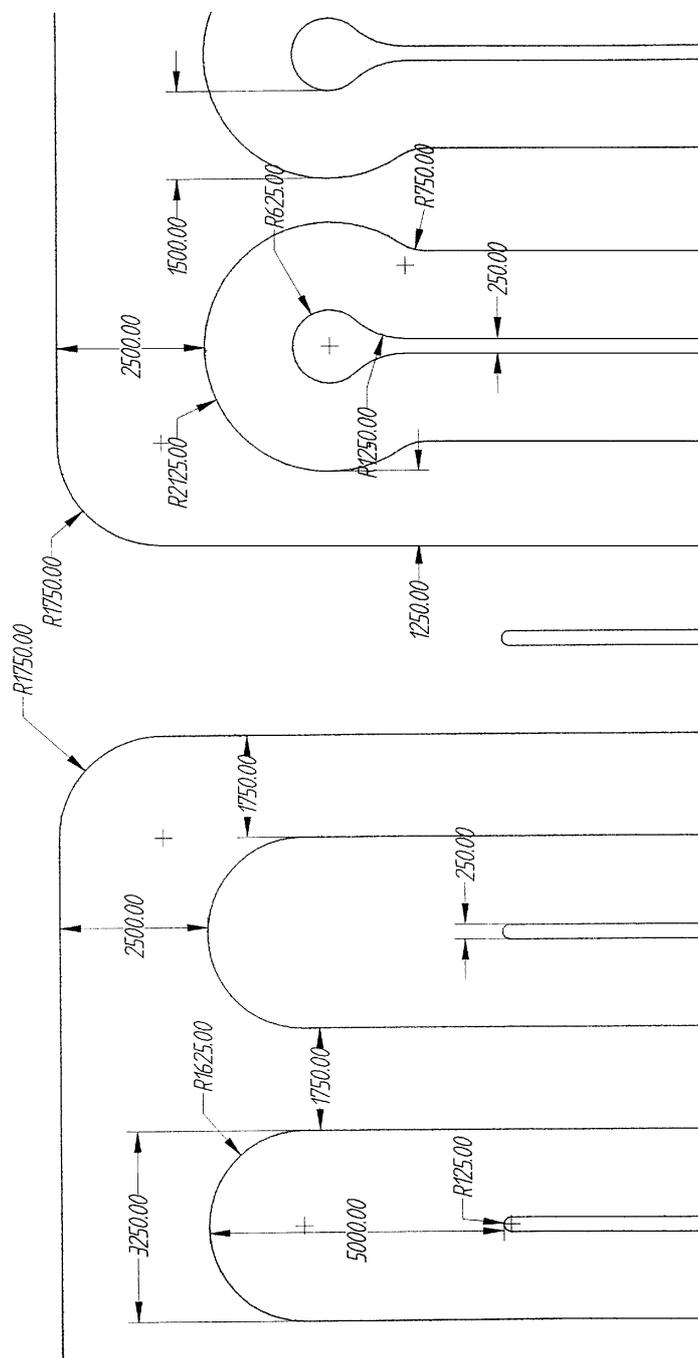


FIG. 5.4 - Schéma des électrodes : fins des anodes (dessins 0 et 1b).

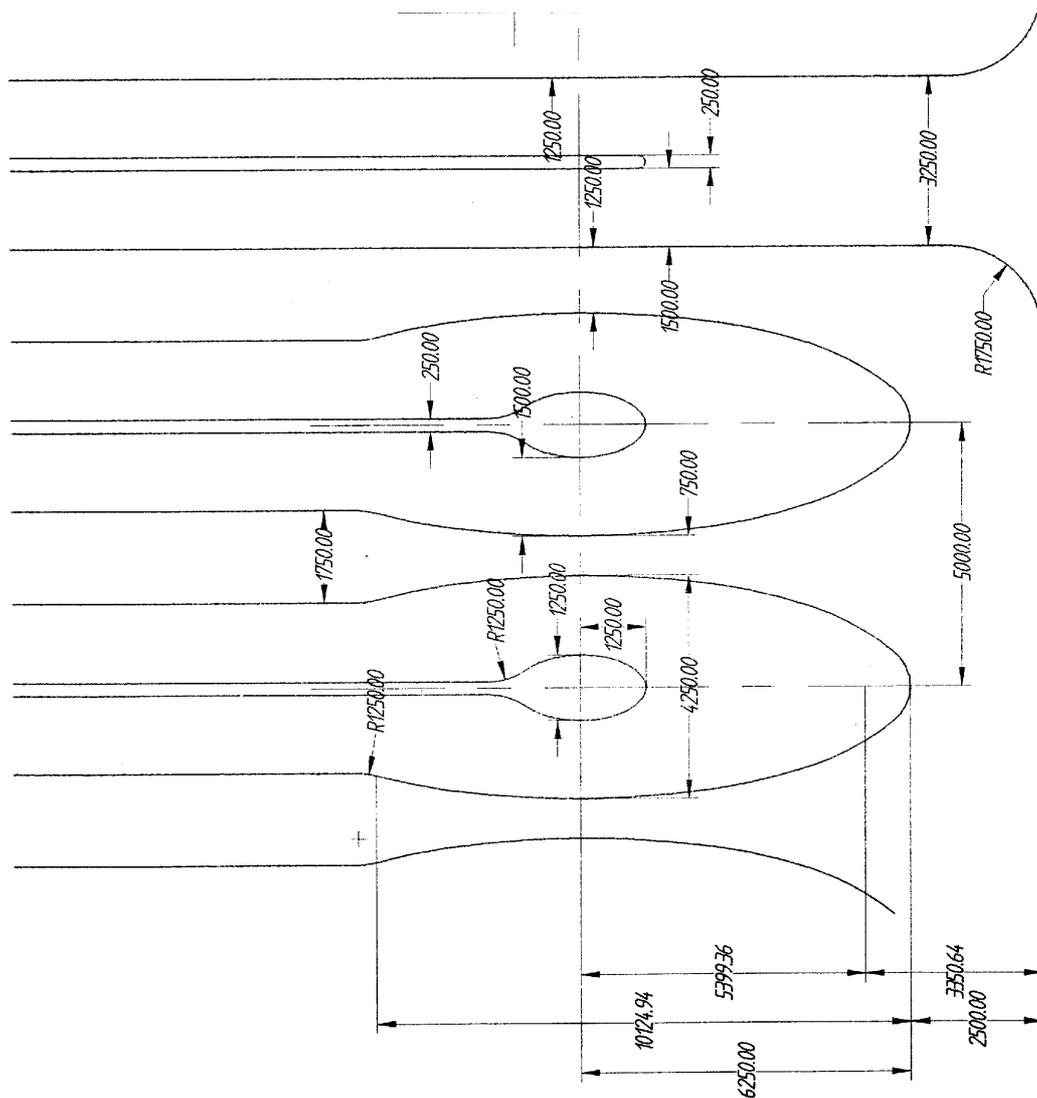


FIG. 5.5 - Schéma des électrodes : fins des anodes (dessin 1c).

Des simulations électrostatiques en deux dimensions ont été faites à l'aide du programme ELECTRO. Les effets dus au profil des pistes ont été négligés. Aussi les valeurs du champ calculées sont-elles sous-estimées. Cependant ces simulations permettent de localiser les points où le champ est maximum.

Les détecteurs étaient munis d'un plan de dérive semi-transparent en verre métallisé. Ce montage permettait de localiser visuellement les étincelles. Le gaz circulant dans la chambre était un mélange 90% Ar + 10% DME. La tension de dérive était de -1200 V pour une distance de dérive de 3 mm et les anodes étaient mises au potentiel de 0 V. La limitation de courant de l'alimentation des cathodes était réglée à $10 \mu\text{A}$. La différence de potentiel entre les anodes et cathodes est alors augmentée jusqu'à ce qu'une étincelle soit observée et que la limitation de courant de l'alimentation joue son rôle et ramène la tension sur les cathodes à 0 V.

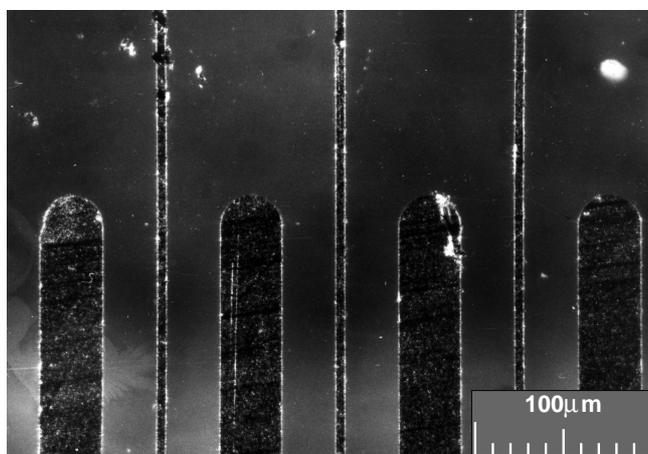


FIG. 5.6 - Photographie des fins de cathodes avant les tests.

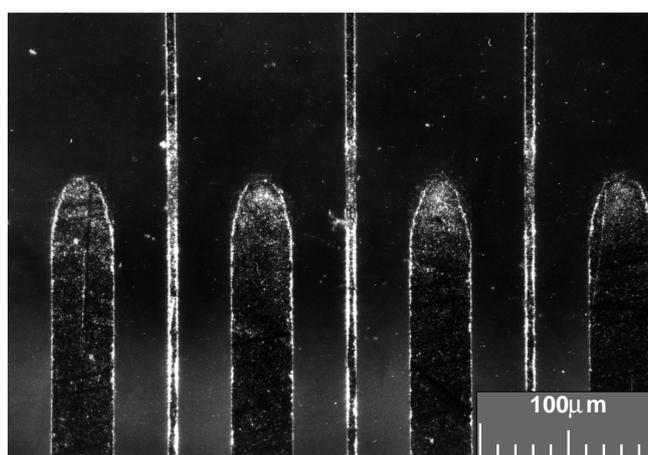


FIG. 5.7 - Photographie des fins de cathodes après les tests.

La photographie 5.6 montre les fins de cathodes pour le dessin 0, avant les tests. Cette même région a été photographiée à nouveau après les tests. Sur cette deuxième photographie 5.7, on peut voir que les cathodes sont attaquées de part et d'autre, aux points où le champ électrique est le plus fort selon les simulations électrostatiques. On

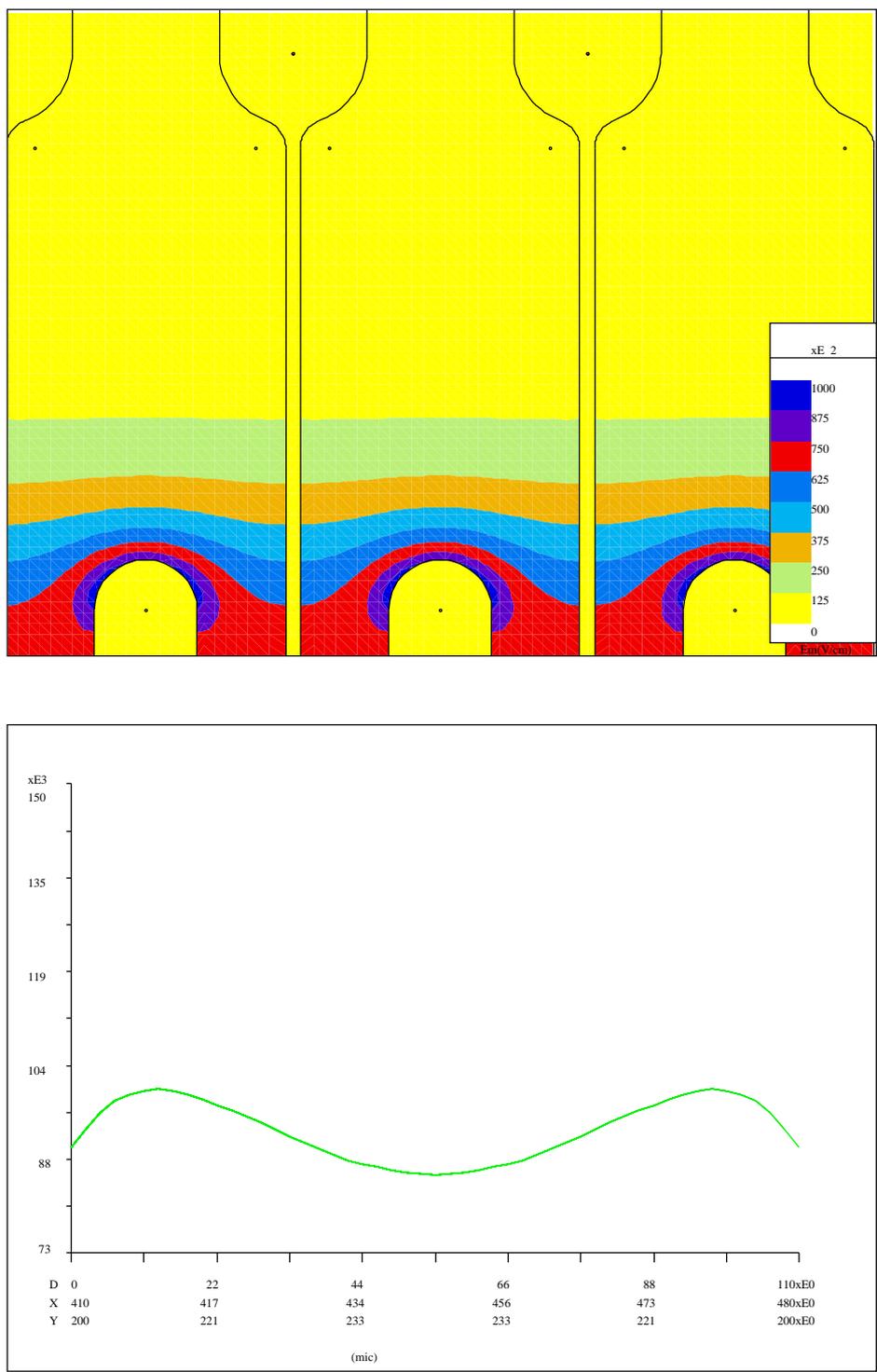


FIG. 5.8 - Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 0.

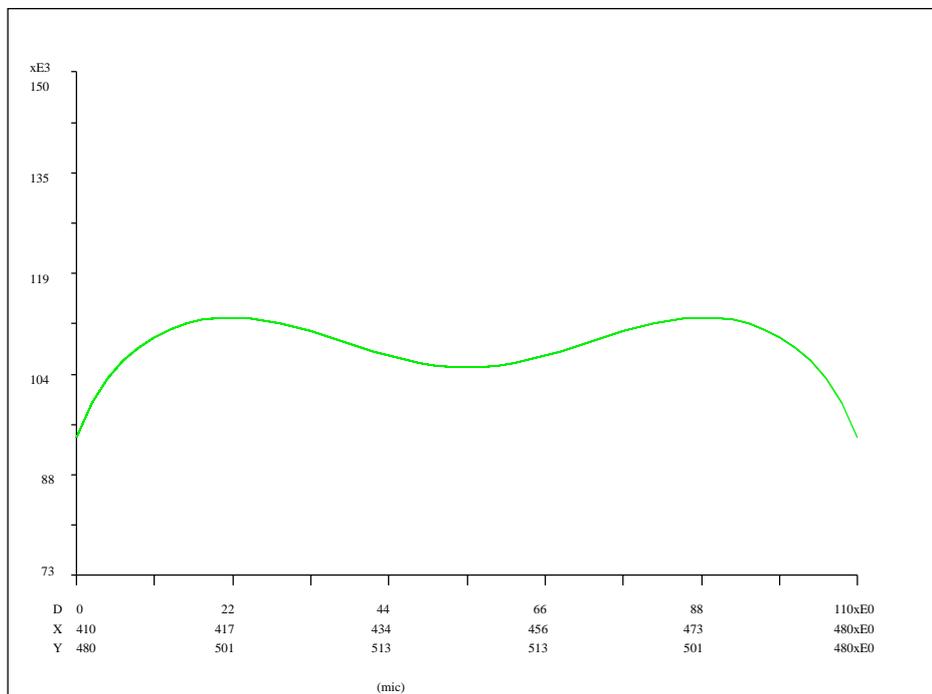
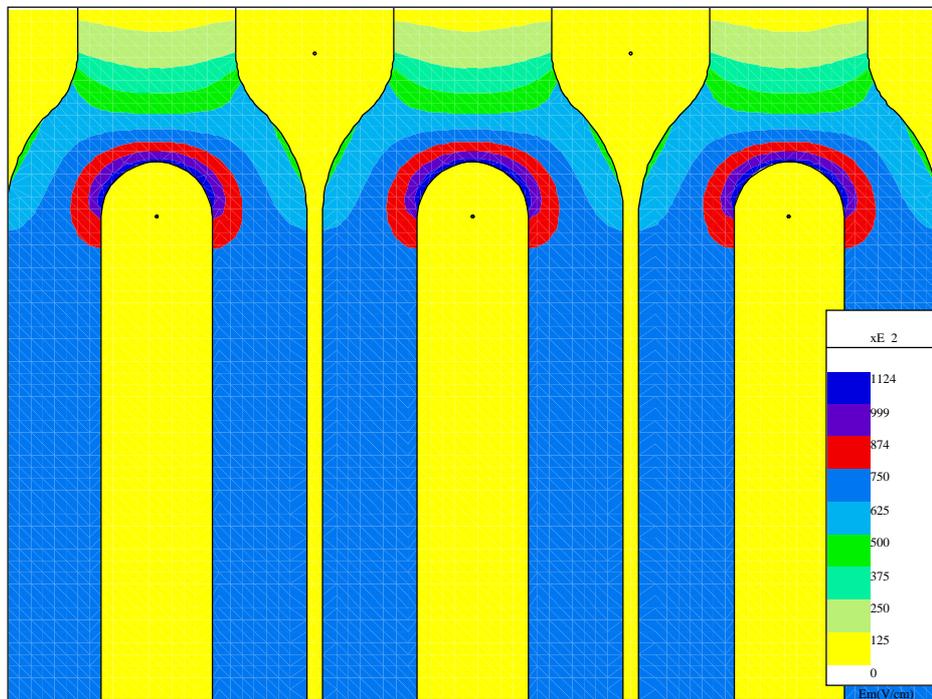


FIG. 5.9 - Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 1.

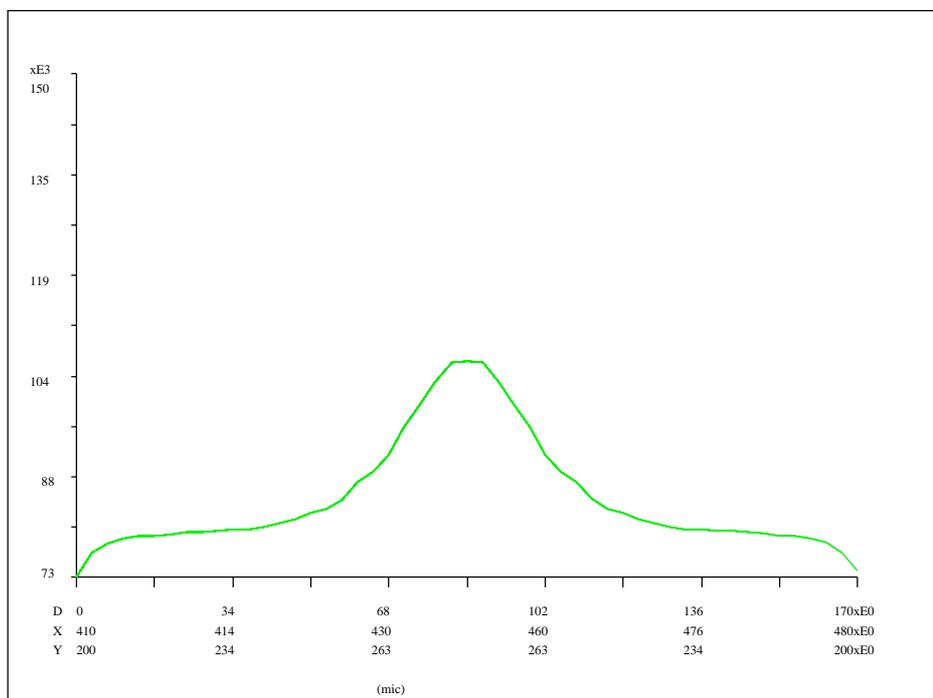
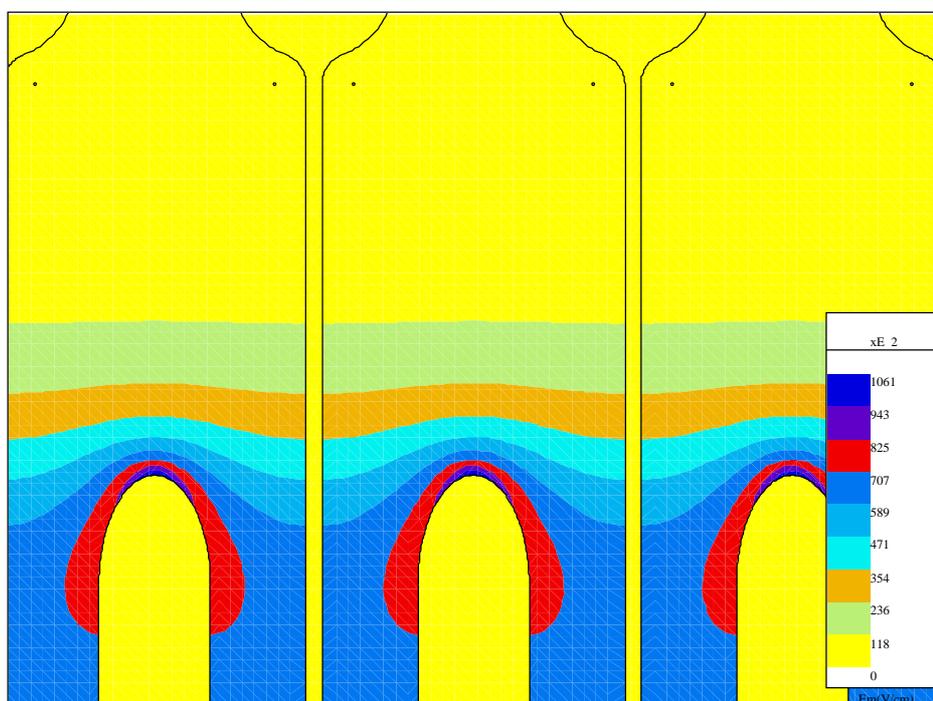


FIG. 5.10 - Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 2.

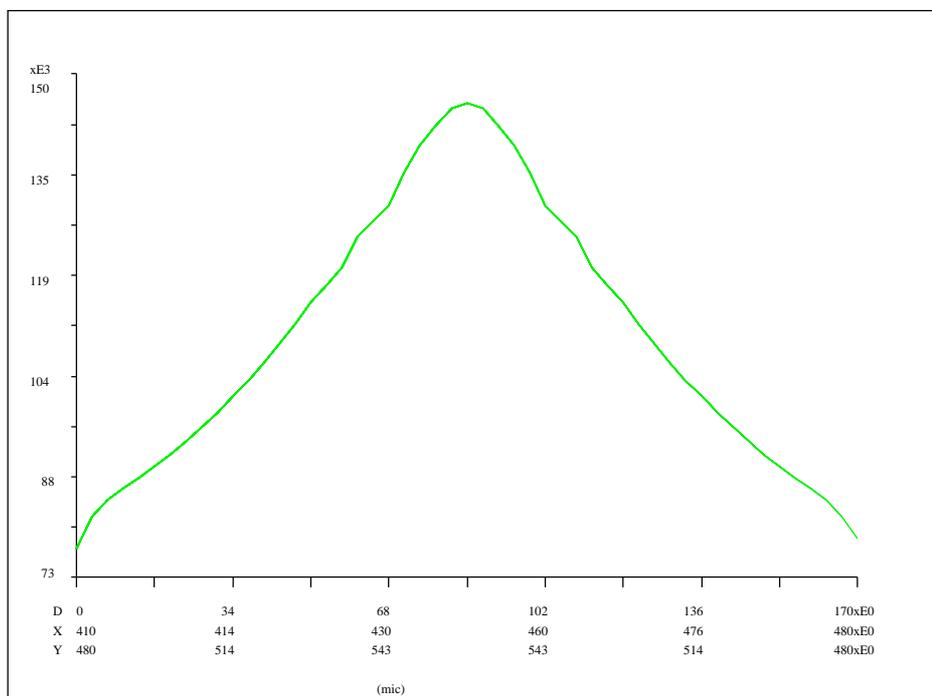
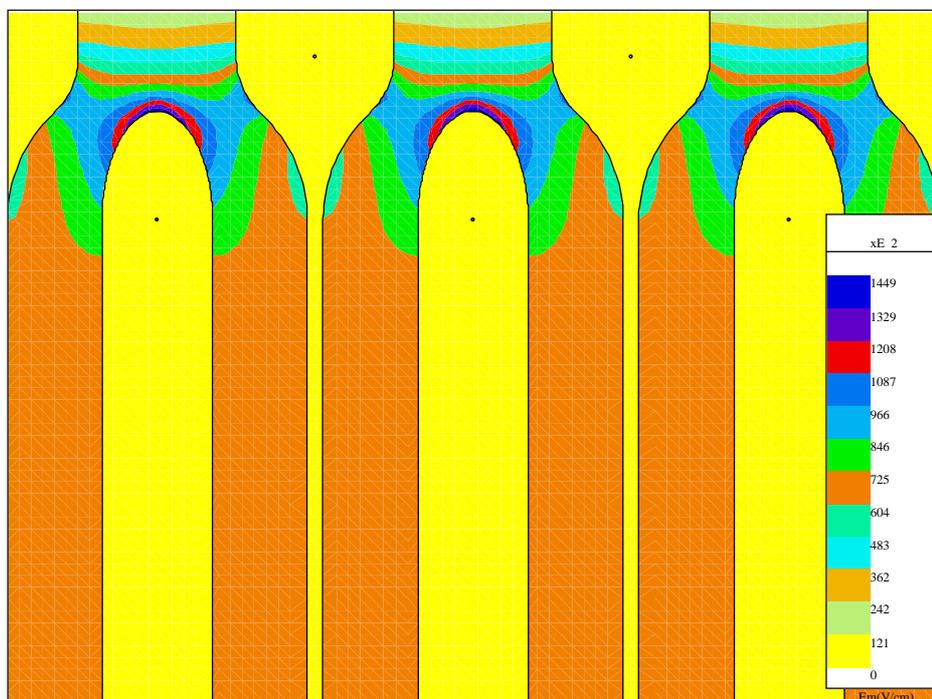


FIG. 5.11 - Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 3.

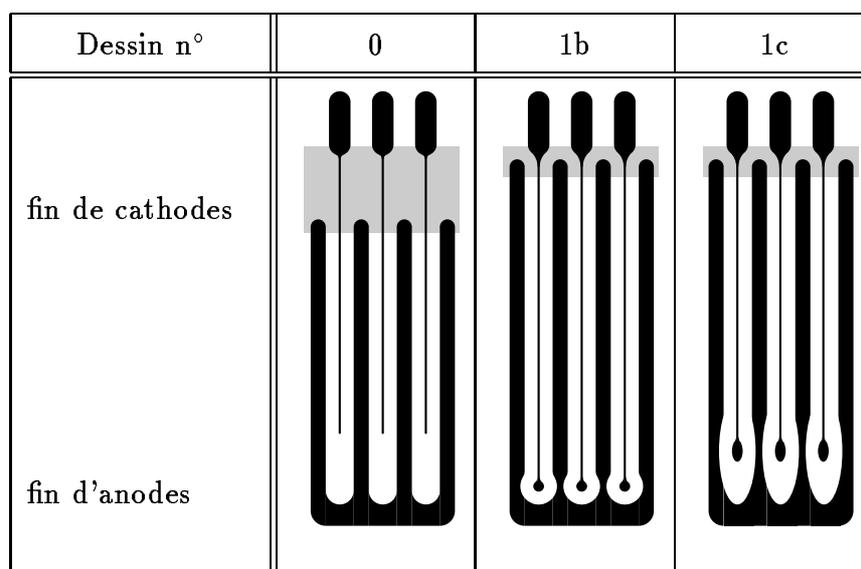
remarque aussi une dégradation des pistes anodes au même niveau.

Une première série de mesures a été menée avec le détecteur P1 réalisé à partir du masque 1.

Dessin n°	0	1b	1c
Tension cathodes sans protection	-455 ± 5 V	-485 ± 5 V	-475 ± 5 V
Gain	1800	3300	2700
Localisation des décharges	fin des cathodes		
Tension cathodes avec protection	-485 ± 5 V		
Gain	3300		
Localisation des décharges	défauts sur les pistes		

TAB. 5.3 - Tensions cathodes limites avant décharges et gains correspondants pour le détecteur P1 (masque 1).

Les résultats présentés dans le tableau 5.3 montrent que les dessins 1b et 1c, pour lesquels les cathodes sont plus longues, supportent des tensions plus élevées avant décharge. Une augmentation de 30 V de la tension cathode entraîne une multiplication du gain d'un facteur 2.



TAB. 5.4 - Zones protégées sur le détecteur P1 (masque 1) avec de la colle diélectrique (Epotecny 505).

En protégeant cette zone (tab 5.4), fins des cathodes, avec une colle diélectrique (Epotecny 505), pour les trois dessins la tension des cathodes est poussée jusqu'à -485 V

avant d'observer la première étincelle. Les décharges apparaissent alors au niveau des défauts des pistes. Pour le dessin 0, ces points ont aussi été protégés avec la colle. Ce qui a permis d'augmenter la tension cathodes à 530 V et de multiplier le gain potentiel de la chambre par un facteur 4 à 5. Le tableau 5.5 rassemble tous les résultats obtenus pour ce premier dessin qui est le dessin de base.

Protection	Tension cathodes de claquage	Localisation des décharges
sans protection	-450 ± 5 V	fin des cathodes
protection des fins de cathode	-480 ± 5 V	défauts le long des pistes
protection des fins de cathode et des défauts	-530 ± 5 V	fin des anodes
protection des fins de cathode, des défauts et des fins d'anodes	-530 ± 5 V	aléatoire

TAB. 5.5 - Localisation des décharges dans les MSGC pour le dessin 0, et effets de la protection par une colle diélectriques des points sensibles, pour le détecteur P1 (masque 1).

Deux autres détecteurs (P2_a et P2_b) ont été réalisés à partir du masque 2. Il y a huit groupes de cathodes sur un détecteur. A chaque dessin correspond deux groupes, et chaque groupe est testé indépendamment des autres. Les premières mesures faites sur ces deux nouveaux prototypes, sans protection ont montré des tensions de claquages (tab. 5.6) plus élevées que celles obtenues avec le détecteur P1.

Dessin n°	groupe cathodes	P2 _a	P2 _b
0	C ₁	-537 ± 5	-530 ± 5
	C ₂	-509 ± 10	-510 ± 5
1	C ₃	-510 ± 10	-480 ± 10
	C ₄	-505 ± 20	-470 ± 10
2	C ₅	-527 ± 10	-520 ± 5
	C ₆	-493 ± 20	-510 ± 5
3	C ₇	-490 ± 10	-500 ± 10
	C ₈	-485 ± 15	-500 ± 10

TAB. 5.6 - Tension de claquage sur les cathodes pour les détecteurs P2_a et P2_b (masque 2).

Afin de vérifier qu'il ne s'agissait pas d'un effet de température, les mesures ont été refaites avec le détecteur P2_a en le plaçant dans l'étuve et pour deux températures (tab. 5.7). La tension de claquage ne varie pas dans le domaine compris entre 20 ° C et 30 ° C.

Dessin n°	groupe cathodes	20 ° C	30 ° C
0	C ₁	-529 ± 9	-521 ± 3
	C ₂	-503 ± 5	-508 ± 3
1	C ₃	-492 ± 22	-493 ± 20
	C ₄	-493 ± 24	-488 ± 18
2	C ₅	-503 ± 5	-500 ± 5
	C ₆	-493 ± 5	-490 ± 3
3	C ₇	-454 ± 10	-463 ± 8
	C ₈	-468 ± 9	-466 ± 7

TAB. 5.7 - Tension de claquage sur les cathodes à 20 et 30 ° C pour le détecteur P2_a (masque 2).

Sur ce même détecteur, des mesures ont été faites à 20 ° C, après différents temps de polarisation. Au lieu de faire varier la tension sur le groupe de cathodes immédiatement de 0 V jusqu'à la tension de claquage le groupe de cathode étudié est mis au potentiel de -350 V pendant un temps variant de 40 minutes à 1 ou 2 jours. Ce n'est qu'après ce laps de temps que la tension sur les cathodes est poussée jusqu'à la tension de claquage. Les résultats obtenus (tab. 5.8) ne font pas apparaître de modification nette de la tension de claquage en fonction du temps de polarisation.

Dessin n°	groupe cathodes	40'	80'	120'	1 à 2 jours
0	C ₁	-531 ± 6	-529 ± 5	-531 ± 5	-533 ± 3
	C ₂	-513 ± 3	-519 ± 4	-516 ± 2	-516 ± 3
1	C ₃	-504 ± 15	-514 ± 5	-522 ± 5	-497 ± 16
	C ₄	-470 ± 22	-489 ± 23	-480 ± 22	-482 ± 30
2	C ₅	-518 ± 6	-509 ± 14	-522 ± 10	-515 ± 3
	C ₆	-475 ± 17	-508 ± 9	-485 ± 20	-491 ± 18
3	C ₇	-481 ± 8	-489 ± 13	-491 ± 15	-486 ± 14
	C ₈	-471 ± 17	-479 ± 14	-480 ± 14	-477 ± 15

TAB. 5.8 - Tension de claquage après différents temps de polarisation à -350 V sur les cathodes pour le détecteur P2_a (masque 2).

Les tensions de claquages mesurées avec les détecteurs P2_a et P2_b sont non seulement plus élevées que celles mesurées sur le détecteur P1, mais elles sont aussi peu différentes d'un groupe de cathodes à l'autre. En recherchant ce qui différenciait les prototypes P2_a et P2_b du prototype P1, il est apparu que les plaques de verre Schott D263 ayant servi proviennent de deux lots différents. Il est probable que la résistivité des échantillons du second lot soit différente de celle des échantillons du premier. Les données obtenues avec les prototypes P2_a et P2_b ne sont pas comparables à celles obtenues avec le prototype P1.

Les résultats de ces mesures montrent que la forme des électrodes devient un paramètre d'autant plus important que les tensions de claquage sur un détecteur sont basses.

D'après les simulations électrostatiques le dessin 1 est le plus adapté des quatre dessins

étudiés. La variation du champ est la plus faible. De plus en cas de décharge dans la zone des fins de cathodes, elle se ferait plus probablement entre la cathode et les plots de soudure des anodes voisines. Il y a donc moins de risque que les anodes soient coupées comme cela a été observé pour le dessin 0.

5.3 Conclusion

Le problème de claquage dans les MSGC est un problème important.

Ce problème peut être résolu par une optimisation du dessin des pistes et par une protection des régions critiques. Cette protection, pour notre étude, était faite par une colle diélectrique. Ce qui est la solution la plus simple à mettre en oeuvre. Le dépôt d'une couche de SiO_2 demande des techniques plus complexes et plus chères [2].

Les mesures présentées ici montrent que le dessin 1, pour lequel les pistes cathodes avec une terminaison circulaire se prolongent jusqu'au niveau des plots de soudure des anodes, présente un champ plus uniforme et supporte mieux les tensions.

Chapitre 6.

Substrat

6.1 Introduction

Par rapport aux chambres à fils classiques, un nouveau paramètre existe dans le cas des MSGC : le substrat. La gamme des matériaux utilisés comme substrat comprend les verres et des plastiques. Ces derniers plus souples, permettent de concevoir des détecteurs avec des géométries cylindriques [41]. Mais, pour les détecteurs plans, le matériau le plus utilisé reste le verre.

Alors que le substrat ne devait tenir qu'un rôle neutre de support mécanique aux pistes, il apparaît que son influence sur le mode de fonctionnement du détecteur en fait un des paramètres les plus importants et le moins bien compris. Le vieillissement des MSGC sous irradiation et la réponse au flux dépendent du substrat et de sa résistivité de surface [3].

Le choix du matériau utilisé est essentiel pour assurer un bon fonctionnement du détecteur dans les conditions qui existeront auprès du LHC : un fort taux de radiation et des flux de particules importants.

Les qualités recherchées pour le substrat sont :

- une bonne qualité de surface pour assurer une bonne adhésion du métal ;
- une résistivité faible pour limiter l'accumulation de charges ;
- une épaisseur minimum et une densité faible pour minimiser les interactions des particules avec la matière ;
- un coût faible.

Le verre de Moscou présente de bonnes caractéristiques physiques pour son utilisation comme substrat dans les MSGC. Mais il n'est pas disponible en plaque de faible épaisseur et il est cher.

Les verres moins onéreux et disponibles en plaques de faible épaisseur (jusqu'à 200 μm) sont des verres de résistivité élevée. Leur réponse aux radiations et au flux sont moins

bonnes. Il est possible de modifier la composition d'un verre par dopage pour se rapprocher de celle du verre de Moscou. Ces modifications se font en volume. Cependant une étude menée à l'IReS de Strasbourg [26] a montré que les effets de volume du substrat sont négligeables et que seules les propriétés de surface sont importantes. L'intérêt s'est alors porté sur d'autres techniques comme celle des couches minces qui permet de modifier la surface du substrat avec une grande maîtrise. Des matériaux comme l'oxyde de silicium, le carbone amorphe [42] ou le saphir enrichi en tantale [43], sont déposés en couche mince sur un substrat, généralement en verre, avant ou après le dépôt des pistes. Le verre n'a alors réellement qu'un rôle mécanique et les caractéristiques électriques de surface sont celle de la couche mince. Les détecteurs réalisés avec cette technique donnent des résultats satisfaisants en tenu aux radiations et aux flux élevés.

6.2 Analyse des verres

Les propriétés optiques, métallurgiques et électroniques du verre sont déterminées par sa composition chimique. Pour les MSGC une conductivité électronique est préférable à une conductivité ionique pour laquelle ce sont les ions positifs, et non les électrons, qui sont mobiles. Le déplacement de ces ions implique une modification dans le temps de la structure du verre et donc de ses caractéristiques électriques. Mais surtout, pour éviter l'accumulation de charges à la surface, une faible résistance surfacique est nécessaire. Les études des verres ont montré qu'une faible résistance surfacique est essentiellement liée à la forte teneur en éléments de transition comme le fer, qui de plus favorisent une conductibilité à prédominance électronique.

Différents verres ont été analysés au laboratoire PHASE [46, 47]: les verres Corning 7059 et 7740, Schott D263 et D211 et le verre de Moscou.

Le verre de Moscou (verre Pestov) ou le verre équivalent S8900 fabriqué par Schott, est connu pour sa faible résistivité (10^9 à $10^{12} \Omega \text{ cm}$) et pour une bonne stabilité dans le fonctionnement des MSGC [44, 45].

Les autres verres sont des candidats potentiels pour la réalisation des MSGC. Ils sont disponibles dans de faibles épaisseur et ils présentent un très bon état de surface, mais ils sont caractérisés par de fortes résistivités (jusqu'à $10^{15} \Omega \text{ cm}$).

Les différentes techniques d'analyse utilisées sont complémentaires et ont permis d'obtenir des renseignements tant qualitatifs que quantitatifs. L'analyse par activation neutronique permet l'identification de la plupart des éléments contenus dans un échantillon. Dans le tableau 6.1 ne sont pas mentionnées les teneurs en silicium et oxygène qui sont les principaux constituants des verres.

élément	Moscou	D263	D211	7059	7740
Na (sodium)	$0,125 \pm 0,009$	$3,7 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,2$	$0,046 \pm 0,004$	$1,63 \pm 0,09$
Al (aluminium)		$2,11 \pm 0,06$	$0,41 \pm 0,02$	$4,0 \pm 0,1$	$0,33 \pm 0,01$
K (potassium)		$3,2 \pm 0,3$	$3,2 \pm 0,3$	$0,06 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,06$
Ti (titane)		$1,9 \pm 0,2$	$1,57 \pm 0,07$		
V (vanadium)	$2,51 \pm 0,08$				
Fe (fer)	$16,3 \pm 0,5$				
Zn (zinc)		$4,2 \pm 0,1$	$4,9 \pm 0,2$		
Sr (strontium)	$4,5 \pm 0,2$			$0,21 \pm 0,03$	
Sb (antimoine)		$0,098 \pm 0,005$	$0,26 \pm 0,01$	$0,080 \pm 0,004$	
Ba (barium)	26 ± 1			$19,9 \pm 0,6$	$0,015 \pm 0,003$

TAB. 6.1 - Composition des verres en fraction massique (%), résultats obtenus par activation neutronique.

Le verre de Moscou contient une faible proportion de sodium, moins de 1%, et une quantité importante de fer et de baryum, plus de 15% chacun.

Les verres D263 et D211 sont assez semblables. Ils contiennent du sodium, du potassium, du titane et du zinc dans les mêmes proportions de l'ordre de quelques pour cent. Le fer n'entre pas dans leur composition. Le verre D263 contient un peu plus d'aluminium et le verre D211 contient un peu plus d'antimoine.

Le verre Corning 7059 contient de très faibles quantités de sodium, de potassium et d'antimoine, quelques pour cent d'aluminium et une très forte concentration de baryum, plus de 15%. Le fer n'entre pas dans sa composition.

Le verre 7740 contient quelques pour cent de sodium, moins de 1% d'aluminium et de potassium. Il ne contient pas non plus de fer.

La concentration d'alcalins de faible numéro atomique (sodium et potassium) de quelques pour cent dans les verres Schott D263, D211 et Corning 7740, fait que la conductibilité de type ionique est prédominante pour ces verres.

Le fer présent en grande quantité dans le verre de Moscou est à l'origine de la conductibilité électronique de ce verre.

Le verre Corning 7059 ne contient que très peu d'éléments alcalins de faible numéro atomique et une forte concentration de baryum comme le verre de Moscou. En raison de cette absence d'alcalins il ne présente pas de conductibilité ionique, mais il ne contient pas de fer responsable de la conductibilité électronique. Il est envisageable de donner à ce verre une conduction analogue à celle du verre de Moscou par des techniques de dopage.

Deux verres sont retenus pour réaliser des prototypes de tests : le verre Corning 7059 et le verre Schott D263.

Le verre Corning 7059 est le verre dont la composition chimique est la plus proche du verre de Moscou et qui peut être enrichi en fer par des techniques d'implantation ou de diffusion.

Le verre Schott D263 est le verre le moins cher, qui présente une excellente qualité de surface et qui est disponible dans de grandes dimensions avec de très faibles épaisseurs, jusqu'à 100 μm .

6.3 Effets de différents traitements sur la résistivité surfacique

Certaines étapes de la réalisation d'un détecteur peuvent être à l'origine de modifications des caractéristiques du verre. Lors des procédures de nettoyage et de photolithographie, le substrat est plongé successivement dans différents bains chimiques : nettoyeurs ou solutions acides pour la lithographie qui peuvent modifier ses propriétés physiques et électriques. Or la résistance de surface du substrat est un paramètre important pour le bon fonctionnement des MSGC.

Les mesures de résistances surfaciques de deux verres, Schott D263 et Corning 7059, après nettoyage par différentes techniques, ou après élimination de différents dépôts sur du verre Schott D263, faites au laboratoire PHASE montrent qu'un effet important existe.

Solutions de nettoyage	Résistance surfacique (Ω)	
	Schott D263	Corning 7059
eau et solvant	$> 10^{15}$	10^{15}
Merck's Extran [®] (solution alcaline)	$3,7 \cdot 10^{12}$	10^{15}
Merck's Extran [®] recuit à 400°C sous N ₂	$1,2 \cdot 10^{12}$	-
Sulphochrome*	$2,6 \cdot 10^{13}$	$9 \cdot 10^{11}$
Sulphochrome* + acide fluorhydrique (10%)	$2,9 \cdot 10^{12}$	$3,1 \cdot 10^{13}$

*solution de bichromate de potassium ($K_2Cr_2O_7$) et d'acide sulfurique (H_2SO_4)

TAB. 6.2 - Résistance surfacique des verres Schott D263 et Corning 7059 après nettoyage par différentes solutions.

Quatre solutions chimiques ont été utilisées pour le nettoyage. La méthode la plus courante consiste à nettoyer les échantillons à l'aide d'une solution d'eau distillée et de solvant, alcool ou acétone. Cette technique ne doit pas avoir d'effet sur le verre. La seconde solution utilisée est une solution alcaline commerciale, le Merck's Extran[®], employée classiquement pour le nettoyage de verres et d'instruments d'optique. Enfin une solution de sulphochrome (acide sulfurique + bichromate de potassium) est utilisée pour le nettoyage des échantillons, éventuellement suivi d'un bain dans de l'acide fluorhydrique.

Les différences de résistance surfacique pour un même verre peuvent s'expliquer par sa perméabilité plus ou moins importante aux différents éléments chimiques.

La solution Merck's Extran[®] contient du sodium. Cet élément diffuse dans le verre Schott D263 et la résistance surfacique serait ainsi diminuée. Cet effet est amplifié en portant l'échantillon à une température de 400 ° C. Le verre Corning 7059 est donné comme imperméable au sodium ; sa résistance surfacique n'est pas modifiée par un nettoyage à l'Extran.

Après un nettoyage avec la solution sulphochrome la résistance de surface des deux verres est diminuée. Une explication plausible est que les ions de chrome contenus dans la

solution diffusent dans les deux verres, ou se déposent à la surface. Comme ils présentent des états multivalents ils permettent d'améliorer la conductivité de surface du verre.

L'effet de l'acide fluorhydrique peut être compris de la manière suivante. L'acide attaque le verre et enlève l'épaisseur contenant les ions de chrome. Le verre se retrouve dans un état proche de son état initial. Cette effet est plus important pour le verre Corning 7059 qui est très sensible aux solutions acides.

Nature du dépôt	Résistance surfacique (Ω)
-	$> 10^{15}$
Au déposé à froid	$> 10^{15}$
Au déposé à 300°C	$5,7 \cdot 10^{14}$
Ti	$6,6 \cdot 10^{12}$
Au sur Ti	$6,5 \cdot 10^{12}$

TAB. 6.3 - *Résistance surfacique du verre Schott D263 après élimination de différents dépôts.*

Différents dépôts métalliques ont été faits sur du verre Schott D263 puis enlevés à l'aide des solutions utilisées normalement pour faire la gravure des différents métaux.

L'or, même à température élevée, ne diffuse pas dans le verre.

De même que les ions de chrome, les ions de titane diffusent probablement dans le verre, et contribuent à diminuer la résistance de surface.

Les résultats de ces mesures regroupées dans les tableaux 6.2 [48] et 6.3, montrent l'importance que peut prendre toute manipulation du substrat.

6.4 Les verres Schott D263 et Corning 7059

Plusieurs prototypes ont été réalisés sur les deux verres retenus. Deux types de mesures ont été menées sur ces détecteurs : des mesures de conditionnement pour connaître leur comportement à la mise sous tension, et des mesures sous irradiation par des particules chargées.

6.4.1 Conditionnement

Sous le terme de conditionnement sont compris les phénomènes de variation de gain qui ont pu être observés après une modification de tension.

Pour cette étude le détecteur est monté sur le banc de tests munis des deux sources décrit dans le paragraphe 3.4.1. Les conditions de fonctionnement sont les suivantes : un mélange 90 % Ar + 10 % DME ; champ de dérive de 4 kV/cm ; tension de l'électrode arrière à 0 V.

Cette étude se fait en deux étapes. La source de Fe^{55} reste en permanence devant le détecteur avec le diaphragme de 0,5 mm.

1. Dans un premier temps les cathodes sont mises, très rapidement, à la tension de -420 V. Le gain varie et tend à se stabiliser en un temps allant d'une demie heure pour le verre 7059 à une heure pour le verre D263.
2. Dans un deuxième temps, les cathodes sont mises à une tension plus élevée (entre -460 V ou -470 V) pendant 30 minutes, période indiquée en ombrée sur les figures 6.1 et 6.2. En revenant à la tension de référence de -420 V le gain se stabilise à la valeur qu'il avait atteinte lors de la première mise sous tension après un temps de l'ordre de 20 à 30 minutes pour le verre Schott D263 et après près de deux heures pour le verre Corning 7059.

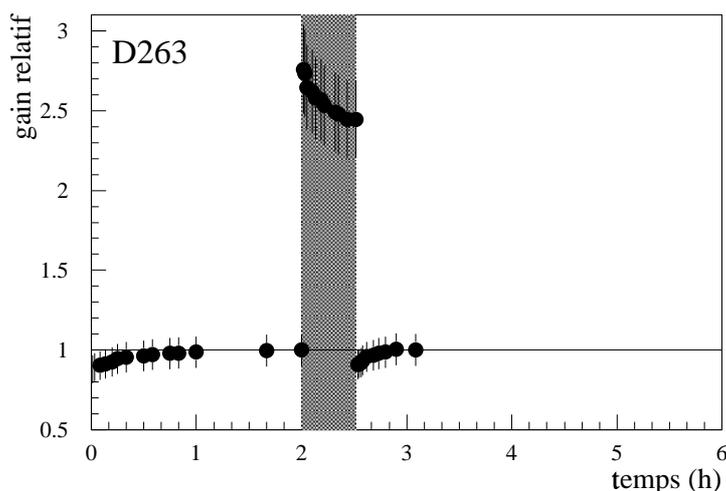


FIG. 6.1 - Conditionnement d'un détecteur réalisé sur le verre Schott D263.

La comparaison des verres se fait, en ce qui concerne les mesures de conditionnement, sur le temps au bout duquel le gain a atteint sa valeur d'équilibre et l'amplitude de

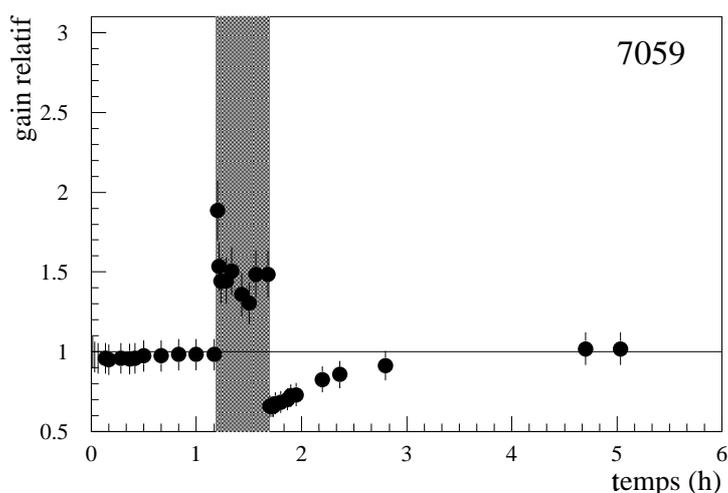


FIG. 6.2 - Conditionnement d'un détecteur réalisés sur le verre Corning 7059.

la variation. Ceci pour chacune des deux étapes. Le tableau 6.4 rassemble les résultats obtenus ainsi que les résistances surfaciques des verres.

Verre	Résistance surfacique (Ω)	Première étape :		Seconde étape :	
		temps	variation	temps	variation
D263	$> 10^{15}$	30'	12 %	20'	10 %
7059	10^{15}	20'	6 %	2 h 30'	35 %

TAB. 6.4 - Résistance surfacique, temps de conditionnement et variations du gain correspondantes pour les deux étapes de la mesure.

Les variations restent de l'ordre de grandeur de l'erreur estimée sur le gain, excepté pour la deuxième étape pour le détecteur sur le verre Corning 7059.

A la mise sous tension, deux phénomènes contribuent à la variation et à la stabilisation du gain : le conditionnement du verre et l'accumulation de charges à la surface du verre [49]. Le conditionnement s'explique par la migration d'ions et/ou d'électrons au sein de la structure du substrat sous l'action des différences de potentiel appliquées. Les ions alcalins, responsables de la conductivité ionique, sont mobiles dans le verre [50]. Les ions de sodium diffusent très facilement dans le verre Schott D263 [48].

Ces deux phénomènes concourent à une variation de résistance de surface et donc à une modification locale du champ électrique. Le système tend à atteindre un équilibre. Mais après toute modification de tension, l'état d'équilibre est rompu et jusqu'à ce qu'il soit rétabli, le gain varie. Le conditionnement est un phénomène dynamique. Ses effets sont temporaires. Les mesures sont reproductibles après quelques heures de relaxation sans tensions appliquées sur le détecteur.

6.4.2 Irradiation par des particules chargées

Pour les mesures d'irradiation par des particules chargées le détecteur reste monté sur le premier banc de tests décrit dans le paragraphe 3.4.1. Les conditions de fonctionnement restent les mêmes : un mélange 90 % Ar + 10 % DME ; champ de dérive de 4 kV/cm ; tension de l'électrode arrière à 0 V. Le potentiel appliqué aux cathodes est de -420 V.

L'irradiation est faite avec la source de Sr^{90} et avec le diaphragme de 4 mm. Elle émet des électrons dont le spectre en énergie s'étend de 0 à 2,28 MeV. Leur distribution est indiquée dans le tableau 6.5.

$^{90}_{38}\text{Sr}$ (28,5 ans)		$^{90}_{39}\text{Y}$ (2,671 jours)		total
E (keV)	%	E (keV)	%	%
0 - 10	2,88	0 - 10	0,337	1,609
10 - 20	2,84	10 - 20	0,344	1,592
20 - 40	5,6	20 - 40	0,71	3,155
40 - 100	16,5	40 - 100	2,29	9,395
100 - 300	49,2	100 - 300	9,4	29,3
300 - 546	23,0	300 - 600	17,5	20,25
		600 - 1300	42,5	21,25
		1300 - 2282	26,9	13,45

TAB. 6.5 - Spectre d'émission β des isotopes Sr et Y.

L'électrode de dérive constituée d'une feuille d'aluminium de 10 μm d'épaisseur, arrête les électrons d'énergie inférieure à 35 keV, ce qui représente de l'ordre de 4% de ceux émis par la source. La perte d'énergie moyenne d'un électron dans le gaz est $\Delta E = 1,2$ keV. La dose déposée dans le gaz est :

$$D_{\text{gaz}} = \frac{\Delta E \cdot N}{\rho \cdot V}$$

avec

$$N = \frac{A \cdot 0,96}{4\pi} \cdot \frac{S}{d^2} \quad \text{et} \quad V = S \cdot \Delta x$$

où N est le nombre d'électrons passant la feuille d'aluminium, A l'activité de la source, ρ la densité du gaz, S la surface irradiée, d la distance qui sépare la source de la fenêtre d'entrée du détecteur, Δx et V respectivement l'épaisseur et le volume de gaz irradié.

$$D_{\text{gaz}} = \frac{\Delta E}{\rho \cdot \Delta x} \cdot \frac{A \cdot 0,96}{4\pi d^2}$$

Avec la géométrie présentée à la figure 6.4 la dose déposée dans 3 mm de gaz est estimée à :

$$D_{\text{gaz}} = 38 \pm 7 \text{ Gy/jour}$$

Une autre manière de déterminer la dose est de donner la charge collectée par unité de longueur d'anode et par unité de temps :

$$D_{charge} = \frac{N}{S} \cdot \frac{\Delta E}{W_i} \cdot G \cdot |e| \cdot p$$

où G est le gain du détecteur, W_i l'énergie effective nécessaire pour créer une paire ion-électron dans le gaz et p le pas entre deux anodes consécutives. Cette grandeur dépend des caractéristiques de la chambre. Dans le cas de la source de Sr^{90} pour un gain de 1 000 cette charge est de :

$$D_{charge} = 16 \pm 3 \mu\text{C}/\text{cm} \cdot \text{jour}$$

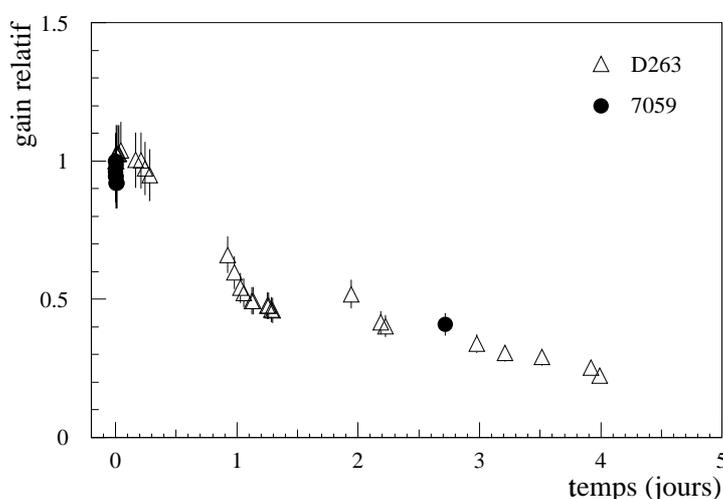


FIG. 6.3 - Irradiation des détecteurs réalisés sur des verres Schott D263 et Corning 7059. (gaz : 90% Ar + 10% DME ; champ de dérive : 4 kV/cm ; tension sur les cathodes : -420 V)

Afin de mesurer le gain à intervalle de temps régulier la source de Sr^{90} est remplacée, le temps de la mesure, par la source de Fe^{55} diaphragmée à 0,5 mm.

Comme le montrent la figure 6.3, le gain décroît en fonction du temps ou de la dose d'irradiation. Les deux verres utilisés comme substrat ont une résistivité égale ou supérieure à $10^{15} \Omega/\square$. Les deux détecteurs montrent la même décroissance du gain sous irradiation.

La perte de gain est très localisée à la zone soumise aux radiations qui, d'après la géométrie du dispositif expérimental présenté sur la figure 6.4, a un rayon de 2,5 mm. Le gain est mesuré avant et après une irradiation de 142 Gy, en différents points le long de l'anode sur laquelle est centrée la source. Dans la région centrale d'un diamètre de 2,5 mm, le gain a diminué d'un facteur six. Mais les effets de l'irradiation sont sensibles jusqu'à une distance de 4 à 5 mm de la position de la source. Cet élargissement de la tache d'irradiation est causée par la diffusion des électrons par la feuille d'aluminium qui sert d'électrode de dérive. On constate aussi que l'effet de l'irradiation est permanent. Huit jours après l'arrêt de l'exposition aux radiations le gain du détecteur n'a plus évolué.

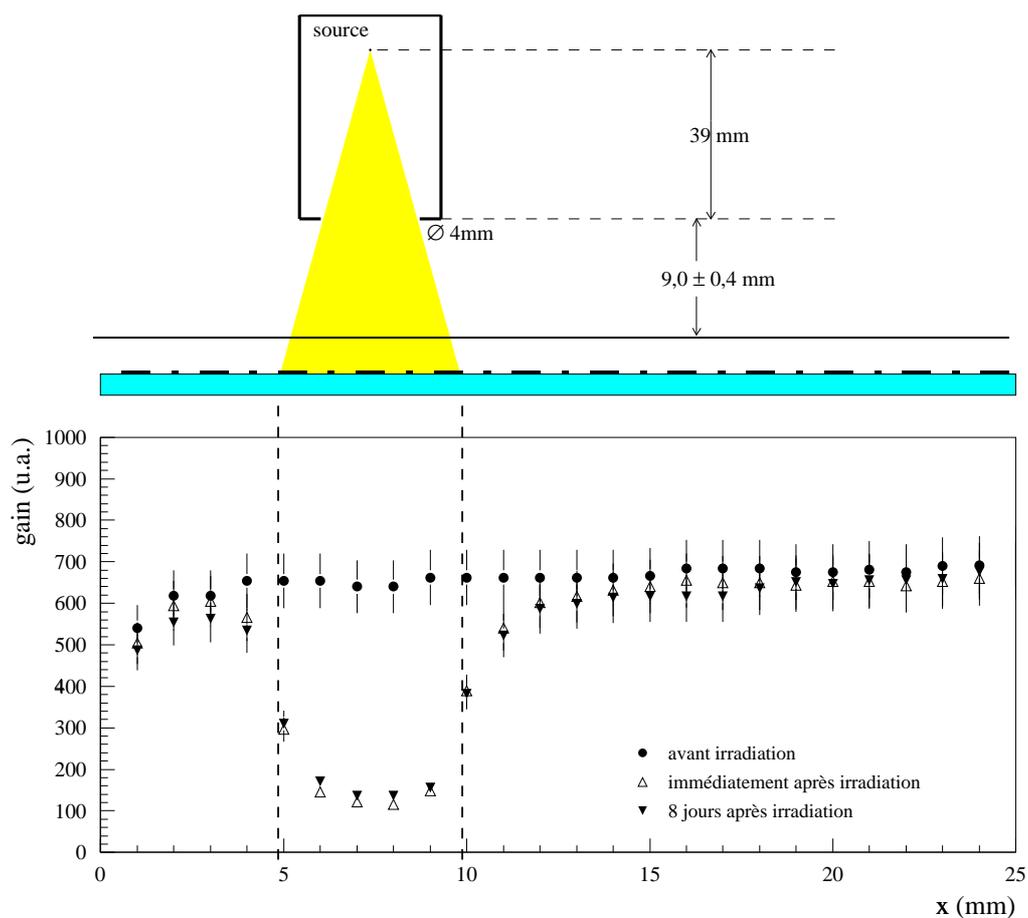


FIG. 6.4 - Géométrie du dispositif expérimental pour l'irradiation avec la source de Sr^{90} , et les effets sur le gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 non modifié. Conditions : mélange 90 % Ar + 10 % DME, champ de dérive de 4 kV/cm et tension des cathodes -420 V . La dose reçue par ce détecteur est de 142 Gy.

6.5 Les verres Schott D263 et Corning 7059 modifiés par dopage

6.5.1 Méthodes de dopage et résistivité des verres dopés

Les études faites sur les MSGC montrent que l'utilisation d'un verre de résistivité plus faible, tel que le verre de Moscou, favorise la résistance aux radiations des détecteurs.

Des techniques de dopage par implantation ionique ou diffusion thermique, permettent de modifier les caractéristiques électriques des verres et notamment de diminuer la résistivité de surface de manière stable [47].

Il existe au laboratoire PHASE les moyens techniques pour doper les verres. Les deux techniques utilisées dans le cadre de notre étude sont l'implantation de bore à 10^{16} at./cm², avec un faisceau de 150 keV et la diffusion thermique de fer à 400 ° C pendant deux heures.

Les techniques de dopage sont agressives et peuvent être la cause de dégradations de l'état de surface ne permettant plus un bon accrochage d'une couche uniforme de métal et rendant la réalisation d'un détecteur difficile. C'était le cas pour le verre Corning 7059 après implantation.

Dans le tableau 6.6 sont données les résistances de surface des verres modifiés présentant de bonnes qualités de surface. Elles ont été mesurées par la méthode des micropointes décrite au paragraphe 3.2. La résistance des verres non modifiés est rappelée.

Verre	Résistance surfacique (Ω)
D263 - non modifié	$> 10^{15}$
- implanté B	10^9
7059 - non modifié	$> 10^{15}$
- diffusé Fe	$7,5 \cdot 10^{12}$

TAB. 6.6 - Résistance surfacique des verres Schott D263 et Corning 7059, et des mêmes verres dopés soit par implantation d'ions de bore soit par diffusion de fer.

L'implantation d'ions de bore dans le verre Schott D263, ou la diffusion de fer dans le verre Corning 7059 fait diminuer la résistivité surfacique d'un facteur important, de trois à six ordres de grandeur.

Les détecteurs réalisés sur les verres dopés sont testés de la même manière que les détecteurs réalisés sur les verres non modifiés : mesures de conditionnement et mesures sous irradiation par des particules chargées.

6.5.2 Conditionnement

Les figures 6.5 et 6.6 montrent les résultats obtenus avec les détecteurs réalisés sur les verres dopés. Les conditions de mesure sont les mêmes que celles décrites quelques pages auparavant au paragraphe 6.4.1. Les cathodes sont mises rapidement à la tension de -420 V. Après stabilisation du gain la tension appliquée est de -460 V ou -470 V, pendant une demie heure, avant d'être ramenée à -420 V.

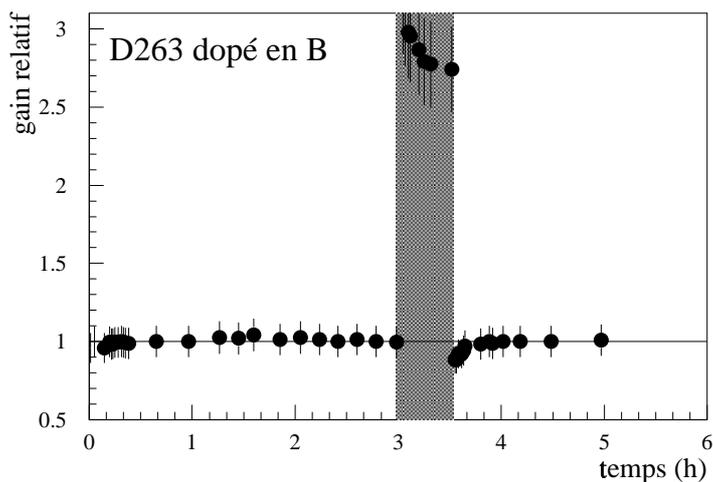


FIG. 6.5 - Conditionnement d'un détecteur réalisé sur le verre Schott D263 dopé en B par implantation.

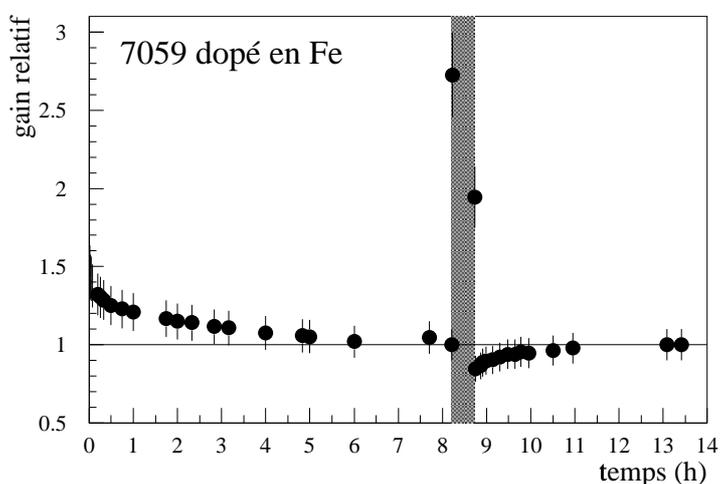


FIG. 6.6 - Conditionnement d'un détecteur réalisé sur le verre Corning 7059 en Fe par diffusion thermique.

Dans le tableau 6.7 sont rassemblés les résultats obtenus : le temps au bout duquel le gain a atteint sa valeur d'équilibre et l'amplitude de la variation, pour chacune des deux étapes de la mesure. Les données concernant les verres non modifiés sont rappelées pour comparaison.

Verre	Résistance surfactive (Ω)	Première étape :		Seconde étape :		
		temps	variation	temps	variation	
D263	- non modifié	$> 10^{15}$	30'	12 %	20'	10 %
	- implanté B	10^9	20'	4 %	20'	12 %
7059	- non modifié	10^{15}	20'	6 %	2 h 30'	35 %
	- diffusé Fe	$7,5 \cdot 10^{12}$	6 h	55 %	2 h 30'	16 %

TAB. 6.7 - *Résistance surfactive, temps de conditionnement et variations du gain correspondantes pour les deux étapes de la mesure, et pour les différents verres utilisés comme substrat.*

Les temps les plus longs et les variations les plus importantes ont été observés avec les détecteurs faits sur du verre Corning 7059 dopé au fer par diffusion thermique ainsi que sur le même verre non modifié. Le verre Schott D263 non modifié ou dopé par implantation de bore présente un conditionnement rapide. Mais surtout pour ce verre l'amplitude de la variation du gain est faible. Elle est inférieure à 12%, du même ordre de grandeur que l'erreur estimée sur le gain.

6.5.3 Irradiation par des particules chargées

L'irradiation des détecteurs réalisés sur les verres dopés se fait dans les mêmes conditions que pour les détecteurs réalisés sur les verres non modifiés : un mélange 90 % Ar + 10 % DME ; champ de dérive de 4 kV/cm ; tension sur les cathodes de -420 V ; tension de l'électrode arrière à 0 V. L'irradiation se fait avec la source de Sr^{90} (voir paragraphe 6.4.2). Les variations du gain pour les différents prototypes testés sont montrées sur les figures 6.7 et 6.8. Les mesures sur les détecteurs réalisés sur les verres non modifiés sont rappelées pour comparaison.

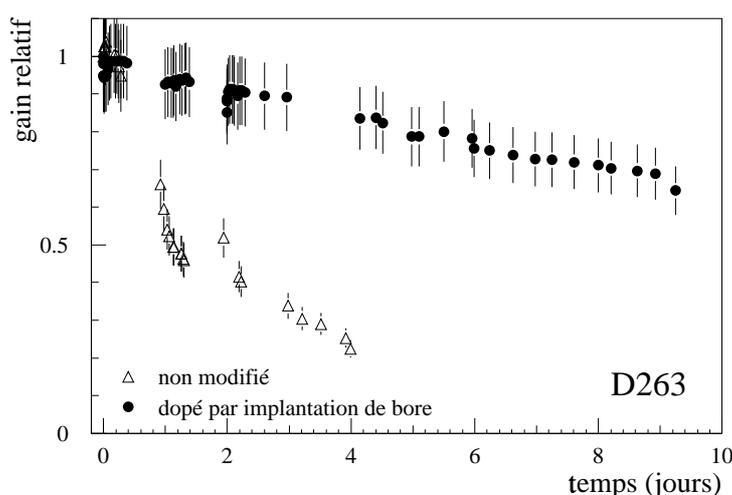


FIG. 6.7 - *Irradiation des détecteurs réalisés sur des verres Schott D263. (gaz : 90% Ar + 10% DME ; champ de dérive : 4 kV/cm ; tension sur les cathodes : -420 V)*

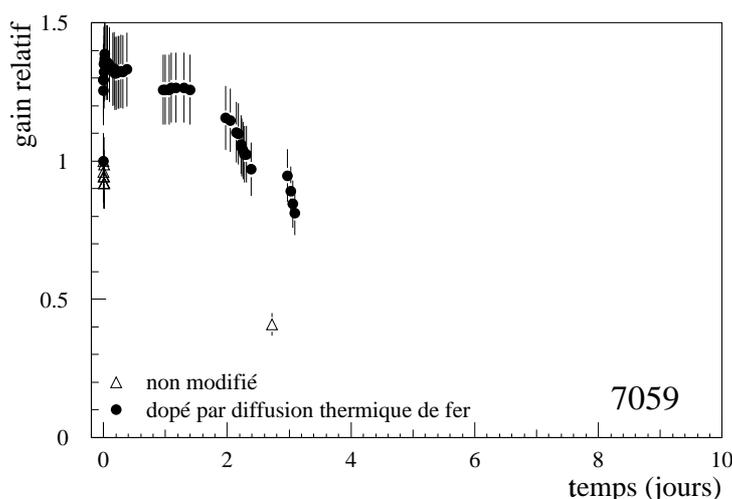


FIG. 6.8 - Irradiation des détecteurs réalisés sur des verres Corning 7059. (gaz : 90% Ar + 10% DME; champ de dérive : 4 kV/cm; tension sur les cathodes : -420 V)

Une cause connue de diminution de gain est la neutralisation des électrodes, notamment anodes, par des dépôts isolants de polymères. Cependant l'amplitude de la variation observée n'est pas la même selon les prototypes soumis aux radiations. Elle dépend de la nature du verre utilisé comme substrat. Les doses d'irradiation déposées dans le gaz pour lesquelles une perte de gain de 50 % est observée, sont reportées dans le tableau 6.8 en fonction du verre utilisé.

Verre	Résistance surfacique (Ω)	Dose estimée pour laquelle le gain diminue de 50%
D263 - non modifié	$> 10^{15}$	40 Gy
- implanté B	10^9	400 Gy
7059 - non modifié	$> 5 \cdot 10^{15}$	80 Gy
- diffusé Fe	$7,5 \cdot 10^{12}$	200 Gy

TAB. 6.8 - Estimation des doses déposées dans 3 mm de gaz pour lesquelles une perte de 50 % du gain est observée.

Les détecteurs réalisés sur les verres modifiés (Schott D263 dopé par implantation de bore à 10^{16} at./cm² et Corning 7059 dopé par diffusion thermique de fer) résistent mieux aux radiations. Les doses nécessaires pour observer une perte de gain de 50% pour ces derniers, sont deux à dix fois plus élevées que les doses nécessaires pour observer la même diminution avec des détecteurs réalisés sur des verres non modifiés dont les résistivités surfaciques sont les plus élevées.

Les différents prototypes testés ont été montés sur le même banc de tests. Les

conditions expérimentales étaient identiques. Nous admettons donc l'hypothèse selon laquelle les phénomènes de polymérisation sont les mêmes quelque soit le détecteur, et que leur contribution à la diminution du gain est constante. La différence de variation est imputable au substrat seul paramètre modifié pour ces mesures.

Les variations du gain quand un détecteur est soumis à des radiations trouvent leur source dans plusieurs causes qui peuvent coexister et se superposer. A l'accumulation de charges s'ajoute la polymérisation et la modification de la structure du verre. Cependant ces mesures montrent que la tenue aux radiations est améliorée en diminuant la résistivité de surface du substrat.

6.6 Les couches minces

Une étude [26] a montré que les effets de volume du substrat sont négligeables et que seules les propriétés de surface sont importantes. Pour modifier la surface du verre une technique consiste à déposer sous les pistes (figure 6.9) une couche mince (0,1 à 1 μm) d'un matériau présentant la bonne résistivité de surface. Le verre n'a réellement plus qu'un rôle de support mécanique. L'application de ces techniques aux MSGC est étudiée par différents laboratoires. Les matériaux sont de plusieurs natures. Parmi les plus fréquemment utilisés on retrouve les dépôts par pulvérisation de verre Schott S8900 ou verre de Moscou [51] et des couches de carbone amorphe appelées aussi couche diamant [42, 52].

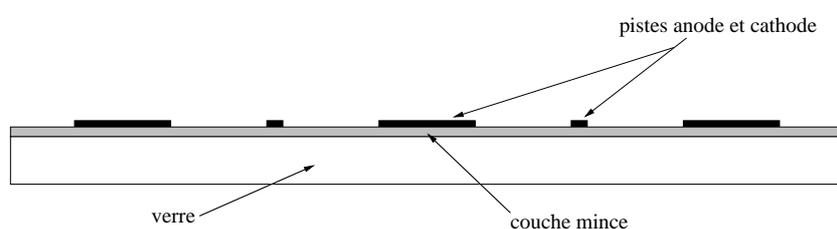


FIG. 6.9 - Schéma d'une MSGC avec une couche mince entre le verre et les pistes.

Le verre Schott S8900 est un verre avec une conductivité électronique, équivalent au verre Pestov ou de Moscou. Ces verres présentent de bonnes qualités électriques. Les MSGC réalisées sur de tels substrats montrent une bonne tenue aux radiations et aux flux élevés [44, 45]. Mais ces verres ne sont pas disponibles en plaques de faible épaisseur. Or pour limiter les diffusions multiples dans un dispositif expérimental tel que CMS, l'épaisseur du substrat doit être aussi faible que possible. Une alternative est donc de déposer une couche mince de ce verre sur un substrat peu épais.

Dans une couche de carbone amorphe plusieurs types de liaisons chimiques coexistent. Les liaisons sp^3 correspondent à une structure cristalline de type diamant et les liaisons sp^2 correspondent à la structure graphite. Les propriétés physiques de la couche mince dépendent des proportions de ces deux types de liaisons des atomes de carbone [53]. Ces proportions dépendent des conditions (température, pression ...) dans lesquelles le dépôt est fait.

Différents types de couches minces ont été déposées sur du verre Schott D263 : du verre S8900 par pulvérisation et trois couches minces dites de type diamant. Le dépôt de ces dernières a été confiée à trois compagnies industrielles : ICMC¹, SURMET² et VITO³ ; alors que le dépôt de verre S8900 a été fait au laboratoire INFN-Legnaro.

Dans la suite on désignera les couches minces déposées par une entreprise par le nom de cette dernière.

1. ICMC, Z.A. des Uselles, 77350 Le Mée sur Seine, FRANCE

2. SURMET Corp., Burlington MA, USA

3. VITO, Boeretang 200, B-2400 Mol, Belgium

Les couches minces ont une épaisseur de l'ordre de 1 000 Å. Une inspection visuelle indique qu'elles sont uniformes à l'exception des dépôts SURMET. D'un échantillon à l'autre la couleur n'est pas uniforme. Cette observation est une indication que l'épaisseur n'est pas constante et que les propriétés électriques ne sont pas uniformes.

6.6.1 Analyse des couches minces

Différentes techniques d'analyse ont été employées pour déterminer la nature des couches minces.

La spectroscopie Raman est la technique la plus classique pour rechercher une structure carbone de type diamant [54, 55]. Elle est basée sur la mesure du spectre de diffusion des photons. Dans le cas d'une couche de carbone amorphe le spectre présente un pic caractéristique.

L'analyse XPS⁴ consiste à mesurer le spectre des photoélectrons émis après excitation des atomes par des rayons X mous. Cette technique permet de connaître la composition chimique. Il s'agit d'une analyse de surface : les rayons X de faible énergie ne pénètrent pas très loin dans l'échantillon.

Pour l'analyse par attaque plasma l'échantillon à tester est placé dans un gaz. Les ions réactifs créés dans le plasma sous l'effet d'un champ électrique intense réagissent avec l'échantillon. Le gaz doit être choisi en fonction de l'élément que l'on veut déceler. Les produits de réactions entre les ions réactifs et l'échantillon doivent être volatils pour être évacués. Une couche riche en carbone sera attaquée en présence d'oxygène, alors qu'une couche riche en silicium sera attaquée en présence d'un gaz fluoré.

Les résultats des analyses décrits dans la suite sont résumés dans le tableau 6.9.

	ICMC	SURMET	VITO
Raman	présence du pic caractéristique	absence du pic caractéristique	-
XPS	-	alliage ternaire Si N C	-
Attaque plasma O ₂	rapide	pas d'attaque	très lente
Attaque plasma SF ₆	très faible	rapide	rapide
Conclusion	couche type diamant	Si ₃ N ₄ , C, ...	Si ₃ N ₄ , C, ...

TAB. 6.9 - *Analyses des dépôts.*

Une analyse Raman a été menée sur des échantillons de couches minces ICMC et SURMET. Le pic caractéristique d'une couche de type diamant est présent dans les spectres des premiers, alors qu'il est absent des spectres des seconds. Le matériau déposé par ICMC est bien du carbone amorphe, ce que n'est pas le matériau déposé par SURMET.

4. Xray Photoelectron Spectroscopy

L'analyse XPS menée alors sur un échantillon de couche mince SURMET a montré que ce dépôt est composé de nitrure de silicium carbonné ($\text{Si}_3\text{N}_4 + \text{C}$).

Une deuxième série d'analyses a été réalisée par après sur des échantillons des couches ICMC, SURMET et VITO. Dans ce cas il s'agissait d'étudier la réaction des dépôts à différentes attaques plasma.

Les couches SURMET et VITO sont attaquées rapidement sous atmosphère de SF_6 . La couche SURMET ne réagit pas et la couche VITO est attaquée très lentement sous oxygène. Les dépôts faits par VITO et par SURMET sont de même nature mais les premiers sont plus riches en carbone.

Le dépôt d'ICMC disparaît extrêmement rapidement sous oxygène et n'est pas attaqué sous SF_6 . Ce qui confirme que cette couche est composée de carbone.

6.6.2 Mesures des résistivités de surface

Les résistivités de surface ont été mesurées avant la métallisation et la lithographie avec le dispositif à trois électrodes décrit au paragraphe 3.2. Les résultats de ces mesures sont rassemblées dans le tableau 6.10.

Substrat	Résistivités surfacique (Ω/\square)
D263	$> 10^{15}$
dépôt S8900	$7 - 9 \cdot 10^{14}$
dépôt SURMET	10^{15}
dépôt VITO	$5 \cdot 10^{14}$
dépôt ICMC	$3 - 8 \cdot 10^{14}$

TAB. 6.10 - *Résistance surfacique des couches minces.*

Le verre Schott D263 a une résistivité de surface supérieure à $10^{15} \Omega/\square$. Les courants sur les échantillons de ce verre sont trop faibles pour être mesurés. Seule une limite inférieure peut être fixée.

Les différents dépôts ont une résistivité plus faible que le verre Schott D263, comprises entre $10^{14} \Omega/\square$ et $10^{15} \Omega/\square$.

6.6.3 Faisabilité des détecteurs

Plusieurs détecteurs de petites dimensions ont été réalisés sur les différentes couches minces déposées sur du verre Schott D263. Ils ont été réalisés au laboratoire PHASE avec les mêmes procédures de métallisation et de gravure. Ainsi le seul paramètre modifié est le substrat et il est possible de comparer l'influence des différents dépôts.

Une fois les détecteurs montés la capacité des pistes anodes est mesurée afin d'évaluer le nombre de pistes coupées (fig. 6.10 et 6.11). Cette mesure expliquée au paragraphe 3.3,

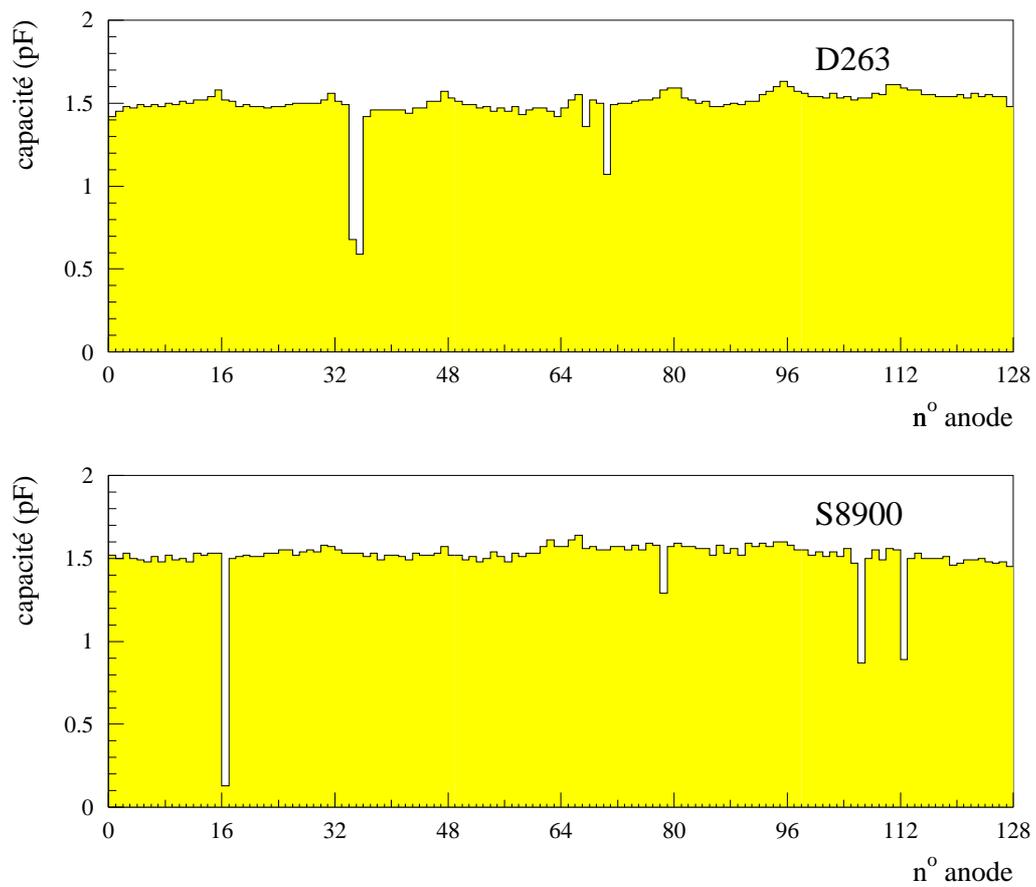


FIG. 6.10 - Capacité des pistes anodes sur les détecteurs réalisés sur le verre Schott D263 et sur la couche mince de verre S8900.

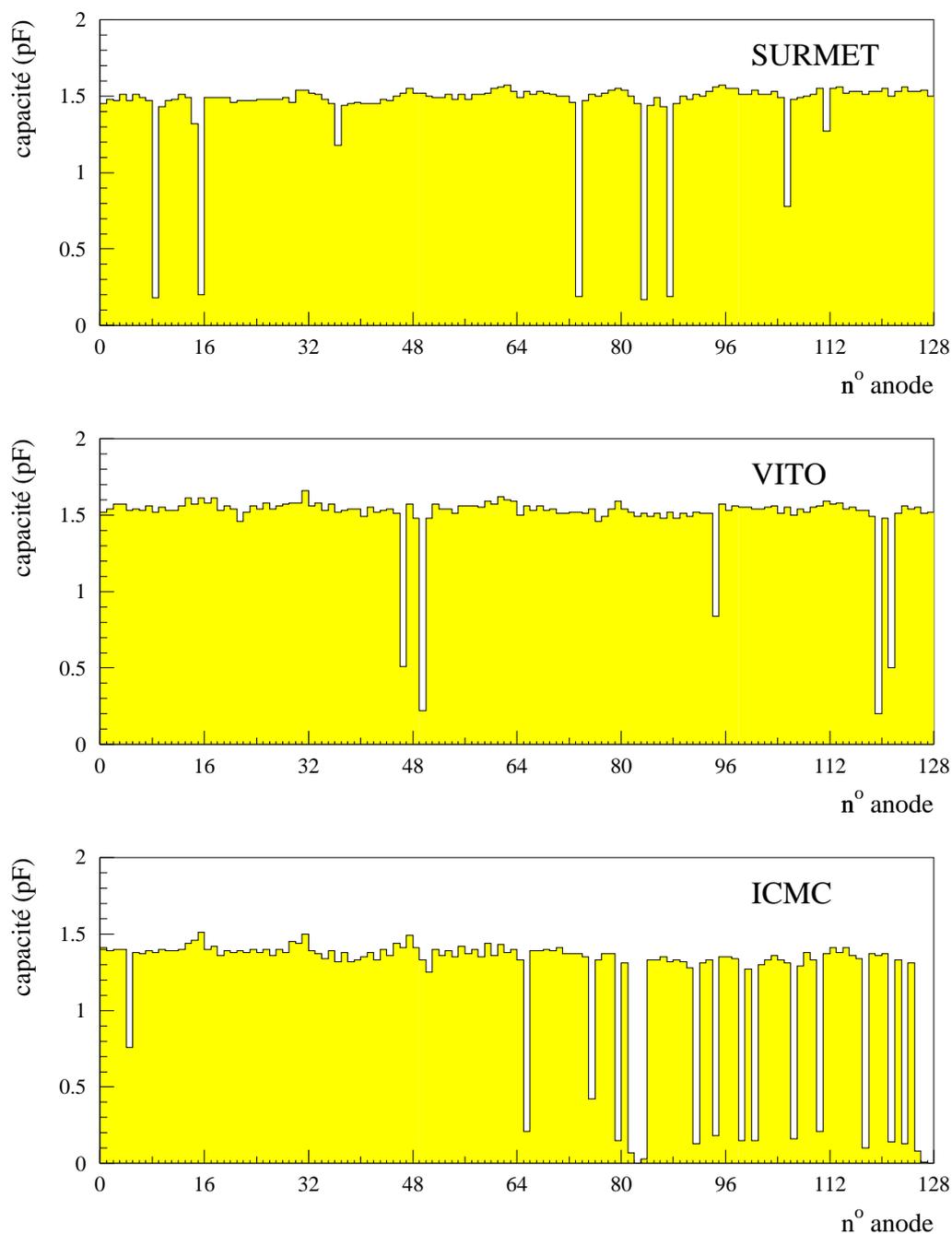


FIG. 6.11 - *Capacité des pistes anodes sur les détecteurs réalisés sur les couches minces SURMET, VITO et ICMC.*

fait partie des contrôles de qualité des prototypes. Le pourcentage de pistes coupées est indiqué dans le tableau 6.11. Il est compris entre 2 et 6% sauf pour le détecteur réalisé sur la couche mince ICMC. Sur ce dernier le pourcentage de pistes coupées atteint 15%.

Substrat	% de pistes coupées
D263	3 %
S8900	3 %
SURMET	6 %
VITO	4 %
ICMC	15 %

TAB. 6.11 - *Pourcentage de pistes anodes coupées d'après les mesures de capacité.*

Des difficultés sont apparues lors de la réalisation de ce prototype. Une mauvaise adhésion du métal sur le dépôt a rendu difficile l'étape de connection des pistes sur le substrat aux pistes sur la céramique par microsoudures (*bonding*). Des pistes se sont détachées lors de cette étape. La carte des capacités des anodes (fig. 6.11) montre que dans la deuxième moitié du détecteur, de l'anode 65 à l'anode 128, 28% des pistes sont coupées ou se sont détachées. Les résultats présentés dans la suite pour ce détecteur ont été obtenus en travaillant sur la première moitié, entre les anodes 16 et 49.

6.6.4 Mesures du gain et du courant en fonction des tensions

Les détecteurs ont été testés dans les mêmes conditions, sur le même banc de tests, avec la même électronique.

Les premières mesures de gain sont effectuées à l'aide de la source de Fe^{55} . Dans le même temps on mesure le courant sur l'ensemble des cathodes, la source restant en permanence devant le détecteur. Les résultats sont présentés aux figures 6.12 à 6.14. Ils sont comparés à ceux obtenus avec des prototypes réalisés sur du verre Schott D263 n'ayant subi aucune modification.

Les couches minces ont une résistivité plus faible que le verre Schott D263. Des tensions plus élevées sur les cathodes sont nécessaires pour atteindre la même valeur de gain (fig. 6.12 et 6.13). Cet effet attendu s'explique par la modification du champ électrique surtout au voisinage des pistes [39, 16].

La dépendance du gain avec la résistivité mesurée sur les échantillons est difficile à mettre en évidence. Les résistivités des dépôts bien que plus faibles que celle du verre D263 sont cependant peu différentes entre elles. De plus elles ont pu évoluer lors des étapes de métallisation et de gravure pendant la réalisation des détecteurs. Nous avons vu au paragraphe 6.3 les modifications de résistivité que pouvaient provoquer différentes solutions chimiques sur deux verres.

Les courbes de gain sont différentes d'un détecteur à l'autre. Les détecteurs réalisés sur les couches minces ne présentent pas le même comportement que le détecteur sur le verre D263. Malgré les probables modifications des surfaces lors de la gravure des pistes, les dépôts n'ont pas été enlevés. Les mesures ont été faites avec deux mélanges à base d'argon avec 50% et 10% de DME. La tendance est la même : pour atteindre un gain

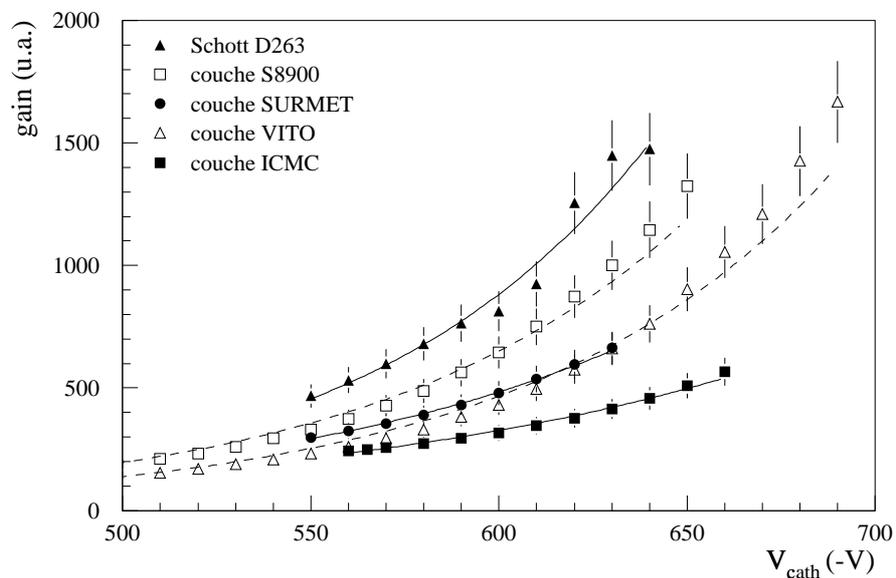


FIG. 6.12 - Gain en fonction du substrat dans les conditions de mesure : gaz 50 % Ar + 50 % DME ; tension plan de dérive -1800 V.

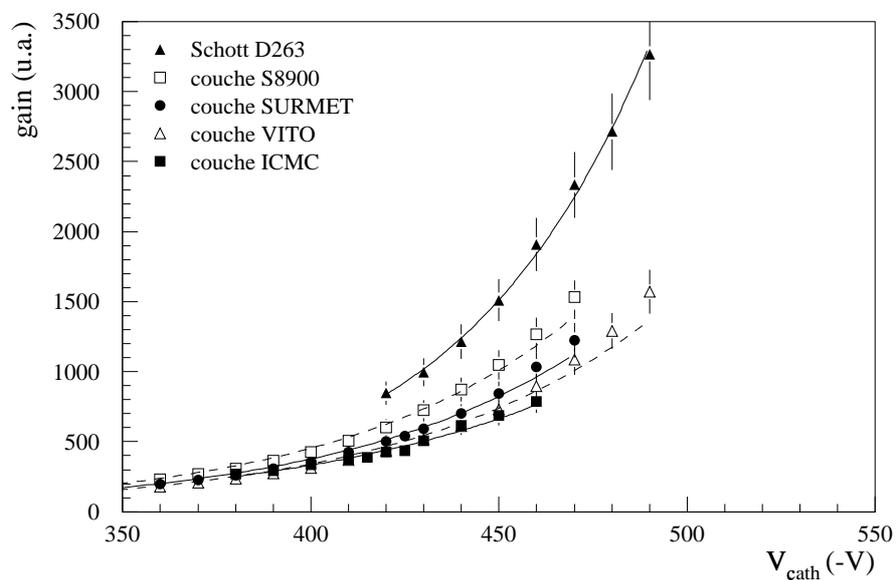


FIG. 6.13 - Gain en fonction du substrat dans les conditions de mesure : gaz 90 % Ar + 10 % DME ; tension plan de dérive -1800 V.

équivalent il faut une différence de potentiel entre anodes et cathodes plus importante avec les détecteurs réalisés sur les couches minces.

Le courant sur les détecteurs réalisés sur le verre Schott D263, sur les couches minces de verre S8900 et VITO, reste inférieure à 10 nA pour une tension sur les cathodes entre 0 et -650 V. Le dispositif expérimental ne permettait pas de mesurer le courant avec une plus grande précision.

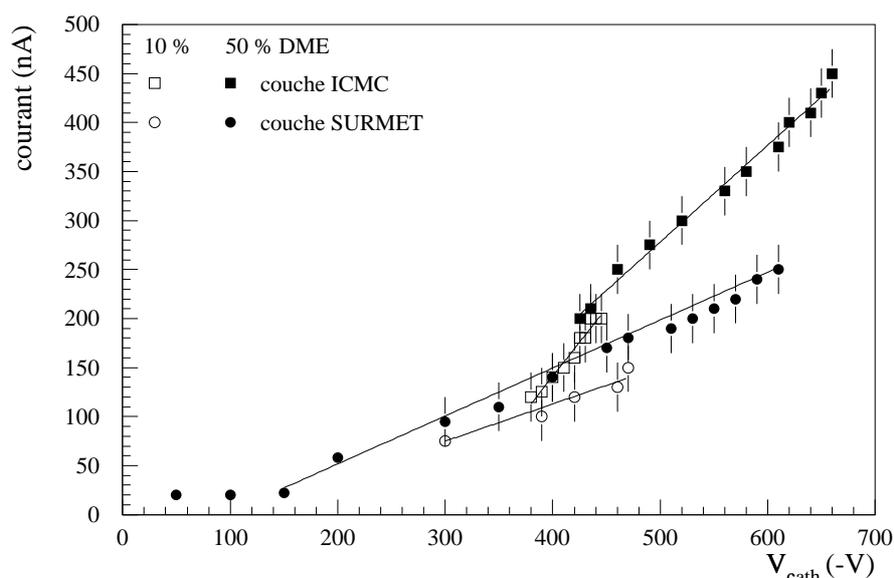


FIG. 6.14 - Courant sur les cathodes en fonction du substrat dans les conditions de mesure : gaz Ar + DME ; tension plan de dérive -1800 V.

% DME	ICMC		SURMET	
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>
10 %	$1,39 \pm 0,38$	-414 ± 158	$0,38 \pm 0,09$	-39 ± 28
50 %	$0,99 \pm 0,09$	-216 ± 49	$0,49 \pm 0,09$	-46 ± 5

TAB. 6.12 - Valeurs ajustées des coefficients *a* et *b* dans l'équation du courant $I = a \cdot V + b$.

Les variations du courant mesuré sur les détecteurs réalisés sur les dépôts ICMC et SURMET sont plus importantes (fig. 6.14). Les mesures ont été faites avec deux mélanges gazeux et dans différents domaines de tension appliquée aux cathodes. Le courant varie jusqu'à 450 nA pour le détecteur sur le dépôt ICMC et jusqu'à 250 nA pour le détecteur sur le dépôt SURMET. Il ne suit pas strictement la loi d'Ohm. Dans les différents intervalles de tension il varie linéairement mais les droites ne passent pas par l'origine. De plus la pente dépend du mélange gazeux. Cet effet est plus marqué dans le cas du détecteur sur le dépôt ICMC (tab. 6.12).

Les interactions entre le verre et le gaz dont les effets sont observés ici sont encore mal comprises.

6.6.5 Mesures de gain en fonction de l'intensité du flux

a) Méthode de mesure

Cette étude consiste à mesurer le gain relatif pour différentes valeurs de flux. Pour cela le spectre du canon est mesuré au temps zéro, immédiatement après que l'obturateur ait été remplacé par le diaphragme de 1 mm. Toutes les mesures se font au même point du détecteur. Aussi pour s'affranchir des effets d'irradiation le temps de mesure est fixé à 5 s, et le temps entre chaque mesure, pendant lequel le diaphragme de 1 mm est remplacé par l'obturateur, est de l'ordre de 15 à 20 minutes. Ce temps doit assurer l'écoulement complet de toutes les charges libérées dans le volume actif, tout particulièrement de celles qui ont pu s'accumuler à la surface du substrat. Enfin chaque mesure réalisée à flux élevé est suivie d'une mesure à flux faible. Ceci permet de vérifier que les données prises sont reproductibles et que les conditions expérimentales ne varient pas ou de manière négligeable, pour chaque point reporté.

La chaîne de lecture utilisée sur ce banc de tests n'est pas calibrée. Le gain absolu n'est pas mesurable. Mais la position du pic n des rayons X de 8,3 keV dépend linéairement du gain. La position du pic n_0 à flux faible sert de référence. Le gain relatif G_r est déterminé comme étant le rapport :

$$G_r = \frac{n}{n_0}$$

où n est la position du pic des rayons X au flux F_X .

Les gains donnés entre parenthèses dans les différentes figures dans la suite, sont les gains mesurés pour les mêmes tensions avec la chaîne de lecture calibrée et avec la source de Fe^{55} , c'est à dire avec un flux de rayons X correspondant de l'ordre de 10^4 Hz/mm². Les grandeurs F_X et F_{MIP} utilisées dans la suite sont définies au chapitre 3 (paragraphe 3.4.2).

b) Verre Schott D263

Une première série de mesures a été menée avec des détecteurs réalisés sur du verre Schott D263. Sur trois d'entre eux les pistes étaient en aluminium ; sur le dernier les pistes étaient en or (tab. 6.13). Le mélange gazeux utilisé alors était un mélange 90% Ar + 10% DME. La tension appliquées aux cathodes étaient fixées à -420 V et les mesures ont été effectuées pour différents champs de dérive.

Détecteurs	pistes
P ₁	aluminium
P ₂	aluminium
P ₃	aluminium
P _{Au}	or

TAB. 6.13 - Numérotation des prototype et métal utilisé pour les pistes.

Un flux important a un effet immédiat comme le montrent les mesures présentées ici (fig. 6.15 et 6.16). Le gain diminue à partir d'une valeur critique du flux, cependant en augmentant le champ de dérive on observe une amélioration de la réponse des détecteurs réalisés sur du verre Schott D263. Cet effet est attribué à un mauvais écoulement des charges à la surface du substrat.

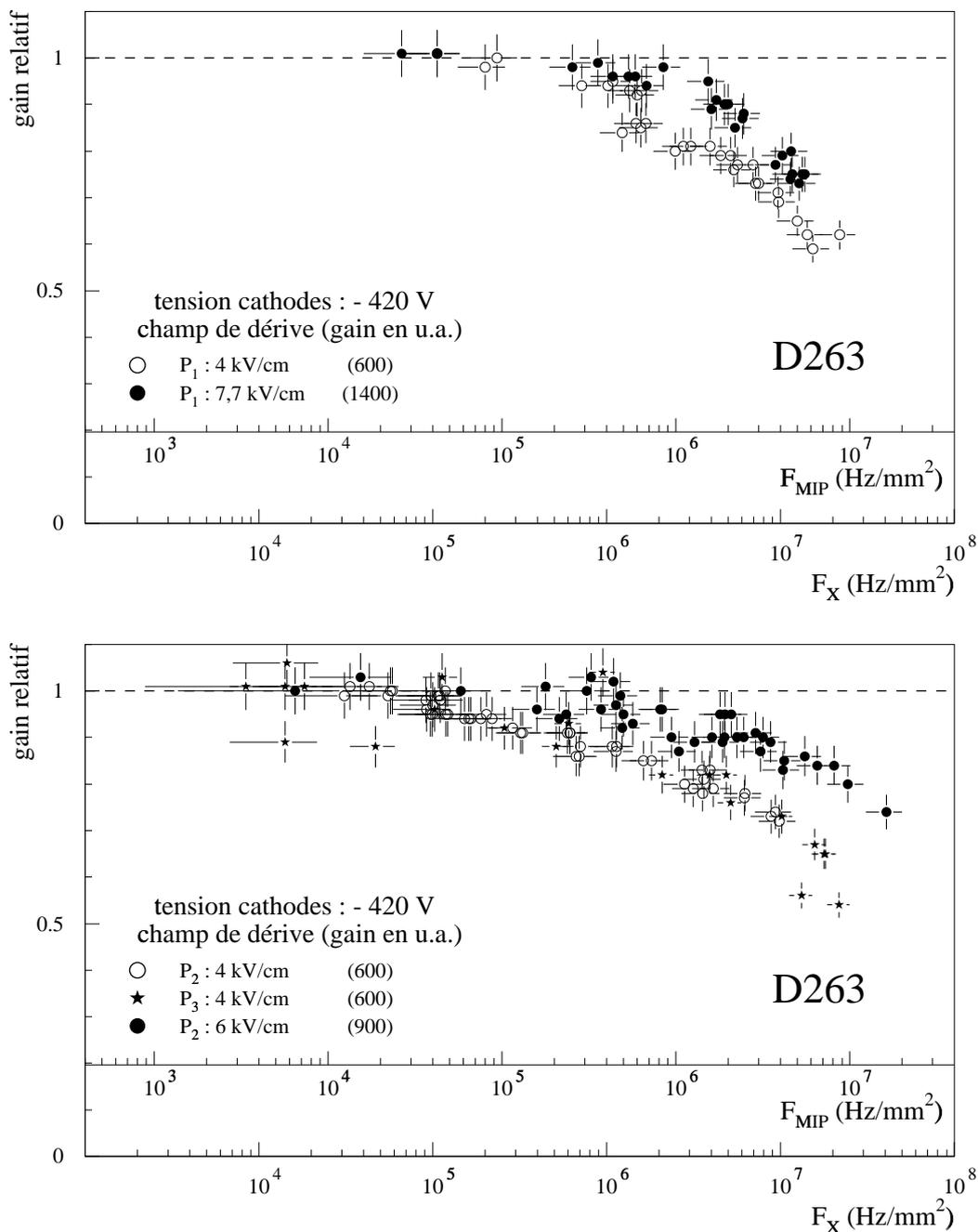


FIG. 6.15 - Verre Schott D263 (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X pour différents champs de dérive. (gaz : 90% Ar + 10% DME)

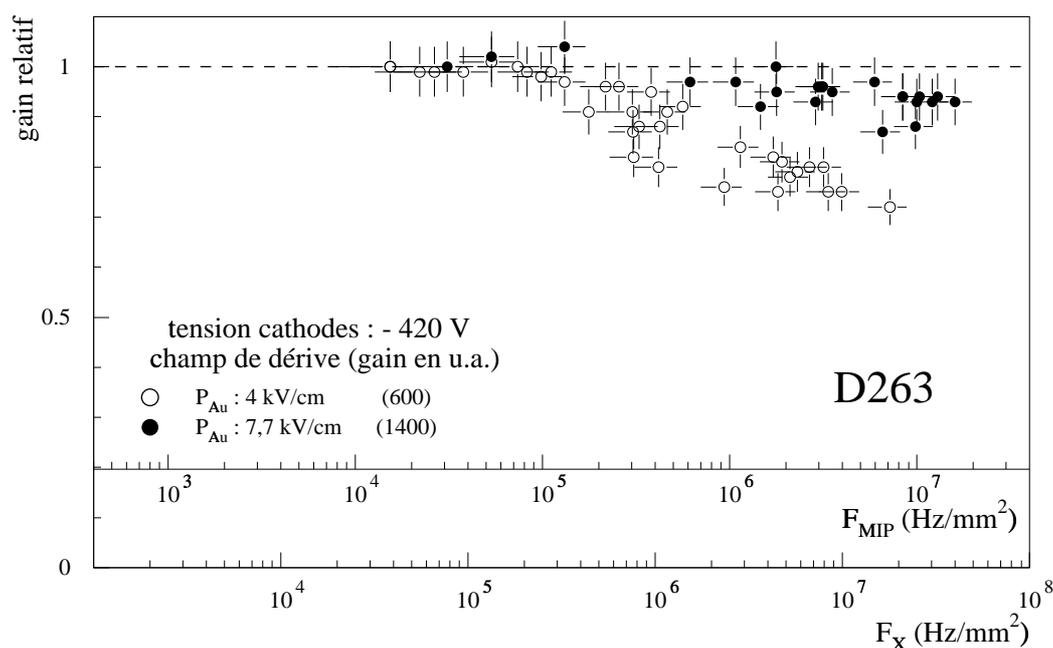


FIG. 6.16 - Verre Schott D263 (pistes Au) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X pour différents champs de dérive. (gaz : 90% Ar + 10% DME)

Dans le tableau 6.14 sont rassemblées les valeurs du flux de rayons X maximum pour les quatre prototypes et pour différents champs de dérive. Il est de 10^5 Hz/mm² pour un champ de 4 kV/cm et la limite est repoussée jusqu'à 10^6 Hz/mm² quand le champ est plus élevé. Les MSGC sont plus performants que les MWPC pour lesquelles le flux limite est deux à trois ordres de grandeurs plus faible [56].

		Champ de dérive					
		4 kV/cm		6 kV/cm		7,7 kV/cm	
Détecteurs	pistes	F_X	F_{MIP}	F_X	F_{MIP}	F_X	F_{MIP}
P_{Au}	or	$4 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$	-	-	$3 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
P_1	aluminium	$3 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	-	-	10^6	$4 \cdot 10^5$
P_2	aluminium	10^5	$4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^5$	-	-
P_3	aluminium	10^5	$4 \cdot 10^4$	-	-	-	-

TAB. 6.14 - Valeurs du flux en Hz/mm² pour différents champs de dérive à partir desquelles le gain des détecteurs diminue.

Dans CMS le flux de hadrons chargés attendu est compris entre 10^4 et 10^6 Hz/cm² pour les MSGC dans le système de reconstruction interne, ce qui correspond à un flux de rayons X équivalent de $2,5 \cdot 10^2$ à $5 \cdot 10^5$ Hz/mm⁻².

c) Couches minces

Une campagne de mesures analogues a été menée sur des détecteurs réalisés sur les couches minces (fig. 6.17 à 6.19).

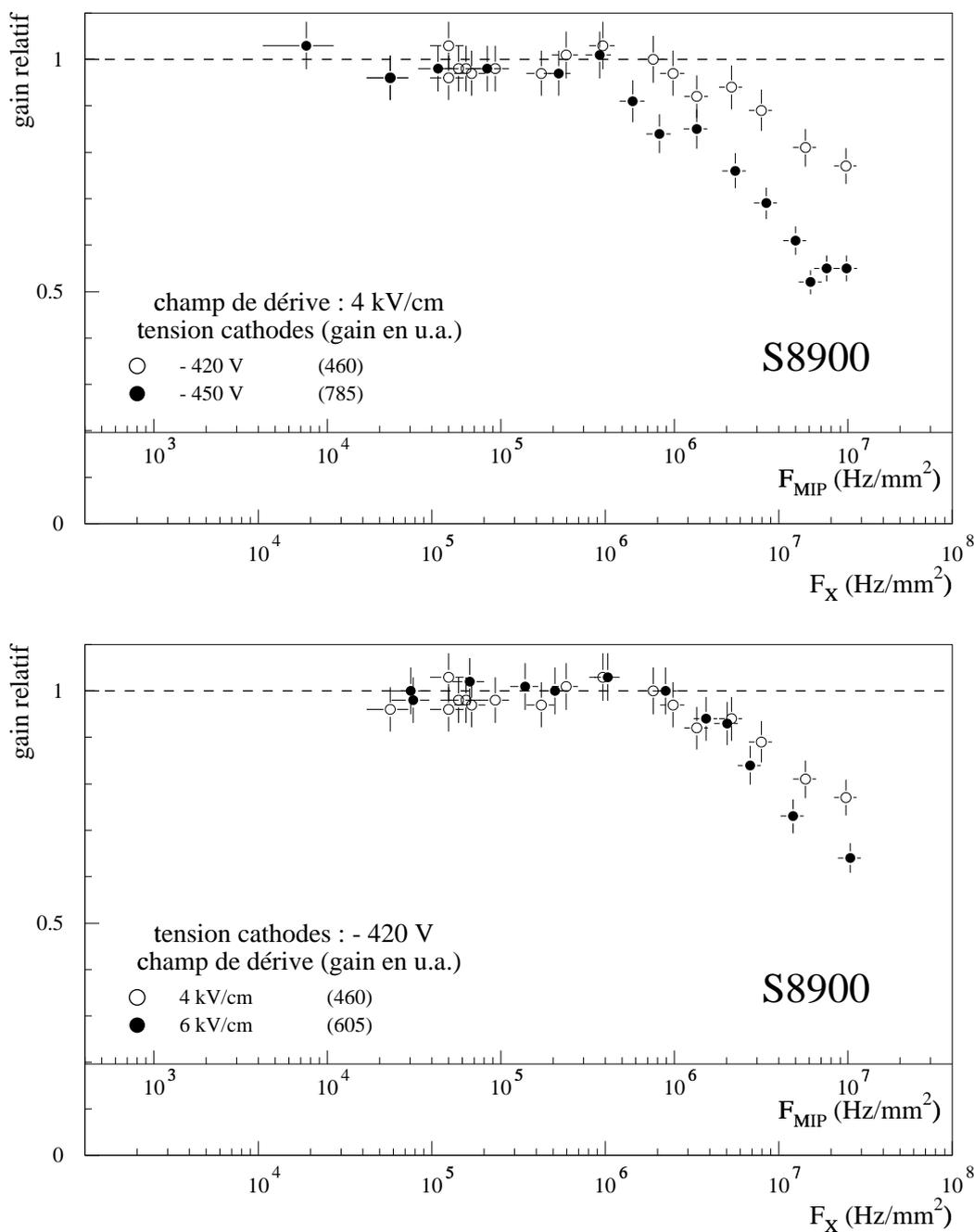


FIG. 6.17 - Couche mince S8900 (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP, pour différentes conditions de tensions. (gaz : 90% Ar + 10% DME)

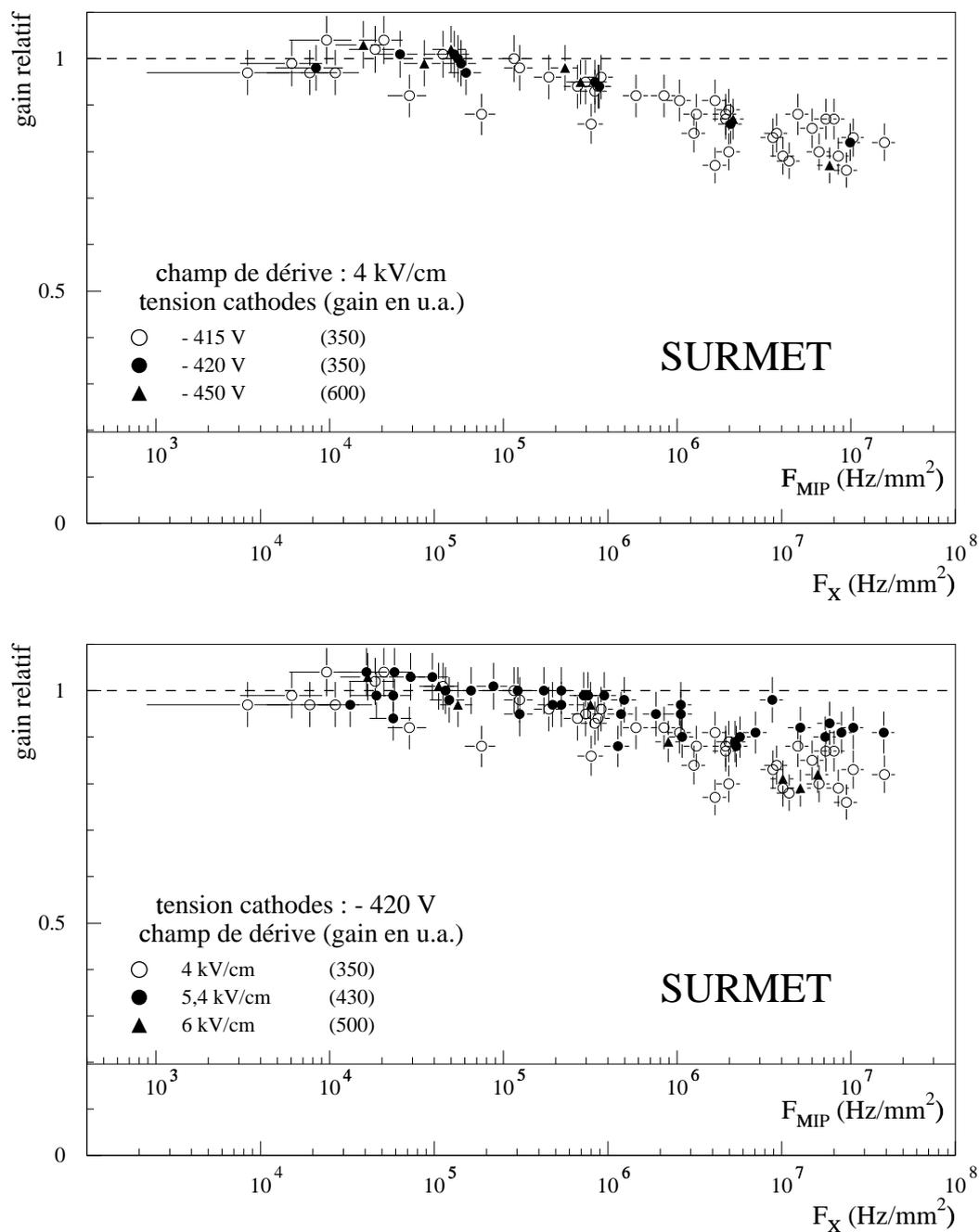


FIG. 6.18 - Couche mince SURMET (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP, pour différentes conditions de tensions. (gaz : 90% Ar + 10% DME)

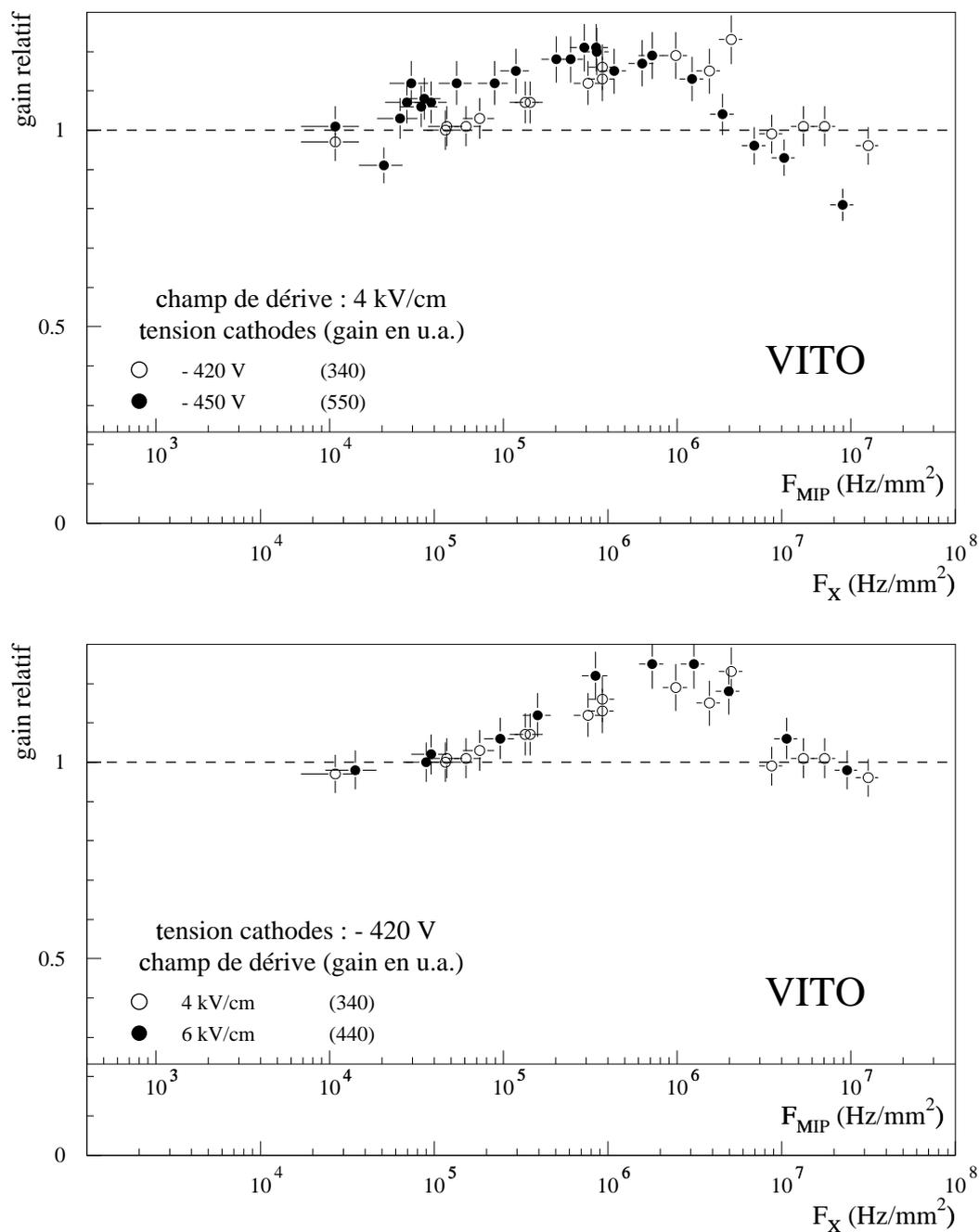


FIG. 6.19 - Couche mince VITO (pistes Al): variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP, pour différentes conditions de tensions. (gaz : 90% Ar + 10% DME)

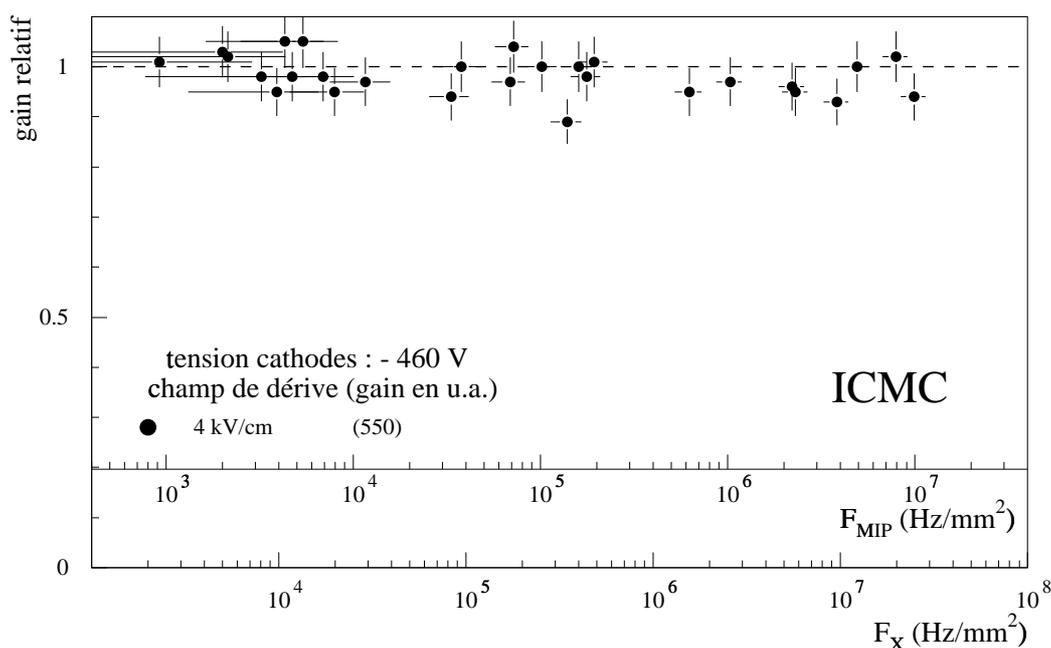


FIG. 6.20 - Couche mince ICMC (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP. (gaz : 90% Ar + 10% DME)

Afin de pouvoir comparer les nouvelles données à celles prises avec les détecteurs sur du verre Schott D263, nous avons choisi de garder le même mélange gazeux : 90% Ar + 10% DME. Les mesures du gain relatif ont été faites dans différentes conditions de tensions : pour différentes tensions sur les cathodes et avec différents champs de dérive.

Les détecteurs réalisés sur les dépôts SURMET et S8900 montrent le même type de comportement que les détecteurs réalisés sur du verre Schott D263. Après être resté sur un plateau le gain décroît à partir d'une valeur limite du flux de rayons X. Cette valeur limite est de $2 \cdot 10^5$ pour le détecteur réalisé sur le dépôt SURMET, et de $2 \cdot 10^6$ pour le détecteur réalisé sur le dépôt de verre S8900.

Le détecteur réalisé sur le dépôt VITO présente un comportement qui le différencie des autres. Le gain augmente avec le flux avant de décroître. Cette variation est importante et atteint dans certaines conditions plus de 20 %. Un tel comportement a déjà été observé sur des détecteurs réalisés sur d'autres substrats [52, 57].

Le détecteur réalisé sur le dépôt ICMC est le seul à garder un gain constant jusqu'aux flux les plus élevés du canon à rayons X utilisé. Ce dépôt est le seul qui soit de type diamant, composé de carbone amorphe. Ce serait la solution la plus intéressante pour réaliser un détecteur qui doit supporter un flux de particules élevé. Cependant il ne faut pas oublier que la faisabilité technique d'un détecteur sur cette couche mince est mauvaise.

Pour comparer les réponses au flux des différents détecteurs les courbes de gains relatifs pour un gain initial identiques compris entre 550 et 600, sont tracés sur un même graphe (fig. 6.21).

La réponse au flux des détecteurs réalisés sur des couches minces est meilleure que

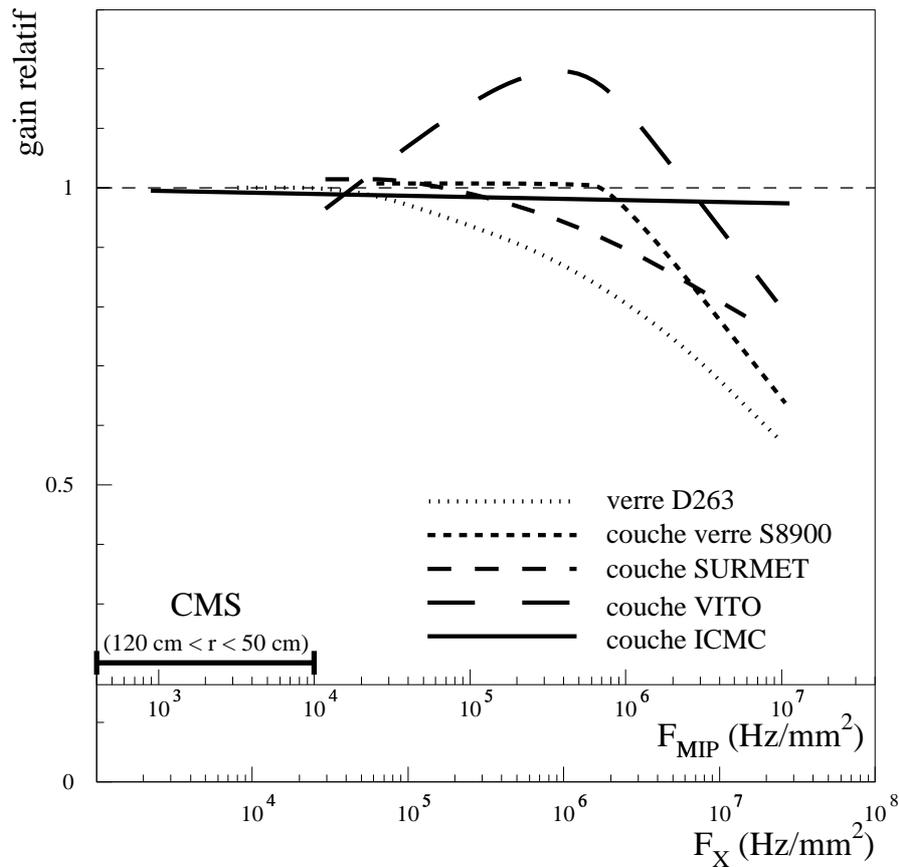


FIG. 6.21 - Gain relatif en fonction du flux de rayons X.

celle du détecteur sur du verre Schott D263. Le détecteur sur le dépôt de verre S8900 est celui qui supporte les plus hauts flux, mis à part le détecteur sur le dépôt ICMC, mais les difficultés techniques à la réalisation d'un détecteur sur un tel substrat constituent un inconvénient majeur et ont déjà été soulignées précédemment.

Sur la figure 6.21 est indiqué le domaine qui correspond aux MSGC dans CMS. Dans la conception actuelle de l'ensemble de reconstruction interne les MSGC sont placés entre 50 et 120 cm du faisceau. Ce qui correspond à un flux de hadrons chargés compris entre $4 \cdot 10^2$ et 10^4 Hz/mm². Il est à noter que les détecteurs sur le verre Schott D263 supportent des flux aussi importants. Ceci rend envisageable leur utilisation dans les couches externes de l'ensemble de reconstruction de traces. Ils ont l'avantage d'être plus simples à réaliser. Chaque étape supplémentaire, dépôt d'une couche mince par exemple, introduit un surcoût. Cette solution de placer des détecteurs avec couche mince au plus près du faisceau et des détecteurs sans couche mince plus loin, serait moins coûteuse et facilement réalisable.

6.7 Conclusion

Dans un premier temps des mesures sur les verres servant de substrat ont montré que les produits chimiques utilisés pour le nettoyage des verres et pour la gravure des pistes ont une influence importante sur la résistivité des verres. Cette dernière est un paramètre important du substrat. Il apparaît donc que toute manipulation du substrat peut avoir un effet sur les performances des MSGC.

Le verre de Moscou est un verre qui présente de bonnes caractéristiques pour son utilisation comme substrat dans les MSGC. Ce verre est cher et n'est pas disponible en plaque de faible épaisseur. Des méthodes de dopage ont été utilisées pour modifier la composition de verres moins onéreux pour se rapprocher de la composition du verre de Moscou et pour abaisser leur résistivité de surface. Les détecteurs réalisés sur ces verres modifiés résistent plus longtemps aux radiations que les détecteurs réalisés sur les verres non modifiés.

Les effets de volume étant négligeables devant les effets de surface, d'autres techniques que le dopage des verres sont envisageables pour modifier leur résistivité de surface. Des prototypes réalisés sur des couches minces de verre S8900 (analogue au verre de Moscou), de type diamant ou de nitrure de silicium ont été testés. Ils présentent une meilleure tenue aux flux élevés de particules chargées que les détecteurs réalisés sur le verre le moins cher non modifié.

La diminution de la résistivité surfacique du substrat améliore les performances du détecteur.

Chapitre 7.

Irradiation par des neutrons thermiques

7.1 Introduction

Le flux de neutrons dans CMS atteint des valeurs très importantes qui s'avèrent défavorables pour les différents détecteurs du spectromètre.

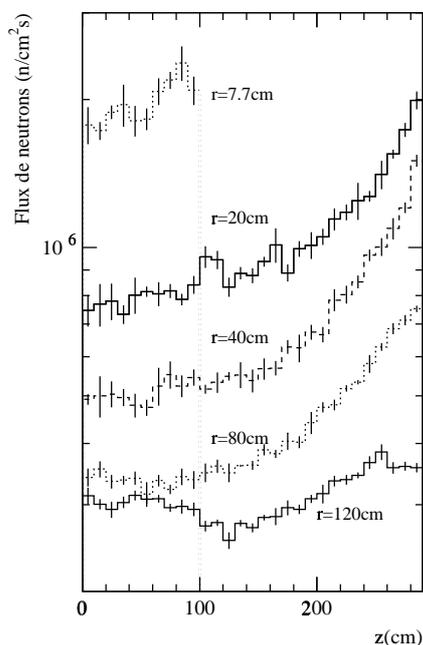


FIG. 7.1 - Flux des neutrons d'énergie supérieure à 100 keV attendus dans CMS à différentes distances du faisceau [58].

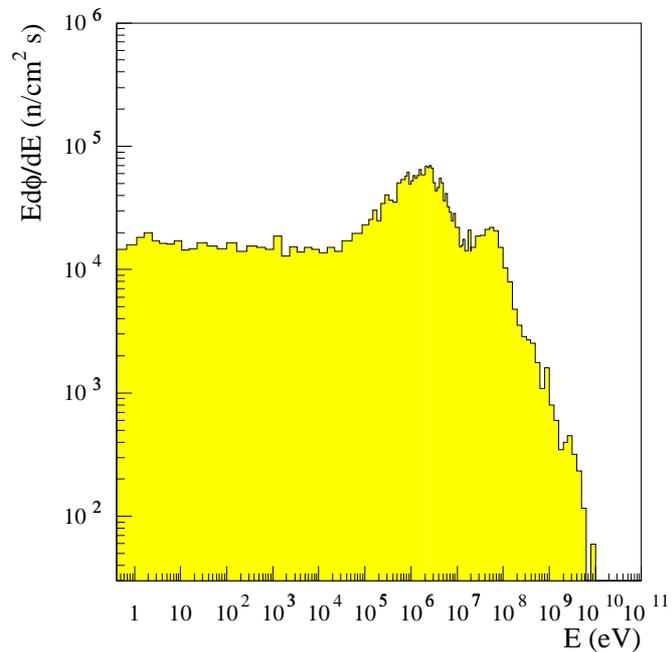


FIG. 7.2 - Flux des neutrons attendus dans CMS, en fonction de leur énergie à 80 cm du faisceau. [59].

Les neutrons issus des interactions p-p représentent une faible proportion du flux. La majorité des neutrons provient des interactions des particules neutres ou chargées dans

le calorimètre électromagnétique (fig. 7.3). Ces neutrons sont émis de manière isotrope et une grande partie se retrouve dans le système interne de reconstruction de traces.

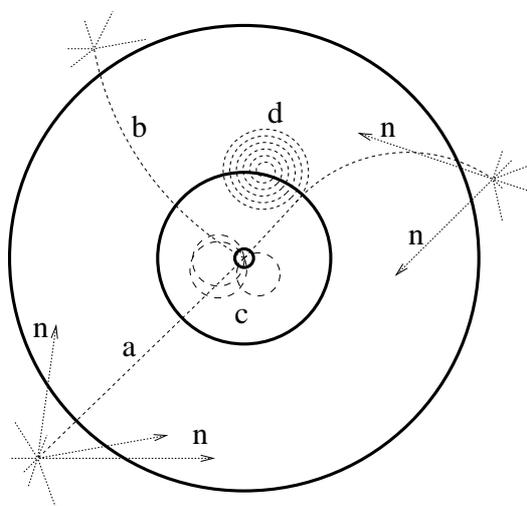


FIG. 7.3 - Schéma des traces de hadrons dans le système interne de reconstruction de traces de CMS. a : particule neutre ; b : particule chargée rapide ; c : particule chargée de faible énergie ; d : particule chargée de faible énergie provenant d'une interaction inélastique dans les matériaux ; n : neutron albedo issu d'une interaction dans le calorimètre. [59]

Les neutrons de grande énergie ($E > 100$ keV) peuvent causer des dommages importants dans les détecteurs silicium [59]. Pour les MSGC des tests d'irradiation par des neutrons ont été effectués au RAL¹ [60]. Ils ont montré que l'irradiation d'un substrat de verre S8900 métallisé avec de l'aluminium par une dose équivalente à quatre années de LHC n'a pas modifié la résistivité de surface et les performances des détecteurs réalisés dessus ne sont pas affectées.

Les neutrons ne provoquent pas d'ionisation et ne sont donc pas détectés directement dans les MSGC. Ils peuvent cependant produire indirectement une augmentation du nombre de signaux [61, 62].

Les collisions avec les atomes d'hydrogène représentent un mécanisme important par lequel les neutrons laissent indirectement une trace. Dans ce cas c'est le proton de recul qui est détecté. Les protons de recul sortent rarement des matériaux solides, aussi ce mécanisme n'est à l'origine d'un signal que lorsqu'il se produit dans le gaz.

Un problème plus important est la capture de neutron qui est généralement suivi d'une désexcitation gamma. Le photon émis peut donner un signal dans le gaz par effet photoélectrique, par effet Compton ou par la création d'une paire e^+e^- .

Des boucliers doivent être interposés entre le calorimètre et les autres parties du spectromètre. Ils sont destinés à diminuer les flux de neutrons afin de protéger le système de reconstruction de traces interne et les chambres à muons. Le flux de neutrons attendu aux niveaux des MSGC dans CMS dépend de la configuration des boucliers choisie [61]. Il

1. Rutheford Appleton Laboratory

est de l'ordre de 1 MHz/cm² (tab. 7.1). Le flux des neutrons thermiques et epithermiques ($E < 100$ keV) varie, suivant la configuration, entre 0,6 et 0,9 MHz/cm².

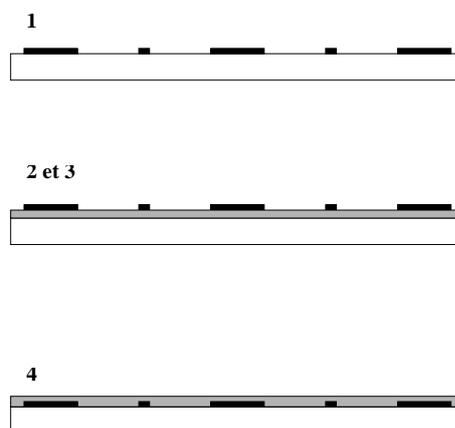
r (cm)	50		100	
	max.	min.	max.	min.
flux total	1,42 ± 0,06	0,98 ± 0,04	1,13 ± 0,03	0,83 ± 0,03
flux ($E > 100$ keV)	0,54 ± 0,03	0,39 ± 0,02	0,28 ± 0,01	0,20 ± 0,01
flux ($E < 100$ keV)	0,88 ± 0,09	0,59 ± 0,05	0,85 ± 0,05	0,58 ± 0,04

TAB. 7.1 - Flux de neutrons dans CMS en MHz/cm² (valeur moyennée sur z de 0 à 3 m). [61]

7.2 Irradiation par des neutrons thermiques

Quatre détecteurs de petites dimensions ($2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$) réalisés sur différents substrats ont été placés dans un faisceau de neutrons thermiques auprès du réacteur ISIS du CEA à Saclay :

1. une chambre avec des pistes en aluminium déposées sur du verre Schott D263 ;
2. une avec des pistes en aluminium sur une couche type diamant ICMC,
3. une avec des pistes en aluminium sur une couche SURMET,
4. une enfin avec des pistes en aluminium sur du verre Schott D263 avec une surcouche type diamant ICMC déposée par dessus les pistes.



A l'endroit où étaient placés les détecteurs l'essentiel des neutrons provenant du réacteur sont thermalisés. Ils ont une énergie inférieure à 1 eV. Ils se répartissent selon un spectre de Maxwell dont l'énergie la plus probable est 0,025 eV. Il existe une petite contribution de neutrons épithermiques, d'énergie comprise entre 1 eV et 100 keV. Ces neutrons sont les neutrons de fission de 2 MeV ayant subi quelques chocs. Par contre il n'y a aucun neutron rapide d'énergie supérieure à 100 keV dans le faisceau.

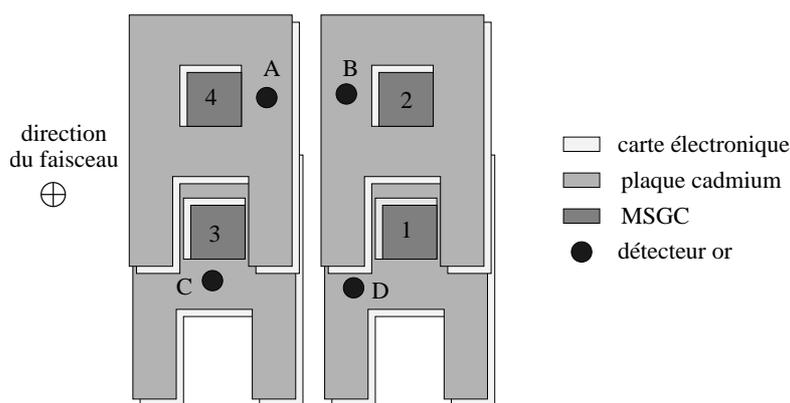


FIG. 7.4 - Disposition des détecteurs lors de l'irradiation.

L'exposition aux neutrons a duré 6 heures. Le flux est estimé à l'aide de mesures d'activation de 4 pastilles en or (10 mm de diamètre, 0,1 mm d'épaisseur) placées près des fenêtres d'entrée des MSGC et notées de A à D (fig. 7.4). Les résultats de ces mesures

sont présentés dans le tableau 7.2 [63]. Le flux est en moyenne de 10^6 n/cm²s. Il est du même ordre de grandeur que celui attendu dans CMS.

Détecteur or	activité moyenne ($\times 10^3$ Bq)	flux moyen ($\times 10^6$ n · cm ⁻² · s ⁻¹)
A	3,42	1,25
B	2,80	1,02
C	3,42	1,22
D	2,69	0,97

TAB. 7.2 - *Activité des détecteurs or mesuré après l'irradiation et flux de neutrons estimé [63].*

Dans les trois premiers détecteurs circulait un mélange gazeux 50% Ar + 50% DME. Ils étaient en mode de fonctionnement durant tout le temps de l'irradiation, avec un champ de dérive de 6 kV/cm, des tensions appliquées aux cathodes comprises entre -520 V et -610 V selon les chambres, les anodes étant au potentiel zéro.

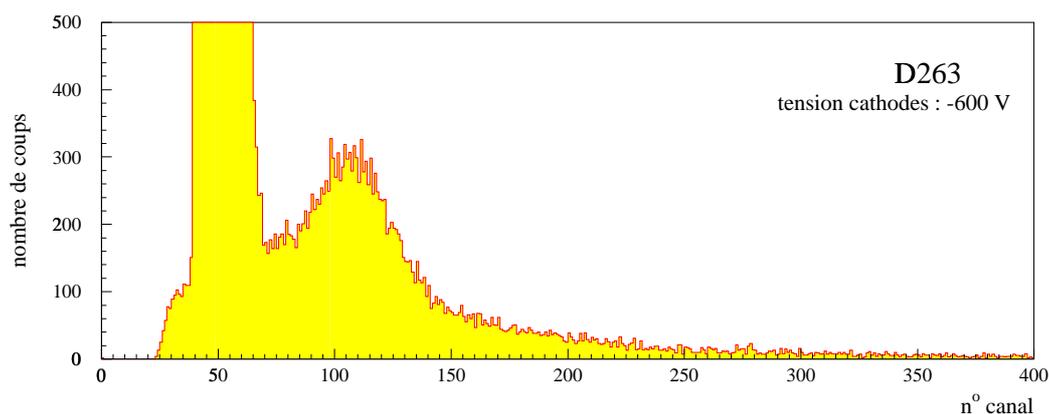


FIG. 7.5 - *Verre Schott D263: Spectres de la source de Fe⁵⁵ mesuré sur le site immédiatement après l'irradiation par des neutrons, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME; tension plan de dérive -1800 V.*

Juste après l'arrêt du réacteur une source de Fe⁵⁵ a été placée devant le détecteur réalisé sur le verre Schott D263. Le pic à l'énergie de 5,9 keV est visible (fig. 7.5). Le gain de la chambre est alors de 650. En prenant en compte que les différences de pression et de température peuvent faire varier le gain jusqu'à 10 %, cette mesure est compatible avec celles faites au laboratoire dans les mêmes conditions de gaz et de tensions.

Les détecteurs ont été remis en fonctionnement au laboratoire dans la semaine qui a suivi l'irradiation. Les gains en fonction de la tension cathodes, avec le même mélange gazeux et le même champ de dérive, ont été remesurés à l'aide de la source de Fe⁵⁵. Les gains mesurés alors sont comparables à ceux mesurés avant l'irradiation comme le montre la figure 7.6.

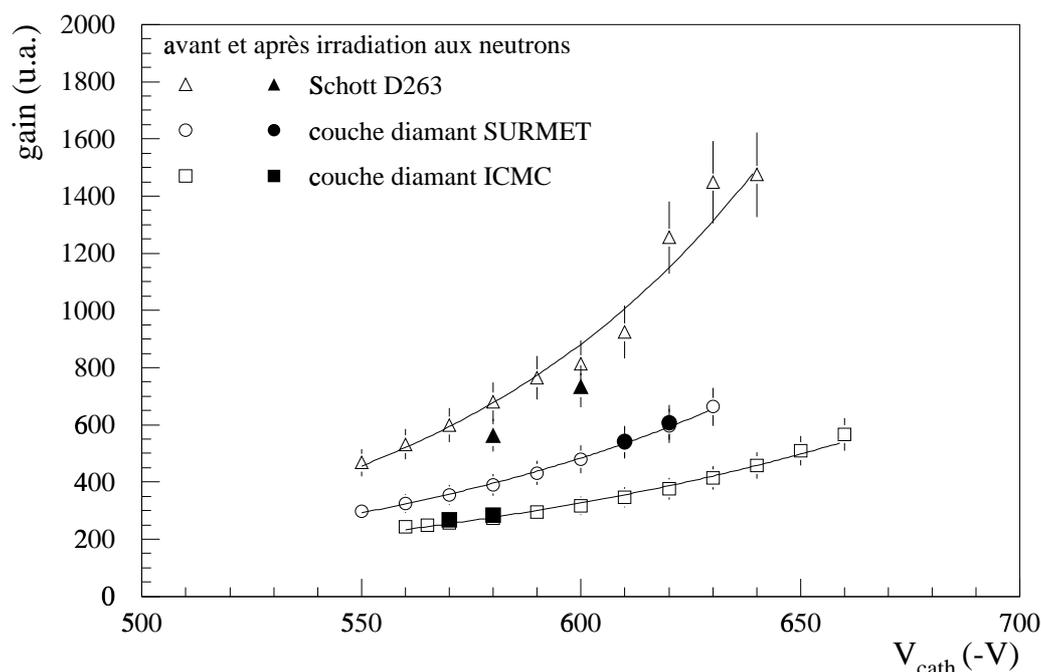


FIG. 7.6 - Gain mesuré avant et après l'irradiation en neutrons, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME; champ de dérive 6 kV/cm.

La figure 7.7 présente un exemple des spectres enregistrés avec chacune des trois chambres. Ces spectres ont été enregistrés avec une source non collimatée et le signal se répartit sur 16 cathodes. La résolution en énergie est sensible aux inhomogénéités du gain qui peuvent exister sur 3 mm (16 cathodes). Compte tenu de cette remarque les résolutions en énergie (tab. 7.3) sont assez bonnes.

Substrat	tension cathodes	gain	résolution (%)
D263	-600 V	735	32
dépôt SURMET	-630 V	688	20
dépôt ICMC	-570 V	268	35

TAB. 7.3 - Résolution en énergie mesurée avec la source de Fe^{55} sur les détecteurs irradiés par des neutrons thermiques.

L'irradiation de ces trois chambres par des neutrons thermiques n'a pas dégradé leur performances.

La quatrième chambre, avec sur-couche ICMC, n'était pas incluse dans le circuit de gaz, ni mise sous tensions. Elle a pu être démontée très rapidement après l'arrêt du réacteur afin de mesurer le spectre d'émission γ . Dans le tableau 7.4 sont donnés les corps activés qui ont pu être identifiés, avec l'énergie des pics observés ainsi que l'activité correspondante.

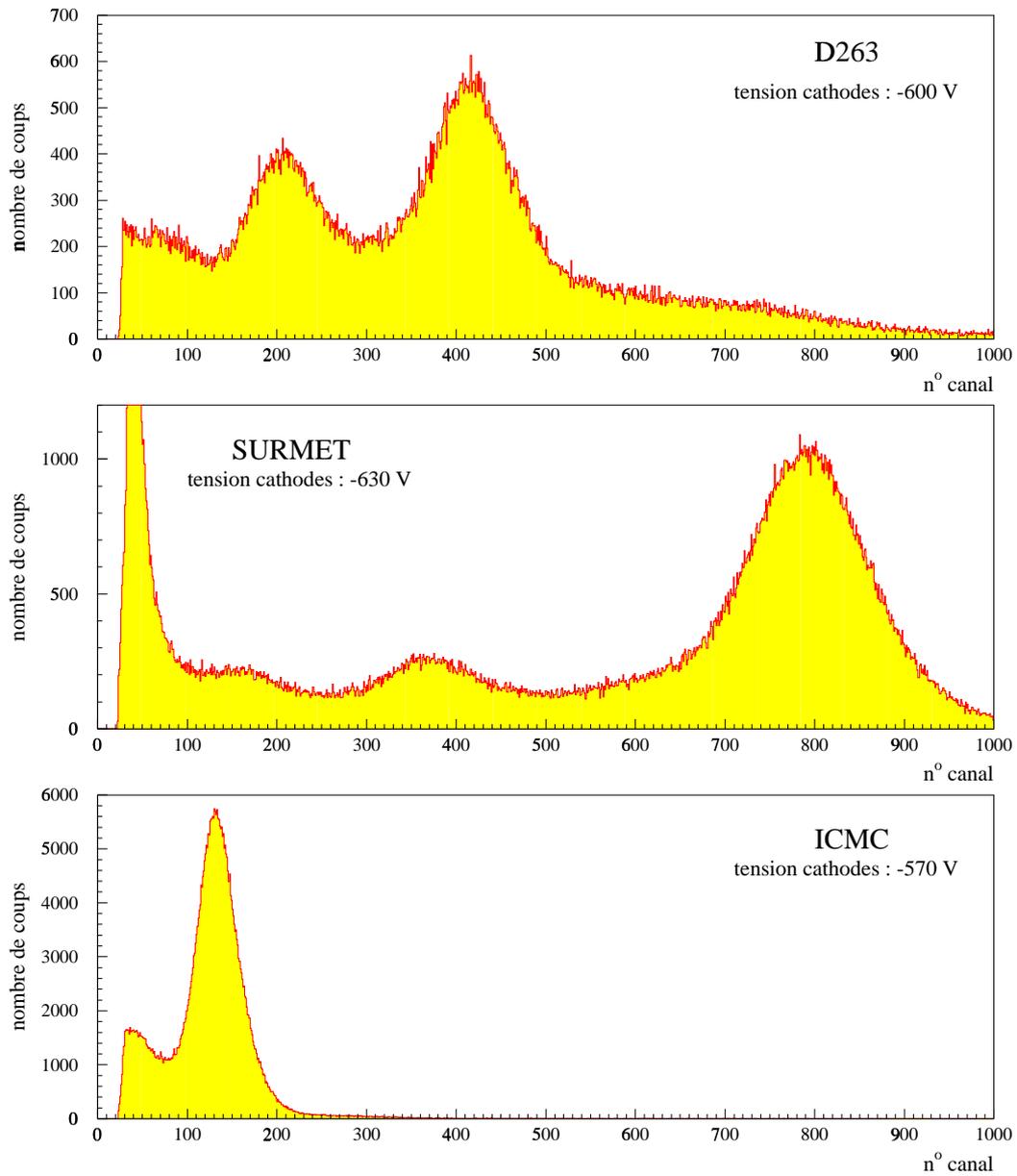


FIG. 7.7 - Spectres de la source de Fe^{55} mesurés avec les détecteurs irradiés par des neutrons, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME ; tension plan de dérive -1800 V.

Elément	Période	Energie (keV)	Activité (Hz)
Au ¹⁹⁸	2,7 jours	411,80	7,3
Br ⁸²	1,47 jours	554,34	9,3
		619,10	12,0
		698,37	8,4
		776,51	10,3
		827,83	9,8
		1044,00	8,4
		1317,48	11,5
		1474,88	10,8
Sb ¹²²	2,7 jours	564,10	3,1
Na ²⁴	15 heures	1368,63	2,5
K ⁴⁰	1,26 10 ⁹ ans	1460,80	9,7

TAB. 7.4 - Résultats de l'analyse du spectre d'émission γ du détecteur avec surcouche type diamant ICMC après irradiation par des neutrons thermiques [63].

Elément	Fraction massique (%)	Fraction atomique
B (bore)	-	9,90
Na (sodium)	3,7 \pm 0,2	5,35
Al (aluminium)	2,11 \pm 0,06	0,17
K (potassium)	3,2 \pm 0,3	2,40
Ca (calcium)	-	-
Ti (titane)	1,9 \pm 0,2	0,88
V (vanadium)	-	-
Fe (fer)	-	-
Zn (zinc)	4,2 \pm 0,1	1,38
As (arsenic)	-	-
Sr (strontium)	-	-
Sb (antimoine)	0,098 \pm 0,005	-
Ba (barium)	-	-

TAB. 7.5 - Composition du verre Schott D263 en fraction massique (obtenu par analyse par activation neutronique) et en fraction atomique (obtenu par RBS).

On peut comparer ce tableau au tableau 7.5 qui donne la composition du verre Schott D263, mesurée par activation neutronique et par RBS². L'antimoine, le sodium et le potassium sont des éléments présents dans le verre. L'or entre dans la composition de l'encre conductrice utilisée pour sérigraphier les pistes de connection sur la céramique de montage des détecteurs. Le brome qui est détecté entre dans la composition d'éléments de montage périphériques tels que les gaines isolantes autour des câbles électriques.

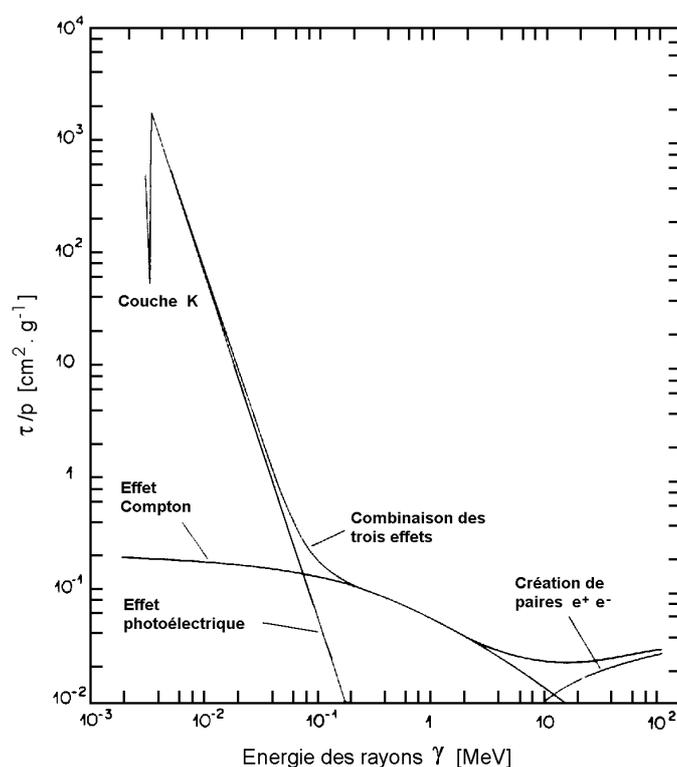


FIG. 7.8 - Coefficient d'absorption dans l'argon en fonction de l'énergie des photons [64].

L'activité mesurée pour chaque pic est faible. Elle est au maximum de 12 Hz. D'après la figure 7.8 le coefficient d'absorption μ/ρ dans l'argon des rayons γ d'énergie supérieure à 400 keV est inférieure à 10⁻¹ cm²·g⁻¹. Le taux de transmission des γ est donné par la formule :

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\mu/\rho \cdot \rho \cdot \epsilon)$$

où ρ est la densité du matériau traversé et ϵ l'épaisseur. Le taux de transmission des γ de plus de 400 keV à travers 3 mm de gaz est supérieure à 99,99 %. Ils ont une probabilité d'interagir avec le gaz et de donner un signal dans une des chambres proche de zéro.

Sur les spectres enregistrés immédiatement après l'arrêt du réacteur (fig. 7.9) rien ne ressort en dehors du bruit électronique.

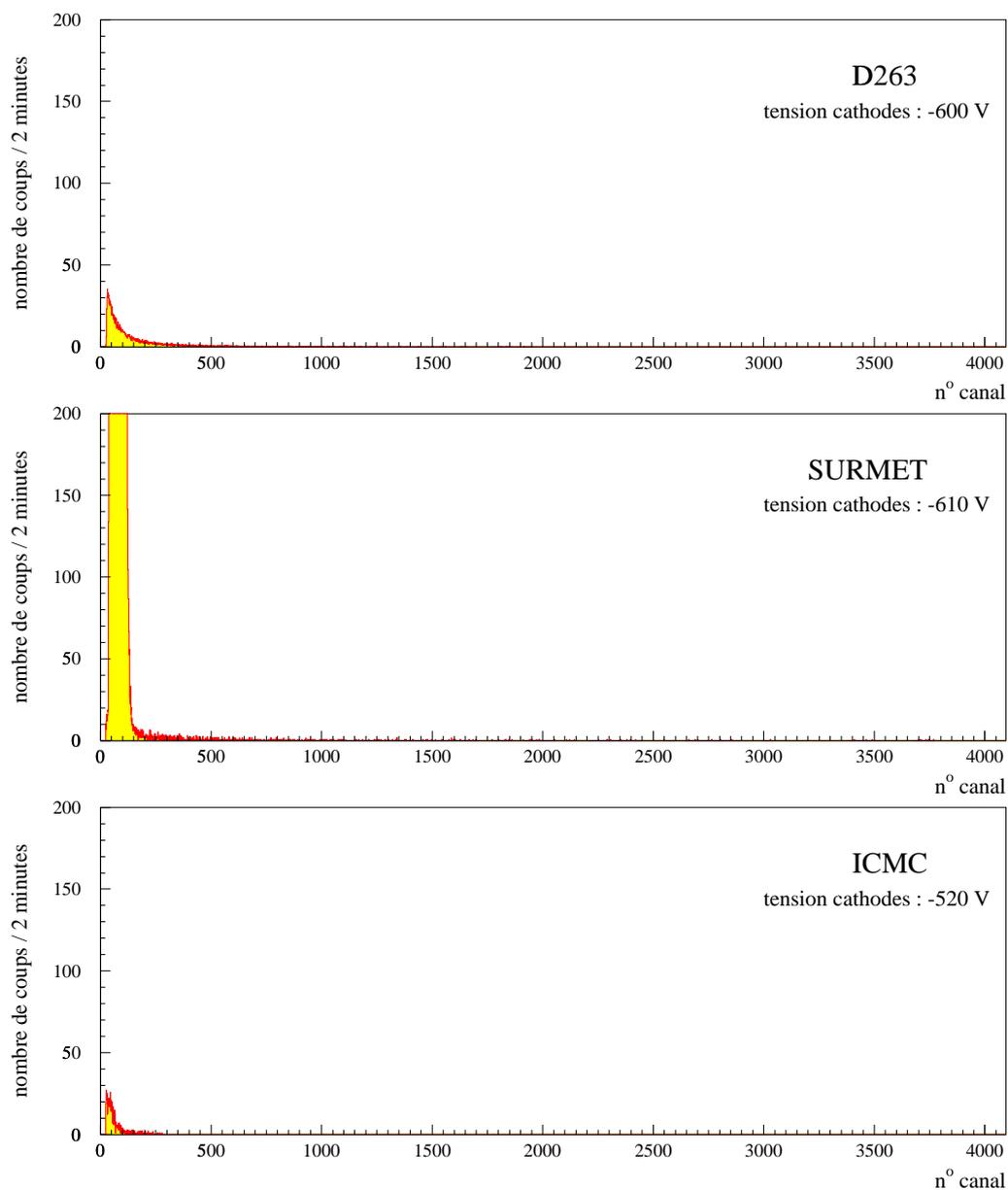


FIG. 7.9 - Spectres mesurés immédiatement après l'arrêt du réacteur, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME; tension plan de dérivation -1800 V.

7.3 Conclusion

Une irradiation par des neutrons thermiques sur une période de temps courte ne modifie pas le gain et la résolution en énergie des MSGC. Il faudrait faire à présent des mesures analogues avec un flux plus important et sur des temps plus longs pour se rapprocher des conditions qui seront celles de CMS.

Les pistes des détecteurs testés étaient en aluminium. Les MSGC qui doivent être placés dans CMS sont prévus avec des pistes en or. Ce métal est connu pour être activé par les neutrons et les mesures d'activation présentées ici montrent un signal dû à l'or entrant dans la composition des pistes sur la céramique. Il est important de prendre en considération ce phénomène dans le cadre de CMS.

Chapitre 8.

Conclusion

Les expériences auprès du LHC au CERN pour lesquelles de forts taux d'interactions et d'irradiation sont attendus, nécessitent de nouvelles technologies de détection des particules, des dispositifs de reconstruction de traces plus précis et plus rapides que ceux existants.

Les chambres à micropistes gazeuses (MSGC) font partie de la nouvelle génération de détecteurs. Elles occupent une place importante dans l'expérience CMS qui enregistrera des données auprès du LHC. Elles ont été le sujet d'un programme de recherches et développements (RD 28) coordonné par le CERN. Elles ont été intégrées dans des expériences de physique de haute énergie telle que NA12, SMC et HERMES. Ces expériences et les tests en faisceau dédiés aux études des détecteurs à traces pour CMS, ont montré la faisabilité de ce type de détecteurs, leur efficacité et une résolution spatiale comprise entre 30 et 50 μm .

Les MSGC fonctionnent selon le même principe de base que les chambres à fils classiques, à une échelle plus petite d'un à deux ordres de grandeur. Les fils sont remplacés par des pistes, alternativement de l'ordre de 10 μm (anodes) et de 100 μm (cathodes) de large, déposées sur un substrat par des techniques de photolithographie. Un plan cathodique, situé à quelques millimètres du substrat, définit la région de dérive des électrons primaires.

La particule dépose sur son passage une fraction de son énergie par ionisation ou par excitation des molécules de gaz. Ces interactions conduisent à la production de paires ion-électron. Sous l'effet du champ électrique qui règne dans la chambre les électrons dérivent vers le plan des électrodes. Au voisinage des anodes, le champ devient plus intense sur quelques dizaines de μm , et provoque une multiplication du nombre d'interactions, qui se traduit par la formation d'avalanches électroniques et la formation par induction de signaux sur les électrodes.

Une trentaine de prototypes de $2,6 \times 2,6 \text{ cm}^2$ ont été réalisés au laboratoire PHASE de Strasbourg et montés à l'IReS de Strasbourg. Ils ont permis de mieux comprendre le mode de fonctionnement de ce nouveau type de détecteurs.

Le gain des compteurs proportionnels gazeux dépend essentiellement de trois paramètres: la géométrie de la chambre, le gaz et les tensions appliquées sur les électrodes. Dans le cas des MSGC un quatrième paramètre vient s'ajouter à cette liste: le substrat.

Dans un premier temps des tests ont été effectués afin de déterminer le mélange gazeux le mieux adapté. Une campagne de mesures du gain en fonction des tensions appliquées a été menée, pour différents mélanges de gaz à base d'argon, auquel étaient rajoutés dans différentes proportions du dioxyde de carbone (CO_2), du méthane (CH_4) ou du diméthyléther (CH_3OCH_3). Les résultats obtenus montrent que le gain maximum avant décharges est de l'ordre de $3 \cdot 10^3$ à $5 \cdot 10^3$. En prenant en considération les propriétés des gaz polyatomiques et ces premières mesures, le diméthyléther (noté DME) apparaît

comme le meilleur candidat pour jouer le rôle de gaz absorbeur dans le mélange. Dans un deuxième temps, le remplacement de l'argon par du néon, s'est avéré très positif. Le gain maximum obtenu avant décharges passe alors à $9 \cdot 10^3$. Le mélange de 50% + 50% DME est le mélange gazeux pour lequel les conditions de travail sont les plus favorables à un fonctionnement stable des détecteurs.

Les décharges qui se produisent entre anode et cathode, tout particulièrement au bout des cathodes (du côté de lecture des anodes) sont responsables de dégradations observées sur les détecteurs. Les photographies prises au microscope électronique montrent bien que ces décharges provoquent une érosion du métal qui peut aller jusqu'à la coupure d'une à plusieurs pistes. Afin de pouvoir optimiser le gain d'une chambre, nous avons envisagé deux solutions, pouvant être complémentaires : une optimisation du dessin des pistes, et la passivation par un diélectrique des zones où s'amorcent préférentiellement les décharges. Elles ont permis de travailler à des tensions plus élevées et d'étendre le domaine de stabilité.

Alors que le substrat ne devait tenir qu'un rôle neutre de support mécanique aux pistes, il apparaît que son influence sur le mode de fonctionnement du détecteur en fait un des paramètres les plus importants, et le moins bien compris. Une caractéristique importante est sa résistivité de surface. Plusieurs techniques permettent de la contrôler : la modification de la composition du verre par implantation ou diffusion d'ions ou le dépôt en couche mince d'un matériau présentant la résistivité optimale. C'est dans cette optique que différents substrats ont été utilisés pour réaliser des prototypes de tests. Les mesures effectuées au laboratoire montrent que la réponse aux radiations dépend de la nature du substrat. Le dopage des verres améliore la tenue aux radiations par des particules chargées. Par contre aucune modification du gain ou de la résolution en énergie n'a été observée après irradiation par des neutrons thermiques de plusieurs prototypes avec différentes couches à résistivité contrôlée. Par ailleurs, sous l'effet d'un faisceau de rayons X de 8,3 keV d'intensité variable, le gain d'une MSGC décroît à partir d'une valeur critique du flux. Pour les détecteurs avec un dépôt d'une couche mince de carbone amorphe ou de verre de conductivité électronique sous les pistes, cette valeur critique est repoussée. Ainsi la modification des verres améliore sensiblement les conditions de fonctionnement des MSGC.

Nous avons montré qu'il existe des techniques permettant d'améliorer les performances des MSGC. Ces détecteurs sont efficaces, rapides, présentent une bonne résolution spatiale. Différentes techniques permettent d'atteindre des gains suffisants tout en restant en régime stable. Ils répondent de manière satisfaisante à un flux important de particules chargées tel que ceux attendus auprès du LHC.

D'autres détecteurs de reconstruction de traces sont en cours d'étude.

Les MGC¹ sont une variante des MSGC. Un plan cathode recouvre toute la surface du substrat. Les pistes anodes sont gravées sur des pistes isolantes elles-même déposées sur la cathode. Dans cette géométrie il n'existe plus d'interface entre le substrat et le gaz. Il n'y a théoriquement plus de problème lié à l'accumulation de charges sur le verre. De plus

1. Micro Gap Chamber

en segmentant la cathode perpendiculairement aux anodes il devient possible d'avoir une mesure en deux dimensions du point de passage d'une particule.

Dans les GEM² un deuxième plan amplificateur est placé au dessus du plan des pistes. Le gain est accru d'un ordre de grandeur. Cette géométrie permet de travailler à des tensions plus faibles et par là dans un régime plus stable.

Ces détecteurs pourraient être utilisés à la place des MSGC dans CMS.

Bibliographie

- [1] T. Kachelhoffer, Thèse, Université Louis Pasteur de Strasbourg (1995)
La production d'étrangeté et les chambres gazeuses à micropistes dans le cadre de l'expérience WA97
- [2] RD-28 Collaboration CERN/DRDC 94-45 (1994)
Development of microstrip gas chambers for radiation detection and tracking at high rates
- [3] F. Sauli, CERN-PPE 97-19 (1997)
Development of high rate MSGCs: Overview of results from RD-28
- [4] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994)
- [5] F. Abe et al., FERMILAB-PUB 94/097-E (1994)
Evidence of top quark production in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$
- [6] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, 3rd edition
Addison Wesley (1987)
- [7] ALEPH Collaboration, CERN PPE/96-79 (1996)
Mass limit for the standard model Higgs boson with the full LEP I ALEPH data sample
- [8] ALICE Collaboration CERN/LHCC 95-71 (1995)
Technical Proposal
- [9] ATLAS Collaboration CERN/LHCC 94-43 (1994)
Technical Proposal
- [10] CMS Collaboration CERN/LHCC 94-45 (1994)
Technical Proposal
- [11] H. Breuker et al., CMS TN/96-009 (1996)
Separation of Si and MSGC tracker volumes and independant subdetector installation
- [12] B1 team, LHCC Referee Tracker Review, January 1997
- [13] O. Bouhali et al., Technical Design Report (1996)
A possible approach for the construction of the CMS forward-backward MSGC tracker
- [14] G. Charpak et al., Nucl. Inst. and Meth. 80 (1970) 13
Some developments in the operation of Multiwire Proportional Chambers

- [15] A. Oed, Nucl. Inst. and Meth. A263 (1988) 351
Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases
- [16] R. Bellazzini et al., Riv. Nuov. Cim. Vol.17, N.12 (1994)
Electric field, avalanche growth and signal development in Micro-Strip Gas Chamber and Micro-Gap Chamber
- [17] O. Bouhali et al., Nucl. Inst. and Meth. A378 (1996) 432
Operation of microstrip gas counters with Ne-DME gas mixtures
- [18] F. Sauli, CERN 77-09 (1977)
Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers
- [19] J.E. Bateman et al., RAL-93-090 (1993)
The experimental characterisation of gas microstrip detectors: I. Gain characteristics
- [20] J. Schmitz, Nucl. Inst. and Meth. A323 (1992) 638
Results on Monte Carlo simulations of the microstrip gas counter
- [21] A. Peisert et al., CERN 84-08 (1984)
Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation
- [22] B. Sitar et al., *Ionization measurements in high energy physics*
Springer Verlag (1993)
- [23] T.A. Carlson, *Photoelectron and Auger spectroscopy*, Ed. Plenum Press (1975)
- [24] J.A. Kadyk et al., Nucl. Inst. and Meth. A300 (1991) 436
Wire chamber aging
- [25] J. Va'vra, Nucl. Inst. and Meth. A252 (1986) 547
Review of wire chamber aging
- [26] A. Pallarès, Thèse, Université Louis Pasteur de Strasbourg (1996)
Etude de substrats pour chambres gazeuses à micropistes dans le cadre de l'expérience CMS au LHC
- [27] F. Angelini et al., Nucl. Inst. and Meth. A315 (1992) 21
Results from the first use of microstrip gas chambers in a high-energy physics experiment
- [28] F. Angelini et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.37, No 2 (1990) 112
Test-beam study of the performance of the microstrip gas avalanche chamber
- [29] R. Bouclier et al., Nucl. Inst. and Meth. A346 (1994) 114
Results of wire chamber ageing with CH₄- and DME-based gas mixtures
- [30] B. Zhou et al., Nucl. Inst. and Meth. A287 (1990) 439
Using dimethylether as a drift gas in a high precision drift tube detector
- [31] M. Jibaly et al., Nucl. Inst. and Meth. A273 (1988) 161
Some results of the aging of wire chambers with dimethylether

-
- [32] M. Jibaly et al., Nucl. Inst. and Meth. A283 (1989) 692
The aging of wire chambers filled with dimethylether: wire and construction materials and freon impurities
- [33] M. Jibaly et al., IEEE Trans. on Nucl.Sci., Vol.36, No 1 (1989) 552
An aging study of wire chambers with dimethylether: effects of wire material and freon content
- [34] R. Bouclier et al., Nucl. Inst. and Meth. A350 (1994) 464
Effects of outgassing from some materials on gas chamber ageing
- [35] R. Bouclier et al., Workshop on forward MSGC tracker Stasbourg Nov. 1995 (Réunion CMS)
- [36] R. Bouclier et al., CMS TN/96-038 (1996)
Study of materials outgassing and their effect on gaseous detector lifetime
- [37] Encyclopédie des gaz, l'Air Liquide
- [38] T. Beckers et al., Nucl. Inst. and Meth. A346 (1994) 95
Optimization of microstrip gas chamber design and operating conditions
- [39] J.J. Florent et al., Nucl. Inst. and Meth. A329 (1993) 125
The electrostatic field in microstrip chambers and its influence on detector performance
- [40] I. Duerdoth et al., Nucl. Inst. and Meth. A348 (1994) 356
A study of breakdown in microstrip gas chambers
- [41] S. Schmidt et al., Nucl. Inst. and Meth. A337 (1994) 382
Study of thin substrates for microstrip gas chambers
- [42] R. Bouclier et al., Nucl. Inst. and Meth. A369 (1996) 328
High rate operation of micro-strip gas chambers on diamond-coated glass
- [43] Yu.L. Grishkin et al., Nucl. Inst. and Meth. A354 (1995) 309
Preliminary study of a new type of gas microstrip chamber on a sapphire substrate
- [44] F. Ortuno-Prados et al., Nucl. Inst. and Meth. A364 (1995) 287
The electron-conducting glass SCHOTT S8900 as substrata for microstrip gas chamber
- [45] R. Bouclier et al., Nucl. Inst. and Meth. A332 (1993) 100
Performance of gas microstrip chambers on glass substrata with electronic conductivity
- [46] A. Romero, Rapport de stage de DEA de Physique Nucléaire (1993)
Caractérisation et modification des propriétés électriques des substrat de verre utilisés dans la fabrication de détecteurs à microstrips gazeux
- [47] A.Pallarès et al., CRN 93-64 (1993)
Characterisation and improvement of microstrips gas chambers

- [48] J.M. Brom et al., CRN 95-14 (1995)
*Factors influencing the performances of microstrips gas chambers and
Microstrips gas chambers on implanted substrates*
- [49] R. Fang et al., Nucl. Inst. and Meth. A365 (1995) 59
*Charge accumulation at the interface between two dielectrics and gas gain variation
of microstrips gas chambers*
- [50] R. Bouclier et al., Nucl. Inst. and Meth. A323 (1992) 240
High flux operation of microstrip gas chambers on glass and plastic supports
- [51] W.G. Gong et al., Nucl. Inst. and Meth. A374 (1996) 144
MSGCs with Pestov-glass coatings
- [52] F. Angelini et al., Nucl. Inst. and Meth. A382 (1996) 461
Operation of MSGCs with gold strips built on surface-treated thin glasses
- [53] P. Couderc et al., Thin Solid Films 146 (1987) 93
*Structure and physical properties of plasma-grown amorphous hydrogenated carbon
films*
- [54] M. Ramsteiner et al., Appl. Phys. Lett. Vol.51, No 17 (1987) 1355
*Resonant Raman scattering of hydrogenated amorphous carbon: Evidence for π -
bonded carbon clusters*
- [55] S.A. Solin et al., Phys. Rev. B Vol.1, No 4 (1970) 1687
Raman spectrum of diamond
- [56] A. Oed, Nucl. Inst. and Meth. A367 (1995) 34
Properties of micro-strip gas chambers (MSGC) and recent developments
- [57] J.E. Bateman et al., RAL-95-032 (1995)
*Rate and lifetime characteristics of a gas microstrip detector fabricated on sputtered
S8900 glass*
- [58] M. Huhtinen, CERN CMS TN/96-057 (1996)
Studies of neutron moderator configurations around the CMS inner tracker and ECAL
- [59] M. Huhtinen, Ph.D. Thesis, University of Helsinki (1996)
The radiation environment at the CMS experiment at the LHC
- [60] J.T.M. Baines et al., Proceedings of the International Workshop on Micro-Strip Gas
Chambers, Lyon, Nov. 30 - Dec. 2, 1995
Work at RAL on the ageing properties of gas microstrip detectors
- [61] M. Huhtinen et P. Aarnio, HU-SEFT R 94-01 (1994)
Radiation problems at LHC experiments. I: Neutral particle background
- [62] M.J. Esten et al., Proceedings of the International Workshop on Micro-Strip Gas
Chambers, Lyon, Nov. 30 - Dec. 2, 1995
The performance of MSGCs in intense background fluxes of low energy neutrons

- [63] DRE-SRO-SIEN CEA Saclay, note E 97-1330 (1197)
irradiation de détecteurs dans la casemate du réacteur ISIS
- [64] G. Schultz, Thèse, Université Louis Pasteur de Strasbourg (1976)
*Etude d'un détecteur de particules à très haute précision spatiale (chambre à drift).
Analyse des phénomènes physiques liés au fonctionnement de ce détecteur.*

Table des figures

1.1	Structure de la matière : l'atome est formé d'un noyau autour duquel gravitent des électrons, le noyau est formé d'un ensemble de protons et de neutrons, le proton est formé de deux quarks u et un quark d, le neutron est formé d'un quark u et deux quark d.	3
1.2	Situation de l'ensemble des accélérateurs au CERN.	9
1.3	Sections efficaces de différents processus se produisant dans les collisions proton-proton.	10
1.4	Détecteur ALICE.	11
1.5	Détecteur ATLAS.	12
1.6	Signatures que laissent différentes particules de haute énergie dans les différents éléments d'un dispositif expérimental tel que CMS.	12
1.7	Détecteur CMS.	13
1.8	Ensemble de reconstruction de traces interne.	15
1.9	Structure portant les MSGC : roue de la partie centrale.	16
1.10	Structure portant les MSGC : roue des parties à l'avant.	16
2.1	Schéma d'une chambre proportionnelle multifils (MWPC) : une série de fils anodes sont tendus à intervalle régulier entre deux plans cathodes.	21
2.2	Lignes de champ dans une chambre proportionnelle multifils (MWPC).	22
2.3	Schéma d'une chambre gazeuse à micropistes (MSGC) : une série de pistes alternativement anode et cathode sont déposées par photolithographie sur un substrat, un plan cathode est placé quelques millimètres au-dessus.	23
2.4	Lignes de champ dans une chambre gazeuse à micropistes (MSGC).	23
2.5	Perte d'énergie par unité de longueur de particules chargées dans l'argon calculée à l'aide de la formule de Bethe et Bloch.	25
2.6	Nombre de charges collectées sur l'anode d'un compteur cylindrique en fonction de la tension appliquée sur l'anode.	28
2.7	Vitesse de dérive des électrons dans l'argon.	31
2.8	Coefficients de diffusion des électrons dans l'argon.	31
2.9	Vitesse de dérive des électrons dans le DME.	32
2.10	Largeur de diffusion des électrons dans le DME.	32
2.11	Le signal dû à une trace perpendiculaire au détecteur en présence d'un champ magnétique s'étend sur une largeur Δy qui dépend de l'angle de Lorentz.	34
2.12	Le signal dû à une trace inclinée en l'absence de champ magnétique s'étend sur une largeur Δy qui dépend de l'angle d'inclinaison.	34
2.13	Taux de désexcitation par fluorescence en fonction du numéro atomique du gaz.	39

3.1	Mesure de la résistance surfacique par la méthode des microélectrodes. . .	48
3.2	Mesure de la résistance surfacique avec le dispositif à trois électrodes. . . .	48
3.3	Dimensions des MSGC réalisées pour les tests.	49
3.4	Photolithographie.	50
3.5	Détecteur monté.	51
3.6	Amenées des hautes tensions sur les cathodes et le plan de dérive.	51
3.7	Banc de gaz	53
3.8	Schéma de décroissance du Sr.	54
3.9	Système mécanique à barillets portant les deux sources de Fe^{55} et de Sr^{90} , ainsi que les différents diaphragmes de diamètre 4 mm, 1,5 mm et 0,5 mm.	54
3.10	Montage électronique utilisé pour les mesures faites avec la source de Fe^{55} . La partie rajoutée pour l'étalonnage de la chaîne d'amplification est in- diquée en pointillé.	55
3.11	Banc de tests muni d'un canon à rayons X.	56
3.12	Spectre des rayons X émis par le canon (a), puis après avoir traversé 20 μm de cuivre (b), 30 μm de cuivre (c) et 50 μm de cuivre (d).	57
3.13	Coefficient d'absorption des rayons X dans le cuivre.	58
3.14	Taux de transmission des rayons X à travers 20 μm de cuivre.	58
3.15	Electronique et logique de déclenchement.	59
3.16	Mesure du gain en déplaçant la source devant le détecteur dans une direc- tion parallèle aux anodes : x.	62
3.17	Mesure du gain en déplaçant la source devant le détecteur dans une direc- tion perpendiculaire aux anodes : y.	62
3.18	Spectre en énergie dû à la source de Fe^{55} mesuré avec un détecteur MSGC dans lequel circule un mélange 80 % Ar + 20 % DME. Le champ de dérive est de 4 kV/cm et la tension sur les cathodes est de -480 V.	63
4.1	Taux de comptage des signaux dus à une source de Fe^{55} , dans un détecteur à micropistes en fonction du pourcentage de DME dans le mélange Ar + DME, à tensions fixées.	68
4.2	Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Corning 7059 en fonction de la tension cathodes pour différents mélanges à base d'argon, avec un champ de dérive de 4 kV/cm.	70
4.3	Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Corning 7059 en fonction de la tension cathodes pour différents mélanges à base d'argon, avec un champ de dérive de 6 kV/cm.	71
4.4	Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différentes proportions de DME dans le mélanges Ar + DME, avec un champ de dérive de 4 kV/cm	72
4.5	Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différentes tensions de dérive, dans un mélange 90 % Ar + 10 % DME.	73
4.6	Vitesse de dérive des ions dans différents gaz.	74
4.7	Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différents mélanges Ne + DME, avec un champ de dérive de 4 kV/cm.	75

4.8	Gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 en fonction de la tension cathodes pour différentes tensions de dérive, dans un mélange 50 % Ne + 50 % DME.	76
5.1	Photographie au microscope électronique des pistes anodes et cathodes d'un détecteur après des tests.	86
5.2	Photographie au microscope électronique du bord d'une cathode.	86
5.3	Schéma des électrodes : fins des cathodes (dessins 0 et 1).	89
5.4	Schéma des électrodes : fins des anodes (dessins 0 et 1b).	90
5.5	Schéma des électrodes : fins des anodes (dessin 1c).	91
5.6	Photographie des fins de cathodes avant les tests.	92
5.7	Photographie des fins de cathodes après les tests.	92
5.8	Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 0.	93
5.9	Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 1.	94
5.10	Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 2.	95
5.11	Simulation du champ électrostatique autour des terminaisons des cathodes pour le dessin 3.	96
6.1	Conditionnement d'un détecteur réalisé sur le verre Schott D263.	111
6.2	Conditionnement d'un détecteur réalisé sur le verre Corning 7059.	112
6.3	Irradiation des détecteurs réalisés sur des verres Schott D263 et Corning 7059.	114
6.4	Géométrie du dispositif expérimental pour l'irradiation avec la source de Sr^{90} , et les effets sur le gain d'un détecteur réalisé sur du verre Schott D263 non modifié. Conditions : mélange 90 % Ar + 10 % DME, champ de dérive de 4 kV/cm et tension des cathodes -420 V.	115
6.5	Conditionnement d'un détecteur réalisé sur le verre Schott D263 dopé en B par implantation.	117
6.6	Conditionnement d'un détecteur réalisé sur le verre Corning 7059 en Fe par diffusion thermique.	117
6.7	Irradiation des détecteurs réalisés sur des verres Schott D263.	118
6.8	Irradiation des détecteurs réalisés sur des verres Corning 7059.	119
6.9	Schéma d'une MSGC avec une couche mince entre le verre et les pistes. . .	121
6.10	Capacité des pistes anodes sur les détecteurs réalisés sur le verre Schott D263 et sur la couche mince de verre S8900.	124
6.11	Capacité des pistes anodes sur les détecteurs réalisés sur les couches minces SURMET, VITO et ICMC.	125
6.12	Gain en fonction du substrat dans les conditions de mesure : gaz 50 % Ar + 50 % DME ; tension plan de dérive -1800 V.	127
6.13	Gain en fonction du substrat dans les conditions de mesure : gaz 90 % Ar + 10 % DME ; tension plan de dérive -1800 V.	127
6.14	Courant sur les cathodes en fonction du substrat dans les conditions de mesure : gaz + DME ; tension plan de dérive -1800 V.	128

6.15	Verre Schott D263 (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X pour différents champs de dérive. (gaz : 90% Ar + 10% DME)	130
6.16	Verre Schott D263 (pistes Au) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X pour différents champs de dérive. (gaz : 90% Ar + 10% DME)	131
6.17	Couche mince S8900 (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP, pour différentes conditions de tensions. (gaz : 90% Ar + 10% DME)	132
6.18	Couche mince SURMET (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP, pour différentes conditions de tensions. (gaz : 90% Ar + 10% DME)	133
6.19	Couche mince VITO (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP, pour différentes conditions de tensions. (gaz : 90% Ar + 10% DME)	134
6.20	Couche mince ICMC (pistes Al) : variation du gain relatif en fonction du flux de rayons X ou du flux équivalent MIP. (gaz : 90% Ar + 10% DME)	135
6.21	Gain relatif en fonction du flux de rayons X.	136
7.1	Flux des neutrons d'énergie supérieure à 100 keV attendus dans CMS à différentes distances du faisceau.	141
7.2	Flux des neutrons attendus dans CMS, en fonction de leur énergie à 80 cm du faisceau.	141
7.3	Schéma des traces de hadrons dans le système interne de reconstruction de traces de CMS.	142
7.4	Disposition des détecteurs lors de l'irradiation.	144
7.5	Verre Schott D263 : Spectres de la source de Fe^{55} mesuré sur le site immédiatement après l'irradiation par des neutrons, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME ; tension plan de dérive -1800 V.	145
7.6	Gain mesuré avant et après l'irradiation en neutrons, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME ; champ de dérive 6 kV/cm.	146
7.7	Spectres de la source de Fe^{55} mesurés avec les détecteurs irradiés par des neutrons, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME ; tension plan de dérive -1800 V.	147
7.8	Coefficient d'absorption dans l'argon en fonction de l'énergie des photons.	149
7.9	Spectres mesurés immédiatement après l'arrêt du réacteur, dans les conditions de mesure : gaz 50% Ar + 50% DME ; tension plan de dérive -1800 V.	150

Liste des tableaux

1.1	L'ensemble des douze fermions connus qui composent la matière se répartissent en trois familles de deux quarks et deux leptons.	5
1.2	Les bosons sont les particules vecteurs des interactions entre les fermions. A chaque force est associé un ou plusieurs bosons.	6
1.3	Caractéristiques d'une roue et des détecteurs qui sont montés dessus. . . .	17
2.1	Propriétés des gaz rares.	37
2.2	Potentiel d'ionisation et énergie seuil pour la formation d'ions moléculaires dans les gaz rares.	38
2.3	Propriétés de quelques gaz organiques.	42
2.4	Potentiel d'ionisation et énergie de dissociation des molécule de quelques gaz organiques.	43
3.1	Energie effective de création d'une paire ion-électron.	56
3.2	Taux de comptage par unité de surface dans un détecteur MSGC en fonction du diaphragme placé devant la source de Fe^{55}	58
4.1	Nombre d'électrons primaires et nombre total d'électrons produits par une particule au minimum d'ionisation dans les mélanges 90 % Ar + 10 % DME et 50 % Ne + 50 % DME.	77
4.2	Compatibilité de différents caoutchoucs avec le DME.	78
4.3	Effets du DME sur différents matériaux.	79
4.4	Tests de dégazage de différents matériaux et colles.	80
5.1	Masque 1.	88
5.2	Masque 2.	88
5.3	Tensions cathodes limites avant décharges et gains correspondants pour le détecteur P1 (masque 1).	97
5.4	Zones protégées sur le détecteur P1 (masque 1) avec de la colle diélectrique (Epotecny 505).	97
5.5	Localisation des décharges dans les MSGC pour le dessin 0, et effets de la protection par une colle diélectriques des points sensibles, pour le détecteur P1 (masque 1).	98
5.6	Tension de claquage sur les cathodes pour les détecteurs P2_a et P2_b (masque 2).	98
5.7	Tension de claquage sur les cathodes à 20 et 30 ° C pour le détecteur P2_a (masque 2).	99
5.8	Tension de claquage après différents temps de polarisation à -350 V sur les cathodes pour le détecteur P2_a (masque 2).	99

6.1	Composition des verres en fraction massique (%), résultats obtenus par activation neutronique.	107
6.2	Résistance surfacique des verres Schott D263 et Corning 7059 après nettoyage par différentes solutions.	109
6.3	Résistance surfacique du verre Schott D263 après élimination de différents dépôts.	110
6.4	Résistance surfacique, temps de conditionnement et variations du gain correspondantes pour les deux étapes de la mesure.	112
6.5	Spectre d'émission β des isotopes Sr et Y.	113
6.6	Résistance surfacique des verres Schott D263 et Corning 7059, et des mêmes verres dopés soit par implantation d'ions de bore soit par diffusion de fer.	116
6.7	Résistance surfacique, temps de conditionnement et variations du gain correspondantes pour les deux étapes de la mesure, et pour les différents verres utilisés comme substrat.	118
6.8	Estimation des doses déposées dans 3 mm de gaz pour lesquelles une perte de 50 % du gain est observée.	119
6.9	Analyses des dépôts.	122
6.10	Résistance surfacique des couches minces.	123
6.11	Pourcentage de pistes anodes coupées d'après les mesures de capacité.	126
6.12	Valeurs ajustées des coefficients a et b dans l'équation du courant $I = a \cdot V + b$	128
6.13	Numérotation des prototype et métal utilisé pour les pistes.	129
6.14	Valeurs du flux en Hz/mm ² pour différents champs de dérive à partir desquelles le gain des détecteurs diminue.	131
7.1	Flux de neutrons dans CMS en MHz/cm ²	143
7.2	Activité des détecteurs or mesuré après l'irradiation et flux de neutrons estimé.	145
7.3	Résolution en énergie mesurée avec la source de Fe ⁵⁵ sur les détecteurs irradiés par des neutrons thermiques.	146
7.4	Résultats de l'analyse du spectre d'émission γ du détecteur avec sur-couche type diamant ICMC après irradiation par des neutrons thermiques.	148
7.5	Composition du verre Schott D263 en fraction massique (obtenu par analyse par activation neutronique) et en fraction atomique (obtenu par RBS).	148

Remerciements

Le travail présenté ici a été effectué au sein du Groupe de Recherches de Physique des Hautes Energies (GRPHE) de Mulhouse en collaboration avec l'Institut de Recherches Subatomiques (IReS) de Strasbourg ainsi que du laboratoire PHASE de Strasbourg.

Monsieur le professeur Daniel Huss m'a donné la possibilité d'effectuer ce travail de recherche. Je tiens à lui exprimer, ici, toute ma reconnaissance.

Monsieur Jean-Marie Brom m'a accueillie dans le groupe de recherches sur les MSGC à Strasbourg, je l'en remercie chaleureusement.

Je tiens à remercier monsieur le professeur René Blaes d'avoir accepté la présidence du jury, ainsi que Madame Evelyne Daubie et Monsieur Emanuele Quercigh d'avoir accepté d'en faire partie.

Mes remerciements à Monsieur Christian Voltolini pour son aide à trouver un moyen de faire une thèse ainsi que pour avoir guidé mes premiers pas au CERN.

Merci à Jean-Pierre Schunck pour la réalisation des détecteurs (auxquels je m'empressais de faire subir les mauvais traitements dont les résultats sont présentés dans ce volume), pour toutes les mesures de résistivités ainsi que pour toutes les discussions très instructives que j'ai pu avoir avec lui.

Mes remerciements vont à toute l'équipe, tout particulièrement à Marie-Hélène Sigward, Marguerite Hoffer, Marie-Rose Kapp pour le montage des détecteurs ainsi qu'à Henri Eberlé et Robert Wortmann pour la mécanique, sans oublier Sylviane Barthe, Anne-Marie Bergdolt, Jacqueline Coffin et Jean-Marie Helleboid pour leur aide précieuse.

Une pensée amicale à toutes les autres personnes que j'ai côtoyées tout au long de ces années, qui m'ont apporté d'une manière ou d'une autre leur aide et leur soutien.